

N° d'ordre : 1360

50376  
1994  
261

20102548  
50376  
1994  
261

# THESE DE DOCTORAT

*présentée à*

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

## DOCTEUR EN PHYSIQUE

*discipline:*

LAser, MOlécules, Rayonnements Atmosphériques

*par*

Sandra LEGOUBIN

### ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA REPONSE SPECTRALE DE COMPOSANTS PHOTO-INSCRITS DANS DES FIBRES OPTIQUES

*Soutenue le 7 Octobre 1994 devant la commission d'examen :*

B. COLOMBEAU	Professeur , Université de Limoges	Président Rapporteur
P. FERDINAND	Ingénieur de Recherche, CEA Saclay	Rapporteur
T. GEORGES	Docteur, CNET Lannion B	Examineur
F. HERLEMONT	Professeur, Université de Lille I	Examineur
P. BERNAGE	Professeur , Université de Lille I	Examineur
M. DOUAY	Professeur , Université de Lille I	Co-Directeur de thèse
P. NIAY	Professeur, Université de Lille I	Co-Directeur de thèse

*A ma famille,*

*A Emmanuel*

## REMERCIEMENTS

*Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique de l'Université de Lille I, j'ai bénéficié d'une Bourse Docteur Ingénieur (B.D.I.) cofinancée par le CNRS et la région Nord-Pas-de-Calais.*

*Je remercie vivement M. Douay pour m'avoir initiée à la recherche lors de mon DEA, pour sa collaboration permanente lors de mon travail de thèse, pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques et pour avoir dirigé mes recherches.*

*Je remercie tout aussi vivement P. Niay pour avoir dirigé mes recherches, pour les très nombreuses et fructueuses discussions ainsi que pour sa disponibilité de tous les instants.*

*Je remercie aussi P. Bernage pour sa patience et ses talents de pédagogue.*

*Tous mes sincères remerciements à B. Colombeau, qui m'a fait l'honneur de présider ce jury et d'être rapporteur.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement T. Georges d'avoir accepté de participer au jury, ainsi que les chercheurs du CNET de Lannion, laboratoire RIO/TSO, pour leur collaboration.*

*Un grand merci à P. Ferdinand pour ses discussions fructueuses et pour avoir accepté la charge de rapporteur.*

*Je suis heureuse de pouvoir exprimer ma gratitude à :*

*F. Herlemont pour avoir accepté de participer au jury.*

*J.M. Robbe, ainsi que tous les membres du LDMP, pour leur accueil, l'équipe des mécaniciens pour la réalisation rapide des nombreuses pièces mécaniques,*

*les services de photocopie, reliure, dessin et magasin qui ont permis la réalisation de ce document,*

*S. Flémal et M.T. Lédée pour la frappe de ce mémoire.*

*Enfin, un grand merci à tous les membres de l'équipe photonique du LDMP pour l'aide et les discussions fructueuses et avec qui j'ai passé quatre années très enrichissantes et agréables : J.M. Blondeau, E. Fertein, A. Herbaut, F. Lahoreau, B. Leconte, G. Martinelli, G. Péoux, J. Pesez, D. Pureur, T. Robidet, T. Taunay, W.X. Xie.*

**Thèse de Sandra LEGOUBIN.**

**ERRATUM**

p 194, Paragraphe 2, Ligne 5, il faut lire : " L'intervalle spectral libre est maximum près de la longueur d'onde de Bragg des réseaux ( au centre de la réponse spectrale du filtre ) puis, il diminue lorsqu'on s'éloigne de ce centre ".

# SOMMAIRE

<b>CHAPITRE I</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>p 1</b>
REFERENCES	CHAPITRE I	p 4
<b>CHAPITRE II</b>	<b>ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE COMPAREE DES DIFFERENTES METHODES D'INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG OU DE CONVERTISSEURS DE MODES</b>	<b>p 5</b>
1 -	INTRODUCTION	p 5
2 -	PHOTO-INSCRIPTION PAR IRRADIATION LONGITUDINALE DE LA FIBRE OPTIQUE (méthode interne utilisant un laser visible monomode longitudinal)	p 11
	2a - <u>Réseaux de Bragg</u>	p 11
	2b - <u>Convertisseurs de modes</u>	p 15
3 -	METHODE D'INSCRIPTION POINT PAR POINT (Méthode externe utilisant un laser de pompe ultraviolet)	p 17
	3a - <u>Réseaux de Bragg</u>	p 18
	3b - <u>Convertisseurs de modes</u>	p 19
4 -	INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG AU MOYEN DE LA METHODE D'IRRADIATION TRANSVERSALE PAR UN SYSTEME DE FRANGES ULTRAVIOLETTES (Méthode externe)	p 20
	4a - <u>Méthodologie</u>	p 20
	4b - <u>Méthode d'obtention du champ d'interférence</u>	p 21
	4b - $\alpha$ ) <u>Méthode par division d'amplitude</u>	p 21
	4b - $\alpha$ .1 - <u>Dispositif utilisant une lame séparatrice et deux miroirs</u>	
	4b - $\alpha$ .2 - <u>Dispositif utilisant trois miroirs</u>	
	4b - $\alpha$ .3 - <u>Le masque de phase</u>	
	4b - $\beta$ ) <u>Méthode par division du front d'onde</u>	p 29
	4b - $\beta$ .1 - <u>Dispositif utilisant un miroir</u>	
	4b - $\beta$ .2 - <u>Dispositif utilisant un prisme</u>	

4b - $\gamma$ ) <u>Caractéristiques des sources laser UV nécessaires à l'inscription des réseaux de Bragg</u>	p 34
5 - CONCLUSION	p 37
REFERENCES CHAPITRE II	p 39

**CHAPITRE III PRESENTATION ET ETUDE DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX UTILISES POUR INSCRIRE DES RESEAUX DE BRAGG PAR LA METHODE HOLOGRAPHIQUE TRANSVERSE : IRRADIATION EFFECTUEE EN REGIME CONTINU OU PULSE.**

1 - SCHEMA DE PRINCIPE DU MONTAGE UTILISE	p 45
2 - SOURCES DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET	p 487
<b><u>2.1 - SOURCE CONTINUE : DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME DE DOUBLAGE INTRA-CAVITE</u></b>	p 49
2.1.1 - <u>POSITION DU PROBLEME</u>	p 49
2.1.2 - <u>MONTAGE 1: CRISTAL TAILLE A INCIDENCE NORMALE</u>	p 50
2.1.2 A - <u>ETUDE THEORIQUE</u>	p 52
2.1.2 A-1) <u>CALCUL DES PARAMETRES DE LA CAVITE</u>	p 52
2.1.2 A-2) <u>FONCTIONS DU CRISTAL DOUBLEUR</u>	p 56
2) $\alpha$ - <u>sélection d'un mode longitudinal par effet Perot-Fabry</u>	p 56
2) $\beta$ - <u>doublage de fréquence de la radiation pompe</u>	p 57
2.1.2 A-3) <u>PUISSANCE DE L'ONDE DE SECONDE HARMONIQUE</u>	p 61
2.1.2 B - <u>ETUDE EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE ULTRAVIOLETTE CONTINUE</u>	p 64
2.1.2 B-1) <u>ANALYSE SPECTRALE</u>	p 64
1) $\alpha$ - <u>Pureté spectrale du faisceau de pompe sans cristal doubleur</u>	p 64
1) $\beta$ - <u>Pureté spectrale du faisceau de pompe avec cristal doubleur</u>	p 69
2.1.2 B-2) <u>ETUDE DE PUISSANCE DE L'ONDE DE SECONDE HARMONIQUE</u>	p 71
2) $\alpha$ - <u>Problèmes liés au choix du cristal</u>	p 71
2) $\beta$ - <u>Conditionnement du cristal</u>	p 72

<b>2.I.3 - MONTAGE 2: CRISTAL TAILLE A INCIDENCE DE BREWSTER</b>	<b>p 74</b>
<b>2.I.3 A - MONTAGE</b>	<b>p 74</b>
<b>2.I.3 B - CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE ULTRAVIOLETTE</b>	<b>p 76</b>
<b>2.II - SOURCE PULSEE</b>	<b>p 77</b>
<b>2.III - TABLEAU RECAPITULATIF DES CARACTERISTIQUES DES SOURCES ULTRAVIOLETES</b>	<b>p 82</b>
<b>3 - TRAITEMENT DES FAISCEAUX</b>	<b>p 84</b>
<b>3a - <u>Traitement du faisceau issu de la source pulsée</u></b>	<b>p 85</b>
<b>3b - <u>Traitement du faisceau issu de la source continue</u></b>	<b>p 88</b>
<b>4 - DISPOSITIFS INTERFEROMETRIQUES</b>	<b>p 91</b>
<b>4a - <u>Le Montage à prisme</u></b>	<b>p 91</b>
<b>4a - <math>\alpha</math>) <u>Etude du dispositif</u></b>	<b>p 91</b>
<b>4a - <math>\beta</math>) <u>Remarques</u></b>	<b>p 101</b>
<b>4b - <u>Le Montage à miroir</u></b>	<b>p 102</b>
<b>5 - ANALYSE DES CAUSES POSSIBLES DE LA DIMINUTION DE L'AMPLITUDE DE MODULATION DE L'INDICE DANS LA FIBRE</b>	<b>p 108</b>
<b>5a - <u>Etude de l'influence de la largeur spectrale de la source</u></b>	<b>p 108</b>
<b>5a - <math>\alpha</math>) <u>Cas de la division du front d'onde par un prisme</u></b>	<b>p 108</b>
<b>5a - <math>\beta</math>) <u>Cas de la division du front d'onde par un miroir</u></b>	<b>p 111</b>
<b>5a - <math>\gamma</math>) <u>Discussion</u></b>	<b>p 113</b>
<b>5b - <u>Etude d'une instabilité angulaire</u></b>	<b>p 114</b>
<b>5b - <math>\alpha</math>) <u>Cas de la division du front d'onde par un prisme</u></b>	<b>p 114</b>
<b>5b - <math>\beta</math>) <u>Cas de la division du front d'onde par un miroir</u></b>	<b>p 115</b>
<b>5b - <math>\gamma</math>) <u>Discussion</u></b>	<b>p 115</b>
<b>5c- <u>Etude des effets des instabilités de position de la fibre dans le champ d'interférences au cours de l'irradiation</u></b>	<b>p 116</b>
<b>5c- <math>\alpha</math>) <u>Instabilités liées au support mécanique de la fibre</u></b>	<b>p 117</b>
<b>5c- <math>\alpha</math>-1) <u>Cas d'une translation de la fibre dans le champ d'interférences</u></b>	<b>p 118</b>

5c- $\alpha$ -2) <u>Cas d'une variation de longueur de la fibre due à une variation de longueur du support</u>	p 119
5c- $\beta$ ) <u>Stabilité thermique de la fibre</u>	p 120
5d - <u>Conclusion</u>	p 121
6 - PROTOCOLE DE REGLAGE DU BANC D'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG	p 122
6a - <u>Degrés de liberté du montage mécanique</u>	p 122
6b - <u>Réglages préliminaires</u>	p 123
6c - <u>Mise en place des éléments du montage</u>	p 125
6d - <u>Réglages fins avec le faisceau ultraviolet</u>	p 125
7 - CONTROLE DE L'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG PAR SPECTROMETRIE D'ABSORPTION A HAUTE RESOLUTION	p 127
7a - <u>Le spectromètre</u>	p 127
7b - <u>Détection des signaux lumineux</u>	p 130
8 - INFORMATISATION DE L'EXPERIENCE	p 135
REFERENCES CHAPITRE III	p 137

**CHAPITRE IV ETUDES DE TRANSMISSIONS SPECTRALES DE RESEAUX DE BRAGG PHOTO-INSCRITS DANS DES FIBRES GERMANOSILICATES: EXPERIENCES D'ECRITURE ET D'EFFACEMENT A L'AIDE D'IRRADIATIONS UV CONTINUES OU PULSEES**

p 139

BEHAVIOUR OF SPECTRAL TRANSMISSIONS OF BRAGG GRATINGS WRITTEN IN GERMANIA-DOPED FIBRES : WRITING AND ERASING EXPERIMENTS USING PULSED OR CW UV EXPOSURE

p 143

REFERENCES CHAPITRE IV

p 169

**CHAPITRE V INSCRIPTION DE FILTRES PARTICULIERS (PHOTOREFRACTIVITE DE TYPE I)**

p 181

1 - INTRODUCTION

p 181

-----  
Sommaire

2 - RESEAUX DONT LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG EST ACCORDEE AU VOISINAGE D'UNE RAIE ATOMIQUE	p 183
3 - FILTRES PEROT-FABRY	p 186
3a - <u>Réalisation d'interféromètres de Perot-Fabry photo-inscrits dans des fibres germanosilicates</u>	p 186
3b - <u>Caractérisations des réponses spectrales des interféromètres de Perot-Fabry photo-inscrits dans des fibres germanosilicates</u>	p 190
4 - RESEAU DE MOIRE	p 196
REFERENCES CHAPITRE V	p 203

**CHAPITRE VI      CALCUL DE LA TRANSMISSION SPECTRALE D'UNE FIBRE OPTIQUE MONOMODE DANS LAQUELLE LE PROFIL D'INDICE DU CŒUR A ETE MODIFIE LOCALEMENT SELON UNE LOI PSEUDO-PERIODIQUE LE LONG DE L'AXE DE LA FIBRE.**

1 - INTRODUCTION	p 207
2 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES DIFFERENTES METHODES DE CALCUL DE LA REPONSE SPECTRALE D'UN RESEAU DE BRAGG	p 211
3 - DESCRIPTION DE LA METHODE UTILISEE POUR CALCULER LA REPONSE SPECTRALE D'UN FILTRE DE BRAGG PRESENTANT UN PROFIL PSEUDO-SINUSOIDAL	p 212
4 - LES ENSEIGNEMENTS QUI PEUVENT ETRE DEDUITS DE L'ETUDE D'UN MODELE DU RESEAU PARFAIT DE LONGUEUR L : EXEMPLES NUMERIQUES	p 227
5 - MODELISATION DE LA REPONSE SPECTRALE DE FILTRES A PROFIL D'INDICE PSEUDO-SINUSOIDAL	p 241
5 $\alpha$ ) Influence d'une variation d'un paramètre caractérisant le profil d'indice sur l'allure de la réponse spectrale.	p 241
5 $\alpha$ - 1) <u>L'amplitude de la variation d'indice et l'indice moyen évoluent le long du réseau ; le pas du réseau est fixe.</u>	p 241
1 a) Hypothèses formulées pour effectuer la simulation numérique	p 241

1 b) Comparaison entre des réponses spectrales calculées et une réponse spectrale expérimentale	p 246
5 $\alpha$ - 2) <u>Variation du pas du réseau</u>	p 249
2 a) Evolution linéaire du pas	p 249
2 b) Evolution quadratique du pas	p 250
5 $\beta$ ) Etude de la réponse spectrale de filtres particuliers	p 252
5 $\beta$ - 1) <u>Filtre de Moiré</u>	p 252
5 $\beta$ - 2) <u>Filtre de Perot-Fabry constitué de deux réseaux identiques à profil d'indice sinusoïdal</u>	p 254
2 a) Méthode matricielle	p 254
2 b) Méthode analytique	p 255
2 c) Comparaison des résultats	p 258
2 d) Etude de l'intervalle spectral libre de filtres Perot-Fabry	p 259
5 $\beta$ - 3) <u>Filtres Perot-Fabry constitués de deux réseaux élémentaires de pouvoirs réflecteurs différents.</u>	p 263
5 $\beta$ - 4) <u>Filtre Perot-Fabry constitué de deux réseaux à profils d'indice pseudo-sinusoïdal</u>	p 265
<b>6 - ETUDE DES CARACTERISTIQUES SPECTRALES DE RESEAUX INSCRITS DANS DES CONDITIONS OU INTERVIENT LA PHOTOREFRACTIVITE DE TYPE IIA</b>	p 268
6 $\alpha$ ) Profil d'indice provoqué par la prise en compte simultanée des photoréfractivité de type I et IIA : Développement en série de Fourier du profil d'indice et calcul de la réponse spectrale dans les ordres de diffraction 1 et 2	p 268
6 $\alpha$ - 1) <u>Modèle de la variation d'indice due à photoréfractivité de type I et IIA : position du problème</u>	p 268
6 $\alpha$ - 2) <u>Développement en série de Fourier du profil d'indice</u>	p 270
6 $\alpha$ - 3) <u>Calcul de la réponse spectrale dans les deux premiers ordres de diffraction du réseau</u>	p 272

6 β ) Etude de la transmission du réseau dans l'ordre 1 ou 2 : le nombre de tirs incidents sur la fibre constitue le paramètre de l'étude	p 273
6 β - 1) <u>Cas où l'amplitude d'indice n'évolue pas le long du réseau</u> <u>(<math>\alpha g = 0</math>) : réseaux courts (<math>L \leq 2 \text{ mm}</math>)</u>	p 273
6 β - 2) <u>Cas d'un profil d'indice écrit par un champ d'interférences dans lequel</u> <u>l'amplitude des franges décroît depuis <math>z = 0</math> jusqu'à <math>z = L</math> (<math>\alpha g = 1</math>)</u>	p 277
6 β - 3) <u>Evolution de la réponse spectrale d'un réseau dans l'ordre 1</u>	p 281
7 - UTILISATION DE LA METHODE MATRICIELLE POUR SIMULER LA CONSEQUENCE DES DEFAUTS DU MONTAGE OPTIQUE	p 283
7 α ) Simulation d'une dérive de la longueur d'onde de pompe ou du pas du réseau au cours de l'inscription.	p 285
7 β ) Etude de l'évolution de la réponse spectrale d'un réseau en fonction du nombre de tirs. Le pas du réseau et l'amplitude de la variation d'indice ne sont pas constants sur toute la longueur irradiée. La modulation d'indice se sature de façon monoexponentielle.	p 288
8 - CONCLUSION	p 288
REFERENCES CHAPITRE VI	p 291
<u>CHAPITRE VII CONCLUSION</u>	p 293
<u>ANNEXE</u>	p 297
<u>PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES</u>	p 305

# I. INTRODUCTION

Les travaux présentés dans ce mémoire traitent de l'inscription de composants à réseaux photoréfractifs dans des fibres optiques.

La photosensibilité d'une fibre optique a été mise en évidence pour la première fois en 1978 par le groupe K.O. Hill : ces auteurs ont montré que l'indice du cœur de fibre optique dopée par de l'oxyde de germanium peut être modifié de façon permanente sous l'effet d'une irradiation lumineuse. Dans l'expérience de K.O. Hill, une radiation bleue ( $\lambda_p = 488 \text{ nm}$ ) issue d'un laser à argon ionisé, était injectée longitudinalement dans le cœur d'une fibre longue d'environ 1 m [1]. La figure d'onde stationnaire formée par l'onde incidente et l'onde réfléchie par la face de sortie de la fibre créait une modulation périodique de l'indice du cœur de la fibre, c'est-à-dire un réseau type Bragg, accordé à une longueur d'onde de Bragg de 488 nm. En 1989, G Meltz *et al*, imaginent d'inscrire les réseaux au moyen d'un laser ultraviolet pulsé [2] émettant une radiation dont la longueur d'onde se situe vers 244 nm. Le nouveau processus d'inscription s'avère environ  $10^6$  plus efficace que l'ancien, si bien qu'il suffit, pour procéder à l'inscription des réseaux, d'irradier la fibre latéralement en la plaçant dans un champ d'interférences ultraviolettes.

Le choix du pas des franges fixe la longueur d'onde de Bragg du réseau qui peut être ainsi choisie dans le domaine spectral infrarouge.

En 1990, le groupe photonique du L.D.M.P. décide de s'intéresser à ce sujet et initie, en France, la technique d'inscription de réseaux grâce à une collaboration étroite avec le laboratoire RIO/TSO du CNET Lannion. Ainsi, nous choisissons de construire deux types de source ultraviolette — une source

pulsée et une source continue — afin d'inscrire des réseaux dans des fibres germanosilicates en utilisant la méthode holographique de G. Meltz *et al.* Nous mettons au point les bancs d'inscription adaptés à ces sources, ainsi que les méthodes de caractérisation des propriétés spectrales des réseaux. Deux objectifs sont poursuivis dans le laboratoire. Le premier présente un caractère fondamental : il s'agit de comprendre les mécanismes microscopiques qui sont à l'origine de la photosensibilité des fibres germanosilicates. La responsabilité d'une partie des expériences concernant ce sujet a été confiée à E. Fertein dans le cadre de sa thèse. L'autre objectif présente un caractère appliqué. Nous nous sommes proposés d'inscrire des réseaux de Bragg dans divers types de fibres afin, par exemple, de réaliser des miroirs pour laser à fibre, à réponse sélective en longueur d'onde ou des composants permettant d'obtenir des fonctions de filtrages utiles dans le domaine des télécommunications optiques.

Grâce à une bourse de thèse de type B.D.I. cofinancée par le C.N.R.S. et la région du Nord - Pas de Calais, j'ai commencé, en septembre 1991, mes travaux relatifs au développement de la partie du programme de recherche appliquée du laboratoire.

Le mémoire de thèse est organisé de la façon suivante :

Le chapitre I est consacré à l'introduction de ce mémoire.

Le chapitre II est consacré à une étude bibliographique comparée des différentes méthodes d'inscription des réseaux de Bragg ou de convertisseurs de modes. Cette étude permet de préciser la notion de photosensibilité d'une fibre et d'expliquer les raisons de notre choix d'une méthode d'inscription de réseaux : la méthode holographique par irradiation latérale de la fibre.

Le chapitre III est relatif à la présentation des dispositifs expérimentaux utilisés pour inscrire des réseaux de Bragg. Les caractéristiques techniques des montages construits au laboratoire y sont détaillés ainsi que les protocoles que nous avons mis au point pour rendre efficace l'inscription des réseaux de Bragg. Une analyse critique des causes potentielles de diminution de l'efficacité de l'inscription est présentée.

Le chapitre IV traite d'expériences mises au point au laboratoire pour étayer un modèle macroscopique original imaginé par P. Niay, P. Bernage et W.X. Xie pour rendre compte des dynamiques complexes d'inscriptions de réseaux observées lorsque les temps d'irradiations deviennent longs (de l'ordre de 10 minutes). Nous avons constaté, en effet, que l'inscription de réseaux dans des fibres fortement dopées par de l'oxyde de germanium se manifeste tout d'abord par la formation d'un spectre correspondant à une chute de transmission de la fibre au voisinage de la longueur d'onde de Bragg. Lorsque l'irradiation est prolongée, le spectre dans l'ordre 1, s'efface, puis se reconstruit. Les premières observations concernant cet effet ont été réalisées au laboratoire en inscrivant les réseaux à l'aide d'une source ultraviolette pulsée. Nous nous sommes proposés de vérifier que l'utilisation d'une source continue conduit à des observations analogues. Un article, accepté en Juin 1994 par la revue Optics Communications, fait la synthèse des résultats relatifs à ce sujet. Il compose la majeure partie du chapitre IV.

Le chapitre V fournit quelques exemples de composants réalisés au laboratoire. Nous décrivons tout d'abord la méthodologie que nous suivons, pour accorder la longueur d'onde de Bragg d'un réseau au voisinage d'une raie atomique. Il s'agit là d'un problème pratique important que nous rencontrons lorsque nous cherchons à réaliser un laser à fibre destiné au pompage optique d'une transition atomique ou moléculaire. D'autres filtres particuliers ont été

inscrits dans des fibres : des interféromètres Perot-Fabry et des filtres de Moiré. Nous présentons les caractéristiques typiques de ces composants à la fin de ce chapitre.

Le chapitre VI est consacré à la présentation d'une méthode de calcul de la réponse spectrale de filtres à structure pseudo-sinusoidale. Bien que les lois liant l'aspect du profil d'indice le long de l'axe de la fibre à la distribution longitudinale d'intensité lumineuse ne soient pas parfaitement établies, il nous a semblé important de disposer d'un programme de calcul nous permettant de déterminer la réponse spectrale d'un filtre de profil d'indice donné. Nous expliquons tout d'abord le principe de la méthode utilisée au sein du Laboratoire pour atteindre cet objectif, puis nous présentons de nombreux exemples d'applications qui illustrent son utilité.

## REFERENCES DE L'INTRODUCTION

- [1] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B.S. Kawasaki  
"Photosensitivity in optical waveguides : Application to reflection filter fabrication"  
Appl. Phys. Lett., 32, 10, May 1978, pp. 647-649
- [2] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn  
"Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method"  
Opt. Lett., 14, 15, August 1989, pp. 823-825

## CHAPITRE II

# ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE COMPAREE DES DIFFERENTES METHODES D'INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG OU DE CONVERTISSEURS DE MODES

### 1 - INTRODUCTION

De nombreux composants à fibres optiques reposent sur le principe suivant : un couplage entre modes propres de propagation de la fibre est créé au moyen d'une perturbation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre. On désigne cette perturbation périodique sous le terme de réseau d'indice.

Pour que le couplage soit efficace, il est nécessaire que le réseau d'indice soit réalisé de façon à ce que les deux conditions suivantes soient remplies [1] :

$$\beta_2 - \beta_1 = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot m \quad \text{II 1-a}$$

$$\int \int \vec{\psi}_1 \otimes \vec{\Delta \epsilon_m} \otimes \vec{\psi}_2^* dx dy \neq 0 \quad \text{II 1-b}$$

Dans II 1-a,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  désignent les constantes de propagation des modes 1 et 2 que l'on cherche à coupler,  $\Lambda$  représente la période ou le pas de la structure périodique alors que  $m$  est l'entier qui correspond à l'ordre du réseau.

$\Rightarrow$   
 Dans II.1-b,  $\Delta\epsilon_m(z, y)$  représente le  $m^{\text{ième}}$  coefficient du développement en série de Fourier de la perturbation diélectrique  $\Delta\epsilon(x, y, z)$  périodique le long de l'axe de la fibre  $\vec{Oz}$ . Les fonctions  $\vec{\Psi}_1$  et  $\vec{\Psi}_2$  représentent les champs associés aux modes 1 et 2 respectivement.

Selon la nature des modes que l'on cherche à coupler, le pas du réseau, fixé par la relation II 1-a, prend une valeur inférieure ou très supérieure à la longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde optique qui se propage dans la fibre. Puisque la valeur du paramètre  $\Lambda/\lambda$  fixe le choix de la méthode d'inscription du réseau, il est nécessaire de préciser notre propos sur quelques exemples particuliers.

a) Lorsque l'on cherche à coupler deux modes LP<sub>01</sub> contrapropagatifs, le paramètre  $\Lambda/\lambda \leq 1$  :

$$\beta_1 = -\beta_2 = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} \quad \text{II.2}$$

Dans II.2,  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif de l'un ou l'autre des 2 modes qui se propagent dans la fibre.

L'efficacité du couplage sera maximale lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  satisfait à une condition de résonance de type Bragg :

$$\lambda_{B_m}^{\text{contra}} = 2n_{\text{eff}} \frac{\Lambda}{m} \quad \text{II.3}$$

Dans le cas d'une perturbation de l'indice de réfraction non parfaitement sinusoïdale,  $m$  peut prendre une valeur égale ou supérieure à 1 (si  $\Delta\epsilon_m \neq \vec{0}$ );

$$\frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{m}{2n_{\text{eff}}} \leq 1 \quad \text{si } m \leq 3 \quad \text{II.4}$$

b) Lors d'un couplage de deux modes codirectifs, les constantes de propagation  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont de mêmes signes et sont données par les relations suivantes:

$$\beta_1 = \frac{2\pi n_{\text{eff}1}}{\lambda} \quad \text{et} \quad \beta_2 = \frac{2\pi n_{\text{eff}2}}{\lambda} \quad \text{II.2-a}$$

La condition d'accord de phase II.1-a devient donc:

$$\lambda_{B_m}^{\text{cod}} = (n_{\text{eff}2} - n_{\text{eff}1}) \frac{\Lambda}{m} \quad \text{II.5}$$

La relation II.5 détermine la longueur d'onde  $\lambda_{B_m}^{\text{cod}}$  pour laquelle l'efficacité de la conversion du mode de constante de propagation  $\beta_1$  vers le mode de constante de propagation  $\beta_2$  (ou inversement) est maximale.

Un couplage peut être envisagé, par exemple, entre les modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>02</sub>, ou entre les modes polarisés orthogonalement LP<sub>01</sub><sup>x</sup> et LP<sub>01</sub><sup>y</sup>. Dans ces exemples, la différence d'indice ( $n_{\text{eff}2} - n_{\text{eff}1}$ ) est inférieure à  $10^{-2}$ , ceci exige donc que la période  $\Lambda$  soit au moins supérieure de 2 ordres de grandeur à la longueur d'onde  $\lambda_{B_m}^{\text{cod}}$ .

Jusqu'en 1989, les perturbations périodiques de l'indice de réfraction du cœur de la fibre étaient réalisées à partir de procédés mécaniques. La fabrication des réseaux de Bragg nécessitait de nombreuses opérations. Ainsi, par exemple, la gaine de la fibre était polie transversalement jusqu'à l'interface cœur-gaine de façon à pouvoir perturber l'onde évanescente du mode de propagation (relation II.1-b). Divers procédés (application d'un réseau de diffraction, ou attaque chimique) ont été ensuite utilisés pour créer la perturbation périodique (de pas  $\Lambda$ ) de l'indice effectif

de propagation [2],[3]. Ces procédés ont permis de réaliser des réseaux de Bragg ayant des coefficients de réflexion de 98 % [2]. Toutefois, ces techniques de fabrication fragilisent la fibre et ne permettent pas d'ajuster *a posteriori* la longueur d'onde de Bragg du réseau par une simple élongation de la fibre. De plus, le manque de compacité du composant (réalisé sur bloc de silice) constitue un inconvénient supplémentaire à son utilisation industrielle.

La réalisation de convertisseurs de modes codirectifs peut au contraire être fondée sur des procédés mécaniques car le pas de la perturbation périodique est supérieur à 100  $\mu\text{m}$ . Ainsi, des micro-courbures ont été appliquées à intervalles réguliers directement sur la gaine en silice sans polissage de la gaine optique [4], [5], [6]. Toutefois, là encore, les composants réalisés souffrent d'un manque de compacité.

La situation s'est modifiée en 1989, lorsque G. Meltz *et al.* [7] ont proposé une méthode originale de réalisation de réseaux de Bragg par irradiation transversale de la fibre. Dans cette méthode, G. Meltz *et al.* utilisent un effet photoréfractif permanent pour créer la variation périodique du cœur de la fibre. Cet effet photoréfractif a été décrit pour la première fois en 1978 par Hill *et al.* dans une fibre silicate dont le cœur dopé par de l'oxyde de germanium était irradié longitudinalement par le faisceau issu d'une source à argon ionisé monomode ( $\lambda = 488 \text{ nm}$  ou  $514,5 \text{ nm}$ ) [8]. Les mécanismes microscopiques à l'origine de cet effet photoréfractif font, depuis cette époque, l'objet d'une recherche active. A ce jour, ils ne sont toujours pas complètement élucidés. Les études expérimentales ont cependant montré que la présence de germanium (ou de certaines terres rares) dans le cœur de la fibre est une condition nécessaire d'obtention de l'effet photoréfractif. L'insertion de l'oxyde de germanium dans le cœur de la fibre se traduit par l'apparition d'une bande d'absorption dont le pic est situé vers 242 nm. La modification locale de l'indice du cœur de la fibre peut être réalisée en irradiant la

fibre à l'aide de faisceaux émis par un laser dans le domaine visible ( $\lambda \leq 532$  nm : méthode dite longitudinale) ou dans le domaine ultraviolet ( $\lambda \leq 266$  nm : méthode dite latérale ou "transverse"). Cette modification d'indice constitue la signature de l'effet photoréfractif. L'irradiation de la fibre se traduit également par une disparition partielle de la bande d'absorption ultraviolette. Cette disparition résulte d'un mécanisme d'absorption à deux photons si la longueur d'onde du laser de pompe se situe dans le domaine visible et d'un mécanisme d'absorption à un photon si la longueur d'onde du laser appartient au domaine ultraviolet. L'absorption multiphotonique est bien moins efficace que l'absorption à un photon.

Un éclairage périodique de la fibre, appliqué "judicieusement", (comme l'expliquent les différentes méthodes exposées par la suite) permet donc d'inscrire sur une zone de fibre de longueur  $L$  une variation périodique de l'indice.

Dans la méthode transversale, la longueur d'onde de la radiation de pompe est choisie de façon à être en résonance avec la bande de défaut de l'oxyde de germanium ( $\lambda = 242$  nm) [9]. Ainsi, G. Meltz *et al.* [7] ont montré que le gain d'efficacité procuré par la méthode latérale est égal à environ  $10^6$  par rapport à la méthode d'irradiation longitudinale. Ce résultat a été obtenu en comparant les doses nécessaires dans les deux méthodes pour créer une variation d'indice donnée.

La réalisation du composant nécessite seulement d'enlever le revêtement polymère de la fibre puis d'irradier latéralement cette dernière avec la périodicité recherchée. La gaine optique, non dopée en général, n'absorbe pas de façon significative le rayonnement ultraviolet. Elle ne subit donc pas d'effet photoréfractif. Au cours de la réalisation du composant, aucun élément extérieur n'est ajouté. Une élévation par traction de la fibre permet un accord du pas de l'ordre de quelques pour cent, et donc un accord de la longueur d'onde de Bragg (voir équation II.3).

Toutefois, l'irradiation de la fibre se traduit aussi par des effets perturbateurs. Des effets photochromiques (variation de la transmission spectrale de la fibre) sont observés. Une chute sensible de la transmission se produit pour des longueurs d'onde d'utilisation inférieures à 700 nm, par exemple :

$$\begin{array}{ll} \Delta\alpha < 0,5 \text{ cm}^{-1} (0,2 \text{ dB/mm}) & \text{pour } \lambda = 800 \text{ nm} \\ \Delta\alpha \approx 8 \text{ cm}^{-1} (3,5 \text{ dB/mm}) & \text{pour } \lambda = 400 \text{ nm.} \end{array}$$

Les réseaux de Bragg ou convertisseurs de modes peuvent être accordés en longueur d'onde. La longueur d'onde de Bragg peut être déplacée vers les grandes longueurs d'onde par traction, pression ou par chauffage de la fibre ou, vers les courtes longueurs d'onde par refroidissement de la fibre. Cette variation de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  peut être mise à profit pour réaliser des réseaux de Bragg de réponse spectrale légèrement différente de la longueur d'onde de Bragg initiale.

Les différentes méthodes de photoinscription de composants par irradiation longitudinale ou transversale vont être maintenant détaillées.

## 2 - PHOTOINSCRIPTION PAR IRRADIATION LONGITU-DINALE DE LA FIBRE OPTIQUE (méthode interne utilisant un laser visible monomode longitudinal)

### 2a - Réseaux de Bragg

En 1978, K.O. Hill *et al.* mettaient en évidence pour la première fois un effet photoréfractif permanent en réalisant un réseau de Bragg photoinduit dans une fibre optique dopée à l'oxyde de germanium [8].

Dans cette expérience, le faisceau issu d'un laser à Argon ionisé monomode de puissance 250 mW, ( $\lambda = 488 \text{ nm}$  ou  $514,5 \text{ nm}$ ) était injecté dans le cœur d'une fibre germanosilicate (figure II.1).

Une lame séparatrice placée devant la face d'entrée de la fibre permettait la mesure de la puissance optique réfléchie. Au cours de l'irradiation de la fibre, la puissance réfléchie augmentait progressivement de 4% à environ 90% de la puissance incidente.

Les résultats de cette expérience s'interprètent de la façon suivante : les extrémités de la fibre (dioptré air-silice ou réflexion de Fresnel égale à 4%) réfléchissent une partie de la puissance optique se propageant dans la fibre. La figure d'onde stationnaire qui en résulte photoinduit une variation périodique de l'indice de réfraction avec un pas égal à l'interfrange de la figure de l'onde stationnaire. Cette variation périodique de l'indice constitue le réseau de Bragg. Ces résultats ont été également observés par Stone [10] et Kawasaki [11]. L'évolution dynamique de la croissance de ces réseaux a été modélisée par J. Sipe *et al.* [12].

# PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG PAR IRRADIATION LONGITUDINALE EXPERIENCE DE K.O. HILL, 1978

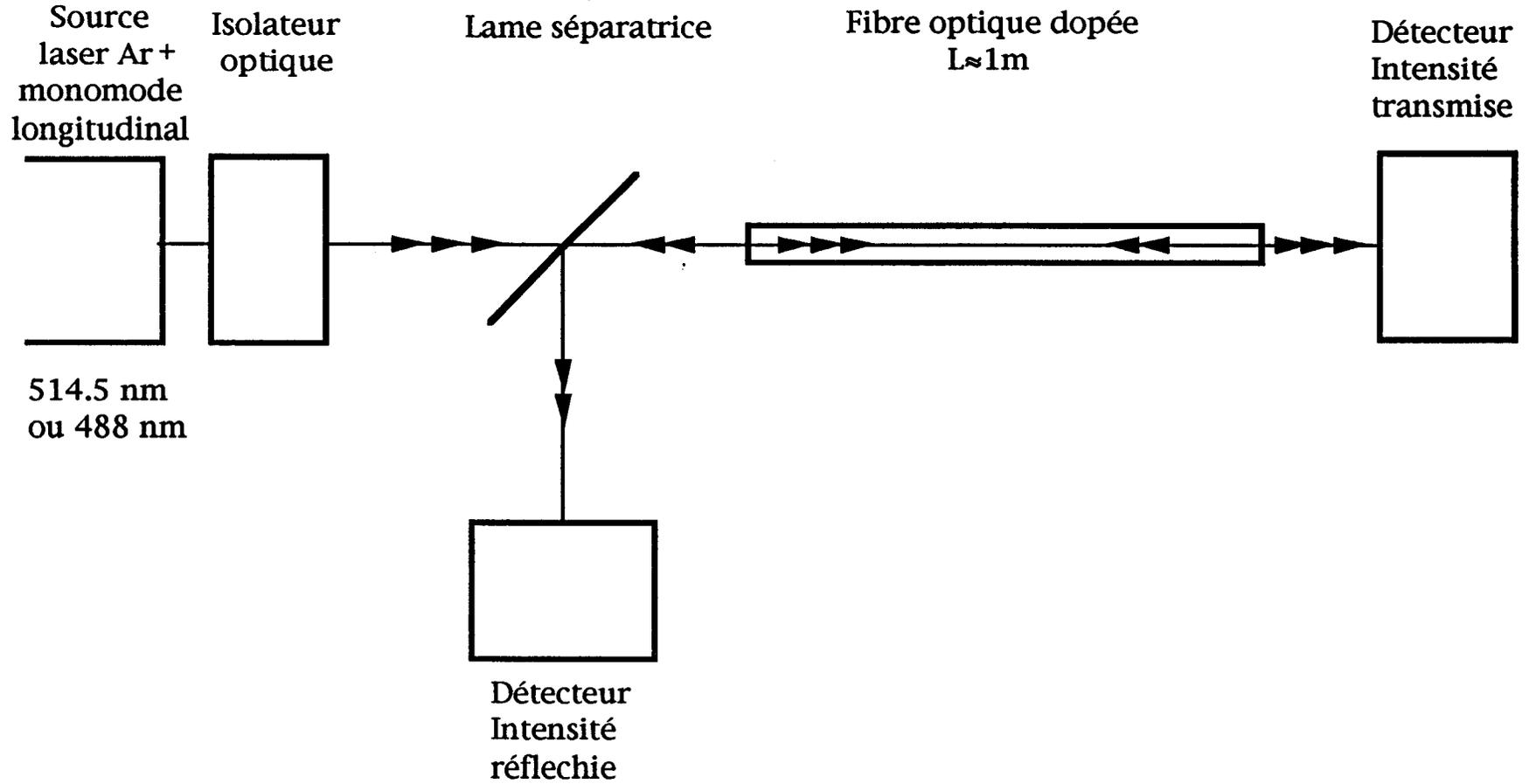


Figure II.1

Les largeurs spectrales des filtres, d'une longueur  $L = 1$  m, ainsi photoinscrits étaient de l'ordre de 200 MHz pour une réflectivité proche de 50 %. La variation photoinduite de l'indice de réfraction calculée à partir de ces résultats expérimentaux est de l'ordre de  $10^{-6}$ . La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  du réseau photoinscrit est obligatoirement égale à la longueur d'onde  $\lambda_p$  du faisceau irradiant la fibre.

L'utilisation de la méthode d'irradiation longitudinale impose certaines contraintes :

- la longueur de ces filtres est limitée par la longueur de cohérence de la source qui doit être grande devant la longueur du réseau. La fabrication d'un réseau long de 1 mètre implique l'utilisation d'une source monomode de largeur spectrale  $\Delta\nu \ll 300$  MHz.

- une variation de température ou de contrainte sur la fibre pendant la phase d'inscription affecte la réponse spectrale du filtre.

Supposons qu'après l'inscription du réseau, on modifie la température de la fibre ou que l'on effectue une traction de la fibre. La variation de la longueur d'onde de Bragg induite par une variation de la température  $\Delta T$  ou de l'allongement  $\Delta L$  de la fibre de longueur  $L$  est donnée par la relation II.6 [13]:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \xi) \Delta T + (1 - p_e) \frac{\Delta L}{L} \quad \text{II.6}$$

avec 
$$p_e = \frac{n_{\text{eff}}^2}{2} (p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})) \quad \text{II.7}$$

où  $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique de la fibre ( $\alpha \approx 0,55 \cdot 10^{-6}$  pour la silice). La quantité  $\xi$  représente le coefficient thermo-optique ( $\xi \approx 8 \cdot 10^{-6}$  pour une fibre en silice pure) et  $p_e$  représente le coefficient photo-élastique ( $p_e \approx 0,22$ ), défini à partir des éléments  $p_{11}$  et  $p_{12}$  du tenseur photo-élastique et du coefficient de poisson  $\nu$ .

La durée d'exposition est de l'ordre de 30 minutes. Plus les longueurs de fibre irradiées et les durées d'irradiation augmentent, plus les conditions de stabilité nécessaires au succès de l'inscription sont difficiles à réaliser. En effet, la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  des filtres est de 200 MHz. Le déplacement de la longueur d'onde de Bragg  $\Delta\lambda_B$  doit être inférieur à la largeur spectrale  $\Delta\lambda$ . La relation II.6 conduit aux conditions de stabilité suivantes dans le cas d'un réseau de longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  égale à 1  $\mu\text{m}$  et d'une longueur  $L$  égale à 1 m :

- stabilité en température :

$$\Delta T \ll \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{1}{\alpha + \xi} = 0,08 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{II.6-a}$$

- stabilité mécanique :

$$\Delta L \ll \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} \cdot \frac{L}{1-p_e} = 0,8 \text{ } \mu\text{m} \quad \text{II.6-b}$$

Lors de la photoinscription ou de l'utilisation de ces filtres, il faut maintenir la fibre dans un environnement où les variations de température  $\Delta T$  et de contraintes  $\Delta L$  sont inférieures à ces valeurs numériques.

## 2b - Convertisseurs de modes

De nombreuses expériences de conversion de modes dans des fibres faiblement multimodes ont été réalisées selon la méthode d'irradiation longitudinale [14], [15], [16], [17], [18].

Park *et al.* [14] ont réalisé en 1989 un convertisseur de mode LP<sub>01</sub> vers le mode LP<sub>11</sub> en utilisant une fibre bimode de cœur elliptique. Dans cette méthode, le faisceau issu d'un laser à argon ionisé ( $\lambda = 514,5$  nm) est injecté dans la fibre bimodale de façon à exciter le mode LP<sub>01</sub> et le mode LP<sub>11</sub>. Le choix d'une fibre à cœur elliptique permet d'obtenir une figure d'interférences stable au cours du temps le long de l'axe de la fibre entre les champs des deux modes. La figure d'interférences dépend du déphasage local  $\Phi(x,y,z)$  entre les champs des deux modes. L'intensité du phénomène d'interférence change donc périodiquement avec une période  $L_B$  donnée par :

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad \text{II.7}$$

Ces lobes d'intensité induisent une variation de l'indice de réfraction dans le cœur de la fibre dopée germano-silicate, qui optimisent l'intégrale de recouvrement II.1-b construisant ainsi un convertisseur de modes efficace.

Park *et al.* [14], puis F. Ouellette [16] ont ainsi fabriqué des coupleurs ayant une efficacité de conversion de l'ordre de 98 %.

En utilisant un principe analogue à celui décrit ci-dessus, Bilodeau *et al.* [17] ont réalisé une conversion du mode LP<sub>01</sub> vers le mode LP<sub>02</sub> dans une fibre

faiblement multimode ( $V = 6,35$  à  $\lambda = 488$  nm) de cœur cylindrique. Le schéma de cette expérience est détaillé sur la figure II.2.

## CONVERSION DE MODES DANS UNE FIBRE OPTIQUE

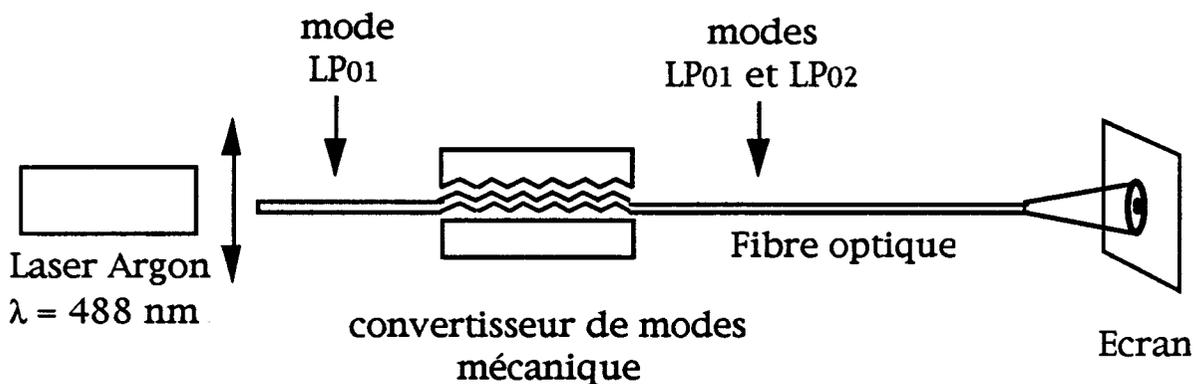


Figure II.2

Le faisceau issu du laser à argon ionisé est injecté dans la fibre selon le mode LP<sub>01</sub>. Comme le montre la figure II-2, le couplage de mode est réalisé par un convertisseur de mode mécanique, de type mâchoire à micro-courbures, qui convertit 50 % de la puissance optique véhiculée par le mode LP<sub>01</sub> vers le mode LP<sub>02</sub>. La fibre subit une irradiation longitudinale pendant une heure de façon à ce que le battement imposé entre les deux modes inscrive la variation d'indice périodique. Le convertisseur de mode mécanique est alors enlevé et une conversion de modes continue de s'effectuer. Cette conversion est provoquée par le réseau d'indice photoinscrit dans le cœur de la fibre.

La différence  $\Delta\beta$  des constantes de propagation entre les deux modes que l'on désire coupler n'évolue pas linéairement en fonction de la longueur d'onde se propageant dans la fibre. Néanmoins, pour deux radiations de longueurs d'onde différentes (488 nm et 720 nm), F. Ouellette [16] a démontré que les différences  $\Delta\beta$  (à  $\lambda \approx 488$  nm) et  $\Delta\beta'$  (à  $\lambda \approx 720$  nm) des constantes de propagation des modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> sont égales. F. Ouellette a donc réalisé expérimentalement, par irradiation longitudinale de la fibre à l'aide d'une radiation de  $\lambda_p \approx 488$  nm, un convertisseur

intermodal fonctionnant à la longueur d'onde 488 nm et aussi à la longueur d'onde 720 nm. Cependant, le domaine spectral d'utilisation de ces convertisseurs de mode photoinscrits selon ce procédé dans le cœur de la fibre, reste limité au visible ou le proche infrarouge.

La réalisation de coupleurs dans les fenêtres de télécommunications (1,3  $\mu\text{m}$  et 1,5  $\mu\text{m}$ ) nécessite l'utilisation d'autres techniques, décrites dans le paragraphe suivant.

### **3 - METHODE D'INSCRIPTION POINT PAR POINT (Méthode externe utilisant un laser de pompe ultraviolet)**

Le composant à réseaux peut être construit en irradiant transversalement la fibre point par point de façon à réaliser les pas  $\Lambda$  du réseau les uns après les autres.

La méthode d'écriture externe a été décrite pour la première fois par K.O. Hill *et al.* [19]. Un faisceau de lumière UV issu d'un laser à excimère KrF irradie une fente de façon uniforme. Une lentille fait l'image de la fente sur le cœur de la fibre optique. L'image est perpendiculaire à l'axe de la fibre, ou légèrement inclinée lorsque l'on cherche à réaliser un réseau avec "blaze". Le cœur dopé de la fibre optique subit une irradiation transversale U.V. sur une zone de longueur  $\Lambda/2$ . Dans les cas où  $\Lambda \gg \lambda_B$ , l'utilisation d'une lentille n'est plus nécessaire et la fibre est placée au contact de la fente. La fibre est ensuite translatée d'une longueur  $\Lambda$ , puis irradiée de nouveau. L'irradiation et la translation sont répétées le nombre de fois  $n$  nécessaire pour obtenir les caractéristiques désirées du composant (typiquement  $n = 200$ ). Le cœur de la fibre présentera alors un profil d'indice périodique de période  $\Lambda$  et de longueur  $n\Lambda$ . La valeur de  $\Lambda$  dépend du type de réseau que l'on cherche à inscrire et de sa longueur d'onde d'utilisation  $\lambda_B$  (réseau de Bragg ou convertisseurs de modes).

Dans cette méthode, les irradiations peuvent être réalisées avec une source UV de faible cohérence.

### 3a - Réseaux de Bragg

La méthode d'irradiation point par point semble à première vue peu adéquate pour fabriquer des réseaux de Bragg. En effet, la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  de ces composants dans le premier ordre est le plus souvent choisie dans une des fenêtres situées à 1,3  $\mu\text{m}$  ou à 1,5  $\mu\text{m}$ . Ainsi, dans un réseau de Bragg, le pas  $\Lambda$  est inférieur à  $\lambda_{B1}$  ( $\lambda_{B1}=2 n_{\text{eff}} \Lambda$ ); il est typiquement égal à 0,5  $\mu\text{m}$ . A chaque pas, il conviendrait donc d'irradier une zone longue de  $\Lambda/2$  ( $\approx 0,25 \mu\text{m}$ ). Dans cette hypothèse, la largeur de la fente ( $\approx 0,25 \mu\text{m}$ ) devrait présenter le même ordre de grandeur que la longueur d'onde de pompe. Or, les phénomènes de diffraction par la fente devenant prépondérants, la méthode n'est pas utilisable.

Toutefois, Malo *et al.* [20] ont contourné la difficulté technique en réalisant des réseaux de Bragg par irradiation point par point en choisissant  $\lambda_B \approx 4,6 \mu\text{m}$  ( $\Lambda \approx 1,59 \mu\text{m}$ ). Le profil d'indice longitudinal n'est pas parfaitement sinusoïdal si bien que le réseau peut être efficace dans différents ordres. La longueur d'onde de Bragg dans le troisième ordre  $\lambda_{B3}$  est égale à 1,536  $\mu\text{m}$ .

Précisons que dans cette expérience, la fluence UV (248 nm) produite par un tir unique de laser KrF était de 5 J/cm<sup>2</sup>. Malo *et al.* ont obtenu des zones de perturbations d'indice longues de 0,79  $\mu\text{m}$  ( $\Lambda/2$ ) en formant l'image d'une fente large de 1,5  $\mu\text{m}$  sur la fibre. Le réseau long de 360  $\mu\text{m}$  était constitué par 225 perturbations d'indice successives séparées par un pas de 1,59  $\mu\text{m}$ . La réflectivité à 1,536  $\mu\text{m}$  était égale d'environ 70 %. La largeur à mi hauteur de la réponse spectrale était égale d'environ 2,7 nm. L'amplitude  $\Delta n$  de la variation d'indice a été calculée à l'aide de la

réponse spectrale du troisième ordre ( $1,536 \mu\text{m}$ ) du réseau de Bragg ( $\Delta n \approx 6.10^{-3}$ ). Les auteurs indiquent aussi une très forte résonance dans le quatrième ordre à  $1,15 \mu\text{m}$ .

Ce résultat expérimental prouve qu'il est possible d'inscrire des réseaux de Bragg par la méthode point par point dans un domaine spectral correspondant aux fenêtres de télécommunications.

Le principal avantage de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne nécessite qu'une source à faible cohérence spatiale et temporelle. De plus, la stabilité du montage optique requise est plus faible que dans les expériences utilisant des montages interférométriques.

### **3b - Convertisseurs de modes**

Dans un convertisseur de modes, la longueur des pas est typiquement supérieure à  $100 \mu\text{m}$ . La méthode d'inscription point par point semble donc tout à fait adaptée.

La méthode utilisée est la même que celle décrite dans le paragraphe a. Des convertisseurs de mode  $LP_{01} \rightarrow LP_{02}$  ou  $LP_{01} \rightarrow LP_{11}$  ont été réalisés [17], [19]. La distribution spatiale de la variation de l'indice de réfraction photo-inscrite par irradiation transversale doit reproduire homothétiquement la distribution d'intensité caractéristique du battement entre les deux modes. Dans le cas d'un couplage  $LP_{01} \rightarrow LP_{11}$ , Hill *et al.* [19] ont réalisé approximativement cette figure d'interférences à l'aide d'une structure périodique photoinduite dans le cœur de la fibre à travers une fente large de  $12 \mu\text{m}$ . Les franges d'interférences étaient inclinées de  $2,3^\circ$  par rapport à l'axe de la fibre pour des raisons de symétrie de modes. Cette expérience a permis de réaliser un convertisseur de modes fonctionnant à la longueur d'onde  $820 \text{ nm}$ . Un composant réalisé par une série de 300 irradiations et translations atteint une

efficacité de couplage de 100 %. Les coupleurs de mode  $LP_{01} \rightarrow LP_{02}$  sont réalisés selon la même méthode, sans qu'il soit nécessaire d'incliner les traits du réseau par rapport à l'axe de la fibre car les deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  possèdent la même symétrie. La méthode d'irradiation transversale point par point permet aussi d'inscrire des coupleurs de polarisation dans des fibres biréfringentes [21], [22]. Cette technique a été développée au sein de notre laboratoire et a permis d'inscrire des coupleurs  $LP_{01}^x \rightarrow LP_{01}^y$  dans une fibre à forte biréfringence de contrainte. L'efficacité obtenue se situe entre 25 % et 75 % [23].

## 4 - INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG AU MOYEN DE LA METHODE D'IRRADIATION TRANSVERSALE PAR UN SYSTEME DE FRANGES ULTRAVIOLETTES (Méthode externe)

### 4a - Méthodologie

La méthode d'irradiation transversale a été décrite pour la première fois par G. Meltz *et al.* en Août 1989 [7]. Cette méthode consiste à placer une petite portion de fibre (dont on a préalablement enlevé le revêtement protecteur en polymère) dans un champ d'interférences ultraviolettes réalisé avec un laser pulsé.

Précisons que le caractère pulsé de l'irradiation ultraviolette ne constitue pas une condition nécessaire du succès de la méthode d'irradiation transversale. En effet, en 1990, le groupe de R. Kashyap du BTRL a fabriqué des réseaux de Bragg en irradiant transversalement une fibre par un système de franges réalisé avec un laser ultraviolet continu [24].

## **4b - Méthode d'obtention du champ d'interférences**

Pour simplifier notre description des différentes méthodes d'obtention du champ d'interférences, nous supposons que le faisceau laser ultraviolet dont nous disposons peut être assimilé à un faisceau de lumière parallèle. Le trajet du faisceau entre la sortie du laser UV et l'interféromètre sera détaillé dans le chapitre III lors de la présentation des méthodes développées au sein du laboratoire.

### **4b – $\alpha$ ) Méthode par division d'amplitude**

#### **4b – $\alpha.1$ - Dispositif utilisant une lame séparatrice et deux miroirs**

Dans cette méthode, le faisceau laser UV est divisé en deux parties d'égales intensités à l'aide d'une lame séparatrice. Après réflexion sur un miroir, les deux faisceaux se croisent suivant un angle donné  $\alpha$ , produisant alors un système de franges d'interférences à deux ondes rectilignes dans la zone de croisement [7].

La géométrie du champ d'interférences est détaillée sur la figure II.3, dans le cas particulier d'un angle  $\alpha$  valant  $90^\circ$ .

La longueur d'onde de Bragg du réseau obtenue est proportionnelle au pas de la modulation d'indice  $\Lambda$ , lui-même égal à l'interfrange  $i$  du champ d'interférences. L'interfrange  $i$  est ajusté en modifiant l'angle  $\alpha$  entre les faisceaux. Ce dispositif permet donc d'inscrire des réseaux de Bragg de longueur d'onde de Bragg choisie dans le domaine visible et infrarouge en ajustant l'interfrange  $i$ , et donc le pas  $\Lambda$ , à l'aide de la relation II.8.

PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG PAR IRRADIATION TRANSVERSALE  
EXPERIENCE DE G. MELTZ

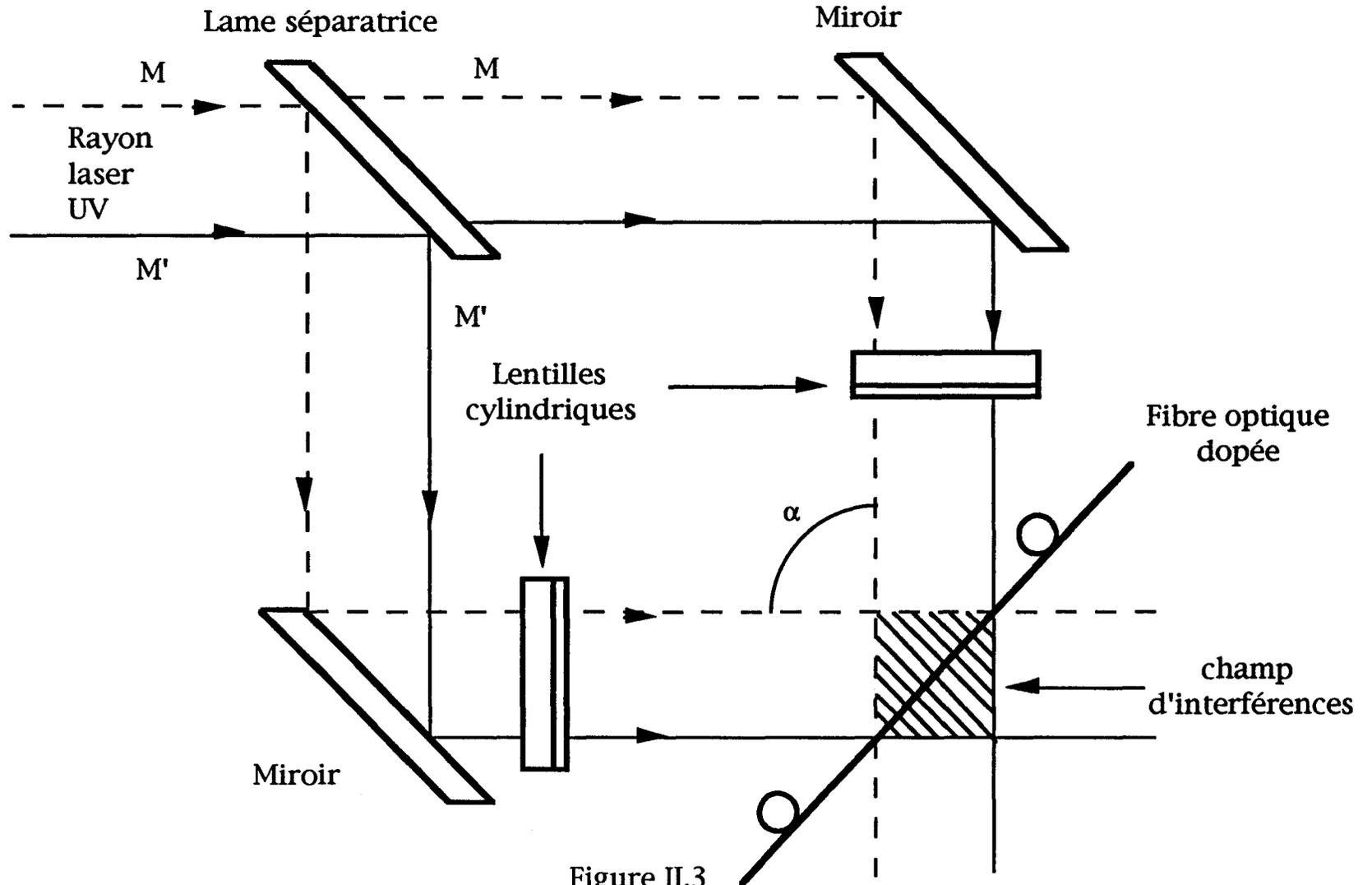


Figure II.3

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}, \quad \lambda_B = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_B) \Lambda \quad \text{II.8}$$

avec  $\lambda_p$  : longueur d'onde de pompe

$n_{\text{eff}}(\lambda_B)$  est l'indice effectif du mode  $LP_{01}$  calculé pour la longueur de Bragg. Le calcul de  $n_{\text{eff}}$  en fonction de  $\lambda$  sera détaillé dans le chapitre VI.

La fibre est placée dans le champ d'interférences de façon à ce que son axe soit perpendiculaire aux plans d'égalité d'intensités.

La lame séparatrice se comporte comme un miroir pour l'un des deux demi-faisceaux, mais ne fait subir aucune réflexion à l'autre partie du faisceau. Le nombre de réflexions subies par les deux faisceaux qui vont interférer est différent. Un pinceau passant par un point M du front d'onde d'un demi-faisceau va interférer au niveau de la fibre avec un pinceau passant par un point M' de l'autre demi-faisceau ; M et M' sont symétriques par rapport à l'axe du faisceau incident. La visibilité des franges dépend donc fortement du degré de cohérence spatiale du front d'onde incident sur la lame séparatrice (figure II.3).

#### **4b – α.2 - Dispositif utilisant trois miroirs**

Une variante de la méthode précédente est détaillée sur la figure II.4. Un autre miroir  $M_2$  peut en effet être ajouté sur le trajet du faisceau transmis par la lame séparatrice [25],[26]. Les deux faisceaux subiront ainsi le même nombre de réflexion. L'un est réfléchi par les miroirs  $M_2$  et  $M_3$ , l'autre est réfléchi d'abord par la lame séparatrice puis par le miroir  $M_3$ , soit deux réflexions pour chacune des deux parties de faisceaux. Dans ce montage, les deux rayons qui interfèrent en un point P de la fibre sont issus d'un même rayon avant séparation d'amplitude par la séparatrice. Ce

# PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG PAR IRRADIATION TRANSVERSALE EXPERIENCE DE C.G. ASKINS

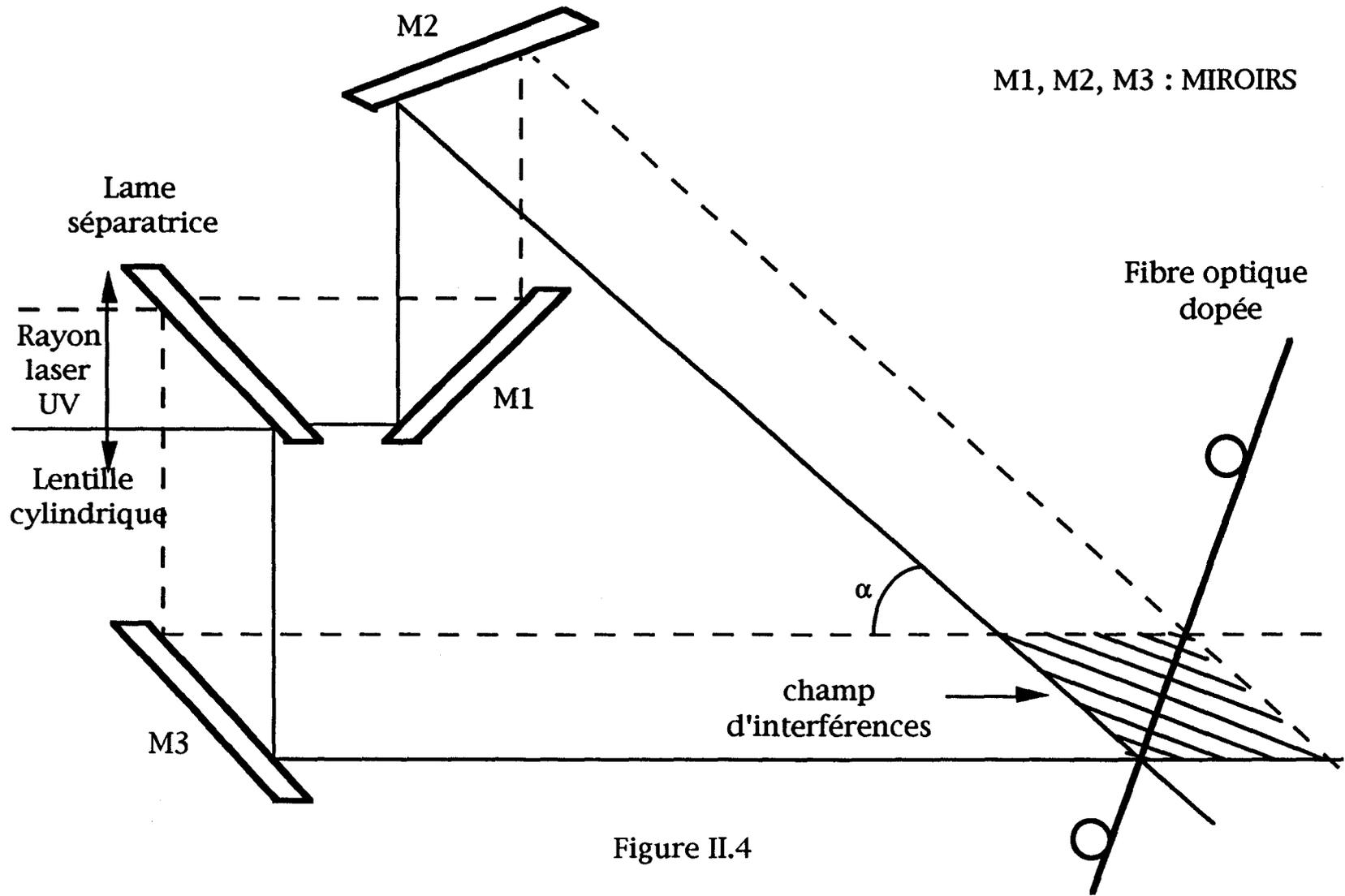


Figure II.4

dispositif permet donc de s'affranchir en partie du manque de cohérence spatiale de l'onde émise par la plupart des lasers à excimère. Ce montage permet de photoinscrire un réseau de Bragg avec un seul tir d'un laser pulsé KrF [26].

La longueur des réseaux fabriqués à l'aide de ce montage est limitée seulement par les dimensions transverses du faisceau et des miroirs et par la cohérence temporelle de la source. En effet, la différence de marche entre les deux faisceaux est nulle au centre du champ d'interférences et croît lorsque l'on se déplace vers les bords du champ. Néanmoins, la différence de marche doit rester inférieure à la longueur de cohérence du faisceau.

#### **4b – $\alpha.3$ - Masque de phase**

Un masque de phase est constitué par une lame de silice à faces parallèles dans laquelle ont été gravées d'étroites bandes rectangulaires de même profondeur  $e$ , comme le montre la figure II.5. L'une des technologies utilisées pour fabriquer les masques est la microlithographie électronique [27].

Le faisceau UV incident traverse le masque et se trouve diffracté par le réseau. Le masque de phase doit être réalisé dans une silice présentant une résistance élevée à des irradiations UV de longues durées (silice "humide"). Les ondes diffractées dans les différents ordres par le masque de phase créent un champ de franges d'interférences dont les plans d'égales intensités sont perpendiculaires au plan du masque [28],[29]. L'équipe de K. O. Hill [30] a choisi d'annuler l'intensité diffractée dans les ordres pairs (ordre 0) et de créer une figure d'interférence avec les ordres +1 et -1. L'intensité diffractée dans l'ordre 0 est minimale si  $e$  vérifie la relation suivante :



# PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG PAR LA METHODE DES MASQUES DE PHASE

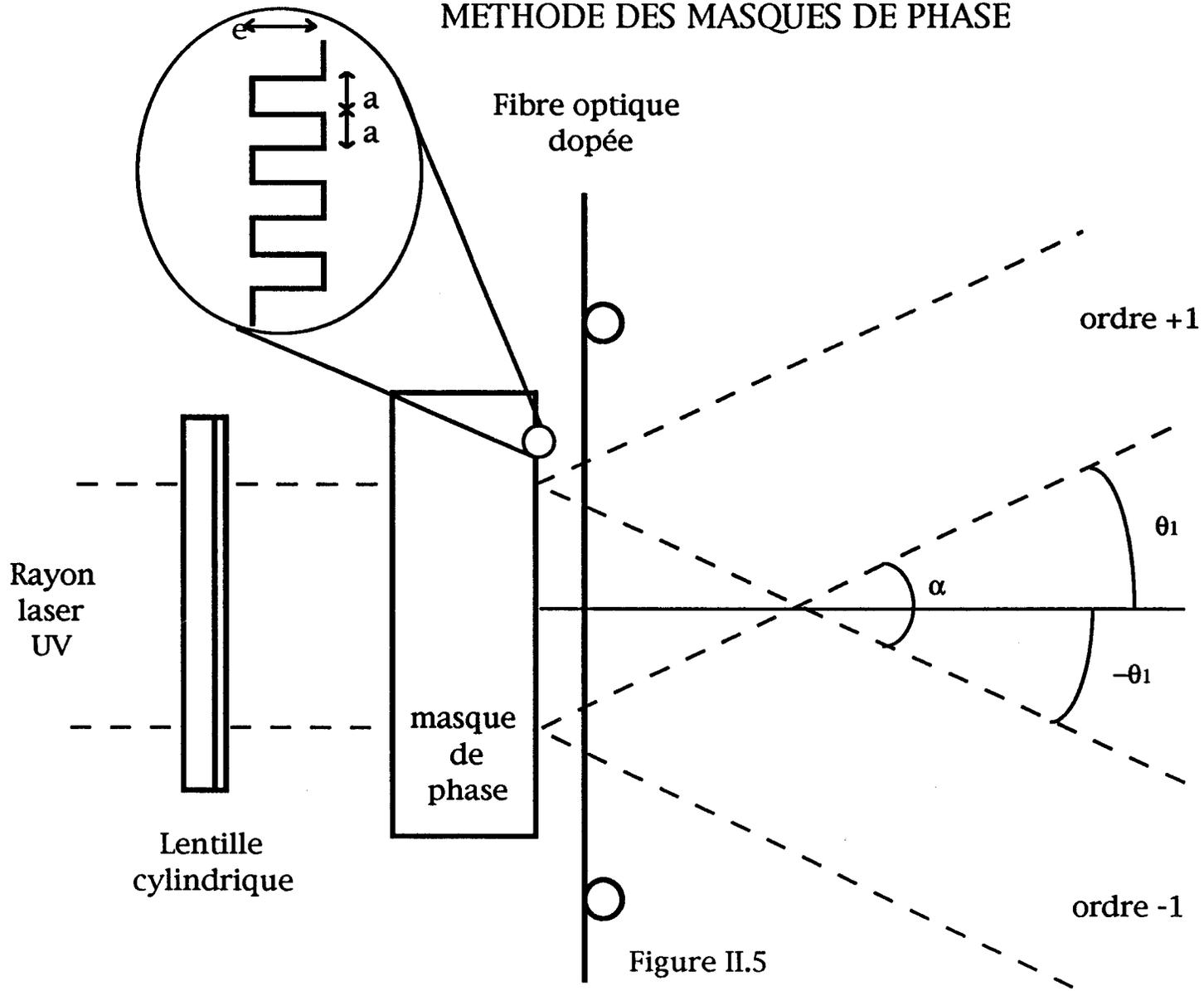


Figure II.5

$$e = \frac{\lambda_p}{2(n-1)}$$

II.9

$n$  : indice du masque de phase à la longueur d'onde  $\lambda_p$

Dans l'expérience décrite, le faisceau ultraviolet est incident sur le masque de phase sous incidence normale. Le front d'onde diffracté dans l'ordre 0 contient moins de 5% de la puissance optique diffractée par le masque. La puissance optique diffractée dans les deux ordres +1 et -1 représente 74% de la puissance incidente. Le reste de l'intensité est diffracté dans les ordres impairs suivants (ordres 3, 5 ...). Les ondes diffractées en champ lointain dans les ordres +1 et -1 sont respectivement diffractées dans la direction  $+\theta_1$  et  $-\theta_1$  par rapport à la direction du faisceau UV incident. L'angle  $\theta_1$  est donné par la relation suivante [30]:

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda_p}{2a}$$

II.10

avec :

$2a$  : période de la gravure réalisée sur le masque de phase

$\lambda_p$  : la longueur d'onde de pompe

Remarques : Si les bandes gravées et non gravées ont même largeur  $a$ , la puissance diffractée dans l'ordre 2 est nulle.

L'angle de diffraction  $\theta_2$  est défini de la façon suivante :

$$\sin \theta_2 = \frac{\lambda_p}{a}$$

II.11

La répartition d'intensité dans le plan d'observation est obtenue en calculant les interférences entre l'ordre 1 de vecteur d'onde  $\vec{k} \begin{vmatrix} k \cos \theta_1 \\ k \sin \theta_1 \end{vmatrix}$  et l'ordre -1 de vecteur d'onde  $\vec{k}' \begin{vmatrix} k \cos \theta_1 \\ -k \sin \theta_1 \end{vmatrix}$ .

L'expression de l'interfrange, et donc de la période  $\Lambda$  du réseau d'indice photoinscrit au cœur de la fibre placée dans le champ d'interférences, est la suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{2 \sin \theta_1} = \frac{\lambda_p}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \quad \text{II.12}$$

avec  $\alpha$  : angle de croisement des deux faisceaux.

Soit, en utilisant II.10 :

$$\Lambda = a \quad \text{II.13}$$

La période du réseau de Bragg est donc égale à la moitié de la période du masque de phase. La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  vaut  $\lambda_B = 2 n_{\text{eff}} \Lambda = 2 n_{\text{eff}} a$  comme dans tous les cas présentés.

Le résultat obtenu fait apparaître une propriété particulièrement intéressante : le pas du réseau de Bragg photoinscrit ne dépend pas de la longueur d'onde du laser de pompe. Un autre intérêt qu'offre l'utilisation d'un masque de phase réside dans le fait qu'il n'est pas nécessaire *a priori* que la cohérence spatiale de l'onde ultraviolette soit élevée. En effet, en pratique, la fibre est disposée à une distance de 100  $\mu\text{m}$  du masque (afin de protéger sa surface), si bien que le cœur est distant d'environ 160  $\mu\text{m}$  de la surface du masque. Le masque est éclairé sous incidence normale par un faisceau ultraviolet collimaté. L'éclairement en un point M du cœur de la fibre résulte des interférences (constructives ou destructives) entre les ondes provenant d'une section du masque de largeur limitée à environ 260  $\mu\text{m}$ .

Un réseau photoinscrit selon cette méthode par l'équipe de K.O. Hill [30] présente les caractéristiques suivantes : le pas du réseau  $\Lambda$  vaut 530 nm, la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  vaut 1,547  $\mu\text{m}$ , la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0,85 nm, la longueur du réseau de Bragg est de l'ordre de 1 mm. L'irradiation est réalisée à l'aide d'un laser excimère à KrF de longueur d'onde de pompe 249 nm. Cette expérience de photoinscription de réseaux de Bragg par la méthode du masque de phase a été développée dans le laboratoire par G. Martinelli et B. Leconte [31]. A l'aide de ce montage, ils ont pu inscrire un réseau de longueur  $L = 5$  mm et de largeur spectrale de 0,5 nm.

La qualité du masque de phase utilisé conditionne celle des réseaux qu'il permet de réaliser.

Le faisceau n'est pas fortement focalisé sur la fibre (3 mm), on peut donc placer plusieurs fibres derrière le masque et inscrire donc des réseaux identiques sur plusieurs fibres en même temps.

#### **4b – $\beta$ ) Méthode par division du front d'onde**

##### **4b – $\beta.1$ - Dispositif utilisant un miroir**

Le montage est présenté sur la figure II.6. C'est en fait l'expérience du miroir de Lloyd. La fibre est placée de sorte que son axe soit perpendiculaire au plan du miroir. Le miroir sépare le faisceau UV incident en deux demi-faisceaux. Une partie du faisceau arrive directement sur la fibre, l'autre partie est incidente sur la fibre après réflexion sur le miroir. Les deux demi-faisceaux interfèrent au niveau de la fibre pour former des franges planes perpendiculaires à la fibre [32].

PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG PAR IRRADIATION LATÉRALE  
METHODE DE DIVISION DU FRONT D'ONDE PAR UN MIROIR

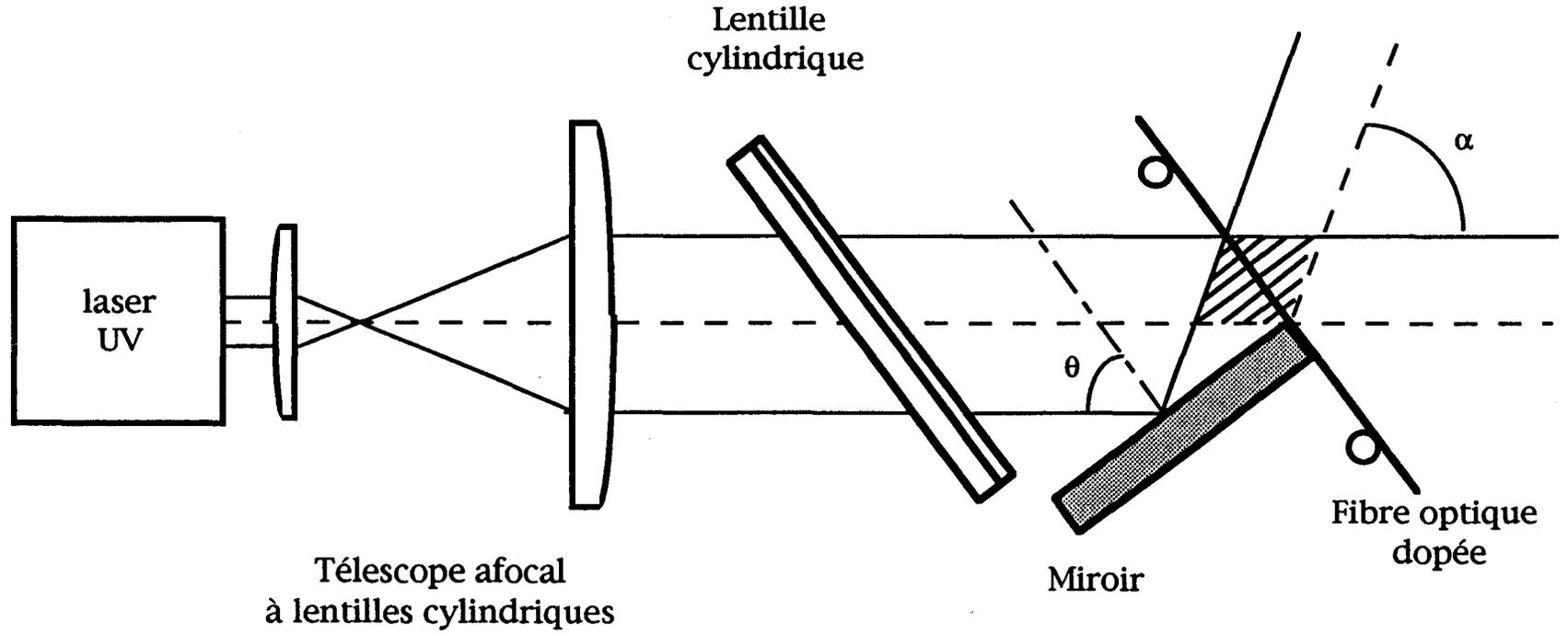


Figure II.6

Le point d'intersection entre l'arête du miroir et la fibre est placé sur l'axe optique du faisceau incident afin que les deux fronts d'onde qui interfèrent soient de même dimension transversale.

L'angle de croisement  $\alpha$  des deux demi-faisceaux est relié à l'angle  $\theta$  d'incidence du faisceau UV sur le miroir par la relation suivante :

$$\alpha = \pi - 2\theta \quad \text{II.14}$$

L'interfrange  $\Lambda$  du champ d'interférence est donc :

$$\Lambda = \frac{\lambda_P}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{\lambda_P}{2 \cos \theta} \quad \text{II.15}$$

La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  peut se calculer à l'aide de II.16:

$$\lambda_B = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_B) \times \Lambda \quad \text{II.16}$$

$$\text{soit } \lambda_B = n_{\text{eff}}(\lambda_B) \times \frac{\lambda_P}{\cos \theta} \quad \text{II.17}$$

La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  est fixée par le choix de l'angle d'incidence  $\theta$  du faisceau UV sur le miroir. Une lentille cylindrique  $L_C$  est utilisée pour focaliser le faisceau UV sur la fibre. Cette expérience sera présentée avec plus de détails dans le chapitre III.

#### 4b – β.2 - Dispositif utilisant un prisme

Le prisme utilisé dans le montage présenté sur la figure II.7 joue le rôle d'un interféromètre à séparation de front d'onde. Le prisme est en silice fondue, isocèle et à angle droit suivant l'arête C. Il permet de faire interférer la partie du faisceau directement transmise sur la face AC et celle qui subit la réflexion totale sur la face CB. La fibre est placée contre la face AC du prisme [33].

L'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau UV sur le prisme fixe la valeur de l'interfrange  $\Lambda$  des franges, donc la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  des réseaux comme le montre la relation II.18 (voir détail du calcul en annexe 1)

$$\Lambda = \frac{1}{2n(\lambda_P)} \times \frac{\lambda_P}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \text{Arc sin}\left(\frac{\sin i_0}{n(\lambda_P)}\right)\right)} \quad \text{II.18}$$

et  $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}(\lambda_B) \times \Lambda$

Dans II.18,  $n(\lambda_P)$  représente l'indice du prisme à la longueur d'onde du laser de pompe ( $\lambda_P = 244 \text{ nm}$ ).

La division du front d'onde est réalisée à l'intérieur du prisme. Ce montage assure une très grande stabilité du dispositif interférométrique. En effet, c'est le plus compact des montages présentés. De plus, les deux faisceaux traversent les mêmes dioptries sous les mêmes angles. Il assure donc une visibilité égale à 1 si le faisceau est parfait.

# PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG PAR IRRADIATION LATERALE METHODE DE DIVISION DU FRONT D'ONDE PAR UN INTERFEROMETRE A PRISME

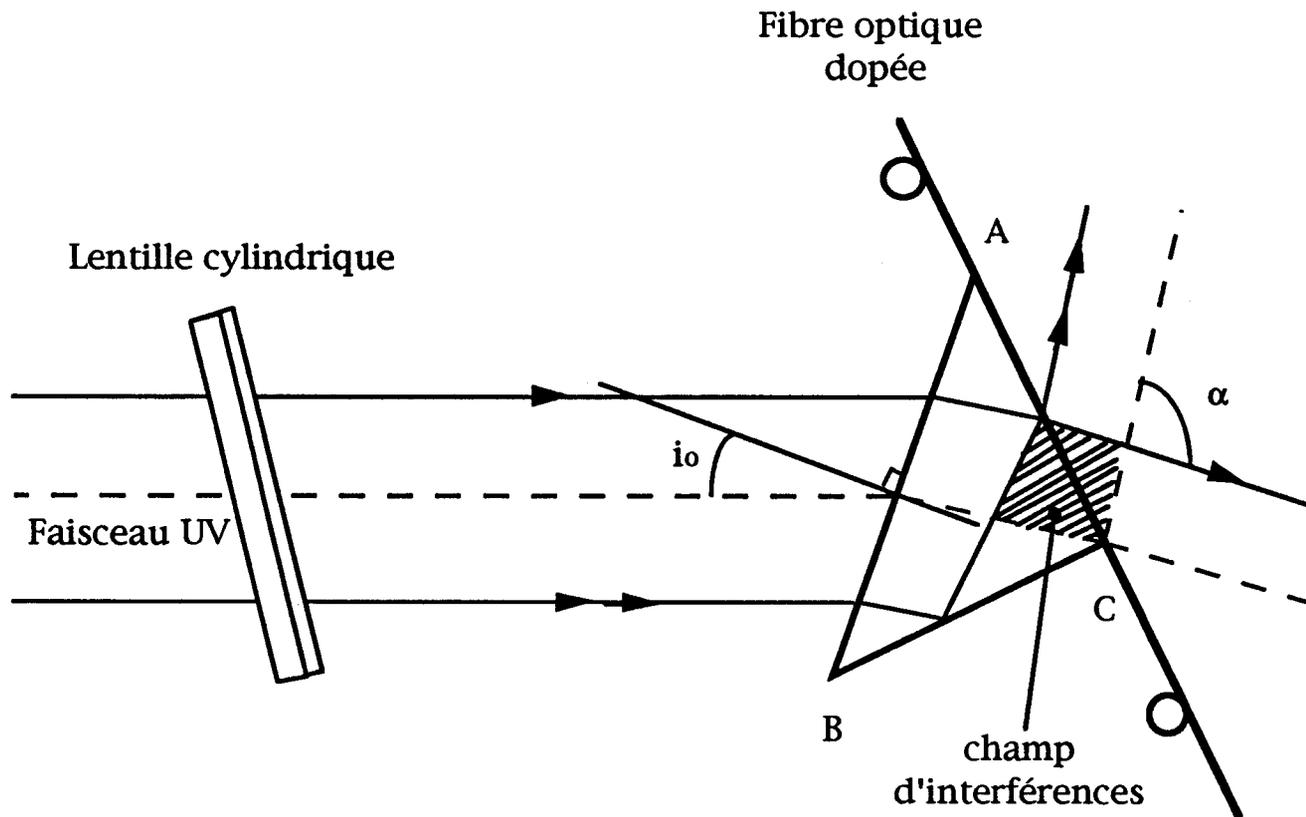


Figure II.7

La longueur des réseaux de Bragg est limitée par la taille du prisme. Typiquement, un prisme ayant une arête de dimension 25 mm permet d'inscrire un réseau d'une longueur  $L$  de 6 mm lorsque la longueur d'onde de Bragg est choisie égale à  $1 \mu\text{m}$ . L'augmentation des dimensions du prisme de silice fondue permet toutefois d'inscrire des réseaux de Bragg de plus grande longueur mais restera limitée pour des raisons techniques. Il faut aussi tenir compte de la tenue au flux de l'interféromètre et de l'éventuel traitement anti-reflet appliqué sur les faces AB et BC du prisme. Typiquement, la fibre subit une fluence moyenne de  $\approx 1 \text{ J/cm}^2$ , valeur obtenue dans le plan de focalisation de la lentille cylindrique. Dans le champ d'interférences, la fluence maximale est de l'ordre de  $4 \text{ J/cm}^2$ . Le revêtement appliqué sur la face AC du prisme doit donc résister à cette fluence maximale. Par contre, la face AB du prisme, plus éloignée du plan de focalisation, est soumise à une fluence 100 fois moins élevée que la face AC.

#### **4b – $\gamma$ ) Caractéristiques des lasers UV nécessaires à l'inscription des réseaux de Bragg**

Les caractéristiques des lasers UV (degré de cohérence spatiale et temporelle) conditionnent l'efficacité des différentes méthodes qui viennent d'être décrites. En effet, les dispositifs interférométriques autre que le masque de phase introduisent une différence de marche proportionnelle à la longueur du réseau que l'on cherche à inscrire. La longueur de cohérence temporelle du laser doit être supérieure à cette différence de marche. Une géométrie de faisceau imposant une différence de marche maximum de 1 cm nécessite l'emploi d'une source UV de largeur de raie inférieure à 30 GHz ( $1 \text{ cm}^{-1}$ ) pour obtenir une visibilité supérieure à 0.5. L'utilisation d'un laser excimère KrF est donc contre-indiquée dans le cas d'une différence de marche de l'ordre du centimètre (largeur de raie émise  $\approx 4800 \text{ GHz} \approx 160 \text{ cm}^{-1}$ ).

Les masques de phase peuvent par contre être utilisés avec ce type de source. Il faut cependant que la répartition d'énergie dans le faisceau soit homogène pour garantir une visibilité voisine de 1.

Les dispositifs expérimentaux basés sur les méthodes à division du front d'onde font interférer un pinceau passant par un point M avec le pinceau passant par un point M', symétrique de M par rapport à l'axe du faisceau. Il en est de même pour la méthode à division d'amplitude  $\alpha.1$  de type interféromètre de Mach-Zehnder avec un seul miroir sur chaque trajet de faisceaux. Les sources utilisées doivent avoir une cohérence spatiale adaptée à l'étendue du champ d'interférences que l'on cherche à créer. Il est également important que la répartition d'intensité du faisceau soit symétrique par rapport à l'axe optique du montage. Les méthodes utilisant un masque de phase ( $\alpha.3$ ) ou la division d'amplitude avec 3 miroirs ( $\alpha.2$ ) requièrent une moins bonne cohérence spatiale que les autres méthodes présentées car elles font interférer les pinceaux passant par un point M avec eux-mêmes.

**TABLEAU RECAPITULATIF DES DIFFERENTES METHODES  
PRESENTEES**

METHODE D'INSCRIPTION			$R_{\max}$	$\Delta\lambda_{\min}$	$L_{\max}$	Avantages	Inconvénients
longitudinale			$\approx 100 \%$	200 MHz	1 m	-fibre non dénudée	$\lambda_B < 0,55 \mu\text{m}$
transversale	Division d'amplitude	2 miroirs	$\approx 100 \%$	0,04 nm	5 cm	$0,6\mu\text{m} < \lambda_B < 2,1\mu\text{m}$	-fibre dénudée
		3 miroirs					
	Division du front d'onde	masque de phase	$\approx 100 \%$	0,5 nm	5 cm	-pas besoin de grande cohérence -plusieurs réseaux en même temps -reproductibilité	-fibre dénudée
		miroir prisme	$\approx 100 \%$	0,04 nm	5 cm 1 cm	$0,6\mu\text{m} < \lambda_B < 2,1\mu\text{m}$	-fibre dénudée

Tableau II.1

## 5 - CONCLUSION

Les caractéristiques des réseaux de Bragg que l'on désire obtenir vont nécessairement influencer le choix de la méthode de photoinscription (voir tableau II.1).

Si les réseaux de Bragg sont photo-inscrits dans le but de fermer la cavité d'un laser infrarouge à fibre, ou d'autres composants adaptés aux communications optiques, la méthode d'irradiation longitudinale ne peut pas convenir. En effet, la longueur d'onde de Bragg des réseaux inscrits avec cette méthode est égale à la longueur de pompe située dans le visible : celle-ci permet seulement de photoinscrire des réseaux de longueur d'onde de Bragg égale à la longueur de pompe. Cette contrainte limite les applications de la méthode d'irradiation longitudinale au domaine du visible ( $\lambda < 550 \text{ nm}$ ).

Un masque de phase donné permet de faire des réseaux à une longueur d'onde de Bragg unique choisie préalablement dans l'infrarouge. Les autres techniques interférométriques d'irradiation transverses permettent d'atteindre des domaines de longueur d'onde de Bragg très étendus, allant de  $0,6 \mu\text{m}$  à  $2,1 \mu\text{m}$  pour des réseaux de longueur pouvant atteindre 25 mm.

L'un des objectifs poursuivis dans le laboratoire consiste à fabriquer des réseaux d'indice pour diverses applications : lasers à fibres, capteurs, coupleurs... Il est donc primordial, de pouvoir inscrire des filtres de Bragg à la longueur d'onde voulue dans une large gamme (visible  $\rightarrow$  infrarouge). Ce critère a été décisif dans le choix d'une méthode de photoinscription par irradiation transverse. Un examen de la qualité de sources (cohérence spatiale et temporelle, stabilité...) disponibles dans le laboratoire montre que le choix des méthodes à divisions du front d'onde par un miroir ou par un prisme est bien adapté. Ces deux méthodes ont été retenues,

principalement en raison de la stabilité du montage et de la grande souplesse de choix de la longueur d'onde de Bragg (du visible au proche infrarouge). Ces expériences sont développées avec une source continue et une source pulsée au sein du L.D.M.P. Ces deux méthodes de photoinscription, ainsi que les sources, seront décrites de façon approfondie dans le chapitre suivant.

Un autre objectif poursuivi par le laboratoire consiste à étudier les mécanismes de la photoinscription des fibres dopées. L'étude de la dynamique d'inscription des réseaux fournit des renseignements précieux sur ces mécanismes. Elle nécessite cependant bien souvent des temps d'irradiation des fibres très longs (quelques heures). Il s'avère donc indispensable de disposer d'un montage peu sensible aux instabilités diverses (caractéristiques de source et positionnement mécanique) qui permet d'assurer la reproductibilité des conditions de la photoinscription. Dans ces expériences, le choix de la longueur d'onde de Bragg du réseau ne constitue pas un paramètre critique. La méthode d'inscription à l'aide d'un masque de phase semble bien adaptée à ce programme. Elle est en cours de développement dans le laboratoire.

## REFERENCES CHAPITRE II

- [1] Amnon Yariv  
"Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics"  
J. Quant. Elect., **9**, 9, September 1973, p. 919-933.
- [2] W.V. Sorin, H.J. Shaw  
"A Single-Mode Fiber Evanescent Grating Reflector"  
J. Lightwave Tech., **3**, 5, October 1985, p. 1041.
- [3] C.A. Park, C.J. Rowe, J. Buus, D.C.J. Reid, A. Carter, I. Bennion  
"Single-Mode Behaviour of a Multimode 1.55  $\mu\text{m}$  Laser with a Fibre Grating External Cavity"  
Elect. Lett., **22**, 21, October 1986, p. 1132-1133.
- [4] R.C. Youngquist, J.L. Brooks, H.J. Shaw  
"Two-Mode Fiber Modal Coupler"  
Opt. Lett., **9**, 5, May 1984, p. 177-179.
- [5] J.N. Blake, B.Y. Kim, H.J. Shaw  
"Fiber-Optic Modal Coupler Using Periodic Microbending"  
Opt. Lett., **11**, 3, March 1986, p. 177-179.
- [6] Craig D. Poole, C.D. Townsend, Katherine T Nelson  
"Helical-Grating Two-Mode Fiber Spatial-Mode Coupler"  
J. Lightwave Tech., **11**, 5, May 1993, p. 598-604.
- [7] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn  
"Formation of Bragg Gratings in Optical Fibers by a Transverse Holographic Method"  
Opt. Lett., **14**, 15, August 1989, p. 823-825.
- [8] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B.S. Kawasaki  
"Photosensitivity in Optical Waveguides : Application to Reflection Filter Fabrication"  
Appl. Phys. Lett., **32**, 10, May 1978, p. 647-649.

- [9] V. Garino-Canina  
"Oxyde de germanium vitreux-silice vitreuse"  
Le verre réfractaire, 6, Novembre-Décembre 1958, p. 313-323.
- [10] J. Stone  
"Photorefractivity in GeO<sub>2</sub>-doped Silica Fibers"  
J. Appl. Phys., 62, 11, Décembre 1987, 4371-4374.
- [11] B.S. Kawasaki, K.O. Hill, D.C Johnson, Y. Fujii  
"Narrow-Band Bragg Reflectors in Optical Fibers"  
Opt. Lett., 3, 2, August 1978, p. 66-68.
- [12] C. Martijn de Sterke, Sunghyuck An, and J.E. Sipe  
"Growth Dynamics of Phase Gratings in Optical Fibers"  
Opt. Comm., 83, 5,6, June 1991, pp. 315-321.
- [13] W.W. Morey, G. Meltz and W.H. Glenn  
"Bragg Grating Temperature and Strain Sensors"  
Opt. Fib. Sensors, Springer Proceedings in Physics, vol 44  
Editors H.J. Arditty, J.P. Dakin and R.T.H. Kersten, 1989, pp 526-531.
- [14] H.G. Park, B.Y. Kim  
"Intermodal Coupler Using Permanently Photoinduced Grating in Two-Mode Optical Fibre"  
Elect. Let., 25, 12, June 1989, p. 797-799.
- [15] F. Ouellette  
"Phase-Matching of Optical Fibre Photorefractive Intermodal Couplers in Infra-Red"  
Elect. Let., 25, 23, November 1989, p. 1590-1592.
- [16] F. Ouellette  
"Photorefractive Intermodal Exchangers in Optical Fiber"  
J. Quant. Elect., 27, 3, March 1991, p. 796-803.

- [17] F. Bilodeau, K.O. Hill, B. Malo, D.C. Johnson, I.M. Skinner  
 "Efficient, Narrowband Lp01 - Lp02 Mode Convertors Fabricated in  
 Photosensitive Fibre : Spectral Response"  
 Elect.Let., **27**, 8, April A991, p. 682-684.
- [18] Ashish M. Vengsarkar, Jonathan A. Greene, Kent A. Murphy  
 "Photoinduced Refractive-Index Changes in Two-Mode, Elliptical-Core  
 Fibers : Sensing Applications"  
 Opt. Lett., **16**, 19, October 1991, p. 1541-1543.
- [19] K.O. Hill, B. Malo, K.A. Vineberg, F. Bilodeau, D.C. Johnson, I. Skinner  
 "Efficient Mode Conversion in Telecommunication Fibre Using  
 Externally Written Gratings"  
 Elect. Lett., **26**, 16, August 1990, p. 1270-1272.
- [20] B. Malo, K.O. Hill, F. Bilodeau, D.C. Johnson, J. Albert  
 "Point By Point Fabrication of Micro-Bragg Gratings in Photosensitive  
 Fibre Using Single Excimer Pulse Refractive Index Modification  
 Techniques"  
 Elect. Let., **29**, 18, September 1993, pp. 1668-1669.
- [21] K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, D.C. Johnson  
 "Birefringent Photosensitivity in Monomode Optical Fibre : Application  
 to External Writing of Rocking Filters"  
 Elect. Let., **27**, 17, August 1991, pp. 1548-1550.
- [22] P. ST. J. Russel  
 "Rocking Filter Formation in Photosensitive High Birefringence Optical  
 Fibres"  
 Elect. Let., **26**, 22, October 1990, pp. 1846-1848.
- [23] P. Niay, P. Bernage  
 "Photoinscription de Filtres de Solc dans des Fibres à Biréfringence de  
 Contrainte Induite par une Gaine Elliptique"  
 Rapport MRT N° 90S0796, Septembre 1992.

- [24] R. Kashyap, J.R. Armitage, R. Wyatt, S.T. Davey, D.L. Williams  
 "All Fibre Narrow Band Reflection Gratings at 1500 nm"  
 Elec. Lett., 26, 11, May 1990, pp. 730-732.
- [25] C.G. Askins, T.E. Tsai, G.M. Williams, M..A Putnam, M. Bashkansky and  
 E.J. Friebele  
 "Fiber Bragg Reflectors Prepared by a Single Excimer Pulse"  
 Opt. Lett., 17, 11, June 1992, pp. 833-835.
- [26] J.L. Archambault, L. Reekie and P.St.J. Russel  
 "High Reflectivity and Narrow Bandwidth Fibre Gratings Written by  
 Single Excimer Pulse"  
 Elec. Lett., 21, 1, January 1993, pp. 28-29.
- [27] J. Perrocheau  
 "La microlithographie électronique"  
 Documentation technique Thomson/LCR
- [28] D.Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A.E. White  
 "Production of in-Fibre Gratings Using a Diffractive Optical Element"  
 Elect. Lett., 29, 6, Mars 1993, pp. 566-568.
- [29] J.W. Goodman  
 "Introduction to Fourier Optics"  
 Mc Graw Hill, Physical and Quantum Electronics series, 1968
- [30] K.O Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Jathsen and J. Albert  
 "Bragg Grating Fabricated in Monomode Photosensitive Optical Fiber by  
 UV Exposure Through a Phase Mask"  
 Appl. Phys. Lett., 62, 10, Mars 1993.
- [31] B. Leconte  
 "Réalisation de Filtres de Solc dans des Fibres à Fortes Biréfringence de  
 forme. Inscription de Réseaux de Bragg par Irradiation Transverse à  
 l'Aide d'un Masque de Phase"  
 Rapport de DEA, Juin 1994

- [32] I. Riant, P. Sansonetti, H. Fevrier, S. Artigaud  
"Réalisation d'un filtre de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique  
à l'aide d'un montage interférométrique constitué d'un miroir unique"  
Communication aux JNOG, 26-27 Mai 1993, Marseille, Session 2
- [33] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
"Photoinscription de filtres de Bragg dans des fibres dopées à l'oxyde de  
germanium"  
J. Optics., 23, 4, December 1992, pp. 143-156.

## **CHAPITRE III**

# **PRESENTATION ET ETUDE DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX UTILISES POUR INSCRIRE DES RESEAUX DE BRAGG PAR LA METHODE HOLOGRAPHIQUE TRANSVERSE : IRRADIATION EFFECTUEE EN REGIME CONTINU OU IMPULSIONNEL.**

### **1 - SCHEMA DE PRINCIPE DU MONTAGE UTILISE**

Le banc de l'expérience holographique transverse est décrit sur le schéma synoptique III.1. Les différents éléments du banc sont présentés avec plus de détails dans la suite de ce chapitre. Deux sources lasers sont utilisées, l'une fonctionne en régime pulsé, l'autre en régime continu. Chaque source génère un faisceau ultraviolet de longueur d'onde proche de 243 nm, longueur d'onde qui correspond à un pic d'absorption de la silice dopée à l'oxyde de germanium (Voir chapitre I). Le faisceau est filtré spatialement, et étendu à l'aide de télescopes afocaux selon les directions horizontales ou verticales. Le passage du faisceau dans le télescope améliore la cohérence spatiale du front d'onde (définie plus loin), et diminue les instabilités angulaires. L'extension du faisceau dans un plan horizontal (la fibre est dans un plan horizontal) fixe la longueur du réseau de Bragg photo-inscrit. Selon les caractéristiques du faisceau UV initial, c'est-à-dire, selon la source laser utilisée, différents montages optiques sont utilisés pour traiter le faisceau UV.

## SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'EXPERIENCE DE PHOTO-INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG DEVELOPPEE DANS LE LABORATOIRE

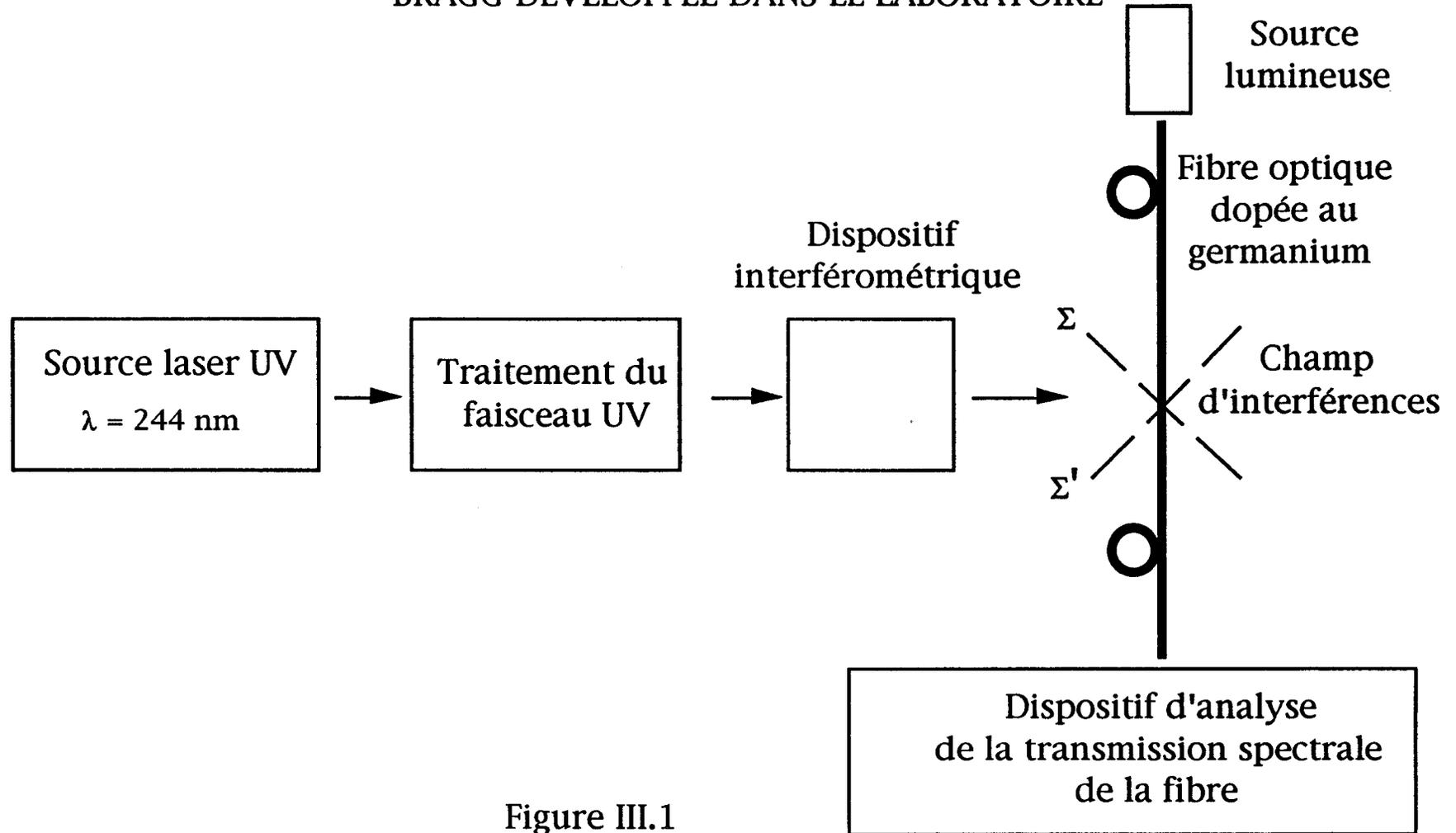


Figure III.1

Après extension latérale par les télescopes, le faisceau est envoyé dans un dispositif interférométrique constitué soit d'un interféromètre à prisme, soit d'un interféromètre à miroir.

Le revêtement en polymère de la fibre optique dopée au germanium est enlevé au moyen d'un gel de type décapant à peinture (Decapex). La fibre est placée dans le champ d'interférences, perpendiculairement aux plans des franges. Nous supposons que la distribution d'intensité dans le système de franges n'est pas modifiée par l'introduction de la fibre. La fibre subit donc une irradiation par une alternance de franges noires et brillantes. Il se crée une variation d'indice dans son cœur en relation avec l'évolution transversale de l'intensité le long du champ d'interférences.

La réponse spectrale de la fibre est enregistrée pendant l'irradiation transversale du cœur de la fibre par le faisceau UV. A cet effet, deux procédés peuvent être utilisés, puisqu'il est possible d'enregistrer la réflectivité spectrale  $R(\lambda)$ , ou la transmission spectrale  $T(\lambda)$  de la fibre. La méthode de détection de  $R(\lambda)$  s'avère très sensible, car elle correspond à une méthode de détection sur "fond noir". Cependant, elle ne permet de déterminer la réflectivité spectrale en fonction du temps d'irradiation qu'à un facteur d'échelle près. Pour normaliser la courbe de réflectivité spectrale, il faut mesurer au minimum une valeur  $R(\lambda)$  de façon absolue. A cet effet, il est nécessaire de disposer d'un miroir de référence de réflectivité spectrale étalonnée. Ne disposant pas d'un tel élément, nous avons choisi d'utiliser le second procédé, c'est-à-dire de mesurer la transmission spectrale  $T(\lambda)$  de la fibre au voisinage de la longueur d'onde de Bragg. Le flux lumineux issu d'une source blanche de type lampe au tungstène ou diode super luminescente (DSL) est injecté dans le cœur de la fibre. La lumière transmise après propagation dans la fibre est analysée à l'aide d'un dispositif d'analyse constitué d'un spectromètre haute résolution, d'un

détecteur de signal lumineux, d'une détection synchrone et d'une saisie graphique des données. Les éléments du dispositif d'analyse spectrale sont présentés dans le paragraphe 7 de ce chapitre. Dès que l'irradiation ultraviolette transversale débute, le spectre de transmission est modifié. Ce dispositif permet donc d'enregistrer l'évolution de la transmission des réseaux de Bragg au cours de l'inscription.

## 2 - SOURCES DE RAYONNEMENT ULTRAVIOLET

La source laser utilisée pour la photo-inscription de réseaux de Bragg doit satisfaire au cahier des charges suivant : la longueur d'onde du faisceau doit être située au voisinage de 243 nm. Cette valeur correspond au pic de la bande d'absorption liée à un défaut diamagnétique du matériau. Le pompage de cette bande induit une série de mécanismes responsables de l'effet photoréfractif. Pour réaliser des franges d'interférences présentant une bonne visibilité dans toute l'étendue du champ d'interférences, les quatre propriétés suivantes sont requises :

- la direction de polarisation du faisceau ultraviolet doit être verticale (Cf. § III.3),
- la structure de l'onde délivrée par le laser ultraviolet doit être la plus voisine possible d'une onde monomode transverse TEM<sub>00</sub>,
- la largeur spectrale doit être la plus petite possible,
- les fluctuations angulaires du faisceau doivent être suffisamment faibles pour que les franges ne soient pas brouillées si le temps d'inscription est long (> 10 mn).

Une étude de la visibilité des franges est réalisée en fonction des deux derniers points dans le paragraphe III.5.

Les caractéristiques du faisceau ultraviolet issu des différentes sources continues sont rassemblées dans le tableau III.1 du paragraphe 2-III de ce chapitre.

## **2.I - SOURCE CONTINUE : DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME DE DOUBLAGE INTRA-CAVITE**

Lorsque nos recherches se sont orientées en 1991 vers la photoréfractivité et la réalisation de réseaux dans les fibres germanosilicates, aucun laser continu correspondant au cahier des charges de l'expérience n'était disponible sur le marché. Nous avons donc développé un système de doublage intra-cavité d'un laser à Argon ionisé afin de pouvoir disposer d'une source adaptée à nos études.

### **2.I.1 - POSITION DU PROBLEME**

Le laboratoire dispose d'un laser à argon ionisé Innova 70, de puissance toutes raies 4 W. Cette cavité est constituée d'un miroir plan et d'un miroir de rayon de courbure de 3 m. Un spot de rayon minimum (660  $\mu\text{m}$ ) est localisé sur le miroir plan. La puissance intra-cavité est égale à  $\approx 50$  W.

Cette puissance correspond à une irradiance maximale  $I = 7,30 \text{ kW/cm}^2$ , trop faible pour générer une puissance de seconde harmonique suffisante. La puissance du faisceau UV généré dans ces conditions est de l'ordre de 1 mW. Le cristal doubleur doit être placé à l'endroit où le rayon du faisceau présente un minimum [1]. Le cristal ne pouvant être placé sur le miroir, il convient de modifier la cavité, afin de créer un nouveau spot de rayon minimum placé à une distance suffisante des optiques pour que l'on puisse insérer un cristal

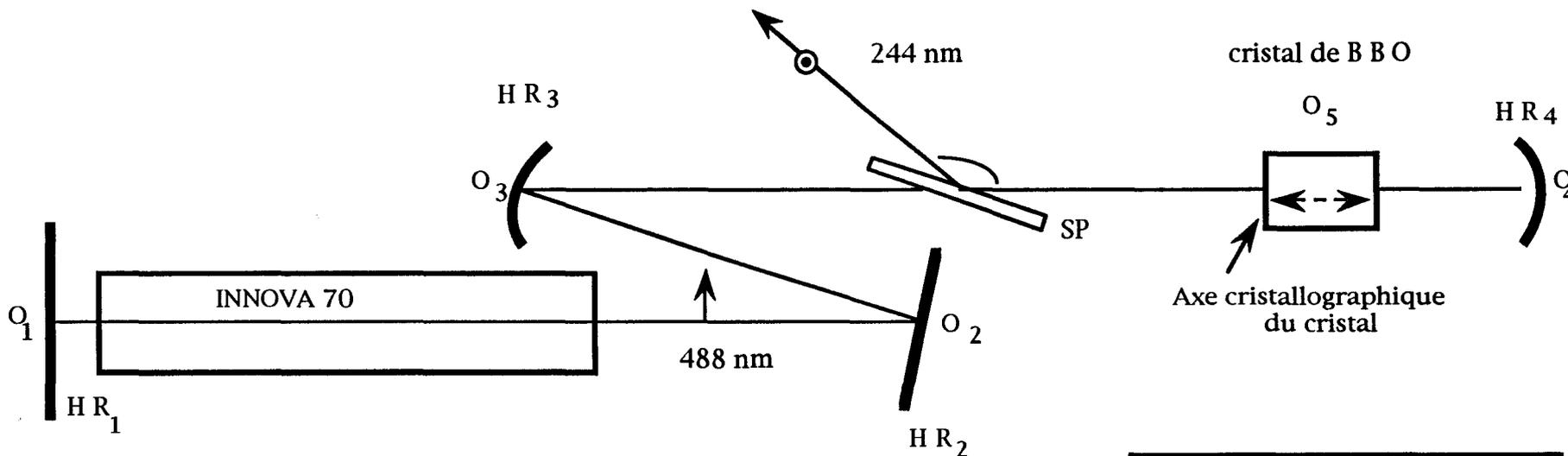
doubleur sur le trajet du faisceau visible. Deux configurations d'insertion du cristal sont possibles. Dans le premier montage, le cristal a la forme d'un parallélépipède rectangle, il est éclairé sous incidence normale. Le faisceau visible incident sur les faces du cristal est confondu avec les normales à la face d'entrée et à la face de sortie du cristal. Ce montage s'inspire d'un prototype de système de doublage intra-cavité réalisé par B. Couillaud [2] : le cristal peut ainsi assurer deux fonctions dans la cavité. Il double la radiation du laser de pompe, mais aussi, sélectionne un mode longitudinal du laser. Dans le second montage, le cristal est taillé de façon à être utilisé selon l'angle de Brewster pour la radiation visible. Il est ainsi possible de minimiser les pertes par réflexion introduites par le cristal doubleur. Nous décrivons tout d'abord le premier montage optique.

### **2.I.2 - MONTAGE 1 : CRISTAL TAILLE A INCIDENCE NORMALE**

Le montage est représenté sur la figure III-2. Initialement, le prototype de B. Couillaud était réalisé à partir de la cavité d'un laser Innova 300 de la Société Coherent. Ne disposant pas de la cavité Innova 300, nous l'avons remplacée par la cavité Innova 70. Le miroir de sortie de la cavité Innova 70 est remplacé par un ensemble de trois miroirs, permettant de créer un spot de rayon minimum de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$  à l'extérieur du milieu amplificateur de la cavité. De plus, les rayons de courbures des miroirs sont choisis de façon à obtenir un spot de rayon quasi-constant de l'ordre de 0,7 mm dans le milieu amplificateur. L'énergie extraite du milieu amplificateur est optimisée. Le miroir de sortie de la nouvelle cavité est un miroir sphérique concave HR4. Par contre, le miroir plan HR1 de la cavité initiale est conservé. Entre les deux miroirs d'extrémité HR1 et HR4 de la cavité, deux autres miroirs (un miroir plan HR2 et un miroir sphérique concave

**SCHEMA OPTIQUE DU SYSTEME DE DOUBLAGE INTRA-CAVITE D'UN LASER  
A ARGON IONISE MONTAGE 1 : CRISTAL TAILLE A INCIDENCE NORMALE**

Vue de côté



51

Légende :

$H R_1$  ,  $H R_2$  : miroirs plans

$H R_3$ : miroir sphérique concave  $R_3 = 45$  cm

$H R_4$ : miroir sphérique concave  $R_4 = 10$  cm

SP : lame séparatrice

Indice ordinaire du B B O :  $n_o = 1.68$

$\omega_p$  : polarisation ordinaire

$2\omega_p$  : polarisation extraordinaire

$O_4 O_3 = 343$  mm

$O_3 O_1 = X$

$O_3 O_5 = d_1$

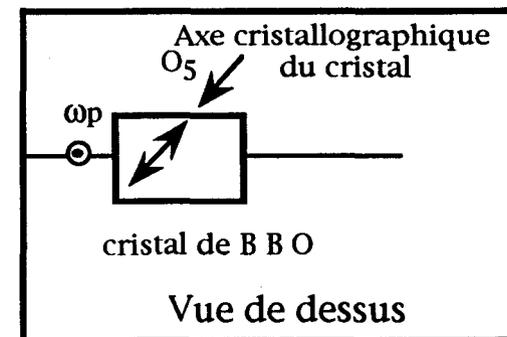


Figure III.2

HR3) sont insérés sur le trajet du faisceau de manière à créer une cavité repliée. Le cristal doubleur est inséré dans la cavité comme indiqué sur la figure III.2, à une distance  $d_1$  du sommet  $O_4$  du miroir HR4. Le faisceau ultraviolet est extrait de la cavité par une lame séparatrice. La distance  $O_3O_4$  du prototype de B. Couillaud est conservée ( $O_3O_4 = 34,3$  cm), et la distance  $O_2O_3$  séparant les sommets des miroirs HR2 et HR3 est fixée à 14 cm. La cavité laser doublé se compose de deux blocs distincts : le premier comprend les miroirs HR2, HR3, HR4, le cristal et la lame séparatrice, le second comprend le miroir HR1 et le milieu amplificateur de la cavité Innova 70. La distance  $O_1O_2$  séparant ces deux blocs est ajustable, ainsi que la distance  $O_4O_5 (= d_1)$  séparant le centre du cristal doubleur et le sommet  $O_4$  du miroir HR4.

## **2.1.2 A - ETUDE THEORIQUE**

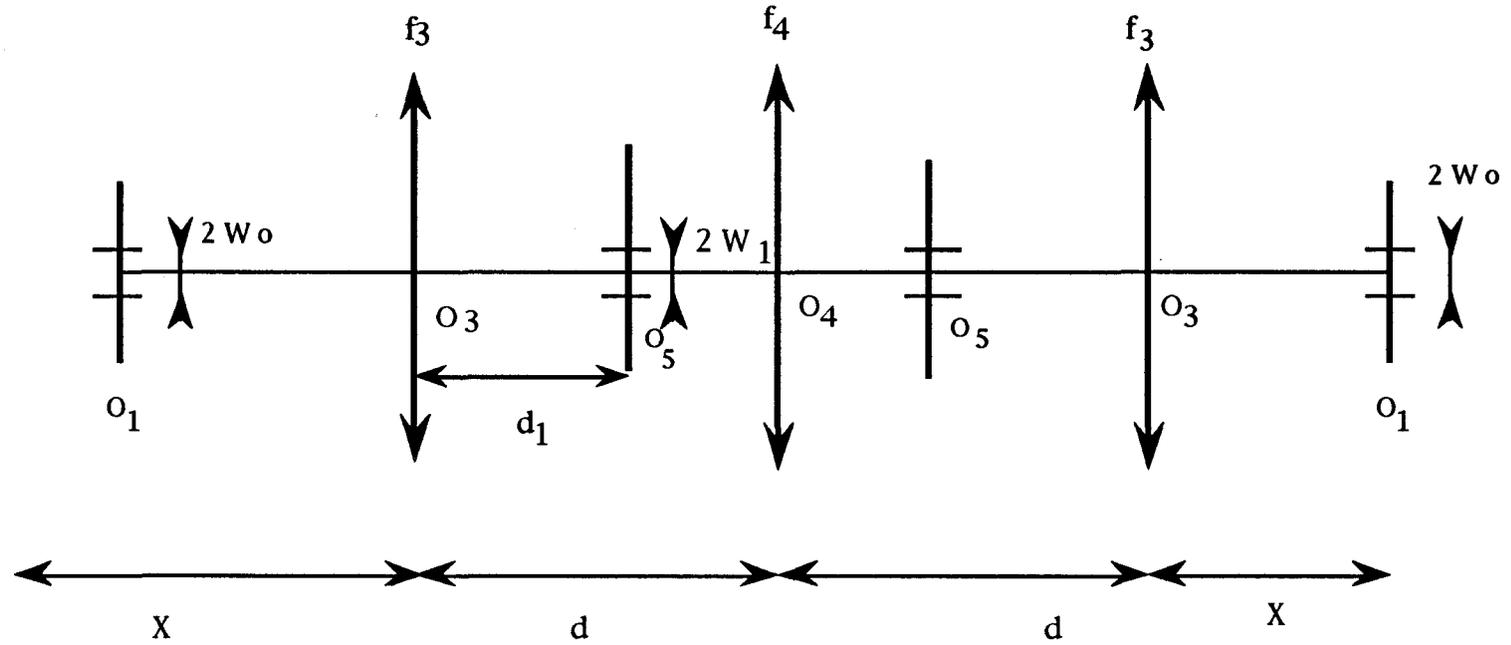
### **2.1.2 A - 1) CALCUL DES PARAMETRES DE LA CAVITE**

L'utilisation du milieu amplificateur de la cavité Innova 70 au lieu de la cavité Innova 300 entraîne une modification de la distance  $O_1O_2$ . Les valeurs des deux paramètres  $O_4O_5$  (correspondant à la position du spot de rayon minimum  $W_1$  dans la cavité) et  $O_1O_2$  sont déterminées par une étude de stabilité de la cavité, que nous allons maintenant présenter. L'étude porte dans un premier temps sur le paramètre  $X = O_1O_3$ . La distance  $O_2O_3$  étant connue (14 cm), la distance  $O_1O_2$  est déterminée simplement :

$$O_1O_2 = O_1O_3 - O_2O_3 = X - O_2O_3 \quad \text{III.1}$$

L'étude de la cavité repliée utilise le formalisme traditionnel des matrices A B C D [3]. La validité de ce formalisme a été démontrée par L.Y. Wang [4]

# SCHEMA EQUIVALENT DU MONTAGE DE DOUBLAGE INTRA-CAVITE



53

LEGENDE :

$$d = 343 \text{ mm} + (n_o - 1) e$$

e = épaisseur du cristal  $\approx 9 \text{ mm}$

$$f_3 = R_3/2 = 225 \text{ mm}$$

$$f_4 = R_4/2 = 50 \text{ mm}$$

$$O_3O_5 = d_1$$

Figure III.3

dans le cas des cavités coudées, où les rayons ne sont plus paraxiaux. Les phénomènes d'astigmatisme ne sont pas pris en compte dans ce calcul.

Les miroirs sphériques de rayon R sont équivalents à des lentilles convergentes de focale  $f = +\frac{R}{2}$ . La matrice A B C D est obtenue en multipliant les matrices correspondant aux zones de propagation libre et les matrices correspondant au passage dans la lentille (voir annexe 2). A partir du montage équivalent présenté sur la figure III-3, on calcule la matrice A B C D de la cavité.

$$\begin{pmatrix} 1,72 - 1,14 \cdot 10^{-3} X & -1731,33 + 3,45 X - 1,14 \cdot 10^{-3} X^2 \\ -1,14 \cdot 10^{-3} & 1,72 - 1,14 \cdot 10^{-3} X \end{pmatrix} \quad \text{III.2}$$

avec  $X = O_1O_3$  comme indiqué précédemment

La double inégalité III.3 délimite le domaine de stabilité de la cavité coudée :

$$-1 < \frac{A+D}{2} < +1 \quad \text{III.3}$$

soit un domaine de variation de X défini comme suit :

$$635 \text{ mm} < X < 2379 \text{ mm} \quad \text{III.3-a}$$

La figure III-4 représente l'évolution du rayon minimum  $W_1$  de la section du faisceau dans le cristal en fonction de X dans l'intervalle de stabilité imposé (voir annexe 2). Le rayon minimum  $W_1$  constitue en effet un paramètre très important qui intervient lors de l'optimisation de la puissance ultraviolette disponible en sortie de la cavité. La variation de la distance  $d_1$  séparant le centre du miroir sphérique HR<sub>4</sub> de la position du rayon minimum

du faisceau dans le cristal est également tracée en fonction de  $X$  sur la figure III-4. La distance  $d_1$  évolue lentement pour  $X > 1200$  mm, alors que le rayon minimum  $W_1$  du faisceau passe de  $40,4 \mu\text{m}$  pour  $X = 2000$  mm à  $W_1 = 61,2 \mu\text{m}$  pour  $X = 1300$  mm.

**EVOLUTION DU RAYON  $W_1$  DU SPOT MINIMUM DU FAISCEAU  
DANS LE CRISTAL ET DE LA DISTANCE  $d_1$  EN FONCTION DE LA DISTANCE  $X$**

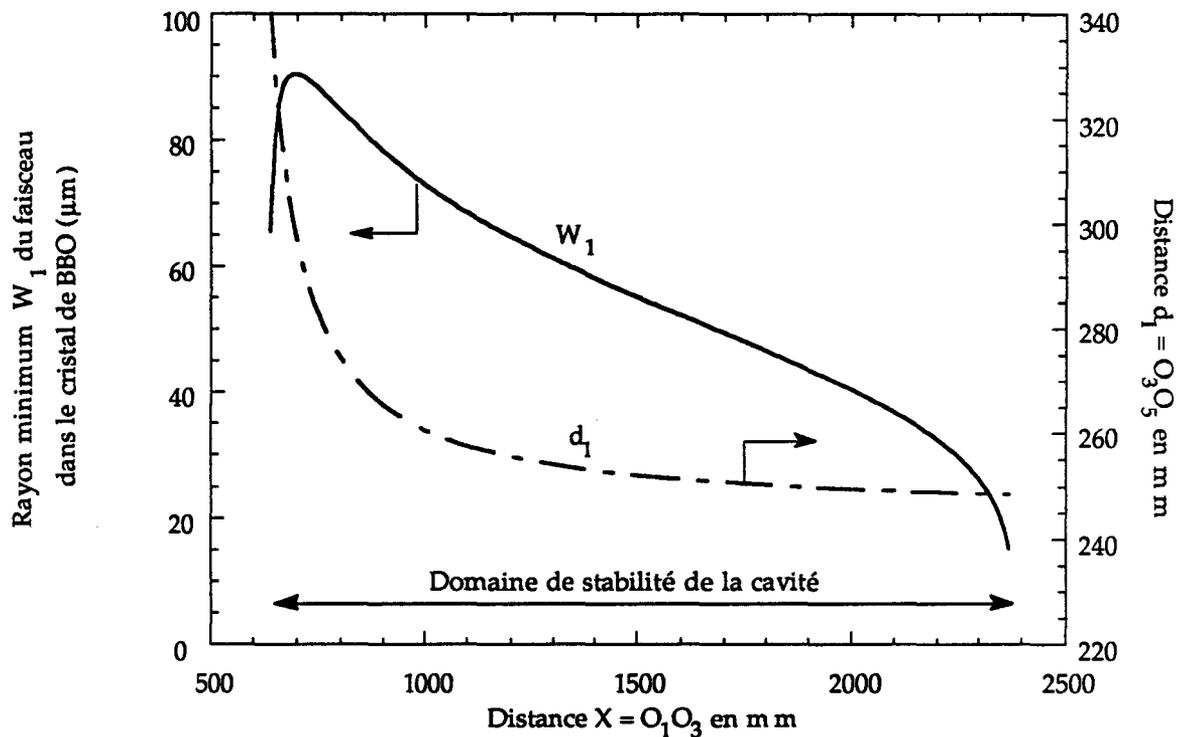


Figure III.4

Cette étude nous permet donc, en choisissant la distance  $X = O_1O_3$ , de fixer le rayon minimum du spot  $W_1$  ainsi que sa position dans la cavité (distance  $d_1$ ). Typiquement, nous travaillons avec un spot de rayon minimum de  $50 \mu\text{m}$ , situé à  $25$  cm du sommet  $O_4$  du miroir  $HR_4$ . La distance  $X$  est ajustée pour cela à environ  $1700$  mm, ce qui fixe la distance  $O_1O_2$  à  $1560$  mm (équation III.1)

## 2.1.2 A - 2) FONCTIONS DU CRISTAL DOUBLEUR

Dans le cas précis de ce montage où le cristal est taillé de façon à être utilisé sous incidence normale du faisceau visible, le cristal peut assurer deux fonctions dans la cavité. Il peut doubler la radiation du laser de pompe mais aussi sélectionner un mode longitudinal du laser.

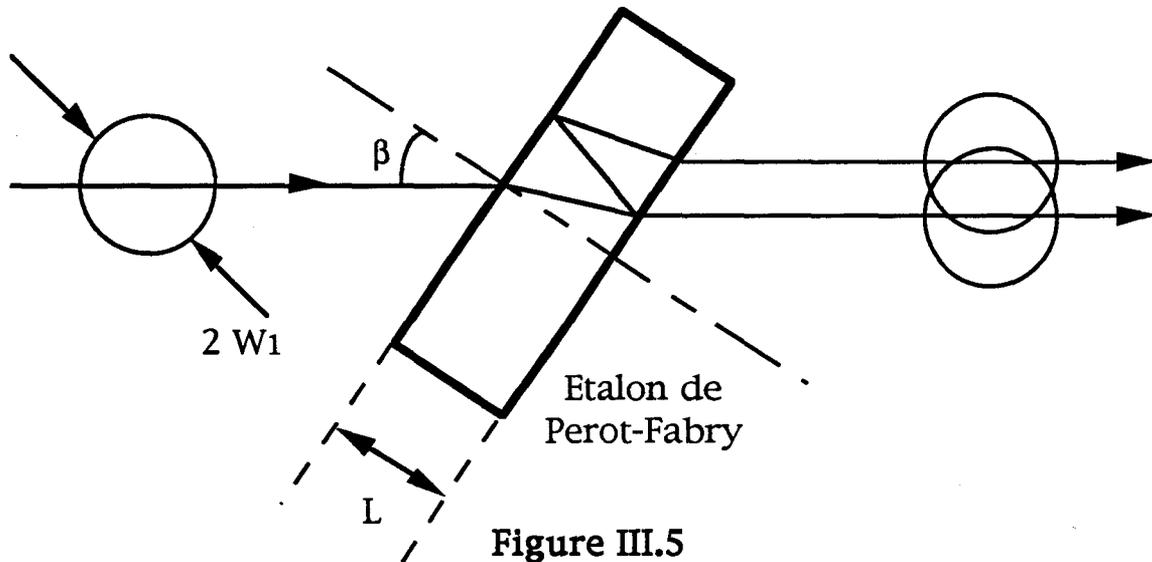
### 2) $\alpha$ - Sélection d'un mode longitudinal par effet Perot-Fabry

L'indice ordinaire du cristal vaut 1,68. Par conséquent, le dioptre plan air-cristal a un coefficient de réflexion  $R = 6\%$ . Le cristal constitue un étalon de Perot-Fabry de faible finesse. Cet étalon agit comme un filtre fréquentiel qui sélectionne une oscillation monomode longitudinale du laser, s'il est écarté de l'incidence normale d'une quantité plus grande que la divergence angulaire du faisceau gaussien dans la cavité laser ( $\beta = 2,6$  mrad) [5].

Si cette condition n'est pas réalisée, le cristal se comporte comme un miroir ( $R = 6\%$ ), créant ainsi de nouvelles cavités couplées à l'ancienne cavité, ce qui induit un fonctionnement instable du laser.

L'écart angulaire minimum dont il faut tourner le cristal, par rapport à l'incidence normale, est donc supérieur ou égal à  $\beta = 2,6$  mrad [5]. Toutefois, les pertes induites par l'introduction du cristal augmentent avec l'inclinaison de ce dernier. La valeur optimale de cet écart est fixée expérimentalement aux alentours de 3 mrad. L'insertion d'un étalon de Perot-Fabry dans la cavité est schématisée sur la figure III-5. Sur cette figure, l'angle  $\beta$  est volontairement amplifié afin de mettre en évidence l'effet du Perot-Fabry.

## TRAJET DES FAISCEAUX DANS UN ETALON DE PEROT-FABRY



Ces conditions imposent que les spécifications du cristal soient choisies de la façon suivante :

- planéité des faces :  $\lambda/10$
- parallélisme entre les deux dioptries air-cristal et cristal-air :  $10''$
- cristal dépourvu de traitement anti-reflet pour lui permettre d'assurer son rôle d'étalon de Perot-Fabry.

### 2) $\beta$ - Doublage de fréquence de la radiation pompe

Le choix d'un cristal non linéaire repose sur plusieurs critères que nous détaillons ci-dessous :

- valeur du coefficient non linéaire :

Le paramètre  $d_{\text{eff}}$  du BBO, (le béta-borate de baryum  $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) est quatre fois supérieur à celui du KDP (dihydrogénophosphate de potassium  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) à la longueur d'onde utilisée,

- transparence et possibilité d'accord de phase :

Les expériences prévues imposent une génération de seconde harmonique à 257 nm et à 244 nm. Pour cette dernière longueur d'onde, le cristal de KDP est plus absorbant que le BBO. En effet, ce dernier possède un large domaine de transparence (190 nm-3500 nm) et une zone spectrale d'accord de phase étendue de 205 nm à 1500 nm [6],

- stabilité chimique et mécanique :

Le cristal KDP est très hygroscopique et son utilisation est très délicate en doublage intra-cavité (obligation de protéger le cristal par un courant d'azote d'ultra haute pureté 6,0 N). Lors de chaque insertion dans la cavité laser, le cristal de KDP est en contact avec l'air et cela nécessite un polissage fréquent des faces, contrairement au BBO plus faiblement hygroscopique.

Les techniques actuelles de croissance cristalline permettent depuis quelques années d'obtenir des cristaux de BBO de longueurs élevées dont les qualités optiques sont garanties. Néanmoins, ces cristaux sont encore de coût plus élevé que ceux de KDP, beaucoup plus courants sur le marché.

- seuil de fracture optique

Aucune donnée n'a été publiée sur la valeur de ce paramètre en régime continu. Toutefois, en régime pulsé, la tenue au flux du BBO est excellente, (15  $\text{GW}/\text{cm}^2$  pour une impulsion de 8 ns à 532 nm) alors qu'elle n'est que de 0,2  $\text{GW}/\text{cm}^2$  pour le KDP.

En résumé, l'examen de ces critères nous conduit sans hésitations à choisir le cristal de BBO, le plus adapté pour notre objectif.

## REPERAGE DE LA POSITION DU CRISTAL DANS L'ESPACE

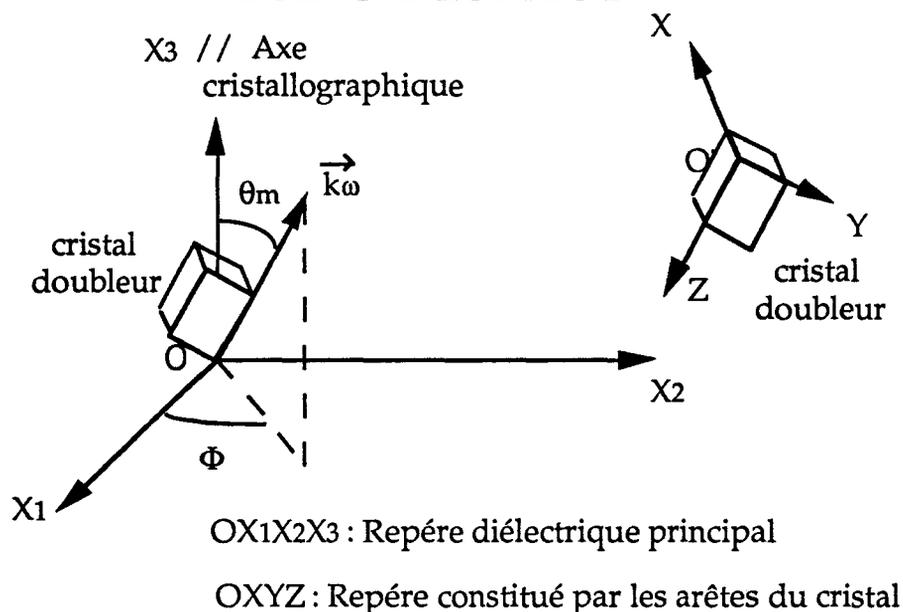


Figure III.6

Le cristal de BBO est un cristal uniaxe négatif, de symétrie d'ordre 3. Nous nous proposons de déterminer l'orientation du repère diélectrique principal  $Ox_1, Ox_2, Ox_3$  par rapport aux axes du repère orthonormé  $OX, OY, OZ$  constitué par les arêtes du cristal, pour laquelle la puissance ultraviolette est optimale. Suivant les conventions adoptées par Boyd et Kleinman [1], l'orientation des axes du repère  $Ox_1, Ox_2, Ox_3$  par rapport aux axes du repère  $OX, OY, OZ$  est fixée à l'aide des angles  $\theta_m$  et  $\Phi$ , comme indiqué sur le schéma III.6. L'onde de pompe est supposée tomber sur le cristal sous incidence normale. Sa polarisation est fixée de façon à réaliser une méthode d'adaptation des vitesses de phase de type I (polarisation ordinaire pour le faisceau de pulsation  $\omega_p$ , polarisation extraordinaire pour le faisceau de pulsation  $2\omega_p$ ).

Les fenêtres fermant le tube du laser Innova 70 sont orientées selon l'incidence de Brewster de manière à fixer l'orientation de la polarisation du faisceau de pompe selon la verticale. L'axe optique du cristal est donc horizontal.

La condition III.4 correspond à la condition d'accord de phase pour un doublage de type I [1].

$$\Delta k = k(2\omega_p) - 2k(\omega_p) = 0 \quad \text{III.4}$$

La relation III.5 permet de calculer l'angle  $\theta_m$  réalisant l'accord de phase [7]

$$\sin^2 \theta_m = \frac{n_o^{-2}(\omega) - n_o^{-2}(2\omega)}{n_e^{-2}(2\omega) - n_o^{-2}(2\omega)} \quad \text{III.5}$$

L'indice ordinaire  $n_o$  et l'indice extraordinaire  $n_e$  sont calculés en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  (en  $\mu\text{m}$ ) à l'aide des relations suivantes [6]:

$$n_o^2(\lambda) = 2,7359 + \frac{0,01878}{\lambda^2 - 0,01822} - 0,01354 \lambda^2 \quad \text{III.6-a}$$

$$n_e^2(\lambda) = 2,3753 + \frac{0,01224}{\lambda^2 - 0,01667} - 0,01516 \lambda^2 \quad \text{III.6-b}$$

L'angle  $\Phi$  est déterminé en cherchant le maximum du coefficient non linéaire effectif  $d_{\text{eff}}$ . L'expression analytique du coefficient  $d_{\text{eff}}$  est donnée en fonction des coefficients du tenseur de susceptibilité non linéaire par la relation suivante III.7 [8] :

$$d_{\text{eff}} = d_{11} \cos 3\Phi \cos \theta_m + d_{22} \sin 3\Phi \cos \theta_m + d_{31} \sin \theta_m \quad \text{III.7}$$

avec:  $d_{11} = 1,93 \cdot 10^{-12} \text{ m.V}^{-1}$   
 $d_{22} < 0,2 \cdot 10^{-12} \text{ m.V}^{-1}$   
 $d_{31} = 0,14 \cdot 10^{-12} \text{ m.V}^{-1}$

Ces valeurs permettent de calculer l'angle de taille correspondant à l'accord de phase pour la radiation de longueur d'onde 488 nm:

$$\theta_m = 54,4^\circ$$

Le coefficient non linéaire effectif est maximum pour  $\Phi = 0^\circ$ :

$$d_{\text{eff}} = 1,24 \cdot 10^{-12} \text{ m.V}^{-1}$$

Puisque  $\theta_m$  est différent de  $0^\circ$  ou  $90^\circ$ , il apparaît un angle de double réfraction  $\rho$  entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire [8]:

$$\tan \rho = \frac{1}{2} n_0^2(\omega) \left\{ \frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_0^2(2\omega)} \right\} \sin 2\theta_m \quad \text{III.8}$$

Soit :  $\rho = 4,75^\circ = 83,0 \text{ mrad}$

### 2.I.2 A - 3) PUISSANCE DE L'ONDE DE SECONDE HARMONIQUE

Boyd et Kleinman ont établi une théorie complète de la génération de seconde harmonique d'un faisceau gaussien focalisé dans un cristal en tenant compte de la double réfraction [1]. Ils ont déterminé les caractéristiques optimales du faisceau gaussien pour lesquelles l'efficacité du doublage est optimisée :

- spot de rayon minimum placé au centre du cristal,
- la valeur du paramètre de focalisation  $\xi$  défini par la relation III.9-a est choisie en fonction de la valeur de P. La valeur optimale de  $\xi$  se situe dans l'intervalle [1,39 ; 2,84].

$$\xi = \frac{L}{b} \quad \text{III.9-a}$$

Dans nos expériences, la valeur de  $\xi$  est choisie inférieure à 1 de façon à ce que l'intensité du faisceau de pompe sur le cristal reste compatible avec une utilisation prolongée de ce dernier sans apparition de fracture optique.

$$\begin{aligned} L : \text{longueur du cristal} & \rightarrow L = 9 \text{ mm} \\ b : \text{paramètre confocal} & \rightarrow b = \frac{2\pi n w^2}{\lambda} = 0,07 \text{ m} \end{aligned} \quad \text{III.10}$$

avec  $w = 60 \mu\text{m}$

$$\text{D'où } \xi = 0,12 \ll 1 \quad \text{III.9-b}$$

L'angle de double réfraction  $\rho$  séparant les ondes de fréquences  $\omega$  et  $2\omega$  délimite le volume sur lequel l'interaction peut effectivement avoir lieu. D'une manière générale, il faut considérer que la génération d'une onde de seconde harmonique n'est plus efficace à partir de la côte longitudinale où la séparation entre les rayons ordinaires et extraordinaires issus d'un même rayon incident est supérieure ou de l'ordre d'un diamètre de faisceau à la fréquence fondamentale. On peut définir une longueur d'interaction effective dans le cristal  $L_a$  donnée par :

$$L_a = \frac{\sqrt{\pi} w}{\rho} \quad \text{III.11}$$

Une application numérique avec  $w = 50 \mu\text{m}$  et  $\rho = 83,0 \text{ mrad}$  donne  $L_a = 1 \text{ cm}$ . Nous sommes donc dans la situation où la longueur  $L$  du cristal ( $L = 9 \text{ mm}$ ) est légèrement inférieure à la longueur d'interaction  $L_a$ . Le faisceau incident est peu focalisé, et nous admettrons la validité de l'approximation III.12. Les conditions III.12 et III.9-a reviennent à supposer que le diamètre du spot est sensiblement constant sur toute la longueur du cristal, et que l'angle de double réfraction est peu important.

$$L \ll L_a$$

III.12

Dans le cas où l'absorption dans le cristal est nulle, et où la condition III.12 est vérifiée, la puissance de l'onde harmonique se calcule comme suit [8] :

$$P(2\omega) = 16\pi \mu^{3/2} \epsilon_0^{1/2} \frac{c^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{\lambda^2 n^3 w^2} G(t) P^2(\omega) \quad \text{III.13}$$

où  $G(t)$  est une fonction du paramètre de séparation  $t = \frac{\sqrt{2} \rho L}{w}$   $G(t)$  est un facteur correctif tenant compte de la forme gaussienne du faisceau et de la double réfraction.

$$G(t) = \frac{2\sqrt{\pi}}{t^2} \int_0^{\frac{t}{\sqrt{2}}} \text{erf}(x) dx \quad \text{III.14}$$

La fonction  $\text{erf}(x)$  est définie de la façon suivante

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\sigma^2) d\sigma \quad \text{III.15}$$

Dans le cas où le faisceau n'est pas fortement focalisé, et pour une longueur de cristal L supérieure ou égale à 0,9 cm, le facteur G(t) s'exprime de la façon suivante [7] :

$$G(t) \approx \frac{\sqrt{2\pi}}{t} - \frac{2}{t^2} - \frac{2}{t^4} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) \quad \text{III.16}$$

Avec les paramètres de la cavité, la loi quadratique suivante est obtenue :

$$P(2\omega) = 9,9 \cdot 10^{-5} P^2(\omega) \quad \text{III.13-a}$$

## **2.1.2 B - ETUDE EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE ULTRAVIOLETTE CONTINUE**

### **2.1.2 B - 1) ANALYSE SPECTRALE**

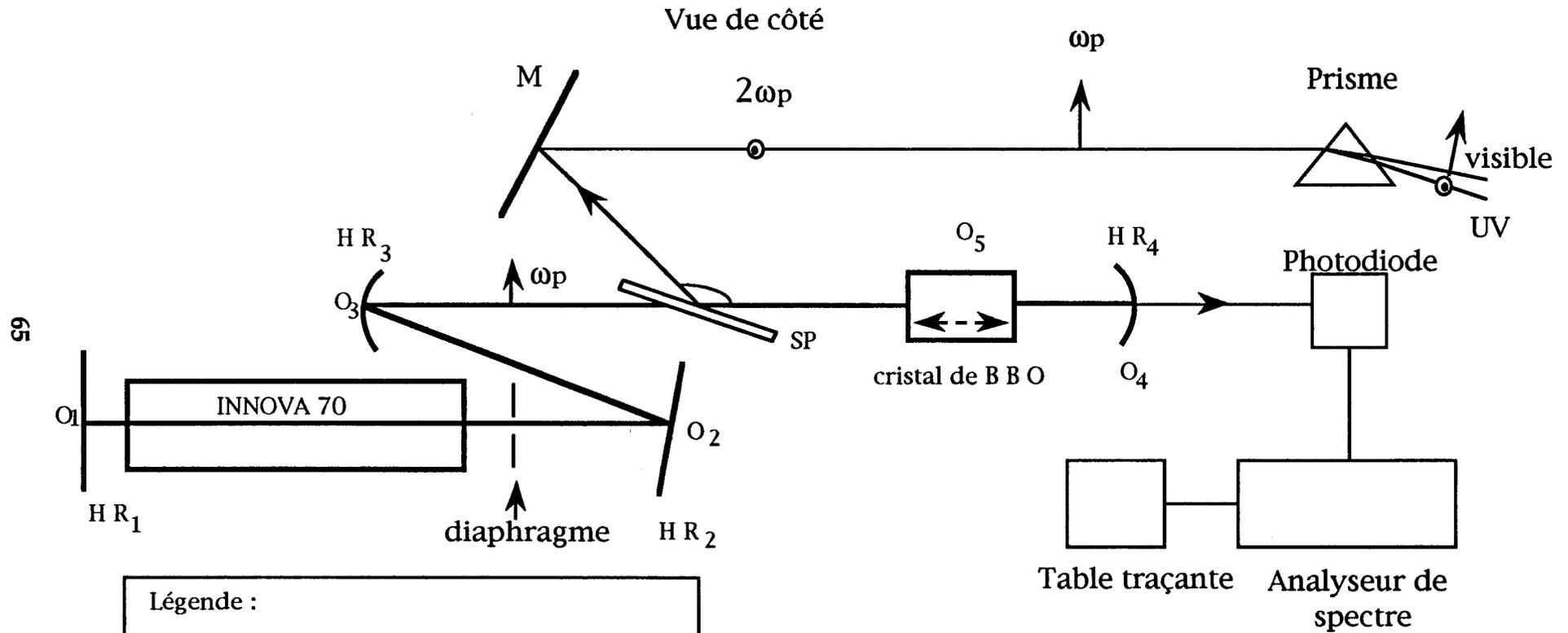
Afin de contrôler si l'émission du laser visible est monomode longitudinale, nous avons réalisé le montage décrit sur la figure III.7. Dans ce montage, le faisceau transmis par le miroir HR<sub>4</sub> tombe sur une photodiode rapide (bande passante 500 MHz). Le spectre électrique du photo-courant émis par cette diode est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre HP8509 (bande passante 10 kHz - 1,5 GHz) relié à une table traçante.

#### **1) $\alpha$ - Pureté spectrale du faisceau de pompe sans cristal doubleur**

La cavité est d'abord optimisée sans cristal BBO, en détectant la puissance visible que transmet le miroir HR<sub>4</sub> (coefficient de transmission à  $\lambda = 514,5$  nm : T = 0,0132 %). La figure III.8 révèle que l'émission du laser est longitudinalement et transversalement multimode. Des groupes de battements

# DOUBLAGE INTRA-CAVITE EN REGIME CONTINU : MONTAGE 1

## EXTRACTION DU FAISCEAU ULTRAVIOLET ET ANALYSE SPECTRALE DU FAISCEAU DE POMPE



**Légende :**

- H R<sub>1</sub> , H R<sub>2</sub>, M : miroirs plans
- H R<sub>3</sub> : miroir sphérique concave R<sub>3</sub> = 45 cm
- H R<sub>4</sub> : miroir sphérique concave R<sub>4</sub> = 10 cm
- SP : lame séparatrice
- ω<sub>p</sub> : Faisceau visible (λ = 514 ou 488 nm)
- 2ω<sub>p</sub> : Faisceau UV (λ = 257 nm ou 244 nm)

Figure III.7





intermodaux apparaissent tous les 80 MHz. Ils correspondent à l'intervalle spectral libre entre les différents modes longitudinaux de la cavité :

$$\Delta\omega = \frac{c}{2n L'} \quad \text{III.17}$$

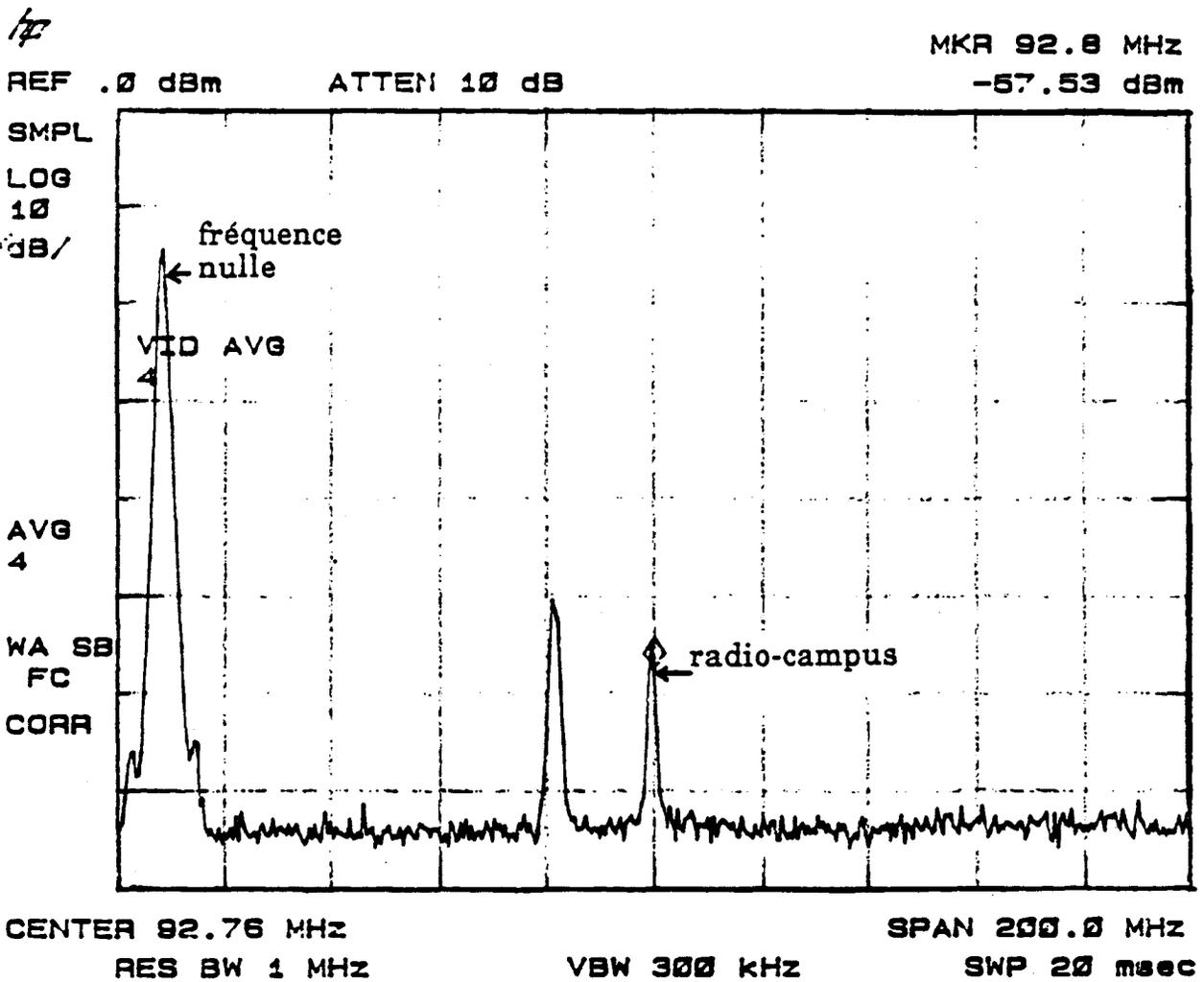
$$\text{soit } L' = 1,875 \text{ m}$$

en bon accord avec la mesure de la longueur  $L'$  de la cavité de 1,87m.

Chaque groupe est constitué par le battement entre les modes longitudinaux du mode transverse  $TEM_{00}$  et des modes transverses d'ordre supérieurs ( $TEM_{01}$ ,  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{11}$ , etc). Le fonctionnement du laser est donc multimode transverse et longitudinal.

Pour favoriser la sélection du mode  $TEM_{00}$ , des pertes doivent être introduites sur les modes transverses d'ordre supérieurs. Cette sélection est opérée à l'aide d'un diaphragme placé 30 cm avant le miroir  $HR_2$  (figure III.7). La figure III.9 révèle que l'émission du laser est maintenant monomode transverse  $TEM_{00}$ . Ce comportement est corroboré par l'observation visuelle du faisceau laser : l'intensité transportée par le faisceau possède la symétrie de révolution propre à ce type de fonctionnement. La puissance intra-cavité de la nouvelle cavité décrite sur la figure III.7 est mesurée (160 W) en mesurant la puissance délivrée par le laser puisque le facteur de transmission du miroir  $HR_4$  est connu avec une grande précision ( $T = 0,0176 \%$ ).

Un étalon de Perot-Fabry d'une longueur de 1 cm et de coefficient de réflexion  $R = 20 \%$  est introduit dans la cavité afin de simuler le rôle de Perot-Fabry du cristal. Sa finesse  $F$  est de 1,75.



Analyse spectrale du faisceau de pompe  
 avec cristal doubleur, diaphragme fermé

Figure III.10

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

La puissance intra-cavité chute à 80 W, soit d'un facteur deux. L'analyseur de spectre ne détecte aucun battement intermodal. Une détection hétérodyne à la fréquence de 80 MHz est réalisée à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder comportant un cristal acousto-optique sur l'un des deux bras. La présence d'un battement unique à 80 MHz indique que l'émission du laser est longitudinalement monomode.

### 1) $\beta$ – Pureté spectrale du faisceau de pompe avec cristal doubleur

Nous remplaçons l'étalon de Perot-Fabry par le cristal de BBO. La position angulaire du cristal est alors optimisée de manière à obtenir un maximum de puissance ultraviolette. L'optimum de la puissance UV est obtenu pour une rotation de 5 mrad du cristal par rapport à l'incidence normale. Cet angle de 5 mrad est mesuré en suivant la position du spot réfléchi par le cristal de BBO sur le miroir HR<sub>3</sub>. La puissance intra-cavité est alors de 25 W, au lieu des 80 W attendus. Le diaphragme fermé sélectionne le mode transverse TEM<sub>00</sub>. L'analyseur de spectre détecte un battement entre deux modes longitudinaux (figure III.10). Nous observons aussi sur l'enregistrement le pic de fréquence nulle et le pic dû à l'émission de Radio-Campus.

Il apparaît que l'insertion du cristal entraîne une chute de la puissance intra-cavité deux fois plus importante que celle observée lors de l'introduction du Perot-Fabry de test et l'existence de deux modes dans la cavité au lieu d'un seul.

Ce déficit sur la puissance visible provient de trois facteurs :

- une erreur sur l'angle de taille sur  $\theta_m$ ,

L'angle  $\theta_m$  est calculé en partant de valeurs des indices  $n_o$  et  $n_e$  mesurées pour des cristaux standard. De légères dispersions de stœchiométrie ou des variations dans les taux d'impuretés modifient de façon significative la valeur correcte de l'angle de taille  $\theta_m$ . Cette erreur sur l'angle de taille, comprise dans les tolérances, oblige à tourner le cristal d'un angle de 5,26 mrad par rapport à la normale, alors que la valeur optimale est de 3 mrad seulement pour un effet Perot-Fabry induisant un minimum de pertes sans créer de cavités couplées,

- un examen des faces réalisé par le fournisseur révèle des imperfections sur la surface. En déplaçant le cristal dans le faisceau, la puissance intra-cavité chute d'un facteur deux ou plus,

- le parallélisme des faces a été mesuré par une méthode interférométrique et s'élève à 26 " ,

→ Ces trois facteurs limitent la puissance intra-cavité à 25 W.

La finesse  $F$  calculée de ce cristal en tant que Perot-Fabry est égale à 0,83 alors que celle du Perot-Fabry de test est égale à 1,75 (voir équation III.18). Le cristal est donc moins sélectif et permet l'existence de deux modes longitudinaux dans la cavité, dont le battement est représenté sur la figure III.10. La présence de deux modes a pour conséquence de faire chuter la cohérence temporelle du faisceau et réduit donc la longueur de cohérence. L'influence de ce paramètre sera discutée dans le chapitre suivant.

## 2.1.2 B-2) ETUDE DE LA PUISSANCE DE L'ONDE DE SECONDE HARMONIQUE

### 2) $\alpha$ - Problèmes liés au choix du cristal

Le cristal est inséré dans la cavité, ainsi qu'une séparatrice pour extraire le faisceau UV (voir figure III.7). Dans ces conditions, la puissance intra-cavité est égale à 25 W comme indiqué précédemment.

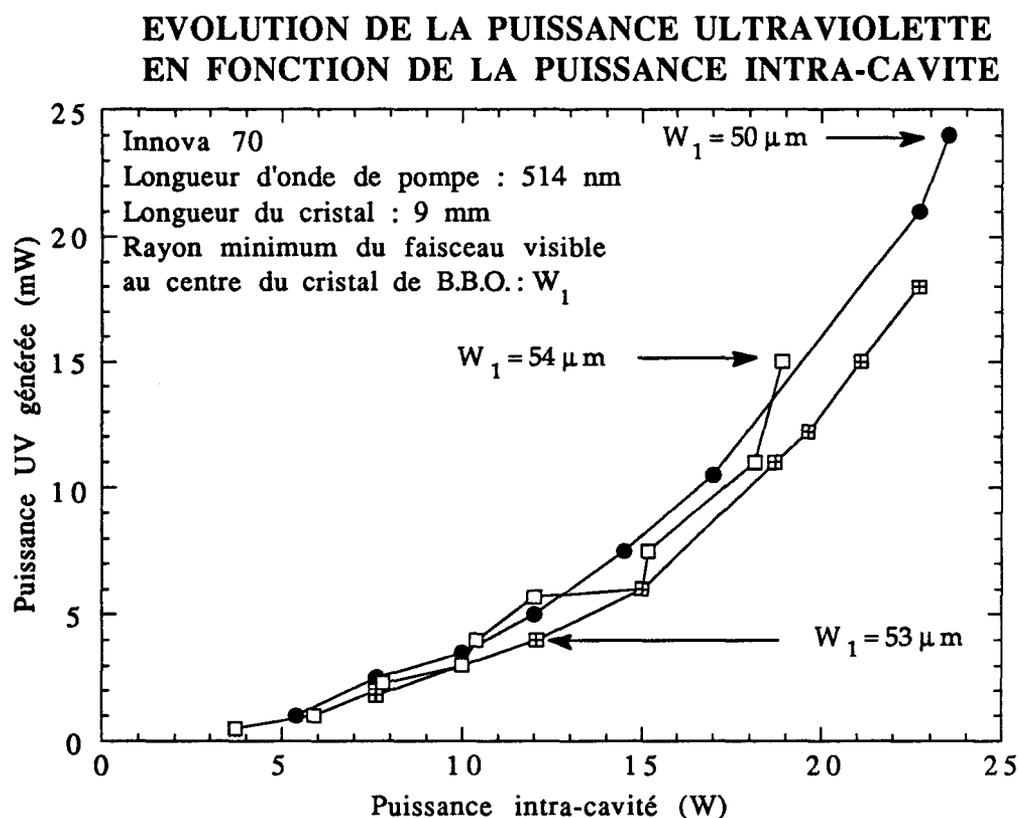


Figure III.11

La figure III.11 représente l'évolution de la puissance ultraviolette derrière le prisme séparateur représenté sur la figure III.7 en fonction de la puissance intra-cavité. On observe une allure quadratique des courbes, comme le prévoit la relation III.13. Le comportement perturbé de la courbe correspondant au faisceau d'un rayon minimum de  $54 \mu\text{m}$  provient d'une

imperfection de la surface du cristal. En effet, d'un réglage à l'autre, le faisceau ne tombe pas au même endroit sur la surface du cristal. On extrait une puissance de seconde harmonique d'environ 25 mW, pour une puissance de pompe égale à 25 W. Les courbes expérimentales peuvent être représentées par l'équation suivante :

$$P(2\omega) = 4.10^{-5} P^2(\omega) \quad \text{III.13-b}$$

D'après la formule théorique III.13, on devrait extraire :

$$P(2\omega) = 9,9.10^{-5} P^2(\omega),$$

$$\text{soit } P(2\omega) = 62 \text{ mW} \quad \text{pour } P(\omega) = 25 \text{ W}$$

Cette estimation ne tient pas compte des pertes sur le faisceau UV: séparatrice, miroir UV, prisme utilisé pour disperser les deux faisceaux ultraviolet et visible (voir figure III.7). L'état de surface et l'homogénéité du cristal ont été testés par déplacement transversal de celui-ci dans le faisceau visible, à l'endroit où l'irradiation présente un maximum. Des fluctuations de la puissance UV générée ont été observées, indiquant des pertes dues au cristal. La puissance ultraviolette varie entre 1 mW et 25 mW suivant l'endroit du point d'impact du faisceau visible sur le cristal. De plus, le mauvais comportement du cristal en tant que Perot-Fabry empêche l'optimisation de la puissance intra-cavité et limite les performances du système. Ce cristal était fourni par le Fujian Institut (Chine) et revendu par la Société Technoscience (France).

Après avoir signalé au fournisseur les différentes imperfections du cristal, le Fujian Institut nous a renvoyé un nouveau cristal, qui s'est avéré présenter les mêmes performances.

Nous avons donc choisi de changer de fournisseur et avons acheté un cristal avec les mêmes caractéristiques, accordé pour un doublage de la radiation  $\lambda = 488 \text{ nm}$ , fourni par Cleveland Crystal, U.S.A.. La qualité du faisceau visible en sortie de cavité est supérieure à la qualité de faisceau observée avec le précédent cristal (observation visuelle). Le cristal provenant de Cleveland a permis d'extraire une puissance UV de l'ordre de 60 mW de la cavité. Cette puissance a chuté au cours des mois car la surface optique du cristal s'est dégradée. En effet, des poussières déposées sur la surface du cristal ont brûlé et noirci la surface. Cette chute de la puissance ultraviolette nous a conduits à modifier les conditions de protection du cristal.

## 2) $\beta$ - Conditionnement du cristal

Le cristal, dans un premier temps, était enlevé de son support à chaque arrêt d'utilisation pour être placé dans une enceinte hermétique. Mais sa mise en place dans la cavité imposait un réalignement complet de l'expérience d'inscription des réseaux. De plus, ces nombreuses manipulations du cristal occasionnaient des risques de dégradation de sa surface (poussière, humidité) et ont entraîné une chute de la puissance UV au cours du temps. Toutefois, nous avons nettoyé les surfaces du cristal à l'aide de xylène desséché. Après chaque nettoyage, une augmentation de 20 % de la puissance UV générée était observée. Malgré le nettoyage, l'examen des surfaces indiquait une dégradation en volume due à un échauffement de la surface lorsque le faisceau visible est incident sur une poussière.

Pour éviter ces inconvénients, nous avons choisi de laisser continûment le cristal en place dans la cavité laser, en assurant une protection efficace contre les poussières. Un flux d'azote desséché et dépoussiéré circule en permanence

dans l'enceinte du doublage intra-cavité et dans le support du cristal du BBO, chassant ainsi les impuretés qui pourraient se déposer sur la surface du cristal.

Ces précautions permettent de rallonger la durée de vie du cristal. Un traitement anti-déliquescent a été proposé par le fournisseur et testé au sein du laboratoire. Il s'est avéré que celui-ci ne résistait pas à l'irradiation intra-cavité élevée. Pour cette raison, aucun traitement n'est appliqué sur le cristal.

### **2.1.3 - MONTAGE 2 : CRISTAL TAILLE A L'INCIDENCE DE BREWSTER**

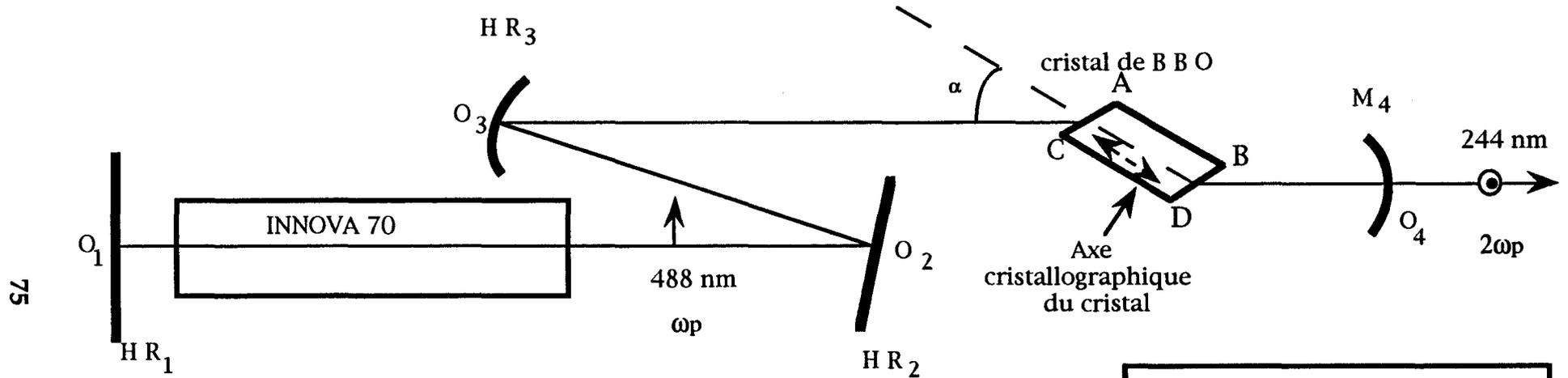
#### **2.1.3 A - MONTAGE**

De nombreux laboratoires s'intéressent à la photo-inscription de réseaux de Bragg en régime continu. Devant ce nouveau marché, la Société Cohérent S.A. a développé et commercialise depuis mi-93 un laser continu ultraviolet : le système FRED (FREquency Doubling) [9]. Ce laser est développé à partir de la cavité Innova 300 (au lieu de la cavité Innova 70 dans le cas de notre prototype). Le laser FRED délivre 6 radiations de longueurs d'onde comprises entre 229 nm et 264 nm avec une puissance ultraviolette pouvant atteindre 100 mW pour les radiations 244 nm et 257 nm.

Nous nous sommes inspirés de la configuration du laser FRED pour réaliser le doublage intra-cavité à incidence de Brewster. Le montage de la cavité est présenté sur la figure III.12. Dans ce nouveau montage, le cristal est taillé par le fournisseur de façon à pouvoir être utilisé sous incidence de Brewster ( $i_B = 59^\circ 22'$ ). Ainsi, les pertes dues aux réflexions du faisceau visible sur les dioptries air-cristal et cristal-air sont minimisées. La figure III.12 représente le trajet du faisceau visible dans la cavité (vue de dessus). Les faces

**SCHEMA OPTIQUE DU SYSTEME DE DOUBLAGE INTRA-CAVITE D'UN LASER A ARGON IONISE  
MONTAGE 2: CRISTAL TAILLE A INCIDENCE DE BREWSTER**

Vue de dessus



Légende :

$H R_1$  ,  $H R_2$  : miroirs plans

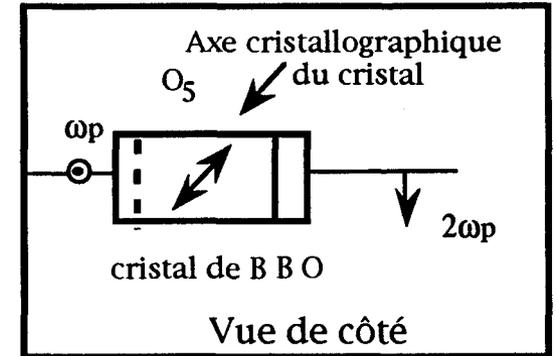
$H R_3$ : miroir sphérique concave  $R_3 = 45$  cm

$M_4$ : miroir sphérique concave  $R_4 = 10$  cm

Indice ordinaire du B B O :  $n_o = 1,68$

$\omega_p$  : polarisation ordinaire

$2\omega_p$  : polarisation extraordinaire



**Figure III.12**

parallèles de traces AC et BD font un angle de  $59^{\circ}22$  avec les faces de traces AB et CD. Le cristal est incliné d'un angle  $\alpha$  par rapport au faisceau visible ( $\alpha$  = angle entre le rayon et la direction AB) de façon à ce que l'angle d'incidence du faisceau sur le cristal soit égal à  $i_B \approx 59^{\circ}22$  ( $\alpha \approx 28^{\circ}$ ). Le faisceau visible est polarisé dans le plan d'incidence. L'angle de réfraction correspondant à l'incidence de Brewster est égal à  $\approx 30^{\circ}8$  si bien que le faisceau visible se propage dans le cristal parallèlement à la direction CD. L'inclinaison du cristal est ajustée pour que la puissance visible intra-cavité soit maximum. Du fait de l'inclinaison  $\alpha$  du cristal, le miroir  $M_4$  est translaté verticalement de 4 mm vers le bas de façon à ce que le faisceau visible soit incident sur le centre du miroir.

Pour optimiser la puissance ultraviolette extraite de la cavité, le miroir  $HR_4$  est remplacé par un miroir dichroïque  $M_4$  de coefficient de réflexion  $R = 99\%$  pour la radiation de longueur d'onde 488 nm et de coefficient de transmission  $T = 85\%$  pour la radiation de longueur d'onde 244 nm. Le faisceau ultraviolet sort de la cavité à travers le miroir  $M_4$ . Ainsi, par rapport au montage précédent, la lame séparatrice qui servait à extraire la puissance ultraviolette est supprimée.

### **2.1.3 B - CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE ULTRAVIOLETTE**

Le cristal de BBO fourni par le Fujian Institut permet d'extraire une puissance UV de l'ordre de 20 mW. Malgré les inconvénients de ce cristal, comme mentionné précédemment, nous avons choisi ce fournisseur car le coût du cristal était quatre fois moindre que les coûts proposés par la société Crystal Cleveland, fournisseur de la Société Coherent fabriquant le laser FRED.

La direction de polarisation du faisceau ultraviolet en sortie de laser est horizontale, en désaccord avec le cahier des charges. Dans un premier temps, la direction de polarisation est tournée de  $90^\circ$  autour de son axe optique à l'aide d'un dispositif à deux miroirs de type Nörremberg présenté dans le paragraphe III.3. Pour simplifier le montage, nous avons supprimé ce dispositif et tourné le laser de  $90^\circ$  autour de son axe optique. La direction de polarisation du faisceau est ainsi verticale.

La source laser continu est opérationnelle depuis Juillet 1992. Les différents changements que nous venons de présenter ont été effectués successivement dans le cadre d'une optimisation des résultats. Ils n'ont pas empêché l'utilisation de la source laser continu pour inscrire des réseaux de Bragg.

## **2.II - SOURCE PULSEE**

La source utilisée est un système LAMBDA PHYSIK constitué d'un laser à excimère Xe-Cl LPX100, qui pompe un laser à colorant LPD 3000, comme le montre la figure III.13.

Le laser à excimère génère des impulsions lumineuses d'une durée de 17ns d'une énergie maximale par impulsion égale à 150 mJ. La fréquence des tirs peut varier dans la gamme 1 Hz - 50 Hz. Les mélanges de gaz (HCl, Xe, Ne) sont renouvelés tous les mois pour maintenir une énergie par impulsion suffisante. La radiation issue du laser pulsé à Xe-Cl a pour longueur d'onde 308 nm [10].

Le faisceau ultraviolet sert à pomper le laser à colorant dont le montage optique est décrit sur la figure III.14. Celui-ci est constitué d'une cavité, d'un

### SCHEMA DE LA SOURCE LASER PULSE

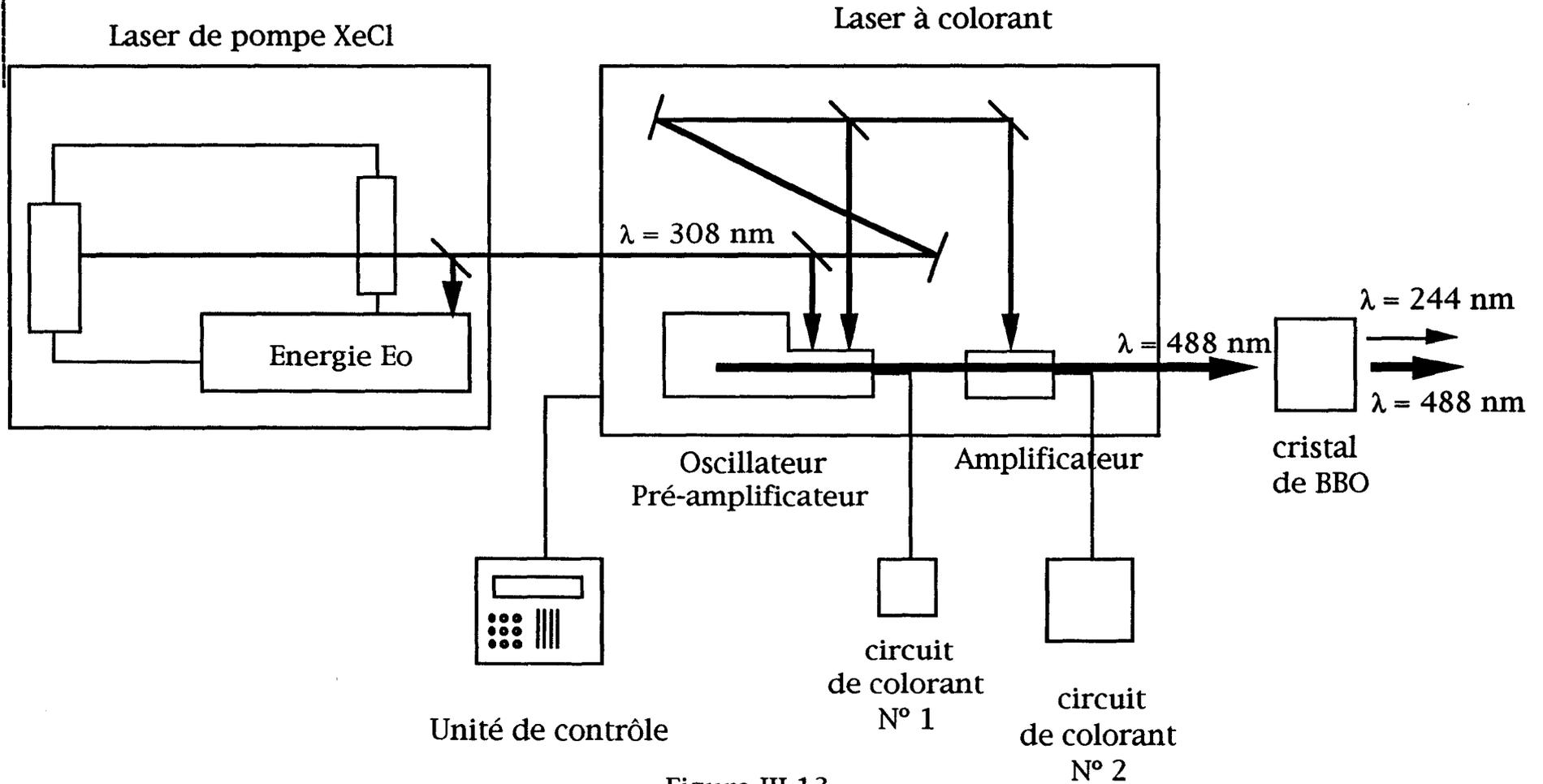


Figure III.13

# SCHEMA DU LASER A COLORANT LAMBDA PHYSIK LPD 3000

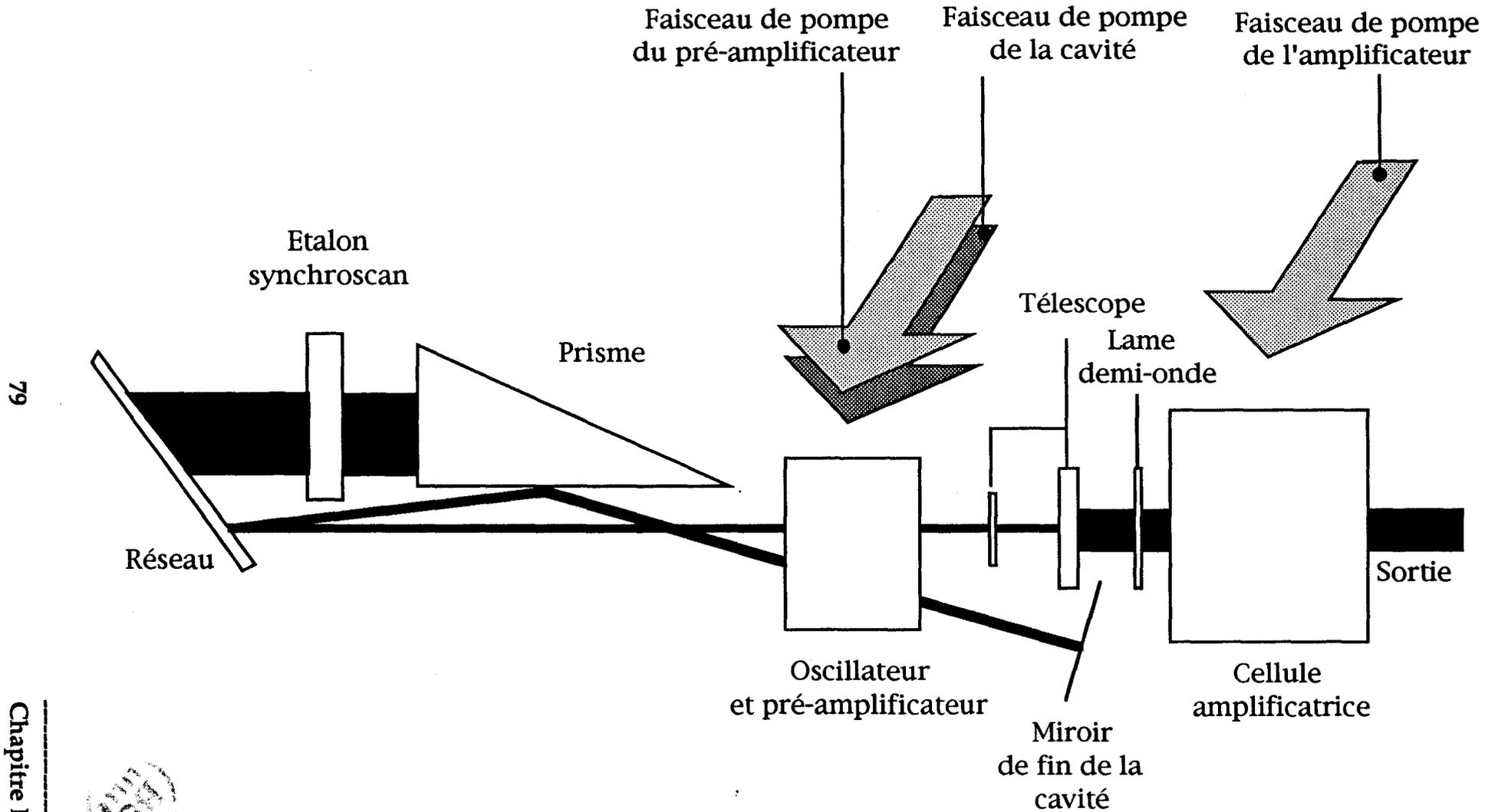


Figure III.14

préamplificateur et d'un amplificateur. Selon le colorant utilisé, le laser émet une radiation de longueur d'onde comprise entre 350 nm et 860 nm. Le colorant, de la "Coumarine 480", permet d'obtenir la longueur d'onde de 488 nm avec un rendement de conversion de  $\approx 13\%$  [10].

Le faisceau visible issu du laser à colorant est dirigé sur un cristal doubleur de BBO sous une incidence voisine de l'incidence normale. Le cristal est taillé pour un doublage de type I (voir paragraphe précédent) accordé sur la raie  $\lambda = 488$  nm. L'angle de taille est de  $55^\circ$ . Les dimensions sont de  $9 \times 5 \times 5$  mm<sup>3</sup>. L'utilisation du cristal de BBO pour un doublage extra-cavité autorise un traitement anti-déliquescent et anti-rélecteur des surfaces, compte tenu des faibles puissances laser à ce niveau. Le seuil de dommage est de  $15$  GW/cm<sup>2</sup> pour une impulsion de 8 ns à la longueur d'onde de 532 nm. Les conditions d'utilisation conduisent à une densité maximale de  $0,6$  MW/cm<sup>2</sup>. Les caractéristiques du faisceau ultraviolet pulsé obtenues en sortie du cristal de BBO sont présentés dans le tableau III.1 dans le paragraphe III de ce chapitre.

La fréquence du faisceau visible est doublée au moyen d'un cristal de BBO selon une méthode d'adaptation des vitesses de phase de type I. Dans cette méthode, le faisceau pompe doit être polarisé rectilignement selon une direction ordinaire, le faisceau ultraviolet est alors polarisé rectilignement selon la direction extraordinaire. L'état de polarisation du faisceau visible est rectiligne selon une direction verticale fixée par les caractéristiques de cavité du laser à colorant. Il est nécessaire que le faisceau ultraviolet soit polarisé rectilignement selon une direction verticale (cf paragraphe III-3). Pour réaliser cette condition, nous avons le choix entre deux solutions.

La direction de polarisation du faisceau visible n'est pas modifiée. L'état de polarisation du faisceau visible est rectiligne selon une direction verticale

fixée par les caractéristiques de la cavité du laser à colorant. Le cristal est orienté de façon à ce que son axe optique soit situé dans un plan horizontal. Le faisceau ultraviolet émergent du cristal est polarisé rectilignement selon une direction horizontale. Une lame demi-onde (vers 244 nm) est placée sur le trajet du faisceau UV en orientant ses axes à  $45^\circ$  du plan horizontal, de façon à faire tourner la direction de polarisation de  $90^\circ$  pour l'amener selon une direction verticale. Cette façon de procéder n'a pas été retenue pour deux raisons. Nous n'avons pas trouvé un fournisseur de lame demi-onde achromatique dans l'UV fonctionnant en transmission. Cette solution nécessite donc l'achat d'une nouvelle lame chaque fois que la longueur d'onde du laser de pompe est modifiée pour les besoins des expériences. Par ailleurs, l'adaptation précise des vitesses de phase nécessite de tourner le cristal autour d'un axe vertical. Au cours de cette opération, le faisceau UV subit une translation dans un plan horizontal selon une direction perpendiculaire à lui-même. Il peut même subir une rotation autour de l'axe de rotation vertical si les faces d'entrée et de sortie du cristal ne sont pas strictement parallèles entre elles. Cette rotation peut se traduire par un glissement des franges le long de la direction du vecteur d'onde associé au réseau de Bragg et donc par l'effacement de ce dernier.

Une lame demi-onde achromatique dans le visible est introduite sur le trajet du faisceau visible entre les cellules de pré-amplification et d'amplification (figure III.14). La densité de puissance optique est à cet endroit environ 100 fois plus faible qu'en sortie de la cellule d'amplification. La tenue du traitement anti-rélecteur appliqué sur la lame demi-onde ne pose donc aucun problème et ceci malgré des séquences de tirs prolongées (parfois plus de 3 heures à 50 Hz). Les axes de la lame demi-onde sont orientés pour que la direction de polarisation du faisceau visible soit horizontale. Le cristal est alors orienté de façon à ce que son axe optique soit situé dans un plan vertical contenant la direction du faisceau visible. La direction de polarisation du

faisceau UV est verticale. Le réglage de l'adaptation des vitesses de phase s'effectue en tournant le cristal autour d'un axe horizontal perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux. Cette rotation se traduit par une légère translation du faisceau UV selon une direction verticale et ne provoque pas, *a priori*, de variation du pas des franges. Pour ces raisons, nous avons choisi de réaliser la deuxième option.

### **2.III - RECAPITULATIF DES CARACTERISTIQUES DES SOURCES ULTRAVIOLETTES**

Le tableau III.1 récapitule les différentes caractéristiques du faisceau ultraviolet issu des différentes sources utilisées lors des expériences de photo-inscription de réseaux de Bragg : la source continue développée au laboratoire selon les deux configurations étudiées (montage 1 et 2) et les deux sources commercialisées, l'une par Coherent (laser continu FRED) et l'autre par Lambda Physics (laser pulsé LPX100 et LPD 3000).

La qualité du cristal doubleur conditionne les propriétés du faisceau ultraviolet. Les cristaux fournis par Crystal Cleveland se sont révélés plus performants que ceux fournis par le Fujian Institut, comme le montre la valeur élevée de la puissance ultraviolette générée par le laser continu avec la première configuration. Un nouveau cristal de BBO sera acheté chez Crystal Cleveland afin d'optimiser la puissance extraite de la cavité dans la configuration 2.

## TABLEAU RECAPITULATIF DES CARACTERISTIQUES DES SOURCES ULTRAVIOLETTES

	Sources continues $\lambda = 244 \text{ nm}$				Source pulsée $\lambda = 243 \text{ nm}$
	Montage 1 Incidence normale	Montage 2 Incidence de Brewster	FRED sans étalon	FRED avec étalon	LAMBDA PHYSICS
Puissance ou Energie	60 mW	30 mW	100 mW (données constructeur)	60 mW	1 mJ à 2 mJ
Fournisseur du cristal	Crystal Cleveland	Fujian Institut	Crystal Cleveland	Crystal Cleveland	Fujian Institut
Orientation de la polarisation	horizontale	verticale	horizontale	horizontale	verticale
Largeur spectrale	200 MHz	3 GHz	3 GHz	10 MHz	0,2 $\text{cm}^{-1}$ (0,04 $\text{cm}^{-1}$ avec étalon)
Divergence angulaire	0,6 mrad	0,6 mrad	0,6 mrad	0,6 mrad	0,5 mrad
Stabilité angulaire	non mesurée	non mesurée	5 $\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$	5 $\mu\text{rad}/^\circ\text{C}$	1 mrad

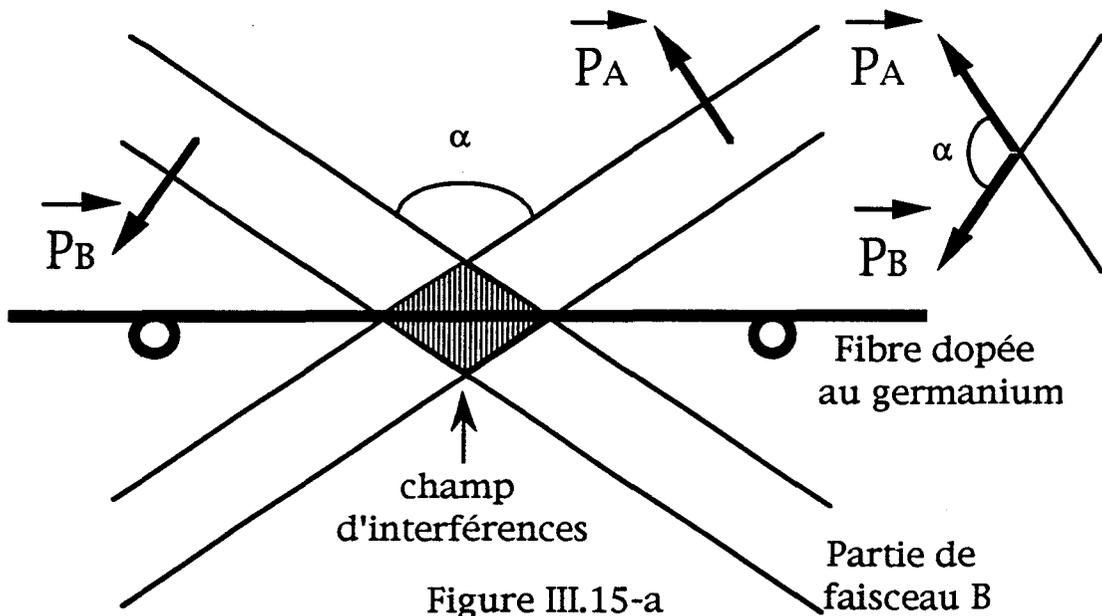
Tableau III.1

### 3 - TRAITEMENT DES FAISCEAUX ULTRAVIOLETS

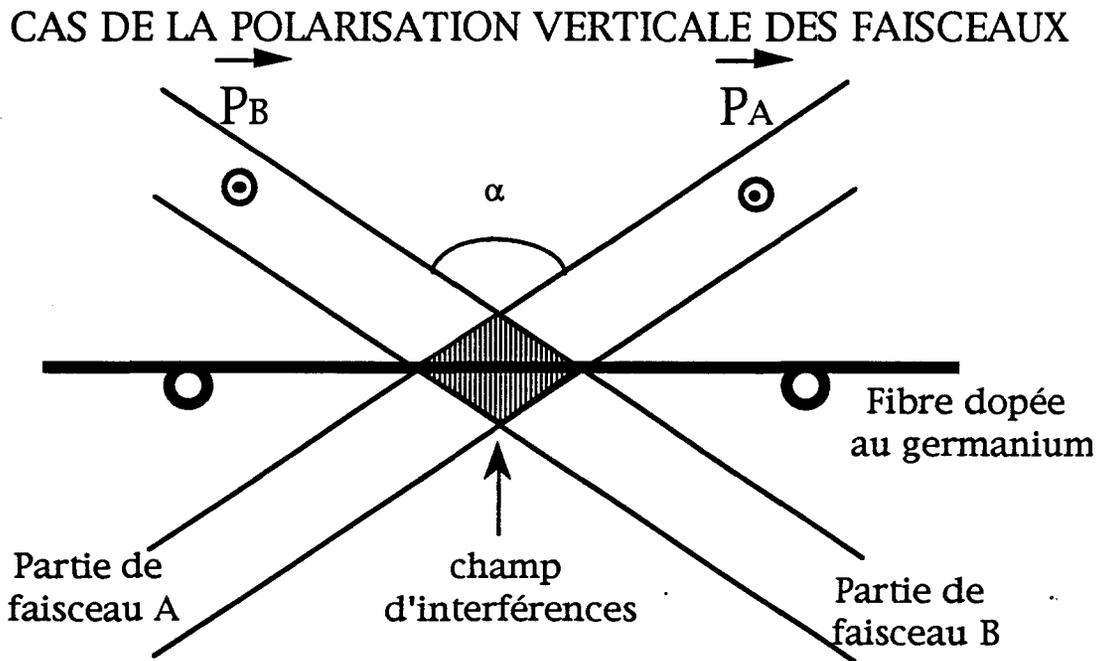
Les paramètres géométriques, la divergence et la cohérence spatiale sont des données propres à chacun des deux types de sources (continu ou impulsif). C'est pourquoi le faisceau issu de chacune des deux sources utilisées ne subit pas exactement les mêmes traitements.

Comme précédemment, la fibre est placée dans un **plan horizontal**, les franges d'interférences verticales sont perpendiculaires à la fibre. Pour obtenir un contraste maximum des franges, il est nécessaire que les deux parties de faisceau qui interfèrent soient polarisées rectilignement selon une direction verticale. En effet, les deux faisceaux se croisent sous un angle  $\alpha$ , dans un plan horizontal. Si la polarisation rectiligne des faisceaux était horizontale, comme représentée sur le schéma III.15-a, les deux parties de faisceau A et B auraient une des directions de polarisation  $\vec{P}_A$  et  $\vec{P}_B$  faisant un angle  $\alpha$  l'une par rapport à l'autre. Il en résulterait une baisse du contraste des franges.

#### CAS DE LA POLARISATION HORIZONTALE DES FAISCEAUX



La polarisation rectiligne du faisceau est choisie verticale. Ainsi, quelque soit l'angle de croisement des faisceaux après la division du front d'onde par l'interféromètre, les directions de polarisations  $\vec{P}_A$  et  $\vec{P}_B$  sont verticales. Elles ne sont pas modifiées lors du passage dans l'interféromètre, elles restent donc parallèles (figure III.15-b).



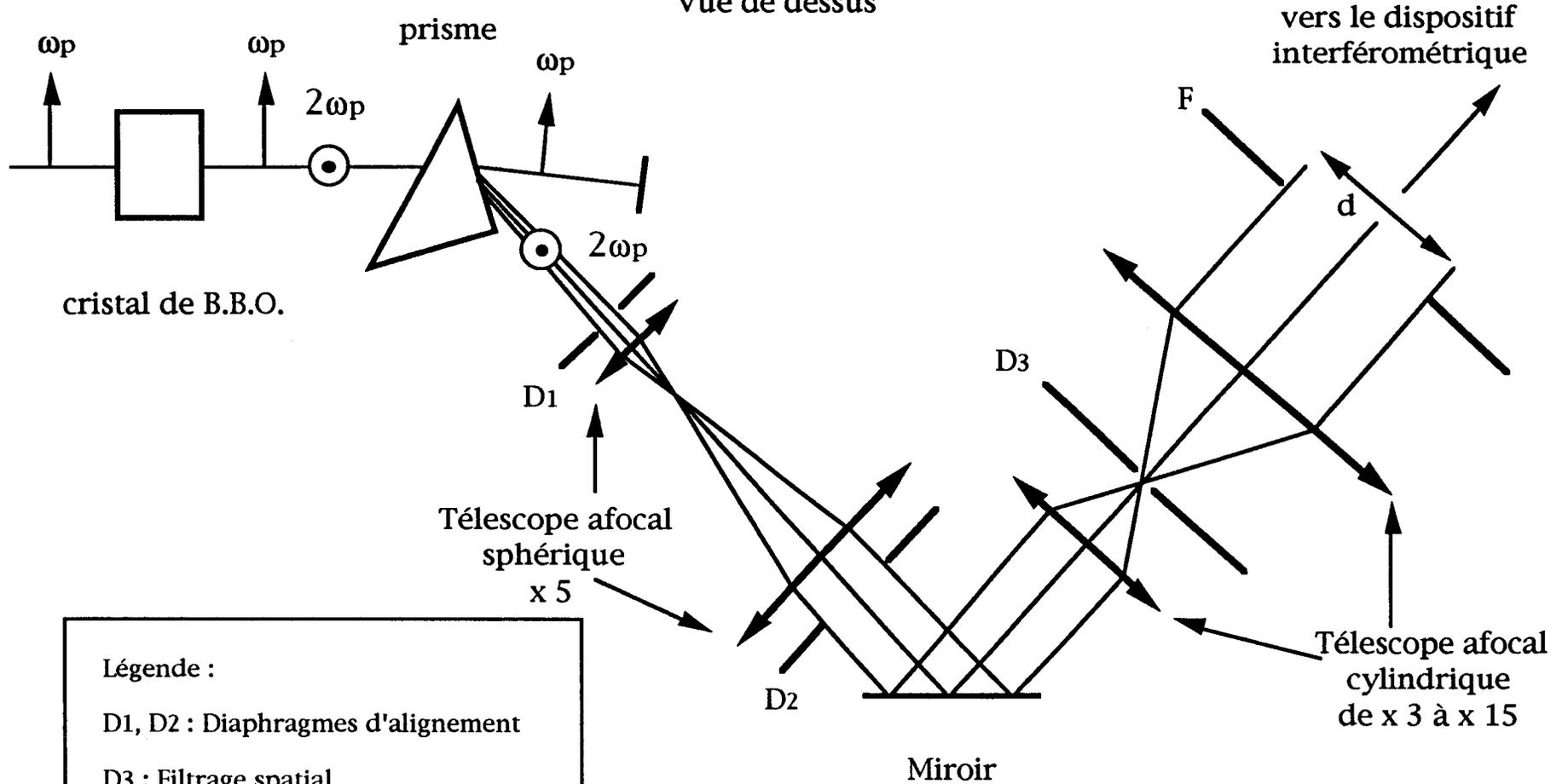
### **3a - Traitement du faisceau issu de la source pulsée**

Le dispositif laser de pompe et laser à colorant Lambda Physics, décrit précédemment, fournit un faisceau visible polarisé rectilignement selon une direction horizontale. Cette radiation est incidente sur le cristal de BBO.

Les faisceaux UV et visibles issus du cristal doubleur sont séparés par un prisme disperseur en silice (silice UV grade) (voir figure III.16). La direction de polarisation rectiligne de la radiation ultraviolette est verticale. La radiation visible est interceptée par un cache. Le prisme, exposé à de fortes densités de puissance UV et visible, n'est pas traité anti-reflet car le seuil de fracture

PHOTO-INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG  
 MONTAGE EXPERIMENTAL UTILISE POUR TRAITER LE FAISCEAU UV ISSU DE LA SOURCE PULSEE

Vue de dessus



Légende :

- D1, D2 : Diaphragmes d'alignement
- D3 : Filtrage spatial
- F : Fente réglable, sert à délimiter la largeur **d** du faisceau UV

Figure III.16

optique des traitements anti-rélecteurs dans l'ultraviolet est trop faible pour garantir l'intégrité du traitement lors de tirs répétés.

A la fin de chaque expérience de doublage extra-cavité, le cristal est ôté du banc d'expérience pour être rangé dans une cloche remplie de dessicant. Après la remise en place du cristal au début des expériences, il est nécessaire de procéder à un réglage de quelques éléments de montage. Il faut d'abord régler la position du cristal et son orientation pour réaliser l'accord de phase. La direction du faisceau UV générée par le cristal doubleur est ensuite ajustée grâce à une légère rotation du prisme autour d'un axe vertical. La direction du faisceau UV doit être maintenue constante d'une expérience à l'autre pour éviter un réalignement complet de tous les éléments optiques, (dont le dispositif interférométrique). L'alignement est réalisé à l'aide de deux diaphragmes  $D_1$  et  $D_2$  (voir schéma III.16), placés sur le trajet du faisceau et distants d'un mètre environ.

L'orientation du cristal est réglée de manière à générer un maximum de puissance UV (accord de phase) dans la direction définie par les deux diaphragmes. Le faisceau subit un premier grandissement ( $\times 5$ ) par passage dans un télescope sphérique afocal. La structure spatiale du faisceau délivrée par le cristal doubleur n'est pas gaussienne et présente des inhomogénéités spatiales provoquées par de légères imperfections des composants optiques du montage.

La structure spatiale de l'onde ultraviolette est traitée par une opération de filtrage. Le filtrage spatial est réalisé à l'aide d'une fente rectiligne verticale  $D_3$  à ouverture variable, placée dans le plan focal de deux lentilles cylindriques en silice disposées de façon à former un télescope afocal. Ce second télescope permet d'agrandir le faisceau dans la direction horizontale perpendiculaire à

l'axe optique d'un facteur pouvant varier de 3 à 15 selon les distances focales des lentilles cylindriques. L'opération de filtrage spatial permet d'améliorer l'homogénéité du faisceau issu du télescope. La valeur du grandissement est choisie en fonction de la longueur  $L$  du réseau du Bragg que l'on veut inscrire. Une fente rectiligne  $F$  à ouverture variable permet de limiter l'extension horizontale du faisceau incident sur le dispositif interférométrique. Après la fente  $F$ , suivant l'efficacité du filtrage, l'énergie ultraviolette disponible est au maximum deux fois plus faible que l'énergie incidente.

Le diamètre du faisceau UV issu du cristal doubleur est de l'ordre de 1 mm. La dimension transversale de la dernière lentille limite la section transversale à environ 5 cm. L'association des deux télescopes fournit un grandissement compris entre 15 et 75, soit une largeur de faisceau comprise entre 1,5 cm et 7,5 cm. Les grandissements supérieurs à 50 produisent un faisceau de largeur supérieure à 5 cm, une partie du faisceau est inutilisée et donc perdue. En fait, dans ces configurations, seule la partie centrale du faisceau, la plus homogène, est conservée, les bords sont éliminés. Ce gain en homogénéité de la répartition spatiale d'intensité s'accompagne bien sûr d'une chute de la puissance UV utile.

### **3b - Traitement du faisceau issu de la source continue**

Dans le cas du montage 1 avec le cristal taillé à incidence normale, la direction de polarisation du faisceau UV en sortie du laser continu est horizontale. Comme le montre la figure III.7, le faisceau UV est extrait de la cavité par une lame séparatrice puis réfléchi par un miroir plan. Un dispositif à deux miroirs de type Nörremberg (figure III.17) fait tourner la polarisation du faisceau UV de  $90^\circ$ , ainsi, la polarisation du faisceau incident sur la fibre est verticale (cf. figure III.15 - b).

PHOTO-INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG EN REGIME CONTINU  
 DESCRIPTION DE LA TOURELLE UTILISEE POUR TRAITER LE  
 FAISCEAU UV

Vue en perspective

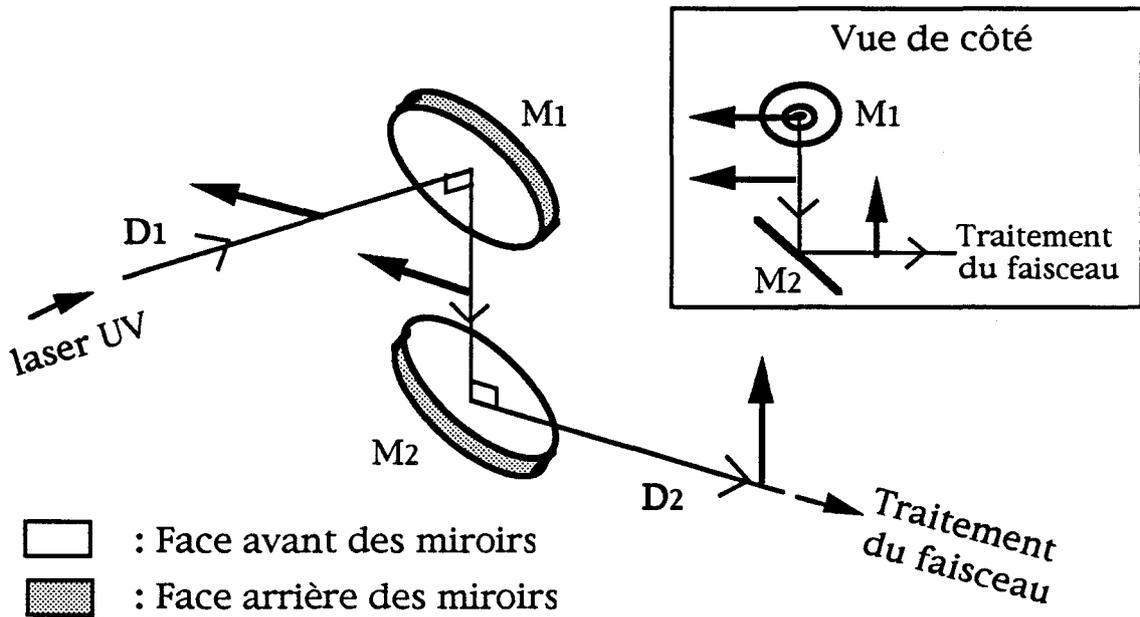
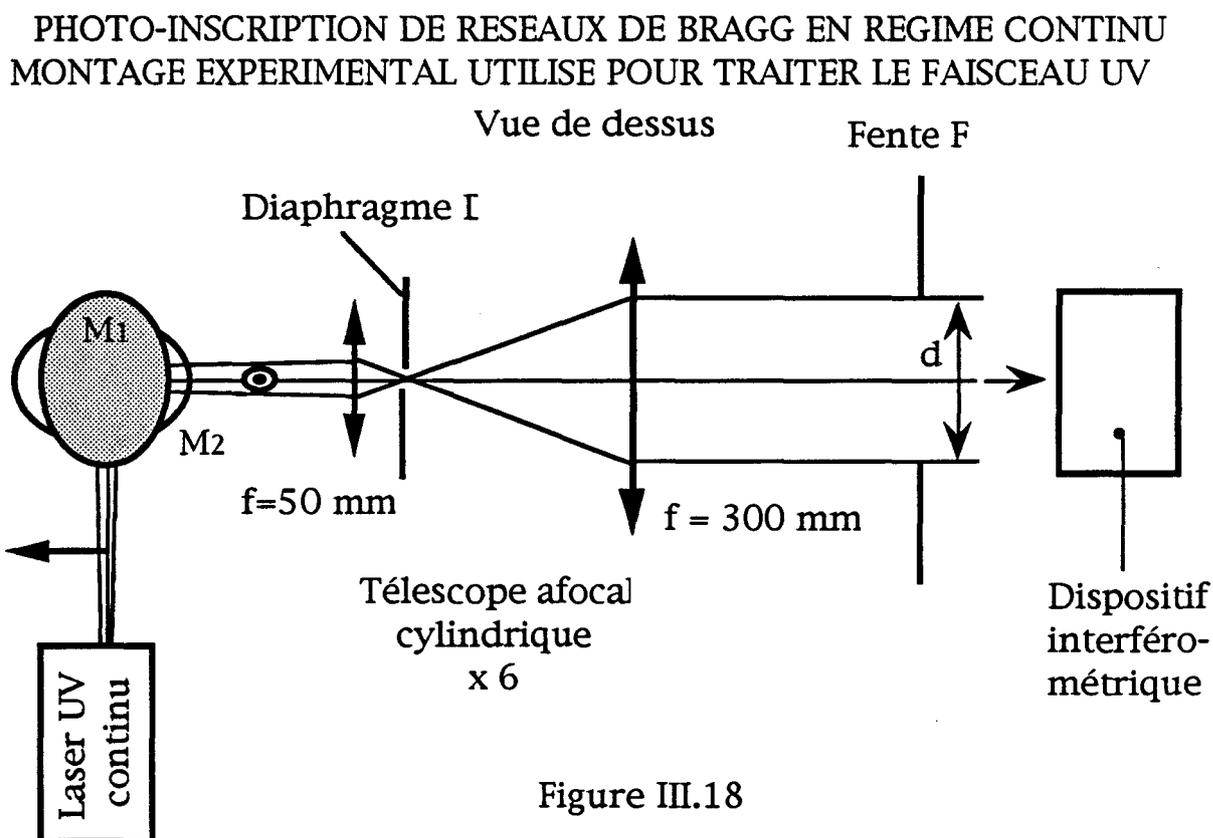


Figure III.17

Les centres des deux miroirs  $M_1$  et  $M_2$  sont placés sur un axe vertical et sont espacés de 10 cm. Les miroirs sont orientés tous les deux à  $45^\circ$  par rapport à respectivement une droite  $D_1$  et une droite  $D_2$ . Les deux droites  $D_1$  et  $D_2$  sont horizontales et perpendiculaires entre elles. La droite  $D_1$  est confondue avec la direction du faisceau UV incident. Le réglage angulaire du cristal, nécessaire pour réaliser l'adaptation des vitesses de phases, se traduit par une translation du faisceau UV dans un plan horizontal en sortie du cristal (ou même par une légère rotation de ce faisceau autour d'un axe vertical). Après les deux réflexions sur les miroirs  $M_1$  et  $M_2$ , la translation du faisceau se fait selon une direction verticale et la rotation s'effectue autour d'un axe horizontal. Au premier ordre, comme dans le cas du montage avec la source pulsée, l'angle d'incidence du faisceau sur le dispositif interférométrique ne se trouve donc pas modifié par le réglage.

Le miroir  $M_2$  réfléchit le faisceau UV vers un télescope afocal cylindrique, représenté sur la figure III.18. Une opération de filtrage, analogue à celle décrite au paragraphe précédent, est réalisée au moyen d'un diaphragme rectiligne D placé au foyer des lentilles cylindriques constituant le télescope. La fente F délimite la largeur  $d$  du faisceau incident sur le dispositif interférométrique.



Dans le cas du montage 2 avec le cristal taillé à incidence de Brewster, la direction de polarisation du faisceau UV en sortie du laser continu est verticale. Le dispositif à deux miroirs de type Nörremberg est donc remplacé par un miroir plan à  $45^\circ$  qui réfléchit le faisceau issu du miroir  $M_4$  de la source laser (figure III.12) vers le télescope.

## 4 - DISPOSITIFS INTERFEROMETRIQUES

Parmi tous les dispositifs de photo-inscription de réseaux de Bragg décrits au cours du chapitre précédent, nous avons choisi de développer les méthodes de division du front d'onde par un prisme ou un miroir. Les raisons qui ont conduit à ce choix ont été présentées au chapitre II. Le montage à prisme est opérationnel depuis 1991 [11], alors que le montage à miroir a été conçu en 1993. L'utilisation de ces deux dispositifs interférométriques est présentée dans les paragraphes suivants.

### *4a - Le montage à prisme*

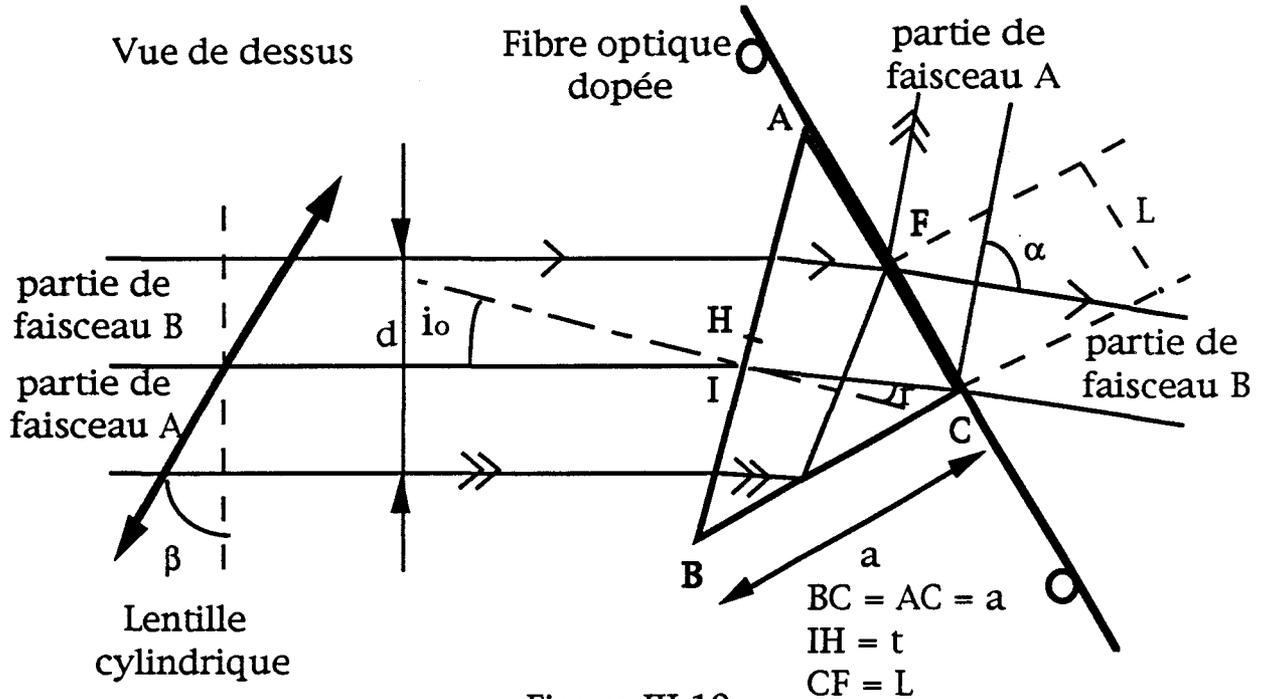
#### *4a - $\alpha$ ) Etude du dispositif*

Dans ce paragraphe, nous explicitons les différentes relations liant les paramètres géométriques du faisceau aux données du problème que nous cherchons à résoudre : inscrire un réseau de Bragg de longueur  $L$ , en résonance sur une longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ , dans une fibre optique dont les paramètres opto-géométriques sont connus. Nous supposons que la mise en place des pièces optiques a été effectuée parfaitement selon le protocole de réglage décrit dans le paragraphe III-6.

Le trajet optique des faisceaux dans l'interféromètre est schématisé sur la figure III.19. L'axe optique du faisceau UV issu du télescope afocal est supposé horizontal, alors que les arêtes A, B, C du prisme sont verticales. Le prisme peut tourner autour d'un axe vertical. Le faisceau UV est focalisé sur la face AC du prisme à l'aide d'une lentille cylindrique convergente inclinée d'un angle  $\beta$  par rapport à la normale à l'axe optique du montage (figure III.19). Les génératrices de la lentille cylindrique sont horizontales. Le faisceau UV de section  $d$  est

incident sur le prisme suivant l'angle  $i_0$ . Après réfraction sur la face hypoténuse AB du prisme, le rayon confondu avec l'axe optique passe par l'arête C. La partie de faisceau A subit une réflexion totale sur la face BC du prisme et interfère sur la face AC avec la partie de faisceau B directement transmise. La fibre est placée au contact de la face AC. Elle est supposée horizontale.

### DIVISION DU FRONT D'ONDE PAR UN PRISME



$n(\lambda_p)$  désigne l'indice du prisme en silice pour la radiation du laser UV de longueur d'onde  $\lambda_p$ . Le pas des franges  $\Lambda$  se déduit des relations III.19.

$$\Lambda = \frac{1}{2n(\lambda_p)} \times \frac{\lambda_p}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - r\right)} \quad \text{III.19 - a}$$

$$\sin i_0 = n(\lambda_p) \sin r \quad \text{III.19 - b}$$

$$\lambda_B = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_B) \Lambda \quad \text{III.19 - c}$$

La longueur d'onde de Bragg est choisie par l'expérimentateur. La connaissance des paramètres opto-géométriques de la fibre permet de calculer l'indice effectif du mode à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ . La relation III.19 - c permet de déterminer  $\Lambda$ , et donc l'angle de réfraction  $r$  grâce à la relation III.19 - a. L'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau sur la face hypoténuse du prisme est déduit de la relation III.19 - b. Dans ces relations, les angles d'incidence et de réfraction sont définis à partir de la normale au dioptré (rotation de cette normale par rapport à un axe perpendiculaire au plan d'incidence, pour l'amener sur le rayon) et sont comptés positivement si la rotation s'effectue dans le sens trigonométrique.

Le point H désigne le milieu de l'hypoténuse AB du prisme et I désigne le point d'incidence sur la face AB du rayon confondu avec l'axe optique du montage. Lorsque l'angle d'incidence du faisceau sur le prisme  $i_0$  est nul, le rayon confondu avec l'axe optique est incident en H. Lors de la rotation du prisme, le point d'incidence du rayon confondu avec l'axe optique sur la face hypoténuse se déplace de H en I. Cette translation  $t = IH$  se calcule à l'aide de la relation ci-dessous :

$$t = IH = a \frac{\sqrt{2}}{2} \times \frac{\sin i_0}{\sqrt{(n(\lambda_p))^2 - \sin^2 i_0}} \quad \text{III.20}$$

avec  $a$  : la longueur de l'arête AC (ou BC) du prisme.

La section maximale utile  $d_{\max}$  du faisceau UV sur le prisme est calculée. En effet, dès que la section transversale  $d$  du faisceau excède  $d_{\max}$ , une partie du faisceau ne pénètre plus dans le prisme et n'interfère pas.  $d_{\max}$  est donnée par la relation suivante :

$$d_{\max} = 2 \cos i_0 BH = \cos i_0 (a\sqrt{2} - 2t) \quad \text{III.21}$$

Pour une section  $d$  du faisceau inférieure ou égale à  $d_{\max}$ , la longueur  $L$  du réseau de Bragg obtenu est donnée par la relation III.22 :

$$L = \frac{d \cos r}{2 \cos i_0 \cos \left( \frac{\pi}{4} - r \right)} \quad \text{III.22}$$

Les relations III.21 et III.22 permettent de calculer la longueur maximale du réseau de Bragg qu'il est possible d'inscrire une fois le choix de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  effectué :

$$L_{\max} = \frac{a\sqrt{2} - 2t}{2 \cos \left( \frac{\pi}{4} - r \right)} \quad \text{III.23}$$

La figure III.20 représente l'évolution de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  et de la longueur maximale  $L_{\max}$  du réseau de Bragg photo-inscrit en fonction de l'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau UV sur le prisme. Les calculs sont réalisés dans le cas de la fibre FPG 2034, définie ci-dessous par son diamètre de cœur  $\Phi_c$  et par la différence d'indice entre la silice pure et le cœur dopé. Nous appellerons  $\Delta n^+$  la différence d'indice entre la silice pure et le cœur dopé de la fibre et  $\Delta n^-$  la différence d'indice entre la gaine éventuellement dopée et la silice pure. Si la gaine n'est pas dopée, son indice est égal à celui de la silice ( $\Delta n^- = 0$ ). Cette figure correspond à un calcul effectué avec les données suivantes:  $a = 50$  mm, paramètres de la fibre FPG 2034 : diamètre du cœur:  $\Phi_c = 2,2 \mu\text{m}$  et différence d'indice  $\Delta n^+ = 0,039$ ,  $\Delta n^- = 0$ , longueur d'onde de pompe  $\lambda_p = 244$  nm, et indice du prisme à cette longueur d'onde de pompe  $n(\lambda_p) = 1,51086$ . La figure montre que plus la longueur d'onde de Bragg est importante, plus l'angle d'incidence  $i_0$  est grand et corrélativement plus la longueur maximale du

réseau est petite. Typiquement, pour une valeur de l'angle d'incidence  $i_0$  de  $50^\circ$ , nous obtenons une longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$  et une longueur de réseau maximale  $L_{\text{max}} = 13 \text{ mm}$ .

### EVOLUTION DES CARACTERISTIQUES DU RESEAU DE BRAGG EN FONCTION DE L'ANGLE D'INCIDENCE DU FAISCEAU SUR LE PRISME

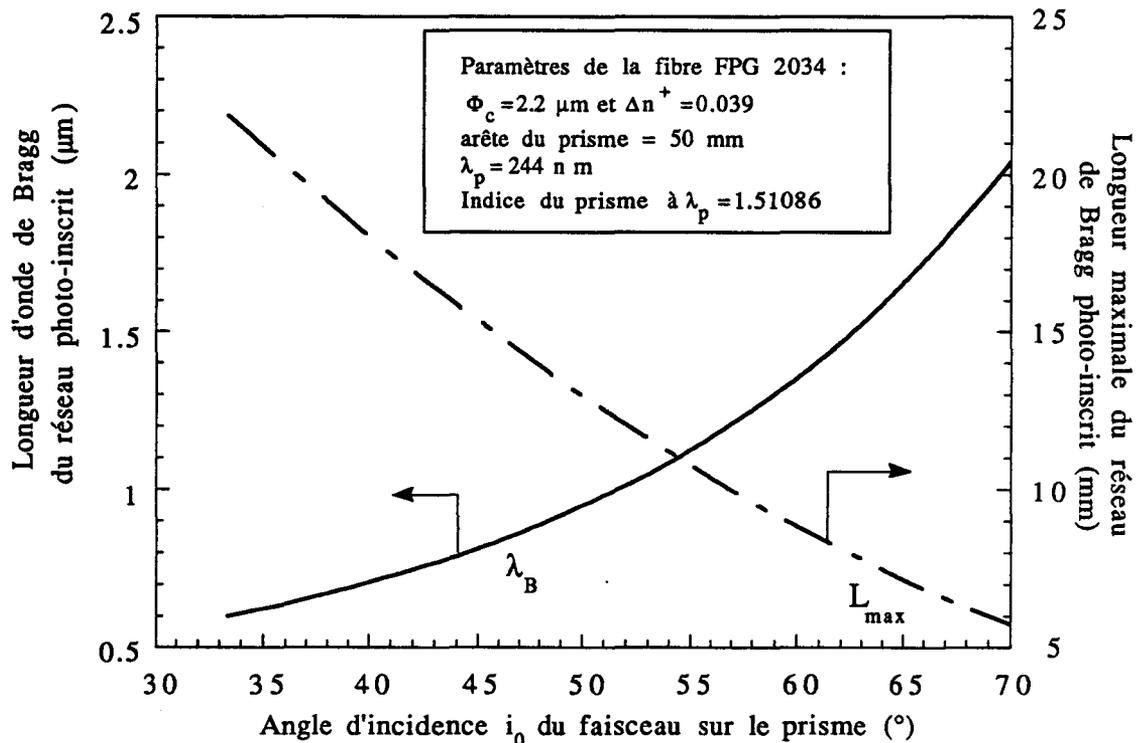


Figure III.20

Le faisceau UV est focalisé sur la face AC du prisme à l'aide d'une lentille cylindrique convergente de distance focale 300 mm, inclinée d'un angle  $\beta$  par rapport à la normale à l'axe optique du montage pour que le faisceau UV soit focalisé en tout point de la fibre (figure III.19). Le calcul de l'angle  $\beta$  a été effectué en supposant que la traversée du prisme conserve un stigmatisme approché. Par ailleurs, le fait d'incliner plus ou moins la lentille par rapport à l'axe optique implique de modifier sa position le long de l'axe du montage optique car sa distance focale apparente  $f_a$  est d'autant plus petite que l'angle  $\beta$  est grand.

$$\beta = i_0 - \frac{\Pi}{4} + \text{Arc tan} \left( \frac{n(\lambda_p) - 1}{n(\lambda_p) + \tan\left(\frac{\Pi}{4} - r\right)} \right) \quad \text{III.24}$$

$$f_a = \frac{R}{\sqrt{\frac{(n(\lambda_p))^2 - \sin^2\beta}{\cos^2\beta} - 1}} \quad \text{III.25}$$

R désigne le rayon de courbure du dioptre cylindrique  $R = 138$  mm,  $n(\lambda_p)$  est l'indice de la silice à la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p = 244$  nm.

Le tableau III.2 rassemble les résultats précédents calculés en fonction de la longueur d'onde de Bragg voulue. Les colonnes correspondent dans l'ordre au pas du réseau  $\Lambda$  en microns, à l'indice effectif dans le cœur de fibre, à l'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau sur le prisme en degrés, à l'inclinaison  $\beta$  de la lentille cylindrique en degrés, à la distance focale  $f_a$  de la lentille cylindrique inclinée, à la translation  $t$  du prisme devant le faisceau, à la largeur maximum utile  $d_{\max}$  du faisceau UV et à la longueur maximale  $L_{\max}$  du réseau. Les grandeurs  $f_a$ ,  $t$ ,  $d_{\max}$  et  $L_{\max}$  sont exprimées en millimètres.

Ces calculs sont réalisés dans le cas de la fibre FPG 2034, définie ci-dessous par son diamètre de cœur  $\Phi_c$  et par la différence d'indice entre la silice pure et le cœur dopé. Les résultats présentés dans le tableau III-2 seraient très voisins dans le cas d'une autre fibre monomode, de paramètres opto-géométriques différents.

**EVOLUTION DES PARAMETRES EXPERIMENTAUX LORS  
DE L'INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG A L'AIDE  
D'UN PRISME EN FONCTION DE LA LONGUEUR  
D'ONDE DE BRAGG**

$\lambda_B$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{eff}}$	$i_0$ ( $^\circ$ )	$\beta$ ( $^\circ$ )	$f_a$ (mm)	$t$ (mm)	$d_{\text{max}}$ (mm)	$L_{\text{max}}$ (mm)
0,6	0,201	1,489	33,41	03,11	269,47	13,84	35,92	21,87
0,7	0,236	1,483	39,66	09,90	263,49	16,48	29,06	18,21
0,8	0,271	1,479	44,49	15,14	254,79	18,51	24,03	15,64
0,9	0,305	1,474	48,38	19,35	245,39	20,13	20,22	13,72
1,0	0,340	1,471	51,63	22,86	236,09	21,46	17,24	12,22
1,1	0,375	1,467	54,40	25,84	227,21	22,57	14,87	11,03
1,2	0,410	1,464	56,82	28,44	218,84	23,52	12,95	10,05
1,3	0,445	1,461	58,95	30,72	211,00	24,34	11,36	9,22
1,4	0,480	1,458	60,87	32,77	203,67	25,05	10,03	8,53
1,5	0,516	1,455	62,60	34,62	196,81	25,68	08,90	7,93
1,6	0,551	1,452	64,19	36,31	190,37	26,23	07,94	7,41
1,7	0,587	1,449	65,66	37,86	184,31	26,73	07,11	6,95
1,8	0,622	1,446	67,02	39,31	178,59	27,17	06,39	6,54
1,9	0,658	1,444	68,30	40,66	173,16	26,73	5,75	6,18
2,0	0,694	1,441	69,51	41,93	167,99	27,94	5,19	5,86
2,1	0,730	1,439	70,66	43,14	163,05	28,27	4,69	5,57

Paramètres de calcul :

Fibre FPG 2034

Paramètres de la fibre :  $\Phi_c = 2,2 \mu\text{m}$  et  $\Delta n^+ = 0,039$

$\lambda_{\text{pompe}} = 244 \text{ nm}$

Indice du prisme à  $\lambda_{\text{pompe}} = 1,51086$

Arête du prisme = 50 mm

Rayon de courbure de la lentille cylindrique = 138 mm

Tableau III.2

D'après les résultats du tableau III.2, lorsque la longueur d'onde de Bragg varie entre 0,6 et 2,1  $\mu\text{m}$ , le pas varie entre 0,201 et 0,730  $\mu\text{m}$  et l'indice effectif du cœur de la fibre calculé à la longueur d'onde de Bragg décroît de 1,489 à 1,439. La longueur maximale du réseau  $L_{\text{max}}$  décroît avec la longueur d'onde de Bragg  $L_{\text{max}}$  est limitée à 5,57 mm à  $\lambda_B = 2,1 \mu\text{m}$ .

Lorsqu'un réseau est inscrit dans le domaine visible, la lentille cylindrique est peu inclinée par rapport à la normale à l'axe optique montage ( $\beta \approx 3^\circ$ ). Dans le domaine infra-rouge, l'inclinaison de la lentille cylindrique atteint  $43^\circ$ , entraînant des aberrations du front d'onde plus importantes. La focalisation est donc moins bonne. Du fait de l'inclinaison de la lentille cylindrique, la distance focale de la lentille varie entre 270 mm et 163 mm.

Dans notre montage, toutes les faces des éléments optiques sont traitées anti-reflet, à l'exception de la face AC du prisme sur laquelle une partie du faisceau subit une réflexion totale à la condition que l'angle  $i_0$  vérifie l'inégalité III.26.

$$i_0 > i_\ell = \text{Arcsin} \left\{ n(\lambda_p) \cdot \sin \left[ \text{Arcsin} \left( \frac{1}{n(\lambda_p)} \right) - \frac{\pi}{4} \right] \right\} \quad \text{III.26}$$

Dans la pratique, les valeurs numériques des paramètres conduisent à une valeur de l'angle limite  $i_\ell$  de  $-5,4^\circ$ , si bien que l'inégalité III.26 est toujours vérifiée. En effet, dans le tableau III.2, l'angle  $i_0$  évolue entre  $33^\circ$  et  $70^\circ$ .

La figure III.21 représente l'évolution des coefficients de transmission  $T_1$  et  $T_2$  des faces AB et AC du prisme et du coefficient de transmission total  $T_{\text{total}}$  du prisme avant tout traitement en fonction de l'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau UV sur le prisme et de la longueur d'onde de Bragg. Le coefficient de

réflexion R de la face BC est égal à 1 pour la gamme d'angle étudiée. Cette étude est réalisée dans le cas de la fibre FPG 2034, définie précédemment, avec une longueur d'onde de pompe  $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ .

**EVOLUTION DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION ET DE REFLEXION DES FACES DU PRISME ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG EN FONCTION DE L'ANGLE D'INCIDENCE DU FAISCEAU UV SUR LE PRISME**

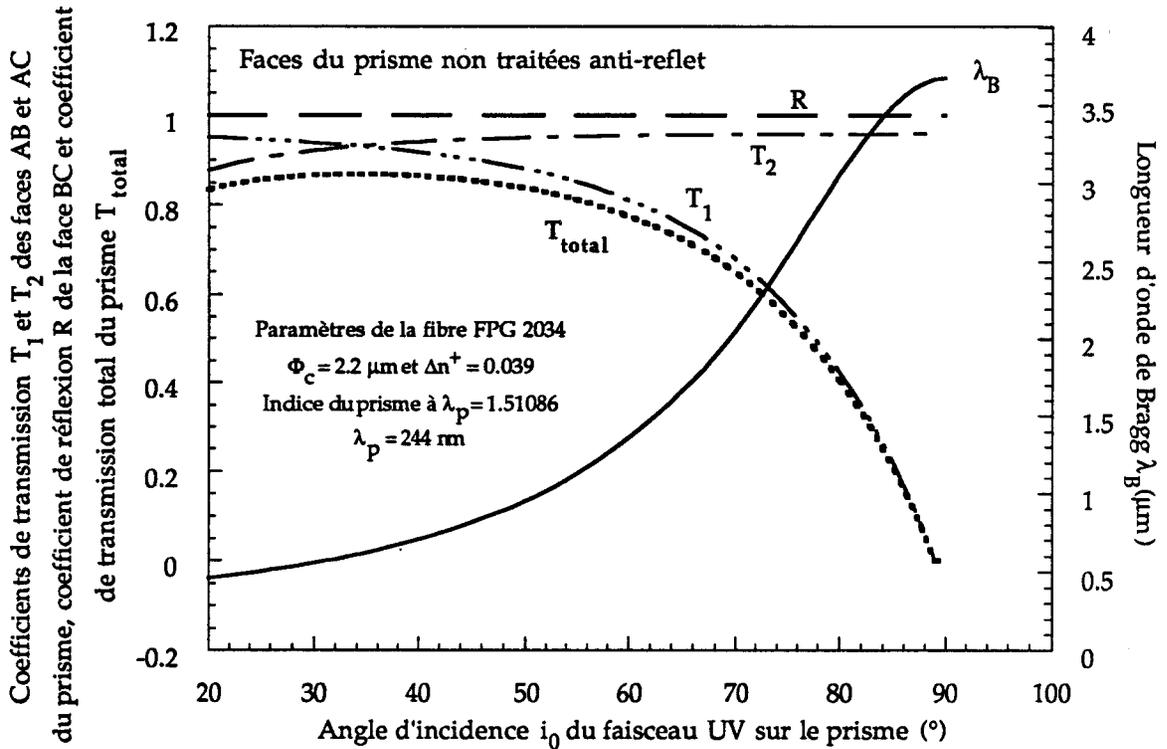


Figure III.21

Les coefficients de transmission en intensité lumineuse  $T_1$  et  $T_2$  de la face d'entrée AB et de la face de sortie AC se déduisent des relations suivantes :

$$T_1 = \frac{\sin 2i_0 \sin 2r}{\sin^2(i_0 + r)} \quad \text{III.27}$$

$$T_2 = \frac{\sin\left(2\left(\frac{\pi}{4} - r\right)\right) \sin\left(2\left(\text{Arcsin}\left(n(\lambda_p) \sin\left(\frac{\pi}{4} - r\right)\right)\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi}{4} - r + \text{Arc sin}\left(n(\lambda_p) \sin\left(\frac{\pi}{4} - r\right)\right)\right)} \quad \text{III.28}$$

Pour la partie B du faisceau, le coefficient de transmission du prisme est :

$$T_B = T_1 \times T_2 \quad \text{III.29-a}$$

Pour l'autre partie, la partie A, le coefficient de transmission du prisme est :

$$T_A = T_1 \times R \times T_2 \quad \text{III.29-b}$$

Comme  $R = 1$ , nous avons donc  $T_A = T_B = T_{\text{total}}$ , soit le même coefficient de transmission du prisme pour les deux demi-faisceaux A et B. Le contraste des franges du champ d'interférences ainsi créé est donc optimisé si la distribution d'intensité dans le faisceau A est identique (après opération de symétrie) à la distribution d'intensité dans le faisceau B.

La valeur de  $T_{\text{total}}$  étant au maximum égale à 0,5 pour  $i_0$  compris entre  $20^\circ$  et  $90^\circ$  (voir figure III.21), les faces AB et AC du prisme sont traitées antireflet dans le cadre d'une optimisation de la puissance incidente sur la fibre. Avec le traitement anti-reflet, le coefficient de transmission total du prisme est de l'ordre de 80 %. Un autre processus de perte d'énergie ultraviolette est constitué par les réflexions sur le dioptre air-fibre. Bien évidemment, la fibre n'est pas traitée anti-reflet. D'après l'évolution du coefficient de transmission  $T_1$  du dioptre air-prisme (figure III.21), nous savons que plus l'angle d'incidence du faisceau sur le prisme est grand, plus le coefficient de transmission est faible. La transmission de l'énergie lumineuse dans la fibre est donc moins efficace lorsque la longueur d'onde de Bragg est choisie dans le domaine spectral visible que lorsqu'elle est choisie dans l'infra-rouge (l'angle d'incidence des faisceaux UV sur la fibre est plus faible lorsque  $\lambda_B$  est choisie dans l'infrarouge).

Lors des expériences de photo-inscription de réseaux de Bragg, deux prismes identiques mais de tailles différentes ont été utilisés :

- Prisme isocèle à angle droit
- Arête : 50 mm ou 25,4 mm
- Epaisseur : 25 mm
- Planéité :  $\lambda/8$  sur les trois faces
- Angles à 10"
- Arête à angle droit non coupée

Un traitement anti-reflet ultra-dur "Tecoptics" pour une radiation de longueur d'onde 248 nm est appliqué sur la face hypoténuse et l'une des deux autres faces dans le cas du prisme d'arête 25,4 mm. Le grand prisme n'est pas traité. Le traitement anti-reflet est prévu pour un faisceau d'incidence  $i = 45^\circ$  sur la face hypoténuse et de direction de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence. Le traitement est prévu pour une incidence nulle sur la seconde face traitée. La troisième face n'est pas traitée. Le fournisseur garantit la tenue au flux.

#### *4a - $\beta$ ) Remarques*

Le dispositif interférométrique présente une grande stabilité du fait de la traversée du matériau par les deux demi-faisceaux. Par contre, la traversée du matériau peut occasionner des aberrations du front d'onde et une absorption du rayonnement ultraviolet. Ces phénomènes entraînent une légère chute de l'efficacité de l'inscription des réseaux de Bragg.

Un intérêt supplémentaire du montage à prisme réside dans le fait que le prisme contribue à l'extension du faisceau. En effet, la longueur  $L$  du réseau est

toujours supérieure à la demi-largeur  $d$  du faisceau incident. En s'inspirant de cette idée, P. Krug [12] a réalisé un prisme tronqué au sommet de façon à étendre suffisamment son faisceau dans la direction transversale pour pouvoir se dispenser des télescopes afocaux (voir Annexe 3).

#### 4b - Le montage à miroir

Le montage à miroir de type Lloyd constitue une alternative au montage précédent. Il présente quelques différences que nous soulignons dans ce paragraphe. Nous supposons que la mise en place des pièces optiques a été réalisée selon le protocole décrit dans le paragraphe III-6.

Le trajet des faisceaux dans l'interféromètre de Lloyd à division du front d'onde constitué par le miroir est schématisé sur la figure III.22.

### TRAJET DES FAISCEAUX LORS DE LA DIVISION DU FRONT D'ONDE PAR UN MIROIR

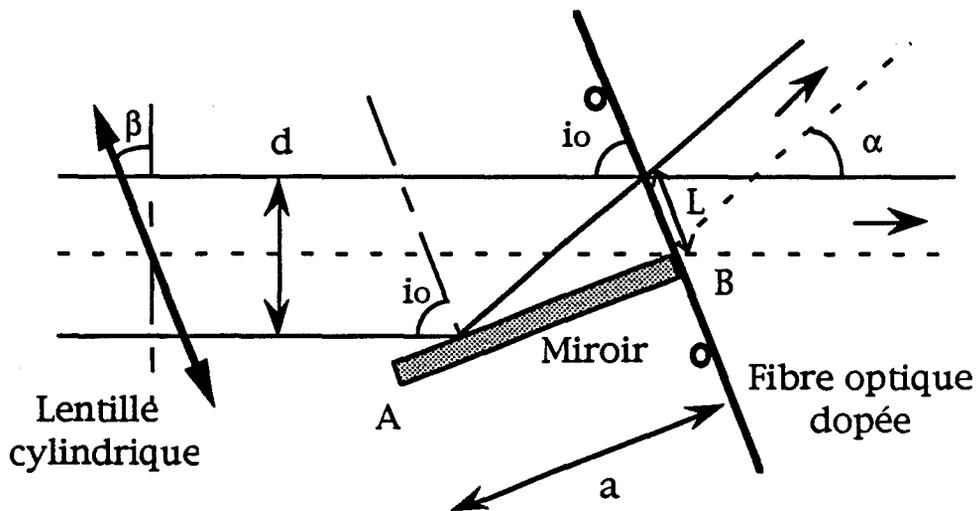


Figure III.22

L'axe optique du faisceau UV est supposé horizontal alors que le plan du miroir est vertical. Le miroir peut tourner autour d'un axe vertical passant par

l'arête B. La fibre horizontale est disposée au contact de l'arête B selon une direction perpendiculaire au plan du miroir. Une lentille cylindrique convergente est inclinée d'un angle  $\beta$  par rapport à la normale à l'axe optique de façon à focaliser le faisceau sur la fibre. L'axe optique du faisceau est incident en B sur le miroir. Le demi-faisceau incident sur le miroir selon l'angle  $i_0$  interfère avec le demi-faisceau direct. Le choix de l'angle  $i_0$  fixe la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  du réseau.

$$\lambda_B = n_{\text{eff}} (\lambda_B) \times \frac{\lambda_p}{\cos i_0} \quad \text{III.30}$$

Dans III.30,  $\lambda_p$  désigne la longueur d'onde du faisceau ultraviolet irradiant la fibre.

La longueur L du réseau de Bragg est reliée à l'extension transversale d du faisceau UV incident par :

$$L = \frac{d}{2 \sin i_0} \quad \text{III.31}$$

L'extension maximale utile  $d_{\text{max}}$  du faisceau est limitée par la longueur a du miroir selon :

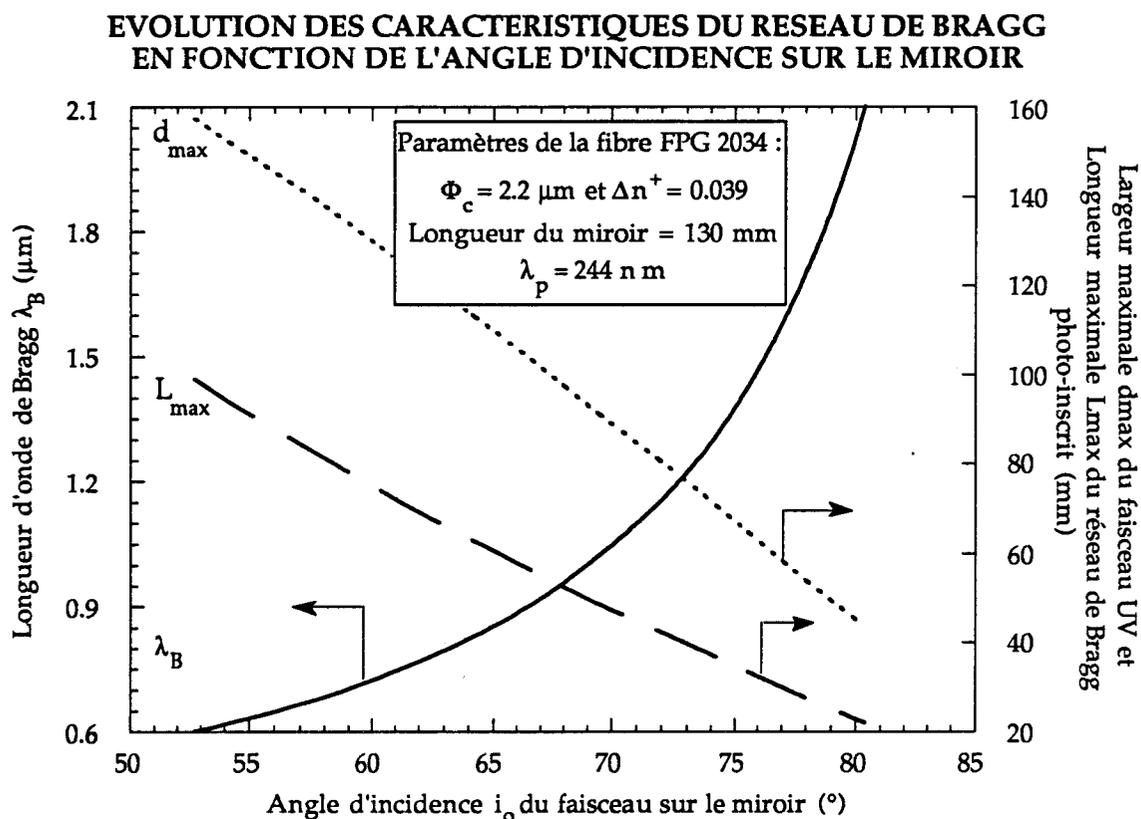
$$d_{\text{max}} = 2 a \cos i_0 \quad \text{III.32}$$

Le miroir actuellement utilisé au laboratoire mesure 13 cm de longueur.

La longueur maximale de la zone de fibre irradiée, et donc du réseau de Bragg inscrit se déduit de la relation III.33:

$$L_{\text{max}} = \frac{a}{\tan i_0} \quad \text{III.33}$$

L'évolution de la longueur de Bragg  $\lambda_B$ , de l'extension transversale  $d_{\max}$  et de la longueur maximale  $L_{\max}$  du réseau est fonction de l'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau UV sur le miroir est représentée sur la figure III.23 dans le cas de d'une fibre présentant les paramètres opto-géométriques typiques de nos expériences (fibre FPG 2034). Typiquement, pour une valeur de l'angle d'incidence  $i_0$  de  $69^\circ$ , nous obtenons une longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$  et une longueur de réseau maximale  $L_{\max} = 50 \text{ mm}$ .



Une application numérique effectuée à partir de ces formules montre que pour réaliser un réseau de Bragg à la longueur d'onde  $1,5 \mu\text{m}$ , et de longueur  $L = 5 \text{ mm}$ , la section  $d$  du faisceau correspondante vaut  $9,71 \text{ mm}$  dans le cas du montage à miroir et seulement  $5,61 \text{ mm}$  dans le cas du montage à prisme. Il faut donc disposer d'un faisceau plus étendu dans le cas du montage à miroir pour réaliser un réseau de Bragg de longueur donnée à une

longueur d'onde de Bragg donnée. La longueur maximale  $L_{\max}$  d'un réseau de Bragg est cependant plus importante en raison des dimensions du miroir.

Pour que le plan de focalisation soit parallèle à la fibre, la lentille est orientée d'un angle  $\beta$  par rapport à la perpendiculaire à l'axe du faisceau (voir figure III.22).

L'angle  $\beta$  est donné par la relation suivante :

$$\beta = \frac{\pi}{2} - i_0 \quad \text{III.34}$$

Comme dans le cas de l'interféromètre à prisme, la distance focale apparente de la lentille est d'autant plus faible que la lentille est plus inclinée par rapport à l'axe.

La distance focale apparente  $f_a$  est donnée par :

$$f_a = \frac{R}{\sqrt{\frac{(n(\lambda_p))^2 - \sin^2\beta}{\cos^2\beta}} - 1} \quad \text{III.35}$$

Le tableau III.3 rassemble quelques valeurs typiques des différents paramètres en fonction de la longueur de Bragg du réseau. Les calculs ont été effectués en choisissant les paramètres opto-géométriques de fibre typique de nos expériences (fibre FPG 2034). Les colonnes correspondent dans l'ordre à la longueur de Bragg en microns, au pas du réseau  $\Lambda$  en microns, à l'indice effectif du mode dans le cœur de la fibre, à l'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau UV sur le miroir, à l'angle  $\beta$  en degrés dont il faut incliner la lentille cylindrique, à la distance focale  $f_a$  de la lentille cylindrique inclinée, à l'extension transversale

maximale utile  $d_{\max}$  du faisceau (limité par la longueur du miroir) et à la longueur maximale  $L_{\max}$  du réseau. Les grandeurs  $d_{\max}$ ,  $L_{\max}$  et  $f_a$  sont exprimées en mm. En fait, la dimension  $d$  du faisceau est limitée à 50 mm par la dernière lentille du télescope afocal. Il s'ensuit que la longueur maximale actuellement accessible est de 31 mm. Les résultats du tableau ne tiennent pas compte de cette limitation.

Les caractéristiques du miroir utilisé lors des expériences d'inscription de réseaux de Bragg sont les suivantes :

- Dimensions : 130 mm x 30 mm x 30 mm
- Planéité meilleure que  $\lambda/10$
- Rugosité  $< 2,5 \text{ \AA}$
- Qualité de surface "super poli"
- Coefficient réflecteur  $R > 90 \%$  de 240 nm à 340 nm pour un faisceau d'incidence  $i = 69^\circ \pm 10^\circ$  et de direction de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence
- Traitement "Ultra-dur"
- Tenue au flux garantie

**EVOLUTION DES PARAMETRES EXPERIMENTAUX  
LORS DE L'INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG A  
L'AIDE D'UN MIROIR EN FONCTION DE LA  
LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG**

$\lambda_B$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{eff}}$	$i_0$ ( $^\circ$ )	$\beta$ ( $^\circ$ )	$f_a$ (mm)	$d_{\text{max}}$ (mm)	$L_{\text{max}}$ (mm)
0,6	0,201	1,489	52,737	37,263	186,665	157,424	98,902
0,7	0,236	1,483	58,867	31,133	209,560	134,426	78,523
0,8	0,271	1,479	63,195	26,805	224,172	117,250	65,683
0,9	0,305	1,474	66,439	23,561	234,081	103,929	56,691
1,0	0,340	1,471	68,972	21,028	241,112	93,295	49,976
1,1	0,375	1,467	71,009	18,991	246,282	84,610	44,740
1,2	0,410	1,464	72,685	17,315	250,194	77,383	40,528
1,3	0,445	1,461	74,089	15,911	253,224	71,275	37,057
1,4	0,480	1,458	75,284	14,716	255,618	66,046	34,143
1,5	0,516	1,455	76,313	13,687	257,543	61,519	31,659
1,6	0,551	1,452	77,209	12,791	259,112	57,563	29,514
1,7	0,587	1,449	77,996	12,004	260,409	54,075	27,642
1,8	0,622	1,446	78,693	11,307	261,492	50,978	25,993
1,9	0,658	1,444	79,314	10,686	262,406	48,209	25,441
2,0	0,694	1,441	79,872	10,128	263,183	45,720	25,396
2,1	0,730	1,439	80,375	09,625	263,851	43,470	25,357

Paramètres de calcul :

Fibre FPG 2034

Paramètres de la fibre :  $\Phi_c = 2,2 \mu\text{m}$                        $\Delta n^+ = 0,039$

$\lambda_{\text{pompe}} = 244 \text{ nm}$

Indice de la silice à  $\lambda_{\text{pompe}} = 1,51086$

Longueur du miroir = 130 mm

Rayon de courbure de la lentille cylindrique = 138 mm

Tableau III.3

## 5 -ANALYSE DES CAUSES POSSIBLES DE LA DIMINUTION DE L'AMPLITUDE DE MODULATION DE L'INDICE DANS LA FIBRE

La fibre, au cours de l'irradiation, est idéalement immobile dans un champ de franges d'intensité constante de visibilité égale à 1.

En réalité, les sources utilisées présentent des caractéristiques qui nécessairement vont limiter la constance de l'intensité et de la visibilité des franges. En particulier, la largeur spectrale des sources va limiter la visibilité des franges.

De plus, les instabilités angulaires des sources, les instabilités mécaniques du support de la fibre, le déplacement potentiel de la fibre dans le support peuvent limiter l'efficacité de l'inscription du réseau.

### *5a - Etude de l'influence de la largeur spectrale de la source*

Dans le montage interférométrique utilisant un prisme ou un miroir, la différence de marche entre les deux faisceaux qui interfèrent doit être inférieure à la longueur de cohérence de la source laser utilisée. La différence de marche maximale est calculée au point F, l'une des deux extrémités du réseau.

#### *5a - $\alpha$ ) Cas de la division du front d'onde par un prisme*

Sur l'arête C du prisme, l'une des deux extrémités du réseau, la différence de marche entre les deux faisceaux est nulle, comme le montre clairement la figure III.19. La différence de marche est par contre maximum en F, l'autre extrémité du réseau. Les plans d'onde  $\Pi_1$  et  $\Pi_2$  sont respectivement

associés au rayon 1 subissant une réflexion sur la face BC du prisme et au rayon 2 ne subissant que des transmissions (faces AC et AB). Ces deux plans d'onde sont représentés sur la figure III.24. Pour simplifier le calcul, le plan  $\Pi_1$  est celui du rayon se propageant dans l'air (trajet en pointillés). Les plans  $\Pi_1$  et  $\Pi_2$  sont symétriques par rapport à la fibre et écartés d'un angle  $\theta$  par rapport à celle-ci.

### CALCUL DE LA DIFFERENCE DE MARCHE ENTRE LES FAISCEAUX DANS LE CAS DE LA DIVISION D'AMPLITUDE PAR UN PRISME

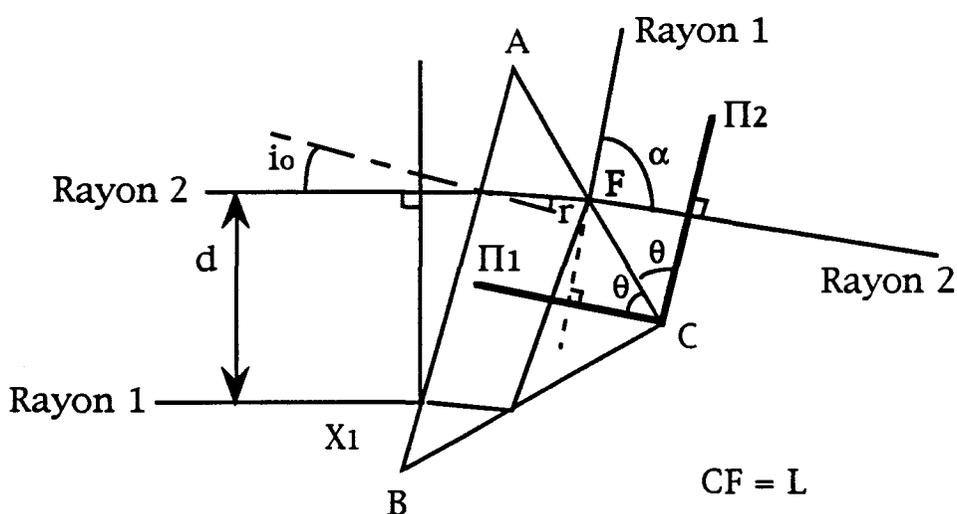


Figure III.24

La différence de marche ddm est donc :

$$ddm = 2 L \sin \theta \quad \text{III.36}$$

avec  $\theta = \frac{\alpha}{2}$ ,  $\alpha$  étant l'angle de croisement des faisceaux interférant.

$$\text{Puisque} \quad \sin \theta = n(\lambda_p) \sin \left( \frac{\pi}{4} - r \right) \quad \text{III.37}$$

l'expression de la différence de marche devient :

$$\text{ddm} = \frac{d \cos(r) n(\lambda_p) \sin\left(\frac{\pi}{4} - r\right)}{\cos(i_0) \cos\left(\frac{\pi}{4} - r\right)} \quad \text{III.38}$$

**EVOLUTION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE AU POINT F  
LORS DE LA DIVISION DU FRONT D'ONDE PAR UN PRISME  
EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG**

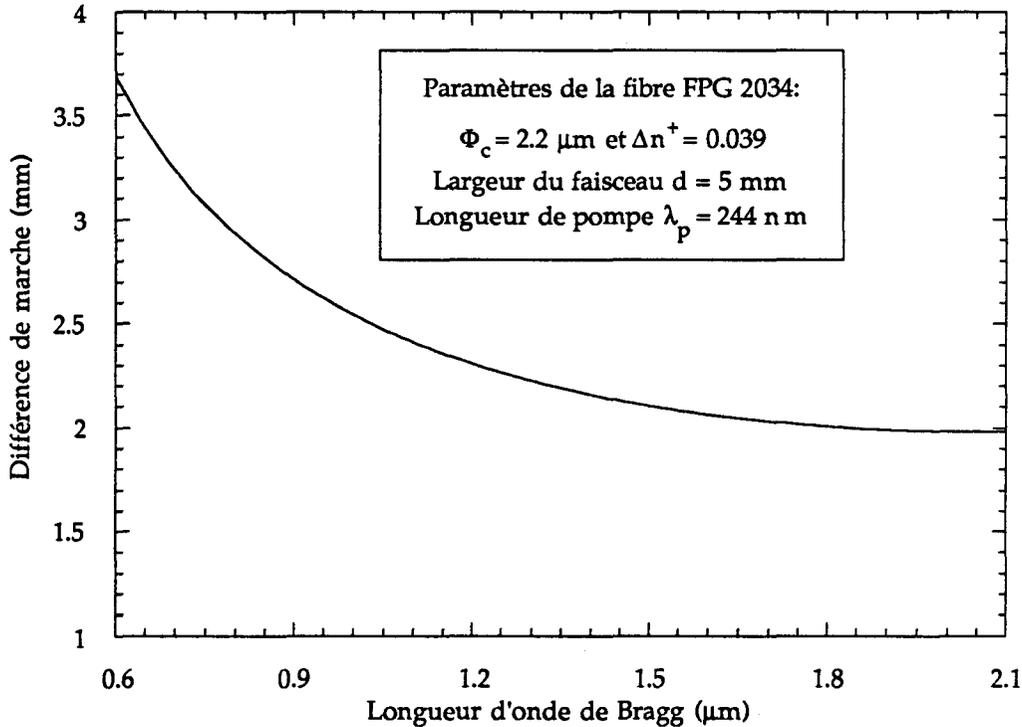


Figure III.25

L'équation III.38 fait apparaître que la différence de marche croît linéairement avec la largeur  $d$  du faisceau incident. L'évolution de la différence de marche au point F en fonction de la longueur d'onde de Bragg est représentée sur la figure III.25 pour une largeur  $d$  de faisceau incident fixée ( $d = 5 \text{ mm} < d_{\text{max}}$  pour chaque longueur d'onde de Bragg). La différence de marche maximale est atteinte au point F pour  $\lambda_B = 0,6 \mu\text{m}$  et décroît au fur et à mesure que la longueur d'onde de Bragg augmente. Les conditions typiques d'utilisation ( $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$  et  $L = L_{\text{max}} \approx 12 \text{ mm}$ ) conduisent à une valeur de la

différence de marche en F de l'ordre de 9 mm. La largeur de raie maximale du laser est calculée plus loin (paragraphe 5a -  $\gamma$ ).

*5a -  $\beta$ ) Cas de la division du front d'onde par un miroir*

Sur l'arête B du miroir positionnée sur l'axe optique, la différence de marche entre les deux faisceaux est nulle. Sur l'autre extrémité du réseau, F, la différence de marche entre les deux faisceaux est calculée en référence au plan d'onde  $\Pi$  (figure III.26). La distance parcourue par les rayons 1 et 2 (délimitant les bords du faisceau incident) entre le plan d'onde  $\Pi$  et le point F vaut respectivement b et c.

**CALCUL DE LA DIFFERENCE DE MARCHE ENTRE LES FAISCEAUX DANS LE CAS DE LA DIVISION D'AMPLITUDE PAR UN MIROIR**

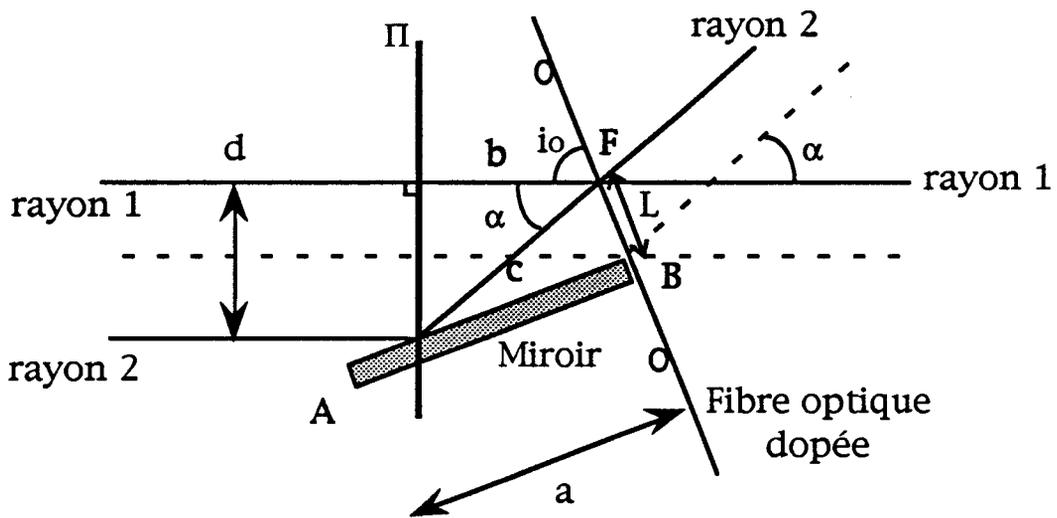


Figure III.26

La différence de marche est donc donnée par la relation suivante :

$$ddm = | b - c |$$

III.39

avec 
$$b = -\frac{d}{\tan 2i_0} \quad \text{III.40}$$

et 
$$c = \frac{d}{\sin 2i_0} \quad \text{III.41}$$

D'où: 
$$ddm = d \times \frac{1 + \cos 2i_0}{\sin 2i_0} = \frac{d}{\tan i_0} \quad \text{III.42}$$

**EVOLUTION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE AU POINT F  
LORS DE LA DIVISION DU FRONT D'ONDE PAR UN MIROIR  
EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG**

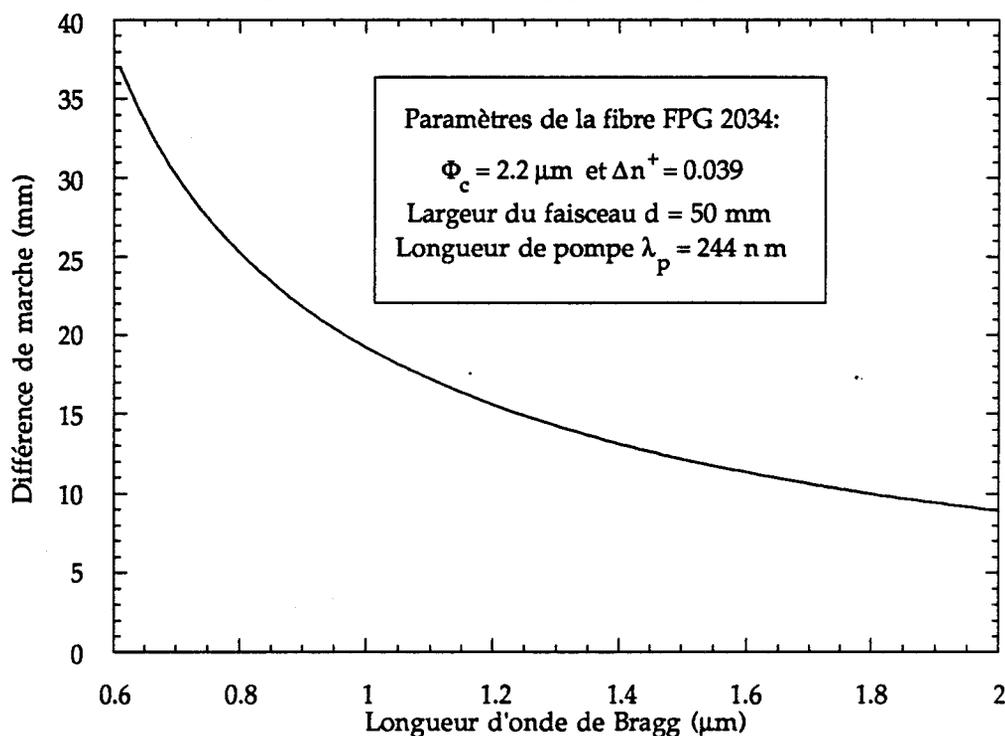


Figure III.27

L'évolution de la différence de marche au point F en fonction de la longueur d'onde de Bragg pour une largeur  $d$  du faisceau incident fixée ( $d = 50 \text{ mm} \leq d_{\text{max}}$  pour chaque longueur d'onde) est représentée sur la figure III.27. Les conditions typiques d'utilisation ( $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $d = 2 \text{ cm}$ ) conduisent à une différence de marche de l'ordre de 9 mm. Avec le dispositif interférométrique à miroir, la longueur du réseau maximale accessible est de 31 mm si la longueur

d'onde de Bragg vaut  $0,6 \mu\text{m}$ . La différence de marche maximale est alors de  $d_{\text{max}} = 2 L_{\text{max}} \sin\theta = 38 \text{ mm}$ .

### 5a - $\gamma$ Discussion

Pour les réseaux courants ( $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ cm}$ ) inscrits avec les deux dispositifs interférométriques, la différence de marche est de l'ordre de 10 mm. La longueur de cohérence des sources  $l_c$  doit être supérieure à la différence de marche obtenue dans le champ d'interférences.

Dans le cas de la source pulsée, la largeur spectrale de la raie d'émission est de 6 GHz ( $0,2 \text{ cm}^{-1}$ ), la longueur de cohérence est donc de 5 cm. La raie laser peut être affinée par l'insertion d'un étalon de Perot-Fabry dans la cavité du laser ( $0,04 \text{ cm}^{-1}$ ). Dans ce cas, la longueur de cohérence est portée à 25 cm. La longueur de cohérence est donc supérieure à la différence de marche. Les caractéristiques spectrales de la source pulsée sont donc parfaitement adaptées au problème posé.

La largeur spectrale de la raie d'émission de la source laser continu vaut 3 GHz dans le cas du montage 2, avec le cristal taillé pour être utilisé sous l'incidence de Brewster. La longueur de cohérence est de l'ordre de 10 cm, soit supérieure à la différence de marche obtenue dans le cas de la division du front d'onde par le miroir ou par le prisme. Dans le cas du montage 1, avec le cristal taillé à incidence normale, la largeur spectrale de la raie d'émission de la source laser continu vaut 0,2 GHz. La longueur de cohérence est de l'ordre de 150 cm. Dans le cas du montage 1 ou 2, la longueur de cohérence est supérieure d'au moins un ordre de grandeur à la différence de marche existante dans des conditions d'utilisation habituelle ( $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ cm}$ ). L'utilisation de la

source laser continu ne limite donc pas significativement la visibilité des franges obtenues avec les montages à prisme ou à miroir.

### 5b - Etude d'une instabilité angulaire

Une fluctuation de l'angle d'incidence dans le plan horizontal entraîne une fluctuation de la différence de marche, et donc un brouillage du réseau d'indice inscrit si une fluctuation trop importante (variation de l'ordre maximum supérieure à 1/10) intervient au cours de l'irradiation.

#### 5b - α) Cas de la division du front d'onde par un prisme

La valeur maximale de la variation d'ordre admise mène à la variation angulaire maximum tolérée. Dans le cas du prisme, la valeur de la variation de la différence de marche se calcule en dérivant la relation III.38.

$$\Delta ddm = d \left\{ \frac{-1}{\cos^2\left(\frac{\pi}{4} - r\right)} - \tan(r) \tan\left(\frac{\pi}{4} - r\right) + \frac{n(\lambda_p) \cos r \sin i_o}{\cos^2(i_o)} \tan\left(\frac{\pi}{4} - r\right) \right\} \Delta i_o$$

III.43

Pour une fluctuation de l'ordre maximum tolérée de l'ordre de 1/10, nous obtenons avec les conditions suivantes :  $i_o = 50^\circ$ ,  $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ ,  $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $r = 30,86^\circ$  et  $n(\lambda_p) = 1,51$  et  $d = 7 \text{ mm}$  (correspondant à  $L \approx 5 \text{ mm}$ ).

$$\Delta i_{o\max} = 2.10^{-5} \text{ rad}$$

III.43-a

5b -  $\beta$ ) Cas de la division du front d'onde par un miroir

Dans le cas du miroir, en procédant de la même manière, la fluctuation de l'angle d'incidence est obtenue en dérivant l'équation III.42 :

$$\Delta ddm = \frac{d}{\sin^2 i_0} \Delta i_0 \quad \text{III.44}$$

Dans le cas d'une fluctuation tolérée de l'ordre de 1/10, la fluctuation angulaire maximale est calculée ci-dessous avec les paramètres suivants :  $i_0 = 69^\circ$ ,  $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ ,  $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 0,34 \mu\text{m}$  et  $d = 9 \text{ mm}$  (correspondant à  $L \approx 5 \text{ mm}$ ).

$$\Delta i_{0\text{max}} = 1.10^{-5} \text{ rad} \quad \text{III.44-a}$$

5b -  $\gamma$ ) Discussion

La fluctuation angulaire du faisceau issu du laser crée une instabilité angulaire du faisceau incident sur l'interféromètre. La fluctuation angulaire  $\Delta i_0$  sur le dispositif interférométrique est reliée à la fluctuation angulaire du faisceau  $\Delta \varepsilon$  en sortie de la source laser par la relation suivante :

$$\Delta i_0 = \prod_{i=1}^n \left( \frac{1}{\gamma_i} \right) \Delta \varepsilon \quad \text{III.45}$$

avec  $\gamma_i$  : grandissement du télescope  $i$

$n$  : nombres de télescopes sur le trajet du faisceau

Les télescopes utilisés dans le montage expérimental sont des télescopes d'extension, de grandissement supérieur à 1. Après passage dans le télescope, la stabilité angulaire du faisceau est augmentée. Dans nos expériences (§ III.3-a), les valeurs des grandissements des télescopes sont  $\gamma_1 = 5$  et  $\gamma_2 \in \{3,6,15\}$  pour le banc de traitement du faisceau issu de la source pulsée. Soit :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{75} < \Delta i_0 < \frac{\Delta\varepsilon}{15} \quad \text{III.46}$$

La fluctuation angulaire du faisceau issu du laser pulsé ou continu est de l'ordre de 1 mrad. Soit un domaine de variation de la fluctuation angulaire  $\Delta i_0$  délimité comme suit :

$$1.10^{-5} \text{ rad} < \Delta i_0 < 6.10^{-5} \text{ rad} \quad \text{III.47}$$

Les valeurs de  $\Delta i_{0\text{max}}$  données par les relations III.43 - a et III.44 - a sont donc comprises dans l'intervalle délimité par la relation III.47. Cette étude révèle qu'il faut préférer les télescopes de grand grandissement afin de diminuer la valeur de la fluctuation angulaire  $\Delta i_0$  du faisceau incident sur l'interféromètre. Dans ces conditions d'utilisation, l'instabilité angulaire des sources ne donne pas lieu à un brouillage du réseau d'indice au cours de sa fabrication.

### 5c - Etude des effets des instabilités de position de la fibre dans le champ d'interférences au cours de l'irradiation

Au cours de l'irradiation, la fibre doit être stable dans le champ d'interférences et ne doit subir aucune translation ni aucun allongement dans une direction parallèle à l'axe de la fibre. On peut, par contre tolérer un

déplacement de la fibre perpendiculaire à son axe de quelques microns, puisque la taille transversale du faisceau est de l'ordre de  $15\ \mu\text{m}$  et que le diamètre du cœur des fibres n'excède pas  $10\ \mu\text{m}$ . Pour les mêmes raisons que précédemment, une zone de fibre soumise à une frange noire ne doit pas au cours du temps dériver vers une frange brillante.

Dans les paragraphes suivants, nous allons examiner les effets d'instabilités mécaniques sous les hypothèses suivantes :

- La variation d'indice est proportionnelle à la fluence intégrée (dose reçue par la fibre. Nous négligeons donc ici tous les effets possibles liés à la saturation de la variation d'indice.

- L'intensité et la visibilité des franges sont constantes sur toute la longueur du réseau.

### *5c - $\alpha$ ) Instabilités liées au support mécanique de la fibre*

Le schéma III.28 représente la pièce mécanique support de fibre sur laquelle la fibre se trouve posée dans le cas de l'utilisation de l'interféromètre à miroir. La fibre est maintenue en deux points M et N distants d'environ 5 cm par des aimants posés sur la fibre. Celle-ci est logée dans une rainure en V réalisée dans les supports en acier. Le point N est situé à quelques millimètres de l'arête B du miroir (ou de l'arête C du prisme).

5c-  $\alpha-1$ ) Cas d'une translation pure de la fibre dans le champ d'interférences

Si au cours de la l'irradiation, la fibre se translate à vitesse constante d'une distance égale à un demi pas ( $\Lambda/2$ ) dans une direction parallèle à l'axe de la fibre, chaque zone de fibre est exposée successivement, par exemple, à une frange brillante puis à une frange noire. La variation d'indice ne sera donc plus modulée. L'instabilité mécanique tolérable est donc très inférieure à  $\Lambda/2$ , soit  $0,17 \mu\text{m}$  pour un réseau de longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ . En pratique, il faut garantir une instabilité mécanique inférieure à  $\Lambda/10$ .

### SCHEMA DE PRINCIPE DE LA PIECE SUPPORT DE FIBRE

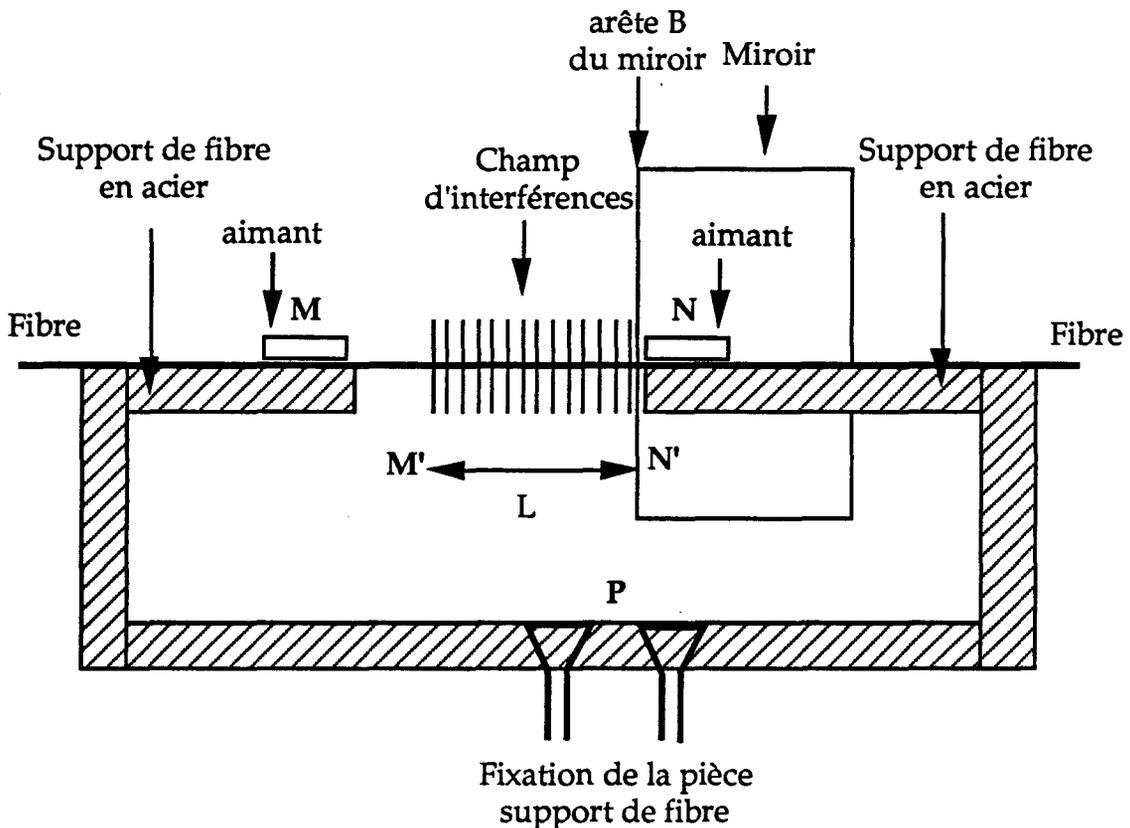


Figure III.28

5c-  $\alpha$ -2) Cas d'une variation de longueur de la fibre due à une variation de longueur du support

La fibre est posée sur le support, maintenue par des aimants et soumise à une très légère tension imposée au moment de la mise en place de la fibre. Le point N de fixation de la fibre est très proche de l'arête B du miroir et est pratiquement superposé à la fixation P de la pièce mécanique de support de fibre (voir figure III.28). Les tables à translation de positionnement de la fibre sur le faisceau ne sont pas représentées sur la figure.

Nous considérons que le point N est immobile si des dilatations thermiques se produisent et si les éléments du support sont réalisés dans un même métal. Par contre, le point M peut se déplacer par rapport au point N supposé fixe. Au niveau de l'extrémité M' du réseau, le déplacement de la fibre dans le champ d'interférences est maximum et une partie exposée initialement à une frange brillante glisse vers une frange noire. Si ce déplacement atteint la valeur d'un demi pas, l'amplitude de la modulation de l'indice est nulle à l'extrémité M' du réseau. L'amplitude décroît linéairement depuis le point N' ( $\Delta n_{\max}$ ) jusqu'au point M' ( $\Delta n = 0$ ).

Pour un réseau typique ( $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 0,34 \mu\text{m}$ ,  $L = 10 \text{ mm}$ ), la dilatation doit donc être très inférieure à :

$$\frac{\Delta L_{\max}}{L} = \frac{1}{2} \frac{\Lambda}{L} = 17.10^{-6} \quad \text{III.48}$$

Cette valeur peut être comparée à quelques données concernant les coefficients de dilatation linéaire  $\alpha_T$  de matériaux :

Duralumin :	$23.10^{-6} / ^\circ\text{C}$
Fer ou acier :	$12.10^{-6} / ^\circ\text{C}$
Invar :	$2.10^{-6} / ^\circ\text{C}$
Super Invar :	$0,2.10^{-6} / ^\circ\text{C}$
Silice pure :	$0,5.10^{-6} / ^\circ\text{C}$

Il est donc *a priori* souhaitable de stabiliser la température de l'interféromètre à mieux que  $0,1\text{ }^\circ\text{C}$  pendant l'expérience. Pour cela, le laboratoire est stabilisé en température à  $0,5\text{ }^\circ\text{C}$  et le montage est protégé par une cellule en plexiglass pendant les irradiations.

Remarque 1 : Dans le cas d'une dilatation thermique de l'ensemble, la fibre en silice se dilate d'un facteur de 20 à 40 fois plus petit que le support : elle glissera dans la rainure en V des supports. Si elle est plus solidement tenue en N qu'en M, le réseau ne sera pas perturbé.

Remarque 2 : Une autre solution mécanique de maintien de la fibre a été essayée. Dans cet autre montage, le point N est symétrique du point M par rapport au plan du miroir et au point de fixation P. Le montage étant symétrique, le point de la fibre qui se trouve dans le plan du miroir peut être supposé fixe. La distance entre les points de fixation M et N de la fibre est, dans cette version, plus importante que dans l'autre. Nous avons observé des courbures plus importantes de la fibre dans le champ de franges. Pour cette raison, nous n'avons pas retenu ce montage.

### 5c - $\beta$ ) Stabilité thermique de la fibre

Pendant l'irradiation, la lumière absorbée par le cœur chauffe la fibre. Ce phénomène est mis en évidence de la façon suivante : la longueur d'onde de

Bragg  $\lambda_B$  est mesurée juste avant et juste après la fin de l'irradiation. Quelques secondes après la fin de l'irradiation, une diminution de la longueur d'onde de Bragg est observée (de l'ordre de 0,1 nm).

La variation de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de Bragg libre de toute contrainte est expérimentalement déterminée et vaut :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} \approx 10^{-5} / ^\circ\text{C} \quad \text{III.49}$$

Nous pouvons formuler l'hypothèse que le déplacement de la longueur d'onde de Bragg provient d'un abaissement de la température de la fibre après l'arrêt des tirs. Nous pouvons en déduire que la température de la fibre s'élève au maximum de 5°C dans le cas de l'utilisation de la source laser continu générant un faisceau ultraviolet de puissance  $\approx 100$  mW (FRED). Le coefficient de dilatation thermique de la silice étant très faible, la fibre se dilate peu. Pour un réseau typique ( $\lambda_B = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 0,34 \mu\text{m}$ ,  $L = 10$  mm), l'allongement de la fibre se calcule de la façon suivante :

$$\Delta L = \alpha_T L \Delta T = 0,5 \cdot 10^{-6} \times 10 \times 5 = 0,025 \mu\text{m} \quad \text{III.50}$$

L'allongement  $\Delta L$  de la fibre est dans ce cas très inférieur au pas typique du réseau  $\Lambda = 0,34 \mu\text{m}$ . L'échauffement de la fibre dû à l'irradiation ne perturbe pratiquement pas l'inscription d'un réseau dans le cœur de la fibre.

### ***5d - Conclusion***

Il ressort de cette étude de trois causes possibles de la diminution de l'amplitude de la modulation d'indice dans le cœur de la fibre que seulement

l'une d'entre elles semble pouvoir conduire à un brouillage du réseau au cours de son inscription. En effet, nous avons vu que les instabilités angulaires et les largeurs spectrales des sources ne perturbent sensiblement pas le contraste des franges. Par contre, la dilatation thermique du support peut provoquer un brouillage du réseau si la température de la pièce n'est pas stable au cours de l'inscription.

## **6 - PROTOCOLE DE REGLAGE DU BANC D'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG**

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de présenter tout d'abord le détail du montage mécanique permettant d'orienter le prisme interférométrique ou le miroir et de focaliser le faisceau UV sur la fibre. Nous décrivons ensuite le protocole expérimental que nous avons suivi pour effectuer le réglage du banc d'inscription des réseaux de Bragg. Rappelons que celui-ci comporte des télescopes, une lentille cylindrique de focalisation et l'interféromètre.

### ***6a - Degrés de liberté du montage mécanique***

Différents supports mécaniques ont été conçus de façon à disposer des degrés de liberté nécessaires aux différents réglages.

L'interféromètre à prisme ou à miroir est placé sur un support à orientation  $\Theta$ - $\Theta$  (micro-contrôle) permettant d'orienter les arêtes du prisme selon une direction verticale. Le support du prisme est disposé sur une platine de rotation (micro-contrôle) dont l'axe de rotation perpendiculaire à l'axe optique est confondu avec l'arête C du prisme (ou l'arête B du miroir). La platine de rotation est montée sur une platine de translation qui permet d'effectuer une translation de l'ensemble {interféromètre (prisme ou miroir),

support  $\Theta-\Theta$  et platine de rotation) selon une direction perpendiculaire à l'axe optique.

La lentille cylindrique est placée sur un ensemble de supports qui permettent de lui faire subir une translation selon une direction verticale et une rotation autour d'un axe perpendiculaire à son plan et passant par son centre optique. Cet ensemble est monté sur une platine de rotation permettant d'orienter la lentille selon l'angle  $\beta$ . L'ensemble {platine de rotation, support de lentille cylindrique} est disposé sur une platine de translation dont l'axe de translation est parallèle à l'axe optique du montage. La fibre optique est maintenue sous une légère tension à l'aide d'aimants sur deux plaques métalliques placées de part et d'autre des arêtes A et C du prisme ou de l'arête B du miroir (à l'extérieur de la zone d'irradiation). Les plaques métalliques sont disposées sur un ensemble de platines de translation permettant d'appliquer la fibre sur la face AC du prisme ou perpendiculairement à l'arête du miroir, selon une direction horizontale dans les deux cas.

Le faisceau est réglé pour être centré verticalement sur la fibre placée derrière l'interféromètre dans ses supports. Des diaphragmes sont alors centrés sur le faisceau, à l'extérieur du télescope sphérique.

### ***6b - Réglages préliminaires***

L'horizontalité du faisceau ultraviolet est vérifiée sur plusieurs mètres en référence à une table de marbre. Des diaphragmes sont alors centrés sur le faisceau, à l'extérieur du télescope sphérique, de façon à définir l'orientation du faisceau. L'horizontalité du banc destiné à porter le télescope à lentilles cylindriques, la lentille cylindrique de focalisation, le support interférométrique et le support de fibre est assurée en référence à la table en

marbre. La fibre est mise en place dans son support et centrée sur le faisceau UV.

A l'aide d'un miroir de renvoi placé au début du banc de traitement du faisceau, un rayon issu d'un laser Hélium-Néon est renvoyé dans les deux diaphragmes délimitant la direction du faisceau. Le faisceau He-Ne est donc normalement centré sur la fibre. Après division d'amplitude par l'interféromètre, les deux faisceaux qui interfèrent doivent être exactement superposés. Pour cela, il est indispensable que les arêtes du prisme (respectivement le plan du miroir plan) soient parallèles à l'axe de rotation de la platine support et que cet axe soit perpendiculaire au faisceau incident. Le prisme est orienté de façon à ce qu'au cours de la rotation, la direction du faisceau réfléchi successivement par les trois faces du prisme par une méthode d'auto-collimation soit la même. Pour cela, l'orientation de la platine  $\Theta$ - $\Theta$  qui supporte le prisme est modifiée de façon à ce que les directions des faisceaux successivement réfléchies par les trois faces soient confondues avec la direction du faisceau incident. Dans le cas du miroir, une méthode d'auto-collimation à incidence nulle est réalisée. L'orientation de la platine supportant le miroir est ajustée de façon à ce que les directions du faisceau incident et réfléchi à incidence nulle soient confondues. De cette manière, les faisceaux qui interfèrent sont toujours superposés, quelque soit l'angle d'incidence du faisceau sur l'interféromètre (prisme ou miroir) si l'axe de rotation a été préalablement orienté à l'aide du prisme, même si on prévoit l'utilisation du miroir.

### ***6c - Mise en place des éléments du montage***

Les lentilles composant les télescopes sont mises en place sur le trajet du faisceau. Les génératrices des lentilles du télescope cylindrique doivent être verticales. Cette condition est vérifiée en s'assurant que la hauteur des faisceaux diffractés ou réfléchis par ces lentilles est constante. La dernière lentille cylindrique, à génératrices horizontales, est mise en place de façon à ce que le faisceau issu d'un laser He-Ne soit focalisé sur la fibre située en sortie de l'interféromètre. La lentille est inclinée pour cela de l'angle  $\beta$  calculé précédemment (III.24 ou III.34). La focalisation est contrôlée en visant la position de la fibre avec un objectif de microscope (x25 ou x63) monté sur une platine de translation X-Y-Z. Les segments lumineux sont projetés à une dizaine de centimètres et doivent être superposés, si la lentille cylindrique est bien horizontale. Ce dispositif permet d'observer les franges d'interférences à un mètre.

### ***6d - Réglages fins avec le faisceau ultraviolet***

Le faisceau UV est rétabli. Il faut procéder aux réglages fins du télescope cylindrique et de la lentille cylindrique servant à focaliser le faisceau UV sur la fibre. La distance relative des lentilles du télescope est réglée en vérifiant le quasi-parallélisme du faisceau ultraviolet sur plusieurs mètres en sortie de chaque télescope en examinant la fluorescence d'un papier de type bristol. La première lentille du télescope cylindrique et la fente de filtrage doivent être exactement réglés pour que le faisceau soit focalisé dans le plan de la fente. Pour cela, la méthode de Foucault est utilisée. En déplaçant légèrement la lentille ou la fente dans une direction horizontale, tout le faisceau doit disparaître en même temps. Si l'un des bords disparaît avant l'autre, la distance entre la lentille et la fente est trop grande ou trop petite.

La fente de limitation de la largeur du faisceau est fermée symétriquement de façon à laisser passer un fin pinceau lumineux correspondant à l'axe optique du faisceau. L'interféromètre est déplacé de façon à ce que le pinceau soit incident soit sur l'arête C du prisme, soit sur l'arête B du miroir. La fente est ensuite ouverte symétriquement jusqu'à la largeur  $d$  du faisceau voulue. Une fibre d'essai est mise en place et la fluorescence d'un papier type papier bristol placé à quelques centimètres derrière la fibre est observée. La forme du faisceau du faisceau réfracté par la fibre indique le parallélisme des segments images et de la fibre. Ce procédé permet aussi de vérifier la focalisation du faisceau sur la fibre. Un étalement vertical minimum de la projection est obtenu en ajustant la distance entre la lentille cylindrique et la fibre.

Le parallélisme des projections de chaque faisceau est obtenu en modifiant l'orientation de la génératrice de la lentille cylindrique par rapport à un plan horizontal. La fibre dans lequel un réseau de Bragg va être inscrit est alors mise en place dans ses supports. D'éventuelles corrections sont réalisées pour conserver le parallélisme des projections entre elles. En modifiant de quelques microns la hauteur de la lentille cylindrique, le faisceau UV focalisé est centré sur le cœur de la fibre, tout en contrôlant la symétrie de la figure de projection. Cette figure est observée au cours de l'inscription du réseau de Bragg afin de vérifier qu'aucun dérèglement ne se produit (les temps d'exposition peuvent dépasser l'heure). L'inscription de filtres de Bragg peut donc commencer. Les spectres de transmission des réseaux de Bragg, (ou de composants plus complexes réalisés à l'aide de réseaux de Bragg) inscrits à l'aide de ce banc expérimental sont présentés dans les chapitres suivants (IV et V).

## 7 - CONTROLE DE L'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG PAR SPECTROMETRIE D'ABSORPTION A HAUTE RESOLUTION

### 7a - Le spectromètre

Au cours de l'inscription des réseaux de Bragg, les propriétés de transmission spectrale de la fibre sont modifiées. La transmission spectrale de la fibre est donc analysée de la manière suivante :

Le flux lumineux issu d'une source de lumière est injecté dans la fibre à l'aide d'un objectif de microscope. Cette source peut-être une lampe de type lampe à filament de tungstène ou une diode super-luminescente dont le spectre d'émission correspond à la zone spectrale dans laquelle se situe la longueur d'onde de Bragg du réseau.

Au cours de l'irradiation, le flux lumineux transmis par la fibre est dispersé au voisinage de la longueur d'onde de Bragg au moyen d'un spectromètre haute résolution monté en configuration de Littrow. La largeur à mi-hauteur de l'élément spectral résolu  $\Delta\lambda_T$  est donnée par la relation III.51. Ce résultat est obtenu en calculant de manière approchée la largeur spectrale du produit de convolution de deux fonctions.

$$\Delta\lambda_T = \sqrt{(\Delta\lambda_0)^2 + (\Delta\lambda)^2} \quad \text{III.51}$$

$\Delta\lambda_0$  désigne la largeur à mi-hauteur de la fonction réseau et  $\Delta\lambda$  désigne la largeur à mi-hauteur du produit de convolution des fonctions de transmission de la fente d'entrée et de la fente de sortie du spectromètre. Nous supposons

que le produit de convolution des deux fonctions fentes est une gaussienne par souci de simplification.

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0}{kN} \quad \text{III.52}$$

$$\Delta\lambda = \frac{\cos\left[\text{Arcsin}\left(\frac{k n \lambda_0}{2}\right)\right]}{k n L} \times f \quad \text{III.53}$$

avec : -  $\lambda_0$  : longueur d'onde d'utilisation du spectromètre ,

-  $k$  : ordre du réseau,

-  $N$  : nombre de traits du réseau,

-  $n$  : nombre de traits par unité de longueur du réseau,

-  $L$  : distance focale du miroir du spectromètre,

-  $f$  : Largeur des fentes d'entrée et de sortie.

Le pouvoir de résolution est défini par :

$$R = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_T} \quad \text{III.54}$$

$R_0$  désigne le pouvoir de résolution théorique su spectromètre, c'est à dire avec les fentes fermées.  $R_0$  se calcule simplement à partir des relations précédentes et est donné par la relation III.55

$$R_0 = kN \quad \text{III.55}$$

### EVOLUTION DE LA LARGEUR SPECTRALE EN FONCTION DE LA LARGEUR DES FENTES

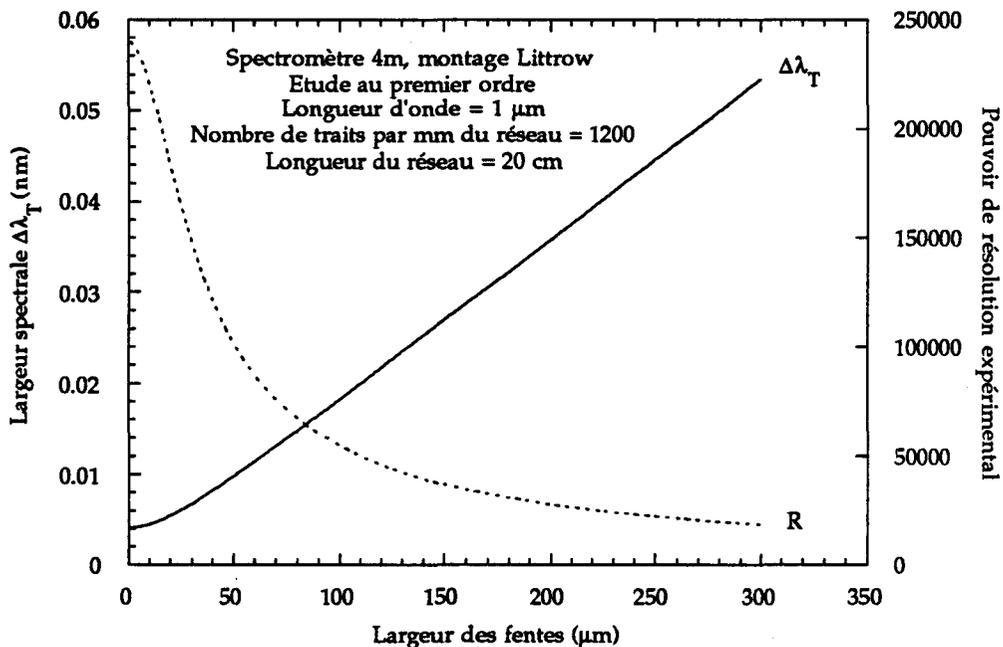


Figure III.29 - a

### EVOLUTION DE LA LARGEUR SPECTRALE EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE

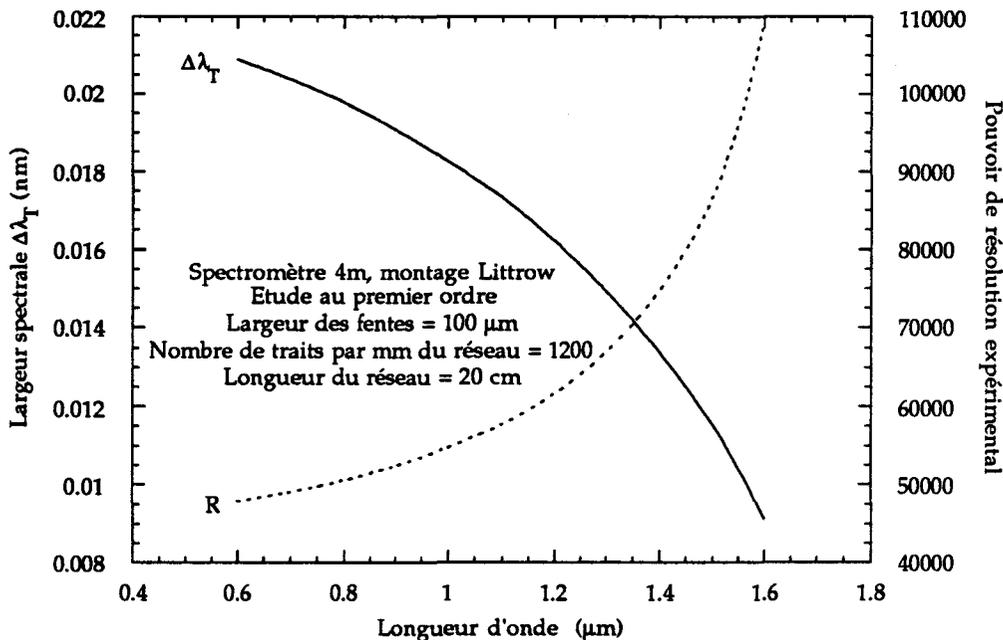


Figure III.29 - b

Les figures III.29 - a et III.29 - b représentent l'évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur  $\Delta\lambda_T$  de l'élément spectral résolu et la variation du pouvoir de résolution du spectromètre en fonction respectivement de la largeur des fentes d'entrée et de sortie et en fonction de la longueur d'onde d'utilisation du spectromètre.

Les conditions typiques d'utilisation du spectromètre sont les suivantes : largeur des fentes  $f = 100 \mu\text{m}$ , largeur du réseau = 20 cm, nombre de traits par  $\mu\text{m}$  du réseau =  $1,2/\mu\text{m}$ , distance focale du miroir = 3,75 m.

La largeur spectrale  $\Delta\lambda_T$  la plus étroite possible est donc, à une longueur d'onde d'utilisation typiquement de  $1 \mu\text{m}$  dans le premier ordre  $\Delta\lambda_T = 0.018 \text{ nm}$ , ce qui correspond à un pouvoir de résolution  $R = 77000$ .

La réponse spectrale des filtres de bande passante inférieure à  $10 \Delta\lambda_T$  n'est pas détectée en forme vraie par le spectromètre : la largeur spectrale est augmentée et le facteur de transmission est diminué (en fait, seule l'aire est conservée). Pour gagner en résolution, il faut alors fermer les fentes d'entrées et de sortie du spectromètre. Cela s'accompagne d'une chute de l'intensité du signal lumineux. Pour analyser le signal en "forme vraie", il est nécessaire de disposer d'un spectromètre de résolution plus élevée (par exemple un Perot-Fabry).

### **7b - Détection des signaux lumineux**

Lorsque la longueur de Bragg du réseau est située dans l'infrarouge ( $\lambda_B > 800 \text{ nm}$ ), le flux lumineux en sortie du spectromètre est détecté par un détecteur au germanium refroidi (North Coast Corporation, EO817, NEP =  $2 \cdot 10^{-14} \text{ W/cm}^2$ ), suivi d'un amplificateur à détection synchrone délivrant une

tension continue proportionnelle au flux lumineux reçu par le détecteur sous l'hypothèse de linéarité de la chaîne de mesure.

Dans le cas d'un réseau de longueur d'onde de Bragg située dans le domaine visible ( $\lambda_B < 800\text{nm}$ ), le détecteur du germanium est remplacé par un photo-multiplicateur.

Au cours de l'inscription, le flux lumineux transmis par la fibre hors résonnance n'est pas modifié de façon significative dans le domaine infra-rouge. Par contre, il apparaît une chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ . Cette chute de transmission évolue au cours de l'inscription. Ce suivi en dynamique de la croissance du réseau permet d'arrêter l'irradiation dès que la chute de transmission à  $\lambda_B$  que l'on cherche à obtenir est atteinte.

Une analyse plus précise de la modulation du profil d'indice créée au cours des expériences peut se faire en suivant simultanément l'évolution de différentes grandeurs : l'indice moyen, l'amplitude de la variation d'indice dans le premier ordre et dans le second ordre (voir chapitre IV).

En effet, la modulation longitudinale du profil d'indice du cœur de la fibre n'est pas nécessairement parfaitement sinusoïdale. Nous formulons l'hypothèse que le profil est périodique (période  $\Lambda$ ). Il peut donc être décomposé en série de Fourier. Le premier ordre est un réseau d'indice sinusoïdal de période  $\Lambda$ , et donc détecté à la longueur d'onde  $\lambda_B$  définie ci-dessous. Le second ordre est un réseau d'indice sinusoïdal de période  $\Lambda/2$ , détecté à la longueur d'onde  $\lambda_{B2}$ .

$$\lambda_B = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_B) \Lambda$$

$$\lambda_{B2} = n_{\text{eff}}(\lambda_{B2}) \Lambda$$

## ENREGISTREMENT SIMULTANÉ DE LA TRANSMISSION SPECTRALE DU RESEAU DE BRAGG DANS LES DEUX PREMIERS ORDRES (Infrarouge et Visible)

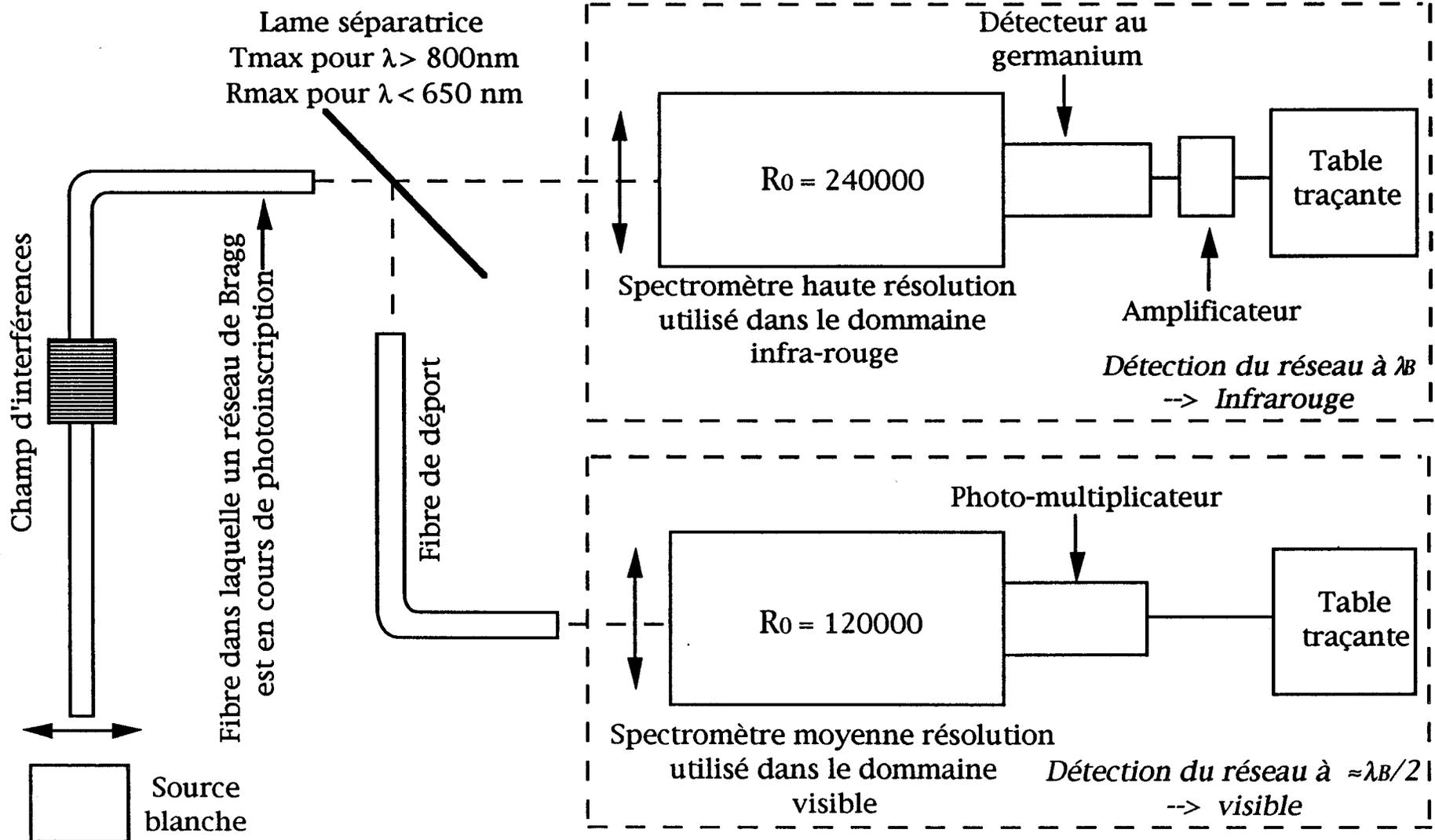


Figure III.30

En négligeant dans un premier temps la dispersion de l'indice effectif,

$$\lambda_{B_2} \approx \frac{\lambda_B}{2} \quad \text{III.56}$$

La longueur de coupure  $\lambda_C$  de la fibre est choisie inférieure à  $\lambda_{B_2}$  de façon à ce que la propagation soit monomode dans les deux premiers ordres du réseau de Bragg.

L'expérience décrite sur la figure III.30 permet l'enregistrement de l'évolution de la transmission spectrale d'un réseau dans les deux premiers ordres, l'un à  $\lambda_B$ , l'autre à  $\approx \lambda_B/2$ .

Le faisceau transmis par la fibre est incident sur une lame séparatrice, choisie de la façon suivante : son pouvoir de transmission est maximum dans l'infrarouge (donc à  $\lambda_B$ ) et son pouvoir de réflexion est maximum dans le visible (donc à  $\approx \frac{\lambda_B}{2}$ ).

Le faisceau transmis par la lame séparatrice est analysé par la chaîne de détection fonctionnant dans l'infrarouge, le faisceau réfléchi est analysé par la chaîne de détection fonctionnant dans la visible (photo-multiplicateur).

La figure III.31 représente la transmission spectrale de trois réseaux de Bragg inscrits à l'aide du laser continu. Lors de cet enregistrement, seule la voie d'analyse spectrale fonctionnant dans l'infra-rouge est utilisée. Les trois réseaux de Bragg ont été inscrits avec des temps d'irradiation différents. Selon les durées d'irradiation subies, les pouvoirs de transmission et les largeurs spectrales à mi-hauteur sont différents (voir chapitre IV).

De très nombreuses expériences d'inscription de réseaux de Bragg ont été réalisées à l'aide du banc expérimental décrit dans ce chapitre. Typiquement, nous sommes en mesure d'inscrire des réseaux de Bragg de coefficient de transmission compris entre 0 et 100 %, pour une longueur d'onde de Bragg comprise entre 0,6  $\mu\text{m}$  et 2,1  $\mu\text{m}$ , et de largeur spectrale mesurée comprise entre  $\approx 0,04$  nm et quelques nanomètres. Des résultats de l'expérience de photo-inscription de réseaux de Bragg sont présentés dans le chapitre IV.

### EVOLUTION DE LA TRANSMISSION SPECTRALE DE TROIS RESEAUX DE BRAGG INSCRITS A L'AIDE DU LASER CONTINU

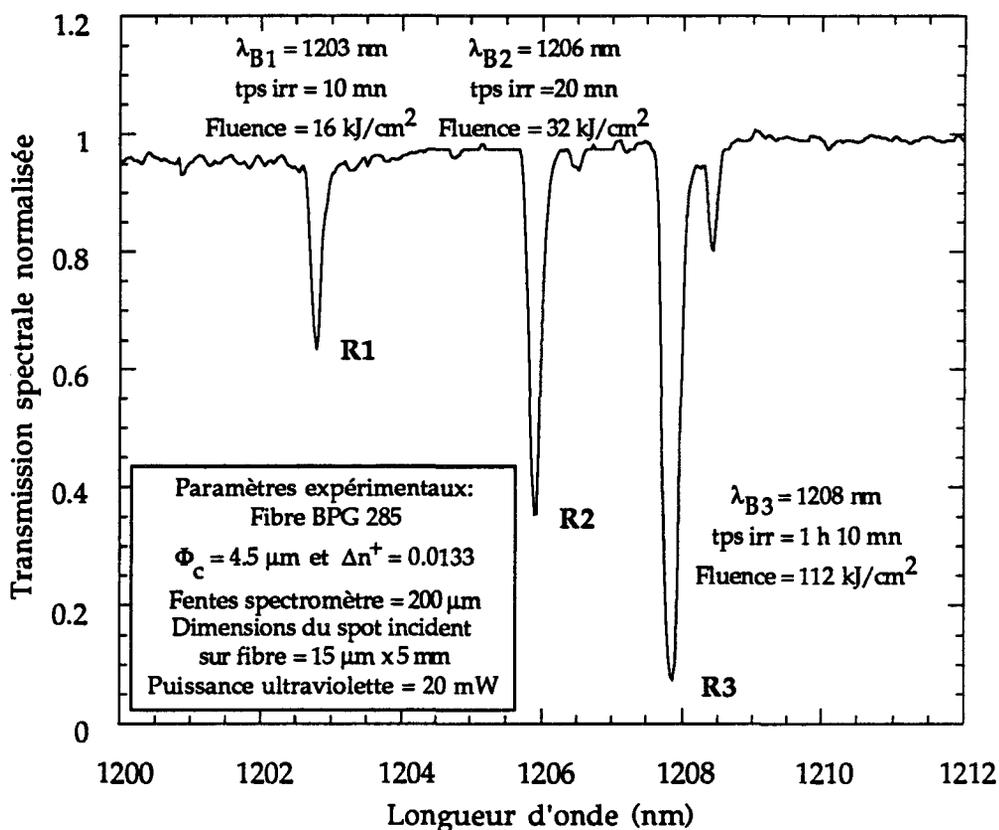


Figure III.31

## 8 - INFORMATISATION DE L'EXPERIENCE

Le banc de l'expérience de photo-inscription de réseaux de Bragg décrit sur le schéma III.1 est piloté partiellement par un micro-ordinateur dans le cas du montage fonctionnant avec la source pulsée. L'origine des angles  $i_0$  est tout d'abord repérée à l'aide d'une méthode d'auto-collimation. L'indice effectif du mode se propageant dans la fibre est calculé à  $\lambda_B$  à l'aide des paramètres opto-géométriques de la fibre. Toutes les relations présentées dans le paragraphe III.4 servent de base de calcul dans le logiciel. Le calcul de l'angle d'incidence  $i_0$  du faisceau ultraviolet sur la face hypoténuse du prisme ou sur le miroir est alors effectué en fonction de la longueur de Bragg voulue.

La rotation de la platine est commandée pour réaliser cette incidence. Un réseau d'essai est inscrit dans le cœur de la fibre dans des conditions de fluence, de nombre d'impulsions, de qualité de filtrage qui ne seront plus modifiées dans les étapes ultérieures. La longueur d'onde de Bragg du réseau d'essai est mesurée (comparaison relative par rapport à une raie de référence) et comparée à la longueur d'onde de Bragg que l'on cherche à obtenir. En moyenne, l'écart entre la valeur expérimentale et la valeur prévue dépasse rarement 1 nm. Selon la précision voulue sur la longueur d'onde de Bragg, une correction angulaire est calculée. La rotation correspondante est commandée par l'ordinateur. L'origine de l'écart entre les deux longueurs d'onde provient essentiellement de l'imprécision sur les paramètres opto-géométriques de la fibre [13]. Nous formulons alors l'hypothèse que les paramètres opto-géométriques de la fibre se conservent lors d'une translation longitudinale de cette dernière. La fibre est déplacée ou coupée et une nouvelle inscription de réseau peut commencer.

Le pilotage informatique a été réalisé à l'aide d'un PC 80386 (horloge à 16 MHz) comportant une carte permettant de commander la platine de rotation

motorisée et de dialoguer avec un système de conversion analogique-numérique (8 voies, conversion sur 12 bits).

Le logiciel écrit en langage Turbo Pascal permettant de réaliser les opérations et le système de conversion A/D ont été mis au point en 1992 par C. Boulas dans le cadre de son stage de DEA. La sortie analogique de l'amplificateur à détection synchrone utilisé pour enregistrer la transmission spectrale des réseaux en cours de fabrication est reliée au convertisseur A/D si bien que les spectres peuvent être enregistrés et stockés dans une mémoire informatique.

## REFERENCES CHAPITRE III

- [1] G.D. Boyd and D.A. Kleinman  
" Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams"  
J. Appl. Phys. **39**, 3597 (1968)
- [2] B. Couillaud, Coherent U.S.A.  
Communication personnelle, 1990
- [3] H. Kogelnik and T. Li  
" Laser Beams and Resonators"  
Appl. Opt. **5**, 1550 (1966)
- [4] L.Y. Wang  
" Etude de Distribution des Champs dans les Lasers Diaphragmés"  
Thèse n° 636, Rennes I, 31 Mai 1991
- [5] Documentation commerciale Coherent Innova 100, pages 5.18 à 5.20
- [6] Fujian Institute of Research on the Structure of Matter  
Chinese Academy of Sciences
- [7] S. Leboiteux  
"Mélanges d'Onde Résonnants en Milieux Gazeux"  
Thèse, Paris XIII, 4 Avril 1990
- [8] A. Klein  
"Conjugaison de Phase et Mélange d'Onde Multi-Résonnant en Phase  
Vapeur dans le Domaine Visible et Ultraviolet."  
Thèse, Paris XIII
- [9] Documentation commerciale laser FRED, Coherent
- [10] Documentation commerciale Lambda Physic laser LPX 100 et LPD 3000

- [11] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
"Photo-inscription de Filtres de Bragg dans des Fibres Dopées à l'Oxyde  
de Germanium"  
J. Optics., 23, 4, December 1992, pp. 143-156
- [12] P. Krug  
Communication personnelle, 1994
- [13] E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay,  
J.F. Bayon et T. Georges  
" Shifts in Resonance Wavelengths of Bragg Gratings During Writing  
or Bleaching Experiments by U.V. Illumination within a Germanosilicate  
Fibre "  
Elect. Lett. 27, 20, Septembre 1991, pp. 1838-1839

## CHAPITRE IV

# ETUDES DE TRANSMISSIONS SPECTRALES DE RESEAUX DE BRAGG PHOTO-INSCRITS DANS DES FIBRES GERMANOSILICATES : EXPERIENCES D'ECRITURE ET D'EFFACEMENT A L'AIDE D'IRRADIATIONS UV CONTINUES OU PULSEES

La motivation de ce travail est essentiellement liée à l'étude des différents types de photoréfractivité mis en évidence récemment au laboratoire [4],[5].

Nous nous étions proposés d'étudier dès 1992 la transmission spectrale de réseaux de Bragg au cours d'expériences dans lesquelles les temps d'inscription sont prolongés au-delà des temps nécessaires pour observer la saturation de la photosensibilité des fibres [4],[5]. En effet, nous avons remarqué qu'après un pallier de saturation du coefficient de transmission, ce dernier re-commençait à évoluer.

Les franges d'interférences nécessaires à l'inscription des réseaux ont été réalisées à l'aide d'un faisceau laser ultraviolet pulsé (fluence moyennée par tir de 20 ns égale à 200 mJ/cm<sup>2</sup>). Lors de ces expériences, la transmission

des réseaux de Bragg était enregistrée en temps réel afin d'estimer la variation de l'indice de réfraction photoinduite dans le cœur des fibres. Ces expériences ont permis de montrer que la saturation du spectre de transmission d'un réseau observé dans l'ordre un de diffraction s'accompagne de l'apparition d'un spectre de diffraction dans l'ordre deux du réseau [4].

De plus les résultats expérimentaux ont montré qu'au moins deux effets photoréfractifs sont responsables de l'évolution dynamique complexe de la croissance des réseaux [5]. Un modèle phénoménologique a été présenté : il met en jeu deux types de photoréfractivité : type I et le type IIA (la notation "type II" étant déjà utilisée par J.L Archambault). Selon ce modèle, la variation d'indice  $n(z)$  résulte de la compétition entre deux processus photoréfractifs. Un processus rapide (le type I) se traduit par une augmentation de l'indice de réfraction ( $\Delta n > 0$ ), alors que le type IIA correspond à une diminution de l'indice de réfraction ( $\Delta n < 0$ ). Nous avons supposé que la photoréfractivité de type IIA procède selon une dynamique lente par rapport à celle du type I. Les deux effets peuvent donc être séparés dans le temps. A l'époque de ces expériences, J.L. Archambault et son équipe à Southampton a montré l'existence d'un nouveau type de photoréfractivité créée par irradiation de la fibre à l'aide d'une seule impulsion UV de forte énergie ( $800 \text{ mJ/cm}^2$  en  $20 \text{ ns}$ ) issue d'un laser pulsé à KrF [13]. Cette photoréfractivité a été appelée par leurs auteurs photoréfractivité de type II et ne se produit que lorsque la fluence incidente sur la fibre est supérieure à une fluence seuil dont l'ordre de grandeur se situe entre  $600 \text{ mJ/cm}^2$  et  $800 \text{ mJ/cm}^2$  selon le type de fibre utilisée. L'impulsion lumineuse de forte fluence produit une fusion partielle du

cœur de la fibre. Il en résulte une variation d'indice qui peut atteindre quelques  $10^{-3}$ .

Nous nous sommes donc proposé d'entreprendre une étude plus approfondie des propriétés de la photoréfractivité de type IIA. D'une part, il s'agissait d'étayer le modèle proposé précédemment en réalisant les expériences dont il permet de prédire les résultats. D'autre part, nous avons voulu vérifier que la photoréfractivité de type IIA est très différente de la photoréfractivité de type II. En effet, nous pouvions suspecter que le faisceau ultraviolet pulsé utilisé pour inscrire nos réseaux n'était pas suffisamment homogène pour garantir une fluence inférieure à la fluence seuil du type II en tout point du champ d'interférences.

Nous avons donc procédé à des études de dynamique d'inscription de réseaux en utilisant un laser ultraviolet continu. L'irradiance de la fibre par un faisceau issu de ce type de source est plus faible par environ six ordres de grandeur, lorsqu'on la compare à celle obtenue couramment avec les lasers pulsés. Nous avons ensuite comparé les résultats obtenus avec ce type de source à ceux obtenus avec un laser pulsé.

Ces travaux sont exposés dans l'article accepté pour publication en Juin 1994 à la revue Optics Communications. Le tableau IV.1 a toutefois été complété par rapport à la version originale de l'article pour les besoins du mémoire.

**BEHAVIOUR OF SPECTRAL TRANSMISSIONS OF BRAGG  
GRATINGS WRITTEN IN GERMANIA-DOPED FIBRES :  
WRITING AND ERASING EXPERIMENTS USING PULSED OR  
CW UV EXPOSURE**

**P. NIAY, P. BERNAGE, S. LEGOUBIN, M. DOUAY, W. X. XIE**

Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, URA CNRS n° 779

Université des Sciences et Technologies de Lille

UFR de Physique - Bâtiment P5

59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

**J.F. BAYON, T. GEORGES, M. MONERIE**

LAB/OCM/FOG, CNET-Lannion

Route de Trégastel, 22301 Lannion Cedex, France

**B. POUHELLEC**

Laboratoire des Composés non Stoechiométriques, URA CNRS n° 446

Université de Paris-Sud

91405 Orsay, France

**Indexing terms : Optical fibres, Optical filters, Non-linear optics**

**Proofs to be sent to :**

Professor P. NIAY

Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, URA 779

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

UFR de Physique, Bâtiment P5

59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, FRANCE

## **ABSTRACT**

Photoinscriptions of Bragg gratings have been carried out within several germanosilicate fibres via UV side writing near 244 nm. The gratings have been written with a pulsed or a continuous-wave (CW) laser. It has been observed that the refractive index changes were strongly non linear as a function of the exposure time whatever the nature of the source may be. UV pulsed or CW photobleaching experiments have been performed using gratings written under various conditions in fibres for which complex evolutions of spectra could be observed. UV fringeless illumination of a grating firstly can erase the first order transmission spectrum and then build a new spectrum. Results of thermal annealing of gratings written using pulsed exposure or using CW light are analysed. We render a phenomenological account of the experimental results by assuming that, at least, two photorefractive effects are responsible for the grating formation or erasure.

## RESUME

Des photoinscriptions de réseaux de Bragg ont été effectuées dans différentes fibres germanosilicates à l'aide de la méthode d'inscription transverse par un faisceau UV de longueur d'onde 244 nm. Les réseaux ont été inscrits par un laser pulsé ou continu. Nous avons observé que la variation d'indice réfractif était fortement non linéaire, et était fonction de la durée de l'exposition, que le faisceau soit issu de la source pulsé ou continue. Des expériences d'effacement par irradiation ont été réalisées sur des réseaux inscrits dans des fibres sous différentes conditions expérimentales et pour lesquels une évolution complexe de la réponse spectrale avait été observée. L'irradiation UV uniforme (sans franges) peut dans un premier temps effacer le spectre de transmission dans le premier ordre et ensuite construire un nouveau spectre. Les résultats d'une destruction thermique de réseaux inscrits à l'aide d'irradiations pulsées ou continues sont analysés. Nous interprétons phénoménologiquement les résultats expérimentaux en supposant que deux effets photoréfractifs sont responsables de la formation ou de l'effacement du réseau.



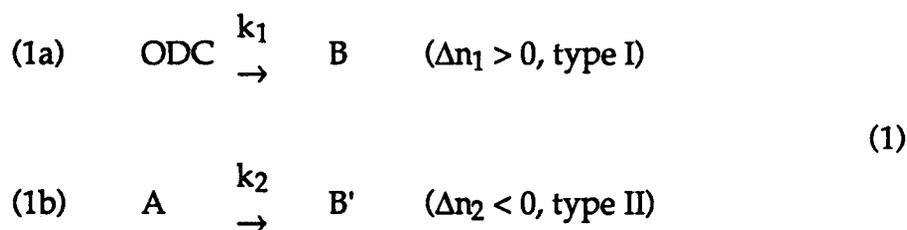
## I. INTRODUCTION

Since the discovery in 1978 of photosensitivity of germanosilicate optical fibres [1], the phenomenon has received considerable interest since it can be used to write various types of fibre intracore gratings by producing spatially periodic refractive index changes [2] [3]. However, the exact mechanisms of the photorefractivity remain yet to be clarified. In recent papers, we have reported the results of Bragg grating photoinscriptions performed, for long irradiation time, within six germanosilica fibres manufactured by the C.N.E.T. Laboratory in Lannion [4] [5]. The gratings were written through the holographic method [2]. It consisted in irradiating the side of the fibre using a pulsed UV fringe pattern ( $\lambda_p = 243$  nm) produced from a prism interferometer. We have shown that the features of the dynamical evolutions of the grating spectra, as a function of the number of UV pulses impinging onto the fibre, depend on the type of the fibre used for the experiment. When recording the grating first order transmission spectrum, for increasing irradiation time, we first observe a decrease in the fibre transmittance near the Bragg wavelength followed, within some fibres, by a complete or partial erasure of the first order transmission spectrum and then by a new spectrum formation (fibres labelled by A, C and E in [5]). In other fibres, the grating peak transmittance evolutions with irradiation time look more common, the transmittance at the Bragg wavelength reaching a minimum value and, then, increasing slowly as the index change begin to saturate (see, for example, figure 3 of [4] or of [6]). In the course of these writing experiments the fluence per pulse averaged across the UV spot irradiating the fibre ranged between 100 mJ/cm<sup>2</sup> and 800 mJ/cm<sup>2</sup>.

For convenience, we distinguish between the two successive spectra by labeling them grating I and grating II spectra. Some reproducible experimental observations are noteworthy. The shift experienced by the Bragg wavelength of

grating II varies with irradiation time quite differently from the shift recorded in the course of the first spectrum inscription. Indeed, we have observed that the Bragg wavelength increases during the steps of inscription or erasure of grating I, whereas it remains stationary or decreases during the second growth of the grating. The second order diffraction efficiency is significantly higher for gratings written within the fibres for which the grating I and grating II spectra can be observed successively. Second order diffraction spectrum appears once the first order grating I spectrum is just beginning to saturate, and in turn, saturates at the time of the erasure of the grating I spectrum.

These observations lead us to propose a phenomenological model in which we suggest that, at least, two different processes are involved in the grating inscription [5]. Succinctly, the model supposes that the refractive index evolution with irradiation time results from two reactions. The first reaction erases and produces some defects which lead to a positive refractive index change whereas the second reaction, slower than the first, produces a negative refractive index change.



In (1), the reaction constants are quoted  $k_1$  and  $k_2$  ( $k_1 \gg k_2$ ). In (1a), ODC\* is one of the defects absorbing around 243 nm. In [5], we have assumed that the reaction rates are proportional to reactive concentrations and that  $k$  is simply related to the intensity (for instance by saturable one photon absorption). We have also assumed that reaction (1b) is responsible for the

---

\* ODC : Oxygen Defect Center

grating II spectrum formation. This is for sake of demonstration that two kinetics are involved in the refractive index change. One has to note that more complex behaviour lead to same conclusions. **The differences observed between the dynamical evolutions of grating spectra observed from one fibre to another, can be qualitatively explained by assuming that the values of the parameters,  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $\Delta n_1$  and  $\Delta n_2$  characterizing each fibre are significantly different.**

The aim of this paper is to report further investigations undertaken about these phenomena in order to check the validity of the assumptions grounding the model.

First, to determine if the pulsed characteristic of the laser used in the previous experiments is necessary to record a grating type II spectrum, we have used 244 nm continuous-wave (CW) ultraviolet light to write gratings within previously used fibres (fibres labelled A and C in [5] [6]) and within new fibres labelled I and K in this paper. We compare the grating first order transmission spectrum evolutions as a function of irradiation time when using either a pulsed or a CW source.

Second, we intend to determine if the growth of a type I grating spectrum is a prerequisite condition to get a type II grating spectrum. For this purpose, two different fibres have been selected. In the first one (fibre C) type II gratings are written commonly whereas only partial erasure of the type I spectrum occurs after 100 000 pulses impinging on the second fibre (fibre F). The fibres have been exposed first to fringeless UV light pulses in order to boost reaction 1a), and then, after this preparation, to a UV fringe pattern in order to write a grating. We present a comparison between the evolutions of

the spectral responses of the first order Bragg gratings recorded from these two fibres as a function of the number of pulses.

As, according to the long exposure times (typically half an hour) involved in the photoinscription experiments, one cannot exclude that small temporal drifts in the position of the fringe pattern relative to the fibre and (or) small variations with time in the periodicity  $\Lambda$  of the fringes could occur, we have performed further tests of the model through experiments needing a stability of the experimental set up not as critical as when writing gratings by exposure of the fibre to a fringe pattern. At this aim, gratings written by pulsed or CW light exposure were subjected to isochronal thermal annealing and to UV fringeless photobleaching.

## **2. EXPERIMENTAL METHODOLOGY AND RESULTS.**

### ***a) Phenomenological comparison between the dynamics of formation of gratings written using pulsed or CW UV fringe pattern***

The methods for producing the Bragg gratings from the pulsed source and for monitoring their formations are related in details in [4] [5]. To write gratings by using CW ultraviolet light, we merely change the frequency doubled XeCl pumped dye laser beam (LPD 3002 E system from LAMBDA Physics), by a 244 nm CW beam from an intracavity frequency doubled Ar<sup>+</sup> laser (FRED system from Coherent Incorporation). The four fibres (A, C, I and K), used in these experiments were single mode GeO<sub>2</sub> -doped silica fibres manufactured by the C.N.E.T. laboratory in Lannion. Their characteristics of fibres are summarised in table 1. Under the experimental conditions displayed in part 2 of table 2, type II grating spectra are commonly recorded from fibres A, C and K after UV pulsed light exposure at cumulated fluences ranging from

3.7kJ/cm<sup>2</sup> to 6kJ/cm<sup>2</sup> (fluences averaged over the length of the spot). On the other hand, no type II spectrum could be recorded after exposure of fibre I to a cumulated pulsed fluence  $\approx 7.5$  kJ/cm<sup>2</sup> (the type I spectrum remained saturated after exposure to 60000 pulses,  $F = 125$  mJ/cm<sup>2</sup>).

Figure 1 shows the first order spectrum characteristics of two gratings written by exposure of fibre C either to pulsed light or to CW light. For these two inscriptions, the dimensions of the approximately rectangular UV spots were  $\approx 2400 \times 15$   $\mu\text{m}^2$ . The Bragg wavelength ( $\lambda_B \approx 1337$  nm) of the grating written by pulsed irradiation at a fluence per pulse  $F \approx 420$  mJ/cm<sup>2</sup> (pulse repetition rate  $\approx 40$  Hz) was measured against the wavelength of a water atmospheric line (accuracy  $\pm 0.02$  nm). The Bragg wavelength shift of the grating produced by CW light ( $\lambda_B \approx 1236$  nm, irradiance = 83 W/cm<sup>2</sup>), was obtained as a difference between the grating Bragg wavelength measured at the quoted irradiation time and the one measured after 5 mn irradiation time. The accuracy of the wavelength measurements performed during the CW exposure is estimated to be  $\approx \pm 0.05$  nm. As shown in figure 1, the UV CW or pulsed fringe patterns first write and partly erase the type I spectrum and then build a new spectrum. The grating Bragg wavelengths shift towards the blue part of the spectrum during the growths of the type II spectra. After the end of the irradiation, the Bragg wavelengths continue to shift towards the blue. The Bragg wavelength of the grating, measured 30 mn after the end of the pulsed irradiation, is lower by  $\approx 0.1$  nm than the one measured at the end of the exposure. For the CW experiment, this figure reaches  $\approx 0.2$  nm. Assuming that these shifts resulted from a decrease of the temperature of the fibre, we estimate, from published data [7], that the stationary temperature rise induced by the pulsed irradiation at 40 Hz repetition rate ( $F = 420$  mJ/cm<sup>2</sup>, fibre C) was roughly 10°C. The CW irradiation led to a temperature rise  $\approx 22^\circ\text{C}$ . The features

of the dynamics of inscription of grating spectra within fibres A, C and K look similar whatever the nature of the source (pulsed or CW) may be.

Second order diffraction efficiency was observed from gratings written by a pulsed laser [4]. Similarly, second order diffraction spectra could be recorded from gratings written within fibre A using UV CW fringe pattern. For example, the first order reflectance ( $R = 1 - T$ ,  $T$  is the grating transmittance) of a grating  $G_1$  written near  $\lambda_{B1} \approx 1500$  nm for 8 mn at an irradiance of  $64$  W/cm<sup>2</sup> was 0.20 (spot sizes :  $3650 \times 15$   $\mu$ m<sup>2</sup>). At this exposure time, the second order reflectance was 0.48. The inscription of an other grating written using the same experimental conditions as for  $G_1$  was stopped near the erasure of type I spectrum after an exposure of 35 mn. The second order reflectance was then 0.84.

Figure 2 shows the dynamics of inscription of grating spectra within fibre I by exposure of the fibre either to UV pulsed or CW fringe pattern. Although, the CW irradiation time was as long as 170 mn, no type II spectrum could be detected within fibre I, long irradiation time only producing a slight erasure of the type I grating. The Bragg wavelength steadily shifted towards the red part of the spectrum. Similar observations could be made within fibres B, D and F when writing gratings by pulsed exposure, as reported in [5][6] (number of pulses  $\leq 150$  000).

Typical results obtained within fibres A, C, I and K are summarised in table 2. It shows that there exists a strong analogy between the dynamics of inscription of gratings I or II using CW or pulsed lasers. However, as it appears in table 2, the cumulated fluences required for reaching the saturation of the growth of the type I grating spectrum when using a pulsed irradiation are significantly lower, for each fibre, than those necessary for CW light. A similar

inference can be drawn when considering the cumulated fluences above which the type II grating spectra are written. The maximum values of the red shift experienced by the Bragg wavelength are significantly lower using the CW laser than those produced by pulsed exposure.

**b) Pulsed fringeless irradiation followed by a grating inscription**

As shown in table 2, the cumulated fluence  $D$  required for reaching the erasure of the type I grating (and thus the starting of the type II growth) within fibre C is approximately  $4.4 \text{ kJ/cm}^2$  using a fluence per pulse  $\approx 220 \text{ mJ/cm}^2$ .

To perform fringeless irradiation of the fibre, half part of the UV beam impinging on the hypotenuse face of the prism interferometer was occulted up to the optical axis of the beam by closing a variable aperture slit. Thus, a 2.4 mm length of the fibre was irradiated by  $10^5$  pulses at a fluence per pulse  $\approx 80 \text{ mJ/cm}^2$ . It corresponded to a fringeless dose ( $\approx 8 \text{ kJ/cm}^2$ ) roughly twice the dose  $D$ . After opening the slit to obtain a 2.4 mm long fringe pattern at the place of the fibre, we recorded transmission spectra of the grating, successively, after various numbers of pulses impinging on the fibre. Figure 3a represents the spectral characteristics of a grating written within fibre C ( $\lambda_{B1} \approx 1339 \text{ nm}$ ,  $F = 160 \text{ mJ/cm}^2$ ). After 2000 pulses, the transmittance of the fibre dropped down to  $\approx 95\%$  near the Bragg wavelength, and then recovered slightly (98%) after 8000 pulses. After 13000 pulses, the grating reflectivity grew dramatically to saturate near 80000 pulses, the first order Bragg wavelength shifting towards the blue part of the spectrum to reach 0.22 nm after 100000 pulses. This direction for the Bragg wavelength moving constitutes the mark of the writing of a type II grating spectrum. As shown in figure 3b, inscription of a grating within fibre F, using roughly the same experimental conditions as within fibre C, led to a type

I grating spectrum formation. The Bragg wavelength shifted continuously towards longer wavelengths (figure 3b).

**c) UV pulsed or CW fringeless photobleaching of Bragg gratings**

We present results of UV photobleaching experiments performed within fibres (A, C, or E). One can note that type I and II spectra could be successively recorded within these fibres. The same laser (a CW or a pulsed laser) was used first to write the grating and second to erase it. The two types of gratings (gratings I or II) were photobleached by using the transverse fringeless UV exposure method described in paragraph b).

Figures 4a, 4b, 4c provide typical examples of the evolutions of the spectral characteristics of grating II or I spectra as a function of the number of UV fringeless pulses impinging on fibre C (or E) in the course of the photobleaching experiments.

◆ Thus, a grating II was written near  $\lambda_B \approx 1083$  nm using a pulsed UV fringe pattern focused on to one side of fibre E (the characteristics of fibre E are given in table 1) to a spot approximately rectangular  $\{2960 \times 15 \mu\text{m}^2\}$ . The repetition rate was 30 Hz and the fluence per pulse  $\approx 560$  mJ/cm<sup>2</sup>. The shift ( $\lambda_B - \lambda_{\text{ref}}$ ) experienced by the grating I Bragg wavelength  $\lambda_B$  get the maximum value  $\approx 0.75$  nm after 18000 pulses ( $\lambda_{\text{ref}}$  = Bragg wavelength at the grating birth). At this time, the grating I spectrum was almost erased and the grating II spectrum steadily grew with progressively longer exposure time. After 100000 pulses (dose  $\approx 56$  kJ/cm<sup>2</sup>), the reflectivity of grating II saturated and the Bragg wavelength shift was at this time reduced down to 0.5 nm.

Figure 4a shows that the Bragg wavelength of this grating II moved continuously towards short wavelength with longer fringeless exposure time. The bleaching rate of the grating was slow although the fluence per pulse was raised from 300 mJ/cm<sup>2</sup> to 500 mJ/cm<sup>2</sup> after 150000 pulses. After 700000 pulses (cumulated dose  $\approx$  324 kJ/cm<sup>2</sup>) the reflectivity of grating II was still 34% and at this time the Bragg wavelength shift was reduced down to  $\approx$  0.1 nm.

◆◆ Gratings I were written within fibres C (or E) and were then irradiated by transverse pulsed UV fringeless photoexposure. For example, a 3.5 mm long grating I was written within fibre C using 24000 pulses ( $F = 150$  mJ/cm<sup>2</sup>, cumulated dose  $\approx$  3.6 kJ/cm<sup>2</sup>).

Figures 4b and 4c show the evolutions of the spectral characteristics of the grating I as a function of the number of fringeless pulses impinging on the fibre C with a fluence = 75 mJ/cm<sup>2</sup>. Figures 4b and 4c show that the photobleaching first erased the first order spectrum and that, during erasure, it induced a shift of the first order Bragg wavelength towards the red (Bragg wavelength shift =  $\lambda_B - \lambda_{ref}$ ,  $\lambda_{ref}$  being the Bragg wavelength of the grating measured at the birth of the grating after 200 pulses). The shift grew up to 0.53 nm. After 10000 pulses, the erasure was followed by a new spectrum formation and by a Bragg wavelength shift towards the blue. The first order transmittance of this new grating get a minimum value which remained saturated between  $10^5 - 3 \times 10^5$  pulses. For longer exposure time, the first order transmittance increased slowly reaching 0.73 after  $10^6$  pulses. At this time, the Bragg wavelength shift reached  $-0.18 \text{ nm} \pm 0.02 \text{ nm}$ . As shown in figure 4c, fringeless irradiation steadily erased the second order spectrum. This erasure was almost completely achieved after  $3 \times 10^5$  pulses.

In the experiment corresponding to figures 4b and 4c, the state of polarization of the UV beam impinging on the fibre was linear and set perpendicular to the fibre axis. Through other experiments, not reported here, performed using similar experimental conditions, we have established that a rotation of  $90^\circ$  of the direction of polarization of the UV beam doesn't significantly change the feature of the photobleaching dynamics.

◆◆◆ Figure 5 shows samples of transmission spectra of a fibre in the course of CW UV fringeless irradiation of the grating.

The grating was written near a Bragg wavelength of 1244 nm by a CW UV fringe pattern focused onto a spot ( $1700 \times 15 \mu\text{m}^2$ ) within fibre C at an irradiance =  $84 \text{ W/cm}^2$ . The fringe pattern exposure was stopped after a time of 11 mn, just at the birth of the grating II spectrum. In the course of the exposure by the fringe pattern, the Bragg wavelength shift  $\approx \lambda_B - \lambda_{\text{ref}}$  (where  $\lambda_{\text{ref}}$  is the Bragg wavelength of the grating after 30 s exposure time) reached a maximum value  $\approx 0.20 \text{ nm} \pm 0.05 \text{ nm}$  after 8 mn exposure time and then decreased down to 0.1 nm for increasing irradiation time. As it appears from the sample labelled 0 mn in figure 5, the grating II transmission spectrum recorded at this time looked complex since it was composed of two peaks distant one from the other by  $\approx 0.4 \text{ nm}$ .

Although unusual, such a complex structure could also sometimes be observed when producing type II spectra by using pulsed exposure. The precise origins of these observations remain unclear at the present time. It can be due, for example, to some unwanted lack of homogeneity of the UV spot intensity or of the fibre photosensitivity across the fringe pattern. One can note that K.O. Hill [8] *et al* recently reported an observation which looks similar to the one shown in figure 5. They noted that long photoexposure of fibres

through a phase mask produced a decrease in grating reflectivity and at the same time a change in the wavelength response of the Bragg grating, for example a notch at the central wavelength of the response [8].

As shown in figures 4d and 5, CW fringeless irradiation (as pulsed irradiation did) produced a growth of a grating reflectivity. In this experiment, the UV irradiance at the place of the fibre was  $43 \text{ W/cm}^2$ . The shift of the wavelength corresponding to the middle of the complex structure (as measured half way up to the minimum of transmission) is also displayed in figure 4d. It moved towards the blue part of the spectrum for increasing irradiation time.

In conclusion, it appears that the features of spectral characteristic evolutions of gratings irradiated by fringeless UV light are similar as a function of irradiation time when using either a pulsed laser ( $\tau_{\text{pulse}} = 17 \text{ ns}$ ) or a CW laser. However the UV dose required to get the saturation of the new grating reflectivity when using CW light is greater by roughly an order of magnitude than the one required with a pulsed laser.

**d) 30 mn isochronal thermal annealing of gratings written within fibre C by exposure to pulsed or CW UV fringe pattern**

◆ First two gratings  $G_1$  and  $G_2$  were written within fibre C using the pulsed laser. The first order spectrum Bragg wavelength  $\lambda_{B1}$  of  $G_1$  was tuned near 1483 nm.  $\lambda_{B2}$ , the Bragg wavelength of  $G_2$ , was  $\approx 1480 \text{ nm}$ .  $G_1$  was written by 54000 UV pulses with a fluence per pulse  $F = 180 \text{ mJ/cm}^2$ . These photoexposure conditions produced a first order type II spectrum corresponding to a 30% reflectivity grating. In the course of the inscription of  $G_1$ , the shift experienced by  $\lambda_{B1}$  reached a maximum value  $\approx 0.45 \text{ nm}$  after 27000 pulses and decreased down to 0.35 nm at 54000 pulses.  $G_2$  was inscribed

using 250000 UV pulses impinging on the fibre with a fluence per pulse  $\approx 250$  mJ/cm<sup>2</sup>. At this time, the first order type II reflectivity was saturated at 85%.

◆◆ Five gratings  $G'_1, G'_2, G'_3, G'_4$  and  $G_{\text{ref}}$  were written within an other part of fibre C, by successive exposures to CW fringe patterns.

Mean irradiances of 67 W/cm<sup>2</sup> and of 83 W/cm<sup>2</sup> were used for the inscriptions of  $G_1, G_2$  and  $G_{\text{ref}}$  and of  $G_3$  and  $G_4$  respectively. The  $G_{\text{ref}}$  grating, inscribed at the aim to be used for referencing the wavelength, was written within a part of the fibre, 2 m away from the one within which the four other gratings were written. Grating  $G'_1$ , written for 210 s, was a type I grating. The exposure time for  $G'_2$  was 7 mn. It produced the birth of the type II spectrum.  $G'_3$  and  $G'_4$ , written for 23 mn and 40 mn respectively, were type II gratings. For example, the shift towards the blue experienced by the Bragg wavelength of  $G'_4$ , in the course of the inscription of the type II spectrum was  $\approx 0.45$  nm.

◆◆◆ The gratings  $G_1$  and  $G_2$  (and then, again, the gratings  $G'_1, G'_2, G'_3, G'_4$ ) were annealed using 30 mn isochronal heating experiments. The temperature of the fibre was raised step by step. After the step during which the temperature of the gratings was kept at  $T \pm 5^\circ\text{C}$ , the temperature of the fibre was reduced at room temperature for 30 mn in order to record the  $G_1$  and  $G_2$  ( $G'_1, G'_2, G'_3, G'_4$ ) grating transmission spectra. Then, the temperature of the fibre was held at  $T + 100^\circ\text{C}$  for 30 mn to get the following step.

Figures 6 show the evolutions of the characteristics of the  $G_1$  and  $G_2$  spectra as a function of the temperature at which the fibre was elevated. As reported in figure 6a, the first order spectrum reflectance of  $G_1$  increased from

30% as measured before heating the fibre up to 75% after the step of 525°C in the fibre temperature rise. As shown in figure 6b, the second order spectrum reflectivity ( $0.47 \pm 0.02$ ) of  $G_1$  did not change within our experimental accuracy up to 425°C. After a temperature rise of 525°C the second order reflectivity decreased down to 0.35. The second order spectrum could not be detected, to within our sensitivity ( $\Delta R \approx 0.03$ ), after the step corresponding to a temperature rise of 625°C. Figure 6c shows the evolutions of the characteristics of the first order spectrum of  $G_2$  as a function of temperature rise. The first and second order transmittances did not change significantly up to 525°C. Rising afterwards the fibre temperature erased the grating spectra. Completely achieved annealing of the second order and first order spectra was produced after the steps corresponding to temperature rises of 640°C and 780°C respectively. Figures 6a and 6c show that the first order Bragg wavelengths, measured against the wavelength of an atmospheric water line, shifted towards the blue up to the 525°C temperature rise step. Beyond 525°C they changed their direction to shift towards the red part of the spectrum.

Figures 7 show the evolutions of the characteristics of spectra of  $G'_1$ ,  $G'_2$  and  $G'_4$  gratings as a function of the temperature at which the fibre was elevated. As shown in figure 7a, the annealing of the  $G'_1$  spectrum started from a temperature rise of 210°C and reached achievement after a temperature rise of 420°C. On the other hand, the reflectivity of  $G'_2$  grating increased from 7% after the temperature step of 210°C up to 20% after the step of 480°C. This observation is similar to the one reported when investigating the spectrum of  $G_1$ . The behaviour of the first order spectrum of  $G'_4$  was similar to the ones of the gratings  $G'_3$  and  $G_2$ . It did not change significantly up to 575°C. Afterwards it begun to anneal, with complete erasure observed after the temperature rise of 850°C. The Bragg wavelengths of gratings  $G'_1$  and  $G'_2$  moved towards the blue,

whereas the Bragg wavelength shifts of  $G'_4$  ( $G'_3$ ) changed their direction at the time of efficient recovery in the grating transmittances.

### 3. DISCUSSION

The various experiments reported in this paper show that it exists a strong analogy between the results obtained using either a pulsed laser ( $\lambda_p = 243$  nm,  $\tau = 17$  ns) or a CW laser ( $\lambda_p = 244$  nm). Indeed the features of the dynamical evolutions of grating spectra are similar with irradiation time whatever the UV source may be. Using either the CW or the pulsed source, we observe that :

- ◆ The inscription of a type I spectrum induced a Bragg wavelength shift towards the red part of the spectrum (fibres A, C, I and K)

- ◆◆ The inscriptions of type II spectra following the erasures of the type I spectra come with a change in the direction of the Bragg wavelength shift (fibres A, C, K). The Bragg wavelength shifted first towards the red. At the time (or just before the time) of erasure of type I spectrum it shifted towards the blue or did not shift significantly in the course of the type II spectrum inscription.

- ◆◆◆ Fringeless irradiation of a grating performed at the time of the erasure of the type I spectrum produced the inscription of a type II grating. The Bragg wavelength of the type II grating decreased steadily in the course of the fringeless exposure. **One can note that we have observed similar behaviours in the course of experiments, not reported here, performed using pulsed fringeless exposure of commercially available fibres (Andrew, D shape, 820 S-2).**

◆◆◆◆ 30 mn isochronal thermal annealing of saturated type II gratings started after the step corresponding to a temperature rise  $\geq 525^\circ\text{C}$ . Above this temperature the Bragg wavelength shift changed its direction, moving then towards the red. Heating a fibre in which a grating could be written up to the erasure of the type I spectrum (or to the birth of type II spectrum), produced an increase in the grating reflectivity.

Our phenomenological model [5] assumes that fibre irradiation by UV light tuned to wavelengths lying in the  $\approx 5$  eV germanium oxygen deficient centre (ODC) absorption band induces a local refractive index variation  $\Delta n(z)$  resulting from reactions 1a) and 1b). It can simply render an account of most of the observations obtained using the CW or the pulsed sources. We assume that exposure of a longitudinally homogeneous fibres to an UV fringe pattern produces a periodic index modulation  $\Delta n(z)$  of period  $\Lambda$  ( $\Lambda$  is the period of the sinusoidal fringe pattern). We expand  $\Delta n(z)$  as Fourier series up to three first terms of the series expansion :

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 + \Delta n_{f_0} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varnothing_{f_0}\right) + \Delta n_{s_0} \cos\left(\frac{4\pi z}{\Lambda} + \varnothing_{s_0}\right) \quad 0 \leq z \leq L' \quad (2)$$

$$\Delta n(z) = 0 \quad z < 0, \quad z > L'$$

where  $L'$  is the grating length.

In relation (2),  $\Delta n_0$  is the core refractive index change averaged over the irradiated length,  $\{\varnothing_{f_0}, \varnothing_{s_0}\}$  and  $\{\Delta n_{f_0}, \Delta n_{s_0}\}$  represent the two first terms of the Fourier phase and amplitude spectra respectively. Using a coupled mode theory and the theoretical model developed in [9], one can show that the first term, periodic in  $z$ , of the series expansion is responsible for the coupling of

two contradirective LP<sub>01</sub> modes at  $\lambda_{B1} = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_{B1}) \Lambda$  (first order diffraction efficiency). The second order diffraction efficiency at  $\lambda_{B2} = n_{\text{eff}}(\lambda_{B2}) \Lambda$  comes from the second sinusoidal term of relation (2).  $n_{\text{eff}}(\lambda_B)$  is the effective index of the LP<sub>01</sub> mode at  $\lambda_B$ . Any change  $\Delta n_0$  modifies  $n_{\text{eff}}$  and induces a shift in the resonance wavelength of the Bragg gratings [7][10]. Thus, as the Bragg wavelength shifts first towards the red in the course of a grating inscription, we assume that reaction 1b) is slower than reaction 1a). As the order of magnitude of the Bragg wavelength shifts towards the red is similar to the one corresponding to shifts towards the blue, we assume that the order of magnitude of  $|\Delta n_1|$  is comparable with the one of  $|\Delta n_2|$ .

Under these hypotheses, exposure of the fibre to the fringe pattern induces first an increase of the refractive index around the points where the optical power density is maximum. This increase results from reaction 1a) which is more efficient at this time than reaction 1b). For longer exposure time, reaction 1a) saturates near the high intensity points as the defects are depleted, whereas the refractive index in the low intensity regions increases slowly due to imperfectly contrasted fringes and (or) to a slight saturation of the index change at the high intensity points. It leads to a decrease in the first order grating reflectance and to a shift of the Bragg wavelength towards the red. Now, reaction 1b) slower than 1a) induces a negative refractive index change at the high intensity points. This negative refractive index modulation leads to a pronounced increase of  $\Delta n_{s0}$  and therefore, to an increase of the second order spectrum reflectance of the grating. Increasing further at this time the dose irradiating the fibre partly (or completely) erases the first order spectrum. Further irradiation writes a new grating through reaction 1b). The Bragg wavelength of the grating shifts towards the blue as soon as  $\Delta n'_0$  begins to decrease. Fringeless irradiation produces also either positive or negative index

changes  $\Delta n(z)$  depending on the UV dose previously received by the region around  $z$ . Thus, fringeless irradiation of a fibre prior to a grating inscription can saturate reaction 1a), if the value of the cumulated fringeless fluence is conveniently adjusted. Then, exposure of the fibre to a fringe pattern following fringeless irradiation, builds a type II grating directly. Fringeless irradiation of a saturated type II grating erases the grating by decreasing the refractive index at any point of the grating length where reaction 1a) is saturated. The grating Bragg wavelength shifts towards the blue. Fringeless irradiation of an unsaturated type II grating increases the negative index changes at the points where reaction 1a) is saturated and produces positive index changes at the points where reaction 1a) remains unsaturated. It increases the first order spectrum reflectance whereas the second order spectrum reflectance decreases. The direction of the shift of the first order Bragg wavelength results from the sign of the average of the positive and negative index changes across the grating length. As reaction 1a) is assumed to saturate quickly,  $\Delta n'_0$  decreases and thus the grating Bragg wavelengths shift towards the blue.

Recently, R. M. Atkins and al [11] reported that heating an AT & T Acutheter fibre in which a grating was written erased the grating and that writing a second grating at the place of the first grating was as efficient as the first writing. Starting from this observation, we render an account of the isochronal thermal annealing experiments by assuming that reactions 1a) and 1b) are completely thermally reversed at  $\approx 450^\circ\text{C}$  and  $\approx 750^\circ\text{C}$  respectively.

Heating a saturated type II grating first erases the defects produced by reaction 1a) through irradiation. As, within our assumptions, this reaction was saturated at any point of the grating length before heating, a temperature rise up to  $450^\circ\text{C}$  doesn't significantly modify  $\Delta n_{f0}$  or  $\Delta n_{s0}$  but only erases the contribution to  $\Delta n_0$  coming from reaction 1a). Accordingly, the reflectance of

the grating doesn't change and the Bragg wavelength shifts towards the blue. Above 600°C, the defects produced (or erased) by reaction 1b) through irradiation, are erased (or produced). It results in annealing the type II grating. The corresponding Bragg wavelength shift is towards the red. Now we consider a grating written in such conditions that the type I spectrum was just erased. Heating this grating up to  $\approx 450^\circ\text{C}$  only anneals the defects initially build through reaction 1a). Now, the remaining modulation of the refractive index was produced by reaction 1b) which was most efficient near the points where the optical power was maximum. Consequently, heating the fibre up to 450°C reveals the contribution of reaction 1b) to the dynamics of the grating formation by developing a type II spectrum. As shown in figure 6b, the reflectance of the first order spectrum was maximum after the 525°C step, whereas we could not detect any second order spectrum. It shows that the modulation of the refractive index was nearly sinusoidal after this temperature rise step.

For sake of simplicity, we assumed in [5] that the expressions of  $k_1$  and  $k_2$  versus the intensity of light resulted respectively from a saturable one photon absorption (reaction 1a)) and from one photon absorption (réaction 1b)). The results presented in this paper show that these assumptions are questionable. Indeed, this model predicts similar writing or photobleaching doses for pulsed or CW light. Although it is risky to draw final conclusions from comparison between writing experiments (as the visibility of the fringe pattern was not checked in real time), the efficiency of pulsed light seems higher in the writing and photobleaching experiments than the efficiency of CW light. This is also reported in [12]. One can show [see appendix] that the above observation is indicative of a non-linear kinetics at least in one of reactions (1).

This behaviour can be produced ; for example,

- by two-photon absorption, but in this case the increase of chemical rate would be giant between CW and pulsed light.

- by local fibre temperature rise influencing the chemical rate.

As the time averaged temperature rise is about the same in both cases (pulsed or CW light), we think that this process cannot work unless reaction (1) is fast enough to be significantly boosted on the time scale of the non-stationary temperature rise which is induced by a UV pulse impinging on the fibre.

- by unidentified mechanisms of desactivation of defects B and B' more efficient in the presence of CW UV light than with pulsed light.

Clearly, further investigations are required for resolution of this issue.

Recent work by J.L. Archambault and al. is relevant of our observations [13]. These authors have shown that it exists an other new mechanism of formation of gratings. They named this new mechanism type II photorefractivity. These gratings, stable at a temperature as high as 800°C, are written by side exposure of the fibre to a single excimer pulse above a fluence  $\geq 800 \text{ mJ/cm}^2$ . Modulation of the refractive index results from core glass local fusing [13]. Although in most of our experiments, the mean fluence per pulse was well below this threshold fluence, we cannot totally exclude that some hot points may appear within the fringe pattern produced by using the pulsed laser. If we imagine that the local fluence at these hot points was greater than  $800 \text{ mJ/cm}^2$ , a grating might be written according to the formation process described in [13]. Indeed, we have written gratings under the same experimental conditions as when writing the G<sub>2</sub> grating in figure 6 on the

exception that the slit used to spatially filter the UV pulsed beam was removed. We have observed that some gratings were stable up to 800°C. However, we think that the type II photorefractivity described in this paper is different from the one induced by the second regime of single pulse grating formation. Indeed, in the course of our experiments, efficient spatial filtering of the UV pulsed beams was performed to smooth their intensity profiles during photoexposure. Thus, type II gratings are erased above a temperature of 750°C. Another argument for this difference comes from our observation of occurrence of type II gratings when using a CW laser. As deduced from figure 1, the temperature rise of the fibre, resulting from CW exposure is well below the melting point of the fibre. Consequently, to avoid any confusion between the two phenomena, we propose to call the photorefractivity induced for long irradiation time : type II A and the one produced by single laser pulse : type II B.

Although there exists an obvious correlation, on one hand, between the thermal stability of Ge (1), Ge (2) defects and thermal stability of type I gratings and, on the other hand, between thermal stability of Ge (E') defects and the type II A grating [14], the nature of the defects involved in reactions (1) is still unsolved. Indeed, as it is well established that the UV photoionization of the neutral diamagnetic precursors (ODC) produces paramagnetic Ge (1), Ge (2) and Ge (E') defects, one model proposed to explain the photosensitivity is that these paramagnetic centres are directly responsible for the grating inscription through Kramers-Kronig relationship [15]. Another model is that the GODC\* defects, excited by UV light, react with another unknown defect species [16]. Although some of the reaction products could then also be Ge (1), Ge (2) and Ge (E') defects, this model opens the possibility that other defects significantly

---

\* GODC : Germanium Oxygen Defect Center

contribute to photorefractivity. Thermal annealing experiments do not allow to clearly favour one of these two models, because of the assumption of thermal reversibility. One can, however, note that the later model may be the starting point to explain the difference between the writing efficiencies when using pulsed or CW UV light.

#### **4. CONCLUSION**

The dynamics of grating inscription as a function of exposure time are comparable to within a scale factor when using pulsed or CW irradiation. Fringeless photobleaching experiments lead to the same conclusion. The thermal stabilities of gratings written using CW light or pulsed light are similar on the condition that the same type of grating (grating I, or grating II A) was annealed. A simple phenomenological model renders an account of our observations. It assumes that the photorefractive index modulation comes from two reactions. The first reaction involves a positive refractive index change, whereas the second one, slower than the first, gives rise to a negative index change.

#### **Aknowledgments**

This work is supported by a C.N.E.T. Contract (93 8B 006) and a D.R.E.T. Contract (92147). We wish to acknowledge Coherent SA France for lending a CW UV source (F.R.E.D.) from which a part of the results presented in this paper are obtained.

## APPENDIX

We consider that reactions 1a) (or 1b)) correspond only to one reaction of type  $A \xrightarrow{k_1} B$ . During the dark period of time of pulsed exposure, the reaction is blocked. This leads to consider that one can concatenate the light-on periods. Thus kinetics are the same for pulsed or CW light, but with different rate constants, because of different intensities we have  $A(t) = A_0 \exp(-k_1 t)$ . Let us assume, that we reach the same B concentrations in both cases (CW or pulsed light). Thus,  $k_1^{CW} t_{CW} = k_1^P t_P$ . If the rate constants are assumed to be proportional to the intensity, we get  $I_P t_P = I_{CW} t_{CW}$ . So the required fluences are equal if there is no saturation effect or non-linear dependence on the intensity. Note that the number of absorbed photons is generally non proportional to the fluence. The fluence is  $\int_0^t I(t) dt$  and the number of absorbed photons is  $\int_0^t \alpha(t) I(t) dt$  where  $\alpha(t)$  is the time-dependent absorption coefficient. We have

$$\int_0^t \alpha(t) I(t) dt \approx \int_0^t A(t) I(t) dt \approx \frac{I}{k_1} (1 - \exp(-k_1 t))$$

Because  $I/k_1$  and  $k_1 t$  are the same in both cases for the same amount of product, the number of absorbed photons is also the same.

## REFERENCES

[1] K.O Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B.S. Kawasaki  
Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 647

[2] G. Meltz, W.W. Morey And W.H. Glenn  
Opt. Lett. 14 (1989) 823

[3] F. Ouellette  
I.E.E.E. Q.E. Vol 27 n°3 (1991) 796

[4] W.X. Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
Opt. Comm. 101 (1993) 85

*G. Meltz has recently pointed out to our attention that, for the first time, he reported the observation of a second order Bragg line at O.F.C in 1992 before the publication of paper [4]. The work of G. Meltz is not mentioned in reference [4] as, up to now, we did not have a knowledge of his observation.*

[5] W.X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J.F. Bayon, T. Georges, M. Monerie, and B. Poumellec  
Opt. Comm. 104 (1993) pp. 185-195

[6] M. Douay, W.X. Xie, E. Fertein, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
SPIE'S International Symposium, Optic's Québec, 1993

[7] G. Meltz and W. W. Morey  
Proc. SPIE Vol 1516, International Workshop on photoinduced self-organization effects in optical fiber, 1991, 185

[8] K.O Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson and J. Albert  
Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 1035

[9] D.K.W. Lam and B.K. Garside  
Appl. Opt. 20, 3 (1981) 440

[10] E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges

Elec. Lett. 27, 20 (1991) 1838

[11] R.M. Atkins, V. Mizrahi and T. Ergodam

Elec. Lett. 29, 4 (1993) 385

[12] H. Patrick and S.L. Gilbert

Opt. Lett. 18, 18 (1993) 1484

[13] J.L. Archambault, L. Reekie and P. St. J. Russell

Elec. Lett. 29, (1993) 453

[14] T.E. Tsai, E. J. Friebele and D.L. Griscom

Opt. Lett. 18, 12 (1993) 935

[15] D.P. Hand and P. St. J. Russell

Opt. Lett. 15 (1990) 102

[16] M. Poirier, S. Thibault, J. Lauzon and F. Ouellette

Opt. Lett. 18, 11 (1993) 870

## CARACTERISTIQUES DES FIBRES EN SILICE UTILISEES

Références de la fibre	Paramètres opto-géométriques	Dopants de la gaine	Dopants du coeur
A FPGA 469 Pr II	$\Phi_{\text{coeur}} = 1,8 \mu\text{m}$ $\Phi_{\text{ext}} = 110 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,68 \mu\text{m}$	F,P	Ge 17,5 % molaire Pr <sup>3+</sup> 500 ppm Al 0,5 % molaire $\Delta n^+ = 26,5 \cdot 10^{-3}$ $\Delta n^- = 3 \cdot 10^{-4}$
B	$\Phi_{\text{coeur}} = 1,8 \mu\text{m}$ $\Phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,74 \mu\text{m}$	F,P	Ge 19 % molaire Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , Nd <sup>3+</sup> $\Delta n^+ = 2,9 \cdot 10^{-2}$ $\Delta n^- = 0$
C FPG 2034	$\Phi_{\text{coeur}} = 2,2 \mu\text{m}$ $\Phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,97 \mu\text{m}$	F,P	Ge 28 % molaire $\Delta n^+ = 39 \cdot 10^{-3}$ $\Delta n^- = 0$
D BPG 285	$\Phi_{\text{coeur}} = 5 \mu\text{m}$ $\Phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 1,15 \mu\text{m}$	B,P	Ge 11,5 % molaire $\Delta n^+ = 1,33 \cdot 10^{-2}$ $\Delta n^- = 1,8 \cdot 10^{-3}$
E	$\Phi_{\text{coeur}} = 2,8 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,96 \mu\text{m}$	F,P	Ge 16,5 % molaire Er <sup>3+</sup> 50 ppm Al 1,8 % molaire
F	$\lambda_c = 0,85 \mu\text{m}$	F,P	Ge 14 % molaire Er <sup>3+</sup> 450 ppm Al 7 % molaire
I	$\lambda_c = 0,92 \mu\text{m}$	F,P	Ge 14 % molaire
K	$\lambda_c = 1 \mu\text{m}$	F,P	Ge 30 % molaire
FPGA 513 Nd	$\Phi_{\text{coeur}} = 2,2 \mu\text{m}$	F,P	$\Delta n^+ = 2,6 \cdot 10^{-2}$ $\Delta n^- = 0$

$\Delta n^+$ : Différence d'indice entre le coeur de la fibre dopée et la silice pure

$\Delta n^-$ : Différence d'indice entre la gaine de la fibre et la silice pure

ppm : ppm en masse

Tableau IV.1

**TYPICAL RESULTS OBTAINED WITHIN FIBRES A, C, I, AND K  
WHEN WRITING FIRST ORDER BRAGG GRATING ( $\lambda_{B1} \approx 1250$  nm) BY USING A CW  
LASER ( $\lambda_p = 244$  nm), OR BY USING A PULSED LASER ( $\lambda_p = 243$  nm)**

Fibre type CW light	Cumulated fluence required for reaching the saturation of the growth of the first grating	Cumulated fluence required for obtaining the (partial or complete) destruction of the first grating	Maximum value of the red shift	Remarks
A 60 W/cm <sup>2</sup>	35 kJ/cm <sup>2</sup> (R <sub>1</sub> = 0.45 spot size : 4 mm x 15 μm)	105 kJ/cm <sup>2</sup> 140 kJ/cm <sup>2</sup>	0.12 nm (110 kJ/cm <sup>2</sup> )	No evolution of the second grating reflectivity (R <sub>2</sub> = 0.9) for fluence within the range {264 kJ/cm <sup>2</sup> , 370 kJ/cm <sup>2</sup> }
C 80W/cm <sup>2</sup>	30 kJ/cm <sup>2</sup> (R <sub>1</sub> = 0.5 spot size : 2.4 mm x 15 μm)	{ 50 kJ/cm <sup>2</sup> - 60 kJ/cm <sup>2</sup> }	0.25 nm (50 kJ/cm <sup>2</sup> )	Saturation of the second grating reflectivity (R <sub>2</sub> = R <sub>max</sub> for 165 kJ/cm <sup>2</sup> )
I 72W/cm <sup>2</sup>	260 kJ/cm <sup>2</sup> (R <sub>1</sub> = 0.75 spot size : 2.8 mm x 15 μm)		0.68 nm ( $\lambda_{B1} = 1591$ nm)	slight erasure of the first grating after 730 kJ/cm <sup>2</sup> (R <sub>1</sub> = 0.48)
K 25W/cm <sup>2</sup>	1.5 kJ/cm <sup>2</sup> (R <sub>1</sub> = 0.4 spot size : 4 mm x 15 μm)	9 kJ/cm <sup>2</sup>	0.3 nm (6 kJ/cm <sup>2</sup> )	saturation of the second grating reflectivity (R <sub>2</sub> = R <sub>max</sub> ) for 26 kJ/cm <sup>2</sup>
Fibre type pulsed light	Number of pulses required for reaching the saturation of the growth of the first grating	Number of pulses required for obtaining the destruction of the first grating	Maximum value of the red shift	Remarks
A 270 mJ/cm <sup>2</sup>	6000 (1.6 kJ/cm <sup>2</sup> )	22000 (6 kJ/cm <sup>2</sup> )	0.25 - 0.4 nm	growth of a second grating starting after 22000 pulses
C 220mJ/cm <sup>2</sup>	5000 (1.1 kJ/cm <sup>2</sup> )	20000 (4.4 kJ/cm <sup>2</sup> )	0.45 nm	growth of a second grating starting after 20000 pulses
I 125 mJ/cm <sup>2</sup>	12000 L' = 8 mm $\lambda_{B1} = 1250$ nm or 1450 nm		not measured	first grating remaining saturated after 60000 pulses
K 425 mJ/cm <sup>2</sup>	2000 (0.85 kJ/cm <sup>2</sup> )	8600 (3.7 kJ/cm <sup>2</sup> )	0.6 nm	growth of a second grating starting after 8600 pulses

Tableau IV.2

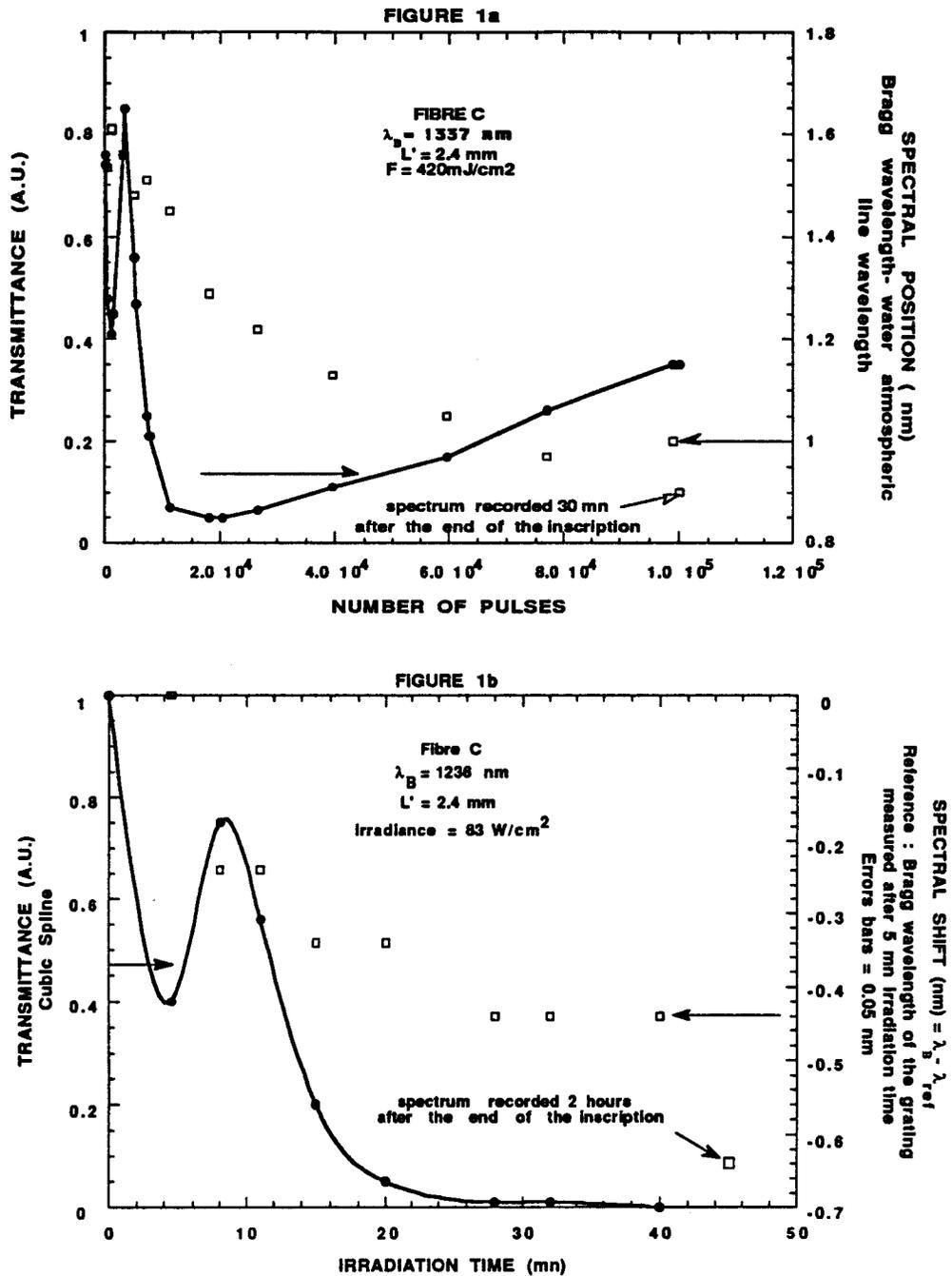


Figure 1 : First order spectrum characteristics of gratings written by exposure of fibre C either to pulsed light (figure 1a) or to CW light (figure 1b). The experimental conditions are displayed in the insets.

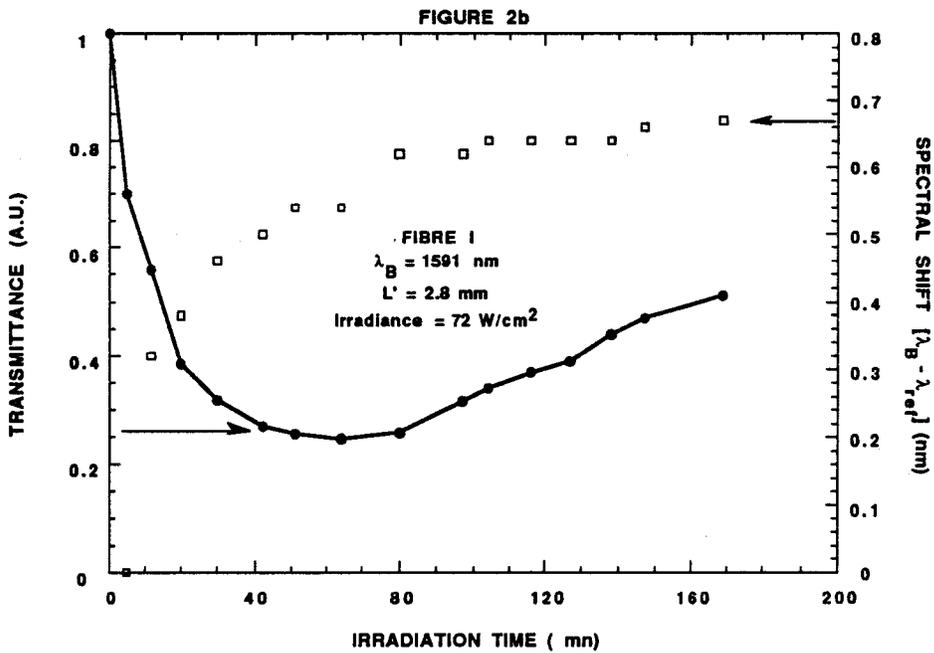
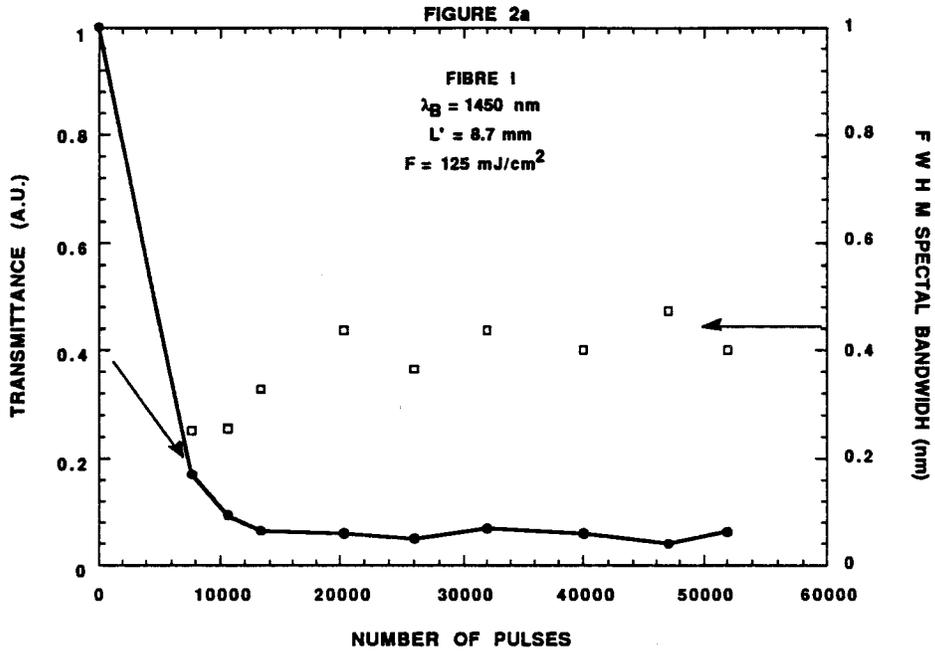


Figure 2 : First order spectrum characteristics of gratings written by exposure of fibre I either to pulsed light (figure 2a) to CW light (figure 2b). The experimental conditions are displayed in the insets.

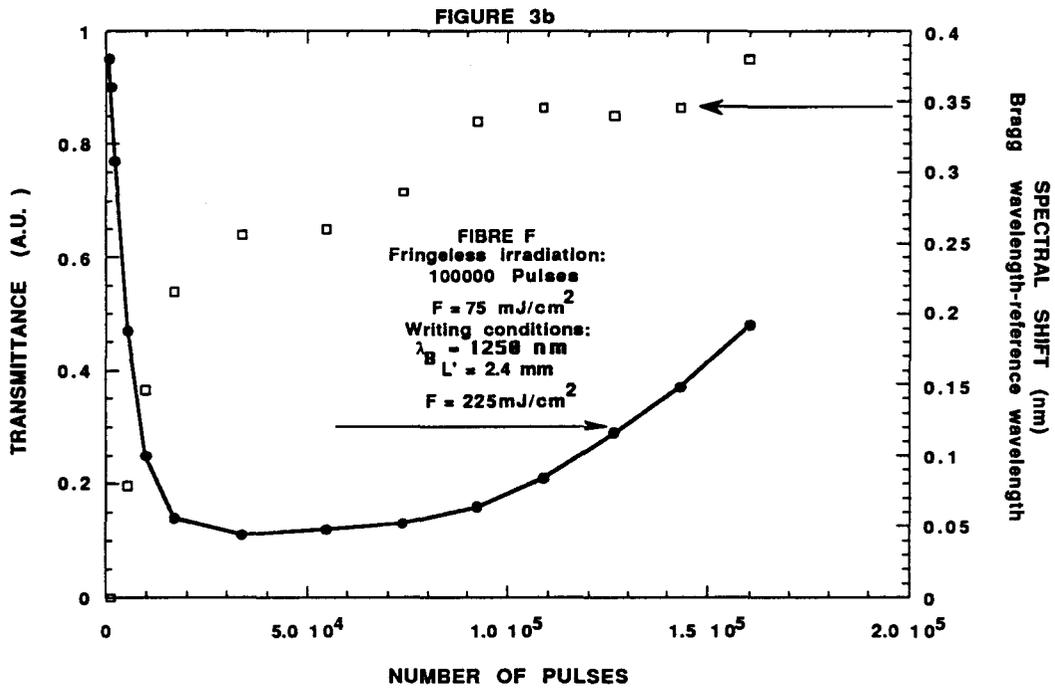
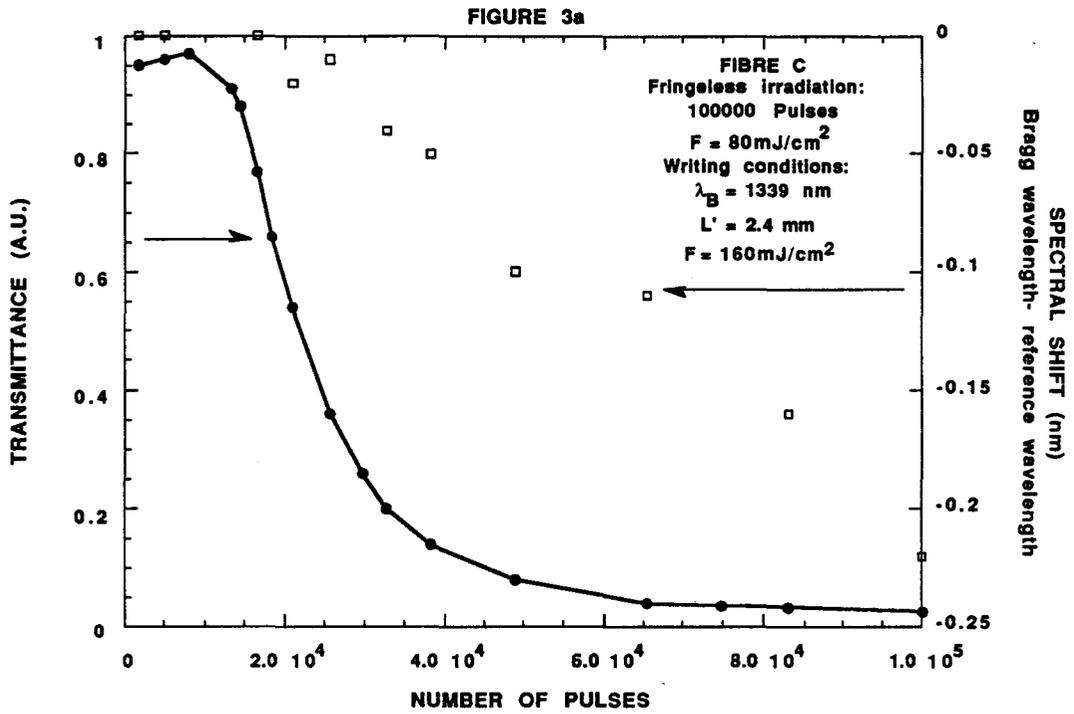


Figure 3 : First order spectrum characteristics of gratings written within fibre C (figure 3a) or fibre F after preparation of the fibres by pulsed fringeless irradiation of the fibres. The fringeless cumulated dose within fibre C is  $8\text{ kJ}/\text{cm}^2$  and  $75\text{ kJ}/\text{cm}^2$  within fibre F.

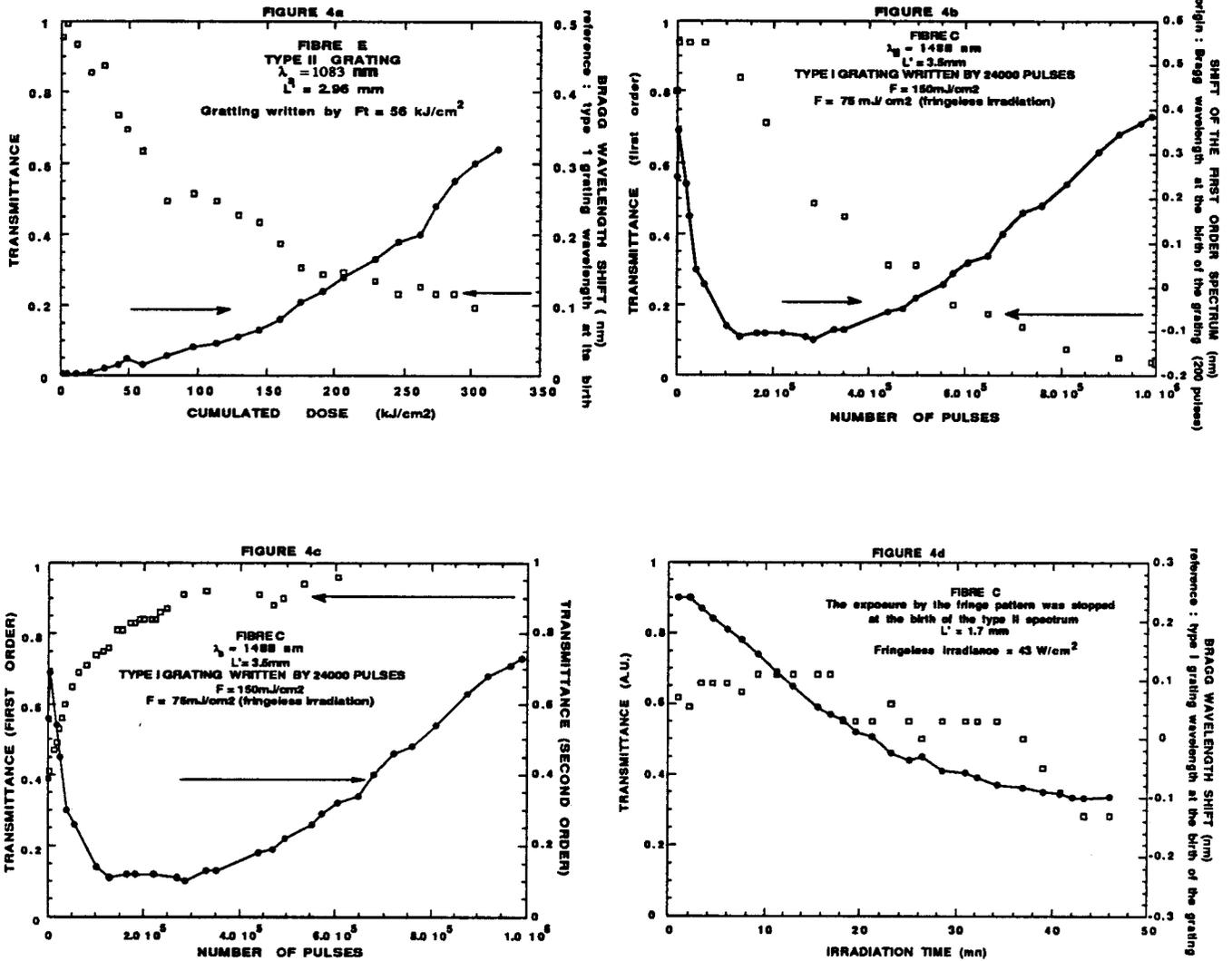


Figure 4 : Evolutions of grating transmission spectra in the course of fringeless exposure. The results of pulsed fringeless irradiations of a type 2 grating and of a type 1 grating are shown in figures 4a and 4b, 4c respectively. The spectral characteristic evolutions of a type 2 grating are displayed in figure 4d as a function of CW exposure time. The details of the experimental conditions are displayed in the insets.

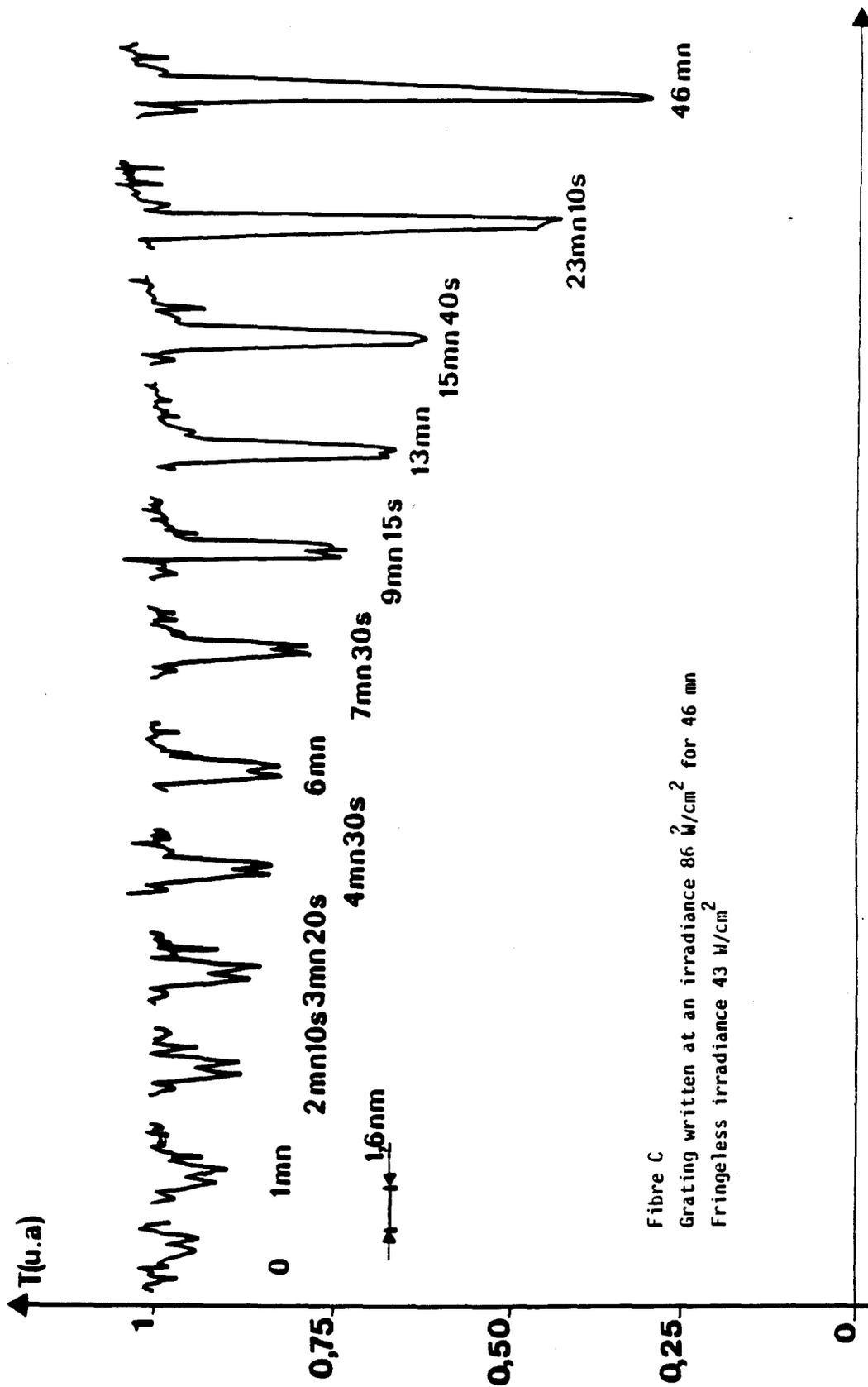


Figure 5 : Samples of transmission spectra of fibre C in the course of fringeless CW photobleaching. The fibre irradiance was  $43 \text{ W/cm}^2$ .



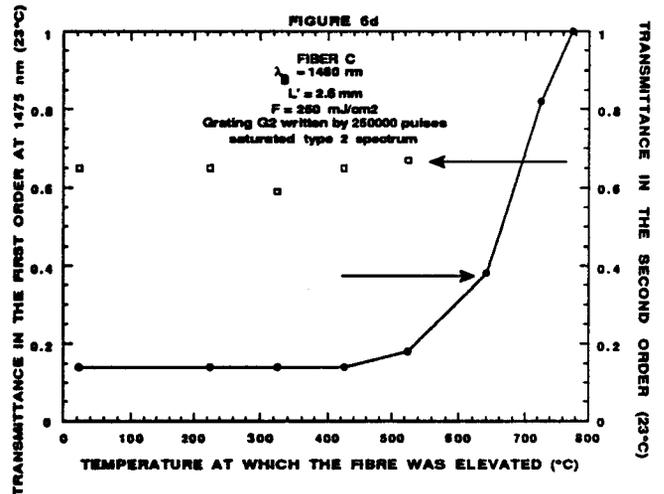
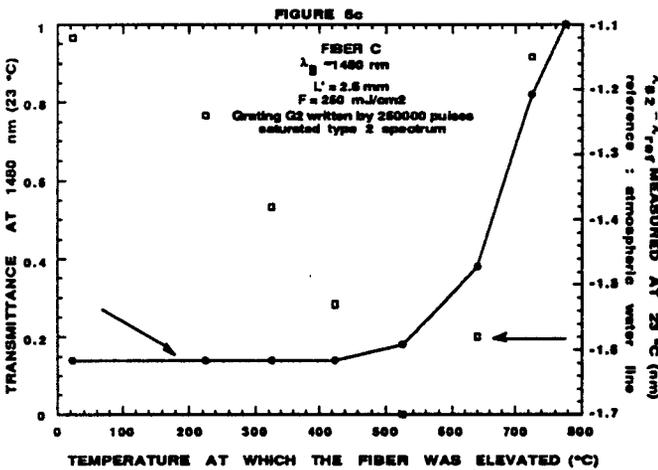
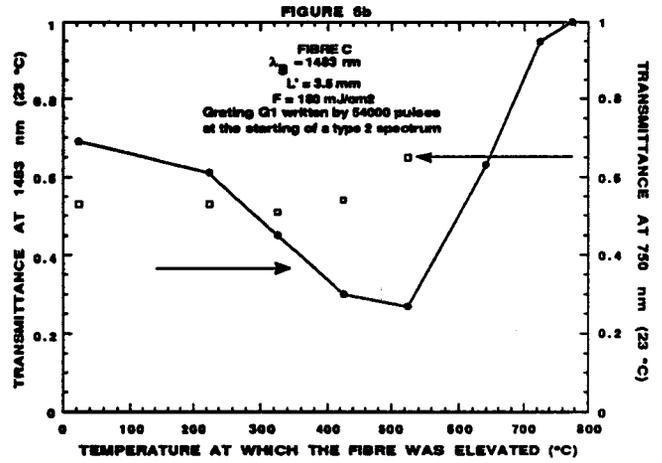
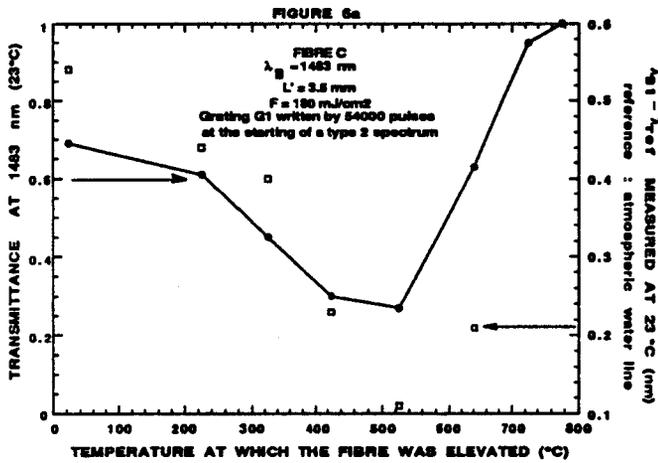


Figure 6 : Evolution of the characteristics of the spectra of gratings G1 and G2 in the course of thermal annealing experiments. G1 grating inscription was stopped at the birth of the type II spectrum. The G2 writing was extended up to the saturation of the type II spectrum.

Figure 6a shows the evolutions of the first order transmittance and of the Bragg wavelength of G1 as a function of the fibre temperature.

Figure 6b depicts the evolutions of the first and second order transmittances.

Figures 6c and 6d, drawn for G2 grating, correspond to figures 6a and 6b respectively.

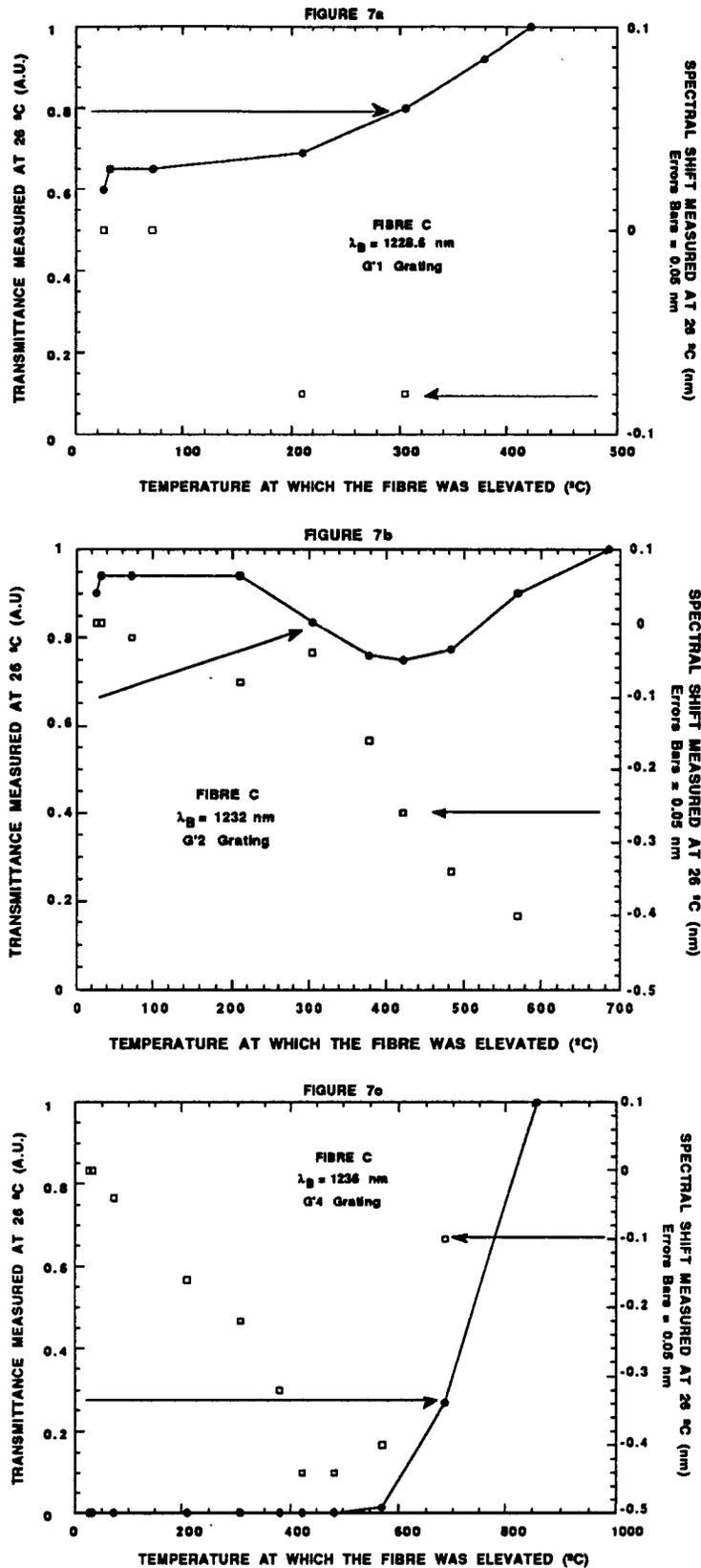


Figure 7 : Evolutions of the characteristics of the spectra of gratings G'1, G'2, G'4 in the course of thermal annealing experiments. Grating G'1 was a type I grating. The inscription of G'2 was stopped at the birth of the type II spectrum. G'4 was a saturated type II grating. G'1, G'2, G'4 were written by CW exposure.



# CHAPITRE V

## INSCRIPTION DE FILTRES PARTICULIERS (PHOTOREFRACTIVITE DE TYPE I)

### 1 - INTRODUCTION

La notion de réseaux de Bragg peut être généralisée pour définir un ensemble plus vaste de composants inscrits par effet photoréfractif dans les fibres : les composants à réseaux photoréfractifs. Ainsi, des lasers à fibres à cavité photo-inscrite ont été réalisés dans le laboratoire. L'élaboration de ces lasers a nécessité d'inscrire des réseaux de Bragg dont la longueur d'onde de Bragg est accordée sur une raie atomique ou encore des miroirs dont le coefficient de réflexion est très sélectif en longueur d'onde. La combinaison de plusieurs réseaux de Bragg permet de réaliser de tels miroirs ou filtres. Nous allons présenter ces travaux dans ce chapitre.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre IV, les conditions d'expérience fixent le type de photoréfractivité (type I, IIA ou II) qui correspond à la formation du réseau [1],[2],[3],[4]. Nous avons choisi d'utiliser des fluences et des temps d'irradiation correspondant à l'inscription de réseaux de type I. Ce choix a été dicté par les caractéristiques des réseaux obtenus dans ces conditions et par le degré de difficulté technologique. En effet, comme le montre la figure V.1, la largeur de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg inscrit dans les conditions d'obtention de la photoréfractivité de type I est souvent plus étroite que lorsque le réseau est inscrit dans les conditions de la photoréfractivité de type IIA.

**EVOLUTION DE LA TRANSMISSION SPECTRALE  
ET DE LA LARGEUR SPECTRALE A MI-HAUTEUR D'UN  
RESEAU DE BRAGG AU COURS DE L'IRRADIATION**

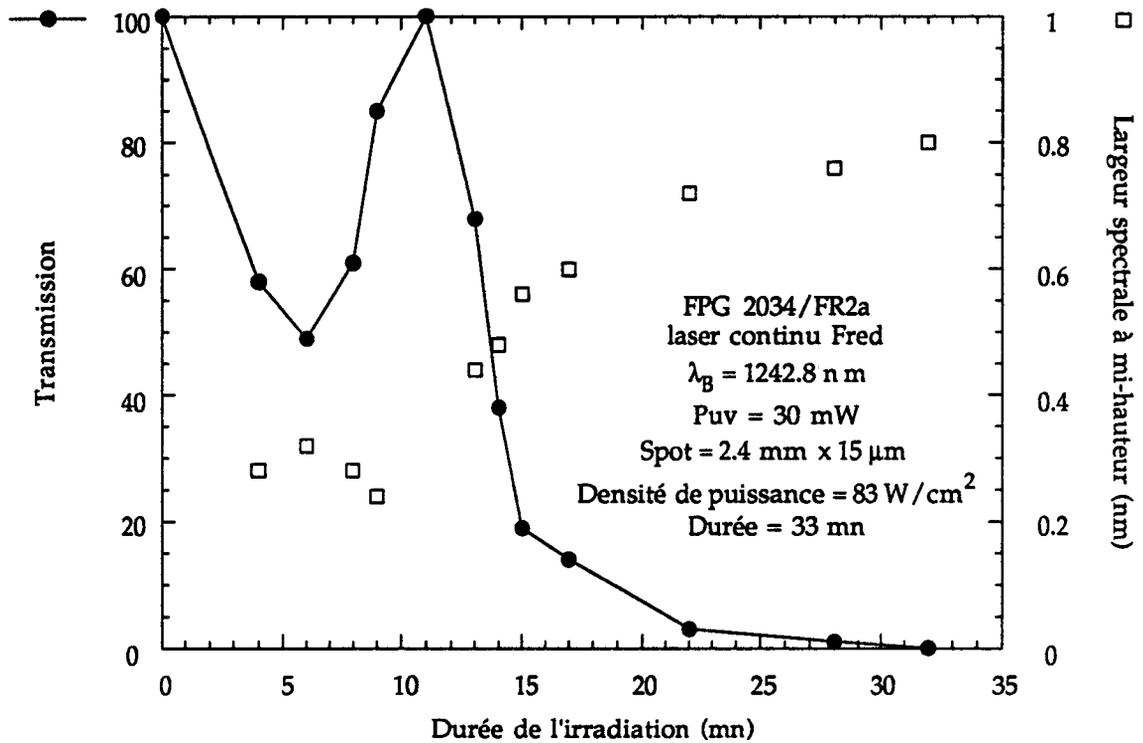


Figure V.1

Ainsi, par exemple, pendant l'expérience dont les résultats sont présentés sur la figure V.1, la transmission spectrale du réseau atteint un premier minimum égal à 50 %, sa largeur spectrale à mi-hauteur vaut alors 0,3 nm. Après 11 minutes d'irradiation en régime continu, le spectre de transmission du réseau de Bragg disparaît ( $T = 100 \%$ ). Lorsque l'irradiation est prolongée, un nouveau spectre se reforme, la transmission chute de 100 % à 0 %, la largeur spectrale croît jusqu'à 0,8 nm. A coefficient de transmission égal (50 %), la largeur spectrale est égale à 0,3 nm en type I et à 0,5 nm en type IIA. D'autre part, au cours de l'inscription, la longueur d'onde de Bragg du réseau se déplace vers le rouge en type I, puis vers le bleu en type IIA. Si l'on veut fixer avec précision la longueur d'onde de Bragg du réseau, il est plus facile de prévoir le déplacement de la longueur d'onde en type I (croissant) qu'en type IIA (croissant puis décroissant). Enfin l'utilisation de ces réseaux pour former

les cavités des lasers à fibre implique que ceux-ci doivent induire de faibles pertes. Les réseaux de Bragg réalisés en une impulsion dans les conditions de photoréfractivité de type II induisent des pertes importantes [2],[4]. Pour les différentes raisons que nous venons de vous présenter, les filtres particuliers dont nous allons décrire la réalisation (réseaux de Bragg accordés sur une raie atomique, filtres Perot-Fabry et réseaux de Moiré) ont été inscrits à l'aide de la photoréfractivité de type I. La méthode de photo-inscription de réseaux de Bragg et de filtres P.F., est présentée en détail dans le chapitre II, paragraphe 4bβ2. C'est la méthode par division du front d'onde utilisant un prisme pour réaliser le champ d'interférences. La source UV utilisée est un laser pulsé ou continu. Durant l'inscription des réseaux, la transmission spectrale de la fibre est enregistrée dans une zone spectrale entourant la longueur d'onde de Bragg en utilisant une source blanche, un spectromètre de haute résolution (résolution théorique de 240000) et un détecteur infrarouge ou un tube photomultiplicateur.

## **2 - RESEAUX DONT LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG EST ACCORDEE AU VOISINAGE D'UNE RAIE ATOMIQUE**

Le problème posé est le suivant : comment accorder la longueur d'onde de Bragg d'un réseau ou la longueur d'onde d'un laser à fibre au voisinage d'une transition atomique ou moléculaire, avec une précision de l'ordre de 0.1 nm.

Le spectre de transmission de la fibre dans laquelle est inscrit le réseau de Bragg est enregistré à l'aide d'un spectromètre. Il s'agit de suivre la dynamique de la croissance du réseau de Bragg [5], et, notamment le déplacement de sa longueur d'onde de Bragg [6]. La précision absolue de la mesure d'une longueur d'onde  $\lambda$  réalisée au moyen du spectromètre est de

l'ordre de  $\pm 1$  nm dans le domaine de l'infrarouge. La précision relative des mesures de longueur d'onde, en référence à une raie atomique ou moléculaire est par contre, de l'ordre de  $\pm 0.02$  nm. Il est donc nécessaire d'utiliser une référence spectrale connue (raie d'étalonnage) afin de calibrer le spectromètre avec une plus grande précision absolue. Les longueurs d'onde des raies moléculaires ou atomiques utilisées sont situées dans le domaine spectral s'étendant du visible à l'infrarouge (par exemple : raies obtenues à l'aide de lampes spectrales ou raies d'absorption de l'eau contenue dans l'air).

La figure V.2 montre le spectre de transmission d'un réseau dont la longueur d'onde de Bragg est proche de la longueur d'onde 1082.908 nm de la transition  $^3S_1 - ^3P_0$  de l'Hélium (raie  $D_0$ ).

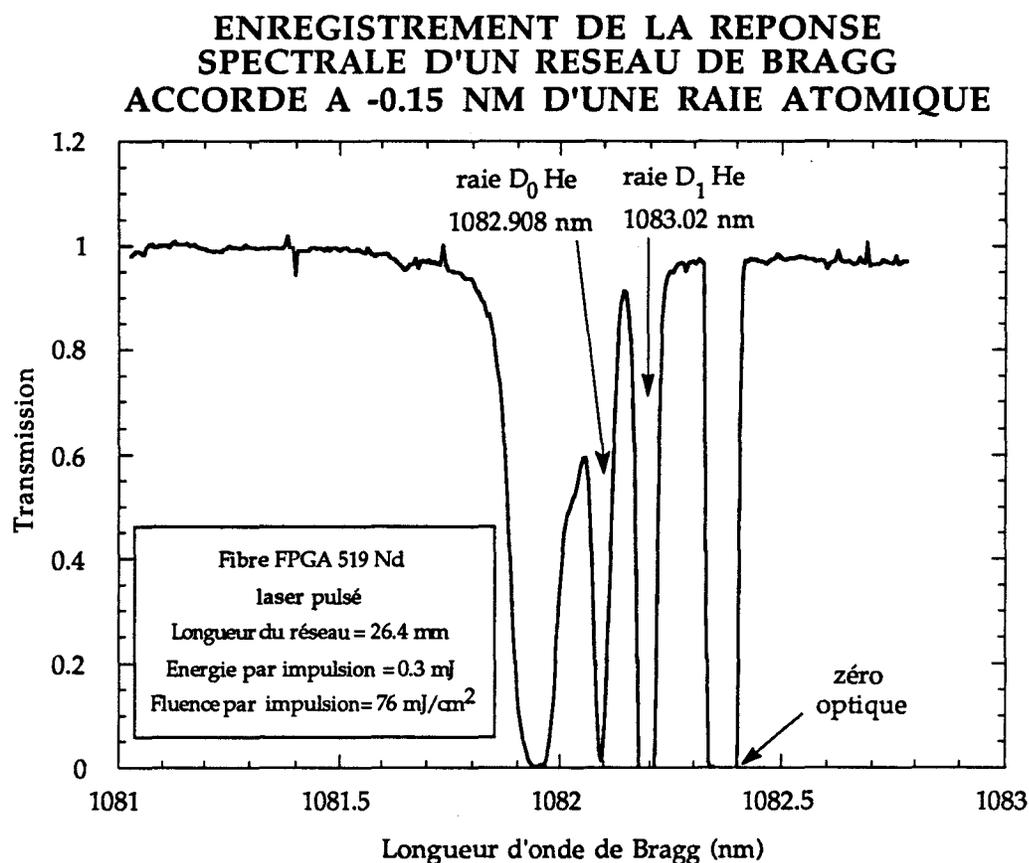


Figure V.2

Le réseau de Bragg est inscrit dans la fibre FPGA 519 Nd, dont les caractéristiques optogéométriques sont rassemblées dans le tableau IV-1 du chapitre IV. La raie  $D_0$  de l'Hélium et le réseau de Bragg sont séparés de 0,14 nm. Pour atteindre ce résultat, le protocole expérimental suivant est suivi. Il est tout d'abord nécessaire de déterminer l'ordre de grandeur de la translation de la longueur d'onde de Bragg du réseau au cours de son inscription. Cette translation dépend du type de fibre utilisée et des conditions de l'irradiation de la fibre (et donc du facteur de réflexion du réseau). Une première inscription d'un réseau d'essai de mêmes caractéristiques que celui que nous nous proposons d'inscrire permet de déterminer cette donnée. La longueur d'onde de Bragg du réseau que nous cherchons à inscrire est alors fixée à la longueur d'onde de Bragg souhaitée moins la translation que nous venons de mesurer. Un deuxième réseau faiblement réflecteur est inscrit en fixant la durée d'irradiation de façon à ce que la chute de transmission soit inférieure à 5 %. L'écart entre la longueur d'onde prévue et la longueur d'onde de résonance effective du réseau de Bragg est mesuré à l'aide de la raie de référence. Cet écart provient de la dispersion des caractéristiques optogéométriques de la fibre le long de son axe. La longueur d'onde de Bragg souhaitée est corrigée en fonction de l'écart mesuré. A cet effet, on procède à un ajustement de l'angle d'incidence du faisceau ultraviolet sur l'interféromètre. Un nouveau réseau est alors inscrit au même endroit sur la fibre. Cette nouvelle irradiation efface dans un premier temps l'ancien réseau puis reconstruit un nouveau réseau. L'irradiation de la fibre est poursuivie jusqu'à l'obtention du pouvoir réflecteur souhaité. Il est toutefois possible que la longueur d'onde souhaitée ne soit pas atteinte car la translation de la longueur d'onde de Bragg du réseau (fixée par les conditions d'irradiance et de visibilité des franges) peut varier d'une expérience à une autre. Dans ce cas, l'inscription est recommencée. Cependant, le plus souvent, notre protocole expérimental nous permet

d'inscrire le réseau en une seule série d'opérations avec une précision de l'ordre de 0.1 nm.

### **3 - FILTRES PEROT-FABRY**

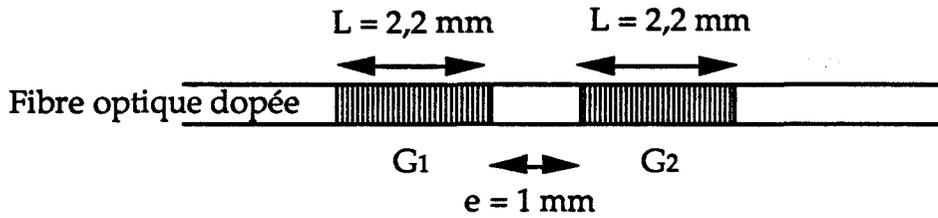
Les interféromètres Perot-Fabry (P.F.) construits à l'aide de deux réseaux de Bragg photo-inscrits sont très prometteurs puisqu'ils constituent des filtres à bande spectrale très étroite qui peut être rendue inférieure au GHz. De ce fait, ils trouvent des applications concernant le multiplexage ou le démultiplexage dense de longueurs d'onde dans les télécommunications [7], ou comme filtres de poursuite dans la détection de longueurs d'onde [8],[9].

La réalisation de réflecteurs à bande spectrale étroite et de coefficient de transmission faible (proche de 0 %) présente également un intérêt certain dans la réalisation de source de faible largeur. Nous avons établi expérimentalement et théoriquement que, pour une longueur fixée de réseau, l'obtention d'un pouvoir réflecteur élevé du réseau s'effectue toujours au prix d'une augmentation de la largeur spectrale de la réponse du filtre (voir chapitre VI). Une façon de tourner cette difficulté consiste à remplacer l'inscription d'un réseau très réflecteur par celle d'une structure de type Perot-Fabry utilisée en réflexion.

#### **3a - Réalisation d'interféromètres de Perot-Fabry photo-inscrits dans des fibres germanosilicates**

Nous présentons le protocole expérimental que nous avons suivi pour inscrire des structures Perot-Fabry utilisées comme réflecteurs permettant de former des cavités laser. Un exemple de structure Perot-Fabry est présenté sur la figure V.3

## SCHEMA D'UN PEROT-FABRY INSCRIT DANS LE COEUR D'UNE FIBRE



Conditions d'inscriptions d'un réseau :  
 Fibre FPG A Nd  
 Laser pulsé, Nombre de tirs = 2130  
 Energie par impulsion = 0,4 mJ  
 Dimensions du spot = 2,2 mm x 15 μm

Figure V.3

Deux réseaux  $G_1$  et  $G_2$  séparés d'une distance  $e = 1 \text{ mm}$  sont inscrits dans le cœur de la fibre. Les deux réseaux  $G_1$  et  $G_2$  inscrits dans les mêmes conditions expérimentales [5], sont de même longueur 2,2 mm. Dans l'exemple présenté les réseaux ont été inscrits en régime pulsé, avec 2130 impulsions d'énergie 0,4 mJ par impulsion. La longueur d'onde de Bragg de chaque réseau est égale à 1081,8 nm, le coefficient de transmission  $T$  est égal à 0,28 ( $R = 1 - T = 0,72$ ) et la largeur spectrale de chaque filtre est égale à 0,3 nm.

Nous pouvons calculer le facteur de réflexion maximum  $R_{PF}$  de la structure P.F. à l'aide des coefficients de réflexion  $R$  des réseaux de Bragg en utilisant les relations de l'optique massive qui restent adaptées au cas d'un Perot-Fabry sans perte formé par des miroirs sélectifs distribués dans la fibre (voir chapitre VI).

$$R_{PF} = \frac{4R}{(1+R)^2} \quad \text{V.1}$$

Comme le montre l'expression V. 1, le facteur de réflexion  $R_{PF}$  de la structure est supérieur au facteur de réflexion  $R$  de chaque réseau (par exemple  $R = 0,72$  ;  $R_{PF} = 0,97$ ). L'élargissement spectral provoqué par une saturation de la réflectivité des réseaux est ainsi limité. Le facteur de réflexion maximum du Perot-Fabry est alors voisin de 1.

La courbe de transmission spectrale de la structure Perot-Fabry est représentée sur la figure V. 4-a. Le pic de réflectivité spectrale est affiné par les pics de transmission du Perot-Fabry. Sa largeur spectrale est de ce fait plus fine que celle de chaque réseau. Dans les conditions de l'expérience, la valeur de l'intervalle entre ordres du Perot-Fabry est telle que l'interféromètre est accordé sur une résonance à la longueur de Bragg des deux réseaux  $\lambda_B$  (ordre entier). Cette situation s'avère défavorable car le pouvoir réflecteur de la structure est minimal à  $\lambda_B$  alors que l'objectif poursuivi consiste à le rendre maximal.

L'accord fin du Perot-Fabry constitue la seconde étape de la réalisation de cette structure Perot-Fabry.

Nous avons réalisé cet accord en augmentant légèrement la valeur de l'indice du cœur de la fibre sur une petite zone localisée entre les réseaux  $G_1$  et  $G_2$ . A cet effet, nous avons procédé à une irradiation uniforme de cette zone. Comme l'ont montré E. Fertein et al. [6], l'irradiation d'une fibre par un faisceau ultraviolet ( $\lambda \approx 248$  nm) se traduit par une augmentation  $\Delta n$  de l'indice de réfraction du cœur de la fibre. Il en résulte une variation  $\Delta n_{eff}$  de l'indice effectif du mode qui peut être déterminée au moyen de la relation approchée V.2 [5].

$$\Delta n_{eff} = \eta(V) \Delta n \quad V.2$$

$\eta(V)$  désigne le facteur de confinement et sera calculé dans le chapitre VI.

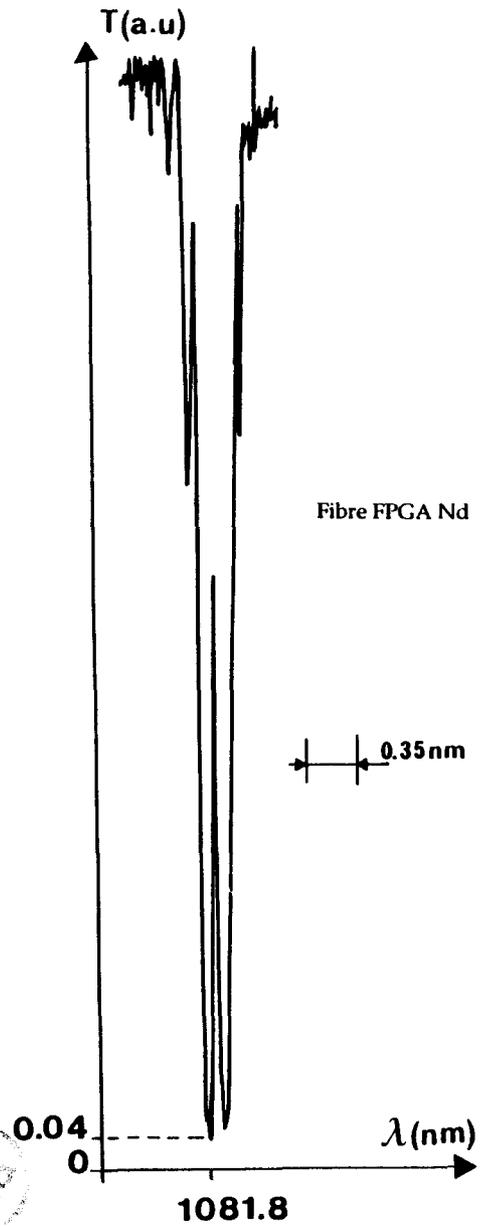


Figure V.4 - a

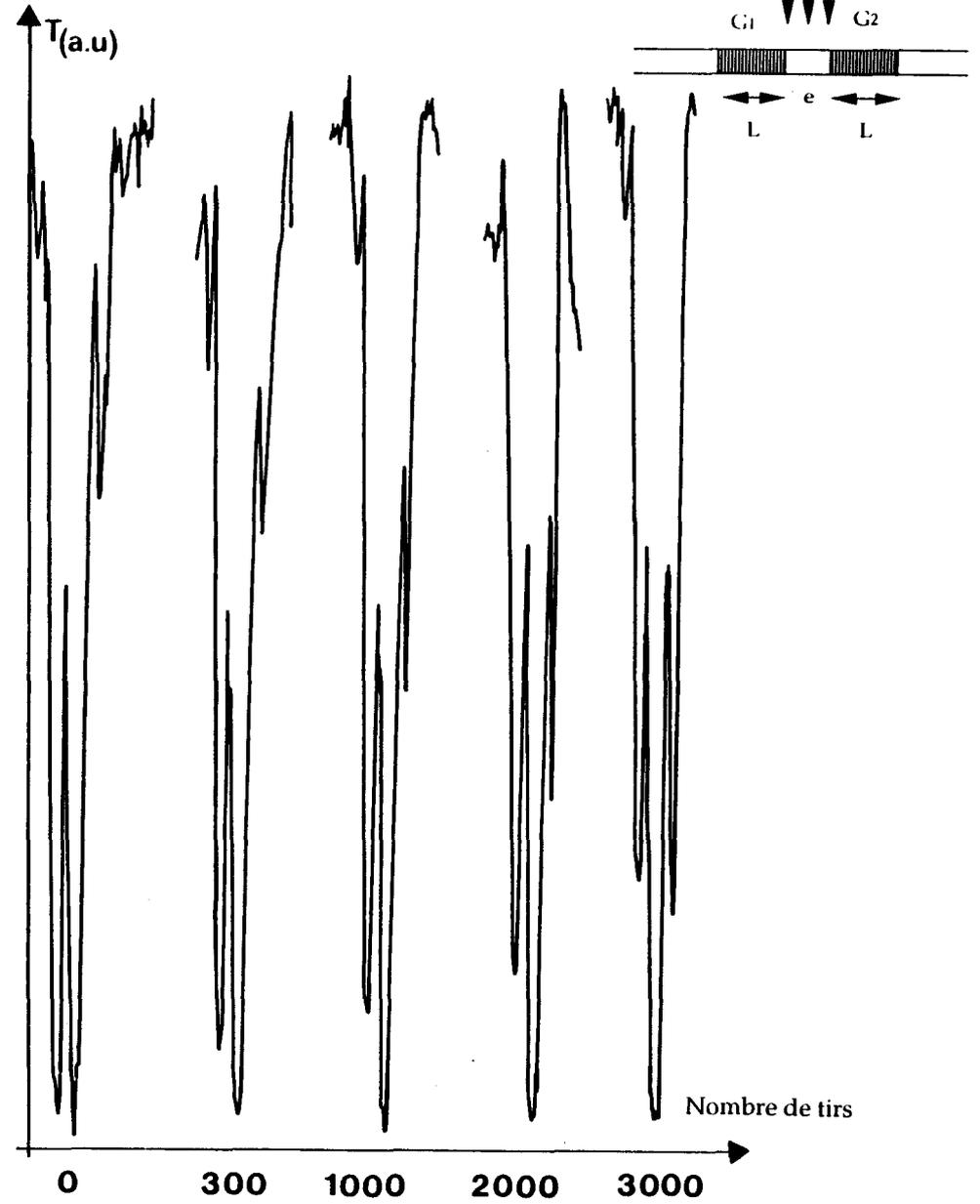


Figure V.4 - b

L'épaisseur optique de l'interféromètre de P.F. est donc modifiée lors de l'irradiation de la zone de fibre comprise entre les deux réseaux de Bragg. L'intervalle entre ordres diminue sous l'effet de l'irradiation si bien que l'ordre d'interférences à  $\lambda_B$  augmente et passe d'une valeur entière (fig. V.4 - a) à la valeur demi-entière suivante (fig. V.4 - b). Les différentes étapes de cette irradiation uniforme sont présentées sur la figure V.4 - b. Le facteur de réflexion de la structure est donc maximum à  $\lambda_B$ . Il est égal à  $R_{\max} = 1 - T = 0,97$  en bon accord avec le résultat numérique que l'on peut déduire de la relation V.1 en y insérant la valeur expérimentale de  $R = 0,72$ .

La largeur spectrale de la structure Perot-Fabry est de l'ordre de 0,16 nm. La structure obtenue est donc plus réfléchive et plus sélective en longueur d'onde que le réseau de Bragg initial utilisé pour la réalisation du Perot-Fabry.

Ce type de structure a été utilisé avec succès pour la réalisation de lasers monomodes au CNET et au L.D.M.P. [10]

### **3b - Caractérisations des réponses spectrales des interféromètres de Perot-Fabry photo-inscrits dans des fibres germanosilicates**

Nous présentons ici une expérience de caractérisation précise des propriétés spectrales d'un Perot-Fabry à fibre. Nous avons réalisé plusieurs filtres P.F.. La longueur d'onde de résonance de ces filtres se situe autour de 817 nm. Nous avons inscrit les réseaux constituant les P.F. à l'aide d'une source UV continue en suivant le protocole décrit dans le paragraphe 3a. De plus, nous avons contrôlé les conditions d'inscription du deuxième réseau de façon à ce que son facteur de réflexion soit le plus voisin possible du facteur de réflexion du premier. A cet effet, au cours de l'inscription du deuxième réseau, la partie

de la fibre dans laquelle le premier réseau est inscrit était refroidie à l'aide d'un léger courant d'azote liquide. Il était aussi possible de séparer les spectres de transmission des deux réseaux ( $\lambda_{B1} < \lambda_{B2}$ ) et donc de mesurer en permanence leur coefficient de réflexion. La fibre germanosilicate utilisée dans cette expérience possède les caractéristiques suivantes: diamètre de cœur  $\Phi_c = 1,8 \mu\text{m}$ , longueur d'onde de coupure du mode LP11,  $\lambda_c = 680 \text{ nm}$ . Cette fibre est codopée par 500 ppm de  $\text{Pr}^{3+}$  et 17,5% de mole de Ge. Le filtre P.F. est constitué de deux réseaux 1 et 2 identiques ( $L = 4,2 \text{ mm}$  et  $\lambda_B = 817 \text{ nm}$ ), distants d'une longueur de fibre non irradiée de  $e = 4 \text{ mm}$ . Le pouvoir de transmission de chaque réseau est de 30%. Les transmissions spectrales des filtres P.F. ont été enregistrées à l'aide d'une diode laser émettant une longueur d'onde proche de 817nm. La largeur spectrale à mi-hauteur de la source vaut environ 200MHz. Le montage expérimental est représenté sur la figure V.5.

### SCHEMA DU DISPOSITIF UTILISE POUR ENREGISTRER LA REPONSE SPECTRALE D'UN PEROT-FABRY INSCRIT DANS UNE FIBRE OPTIQUE

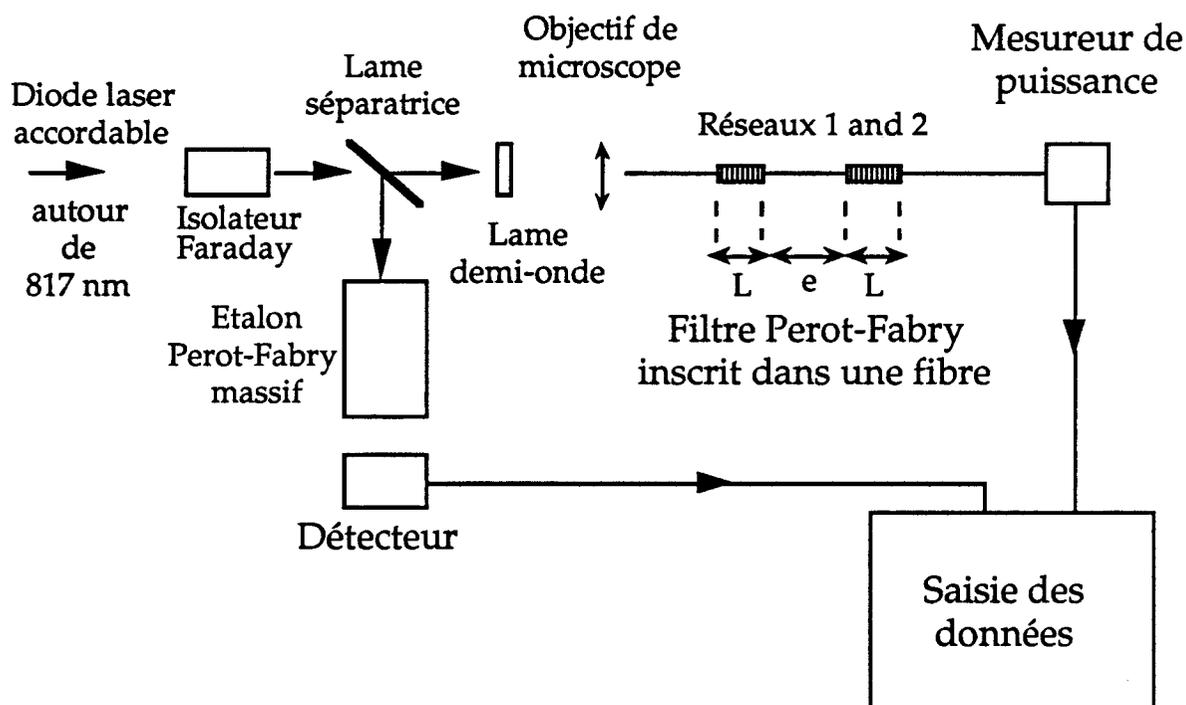


Figure V.5

Le faisceau issu de la diode laser est injecté longitudinalement à travers un objectif de microscope (X32) dans le cœur de la fibre. Un isolateur de Faraday est inséré entre la diode laser et l'objectif de microscope afin de réduire les retours de puissance optique vers la diode. La puissance transmise à travers la fibre est détectée à l'aide d'un mesureur de puissance et d'un enregistreur graphique. Ce dispositif permet de suivre et d'enregistrer l'évolution du signal détecté en fonction du temps. La longueur d'onde de l'émission de la diode laser est "balayée" continûment sur la zone spectrale du filtre en modifiant sa température de fonctionnement. Les paramètres de fonctionnement "courant" et "température" de la diode ont été choisis de façon à éviter tout saut de mode pendant le balayage en longueur d'onde de l'émission. Une lame séparatrice extrait une partie du faisceau émis par la diode et le réfléchit vers un étalon Perot-Fabry (finesse de 200 et intervalle spectral libre de 10 GHz). Cet étalon fournit un spectre cannelé de référence qui permet de calibrer la fréquence du spectre de transmission du Perot-Fabry à fibre. Deux séries de maximum dues à la biréfringence de la fibre sont observées dans son spectre de transmission. Cette observation a été décrite auparavant par G. Meltz et al. [7]. Une lame demi-onde placée entre la lame séparatrice et l'objectif de microscope permet d'aligner l'état de polarisation linéaire du faisceau laser avec les axes principaux de la fibre. L'orientation de la lame demi-onde est ajustée de façon à sélectionner l'une des deux séries de maxima.

Il est tout d'abord nécessaire de vérifier que les longueurs d'onde des deux réseaux constituant le filtre P.F. sont identiques. Dans ce but, une expérience, permettant de déplacer une longueur d'onde de Bragg par rapport à l'autre en fonction d'un paramètre physique et d'en mesurer le déplacement, a donc été réalisée au laboratoire.

La variation de la longueur d'onde en fonction de l'élongation ou de l'élévation thermique de la fibre a été précédemment étudiée au laboratoire [11],[12]. La variation relative de longueur d'onde  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  en fonction de l'élongation relative  $\frac{\Delta L}{L}$  d'une longueur de fibre L est calculée à l'aide de la formule suivante [11]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0,78 \frac{\Delta L}{L} \quad \text{V.3}$$

La variation de longueur d'onde  $\Delta\lambda$  (nm) en fonction de la variation de la température  $\Delta T$  (K) a été mesurée dans ce type de fibre et développée en polynôme comme suit [12]:

$$\Delta\lambda = 7,10^{-3}.\Delta T + 4,8.10^{-6}.\Delta T^2 \quad \text{V.4}$$

La modification de la longueur d'onde de Bragg d'un des deux réseaux peut *a priori* être effectuée par élongation de la partie de fibre contenant celui-ci. L'élongation de la partie de fibre contenant un des deux réseaux nécessite de maintenir fixe la partie de fibre contenant le deuxième réseau. Cette opération est difficile à réaliser compte tenu de la distance séparant les deux réseaux (4 mm). C'est pourquoi, la modification de la longueur d'onde de Bragg a été réalisée par élévation ou abaissement thermique de la partie de fibre contenant un des deux réseaux. Cette modification thermique a été effectuée à l'aide d'un module à effet Peltier régulé en température.

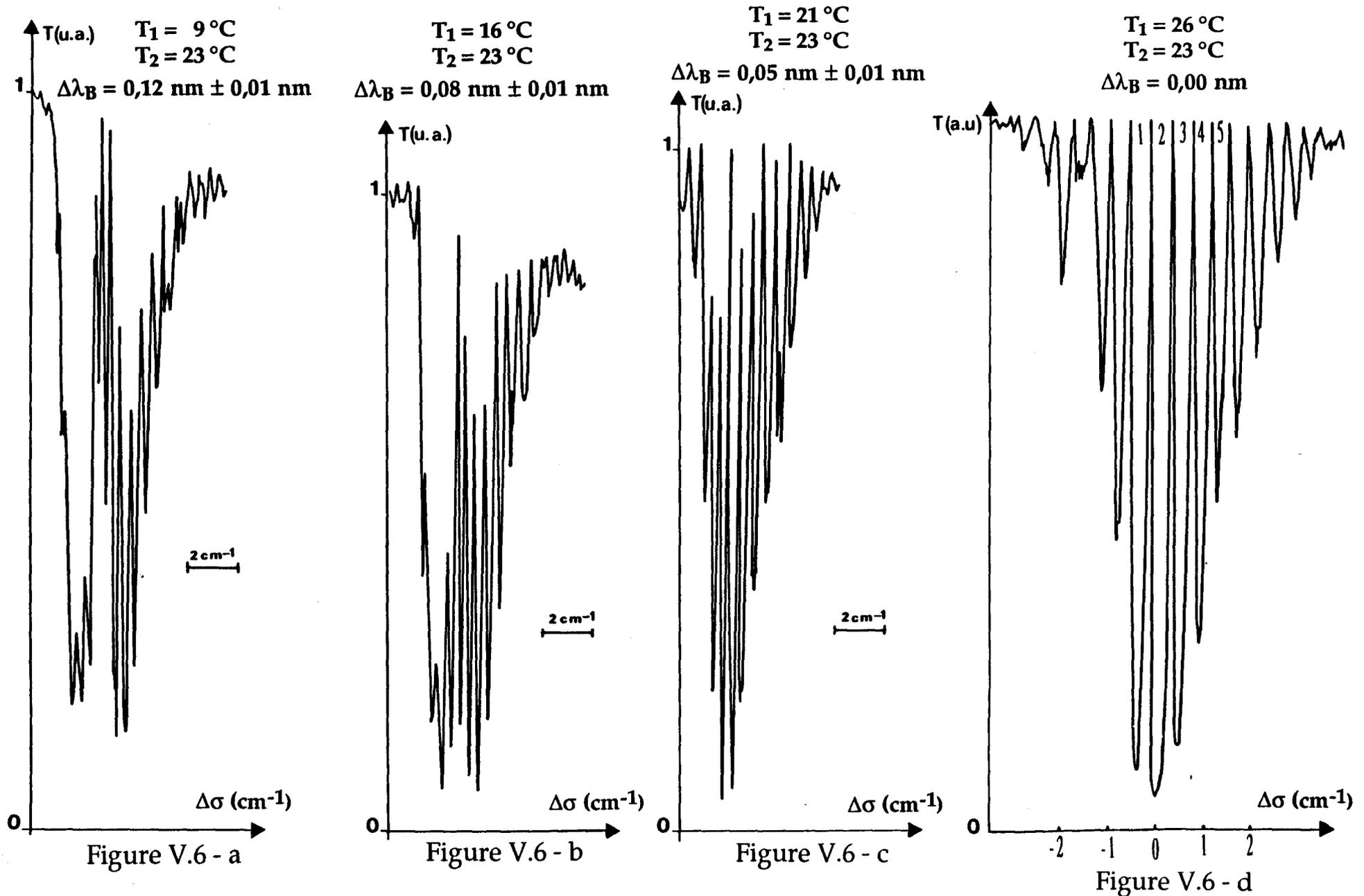
Les figures V.6 - a,b,c,d représentent les différentes courbes de transmission spectrale d'un filtre P.F. lorsque l'on fait passer la température  $T_1$  du réseau 1 de 9 °C à 26 °C alors que l'autre réseau 2 est maintenu à température ambiante ( $T_2 = 23$  °C).

Sur la figure V.6 - a, on distingue nettement les transmissions spectrales des réseaux 1 et 2, dont les longueurs d'onde de Bragg sont distantes de  $0,12 \text{ nm} \pm 0,01 \text{ nm}$  lorsque le réseau 1 est à la température de  $9 \text{ }^\circ\text{C}$ . L'autre réseau est à la température ambiante de  $23 \text{ }^\circ\text{C}$ . Sur ce spectre, les réponses spectrales des réseaux apparaissent dissymétriques par rapport aux longueurs d'onde de Bragg. Cette dissymétrie est due au fait que le profil de la variation photoinduite de l'indice de réfraction de chaque réseau décroît le long de l'axe  $z$  de la fibre. Ce point sera détaillé dans le chapitre VI lors de la modélisation des filtres. L'augmentation de la température du réseau 1 se traduit par une augmentation de la longueur d'onde de Bragg, comme on peut le voir sur les figures V.6 - a,b,c,d. Les maxima de transmissions du filtre P.F. augmentent alors jusqu'à ce qu'ils soient très proches de l'unité (figure V.6 - d). Dans ce cas, les longueurs d'onde de Bragg des deux réseaux sont identiques dans l'intervalle de précision expérimental de  $0,01 \text{ nm}$ . La figure V.6 - d représente alors la transmission spectrale d'un filtre P.F. accordé.

Les mesures de l'Intervalle Spectral Libre (ISL) en fonction de la longueur d'onde ont été effectuées dans les conditions de la figure V.6 - d. Il apparaît que celui-ci n'est pas constant comme dans un interféromètre P.F. constitué de miroirs massifs (figure V.6-d). Le tableau V.1 indique des variations relatives de 10 % de l'ISL. L'intervalle spectral libre est minimum près de la longueur d'onde de Bragg des réseaux (au centre de la réponse spectrale du filtre), puis, il augmente lorsqu'on s'éloigne de ce centre. De même la finesse évolue en fonction de la longueur d'onde : elle est maximale au centre du filtre et proche de 10.

La variation de l'intervalle spectral libre sera discutée dans le chapitre VI. Elle résulte du fait que le réseau de Bragg est un réflecteur distribué.

# DIFFERENTES ETAPES DE L'ACCORD FIN DES LONGUEURS D'ONDE DE DEUX RESEAUX DE BRAGG INSCRITS AU COEUR DE LA FIBRE CONSTITUANT UN PEROT-FABRY



## MESURE EXPERIMENTALE DES INTERVALLES SPECTRAUX LIBRES D'UN PEROT-FABRY INSCRIT DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Numéro de l'intervalle spectral libre	1	2	3	4	5
Mesure expérimentale de l'ISL (GHz)	12,6	14,2	13,2	12,6	11,6

Tableau V.1

### 4 - RESEAU DE MOIRE

En 1990, Reid et al. [13] ont montré qu'il est possible de réaliser un filtre de Moiré intégré dans une fibre. Ce filtre était caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 0,04 nm et était accordé à une longueur d'onde proche de 1500 nm. Dans l'expérience de Reid, la fibre monomode était polie transversalement jusqu'à quelques microns du cœur de la fibre. La partie polie de la fibre était ensuite recouverte d'un film fin de résine photosensible. Un réseau de Moiré était ensuite réalisé dans la résine photosensible à l'aide d'une double exposition à des champs d'interférences de pas légèrement différent. Après développement de la résine photosensible, le film était recouvert d'oxyde d'Aluminium et de liquide d'indice. Ces opérations nombreuses et délicates rendaient la réalisation de ce composant difficilement applicable sur le plan industriel. De plus, l'accord en longueur d'onde de ce filtre ne pouvait se faire que par modification thermique du composant. Nous avons voulu démontrer

la faisabilité d'une expérience de réalisation d'un réseau de Moiré dans le cœur d'une fibre en utilisant une simple technique de réseaux de Bragg.

L'inscription de deux réseaux de Bragg de périodicité légèrement différente sur la même zone d'une fibre de forte photosensibilité donne naissance à un filtre de Moiré [14]. Le profil d'indice longitudinal d'un réseau de Bragg est représenté de façon générale par l'équation suivante [13] :

$$n(z) = n_0(z) + \Delta n(z) \cos \frac{2\pi z}{\Lambda(z)} \quad 0 < z < L \quad \text{V.5}$$

avec  $n_0(z)$  : Evolution de l'indice moyen du réseau

$\Delta n(z)$  : Amplitude de la variation d'indice

$\Lambda$  : Périodicité de la perturbation d'indice (pas du réseau)

$L$  : Longueur du réseau

$Oz$  : axe longitudinal de la fibre

Nous supposons que les conditions d'inscription des réseaux constituant le filtre de Moiré sont telles que les fonctions  $n_0(z)$ ,  $\Delta n(z)$  et les longueurs  $L$  des réseaux sont identiques pour chaque réseau.

Les périodicités  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$  sont choisies indépendantes de  $z$  mais légèrement différentes pour chacun des deux réseaux. La superposition des profils d'indice de ces deux réseaux conduit à un battement, représenté par l'équation V.6 en régime linéaire de superposition :

$$n(z) = 2n_0(z) + 2\Delta n(z) \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda_s} \right) \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda_c} \right) \quad 0 < z < L \quad \text{V.6}$$

avec  $\Lambda_s = \frac{2 \Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2}$  : période variant rapidement

et  $\Lambda_c = \frac{2 \Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_2 - \Lambda_1}$  : période de l'enveloppe variant lentement

La longueur L du filtre de Moiré est choisie de façon à vérifier la relation suivante :

$$L = \frac{\Lambda_c}{2} = \frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{(\Lambda_2 - \Lambda_1)} \quad \text{V.7}$$

La relation V.6 montre que le profil d'indice du filtre de Moiré présente un maximum d'amplitude à chaque extrémité du filtre et un nœud (amplitude nulle) situé au milieu du filtre. La réponse spectrale d'un filtre possédant ce profil d'indice est modélisée dans le chapitre suivant. La réussite de cette expérience n'est possible que si la variation d'indice de la fibre choisie évolue de façon quasi-linéaire au cours de l'inscription de chaque réseau.

Un filtre de Moiré a été inscrit dans une fibre BPG 285 dont les caractéristiques sont rappelées dans le tableau IV.1 dans le chapitre précédent. Cette fibre a été choisie en fonction de sa grande photosensibilité (le niveau de saturation de la variation d'indice de type I est de l'ordre de quelques  $10^{-3}$  dans cette fibre). Un premier réseau de Bragg est d'abord inscrit en régime pulsé avec 6600 impulsions d'énergie 0,4 mJ avec une longueur d'onde de pompe de 243,09 nm. La longueur d'onde de Bragg du réseau est égale à 1195 nm. Puis la longueur de pompe est modifiée ( $\lambda_p = 243,15$  nm) de manière à inscrire le second réseau avec une périodicité légèrement différente (voir chapitre II). Le second réseau comporte un pas  $\Lambda$  de moins que le premier réseau.

$$N_1 = \frac{L}{\Lambda_1} \quad \text{nombre de pas du réseau 1}$$

$$N_2 = \frac{L}{\Lambda_2} \quad \text{nombre de pas du réseau 2}$$

$$N_1 - N_2 = \frac{L}{\Lambda_1} - \frac{L}{\Lambda_2} = 1$$

Les dimensions du spot dans les deux cas sont 1,5 mm x 50 μm. Le spectre réfléchi par le filtre de Moiré ainsi réalisé est ensuite observé de la manière suivante. Un coupleur 50/50 est utilisé comme représenté sur la figure V.7.

### SHEMA DU DISPOSITIF UTILISE POUR DETECTER LE RESEAU DE MOIRE EN REFLEXION

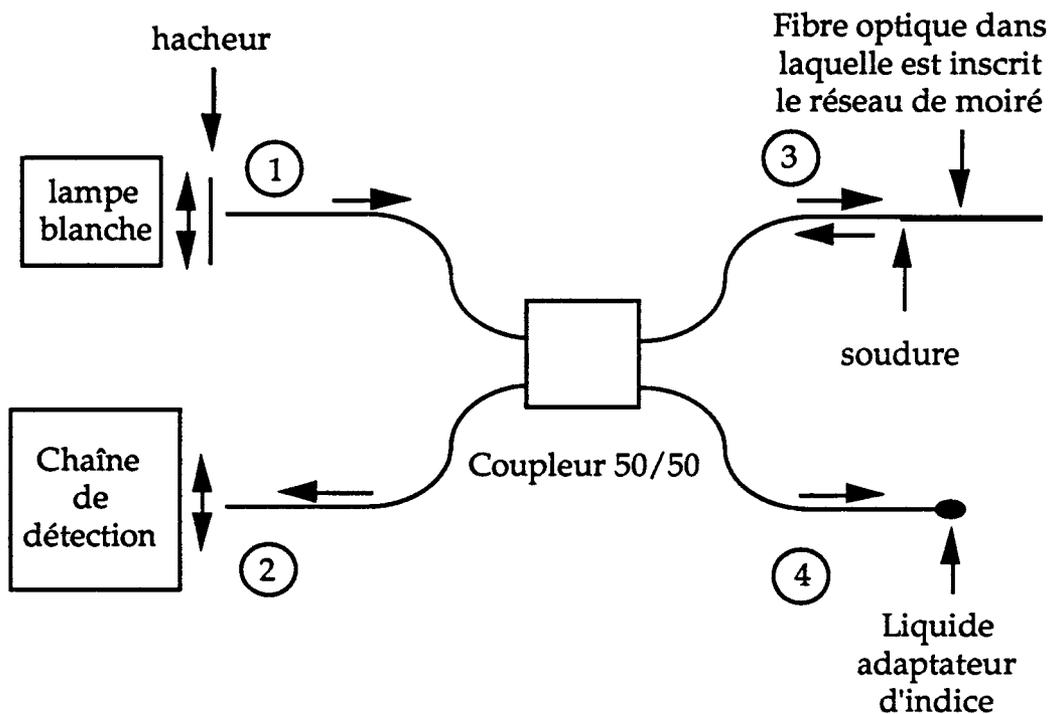


Figure V.7.

Le coupleur comporte 4 voies. Le flux lumineux issu de la source blanche est injecté dans la voie 1. La fibre où le réseau de Moiré est inscrit est soudée à l'extrémité de la voie 3. L'extrémité de la voie 4 est placée dans une cuve contenant un liquide adaptateur d'indice (huile de paraffine) pour éviter des réflexions parasites. Le flux lumineux réfléchi par le réseau de Moiré en voie 3 est dispersé puis détecté en sortie de voie 4, à l'aide d'un spectromètre, d'un détecteur au germanium refroidi et d'un amplificateur à détection synchrone. La réflectivité spectrale du filtre de Moiré, présentée sur la figure V.8, présente un pic central fin (largeur spectrale : 0,2 nm). Le pouvoir réflecteur minimal ne dépasse pas quelques pour-cents du pouvoir réflecteur maximal.

La faisabilité de l'expérience d'inscription d'un réseau de Moiré dans le cœur d'une fibre est démontrée. Ce type de structure peut être utilisé, par exemple, pour servir de filtre passe-bande en transmission.

# REFLECTIVITE SPECTRALE D'UN FILTRE DE MOIRE

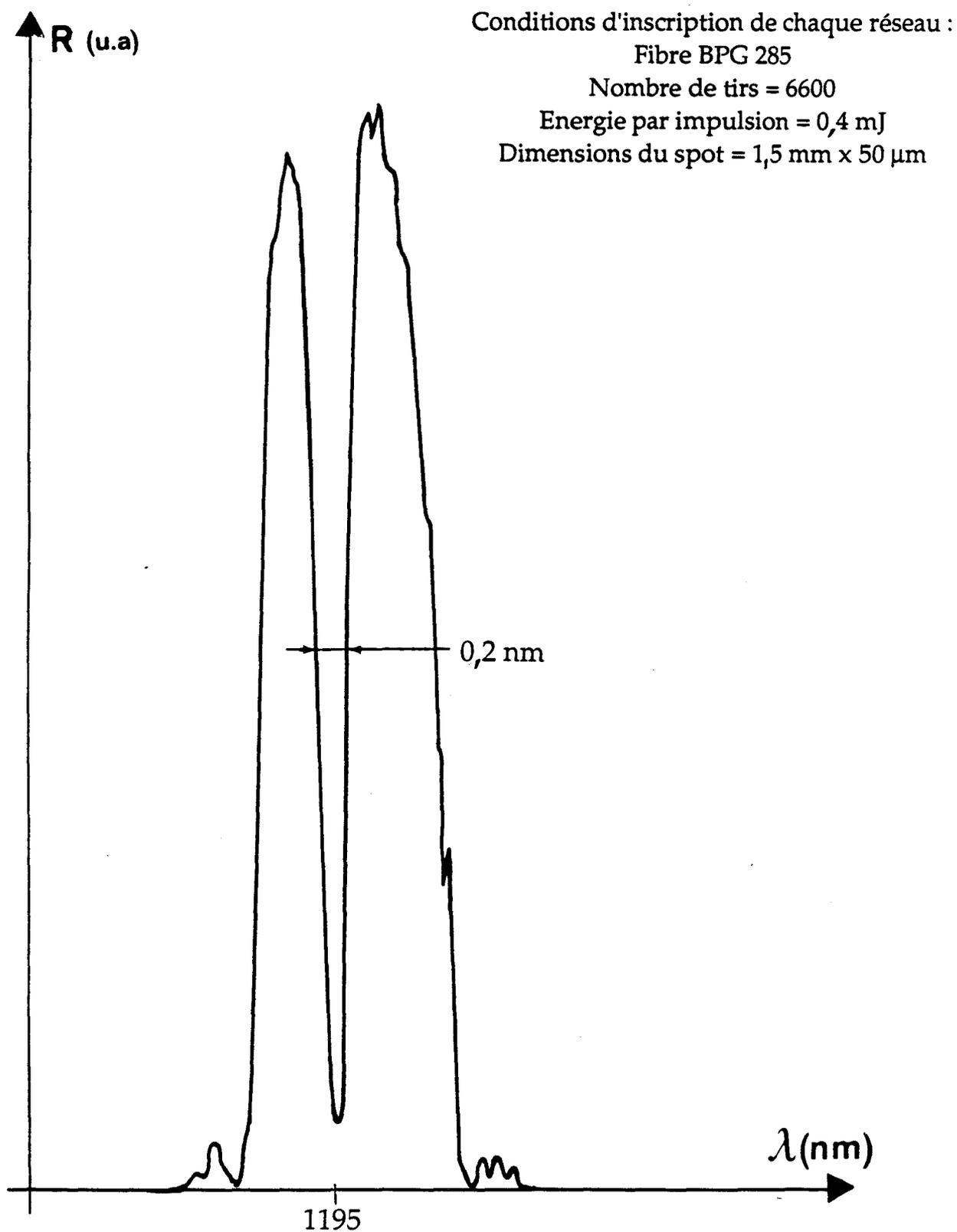


Figure V.8

## REFERENCES CHAPITRE V

- [1] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn  
"Formation of Bragg Gratings In Optical Fibers by a Transverse Holographic Method"  
Opt. Lett., 14, 15, August 1989, p. 823-825.
- [2] C.G. Askins, T.E. Tsai, G.M. Williams, M.A. Putnam, M. Bashkansky and E.J. Friebele  
"Fiber Bragg Reflectors Prepared by a Single Excimer Pulse"  
Opt. Lett., 17, 11, June 1992, p. 833-835.
- [3] W.X. Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
" Second Order Diffraction Efficiency of Bragg Gratings Written Within Germanosilicate Fibres"  
Opt. Comm., 101, 85, 1993.
- [4] J.L. Archambault, L. Reekie and P.St.J. Russel  
"High Reflectivity and Narrow Bandwidth Fibre Gratings Written by Single Excimer Pulse"  
Elect. Lett., 21, 1, January 1993, p. 28-29.
- [5] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
"Photoinscription de Filtres de Bragg dans des Fibres Dopées à l'Oxyde de Germanium"  
J. Optics., 23, 4, December 1992, p. 143-156.
- [6] E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
" Shifts in Resonance Wavelengths of Bragg Gratings During Writings or Bleaching Experiments by UV Illumination Within a Germanosilicate Fibre "  
Elect. Lett. 27, 20, Septembre 1991, p. 1838-1839
- [7] W.W. Morey, T.J. Bailey, W.H. Glenn and G. Meltz  
" Fiber Fabry-Perot Interferometer Using Side Exposed Fiber Gratings"  
Proceedings of OFC 92, paper WA2, p. 96

- [8] A.D. Kersey, T.A. Berkoff and W.W. Morey  
" Fiber Fabry-Perot Filters Demodulation for Gragg Gratings Strain-Sensors "  
O.F.S. Conference, Florence, paper Tu 2.5, p. 39, 1993.
- [9] J. Chen. P. Chang and Y. Zhao  
" Cross Talk Of Fabry-Perot Filters And Its Effect On The Performance of Optical Fiber Frequency-Division-Multiplexing/Frequency-Shift-Keying Systems"  
Opt. Lett., **18**, 8, 1993.
- [10] Le Boudec Patrice  
" Propriétés statiques et dynamiques des lasers à fibre dopée erbium et néodyme"  
Thèse de Doctorat, Rennes I, Juin 1993
- [11] M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, R. Lenner, J.F. Bayon and T. Georges  
" Pump Power and Birefringence Effects in Nd<sup>3+</sup> and Pr<sup>3+</sup>Fibers Lasers Using Intra-Core Bragg Reflectors"  
Photosensitivity and Self-Organisation in optical fibers and waveguides part of SPIE's 1993  
Quebec International Symposium on Holography, Microstructures and Lasers Technologies 15-21 August 1993
- [12] M. Douay, E. Fertein, W.X. Xie, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
" Thermal Hysteresis of Bragg Wavelengths of Intra-Core Fiber Gratings"  
IEEE Photon. Tech. Lett., **5**, 11, p. 1331-1334, 1993
- [13] D.C. Reid, C.M. Rodgale, I. Bennion, D. Robains, J. Buis, W.J. Stewart  
"Phase Shifted Moiré Grating Fibre Resonators"  
Elect. Lett, 1990, **26**, p. 10-12.

- [14] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
" Formation of Moire Grating in Core of Germanosilicate by Transverse  
Holographic Double Exposure Method"  
Elect. Lett., **27**, 21, p. 1945 - 1946, 1991

## CHAPITRE VI

# CALCUL DE LA TRANSMISSION SPECTRALE D'UNE FIBRE OPTIQUE MONOMODE DANS LAQUELLE LE PROFIL D'INDICE DU CŒUR A ETE MODIFIE LOCALEMENT SELON UNE LOI PSEUDO-PERIODIQUE LE LONG DE L'AXE DE LA FIBRE.

### 1 - INTRODUCTION

Dans les chapitres précédents, nous avons montré que l'irradiation transversale d'une fibre monomode par un système de franges réalisé à l'aide d'un laser ultraviolet, permet d'y inscrire des filtres dont les réponses spectrales (en transmission ou réflexion) peuvent être complexes. Il en est ainsi par exemple, d'un filtre de Moiré ou d'un Perot-Fabry. En réalité, ces réalisations nous amènent à nous poser la question suivante : la réponse spectrale d'un filtre peut-elle être prédite en prenant en compte les conditions expérimentales de l'inscription ?

Dans nos expériences, nous ne disposons pas de moyen de mesure de la distribution spatio-temporelle d'énergie lumineuse irradiant la fibre. La détermination de cette donnée constitue en fait un problème expérimental considérable, en particulier lors de l'utilisation du laser pulsé puisque le pas des franges réalisées avec une radiation de longueur d'onde  $0,244 \mu\text{m}$  est de

l'ordre de 0,5  $\mu\text{m}$  et puisque la durée des impulsions lumineuses est de l'ordre de 17 ns. Par ailleurs, la loi reliant la variation d'indice photoinduite à l'énergie incidente sur le cœur de la fibre n'a pas encore été établie expérimentalement de façon rigoureuse. Seuls des premiers essais en ce sens viennent d'être publiés. Ainsi H. Patrick et G. Gilbert ont étudié des dynamiques de croissance de réseaux de type I lors de photo-inscriptions réalisées à l'aide d'un laser continu [1]. Ces auteurs ont supposé que le profil d'indice du cœur de la fibre le long de son axe était parfaitement sinusoïdal à l'emplacement du réseau (réseau parfait). Ils ont ainsi montré que l'amplitude de la variation d'indice  $\Delta n$  suivait une loi d'évolution de la forme  $\Delta n = C t^b$  en fonction du temps d'irradiation et de la forme  $\Delta n = C' I^b$  en fonction de l'irradiance. Dans le laboratoire, nous avons étudié des dynamiques de croissance de réseaux photo-inscrits à l'aide d'un laser pulsé [2], [3]. Nous avons présenté un modèle phénoménologique dans lequel nous supposons que la variation d'indice locale résulte de deux réactions. La première réaction est rapide, elle provoque une élévation d'indice correspondant à une loi d'évolution temporelle relative à un processus d'absorption à un photon en régime de saturation inhomogène. La seconde réaction, plus lente que la première correspond à la loi d'évolution temporelle donnée par un processus d'absorption à un photon en absence de saturation [2]. Là encore, la confrontation entre modèle et expérience a été effectuée en supposant que les réseaux sont parfaits.

**Il apparaît donc clairement que, dans l'état actuel du sujet, il n'est pas possible de contrôler, à chaque instant, en tout point du cœur de la fibre, la variation d'indice photo-inscrite.**

Nous pouvons cependant remédier partiellement à cette situation en formulant un certain nombre d'hypothèses raisonnables qui tiennent compte des caractéristiques du montage optique et de celles des faisceaux laser :

- la visibilité des franges d'interférences diminue lorsque l'ordre d'interférences augmente,
- l'intensité du faisceau laser irradiant le système interférométrique est maximale sur l'axe du faisceau et décroît de façon monotone depuis l'axe jusqu'au bord,
- au début de la croissance des réseaux, la variation d'indice du cœur de la fibre à la côte  $z$  est proportionnelle à l'énergie lumineuse incidente en ce point.

Ainsi, nous pouvons imaginer la façon dont évolue temporellement la distribution longitudinale de la modulation d'indice. Cette description est d'autant plus proche de la réalité expérimentale que les temps d'irradiation sont courts. Les profils d'indice envisagés ne sont pas strictement périodiques le long de l'axe de la fibre. Nous supposons cependant que l'évolution de ce profil est petite sur des distances de plusieurs microns, ce qui nous permet de définir la notion d'évolution pseudo-périodique. En partant de ces hypothèses, nous avons mis au point une méthode de calcul de la transmission de la réflexion spectrale de la fibre. Cette méthode nous permet de calculer les réponses spectrales de réseaux de Bragg dont le profil d'indice est supposé proche de ceux qui sont réalisés dans nos expériences, ou de filtres présentant une structure plus complexe que celle d'un simple réseau de Bragg, par exemple, des réseaux dont le pas évolue le long de l'axe, des filtres de Moiré, ou des filtres Perot-Fabry. Nous pouvons étudier également l'évolution de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg au cours de son irradiation. Lorsque les temps d'irradiation sont trop longs pour que l'hypothèse de linéarité de la modulation d'indice par rapport à l'énergie lumineuse puisse être vérifiée, nous avons posé

*a priori* la loi de variation temporelle de l'indice en nous inspirant des modèles développés dans le laboratoire.

Le chapitre est organisé selon le plan suivant :

Nous présentons tout d'abord une étude bibliographique succincte nous permettant de rappeler le principe des méthodes publiées à ce jour pour calculer la réponse spectrale de réseaux de Bragg à profils d'indice pseudo-périodiques. Nous expliquons les raisons du choix particulier de l'une d'entre elles : la méthode matricielle. Nous rappelons ensuite les éléments théoriques nécessaires à l'établissement de ce procédé de calcul. Cette méthode se révèle en fait d'une mise en œuvre assez lourde alors que de nombreux enseignements peuvent être déduits des relations analytiques simples établies pour caractériser la réponse spectrale d'un réseau parfait. Nous développons une série d'exemples numériques déduits de ces relations. Afin d'illustrer l'intérêt de la méthode matricielle, nous présentons ensuite de nombreux exemples de simulations numériques de réponse spectrale de filtres plus complexes qu'un simple réseau de Bragg. Nous traitons ainsi différents filtres à profil d'indice pseudo-sinusoïdal le long de l'axe  $Oz$ . Nous nous intéressons plus particulièrement à l'étude de la réponse spectrale d'un Perot-Fabry constitué par deux réseaux de Bragg séparés par un intervalle non irradié de fibre. Nous procédons ensuite à une étude numérique des caractéristiques spectrales de réseaux inscrits dans des conditions telles qu'interviennent simultanément les deux types de photoréfractivité. Nous utilisons ensuite le programme de calcul pour simuler les conséquences d'éventuels défauts du montage optique.

## 2 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES DIFFERENTES METHODES DE CALCUL DE LA REPONSE SPECTRALE D'UN RESEAU DE BRAGG

La plupart des calculs concernent le domaine des guides planaires de l'optique intégrée (par exemple [4], [5], [6]). Ils ont été développés par D.K.W. Lam et B.K. Garside [7] dans le cas particulier d'une perturbation d'indice du cœur de la fibre distribuée le long de l'axe de la fibre selon une loi sinusoïdale. Les différents modèles s'appuient sur une théorie de type "modes couplés". La théorie consiste à résoudre le problème de propagation dans la base des modes du guide non perturbé. Le système d'équations couplées qui résulte de ce traitement a été résolu selon trois procédures numériques distinctes.

H.G. Kogelnik [5] introduit un coefficient de réflexion local du réseau, de façon à transformer le système initial d'équations couplées en une seule équation différentielle de type Riccati. La solution de l'équation est calculée numériquement.

Le groupe K.O. Hill [8] a transformé le système en un système d'équations couplées intégrales prenant en compte les variations axiales de couplage. Le nouveau système est résolu par une méthode itérative dans quelques cas particuliers de profils d'indice.

Une autre méthode consiste à considérer que le réseau de Bragg est formé d'une succession de couches à saut d'indice. La réponse spectrale de cette structure multicouche est obtenue en calculant la transmission de chacun des dioptries situés à l'interface de deux couches successives [9], [10].

La méthode que nous choisissons consiste à découper la structure non uniforme du réseau en un ensemble fini de structures élémentaires uniformes caractérisées chacune par une matrice de transfert [11]. Nous avons suivi cette approche en raison principalement de son adéquation au calcul de la réponse spectrale de structures de type Perot-Fabry ou des filtres de Moiré.

La méthode matricielle permet en effet de calculer simplement la réponse spectrale de n'importe quel profil d'indice pseudo-sinusoïdal inscrit au cœur d'une fibre.

### **3 - DESCRIPTION DE LA METHODE UTILISEE POUR CALCULER LA REponse SPECTRALE D'UN FILTRE DE BRAGG PRESENTANT UN PROFIL PSEUDO-SINUSOIDAL**

L'objet de ce chapitre VI consiste à calculer la réponse spectrale d'une fibre dans laquelle le profil d'indice du cœur varie selon une loi pseudo-périodique le long de l'axe de la fibre. Pour parvenir à ce résultat, le profil d'indice pseudo-périodique est développé en série de Fourier et nous obtenons alors une somme de profils pseudo-sinusoïdaux. Dans ce paragraphe 3, nous allons donc présenter une méthode de calcul matriciel permettant de calculer la réponse spectrale d'une structure présentant un profil pseudo-sinusoïdal.

Bien que les mécanismes microscopiques de la photo-inscription ne soient pas complètement élucidés, il est raisonnable d'imaginer que le profil longitudinal d'indice  $n(z)$  du cœur des fibres est, au début de l'inscription des filtres, pseudo-sinusoïdal. Il peut être décrit par la relation générale VI.1 :

$$n(z) = n_0(z) + \Delta n(z) \cos (K(z) z - \phi_0 ) \quad \text{VI.1}$$

pour  $0 < z < L$   $0 < r < a$

avec  $K(z)$  : fréquence spatiale avec  $K(z) = \frac{2\pi}{\Lambda(z)}$

$\Lambda(z)$  : pas du réseau

$\Delta n(z)$  : amplitude de la variation d'indice

$n_0(z)$  : indice moyen

$\phi_0$  : phase à l'origine du réseau

$L$  : la longueur du réseau

$z$  : la côte longitudinale

$r$  : la côte radiale

$a$  : le rayon de la fibre

Nous formulons les trois hypothèses supplémentaires suivantes :

- 1- les réseaux ne sont pas absorbants
- 2- il n'y a pas de pertes d'énergie par couplage vers les modes radiatifs
- 3- dans le réseau à profil sinusoïdal, l'amplitude de la variation d'indice  $\Delta n(z)$ , la fréquence spatiale  $K(z)$  et l'indice moyen  $n_0(z)$  sont des fonctions dépendantes de  $z$ , mais évoluant très lentement devant le terme  $\cos (K(z)z - \phi_0)$

Un exemple de réseau de ce type est schématisé sur la figure VI.1:

## PROFIL D'INDICE D'UN RESEAU DE BRAGG

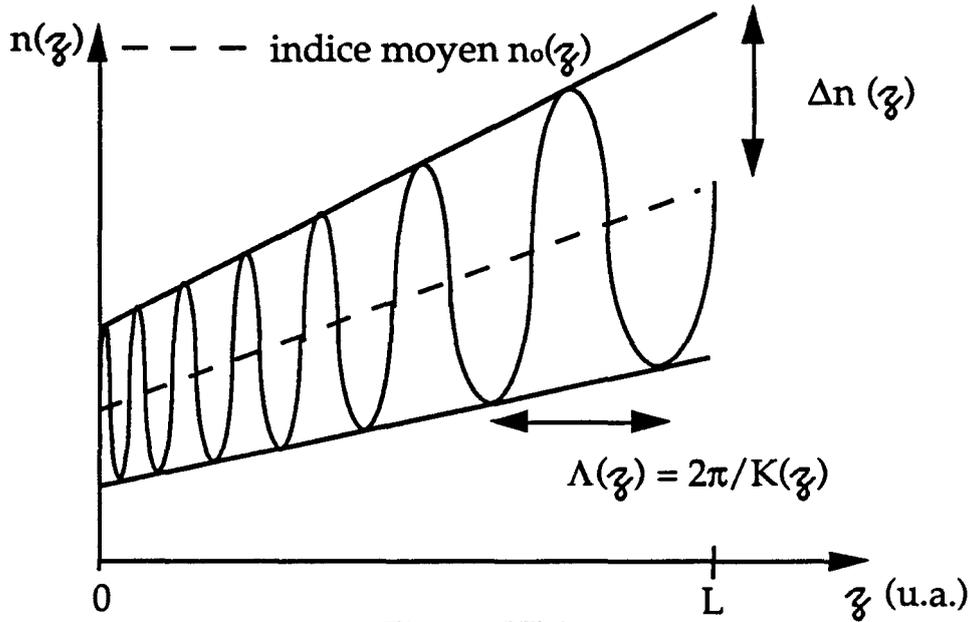


Figure VI.1

La permittivité du matériau est donnée par VI.2 :

$$\epsilon(z) = \epsilon_0 \epsilon_r(z) = \epsilon_0 n^2(z) \quad \text{VI.2}$$

$$\text{d'où } \epsilon(z) = \epsilon_0 (n_0^2(z) + 2 n_0(z) \Delta n(z) \cos (K(z) z - \phi_0)) \quad 0 < r < a$$

en se limitant à un développement limité au premier ordre en  $\Delta n$ .

Nous supposons qu'une onde lumineuse de pulsation  $\omega$  est injectée dans la fibre. Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'une fibre à faible guidance pour laquelle les modes propres guidés peuvent être représentés dans l'approximation des modes LP [12]. Nous désignons par  $\frac{1}{2} \{ \vec{E}_m(x, y) \exp [j (\omega t - \beta_m z)] + \text{c. c.} \}$  le champ électrique correspondant au mode LP de numéro  $m$ . L'indice  $m$  varie de 1 à l'infini (1 représente le mode  $LP_{01}$ ). Le champ  $\vec{E}_m$  est polarisé rectilignement perpendiculairement à l'axe  $\vec{Oz}$ .

Le champ électrique total peut être décomposé sur la base des modes LP que nous supposons complète puisque nous négligeons les modes radiatifs (relation VI.3) [7], [12].

$$\vec{E} = \sum_m \left( \frac{1}{2} A_m(z) \vec{E}_m(x, y) \exp[j(\omega t - \beta_m z)] + \text{c.c.} \right) \quad \text{VI.3}$$

Nous supposons ici que tous les modes sont codirectifs.

Dans VI.3, les coefficients  $A_m(z)$  de la décomposition sur la base des modes sont des fonctions de  $z$  afin de tenir compte du fait que les modes LP ne sont plus des modes propres dans la zone perturbée : le réseau d'indice est susceptible d'introduire un couplage entre les différents modes

Nous formulons l'hypothèse simplificatrice suivante :

- La structure est décomposée en une somme finie de  $N$  structures de longueur  $L^k$  suffisamment faible pour que l'on puisse négliger les variations de  $n_0(z)$ ,  $\Delta n(z)$  et  $K(z)$  sur la longueur  $L^k$ . Nous nous ramenons donc à un cas simplifié de propagation dans un réseau élémentaire à profil d'indice parfaitement sinusoïdal (équation VI.4).  $k$  désigne un indice permettant de repérer la structure étudiée ( $1 \leq k \leq N$ ).

$$n(z) = n_0^k + \Delta n^k(x, y) \cos(K^k z - \phi_0^k) \quad \text{VI.4}$$

où  $n_0^k$ ,  $\Delta n^k$ ,  $K^k$ ,  $\phi_0^k$  sont constants sur la longueur du réseau élémentaire et désignent respectivement l'indice moyen, l'amplitude de la variation d'indice, la fréquence spatiale et la phase à l'origine de ce réseau de longueur  $L^k$  (voir figure VI.2).

## PROFIL D'INDICE D'UN RESEAU ELEMENTAIRE

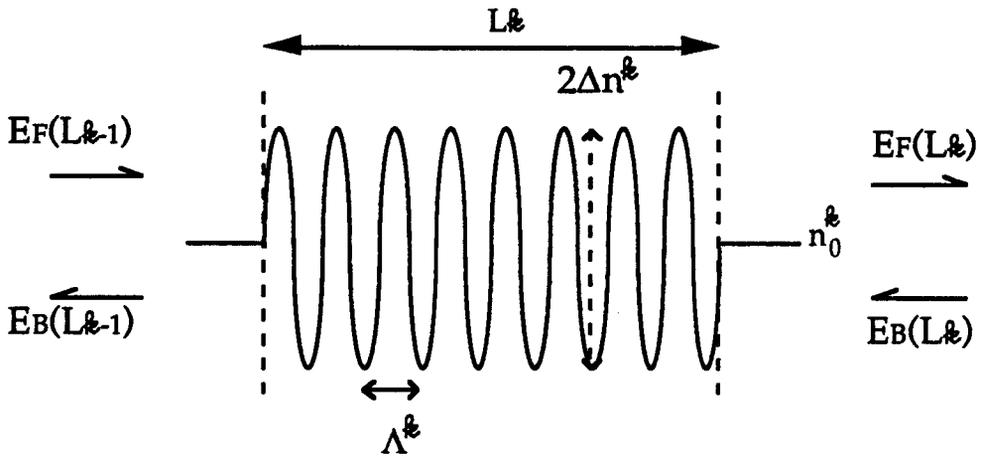


Figure VI.2

L'équation de propagation déduite des équations de Maxwell prend la forme VI.5 sur la longueur du  $k^{\text{ème}}$  réseau:

$$\text{rot rot } \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 (n^2 \vec{E})}{\partial t^2} = \vec{0}$$

$$\text{rot rot } \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 (n_0^k)^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t^2} \left( 2\epsilon_0 (n_0^k) (\Delta n^k) \cos(K^k z - \phi_0^k) \vec{E} \right) \quad \text{VI.5}$$

Le second membre représente un terme de source. Il rend compte d'un éventuel couplage entre les modes.

Le cœur de la fibre et la perturbation d'indice sont supposés isotropes (modèle scalaire). Nous avons donc  $\text{div } \vec{E} = 0$ . La relation  $\text{rot rot } \vec{E} = \text{grad}(\text{div } \vec{E}) - \Delta \vec{E}$  devient  $\text{rot rot } \vec{E} = -\Delta \vec{E}$

L'équation VI.5 devient :

$$\begin{aligned}
& -\vec{\Delta E} + \mu_0 \epsilon_0 n_0^k \times (-\omega^2) \sum_m \left( \frac{1}{2} A_m(z) \vec{E}_m(x, y) \exp[j(\omega t - \beta_m z)] + c. c. \right) \\
& = -\mu_0 \omega \epsilon_0 n_0^k \Delta n^k \left( \exp[j(K^k z - \phi_0^k)] + \exp[-j(K^k z - \phi_0^k)] \right) \times (-\omega^2) \\
& \times \sum_\ell \left( \frac{1}{2} A_\ell(z) E_\ell(x, y) \exp[j(\omega t - \beta_\ell z)] + c. c. \right) \quad \text{VI.5 - a}
\end{aligned}$$

Dans VI.5 - a,  $\vec{\Delta E}$  représente le laplacien vectoriel du champ total.

$$\vec{\Delta E} = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left( \sum_m \frac{1}{2} A_m(z) \vec{E}_m(x, y) \exp[j(\omega t - \beta_m z)] + c. c. \right)$$

Si l'indice du cœur de la fibre n'est pas perturbé, l'équation de propagation :

$$\vec{\Delta E} + \mu_0 \epsilon_0 n_1^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \vec{0} \quad \text{devient :}$$

$$\left( -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \beta_m^2 - \mu_0 \epsilon_0 (n_1)^2 \omega^2 \right) \vec{E}_m(x, y) \exp[-j(\beta_m z)] = \vec{0}$$

où  $n_1$  désigne l'indice du cœur de la fibre en absence de perturbation.

Cette équation est vérifiée par chaque mode (propre en absence de réseau). Nous supposons que les conditions de validité de l'approximation parabolique sont remplies (voir hypothèse 3 page 213).

$$\left| \frac{d^2}{dz^2} A_m \right| \ll \left| \beta_m \frac{dA_m}{dz} \right|$$

Après quelques transformations algébriques, l'équation VI.5-a va se simplifier comme suit :

$$\begin{aligned}
 & j \sum_m \frac{\partial A_m(z)}{\partial z} \vec{E}_m(x, y) \beta_m \exp[-j(\beta_m z)] && \text{VI.5-b} \\
 & = + \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 n_0^k \Delta n^k \left( \exp[j(K^k z - \phi_0^k)] + \exp[-j(K^k z - \phi_0^k)] \right) \\
 & \quad \times \sum_\ell \frac{1}{2} A_\ell(z) \vec{E}_\ell(x, y) \exp[-j\beta_\ell z]
 \end{aligned}$$

La condition de la normalisation de la base propre conduit à l'identité suivante [4]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_p^*(x, y) \vec{E}_\ell(x, y) dx dy = \frac{2\omega \mu_0}{|\beta_p|} \delta_{p\ell} = \langle E_p | E_\ell \rangle \quad \text{VI.6}$$

avec  $\vec{E}_p$  : vecteur champ électrique associé au mode p  
 $\vec{E}_\ell$  : vecteur champ électrique associé au mode  $\ell$

En multipliant les deux membres de l'équation VI.5-b par  $\vec{E}_p^*(x, y)$ , en l'intégrant sur  $x$  et  $y$ , puis en utilisant l'identité VI.6, on obtient :

$$\begin{aligned}
 & j \beta_p \frac{\partial A_p(z)}{\partial z} \langle E_p | E_p \rangle \\
 & = \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_0^k}{2} \sum_\ell \langle E_p | \Delta n^k(x, y, z) | E_\ell \rangle A_\ell(z) \exp[j(\beta_p - \beta_\ell) z] \quad \text{VI.7}
 \end{aligned}$$

avec  $\Delta n^k(x, y, z) = \Delta n^k(x, y) \left( \exp[j(K^k z - \phi_0^k)] + \text{c.c.} \right)$

$$\text{et } j\beta_p \frac{\partial A_p(z)}{\partial z} \langle E_p | E_p \rangle = \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_0^k}{2} \times \sum_{\ell} \langle E_p | \Delta n^k | E_{\ell} \rangle$$

$$\times \left\{ \exp \left[ j \left( \beta_p - \beta_{\ell} + K^k - \phi_0^k \right) z \right] + \exp \left[ j \left( \beta_p - \beta_{\ell} - K^k + \phi_0^k \right) z \right] \right\} \quad \text{VI.7 - a}$$

$$\text{avec } \Delta n^k(x, y) = \text{cte} \neq 0 \quad \text{si } r \leq a$$

$$\Delta n^k(x, y) = 0 \quad \text{si } r > a$$

Nous admettons que  $\Delta n^k$  est constant sur la section transverse du cœur de la fibre. Le deuxième membre de l'équation VI.7 - a est alors égal à zéro si l'on admet que la condition de normalisation VI.6 reste valable lorsque l'intégrale est limitée au seul cœur de la fibre (par exemple, le cas des modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> correspond à cette situation). Nous supposons dans la suite que cette condition est vérifiée si bien que le second membre de l'équation VI.7 - a n'est différent de zéro que si  $p = \ell$  ( $\beta_p = \beta_{\ell}$ ).

Dans cette hypothèse, le second membre de l'équation VI.7 contient un terme en  $\cos K^k z$ . Ce terme varie et change de signe avec la périodicité  $\frac{2\pi}{K}$ , le terme de source donne donc périodiquement du gain, puis des pertes... L'échange d'énergie entre les modes codirectifs de même nature est donc nul en moyenne sur la longueur L du réseau.

Il faut donc envisager le couplage entre modes contradirectifs. Pour cela, le champ électrique peut se décomposer de la façon suivante :

$$\vec{E}(\alpha, y, z) = \sum_m \left\{ \frac{1}{2} (F_m(z) \vec{E}_m(\alpha, y) \exp[j(\omega t - \beta_m z)] + \text{c.c.}) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} B_m(z) \vec{E}'_m(\alpha, y) \exp[j(\omega t + \beta_m z)] + \text{c.c.} \right\} \quad \text{VI.8}$$

avec  $F_m(z)$  et  $B_m(z)$  les amplitudes respectives des ondes codirectives et contradirectives.

Nous suivons un processus de calcul analogue à celui présenté précédemment en limitant notre étude au cas de modes contradirectifs de même nature. Cette dernière hypothèse résulte du choix de la période du réseau qui est effectué de façon à ce que la condition d'adaptation des vitesses de phases  $2\beta_m - K^k \approx 0$  soit réalisée quel que soit  $k$ . Ainsi l'échange d'énergie entre les modes contradirectifs n'est pas nul en moyenne sur  $z$ .

Le numéro du mode étudié est maintenant désigné arbitrairement par 1. Les équations VI.5 et VI.8 conduisent à l'équation VI.9 :

$$j\beta_1 \frac{dF_1(z)}{dz} \exp[-j(\beta_1 z)] \langle E_1 | E_1 \rangle - j\beta_1 \frac{dB_1(z)}{dz} \exp[j(\beta_1 z)] \langle E'_1 | E'_1 \rangle \\ = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \frac{n_0^k}{2} \left\{ \exp[j(K^k z - \phi_0^k)] + \exp[-j(K^k z - \phi_0^k)] \right\} \\ \times \left\{ \exp[j\beta_1 z] F_1(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^k(\alpha, y) \vec{E}_1^* \vec{E}_1 d\alpha dy \right. \\ \left. + \exp[j(\beta_1 z)] B_1(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^k(\alpha, y) \vec{E}'_1^* \vec{E}'_1 d\alpha dy \right\} \quad \text{VI.9}$$

Nous supposons que la relation d'adaptation des vitesses de phase se trouve vérifiée. L'équation VI.9 se sépare en deux équations couplées :

$$\frac{dF_1(z)}{dz} = -j \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 n_0^k \frac{\Delta n^k}{2 \langle E_1 | E_1 \rangle} \left( \int_0^a \int_0^{2\pi} E_1^2 r dr d\theta \right) B_1(z) \exp \left[ j \left( 2\beta_1 z - K^k z + \phi_0^k \right) \right]$$

$$\text{où } 2\beta_1 - K^k = 0.$$

Dans cette intégrale, les bornes d'intégration sont 0 et a sur la variable r car nous supposons que la perturbation d'indice est limitée au seul cœur de la fibre :  $\Delta n^k(x, y) = 0$  si  $r > a$

De même,

$$\frac{dB_1(z)}{dz} = +j \omega^2 \frac{\epsilon_0 \mu_0 n_0^k \Delta n^k}{2 \langle E_1 | E_1 \rangle} \left( \int_0^a \int_0^{2\pi} E_1^2 r dr d\theta \right) F_1(z) \exp \left[ -j \left( 2\beta_1 z - K^k z + \phi_0^k \right) \right]$$

La propagation des ondes contradictives dans le réseau est donc régie par le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF_1(z)}{dz} = -j \Omega_k B_1(z) \exp \left[ j \left( 2\beta_1 z - K^k z + \phi_0^k \right) \right] \\ \frac{dB_1(z)}{dz} = +j \Omega_k F_1(z) \exp \left[ -j \left( 2\beta_1 z - K^k z + \phi_0^k \right) \right] \end{array} \right. \quad \text{VI.10}$$

Dans VI.10,  $\Omega_k$  représente le coefficient de couplage entre l'onde codirective et l'onde contradictive, défini comme suit dans la partie k du réseau :

$$\Omega_{\ell} = \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 n_0^{\ell}}{2 \beta_1} \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{\Delta n^{\ell} E_1^* E_1 r dr d\theta}{\langle E_1 | E_1 \rangle} \quad \text{VI.11}$$

$$\text{Nous posons } \eta(V) = \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{E_1^* E_1 r dr d\theta}{\langle E_1 | E_1 \rangle} \quad \text{VI.12}$$

Dans le cas d'une propagation monomode,  $\eta(V)$  représente le quotient entre l'énergie du mode considéré qui est contenue dans le cœur de la fibre et l'énergie totale véhiculée dans la fibre.

$$\eta(V) = \frac{P_1 \text{ coeur}}{P_1}$$

Nous obtenons après quelques simplifications l'expression du coefficient de couplage  $\Omega_{\ell}$  dans la partie  $\ell$  de la fibre :

$$\Omega_{\ell} = \frac{\pi \Delta n^{\ell}}{\lambda_B} \eta(V) \quad \text{VI.11-a}$$

Le facteur de confinement  $\eta(V)$  peut aussi s'exprimer en fonction de  $V$ , la fréquence normalisée du mode.

Le système d'équation VI.10 peut être simplifié en utilisant les définitions suivantes :

$$\bullet K^{\ell} = \frac{2\pi}{\Lambda^{\ell}}$$

$$\bullet \beta_B^{\ell} = \frac{\pi}{\Lambda^{\ell}}$$

$$\bullet \lambda_B^k = 2n_{\text{eff}} \Lambda^k$$

où  $\lambda_B^k$  désigne la longueur d'onde de Bragg de la partie  $k$  du réseau, et  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif du mode.

Dans la suite, nous n'indiquons plus que nous nous intéressons au mode de numéro 1. Nous ne faisons donc plus figurer l'indice 1.

$$\bullet \Delta\beta_k = 2\pi n_{\text{eff}} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B^k} \right)$$

$\Delta\beta_k$  représente le défaut d'adaptation des vitesses de phase dans la région  $k$ .

$$\bullet \phi^k = \frac{\pi}{2} - \phi_0$$

Avec ces notations, le système d'équations VI.10 se transforme en VI.10-a.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF(z)}{dz} = \Omega_k B(z) \exp \left[ j \left( 2\Delta\beta_k z - \phi^k \right) \right] \\ \frac{dB(z)}{dz} = \Omega_k F(z) \exp \left[ -j \left( 2\Delta\beta_k z - \phi^k \right) \right] \end{array} \right. \quad \text{VI.10-a}$$

Nous avons supposé que le réseau  $k$  est parfaitement sinusoïdal. Les coefficients  $\Omega$ ,  $\phi$ ,  $\Delta\beta$  sont indépendants de la côte  $z$  dans le réseau. Les amplitudes complexes  $E_F$  et  $E_B$  des ondes codirectives et contradirectives sont définies par la relation VI.13.

$$\begin{cases} E_F(z) = F(z) \exp[-j(\beta z)] \\ E_B(z) = B(z) \exp[j(\beta z)] \end{cases} \quad \text{VI.13}$$

Les solutions générales du système VI.10-a permettent de trouver l'expression des amplitudes  $E_F$  et  $E_B$ .

$$\begin{cases} E_F(z) = (C_1 \exp[\Gamma_1 z] + C_2 \exp[\Gamma_2 z]) \exp[-j(\beta z)] \\ E_B(z) = \frac{1}{\Omega} \exp[-j(2\Delta\beta z - \phi)] \{C_1 \Gamma_1 \exp[\Gamma_1 z] + C_2 \Gamma_2 \exp[\Gamma_2 z]\} \exp[+j(\beta z)] \end{cases} \quad \text{VI.14}$$

avec :  $C_1, C_2$  désignent des constantes qui peuvent être calculées par la donnée de deux conditions aux limites

$$\Gamma_1 = j \Delta\beta - \gamma$$

$$\Gamma_2 = j \Delta\beta + \gamma$$

$$\gamma^2 = \Omega^2 - \Delta\beta^2$$

Les conditions aux interfaces d'un réseau d'indice élémentaire, représenté sur la figure VI.2, sont les suivantes :  $E_B = E_B(L_k)$  en sortie du réseau et  $E_A = E_A(L_{k-1})$  en entrée du réseau. Avec ces données, nous pouvons calculer la matrice de transfert  $F^k$  d'un réseau élémentaire  $k$  de longueur  $L_k$  de profil sinusoïdal. La matrice de transfert  $F^k$  permet de relier un vecteur colonne définissant le champ à l'entrée  $E(L_{k-1})$  à un vecteur caractérisant le champ en sortie  $E(L_k)$  :

$$\begin{pmatrix} E_F(L_{k-1}) \\ E_B(L_{k-1}) \end{pmatrix} = F^k \begin{pmatrix} E_F(L_k) \\ E_B(L_k) \end{pmatrix} \quad \text{VI.15}$$

Les éléments de la matrice de transfert  $F^k$  sont les suivants [11]:

$$\begin{aligned} F_{11} &= \left( \cos h(\gamma L_k) + j \frac{\Delta\beta}{\gamma} \sin h(\gamma L_k) \right) \exp(j\beta_B L_k) \\ F_{12} &= -\frac{\Omega}{\gamma} \sin h(\gamma L_k) \exp[-j(\beta_B L_k + \phi^k)] \\ F_{21} &= F_{12}^* \\ F_{22} &= F_{11}^* \end{aligned} \quad \text{VI.16}$$

Nous pouvons vérifier que la matrice  $F^k$  est unitaire

$$|F^k| = F_{11} F_{22} - F_{12} F_{21} = 1 \quad \text{VI.17}$$

$F^k$  représente la matrice de transfert d'un réseau élémentaire de profil d'indice purement sinusoïdal, que l'on peut appeler réseau "parfait".

La matrice de transfert  $F$  de la structure de profil d'indice pseudo-sinusoïdal se calcule de la façon suivante en introduisant une continuité de phase (relation VI.19) aux interfaces de chaque réseau élémentaire sinusoïdal [11].

$$F = \prod_{k=1}^N F^k \quad \text{VI.18}$$

$$\phi^k = \phi^{k-1} + \frac{2\pi L^k}{\Lambda^k} \quad \text{VI.19}$$

La matrice  $F$  de transfert caractérisant une structure de profil pseudo-sinusoïdal permet de relier les coordonnées du vecteur colonne définissant le champ électrique à l'entrée ( $z = 0$ ) au champ électrique en sortie ( $z = L$ ).

$$\begin{pmatrix} E_F(0) \\ E_B(0) \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} E_F(L) \\ E_B(L) \end{pmatrix} \quad \text{VI.20}$$

Nous nous intéressons maintenant au cas particulier dans lequel seule une onde  $E_F(0)$  est incidente sur le réseau. Nous pouvons calculer pour une longueur d'onde donnée l'amplitude de l'onde transmise  $E_F(L)$  et celle de l'onde réfléchie  $E_B(0)$ . Il suffit pour cela de supposer qu'aucune onde contradictive n'est incidente sur le réseau en  $z = L$  ( $E_B(L) = 0$ ).

$$r(\lambda) = \frac{E_B(0)}{E_F(0)} = \frac{F_{21}}{F_{11}} \quad \text{VI.21}$$

$$t(\lambda) = \frac{E_F(L)}{E_F(0)} = \frac{1}{F_{11}} \quad \text{VI.22}$$

Les pouvoirs de réflexion  $R$  et de transmission  $T$  en intensité lumineuse pour une longueur d'onde  $\lambda$  sont donc :

$$R(\lambda) = \frac{|F_{21}|^2}{|F_{11}|^2} \quad \text{et} \quad T(\lambda) = \frac{|F_{21}|^2}{|F_{11}|^2} \quad \text{VI.23}$$

Ces coefficients vérifient la relation suivante :

$$R(\lambda) + T(\lambda) = 1 \quad \text{VI.24}$$

R et T sont des fonctions de  $\lambda$ . Il est donc nécessaire de calculer le coefficient T (ou R) pour chaque longueur d'onde  $\lambda$  si l'on veut reconstituer la réponse spectrale du filtre de Bragg de profil d'indice pseudo-sinusoïdal. Dans la pratique, les calculs sont effectués sur un ensemble discret de valeurs de  $\lambda$ .

#### 4 - LES ENSEIGNEMENTS QUI PEUVENT ETRE DEDUITS DE L'ETUDE D'UN MODELE DU RESEAU PARFAIT DE LONGUEUR L : EXEMPLES NUMERIQUES

Nous allons énoncer quelques règles générales d'ingénierie d'inscription des réseaux de Bragg déduites d'un modèle simplifié de réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal [7]. En effet, une première approche consiste à supposer que l'indice  $n(z)$  évolue linéairement en fonction de l'énergie lumineuse incidente à la côte  $z$ . La distribution d'intensité est supposée parfaitement sinusoïdale dans le champ d'interférences. La visibilité des franges est supposée égale à 1.

$$n(z) = n_1 + \Delta n \left( 1 + \cos \frac{2\pi}{\Lambda} z \right) \quad 0 < z < L \quad r \leq a$$

VI.25 - a

$$n(z) = n_1 \quad z < 0 \quad z > L$$

Dans V.25-a,  $\Delta n$  représente l'amplitude de la variation d'indice. Nous supposons que  $n_0$  et  $\Delta n$  sont des fonctions linéaires de  $t$  et de  $I_0$ .

$$\Delta n = \alpha I_0 t$$

VI.25 - b

Dans VI. 25 - b,  $I_0$  représente une quantité proportionnelle à l'irradiance moyenne de la fibre,  $t$  désigne la durée d'irradiation et  $\alpha$  un coefficient de

proportionnalité. L'indice moyen  $n_o$  du cœur de la fibre sur le réseau est égal à  $n_o$ .

$$n_o = n_1 + \Delta n \quad \text{VI.25-c}$$

La perturbation sinusoïdale d'indice de réfraction réalise un couplage entre un mode LP codirectif avec le même mode LP contradirectif. Le couplage est d'autant plus efficace que la longueur d'onde du rayonnement qui se propage dans la fibre est proche de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  associée au mode LP (voir paragraphe précédent).

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}} \Lambda$$

où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif associé à la propagation du mode fondamental LP [12].

$$n_{\text{eff}}^2 \approx n_2^2 + \frac{\lambda^2}{4\pi^2 a^2} (1,1428 V - 0,996)^2 \quad \text{VI.26}$$

$V$  désigne la fréquence normalisée de la fibre

$$\text{avec} \quad V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_o^2 - n_2^2} \quad \text{VI.27}$$

Dans l'hypothèse d'un réseau parfaitement sinusoïdal, la relation VI.23 prend la forme VI.28 [7].

$$\left. \begin{aligned} R(\lambda) &= \frac{\Omega^2 \sin h^2(SL)}{-\Delta\beta^2 + \Omega^2 \cos h^2(SL)} \\ T(\lambda) &= \frac{\Omega^2 - \Delta\beta^2}{-\Delta\beta^2 + \Omega^2 \cos h^2(SL)} \end{aligned} \right\} \text{si } \Omega^2 > \Delta\beta^2 \quad \text{VI.28-a}$$

$$\left. \begin{aligned} R(\lambda) &= \frac{\Omega^2 \sin^2(\Omega L)}{-\Delta\beta^2 + \Omega^2 \cos^2(\Omega L)} \\ T(\lambda) &= \frac{\Omega^2 - \Delta\beta^2}{-\Delta\beta^2 + \Omega^2 \cos^2(\Omega L)} \end{aligned} \right\} \text{si } \Omega^2 < \Delta\beta^2 \quad \text{VI.28-b}$$

avec

$$\begin{aligned} S &= \sqrt{\Omega^2 - \Delta\beta^2} \\ Q &= \sqrt{\Delta\beta^2 - \Omega^2} = iS \end{aligned}$$

A la longueur d'onde de Bragg ( $\lambda = \lambda_B$ ), le paramètre d'accord de phase  $\Delta\beta$  est nul. L'expression des coefficients de transmission et de réflexion devient:

$$T(\lambda_B) = T_{\min} = \frac{1}{\cos h^2(\Omega L)} \quad \text{VI.29}$$

$$R(\lambda_B) = R_{\max} = \tan h^2(\Omega L)$$

A la longueur d'onde de résonance, il apparaît donc que les coefficients de transmission et de réflexion du réseau élémentaire sont fixés par les paramètres  $L$  (longueur du réseau) et  $\Omega$  (coefficient de couplage).

La relation VI.11-a permet de calculer le coefficient de couplage  $\Omega$  (relatif à un mode LP) en fonction de la fraction d'énergie  $\eta(V)$  du mode qui se propage dans le cœur de la fibre.

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n}{\lambda_B} \eta(V) \quad \text{VI.11-a}$$

Dans le cas particulier où l'on considère la propagation du mode LP<sub>01</sub>, le facteur  $\eta(V)$  peut se calculer au moyen de la relation VI.30 [12].

$$\eta(V) = \frac{V^2 - u^2}{V^2} \left\{ 1 + \left( \frac{J_0(u)}{J_1(u)} \right)^2 \right\} \quad \text{VI.30}$$

où  $J_0(u)$  et  $J_1(u)$  désignent les fonctions de Bessel de première espèce d'ordres respectifs 0 et 1.

$u$  désigne la constante de propagation transverse normalisée et s'exprime en fonction de  $V$  à l'aide de la relation approchée suivante si  $1 \leq V \leq 4$  [13]. Les coefficients  $a_i$  sont donnés dans le tableau VI.1.

$$u = \sum_i a_i V^i \quad \text{VI.31}$$

**TABLEAU DES VALEURS DES COEFFICIENTS  $a_i$**

$i$	$a_i$
0	- 0,54
1	2,49
2	- 1,27
3	0,41
4	- 0,07
5	$8,10 \cdot 10^{-3}$
6	$-3,50 \cdot 10^{-4}$

Tableau VI.1

Un programme informatique reprenant les éléments de ces calculs a été développé dans le laboratoire. A partir des paramètres opto-géométriques de la fibre et des paramètres du réseau (l'indice moyen  $n_0$ , l'amplitude de la variation d'indice  $\Delta n$ , le pas  $\Lambda$  et la longueur du réseau  $L$ ), le programme permet de tracer la réponse spectrale du réseau élémentaire inscrit dans la fibre.

• Nous fixons tout d'abord les paramètres  $L$ ,  $\Lambda$  et nous faisons croître la valeur  $\Delta n$ , c'est-à-dire la durée de l'irradiation si  $I_0$  est fixée.

Une simulation numérique (figure VI.3) rend compte de la photo-inscription d'un réseau de longueur  $L = 4$  mm à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B = 1240$  nm. Cette simulation a été réalisée dans le cas d'une fibre de diamètre de cœur  $\phi_c = 2,7$   $\mu\text{m}$  et de différence d'indice cœur-gaine  $\Delta n^+ = 0,039$ . L'irradiation ultra-violette de la fibre se traduit par une augmentation de l'amplitude de la variation d'indice  $\Delta n$ . Les valeurs numériques de  $\Delta n$  que nous avons choisies correspondent à des valeurs mesurées typiquement dans nos expériences.

Comme le montre l'équation VI.11-a, une augmentation du terme  $\Delta n$  (ou  $L$ ) se traduit par une augmentation du coefficient de couplage  $\Omega$ . Il ressort de l'examen de la relation VI.29 que le pouvoir de transmission  $T_{\min}$  est une fonction décroissante du coefficient de couplage. Comme nous pouvons le vérifier sur la figure VI.3, lorsque la variation d'indice  $\Delta n$  passe de  $2 \cdot 10^{-5}$  à  $8 \cdot 10^{-4}$ , le pouvoir de transmission minimum  $T_{\min}$  chute de 97,4% à  $\approx 0\%$ . La croissance du terme  $\Delta n$  se traduit par un autre effet (relation VI.25 - a). L'indice moyen du cœur de la fibre dans la zone irradiée est égal à  $n_1 + \Delta n$ . Une augmentation de  $\Delta n$  entraîne une augmentation de l'indice moyen et donc une augmentation de l'indice effectif du mode se propageant dans la fibre optique. En effet, une forme légèrement différente de la relation VI.26 peut s'écrire :

# EVOLUTION DE LA TRANSMISSION SPECTRALE D'UN RESEAU ELEMENTAIRE EN FONCTION DE LA VARIATION D'INDICE PHOTO-INSCRITE

$n_1 - n_2 = 0.039$      $L = 4 \text{ mm}$   
 $\varnothing_c = 2.7 \mu\text{m}$      $\text{pas} = 0.422 \mu\text{m}$

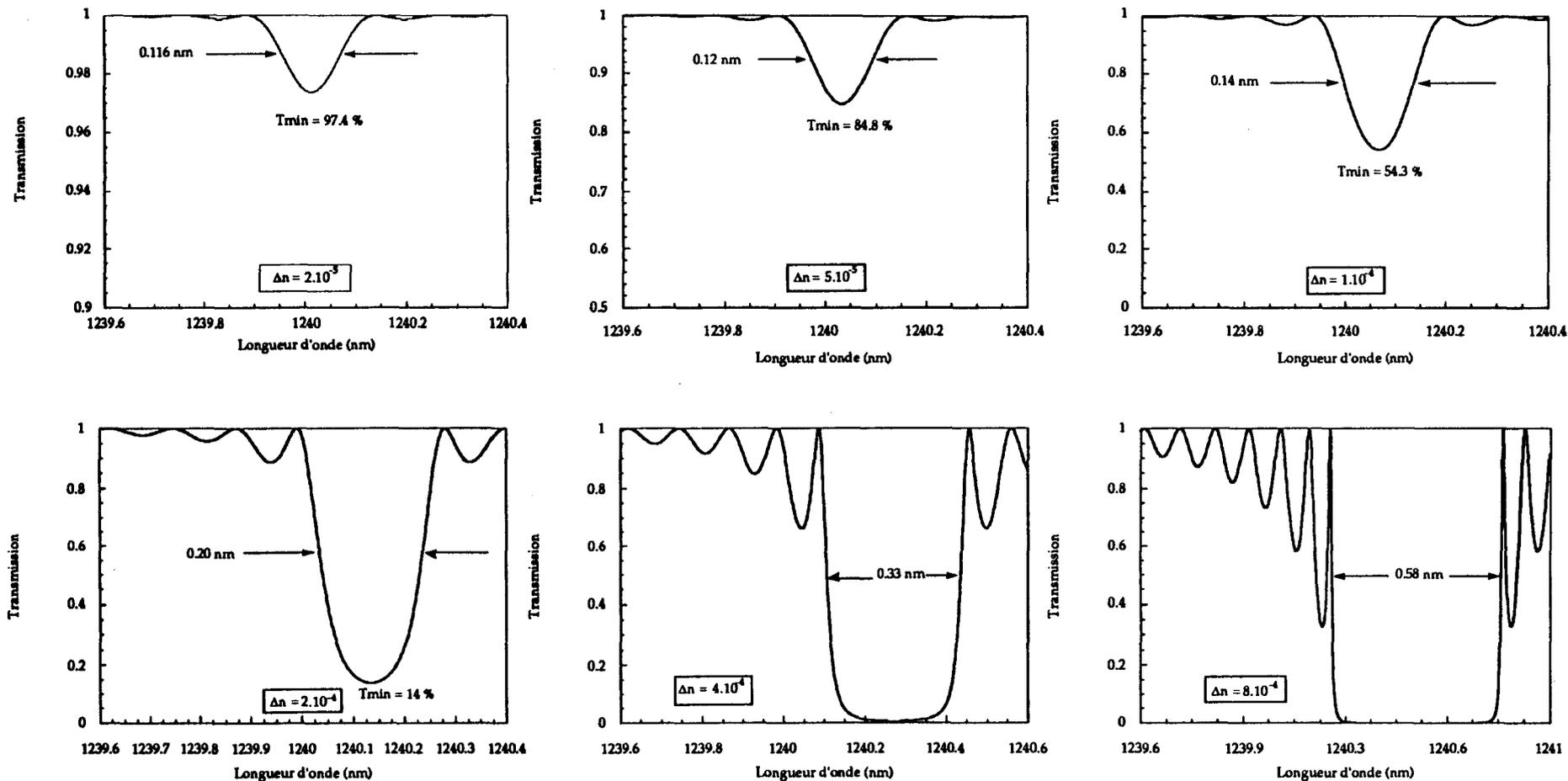


Figure VI.3

$$n_{\text{eff}}^2 = (n_1 + \Delta n)^2 - u^2 \frac{\lambda^2}{4\pi^2 a^2} \quad \text{VI.26 - a}$$

Une première approximation consiste à négliger la variation de la constante de propagation transverse normalisée  $u$  avec  $\Delta n$ . Nous pouvons alors écrire la relation VI.26 - b.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} \approx \frac{\delta(\Delta n)}{n_1} \quad \text{VI.26 - b}$$

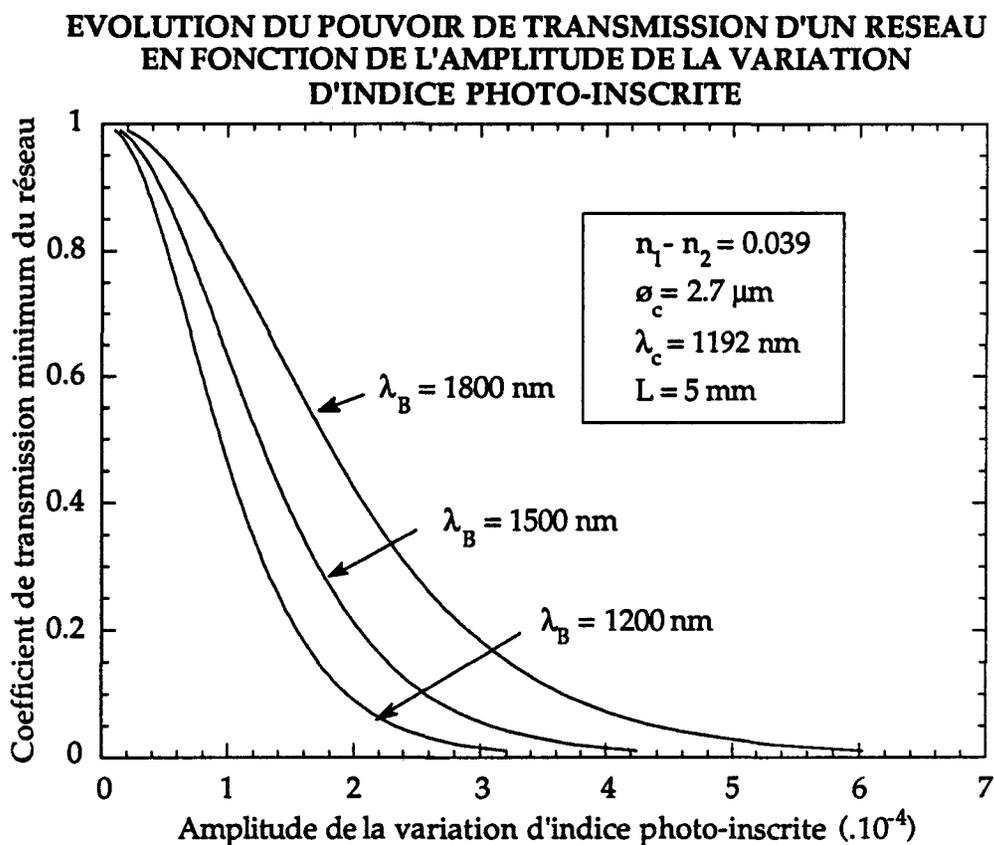
La longueur d'onde de Bragg augmente en première approximation de façon linéaire avec le terme  $\Delta n$ , c'est-à-dire avec le temps d'irradiation sous réserve de la validité de nos hypothèses.

Comme nous pouvons le constater sur la figure VI.3, la longueur d'onde de résonance  $\lambda_B$  associée au minimum de transmission  $T_{\text{min}}$  augmente avec  $\Delta n$ , c'est-à-dire avec la durée de l'irradiation.

Dans la simulation numérique de la figure VI.3, nous avons fixé le pas  $\Lambda$  du réseau de manière à obtenir  $\lambda_B = 1240$  nm au début de l'irradiation lorsque  $\Delta n = 0$ . Au cours de l'irradiation, le terme  $\Delta n$  augmente (de  $\Delta n = 0$  à  $\Delta n = 8 \cdot 10^{-4}$ ), la longueur d'onde de Bragg se déplace vers le domaine infrarouge. La longueur d'onde de Bragg passe de  $\lambda_B = 1240$  nm tout au début de l'irradiation à  $\lambda_B = 1240,56$  nm à la fin de l'irradiation. Le déplacement de la longueur d'onde de Bragg calculé à partir de la relation approchée VI.26-b est égal à 0,67 nm. Cette valeur est légèrement différente de la valeur  $\Delta\lambda_B = 0,56$  nm. Cette différence provient de l'approximation permettant d'écrire la relation VI.26 - b. Nous pouvons également constater qu'à mesure que  $\Delta n$  augmente, la largeur spectrale à mi-hauteur passe de 0,11 nm ( $\Delta n = 0$ ) à 0,58 nm ( $\Delta n = 8 \cdot 10^{-4}$ ). Par ailleurs, il apparaît des oscillations de part et d'autre de la

chute de transmission principale. La réponse spectrale n'est pas apodisée. Dans le cas du réseau élémentaire, il faut remarquer que la courbe de transmission spectrale est toujours symétrique par rapport à un axe vertical passant par la longueur d'onde de résonance  $\lambda_B$ .

Une représentation graphique de l'évolution du pouvoir de transmission minimum en fonction de l'amplitude de la variation d'indice inscrite est présentée sur la figure VI.4. Ces courbes sont tracées dans le cas particulier d'un réseau de longueur 5 mm. La longueur d'onde Bragg du réseau (1200 nm, 1500 nm, 1800 nm), constitue le paramètre de cette étude. Le coefficient de transmission minimum décroît selon les relations VI.30 lorsque  $\Delta n$  augmente.



L'obtention d'un réseau de pouvoir de transmission minimum  $T_{\min}$  faible (par exemple  $T_{\min} \leq 0,1$ ) impose de choisir les paramètres de l'expérience de sorte que l'inégalité VI.32 soit vérifiée :

$$T_{\min} \leq 0,1 \quad \longrightarrow \quad \Omega L = \frac{\pi \Delta n}{\lambda_B} \eta(V) \times L \geq 1,82 \quad \text{VI.32}$$

Les conditions d'inscription du réseau dépendent de la longueur d'onde de Bragg choisie. Il est donc, *a priori*, plus difficile d'inscrire un réseau très réflecteur dans la fenêtre de transmission située vers  $1,55 \mu\text{m}$  que vers  $0,85 \mu\text{m}$ , tous les autres paramètres étant par ailleurs supposés identiques. En effet, le terme  $\Delta n \eta(V) L$  doit atteindre des valeurs environ deux fois plus grandes à  $1,55 \mu\text{m}$  qu'à  $0,85 \mu\text{m}$ .

L'inégalité VI.32 montre que pour obtenir une inscription efficace, il est intéressant de choisir les paramètres opto-géométriques de la fibre de façon à ce que la longueur d'onde de coupure du mode  $LP_{11}$  soit légèrement inférieure à  $\lambda_B$ . En effet, dans ce cas, le facteur de confinement  $\eta(V)$  est voisin de la valeur maximale (0,825) qu'il peut prendre en régime de propagation monomode. La valeur du produit  $(\Delta n L)$  permettant de réaliser l'inégalité VI.32 est ainsi minimale.

- • La longueur  $L$  du réseau constitue un paramètre ajustable des expériences. La figure VI.5 représente l'évolution de la réponse spectrale d'un réseau élémentaire, le paramètre de l'étude étant constitué par la longueur  $L$  du réseau, ( $L = 1, 2, 4, 6, 8, 10 \text{ mm}$ ). La valeur de la modulation d'indice est choisie égale à  $1.10^{-4}$ . Cette représentation graphique est réalisée en fixant les paramètres opto-géométriques de fibre à des valeurs identiques à celles utilisées dans l'étude précédente (VI.3). Dans les deux exemples, la valeur du pas est identique ( $\Lambda = 0,422 \mu\text{m}$ ). La réponse spectrale du troisième réseau,



# EVOLUTION DE LA TRANSMISSION SPECTRALE D'UN RESEAU ELEMENTAIRE EN FONCTION DE LA LONGUEUR DU RESEAU

$$n_1 - n_2 = 0.039 \quad \Delta n = 1.10^{-4}$$
$$\sigma_c = 2.7 \mu\text{m} \quad \text{pas} = 0.422 \mu\text{m}$$

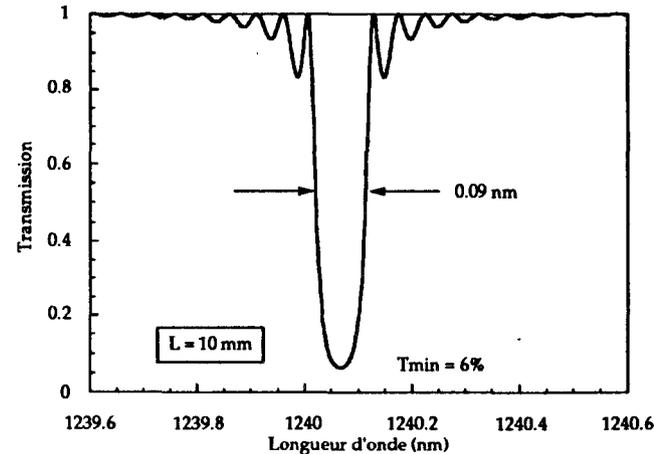
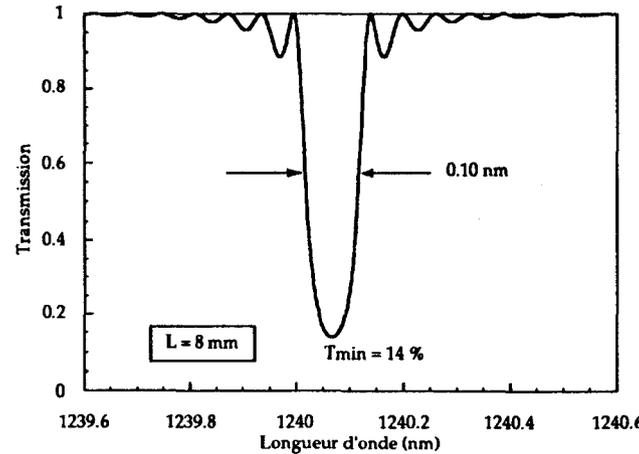
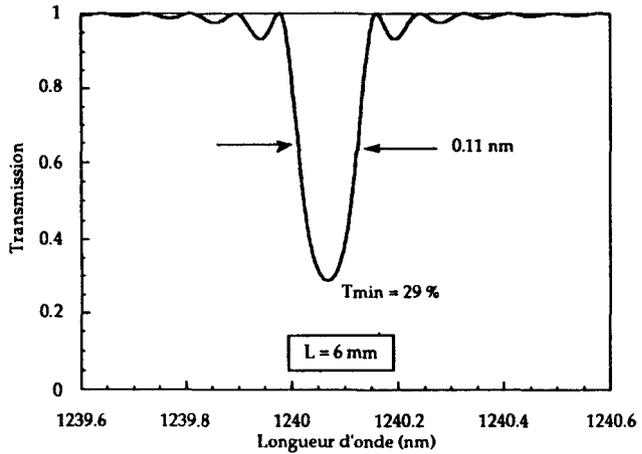
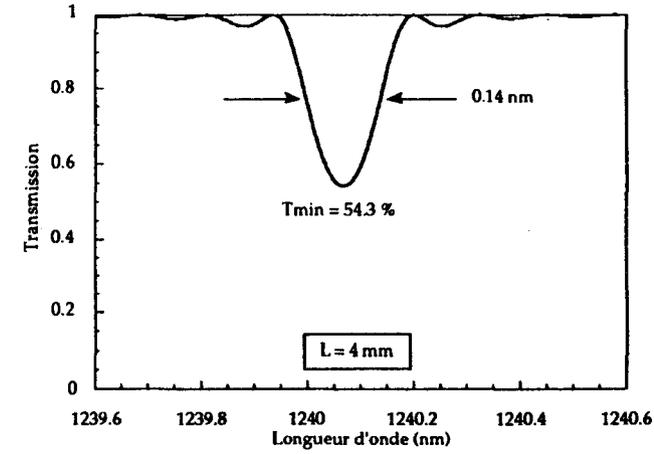
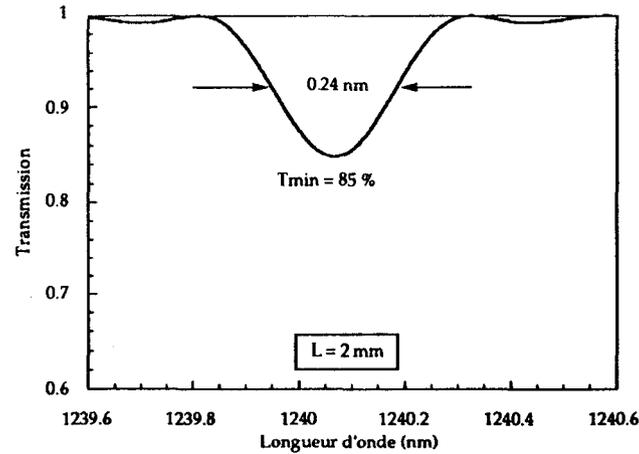
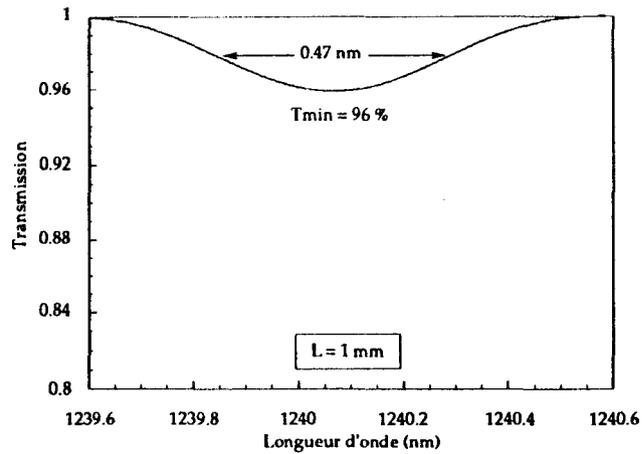
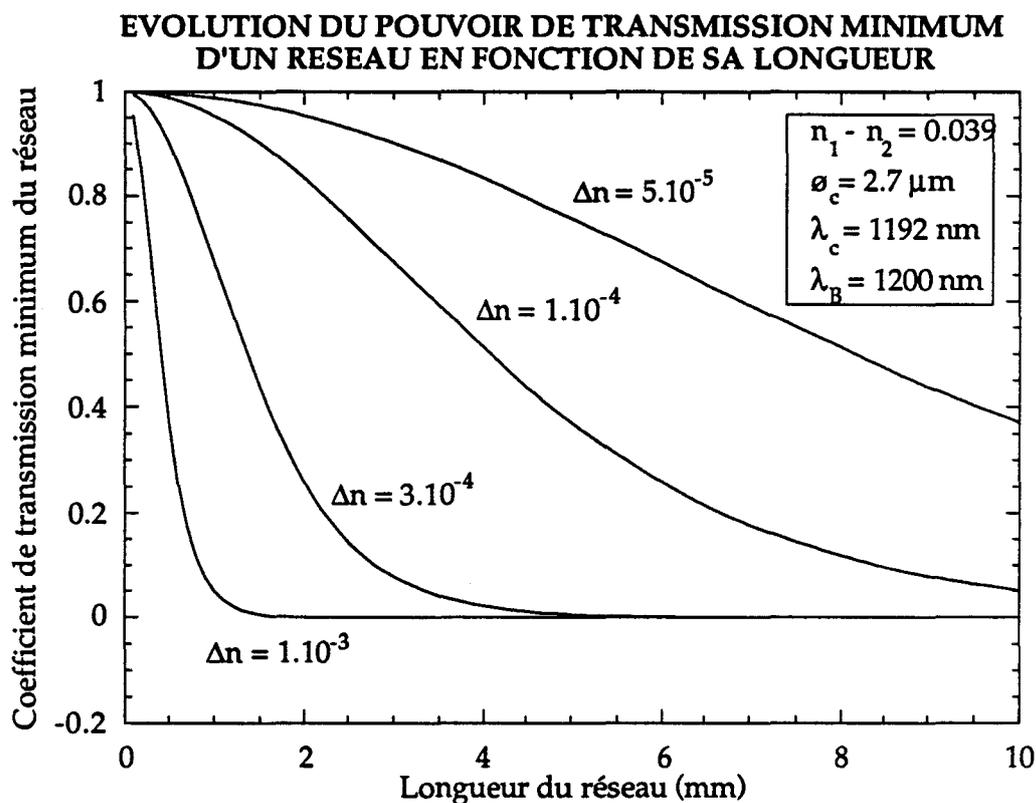


Figure VI.5

correspondant à  $L = 4$  mm, est déjà présentée dans l'étude précédente (figure VI.3). Une augmentation de la longueur  $L$  du réseau entraîne une augmentation du coefficient de couplage  $\Omega$ , et donc une chute du coefficient de transmission minimum  $T_{\min}$ . En effet, dans l'étude présentée, le coefficient  $T_{\min}$  chute de 97,4 % à  $\approx 0$  % lorsque la longueur du réseau passe de 1 à 10 mm. Nous observons en affinement de la réponse spectrale du réseau qui décroît de 0,47 nm ( $L = 1$  mm) à 0,09 nm ( $L = 10$  mm).

La figure VI.6 représente l'évolution du pouvoir de transmission minimum ( $T_{\min}$ ) en fonction de la longueur  $L$  du réseau, pour différentes valeurs du terme d'amplitude de variation d'indice  $\Delta n$ . Pour une longueur  $L$  donnée du réseau, le coefficient de transmission minimum  $T_{\min}$  est d'autant plus faible que le terme  $\Delta n$  est grand.



Nous pouvons constater que le pouvoir de transmission minimum du réseau de Bragg correspondant est fixé par la valeur du produit  $\Delta n L$ .

Dans les mêmes conditions que précédemment, nous avons représenté sur la figure VI.7 l'évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur du réseau élémentaire en fonction de la longueur du réseau pour différentes valeurs de l'amplitude de la variation d'indice  $\Delta n$ .

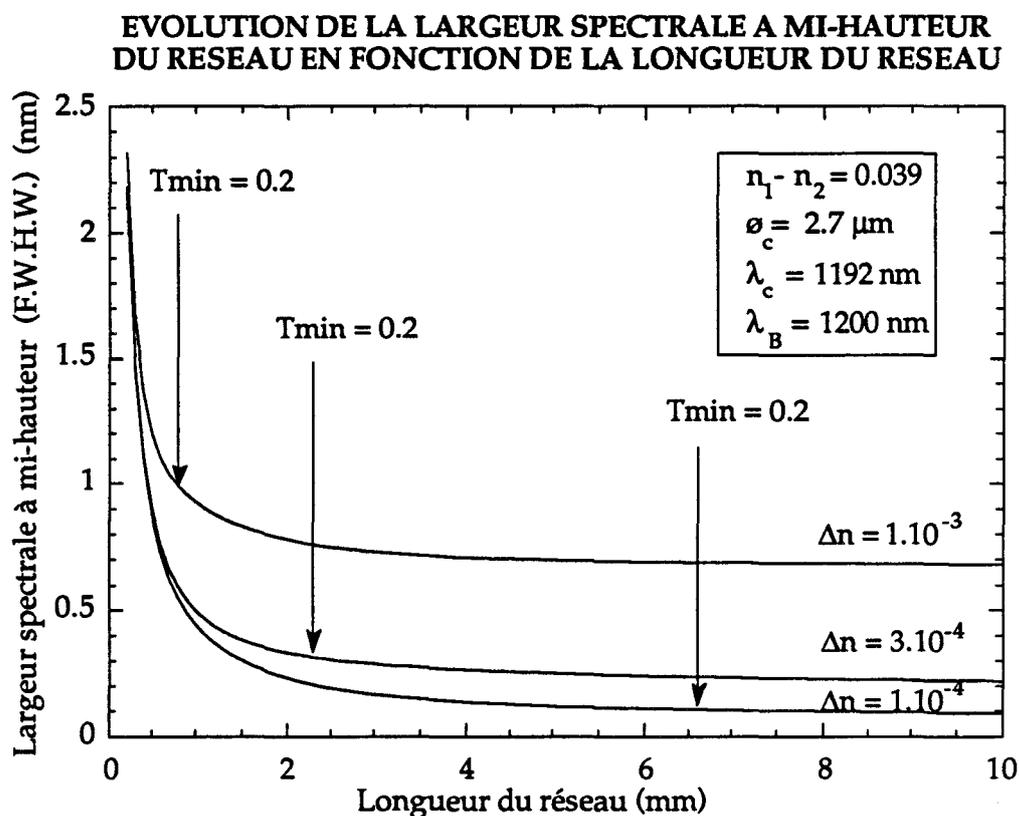


Figure VI.7

Nous observons une rapide décroissance de la largeur spectrale à mi-hauteur puis un palier de saturation. La valeur du palier est d'autant plus faible que le terme  $\Delta n$  est petit. A coefficient  $T_{\min}$  égal, et donc à produit  $\Delta n L$  égal, le réseau sera plus fin spectralement si la longueur  $L$  du réseau est grande et le terme  $\Delta n$  petit.

La relation analytique VI.33 permet de rendre compte des observations déduites des représentations graphiques.

$$\Delta\lambda^{FW} = \frac{\lambda_B}{n_1 L} \sqrt{\lambda_B^2 + (\Delta n \eta(V) L)^2} \quad \text{VI.33}$$

Dans VI.33,  $\Delta\lambda^{FW}$  représente la largeur de la courbe de réflectivité spectrale, définie en considérant les premiers zéros situés de part et d'autre de  $\lambda_B$ .

On imagine que  $L$  augmente depuis 0, tous les autres paramètres étant fixés. Tant que  $\Delta n \eta(V) L \ll \lambda_B$ , le facteur  $\Delta\lambda^{FW}$  décroît comme  $1/L$  lorsque  $L$  augmente, et lorsque  $\Delta n \eta(V) L \gg \lambda_B$ , le facteur  $\Delta\lambda^{FW}$  devient indépendant de la longueur  $L$ .

Les simulations numériques que nous venons de présenter correspondent au cas d'un réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal. Elles permettent cependant, de fixer quelques règles simples d'ingénierie que nous pouvons résumer ainsi :

1- Pour obtenir une inscription efficace à une longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ , il est nécessaire de rendre maximum le terme  $\Delta n L \eta(V)$ .

2- Si nous supposons que nous pouvons faire varier ces paramètres de façon indépendante dans nos expériences, il apparaît que les rôles joués par  $\Delta n$  et  $L$  sont en fait différents. L'augmentation de  $\Delta n$  est obtenue en augmentant le temps de l'irradiation (hypothèse photoréfractivité de type I non saturée). Cette augmentation se traduit par un élargissement de la réponse spectrale du réseau. La valeur de  $L$  est fixée au début de l'expérience. Inscrire des réseaux longs conduit à des réponses spectrales fines.

3- Le terme  $\eta(V)$  prend une valeur maximale à condition d'inscrire le réseau à une longueur d'onde de Bragg légèrement supérieure à la longueur d'onde de coupure du mode  $LP_{11}$ .

D'un point de vue pratique, la comparaison entre les réponses spectrales de réseaux calculées dans ce modèle et celles mesurées expérimentalement nous fournit des renseignements utiles sur les caractéristiques de notre montage expérimental et sur les propriétés de la photoréfractivité.

D'une façon générale, l'accord entre les résultats fournis par ce modèle et les résultats expérimentaux est d'autant plus satisfaisant que les réseaux sont courts (typiquement 2 mm) et que les conditions d'irradiation (durée, fluence) sont choisies de façon à ne pas atteindre la saturation de la photoréfractivité de type I. Dans ce cas, le profil spectral des réseaux correspond approximativement à celui déduit du modèle simplifié. La variation d'indice que l'on peut calculer en mesurant la translation de la longueur d'onde de Bragg [13] est identique à celle que l'on peut calculer en mesurant la réflectivité spectrale du réseau (relations VI.25 et VI.28). Lorsque le temps d'irradiation est progressivement augmenté, l'accord devient moins bon : la variation d'indice déduite de la translation de la longueur d'onde de Bragg est alors supérieure à la valeur de  $\Delta n$  calculée à partir de la réflectivité spectrale. Cette divergence s'explique par le fait qu'il apparaît une saturation de la photoréfractivité de type I (si bien que le profil d'indice n'est plus parfaitement sinusoïdal), mais aussi par le fait que le contraste du profil d'indice diminue depuis le bord du réseau situé sur l'axe optique jusqu'à l'autre extrémité. Cet effet provient des légères imperfections expérimentales dont les conséquences sont d'autant plus importantes que l'ordre d'interférences est élevé et que la durée de l'expérience est longue. Lorsque le réseau est long ( $L > 5$  mm), le profil spectral est asymétrique dès le début de l'inscription. Cette observation sera discutée dans le paragraphe 5.

## 5 - MODELISATION DE LA REPONSE SPECTRALE DE FILTRES A PROFIL D'INDICE PSEUDO-SINUSOIDAL

Nous nous proposons de présenter des simulations numériques de réponses spectrales de filtres de Bragg dont les profils d'indice sont pseudo-sinusoidaux. Ces simulations numériques sont effectuées à l'aide de la méthode matricielle que nous avons présentée dans le paragraphe 2. Nous supposons que le pas  $\Lambda(z)$ , l'indice moyen  $n_0(z)$  et l'amplitude de variation d'indice  $\Delta n(z)$  sont fonctions de la côte longitudinale  $z$  ( $z$  compris entre 0 et L, L désigne la longueur du réseau de Bragg). Différents types de fonctions caractérisant les variations de l'indice moyen, de l'amplitude de la variation d'indice et du pas de la perturbation ont été utilisées pour définir le profil d'indice du filtre de Bragg.

**5  $\alpha$ ) Influence d'une variation d'un paramètre caractérisant le profil d'indice sur l'allure de la réponse spectrale.**

5  $\alpha$  - 1) L'amplitude de la variation d'indice et l'indice moyen évoluent le long du réseau ; le pas du réseau est fixe.

*1 a) Hypothèses formulées pour effectuer la simulation numérique*

Nous nous sommes placés, dans un premier temps, dans l'hypothèse où l'indice  $n(z)$  est proportionnel à l'irradiance incidente sur la fibre en chaque point  $z$  du réseau. Nous supposons que l'évolution de l'intensité est régie par la relation suivante :

$$I(z) = I_1(z) \left( 1 + V(z) \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \quad \text{VI.34}$$

$$I_1(z) = I_0 f(z)$$

—  $\frac{I_1(z)}{2}$  désigne la répartition d'intensité d'un demi-faisceau après division du front d'onde par l'interféromètre (voir chapitre III). L'intensité est maximum sur l'extrémité  $z = 0$  et vaut  $I_0$ . La fonction  $f(z)$  caractérise la décroissance de l'intensité du faisceau.

—  $V(z)$  désigne la visibilité des franges

Bien que cette hypothèse ne soit pas tout à fait réaliste sur le plan expérimental, nous supposons qu'après division du front d'onde du faisceau incident sur l'interféromètre, nous obtenons deux demi-faisceaux symétriques et d'égale intensité. De plus, nous supposons qu'en raison d'un manque de cohérence spatiale et temporelle du faisceau, la visibilité  $V(z)$  évolue de la façon suivante :

$$V(z) = \sin c^2 \left( \frac{z\pi}{z_{\text{vis}}} \right) \quad \text{VI.35}$$

$z_{\text{vis}}$  désigne le premier zéro de la fonction  $V(z)$ .

L'évolution de l'indice du cœur de la fibre à la côte  $z$  est régie par la relation VI.36 :

$$n(z) = n_{10} + \Delta n_{\text{irr}}(z) \quad 0 < z < L \quad \text{VI.36}$$

Dans VI.36,  $n_{10}$  représente l'indice du cœur avant irradiation et  $\Delta n_{\text{irr}}(z)$  la variation d'indice due à l'irradiation.

Selon notre hypothèse, le terme  $\Delta n_{\text{irr}}(z)$  est proportionnel à l'intensité  $I(z)$ .

$$\Delta n_{\text{irr}}(z) = k I(z) \quad \text{VI.37}$$

$$\text{D'où } n(z) = n_{10} + k I_0 f(z) \left( 1 + V(z) \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \quad \text{VI.38}$$

Le choix de la forme analytique de la fonction  $f(z)$  va permettre de calculer la réponse spectrale du réseau.

$$\begin{cases} n_0(z) = n_{10} + k I_0 f(z) = n_{10} + \Delta n_0 f(z) \\ \Delta n(z) = \Delta n_0 f(z) V(z) \end{cases} \quad \text{VI.39}$$

$$f(z) = \sin^2 \left( \frac{\pi z}{z_0} \right) \quad \text{VI.39-a}$$

$$n(z) = n_{10} + k I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi z}{z_0} \right) \left\{ 1 + \sin^2 \left( \frac{\pi z}{z_{\text{vis}}} \right) \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \right\} \quad \text{VI.39-b}$$

Les données que nous devons introduire dans le programme de calcul sont l'indice moyen du cœur de fibre  $n_0(z)$  et l'amplitude de la modulation d'indice  $\Delta n(z)$ .

$$n_0(z) = n_{10} + k I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi z}{z_0} \right) \quad \text{VI.39-c}$$

$$\Delta n(z) = k I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi z}{z_0} \right) \sin^2 \left( \frac{\pi z}{z_{\text{vis}}} \right) = \Delta n_0 f(z) V(z) \quad \text{VI.39-d}$$

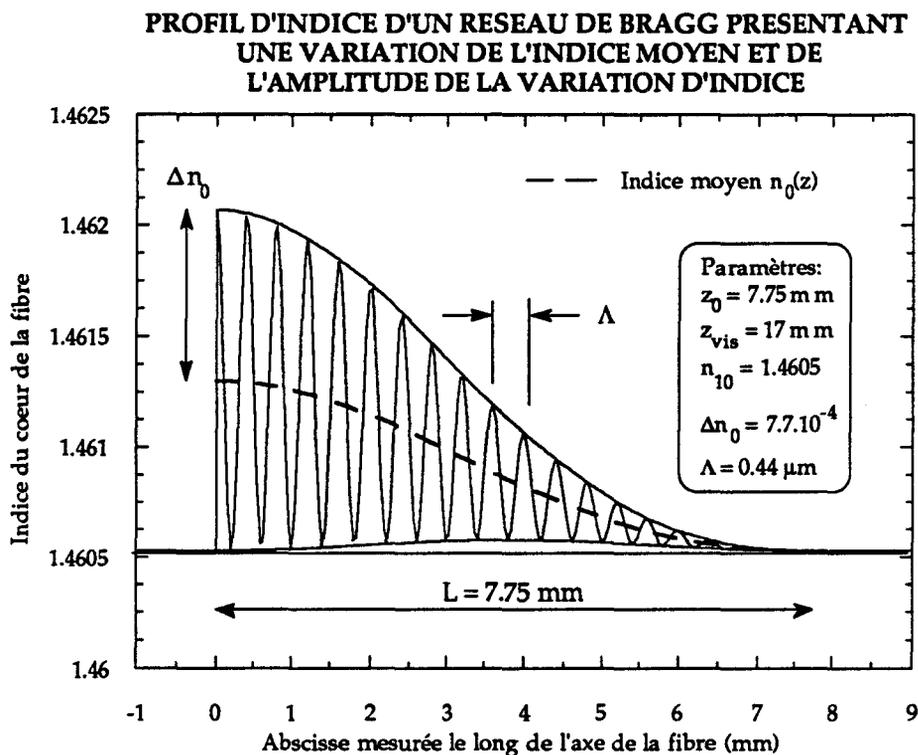
avec  $\Delta n_0 = k I_0$ .

Avec ces notations, l'expression de l'indice du cœur de la fibre prend la forme:

$$n(z) = n_0(z) + \Delta n(z) \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \quad \text{VI.40}$$

Dans VI.40, nous supposons que  $n_0(z)$  et  $\Delta n(z)$  évoluent très peu sur une distance  $\Lambda$ .

Un exemple de profil d'indice est représenté sur la figure VI.8 avec les valeurs numériques particulières suivantes ( $z_0 = 7,75$  mm,  $z_{\text{vis}} = 17$  mm,  $n_{10} = 1,4605$ ,  $\Delta n_0 = 7,7 \cdot 10^{-4}$  et  $\Lambda = 0,44$   $\mu\text{m}$ ). Ces valeurs numériques ont été choisies après différents essais de façon à reproduire une réponse spectrale typique enregistrée lors de l'inscription d'un réseau dans une fibre BPG 285.



Il faut noter que la période des oscillations d'indice dessinées sur la figure VI.8 n'est pas représentée à l'échelle.

Selon notre procédure, ce profil d'indice est partagé en  $N$  réseaux élémentaires de longueur  $\frac{L}{N}$ . La réponse spectrale du réseau est calculée (voir figure VI.9) pour différentes valeurs de  $N$  ( $N=2, 10, 50$  et  $200$ ). Les courbes correspondant à  $N = 50$  et  $N = 200$  sont identiques. Un échantillonnage dans lequel  $N$  est plus faible ( $N = 2, N = 10$ ) conduit à l'apparition d'oscillations supplémentaires n'ayant pas de signification physique précise.

### ETUDE DE LA REPONSE SPECTRALE D'UN RESEAU DE BRAGG EN FONCTION DE L'ECHANTILLONNAGE

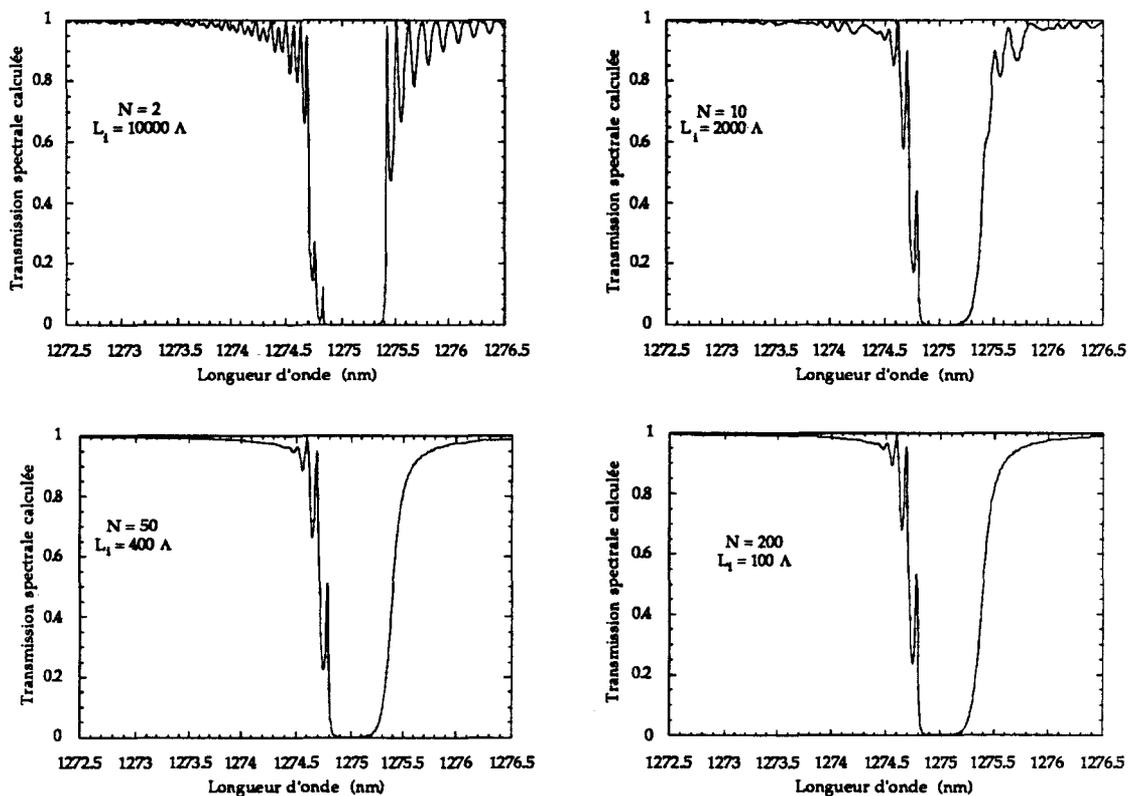


Figure VI.9

Habituellement, nous utilisons un échantillonnage conduisant à des réseaux élémentaires de longueur  $L_0 \approx 100 \text{ \AA}$ .

### 1 b) Comparaison entre des réponses spectrales calculées et une réponse spectrale expérimentale

La figure VI.10 représente la transmission spectrale d'un réseau de Bragg enregistrée après l'inscription et des transmissions spectrales calculées de deux façons différentes (a et b). L'une correspond à un profil d'indice défini par les équations VI.39 (réseau a) et l'autre correspond à un profil d'indice dans lequel nous avons supposé que l'indice moyen et l'amplitude de la variation d'indice décroissent linéairement avec  $z$  le long du réseau (réseau b). Les deux profils d'indice ont été partagés en 200 réseaux élémentaires.

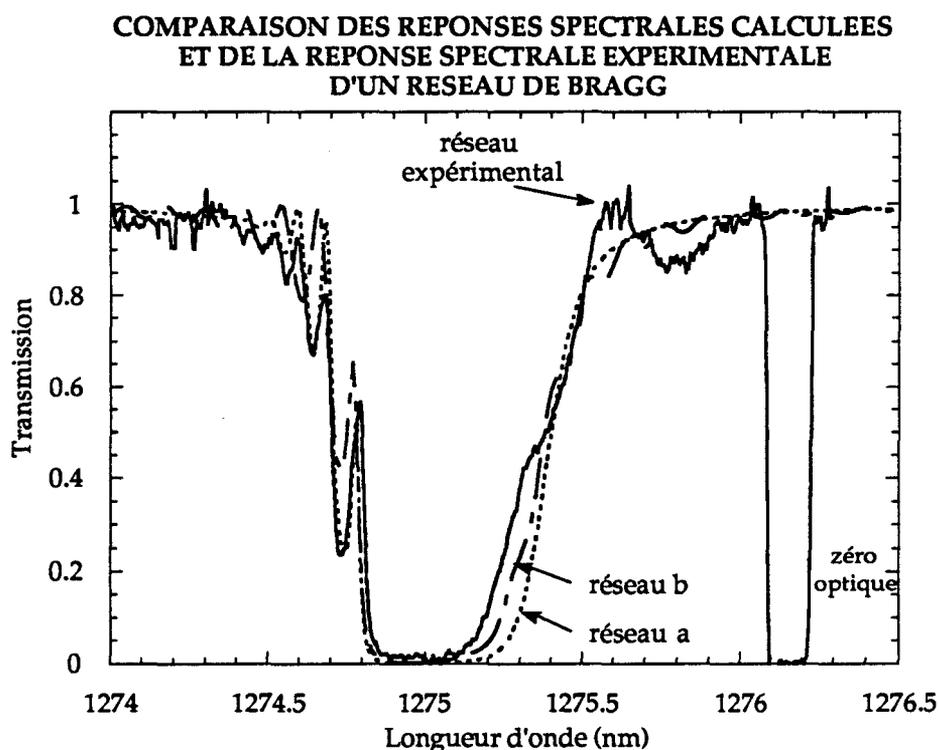


Figure VI.10

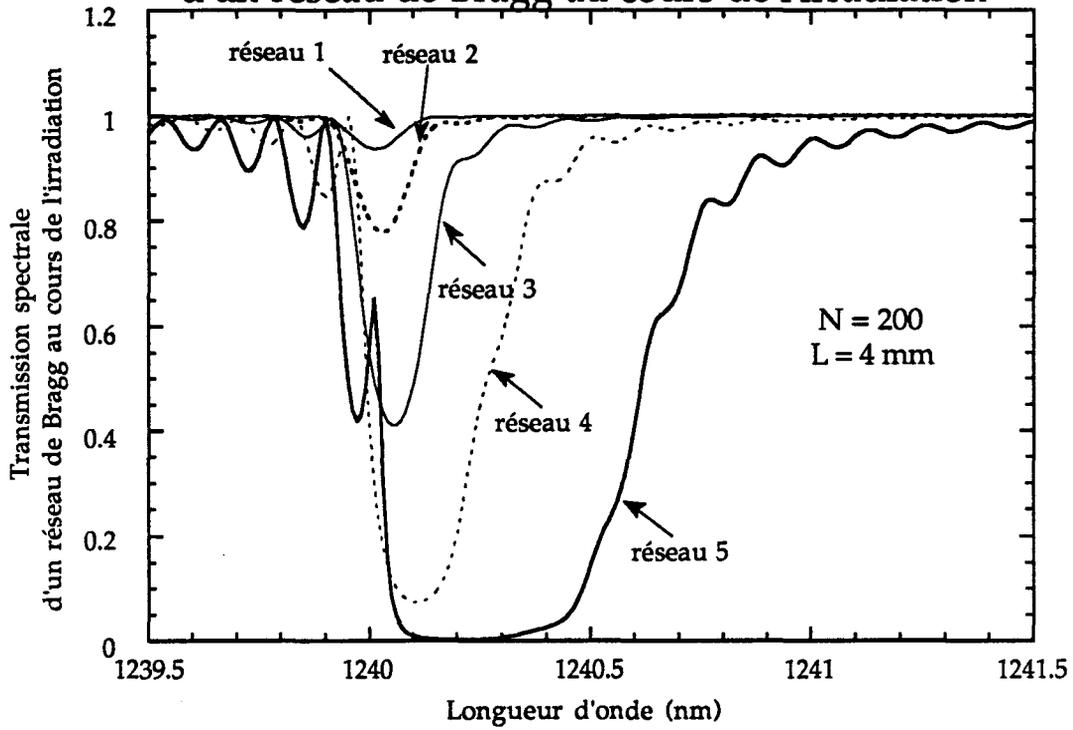
Le réseau dont le spectre est représenté sur la figure VI.10 a été inscrit à l'aide de 400 tirs émis par un laser pulsé. L'énergie par impulsion était de 0,3 mJ et les dimensions du spot étaient de 7,75 mm x 20  $\mu$ m. Les conditions expérimentales de l'inscription de ce réseau sont telles que la dose totale

reçue par la fibre reste très inférieure à la dose au-delà de laquelle une saturation de la photoréfractivité de type I apparaît dans ce type de fibre.

Il faut noter que les simulations numériques reproduisent correctement l'aspect de la courbe expérimentale à l'exception cependant du flanc situé du côté des grandes longueurs d'onde. Pour expliquer l'origine de l'asymétrie de la courbe de réponse spectrale représentée sur la figure VI.10, nous avons procédé à des simulations numériques de tracés de réponses spectrales correspondant à des durées croissantes d'irradiation.

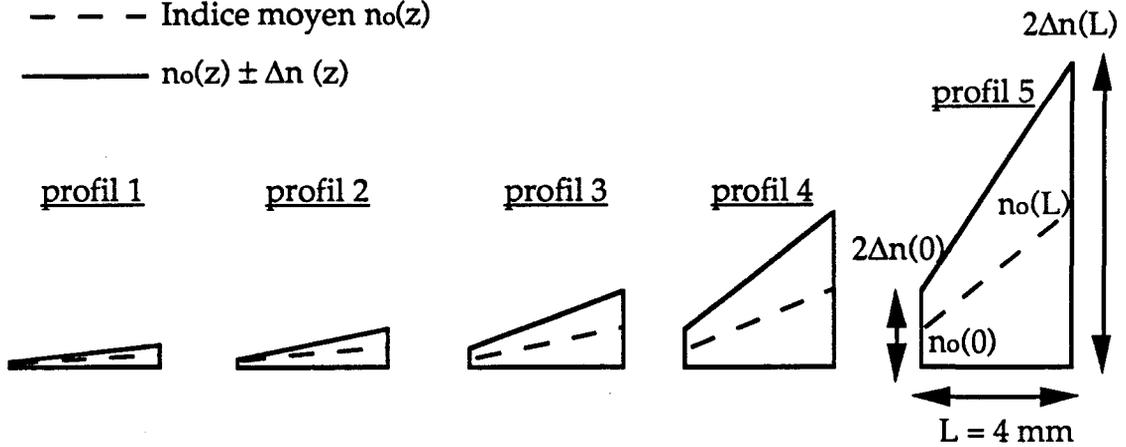
La figure VI.11 représente l'évolution de la transmission spectrale d'un réseau au cours de l'irradiation. Dans cet exemple, les valeurs de l'indice moyen et de l'amplitude de la variation d'indice sont choisies de plus en plus élevées comme le montrent les schémas de la figure VI.11 représentant les enveloppes des profils d'indice. Les fonctions  $n_0(z)$  et  $\Delta n(z)$  sont linéairement croissantes. Lorsque le profil d'indice évolue du profil 1 vers le profil 5, nous observons que la courbe de transmission spectrale s'élargit, que le coefficient de transmission minimum diminue et que la longueur d'onde correspondant au centre du pic se déplace spectralement vers le rouge, comme dans le cas des réseaux à profil strictement sinusoïdal. Par contre, nous observons une croissance de la dissymétrie du profil, qui comporte un front raide (situé vers le bleu) et un front à pente douce (situé vers le rouge). Le front raide est toujours situé à une longueur d'onde, qui évolue peu alors que le front lent se déplace vers le rouge. La faible évolution de la longueur d'onde à laquelle se situe le front raide s'explique par un effet de compensation entre l'élargissement de la réponse spectrale du réseau et le déplacement de la longueur d'onde de Bragg. Ces résultats sont confirmés par les observations expérimentales.

## Evolution de la transmission spectrale d'un réseau de Bragg au cours de l'irradiation



### ENVELOPPE DES PROFILS D'INDICE DES 5 RESEAUX PRESENTES CI-DESSUS

- - - Indice moyen  $n_o(z)$   
 ———  $n_o(z) \pm \Delta n(z)$



profil 1  
 $n_o(0) = 1,4865125$   
 $n_o(L) = 1,48655$   
 $\Delta n(0) = 1,25 \cdot 10^{-5}$   
 $\Delta n(L) = 5 \cdot 10^{-5}$

profil 2  
 $n_o(0) = 1,486525$   
 $n_o(L) = 1,4866$   
 $\Delta n(0) = 2,5 \cdot 10^{-5}$   
 $\Delta n(L) = 1 \cdot 10^{-4}$

profil 3  
 $n_o(0) = 1,48655$   
 $n_o(L) = 1,4867$   
 $\Delta n(0) = 5 \cdot 10^{-5}$   
 $\Delta n(L) = 2 \cdot 10^{-4}$

profil 4  
 $n_o(0) = 1,4866$   
 $n_o(L) = 1,4869$   
 $\Delta n(0) = 1 \cdot 10^{-4}$   
 $\Delta n(L) = 4 \cdot 10^{-4}$

profil 5  
 $n_o(0) = 1,4867$   
 $n_o(L) = 1,4873$   
 $\Delta n(0) = 2 \cdot 10^{-4}$   
 $\Delta n(L) = 8 \cdot 10^{-4}$

Figure VI.11

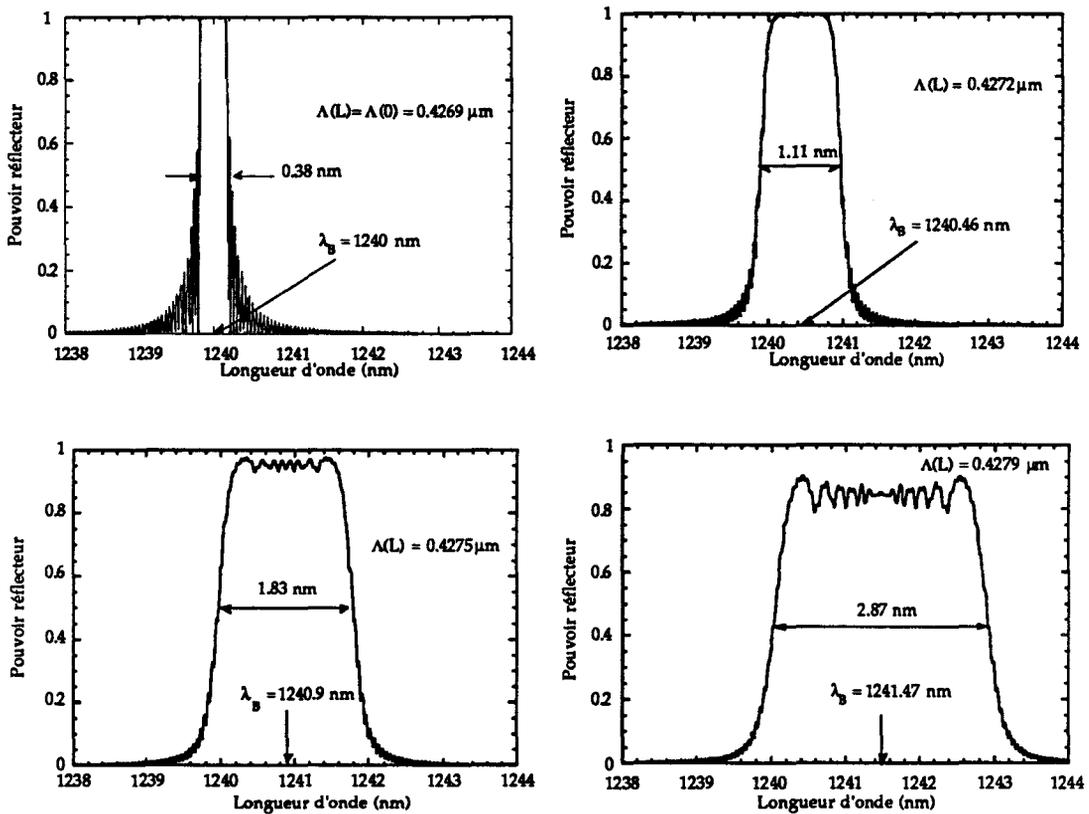
5  $\alpha$  - 2) Variation du pas du réseau

Nous allons maintenant traiter le cas de réseaux pour lesquels l'indice moyen  $n_0$  et l'amplitude de variation d'indice  $\Delta n$  n'évoluent pas avec  $z$ . Par contre, le pas du profil d'indice est supposé évoluer selon une loi linéaire ou selon une loi quadratique.

2 a) *Evolution linéaire du pas*

La figure VI.12 présente les courbes de réponse spectrale de réseaux de Bragg dont le pas évolue selon une loi linéaire entre 0 et L.

**REFLECTIVITE SPECTRALE D'UN RESEAU DE BRAGG  
DONT LE PAS EVOLUE SELON UNE LOI LINEAIRE  
LE LONG DE SON PROFIL LONGITUDINAL**



$\Delta n = 5.10^{-4}$        $n_1 = 1,4591$   
Longueur du réseau  $L = 1$  cm  
Nombre de structures  $N = 100$

$n_2 = 1,444$

Figure VI.12

Le pas en  $z = 0$  est identique pour les quatre réseaux présentés. L'évolution du pas est caractérisée de la façon suivante :

$$\Lambda(z) = \Lambda(0) + k z \quad 0 < z < L$$

$$\Lambda(0) = 0,4269 \mu\text{m}$$

La première courbe de réponse spectrale correspond au cas d'un réseau à profil parfaitement sinusoïdal ( $k = 0$ ). Les coefficients  $k$  des trois autres courbes ont été choisis de façon à ce que  $\Lambda(L)$  soit égal à  $0,4272 \mu\text{m}$  pour la deuxième,  $0,4275 \mu\text{m}$  pour la troisième et  $0,4279 \mu\text{m}$  pour la quatrième courbe. La longueur d'onde du centre du pic de transmission est égale à  $1240 \text{ nm}$  dans le cas du réseau élémentaire et atteint  $1241,47 \text{ nm}$  pour le quatrième réseau. La largeur spectrale à mi-hauteur croît de  $0,38 \text{ nm}$  à  $2,87 \text{ nm}$ . La réponse spectrale conserve sa symétrie par rapport à un axe vertical centré sur valeur de la longueur d'onde de Bragg. Le front situé vers le bleu conserve une position fixe, alors que l'autre front se déplace vers le rouge. Le pouvoir réflecteur maximum chute (de  $100 \%$  à  $85 \%$ ) et des oscillations apparaissent sur le palier de saturation situé à  $R_{\text{max}}$ .

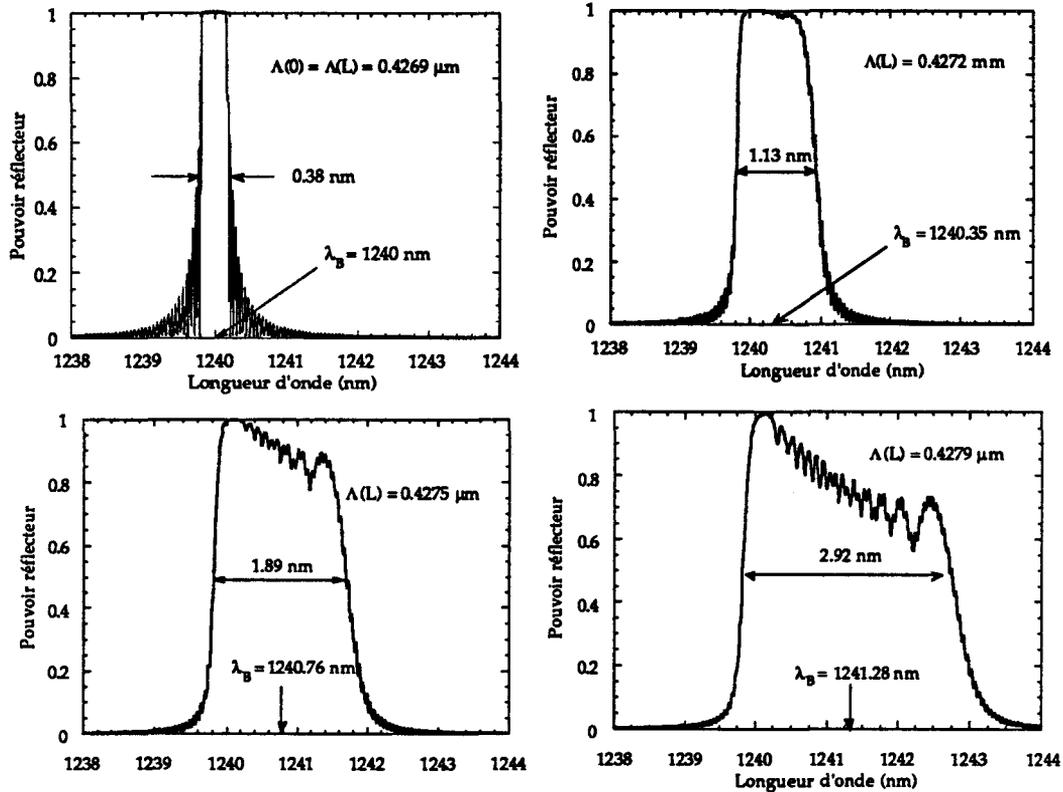
## 2 b) Evolution quadratique du pas

L'étude est menée de façon similaire à la précédente. La variation du pas est maintenant donnée par la loi suivante :

$$\Lambda(z) = \Lambda(0) + k z^2 \quad 0 < z < L$$

$$\Lambda(0) = 0,4269 \mu\text{m}.$$

**REFLECTIVITE SPECTRALE D'UN RESEAU DE BRAGG  
DONT LE PAS EVOLUE SELON UNE LOI QUADRATIQUE  
LE LONG DE SON PROFIL LONGITUDINAL**



$\Delta n = 5.10^{-4}$        $n_1 = 1,4591$        $n_2 = 1,444$   
 Longueur du réseau  $L = 1 \text{ cm}$   
 Nombre de structures  $N = 100$

Figure VI.13

Nous avons choisi la valeur du paramètre  $\xi$  pour que les pas atteints en  $L$  soient égaux respectivement à  $0,4269 \mu\text{m}$ ,  $0,4272 \mu\text{m}$ ,  $0,4275 \mu\text{m}$  et  $0,4279 \mu\text{m}$  pour les quatre réseaux présentés sur la figure VI.13. La longueur d'onde correspondant au centre du pic de transmission se déplace vers le rouge ( $1240 \text{ nm} \rightarrow 1241.28 \text{ nm}$ ) et la largeur spectrale à mi-hauteur croît de  $0,38 \text{ nm}$  à  $2,92 \text{ nm}$ . Le coefficient de réflexion du quatrième réseau mesuré sur le front fixe situé vers le bleu est de l'ordre de 100%, alors qu'il n'est plus égal qu'à 70% au niveau du front mobile, situé vers le rouge.

## 5 $\beta$ ) Etude de la réponse spectrale de filtres particuliers

Afin d'illustrer les potentialités du programme de simulation numérique, nous nous proposons de calculer la réponse spectrale d'un filtre de Moiré et d'un filtre de Fabry-Perot. Les expériences correspondantes ont été présentées dans le chapitre V.

### 5 $\beta$ - 1) Filtre de Moiré

Dans les conditions de l'expérience présentée dans le chapitre V, il n'est pas réaliste de supposer que les profils d'indice inscrits successivement dans la fibre soient des profils parfaitement sinusoïdaux [14]. Nous avons donc choisi de représenter le profil d'indice des réseaux écrits successivement sur la fibre par une loi d'évolution en fonction de  $z$  analogue à celle correspondant à la relation VI.39. Nous supposons que la réponse du matériau est linéaire si bien que le profil d'indice du réseau de Moiré s'obtient par addition des profils d'indice de chaque réseau. Le battement de deux profils d'indice est présenté sur la figure VI.14. Les paramètres caractérisant chacun des deux profils sont indiqués sur la figure VI.14. L'évolution de l'indice du filtre de Moiré est donnée par les relations V.6 et V.7 du chapitre précédent.

La présence d'une décroissance de l'amplitude  $\Delta n(z)$  pour chacun des deux profils entraîne une dissymétrie des deux lobes du battement. Les franges dessinées sur la figure VI.14 ne sont pas représentées à l'échelle.

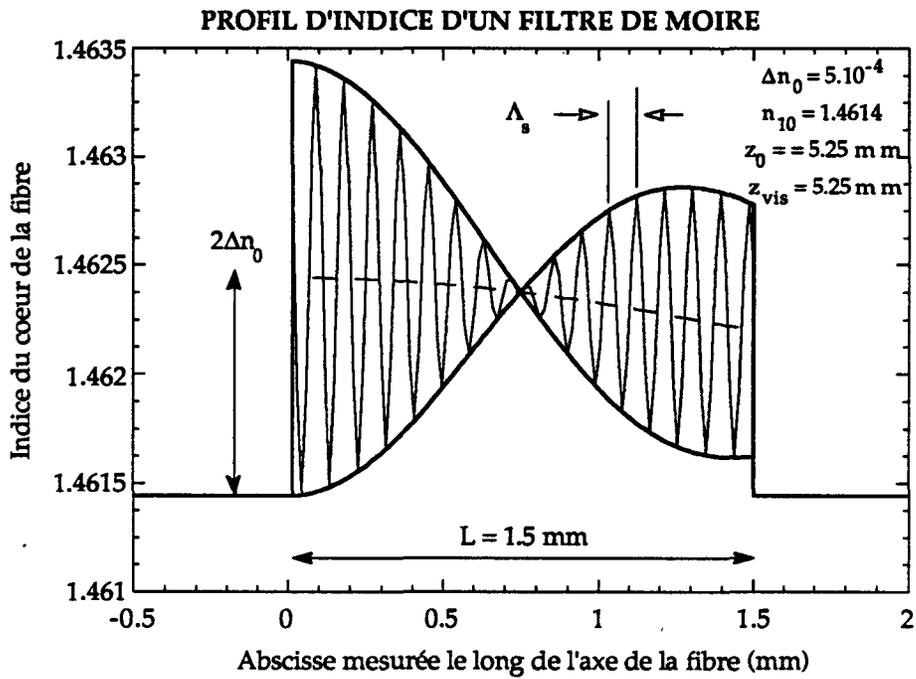


Figure VI. 14

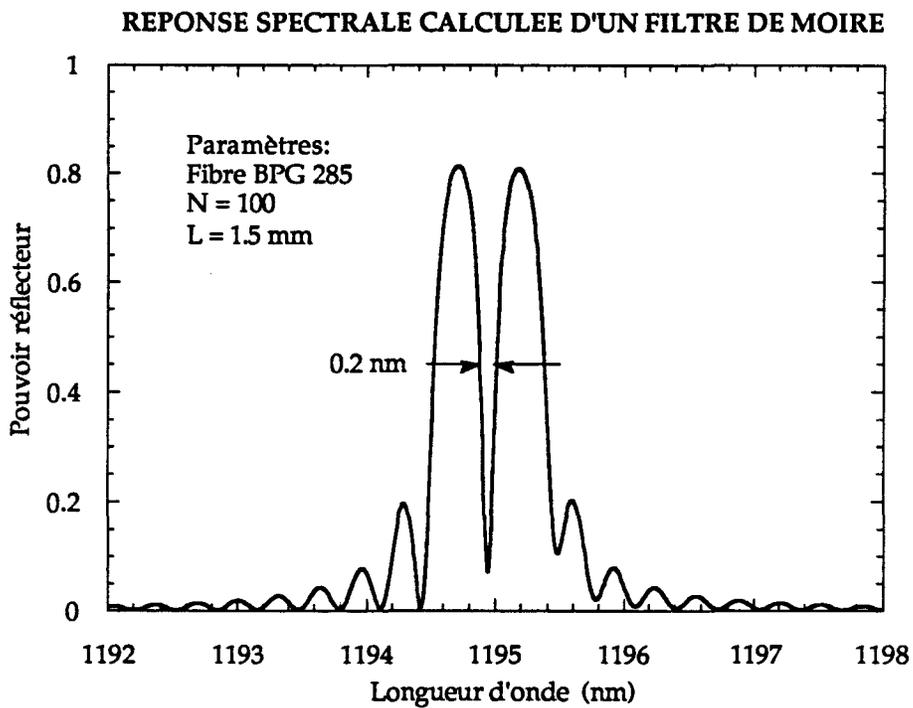


Figure VI.15

La réponse spectrale correspondant au profil d'indice de la figure VI.14 est représentée sur la figure VI.15. L'aspect de cette courbe peut être comparé à celui de la figure V.8 du chapitre V. Nous observons que le facteur de réflexion n'est pas nul entre les deux pics. Ceci est dû à la dissymétrie entre les lobes de battement du profil d'indice.

5  $\beta$  - 2 *Filtre de Perot-Fabry constitué de deux réseaux identiques à profil d'indice sinusoïdal.*

2 a) *Méthode matricielle*

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la réponse spectrale d'un filtre Perot-Fabry constitué de deux réseaux élémentaires identiques [15]. La matrice de transfert  $F_R$  de chacun des deux réseaux peut être calculée à l'aide des relations VI.16. La zone de fibre non irradiée de longueur  $e$  séparant les deux réseaux peut être assimilée à un réseau élémentaire dont l'amplitude de variation d'indice est nulle ( $\Delta n = 0$ ). La matrice de transfert  $F_e$  correspondant à la zone non irradiée s'écrit sous la forme suivante :

$$F_e = \begin{pmatrix} \exp\left[\frac{-j2\pi \cdot n_{\text{eff}} \cdot e}{\lambda}\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[\frac{+j2\pi \cdot n_{\text{eff}} \cdot e}{\lambda}\right] \end{pmatrix} \quad \text{VI.41}$$

La matrice de transfert  $F_{PF}$  du filtre Perot-Fabry ainsi décrit se déduit de la relation suivante :

$$F_{PF} = F_R \times F_e \times F_R \quad \text{VI.42}$$

Remarque : Pour calculer la réponse spectrale d'un Perot-Fabry constitué de deux réseaux élémentaires présentant des réflectivités différentes, il suffit de remplacer les matrices  $F_R$  dans la relation VI.42 par la matrice de transfert de chacun des deux réseaux.

## 2 b) Méthode analytique

Afin d'être en mesure de vérifier le résultat de nos simulations numériques, nous avons développé une méthode analytique de calcul de la réponse spectrale d'un étalon Perot-Fabry [15]. Ce calcul, que nous allons maintenant présenter, s'applique uniquement au cas d'un réseau Perot-Fabry constitué de deux réseaux élémentaires identiques. Le calcul analytique ci-dessous utilise les mêmes notations que le calcul matriciel développé au début de ce chapitre.

Le système d'équations couplées ci-dessous est relatif aux amplitudes complexes  $F(z)$  et  $B(z)$  associées aux champs codirectifs et contradirectifs.

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} F(z) = -j\Omega B(z) \exp(2j\Delta\beta z) \\ \frac{d}{dz} B(z) = j\Omega^* F(z) \exp(-2j\Delta\beta z) \end{cases} \quad \text{VI.43}$$

Les conditions aux limites du couplage entre deux modes contradirectifs sont représentées sur la figure VI.16 :

$$F = F(0) \text{ à } z = 0 \quad \text{dans le réseau 1}$$

$$B = 0 \text{ à } z = 2L + e \quad \text{dans le réseau 2}$$

**DIAGRAMME SCHEMATIQUE DES CONDITIONS DE PHASE  
VERIFIEES PAR LES CHAMPS SE PROPAGEANT DANS UN  
PEROT-FABRY CONSTITUE DE DEUX RESEAUX  
ELEMENTAIRES IDENTIQUES**

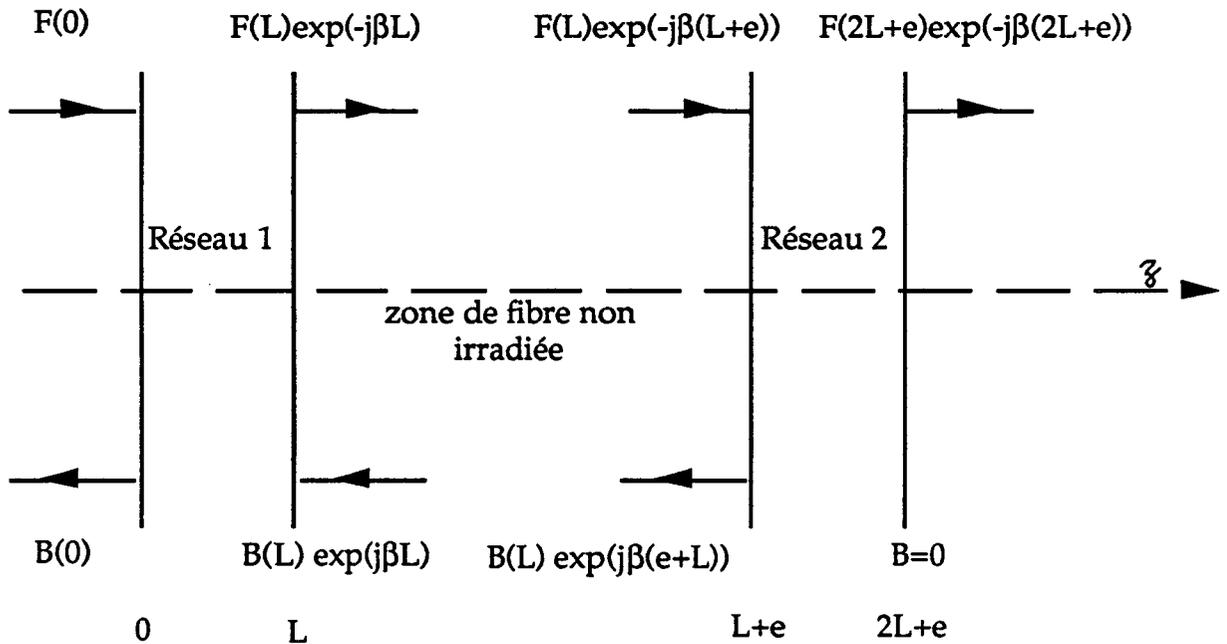


Figure VI.16

La solution générale du système VI.43, pour des champs se propageant dans le réseau 1, se déduit des relations VI.44:

$$F(z) = \exp(j\Delta\beta z) \left\{ \frac{S \cosh(S(L-z)) + j\Delta\beta \sinh(S(L-z))}{D} F(0) + \frac{-j\Omega \exp(j\Delta\beta L) \sinh(Sz)}{D} B(L) \right\}$$

VI.44

$$B(z) = \exp(-j\Delta\beta z) \left\{ \frac{-j\Omega^* \sinh(S(L-z))}{D} F(0) + \exp(j\Delta\beta L) \frac{S \cosh(Sz) + j\Delta\beta \sinh(Sz)}{D} B(L) \right\}$$

avec  $D = S \cosh(SL) + j \Delta\beta \sinh(SL)$

En posant  $z = L$  dans l'équation VI.44, on obtient :

$$F(L) = \exp(j\Delta\beta L) \left\{ \frac{S}{D} F(0) - \frac{j\Omega \exp(j\Delta\beta L) \sinh(SL)}{D} B(L) \right\}$$

De même, les amplitudes des champs contradictifs se propagent dans le réseau 2 sont données par :

$$F(2L+e) = \exp(j\Delta\beta L) \left\{ \frac{S}{D} F(L) \right\}$$

VI.45

$$B(L) \exp(j\beta(e+L)) = - \frac{j\Omega^* \sinh(SL)}{D} F(L) \exp(-j\beta(e+L))$$

Après quelques transformations algébriques, on obtient le coefficient de transmission complexe du Perot-Fabry.

$$\frac{F_t}{F(0)} = \frac{F(2L+e) \exp(-j\beta(2L+e))}{F(0)} = \frac{S^2 \exp(2j\Delta\beta L) \exp(-j\beta(2L+e))}{D^2 + |\Omega|^2 \sinh^2(SL) \exp(2j\Delta\beta L) \exp(-2j\beta(L+e))}$$

On en déduit le coefficient de transmission en intensité de la structure Perot-Fabry :

$$T = \frac{F_t^* F_t}{F^*(0) F(0)} = \frac{1}{1 + 4 \left\{ \frac{\Omega^2 \sinh^2(SL) (\Omega^2 \cosh^2(SL) - \Delta\beta^2)}{(\Omega^2 - \Delta\beta^2)^2} \right\} \cdot \cos^2(\Delta\beta L - \beta(e+L) - \Phi/2)}$$

VI.46

avec  $\Phi$  tel que

$$\tan \Phi = \frac{2\Delta\beta \sinh(SL) \cosh(SL)}{S^2 \cosh^2(SL) - \Delta\beta \sinh^2(SL)}$$

VI.47

Le pouvoir réflecteur maximum  $R_{PF}$  d'une structure Perot-Fabry est calculé à l'aide de la relation VI.46 en supposant que la double condition  $\lambda = \lambda_B$  et  $\cos^2(\Delta\beta L - \beta(e+L) - \Phi/2) = 1$  se trouve vérifiée.

On obtient :

$$R_{PF} = 1 - T = \frac{4R}{(1+R)^2} \quad \text{VI.48}$$

avec  $R = \tanh^2(\Omega L)$  : pouvoir réflecteur de chaque réseau.

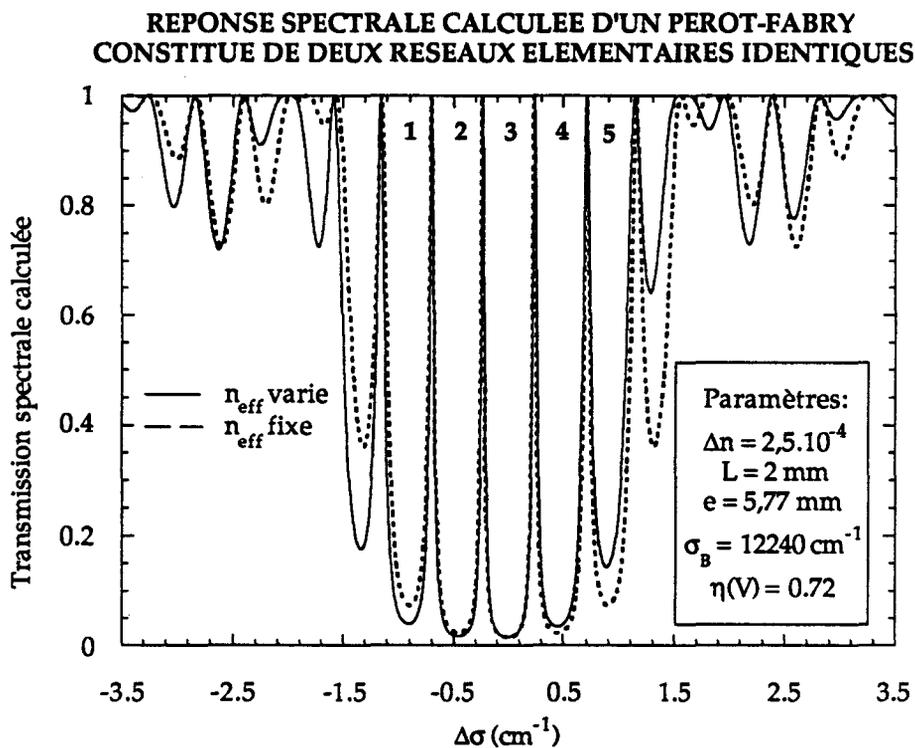
La relation VI.48 donne l'expression du pouvoir réflecteur d'un Perot-Fabry constitué de deux réseaux élémentaires identiques. Elle est bien entendu identique à la relation V.1. Cette relation est valable aussi dans le cas classique d'un Perot-Fabry massif constitué de deux miroirs de pouvoir réflecteur  $R$ . La relation VI.48 montre qu'une structure Perot-Fabry formée de réseaux de Bragg de réflectivité moyenne (par exemple  $R=0,8$ ) peut constituer un miroir très réflecteur ( $R_{PF} \approx 0,99$ ). Cette remarque a été illustrée par un exemple dans le chapitre V.

### 2 c) Comparaison des résultats

Les réponses spectrales d'un Perot-Fabry calculées l'une à l'aide de la méthode matricielle, et l'autre à l'aide de la méthode analytique, sont rigoureusement identiques. Cette constatation constitue une validation du programme développé à partir de la méthode matricielle [15].

La figure VI.17 représente la réponse spectrale d'un Perot-Fabry constitué de deux réseaux élémentaires identiques séparés par une distance

e. Cette distance  $e$  a été fixée de façon à ce que la condition de résonance  $2n_{\text{eff}}(L + e) = \ell \lambda_B$ , avec  $\ell$  entier (ligne continue) soit vérifiée. La seconde courbe (ligne pointillée) représente la réponse spectrale du même Perot-Fabry, mais pour laquelle on a négligé dans le calcul la dispersion de guide et de matériau. On obtient dans ce cas une courbe symétrique par rapport à un axe vertical centré sur  $\sigma = \sigma_B$ . La première courbe n'est pas symétrique par rapport à un axe vertical passant par  $\sigma_B$ . Cette dissymétrie provient de la dispersion chromatique de l'indice effectif.



#### 2 d) Etude de l'intervalle spectral libre de filtres Perot-Fabry

Aux résonances de Perot-Fabry, la transmission atteint 1. L'intervalle spectral entre deux résonances (mesuré en nombre d'ondes ou en fréquence) s'appelle l'intervalle spectral libre du Perot-Fabry. La notion d'intervalle spectral libre est moins simple à définir que dans le cas d'un Perot-Fabry constitué d'éléments massifs, puisque l'intervalle spectral libre

d'un Perot-Fabry à réseaux de Bragg n'est pas constant lorsque l'on fait varier la longueur d'onde (ou le nombre d'ondes) dans le profil spectral d'un réseau.

**INTERVALLES SPECTRAUX LIBRES DE LA REPONSE  
CALCULEE D'UN PEROT-FABRY CONSTITUE DE DEUX  
RESEAUX ELEMENTAIRES IDENTIQUES**

	Numéro de l'intervalle spectral libre				
	1	2	3	4	5
A ISL calculé (GHz)	12,99	13,83	14,23	14,12	13,60
B ISL calculé (GHz)	13,71	14,16	14,19	13,76	12,9
C ISL calculé (GHz)	13,36	14,02	14,22	14,02	13,36

Conditions de résonance :

ligne A :  $2n_{\text{eff}}(L+e) = \ell \lambda_B + \varepsilon$

ligne B :  $2n_{\text{eff}}(L+e) = \ell \lambda_B$

ligne C :  $2n_{\text{eff}}(L+e) = \ell \lambda_B$  avec  $n_{\text{eff}} = \text{cte}$

Tableau VI.2

Les valeurs des intervalles spectraux libres du Perot-Fabry de la figure VI.17 sont reportées dans le tableau VI.2. La ligne A correspond à un Perot-Fabry dont la distance  $e$  a été choisie pour que la condition  $2n_{\text{eff}}(L+e) = \ell \lambda_B + \varepsilon$  soit vérifiée. La ligne B correspond à un Perot-Fabry pour lequel la condition  $2n_{\text{eff}}(L+e) = \ell \lambda_B$  est vérifiée (courbe en ligne

continue de la figure VI.17), et la ligne C correspond au cas du Perot-Fabry dans lequel  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  est maintenu constant (courbe en ligne pointillée de la figure VI.17).

Dans le cas de la ligne C, les valeurs de l'intervalle spectral libre sont symétriques par rapport au pic central n° 3, mais, comme dans le cas des lignes A et B, décroissent de part et d'autre de cette valeur. Le tableau VI.2 montre donc que la prise en compte de la dispersion chromatique de l'indice effectif n'est pas à l'origine de cette décroissance. La dissymétrie des valeurs des intervalles spectraux libres s'explique par le fait que les réseaux jouent le rôle de miroirs distribués. Leur pouvoir réflecteur varie avec la longueur d'onde si bien qu'il en est de même de l'épaisseur équivalente du Perot-Fabry.

La figure VI.18 représente les réponses spectrales de quatre structures Perot-Fabry différentes, constituées de deux réseaux élémentaires identiques. Le pouvoir de réflexion du réseau élémentaire constitue le paramètre de l'étude. Dans le cas de cette étude, l'indice effectif a été maintenu constant. Les pouvoirs réflecteurs  $R$  de chacun des deux réseaux sont égaux respectivement à 5 %, 30 %, 60 %, et 80 %. L'amplitude de variation d'indice  $\Delta n$  correspondante de chaque réseau est reportée dans le tableau VI.3. La longueur de chaque réseau  $L$  est égale à 3 mm, la distance non irradiée  $e$  séparant les deux réseaux vaut 6 mm, et la longueur de Bragg  $\lambda_B$  vaut 1476 nm ( $\sigma_B = 6775,06 \text{ cm}^{-1}$ ).

Pour chaque Perot-Fabry, nous pouvons vérifier la validité de la relation VI.48. En effet, plus le coefficient de réflexion des réseaux qui constituent le Perot-Fabry augmente, plus le coefficient réflecteur de la structure augmente. Aux résonances, les pics de transmission atteignent 1.

## ETUDE DE L'INTERVALLE SPECTRAL LIBRE DE QUATRE PEROT-FABRY CONSTITUES DE DEUX RESEAUX ELEMENTAIRES IDENTIQUES

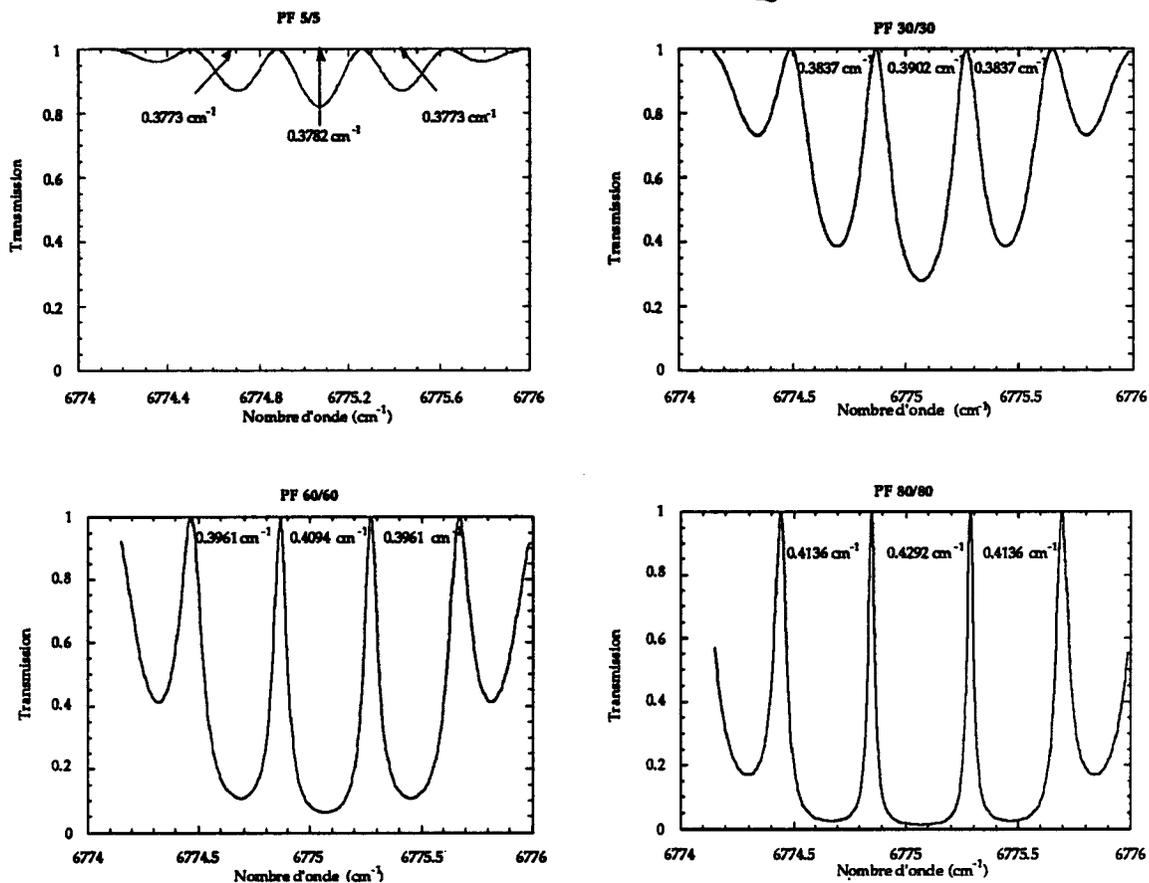


Figure VI.18

### CARACTERISTIQUES DES STRUCTURES PEROT-FABRY CONSTITUEES DE DEUX RESEAUX ELEMENTAIRES IDENTIQUES

	PF 5/5	PF 30/30	PF 60/60	PF 80/80
$R_1 = R_2$	5%	30%	60%	80%
$\Delta n_1 = \Delta n_2$	$5 \cdot 10^{-5}$	$14 \cdot 10^{-5}$	$23 \cdot 10^{-5}$	$32 \cdot 10^{-5}$

Tableau VI.3

Les valeurs numériques des intervalles spectraux libres (ISL) sont reportées sur la figure VI.18. Elles évoluent de façon symétrique par rapport à l'axe  $\sigma = \sigma_B$  pour chaque Perot-Fabry. Elles augmentent avec R, tous les autres paramètres de la structure étant fixés, ce qui signifie que l'épaisseur équivalente du Perot-Fabry diminue lorsque R augmente.

5  $\beta$  - 3 Filtres Perot-Fabry constitués de deux réseaux élémentaires de pouvoirs réflecteurs différents.

Dans les paragraphes précédents, les réseaux de Bragg constituant le Perot-Fabry étaient supposés rigoureusement identiques. Nous supposons ici qu'ils diffèrent par (et seulement par) leur facteur de réflexion.

La figure VI.19 représente la réponse spectrale de différentes structures Perot-Fabry constitués de deux réseaux élémentaires notés 1 et 2, présentant des facteurs de réflexion  $R_1$  et  $R_2$  différents. Le détail de la structure du filtre Perot-Fabry est décrit dans le paragraphe  $\beta$  - 2 -d. Le réseau 1 a un pouvoir réflecteur  $R_1$  égal à 80 % (soit  $\Delta n_1 = 32 \cdot 10^{-5}$ ). Les pouvoirs réflecteurs des différents réseaux 2 sont indiqués dans le tableau VI.4. La variation chromatique de l'indice effectif n'est pas prise en compte. Comme le montre la figure VI.19, la réponse spectrale reste symétrique par rapport à l'axe

$\sigma = \sigma_B$ . Nous constatons cependant que la transmission à la résonance n'atteint pas 1 dans le cas des filtres Perot-Fabry constitués de deux réseaux différents. Plus la différence entre  $R_1$  et  $R_2$  est faible, plus la transmission est proche de 1 à la résonance. Les valeurs des intervalles spectraux libres augmentent avec le pouvoir réflecteur  $R_2$  du second réseau.

## ETUDE DE L'INTERVALLE SPECTRAL LIBRE DE QUATRE PEROT-FABRY CONSTITUES DE DEUX RESEAUX ELEMENTAIRES DE POUVOIRS REFLECTEURS DIFFERENTS

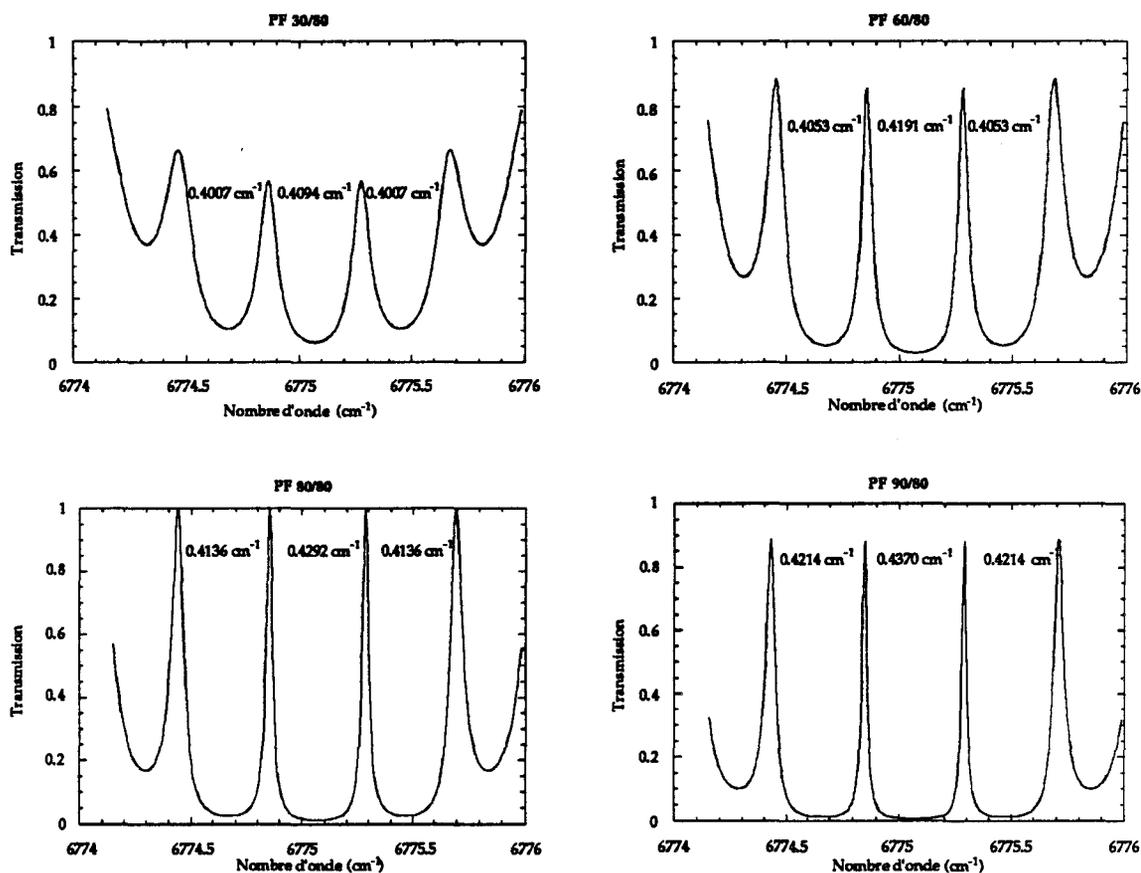


Figure VI.19

### CARACTERISTIQUES DU RESEAU N°2 DE LA STRUCTURE PEROT- FABRY CONSTITUEE DE DEUX RESEAUX ELEMENTAIRES DE POUVOIRS REFLECTEURS DIFFERENTS

	PF 30/80	PF 60/80	PF 80/80	PF 90/80
$R_2$	30%	60%	80%	90%
$\Delta n_2$	$14 \cdot 10^{-5}$	$23 \cdot 10^{-5}$	$32 \cdot 10^{-5}$	$40 \cdot 10^{-5}$

Tableau VI. 4

5  $\beta$  - 4 Filtre Perot-Fabry constitué de deux réseaux à profils d'indice pseudo-sinusoidal

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté un enregistrement de la réponse spectrale typique d'un Perot-Fabry à réseaux (figure V.6 - d), inscrit dans le laboratoire. Nous pouvons constater que l'enveloppe des pics de transmission est dissymétrique, puisqu'elle comporte un front raide et un front de pente douce. Pour rendre compte de cet aspect, nous avons calculé la réponse spectrale d'un Perot-Fabry constitué de deux réseaux identiques, en supposant que l'indice moyen et l'amplitude de la variation d'indice évoluent le long de  $Oz$  selon une loi de décroissance gaussienne (figure VI.20).

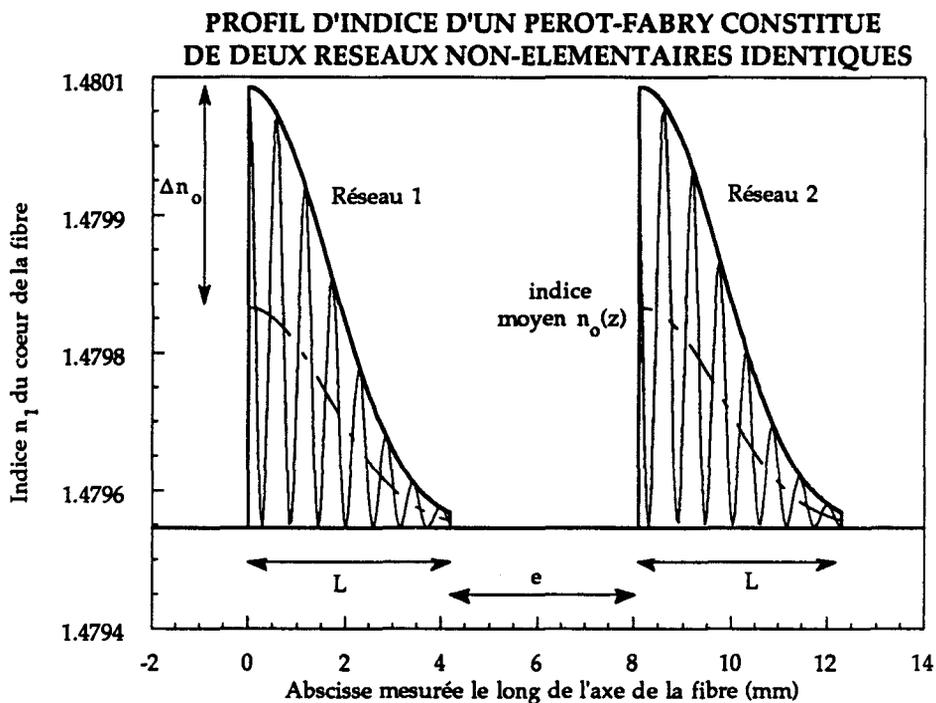


Figure VI.20

Les paramètres de calculs utilisés sont les mêmes que dans l'expérience citée ci-dessus. La longueur des réseaux  $L$  est fixée à 4,2 mm, et la longueur d'onde de Bragg des réseaux est égale à 817 nm. Les réseaux sont séparés par une zone non irradiée de longueur  $e = 6$  mm. La réponse spectrale de ce Perot-Fabry est calculée par la méthode matricielle avec un échantillonnage  $N = 200$  (figure VI.21-a). Bien que la réponse spectrale expérimentale de ce filtre Perot-Fabry ait été présentée dans le chapitre précédent, elle est rappelée ici afin de faciliter la comparaison (figure VI.21-b).

Nous observons que dans les deux cas l'enveloppe des pics est dissymétrique. Les valeurs numériques des intervalles spectraux libres sont indiquées sur le tableau VI.5. La similitude des réponses spectrales conduit à penser que le profil d'indice retenu pour la simulation numérique reproduit le profil expérimental.

**COMPARAISON ENTRE LES INTERVALLES SPECTRAUX LIBRES DE LA REponse EXPERIMENTALE ET CALCULEE D'UN PEROT-FABRY CONSTITUE DE DEUX RESEAUX NON-ELEMENTAIRES IDENTIQUES**

	Numéro de l'intervalle spectral libre				
	1	2	3	4	5
mesure expérimentale (GHz)	12,6	14,2	13,2	12,6	11,6
ISL calculé (GHz)	12,6	14,2	13,8	12,9	12,3

Tableau VI.5

REPONSE SPECTRALE CALCULEE D'UN  
PEROT-FABRY CONSTITUE DE DEUX  
RESEAUX NON-ELEMENTAIRES IDENTIQUES

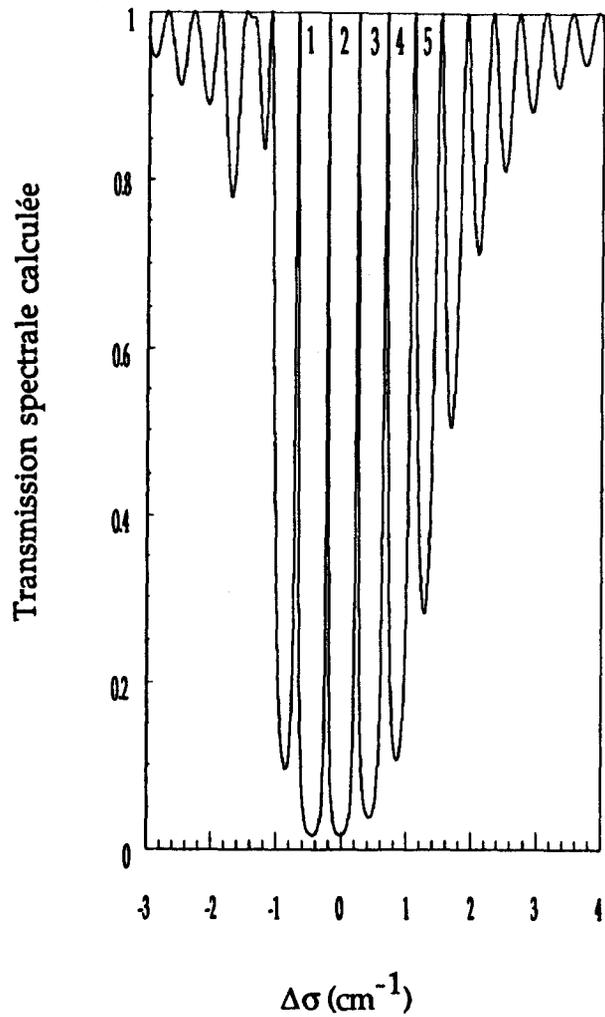


Figure VI.21 - a

REPONSE SPECTRALE EXPERIMENTALE D'UN  
FILTRE PEROT-FABRY INSCRIT DANS UNE  
FIBRE OPTIQUE

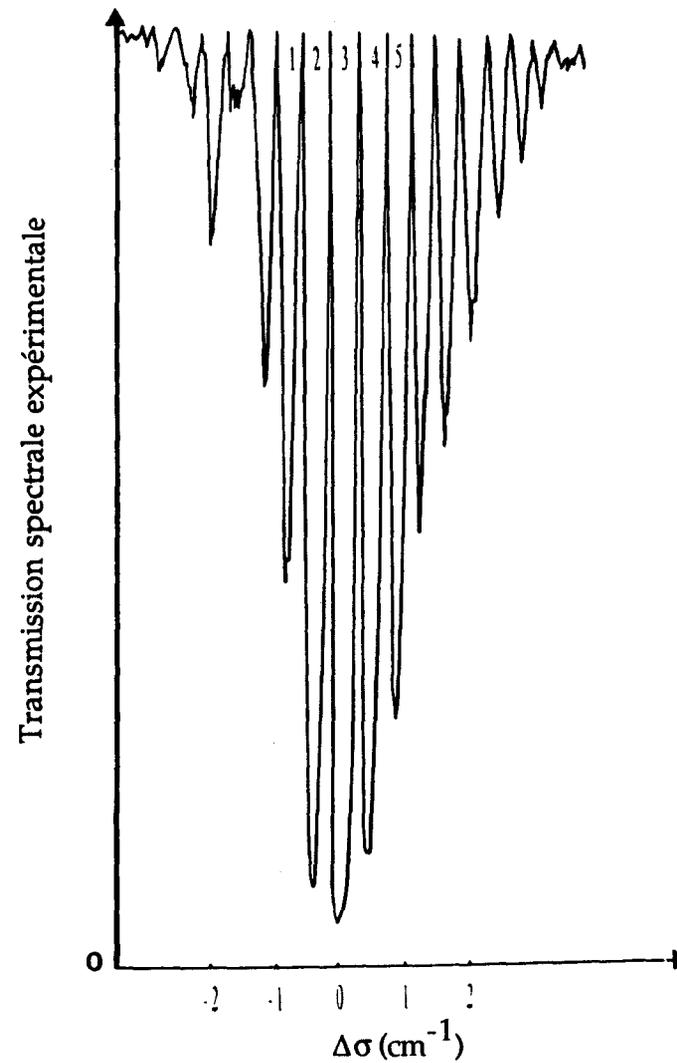


Figure VI.21 - b

## 6 - ETUDE DES CARACTERISTIQUES SPECTRALES DE RESEAUX INSCRITS DANS DES CONDITIONS OU INTERVIENT LA PHOTOREFRACTIVITE DE TYPE IIA

6  $\alpha$ ) Profil d'indice provoqué par la prise en compte simultanée des photoréfractivité de type I et IIA : Développement en série de Fourier du profil d'indice et calcul de la réponse spectrale dans les ordres de diffraction 1 et 2

6  $\alpha$  - 1) Modèle de la variation d'indice due à photoréfractivité de type I et IIA : position du problème

Un modèle permettant de calculer le profil d'indice résultant des deux types de photoréfractivité a été développé dans le laboratoire. Il est présenté dans le mémoire de thèse de E. Fertein. Ce modèle permet d'interpréter les effets expérimentaux observés (chapitre IV). Le modèle met en jeu deux réactions 1 et 2, caractérisées par deux constantes de réaction  $k_1$  et  $k_2$ . La constante  $k_1$  est supérieure d'environ un ordre de grandeur à  $k_2$ . La réaction 1 entraîne une variation de l'indice moyen positive  $\Delta n'_1$ , tandis que la réaction 2 entraîne une diminution de l'indice moyen  $\Delta n'_2$ . Différentes autres hypothèses ont été formulées par W. Xie *et al* [2] dans le cas particulier de l'inscription d'un réseau réalisée à l'aide d'un laser pulsé. Il a été possible de relier la variation d'indice à la côte  $z$ , au nombre d'impulsions laser incidentes et à l'intensité incidente  $I_0$ . La relation VI.49 constitue le résultat terminal de cette modélisation. Pour établir la relation VI.49, il a été supposé que la constante de vitesse  $k_1$  dépendait de l'intensité lumineuse locale  $I_0 M(z)$  sur la fibre selon une loi de saturation de type inhomogène. La constante de vitesse  $k_2$  a été choisie proportionnelle à  $I_0 M(z)$ .

$$\Delta n(z, N_t) = \Delta n'_1 \{1 - \exp[-k_1 N_t t]\} - \Delta n'_2 \{1 - \exp[-k_2 N_t t]\} \quad \text{VI.49}$$

avec:  $k_1 = \frac{k X M(z)}{\sqrt{1 + X M(z)}} \cdot \frac{N_t}{t}$       constante de la réaction 1

$k_2 = k' I_0 M(z) \cdot \frac{N_t}{t}$       constante de la réaction 2

$$M(z) = \left[ 1 + V(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda(z)}\right) \right] \exp(-\alpha_g \cdot z^2) \quad \text{VI.50}$$

Dans VI.50, nous supposons que la visibilité des franges décroît depuis  $z = 0$  le long de l'axe de la fibre selon la relation VI.50 - a.

$$V(z) = V_0 - v \cdot z \quad \text{VI.50 - a}$$

$$X = \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} = \frac{\text{fluence incidente}}{\text{fluence de saturation}}$$

$X$  : fluence normalisée

$\Delta n'_1$  : amplitude maximum de la variation d'indice due à la réaction 1

$\Delta n'_2$  : amplitude maximum de la variation d'indice due à la réaction 2

$k, k'$  : coefficients de proportionnalité

$\alpha_g$  : facteur de décroissance gaussienne de l'amplitude de variation d'indice avec  $z$

D'après le modèle développé au laboratoire, le profil est constitué d'une modulation de l'indice (due au 1<sup>er</sup> terme de la relation VI.49) qui se sature rapidement au cours des tirs et d'une contre-modulation (due au second terme de VI.49), dont les effets apparents ne deviennent importants qu'après la saturation de la photoréfractivité de type I.

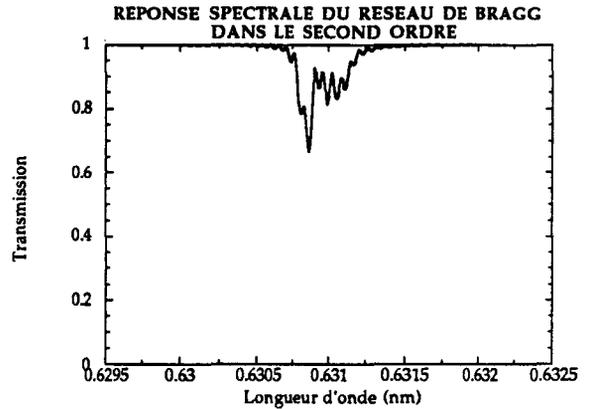
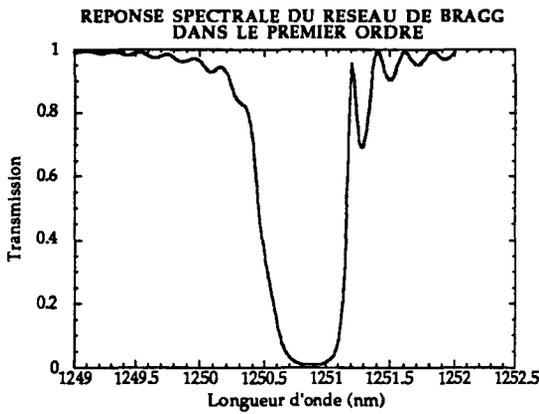
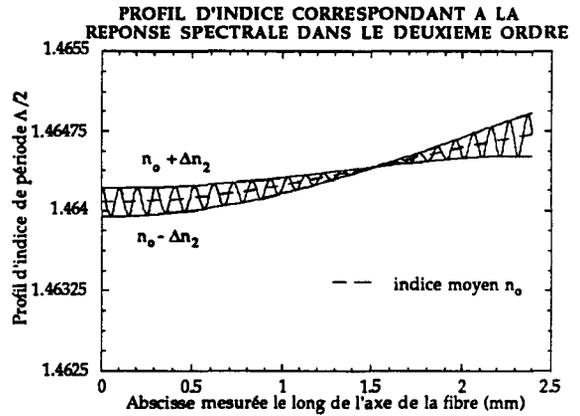
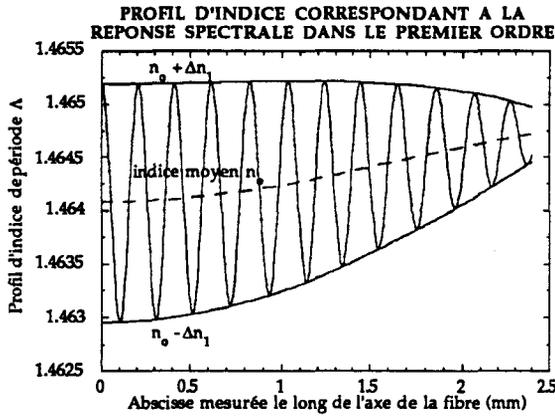
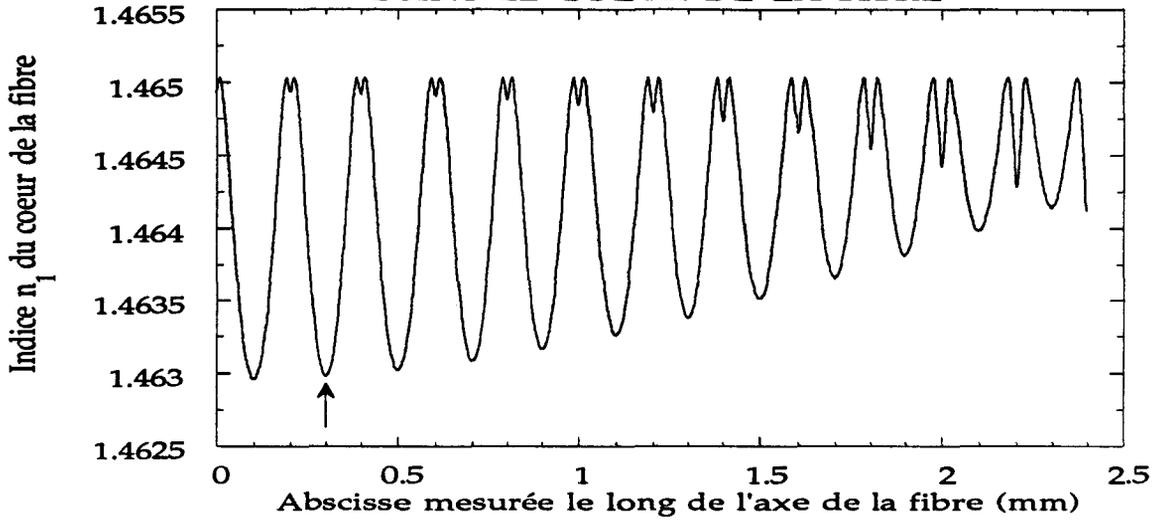
La vérification expérimentale du modèle a été réalisée sur des réseaux courts dont le profil d'indice a été supposé parfaitement sinusoïdal [2]. Dans la pratique, l'intensité des franges décroît de  $z = 0$  jusqu'à  $z = L$ . Cette décroissance rend plus complexe la compréhension des phénomènes observés. En effet, si la différence d'irradiance entre les bords du réseau est importante, il est possible qu'après un certain nombre de tirs, la photoréfractivité prédominante en  $z = 0$  soit de type IIA alors qu'en  $z = L$ , la photoréfractivité résulte d'un mélange des types I et IIA. La réponse spectrale d'un tel réseau est manifestement différente de celle où seule intervient la photoréfractivité de type I. Nous nous sommes donc proposé d'utiliser la méthode matricielle pour calculer la réponse spectrale de réseaux inscrits dans les conditions où intervient la photoréfractivité de type IIA.

Un exemple d'un tel profil d'indice est représenté sur la figure VI.22. Le pas de la modulation d'indice n'est pas représenté à l'échelle. Ce profil est calculé avec les paramètres suivants :  $N_t = 100\ 000$  tirs, et le facteur de décroissance gaussienne  $\alpha_g = 1$ . La visibilité est constante et égale à 0,9 tout le long du profil d'indice.

#### 6 $\alpha$ - 2) Développement en série de Fourier du profil d'indice

Le profil d'indice présenté est pseudo-périodique. Nous avons supposé que le profil d'indice est localement périodique et qu'il peut être développé en Série de Fourier (voir chapitre IV) dans chaque structure élémentaire. Nous obtenons donc l'indice moyen et les amplitudes de la variation d'indice  $\Delta n_1(z)$  et  $\Delta n_2(z)$  correspondant respectivement aux trois premiers termes du développement. Nous pouvons en déduire le profil d'indice responsable de la photoréfractivité dans le premier ordre (relation

**PROFIL D'INDICE INSCRIT  
DANS LE COEUR DE LA FIBRE**



paramètres de la fibre :  $\Delta n^+ = 0,00543$ ,  $\Delta n^- = 3,10^{-4}$ ,  $a = 2,25 \mu\text{m}$   
 $\Lambda(z) = \Lambda = 0,4315 \mu\text{m}$  Nombre de tirs : 100000  
 Longueur du réseau : 2,4 mm Echantillonnage  $N = 24$   $\alpha_g = 1$   
 $\Delta n'_1 = 3 \cdot 10^{-3}$   $\Delta n'_2 = 4 \cdot 10^{-3}$  Visibilité  $V(z) = V_0 = 0,9$   
 $k = 25 \cdot 10^{-5}$   $k' = 5 \cdot 10^{-6}$   $X = I_0 / I_{\text{sat}} = 1$

Figure VI.22

VI.51-a) et dans le second ordre de diffraction du réseau (relation VI.51-b).

$$n_1(z) = n_o(z) + \Delta n_1(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \Phi_1\right) \quad \text{VI.51 - a}$$

$$n_2(z) = n_o(z) + \Delta n_2(z) \cos\left(\frac{4\pi z}{\Lambda} + \Phi_2\right) \quad \text{VI.51 - b}$$

Ces deux profils, de périodes respectives  $\Lambda$  et  $\frac{\Lambda}{2}$  sont représentés sur la figure VI.22. Le pas de la modulation d'indice n'est pas représenté à l'échelle. Le pic marqué d'une flèche correspond à une contribution du type IIA.

### 6 $\alpha$ - 3) Calcul de la réponse spectrale dans les deux premiers ordres de diffraction du réseau

L'utilisation de la méthode matricielle permet de calculer la réponse spectrale du réseau dans les deux premiers ordres de diffraction (voir figure VI.22).

Nous observons que la transmission du réseau dans le premier ordre chute presque à 0 %. Le profil spectral présente une dissymétrie due au profil d'indice du réseau d'ordre 1 caractérisé par une décroissance de  $\Delta n_1(z)$  et par une augmentation de  $n_o(z)$ . Il faut noter que, contrairement aux observations expérimentales lorsque la photoréfractivité de type I est prédominante, le front à pente raide est situé maintenant du côté des grandes longueurs d'onde. Ce changement dans l'aspect de la dissymétrie est observé dans nos expériences lors de la seconde croissance du spectre enregistrée dans l'ordre 1. Dans le second ordre, la réponse spectrale de ce même réseau est très accidentée et comporte plusieurs pics. Le pouvoir de transmission minimum  $T_2$  est de 66 %.

**6 β) Etude de la transmission du réseau dans l'ordre 1 ou 2 : le nombre de tirs incidents sur la fibre constitue le paramètre de l'étude**

6 β - 1) Cas où l'amplitude d'indice n'évolue pas le long du réseau ( $\alpha_g = 0$ ) : réseaux courts ( $L \leq 2 \text{ mm}$ )

Différents profils d'indices correspondant à 0, 200, 4000, 40 000, et 200 000 tirs sont présentés sur la figure VI.23. Les paramètres utilisés pour calculer ces profils sont identiques à ceux de l'étude précédente (6 α-2). Seule la valeur numérique du terme  $\alpha_g$ , choisie égale à 0, a été modifiée. Le profil d'indice de la structure est donc périodique d'un bord à l'autre du réseau. Conformément aux prévisions du modèle, nous voyons croître une première modulation ( $N_t = 200, 1000, 4000$ ), qui se sature, puis apparaît une contre modulation ( $N_t = 40 000$ ), qui finit par devenir prédominante ( $N_t = 200 000$ ).

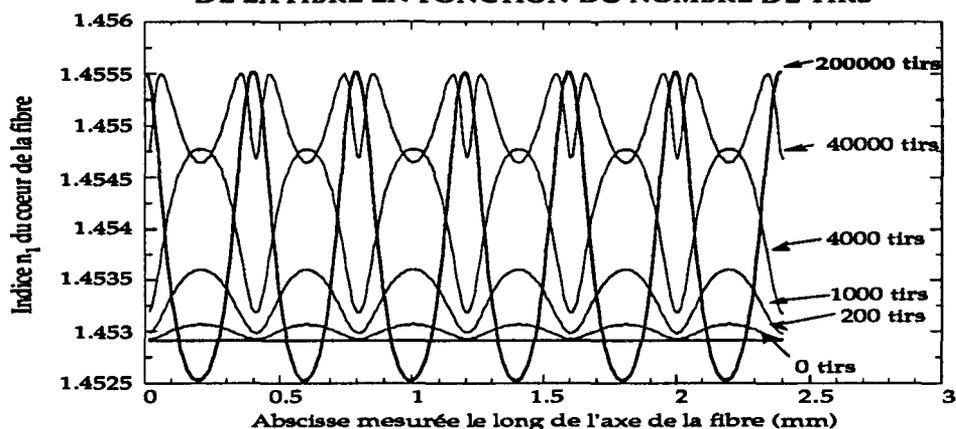
Nous savons que la longueur d'onde de Bragg d'un réseau est proportionnelle à l'indice effectif de la fibre. Le coefficient de transmission minimum  $T_i$  varie avec  $\Delta n_i$  comme indiquée par la relation VI 52.

$$T_i = 1 - \tan h^2 \left( \frac{\pi \Delta n_i L}{\lambda_B} \eta(V) \right) \quad \text{VI.52}$$

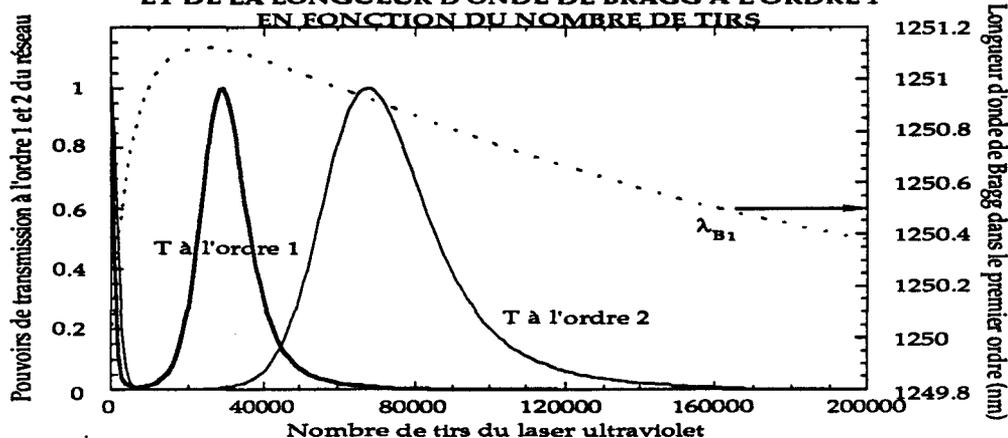
avec  $i$  : harmonique 1 ou 2

Le développement en série de Fourier du profil d'indice conduit à deux profils correspondant à deux réseaux élémentaires de période  $\Lambda$  et  $\Lambda/2$ .

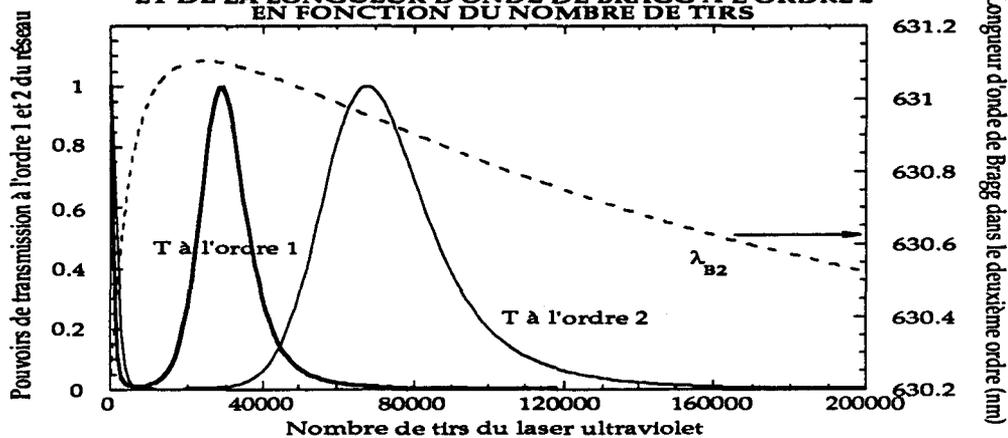
**PROFILS D'INDICE INSCRITS DANS LE COEUR  
DE LA FIBRE EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



**EVOLUTION DU POUVOIR DE TRANSMISSION MINIMUM A L'ORDRE 1 ET 2  
ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG A L'ORDRE 1  
EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



**EVOLUTION DU POUVOIR DE TRANSMISSION MINIMUM A L'ORDRE 1 ET 2  
ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG A L'ORDRE 2  
EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



paramètres de la fibre :  $\Delta n^+ = 0,00543$ ,  $\Delta n^- = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $a = 2,25 \mu\text{m}$

$\Lambda(z) = \Lambda = 0,4315 \mu\text{m}$

Longueur du réseau : 2,4 mm

Echantillonnage  $N = 1$   $\alpha_g = 0$

$\Delta n'_1 = 3 \cdot 10^{-3}$

$\Delta n'_2 = 4 \cdot 10^{-3}$

Visibilité  $V(z) = V_0 = 0,9$

$k = 25 \cdot 10^{-5}$

$k' = 5 \cdot 10^{-6}$

$X = I_0 / I_{\text{sat}} = 1$

Figure VI.23

Les deux dernières courbes de la figure VI.23 présentent l'évolution de  $T_1$  et  $T_2$  en fonction du nombre de tirs. Les courbes 2 et 3 représentent aussi le déplacement de la longueur d'onde correspondant à un minimum de la fonction de transmission respectivement dans l'ordre 1 et 2.

L'obtention de ces courbes nécessite environ 1 heure de calcul sur un ordinateur HP 71 550, ce temps de calcul dépend de la résolution utilisée.

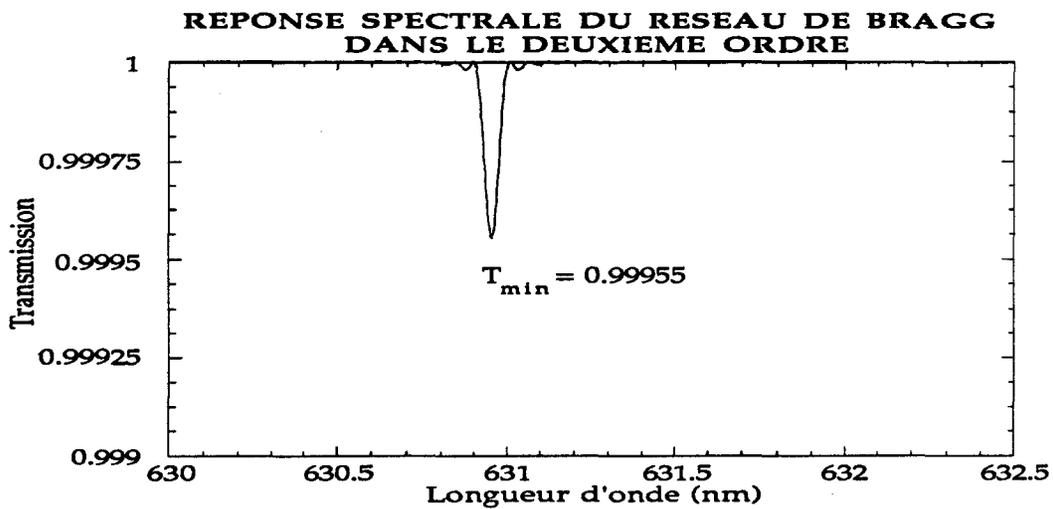
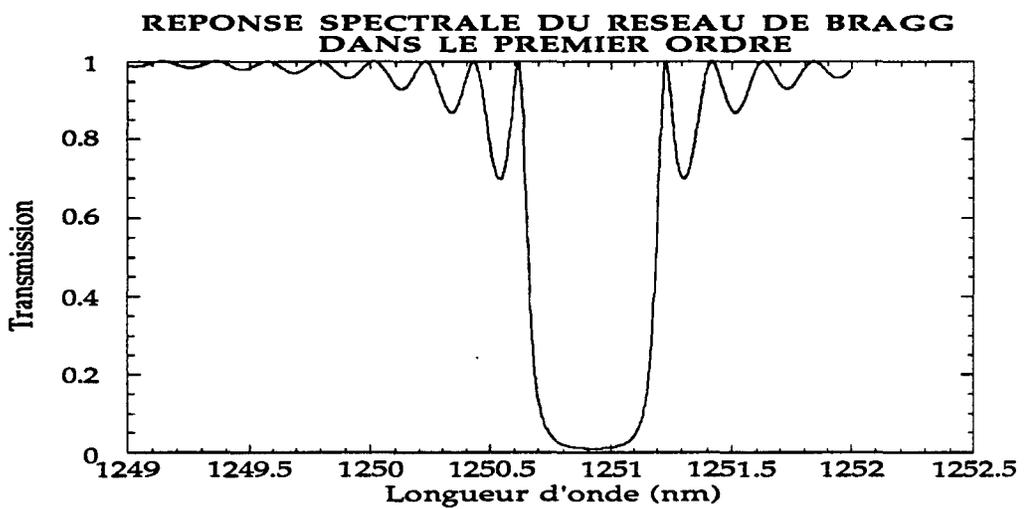
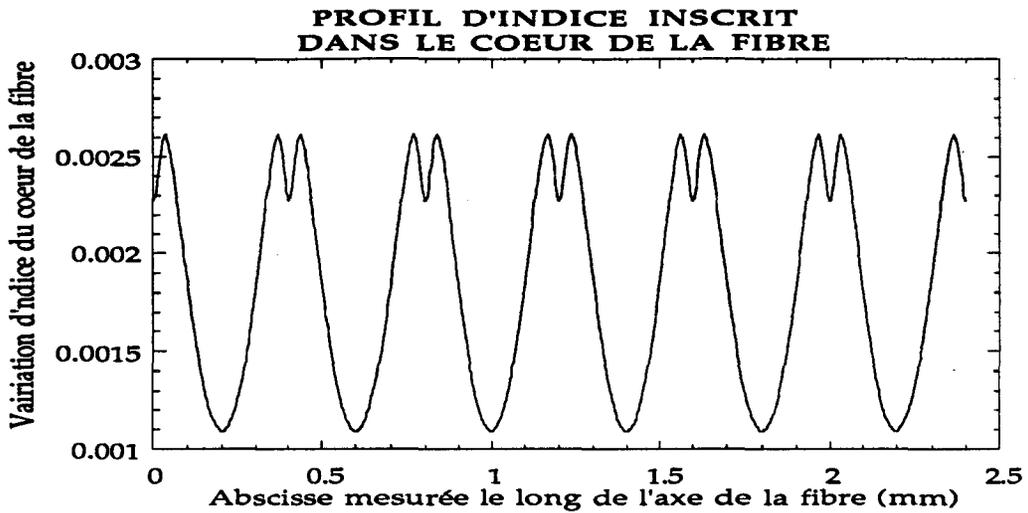
Nous observons sur la courbe 2, une augmentation de  $\lambda_{B1}$  de 1,1 nm pour  $N_t < 20\ 000$ , puis une diminution de 0,7 nm de  $\lambda_{B1}$  pour  $N_t$  variant entre 20 000 et 200 000 tirs. Cette observation s'explique par l'augmentation de l'indice moyen du profil d'indice lorsque  $N_t$  passe de 0 à 20 000, puis la diminution de l'indice moyen due à la contre modulation. La longueur d'onde  $\lambda_{B2}$  est liée à  $\lambda_{B1}$  de la façon suivante :

$$\lambda_{B2} = \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_{B2})}{n_{\text{eff}}(\lambda_{B1})} \frac{\lambda_{B1}}{2} \approx \frac{\lambda_{B1}}{2} \quad \text{VI.53}$$

L'allure du déplacement de  $\lambda_{B2}$  est donc similaire à celle de  $\lambda_{B1}$ , comme nous pouvons le constater sur la figure VI.23.

Le coefficient  $T_1$  diminue pour  $0 < N_t < 6\ 000$ , puis augmente et atteint un maximum de  $\approx 100\ \%$  à  $N_t = 28\ 000$ . Ensuite,  $T_1$  diminue et vaut quasiment  $0\ \%$  pour  $N_t > 70\ 000$  tirs. Nous pouvons vérifier par un calcul que le coefficient  $\Delta n_1$  augmente ( $0 < N_t < 6\ 000$ ) diminue ( $60\ 000 < N_t < 28\ 000$ ) puis augmente à nouveau ( $N_t > 28\ 000$ ).

L'évolution du coefficient  $T_2$ , qualitativement similaire, s'interprète de la même façon en étudiant les variations du terme  $\Delta n_2$ .



paramètres de la fibre :  $\Delta n^+ = 0,00543$ ,  $\Delta n^- = 3 \cdot 10^{-4}$ ,  $a = 2,25 \mu\text{m}$   
 $\Lambda(z) = \Lambda = 0,4315 \mu\text{m}$  Nombre de tirs : 68000  
 Longueur du réseau: 2.4 mm Echantillonnage  $N = 1$   $\alpha_g = 0$   
 $\Delta n'_1 = 3 \cdot 10^{-3}$   $\Delta n'_2 = 4 \cdot 10^{-3}$  Visibilité  $V(z) = V_0 = 0,9$   
 $k = 25 \cdot 10^{-5}$   $k' = 5 \cdot 10^{-6}$   $X = I_0 / I_{\text{sat}} = 1$

Figure VI.24

Nous pouvons remarquer que pour  $N_t = 28\ 000$ ,  $T_1$  est maximum et  $T_2$  est minimum, et que la situation inverse se produit pour  $N_t = 68\ 000$  tirs. Ce résultat est conforme aux observations expérimentales [2]. Une analyse du profil d'indice révèle que pour  $N_t = 28\ 000$  tirs, le profil est périodique de période  $\frac{\Lambda}{2}$  et que la contribution dans l'ordre 1 est négligeable, alors que pour  $N_t = 68\ 000$ , le profil est devenu périodique de période  $\Lambda$  avec contribution négligeable dans le second ordre.

La figure VI.24 présente le profil d'indice inscrit dans la fibre et les réponses spectrales d'ordre 1 et 2 correspondantes. Ces figures ont été tracées en fixant le nombre de tirs à 68 000.

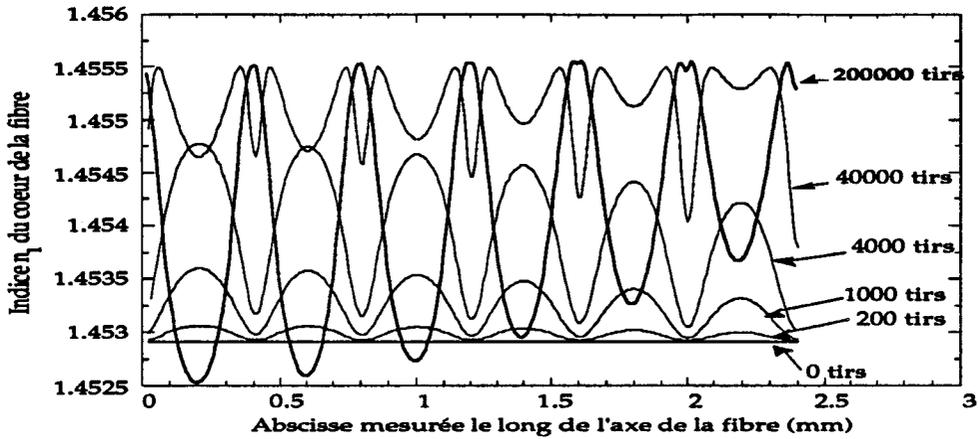
6  $\beta - 2$ ) Cas d'un profil d'indice écrit par un champ d'interférences dans lequel l'amplitude des franges décroît depuis  $z = 0$  jusqu'à  $z = L$  ( $\alpha_g = 1$ )

Nous étudions maintenant le cas où l'amplitude des franges d'interférences diminue depuis  $z = 0$  jusqu'à  $z = L$ . Le facteur de décroissance gaussienne  $\alpha_g$  est fixé à 1. Tous les autres paramètres restent identiques à ceux utilisés dans l'étude  $\beta-1$ ).

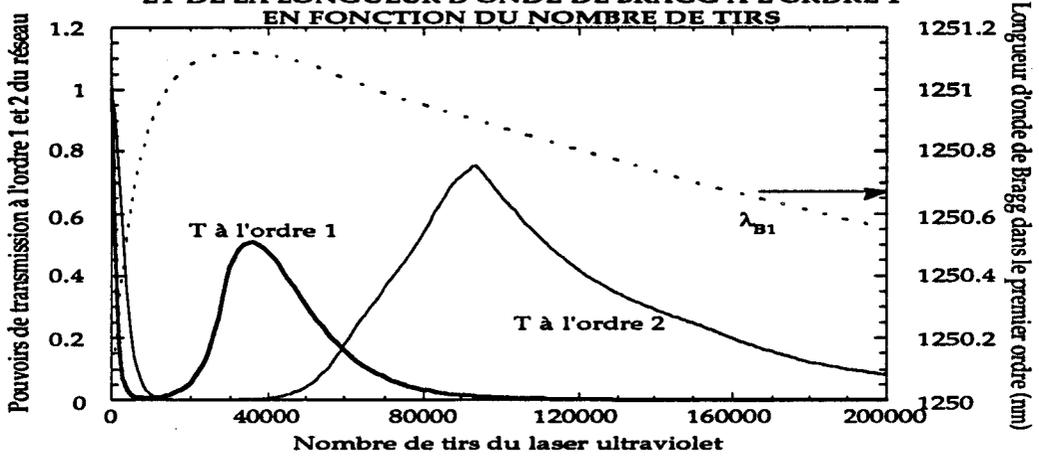
Le profil d'indice calculé à l'aide de la relation VI.49 est présenté sur la figure VI.25 pour différents nombres de tirs  $N_t$ .

Nous voyons apparaître, comme précédemment, une modulation d'indice qui sature, puis une contre-modulation. L'amplitude des franges d'indice décroît d'un bord à l'autre du réseau.

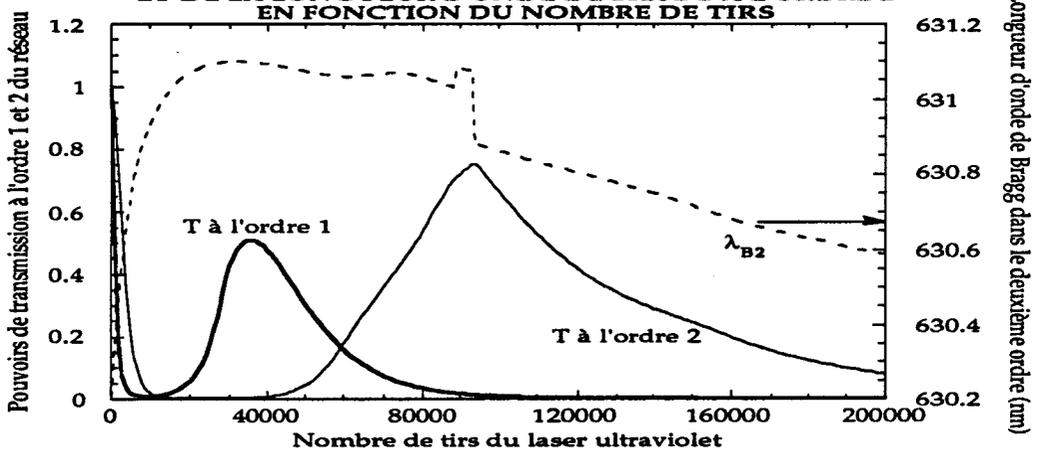
**PROFILS D'INDICE INSCRITS DANS LE COEUR  
DE LA FIBRE EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



**EVOLUTION DU POUVOIR DE TRANSMISSION MINIMUM A L'ORDRE 1 ET 2  
ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG A L'ORDRE 1  
EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



**EVOLUTION DU POUVOIR DE TRANSMISSION MINIMUM A L'ORDRE 1 ET 2  
ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG A L'ORDRE 2  
EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



paramètres de la fibre :  $\Delta n^+ = 0,00543$ ,  $\Delta n^- = 3.10^{-4}$ ,  $a = 2,25 \mu m$

$\Lambda(z) = \Lambda = 0,4315 \mu m$

Longueur du réseau: 2,4 mm    Echantillonnage  $N = 24$      $\alpha_g = 1$

$\Delta n'_1 = 3.10^{-3}$      $\Delta n'_2 = 4.10^{-3}$     Visibilité  $V(z) = V_0 = 0,9$

$k = 25.10^{-5}$      $k' = 5.10^{-6}$      $X = I_0/I_{sat} = 1$

Figure VI.25



Ce profil est développé en série de Fourier, selon la méthode indiquée dans le paragraphe  $\alpha-2$ ). Les deux profils  $n_1(z)$  et  $n_2(z)$  sont à leur tour échantillonnés chacun en 24 réseaux élémentaires. La réponse spectrale des réseaux est calculée dans les ordres 1 et 2 à l'aide de la méthode matricielle. Les courbes 2 et 3 de la figure VI.25 présentent respectivement l'évolution de  $T_1, T_2, \lambda_{B1}$  et de  $T_1, T_2, \lambda_{B2}$ . La dépendance en  $z$  des termes  $\Delta n_1(z)$  et  $\Delta n_2(z)$  se traduit par le fait que les spectres ne s'effacent pas complètement. Les valeurs maximales de  $T_1$  et  $T_2$  ne sont plus égales à un, mais sont de l'ordre de 50 % pour  $T_1$  (à  $N_t = 38\ 000$  tirs) et de l'ordre de 75 % pour  $T_2$  (à  $N_t = 93\ 000$  tirs). En effet, quel que soit le nombre de tirs, les amplitudes  $\Delta n_1(z)$  ou  $\Delta n_2(z)$  ne sont jamais nulles en tout point du réseau à un instant  $t$  donné. La modulation d'indice croît plus vite d'un côté du réseau que de l'autre. De même, la contre-modulation apparaît déjà en  $z = 0$  alors la modulation n'est pas encore saturée en  $z = L$ .

L'évolution du déplacement de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_{B1}$  en fonction du nombre de tirs est similaire à celui de l'étude précédente (figure VI.23). Par contre, le déplacement de  $\lambda_{B2}$  présente deux sauts discrets à  $N_t = 88\ 000$  tirs et à  $N_t = 94\ 000$  tirs. Ces deux sauts s'interprètent de la façon suivante :  $\lambda_{B2}$  est choisie égale à la longueur d'onde correspondant à un minimum de la fonction de transmission du filtre. Comme nous pouvons le constater sur la figure VI.22, la courbe de réponse spectrale correspondant à l'ordre 2 comporte plusieurs pics. Au cours des tirs, l'intensité d'un pic peut décroître alors que l'intensité d'un pic voisin augmente. Lorsque l'intensité du second pic dépasse l'intensité du premier, il en résulte un saut de la longueur d'onde correspondant à un minimum de transmission. La présence de ces sauts de longueur d'onde de Bragg permet de détecter l'existence d'une réponse spectrale accidentée, composée de plusieurs pics en compétition entre eux. Ces résultats sont confirmés par les observations

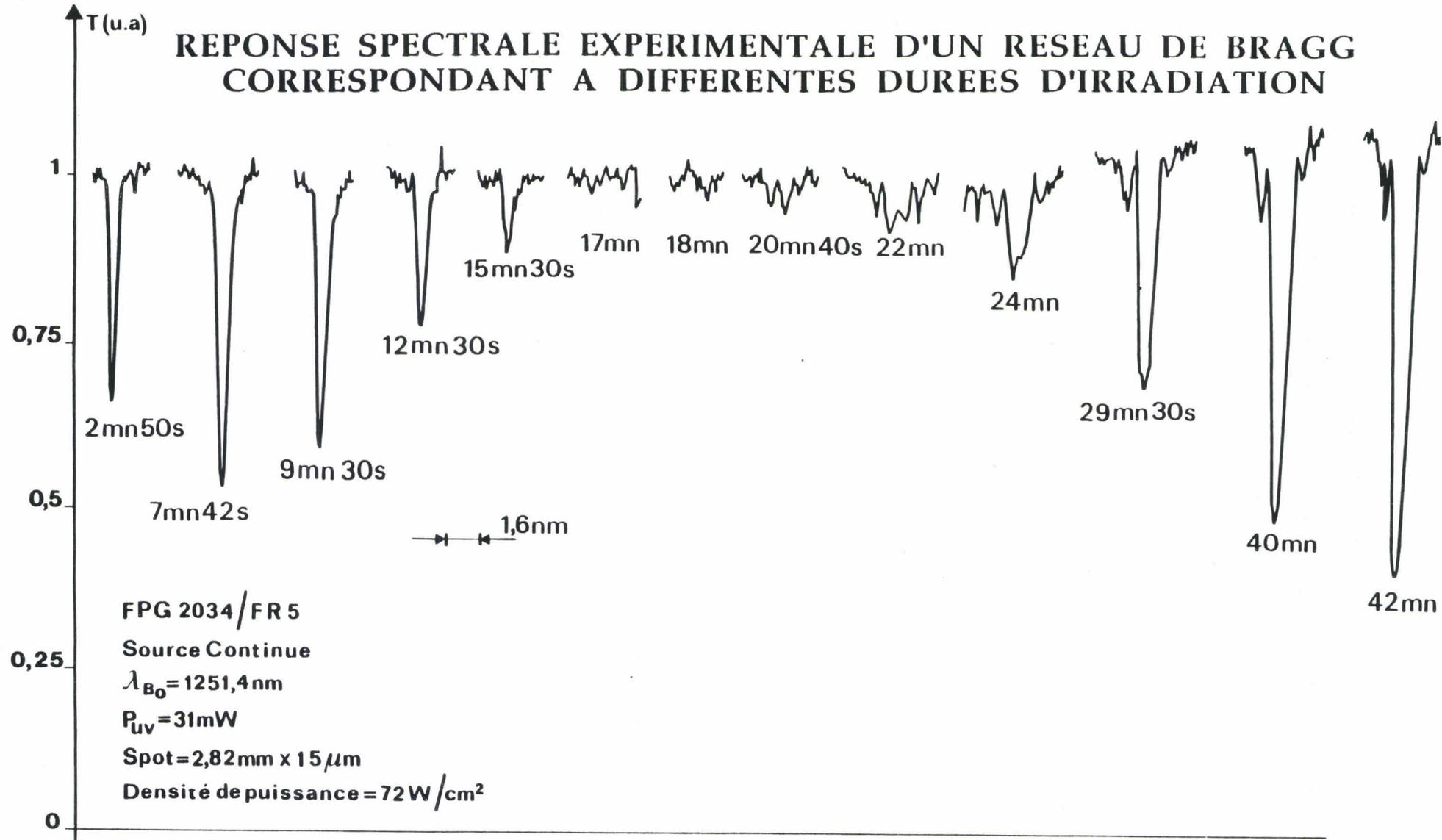


Figure VI.26

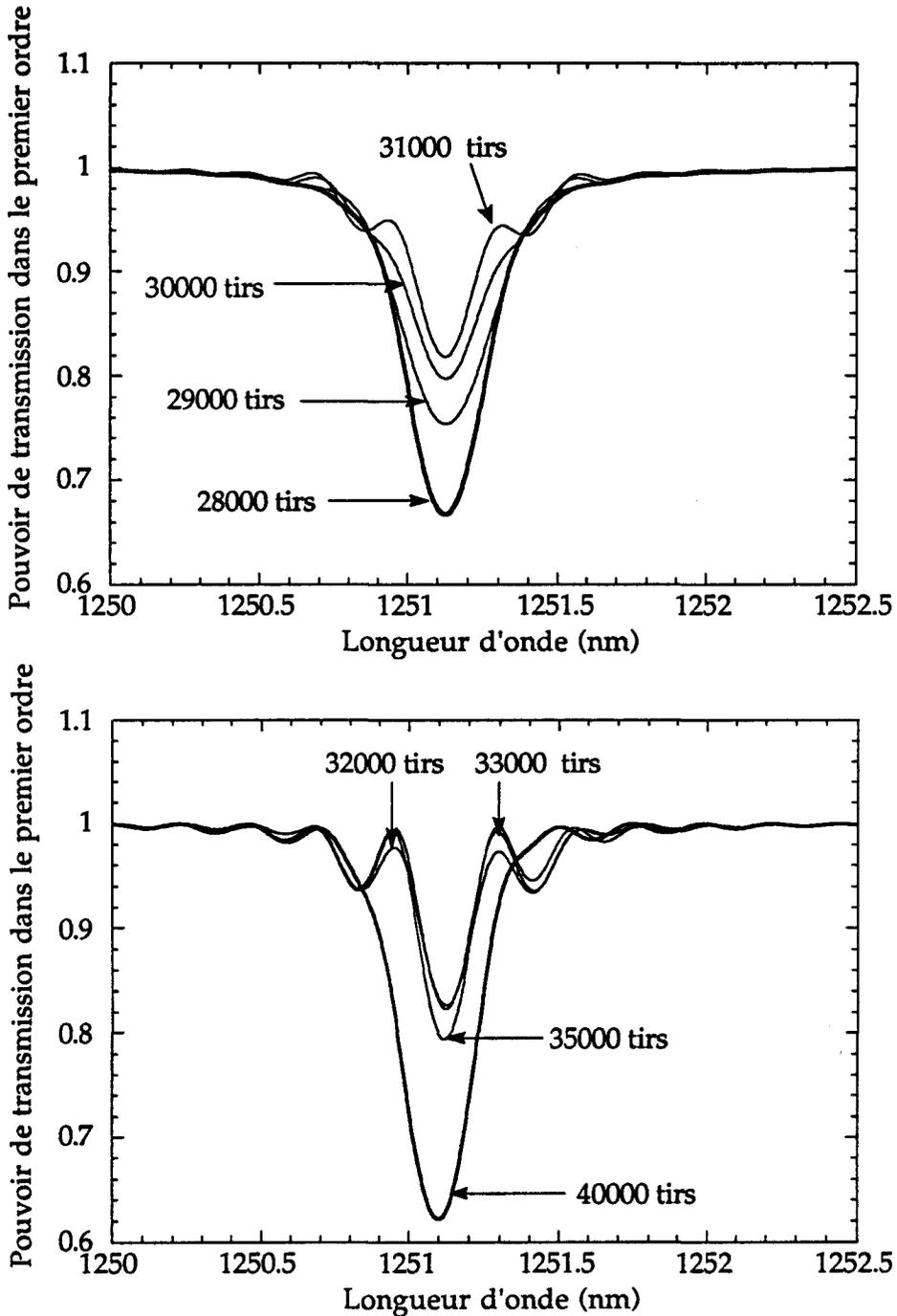
expérimentales (voir par exemple évolution de  $T_1$  sur les figures IV.4-b et V.1, évolution de  $T_1$  et  $\lambda_{B1}$  sur la figure IV.4-b, évolution de  $T_1$  et  $T_2$  sur la figure IV.4-e). Un exemple concret de cet effet a pu être observé au cours d'une expérience d'inscription d'un réseau au moyen d'un laser continu. La courbe VI.26 présente des échantillons de réponse spectrale du réseau (enregistrée dans le premier ordre), obtenus à des temps d'irradiations croissants. Le phénomène de compétition entre deux pics de transmission se produit pour une durée d'irradiation de l'ordre de 20 minutes. Entre les instants  $t = 20 \text{ mn } 40\text{s}$  et  $t = 22 \text{ mn}$ , l'intensité d'un des deux pics de transmission croît plus vite que celle de l'autre pic. Il en résulte un saut de la longueur d'onde correspondant à un minimum de transmission.

### 6 $\beta - 3$ ) Evolution de la réponse spectrale d'un réseau dans l'ordre 1

Cette étude est réalisée avec les mêmes paramètres de modélisation que ceux utilisés en  $\beta-2$ ) à l'exception de  $\alpha_g$  qui est maintenant choisi égal à 0,5.

La figure VI.27 représente la réponse spectrale de ce réseau pour différentes valeurs de  $N_t$  choisies entre 28 000 et 40 000 tirs. Le coefficient  $T_1$  vaut 66 % à  $N_t = 28\ 000$ , passe par un maximum de 82 % à  $N_{t0} = 32\ 000$  tirs, puis diminue ( $T_1 = 63\ %$  à  $N_t = 40\ 000$  tirs). La longueur de Bragg  $\lambda_{B1}$  est quasi-constante pour  $28\ 000 < N_t < 35\ 000$ ) puis diminue sensiblement.

# EVOLUTION DE LA REPONSE SPECTRALE D'UN RESEAU DE BRAGG D'ORDRE 1 EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS



paramètres de la fibre :  $\Delta n^+ = 0,00543$        $\Delta n^- = 3,10^{-4}$        $a = 2,25 \mu\text{m}$   
 $\Lambda(z) = \Lambda = 0,4315 \mu\text{m}$   
 Longueur du réseau : 2,4 mm    Echantillonnage  $N = 24$        $\alpha_g = 0.5$   
 $\Delta n'_1 = 3 \cdot 10^{-3}$        $\Delta n'_2 = 4 \cdot 10^{-3}$       Visibilité  $V(z) = V_0 = 0,9$   
 $k = 25 \cdot 10^{-5}$        $k' = 5 \cdot 10^{-6}$        $X = I_0 / I_{\text{sat}} = 1$

Figure VI.27

## 7 - UTILISATION DE LA METHODE MATRICIELLE POUR SIMULER LA CONSEQUENCE DES DEFAUTS DU MONTAGE OPTIQUE

### 7 α) Simulation d'une dérive de la longueur d'onde de pompe ou du pas du réseau au cours de l'inscription.

Lors des premières inscriptions de réseaux, l'apparition de réponse spectrale dissymétrique, puis leur disparition et reconstruction nous ont conduit à envisager que ces observations résultaient par exemple d'une dérive de la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$  du laser ultraviolet, et donc du pas  $\Lambda$  du réseau ainsi inscrit ( $\Lambda = f(\lambda_p)$ , voir chapitre III). La destruction du réseau aurait pu être interprétée comme une interférence destructrice entre des réseaux de pas  $\Lambda$  différents superposés sur la même distance  $L$ . Nous avons simulé les conséquences d'un tel dérèglement de  $\lambda_p$  de la façon suivante. Nous avons supposé que l'on inscrit un réseau de pas  $\Lambda_1$  pendant une durée  $t$ , puis un réseau de pas  $\Lambda_2$  pendant la durée  $t$  suivante, puis un réseau de pas  $\Lambda_3$  ... Dans VI.55, la phase de chaque profil sinusoïdal est choisie égale à zéro à l'origine.

$$\Delta n(\zeta) = \Delta n \left\{ \cos \left( \frac{2\pi\zeta}{\Lambda_1} \right) + \cos \left( \frac{2\pi\zeta}{\Lambda_2} \right) + \cos \left( \frac{2\pi\zeta}{\Lambda_3} \right) + \dots \right\} = \Delta n \sum_{i=1}^n \cos \left( \frac{2\pi\zeta}{\Lambda_i} \right) \quad \text{VI.55}$$

Nous faisons l'hypothèse que la variation d'indice est une fonction linéaire du temps d'irradiation et qu'il n'existe pas de phénomène de saturation. Nous avons choisi la longueur  $L$  du réseau égale à 2,3 mm, et nous avons fixé l'évolution des pas  $\Lambda_i$  selon la relation VI.56.

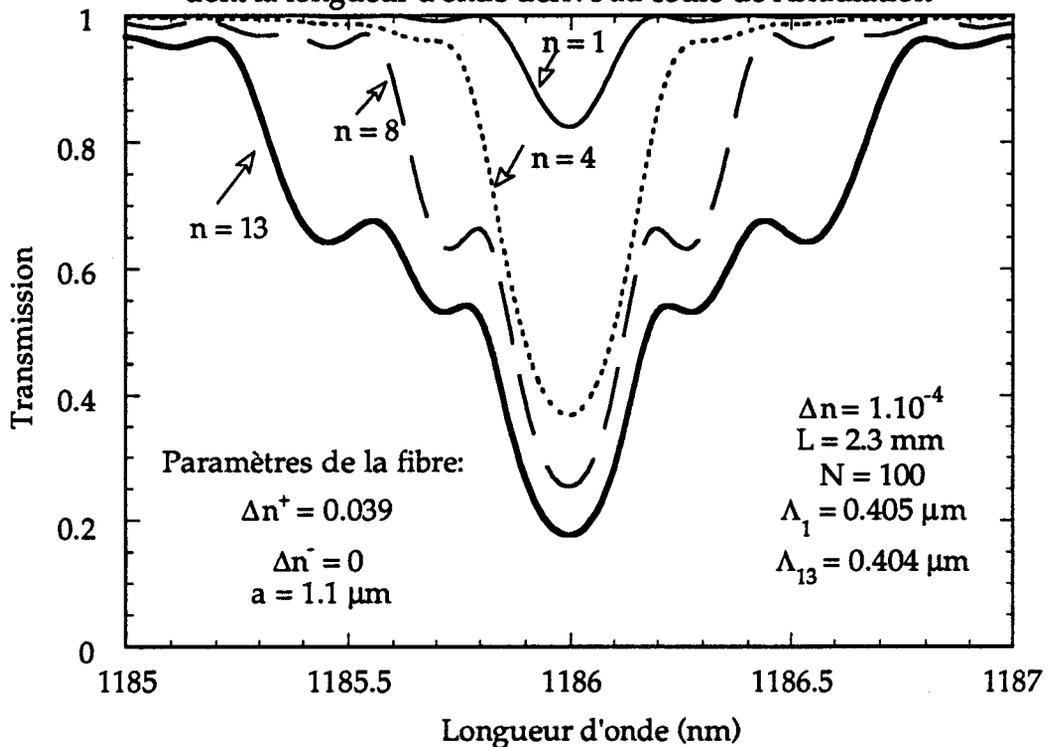
$$\frac{L}{\Lambda_1} = p \quad \text{avec } p \text{ entier}$$

VI.56

$$\frac{L}{\Lambda_i} = \left( p + \frac{i-1}{4} \right) \quad \text{pour } i \geq 1$$

## REPONSES SPECTRALES CALCULEES D'UN RESEAU

Ce réseau est inscrit à l'aide d'un faisceau de pompe dont la longueur d'onde dérive au cours de l'irradiation



La courbe VI.28 représente la réponse spectrale d'un réseau dont le profil est calculé à l'aide de la relation VI.55 pour différentes valeurs de  $n$  ( $n = 1, 4, 8, 13$ ).

Nous pouvons constater que le profil de la réponse spectrale du réseau reste symétrique quel que soit  $n$ . A mesure que  $n$  augmente, des oscillations apparaissent de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg, et le coefficient de transmission  $T_1$  décroît régulièrement. Nous tirons la conclusion suivante : un dérèglement de la longueur d'onde de pompe au cours de l'inscription n'est pas responsable de l'effacement du spectre du réseau enregistré dans l'ordre 1.

7 β) Etude de l'évolution de la réponse spectrale d'un réseau en fonction du nombre de tirs. Le pas du réseau et l'amplitude de la variation d'indice ne sont pas constants sur toute la longueur irradiée. La modulation d'indice se sature de façon monoexponentielle.

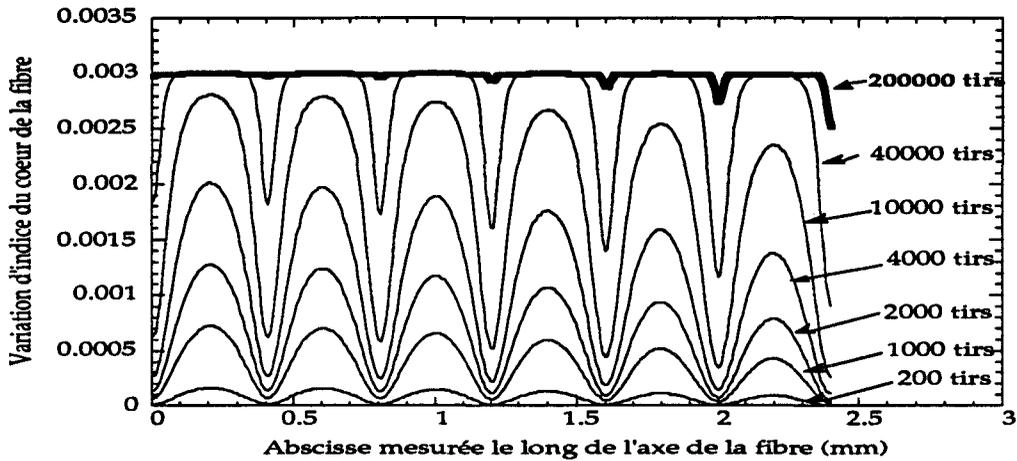
Nous avons signalé que lorsque le spectre d'ordre 1 d'un réseau se reconstruit après la phase d'effacement, la longueur d'onde de Bragg du réseau se déplace vers les courtes longueurs d'onde ou n'évolue sensiblement pas. Cet effet constitue une signature de la photoréfractivité de type IIA. Le sens de ce déplacement pourrait s'interpréter sans qu'il soit nécessaire d'imaginer l'existence d'une photoréfractivité conduisant à des variations négatives de l'indice. En effet, on pourrait imaginer qu'en raison d'un mauvais réglage du banc d'inscription, la distribution longitudinale de l'intensité des franges présente les deux caractéristiques suivantes :

— L'intensité lumineuse est maximale sur le bord 1 du réseau en coïncidence avec l'axe optique du montage puis décroît régulièrement jusqu'à l'extrémité 2 du réseau.

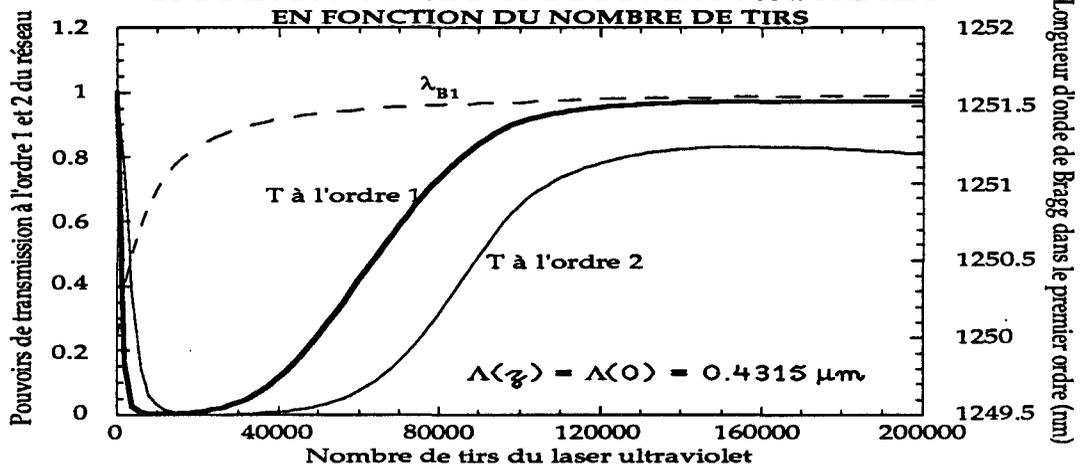
— Le pas des franges décroît progressivement de l'extrémité 1 du réseau à l'autre extrémité 2.

On imagine également que la photoréfractivité de type I se sature selon par exemple une loi d'évolution temporelle monoexponentielle. La figure VI.29 représente le profil d'indice d'un tel réseau pour différents nombres de tirs compris entre 0 et 200 000 tirs. La période des oscillations n'est pas représentée à l'échelle. De même, la décroissance du pas des franges d'indice le long du profil n'est pas visible sur la figure.

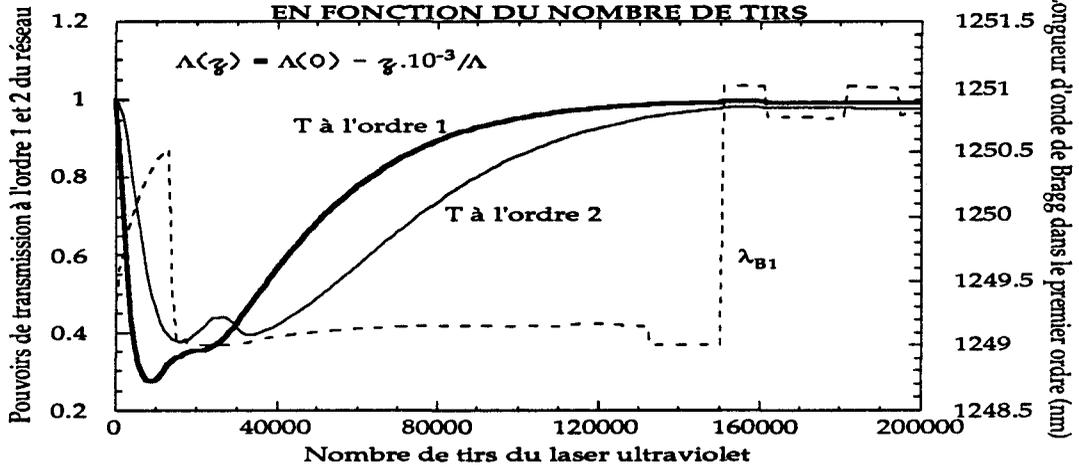
**PROFILS D'INDICE INSCRITS DANS LE COEUR DE LA FIBRE EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



**EVOLUTION DU POUVOIR DE TRANSMISSION MINIMUM A L'ORDRE 1 ET 2 ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG A L'ORDRE 1 EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



**EVOLUTION DU POUVOIR DE TRANSMISSION MINIMUM A L'ORDRE 1 ET 2 ET DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG A L'ORDRE 1 EN FONCTION DU NOMBRE DE TIRS**



paramètres de la fibre :  $\Delta n^+ = 0,00543$ ,  $\Delta n^- = 3,10^{-4}$ ,  $a = 2,25 \mu\text{m}$   
 Longueur du réseau : 2,4 mm Echantillonnage  $N = 100$   $\alpha_g = 1$   
 $\Delta n'_1 = 3 \cdot 10^{-3}$  Visibilité  $V(z) = V_0 = 0,9$   
 $k = 25 \cdot 10^{-5}$   $X = I_0 / I_{\text{sat}} = 1$

Figure VI.29

Selon la durée d'irradiation, la contribution principale à la réponse spectrale du réseau provient de parties différentes de la zone irradiée. Au début des tirs, la zone où les pas sont les plus grands apporte la contribution principale. La longueur d'onde de Bragg se déplace vers le rouge à mesure que l'indice moyen de cette zone augmente. En raison de la saturation de la modulation d'indice, la zone où les pas sont les plus petits apporte une contribution principale lorsque le nombre des tirs est élevé. Si l'on désigne par  $\Lambda_{\text{prin}}$  le pas dans la région qui apporte une contribution principale à la réponse spectrale, on conçoit que le sens du déplacement de la longueur d'onde de Bragg est fixé par l'évolution du terme  $(n_{\text{eff}}\Lambda_{\text{prin}})$ . Nous avons voulu vérifier ces hypothèses en utilisant notre programme de simulation numérique.

Les deuxième et troisième figures de la figure VI.29 représentent l'évolution des pouvoirs de transmission minimum à l'ordre 1 et 2 et la longueur d'onde à l'ordre 1 ; pour l'une, le pas est constant ( $\Lambda(z) = \Lambda(0)$ ) et pour l'autre, le pas décroît linéairement de  $z = 0$  à  $z = L$ . Dans le cas où il n'y a pas de variation de la période, le coefficient  $T_{\text{min}}$  décroît, atteint  $\approx 0 \%$ , puis croît, et n'évolue quasiment plus entre 120 000 et 200 000 tirs. La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_{B1}$  augmente, puis n'évolue plus entre 40 000 et 200 000 tirs. Dans le cas de la troisième de figure, qui correspond au cas où l'évolution du pas est linéaire le coefficient  $T_1$  décroît, atteint un minimum de 27 %, oscille et croît vers 1. L'évolution de  $T_2$  est similaire. Dans un premier temps la longueur de Bragg dans l'ordre 1 croît, puis décroît brutalement de 1250,5 à 1249 nm. L'évolution de  $\lambda_{B1}$  présente plusieurs sauts, dont nous avons déjà parlé dans le paragraphe  $\beta$ -2) (voir figure VI.25).

Il apparaît que dans l'exemple particulier choisi  $\lambda_B$  n'évolue plus lors de la décroissance du réseau. Cet effet n'a jamais été observé puisque les

invariances de  $\lambda_B$  en fonction du nombre de tirs n'ont été mises en évidence que lors de la recroissance du spectre.

Nous confirmons que le modèle de décroissance monoexponentielle de l'indice en fonction du nombre d'impulsions ne permet pas de rendre compte d'un grand nombre de résultats expérimentaux.

## 8 - CONCLUSION

Nous avons tout d'abord rappelé dans ce chapitre les hypothèses de la théorie des modes couplés. Cette procédure de calcul nous a permis de traiter l'interaction entre deux ondes contrapropagatives se propageant dans la fibre. L'échange d'énergie entre les deux ondes est rendu possible grâce à l'inscription d'une perturbation pseudo-sinusoïdale de l'indice du cœur de la fibre. Nous avons mis au point une méthode numérique matricielle qui permet de calculer la réponse spectrale de filtres divers. La méthode fait appel à un procédé dichotomique. Elle consiste à partager le réseau en un ensemble de  $N$  réseaux élémentaires dont le profil est supposé parfaitement sinusoïdal. Dans la pratique, le profil d'indice du filtre particulier dont on cherche à représenter la réponse spectrale est introduit comme donnée du problème. Le choix du profil est le plus souvent réalisé en formulant des hypothèses raisonnables sur l'aspect du champ d'interférences et sur la nature de la réponse du milieu à l'irradiation lumineuse.

Après la présentation de ce modèle général d'une mise en œuvre assez lourde, nous avons montré que le modèle analytique (plus simple) du réseau à profil parfaitement sinusoïdal est déjà riche d'enseignements. En effet, il apparaît que l'inscription d'un réseau saturé, c'est à dire de réflectivité voisine de 1, s'accompagne toujours d'un effet d'élargissement

spectral. De ce point de vue, pour augmenter  $R$ , il n'est pas équivalent, bien que la réflectivité  $R$  dépende du produit  $\Delta n L$ , d'augmenter  $\Delta n$ , l'amplitude de la modulation d'indice ou  $L$  la longueur du réseau. Le choix du rapport  $\frac{\lambda_B}{\lambda_C}$  fixe également la valeur maximale de  $R$  qu'il sera possible d'atteindre.

En utilisant la méthode matricielle, nous avons rendu compte de la réponse spectrale de filtres particuliers, tels que les filtres de Moiré ou ceux de type Perot-Fabry. L'accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre V est satisfaisant. En particulier, nous avons mis en évidence que l'intervalle entre ordres d'un Perot-Fabry constitué de réseaux photo-inscrits évolue sur la largeur du profil spectral d'un réseau. Nous avons également montré que la transmission d'un interféromètre de Perot-Fabry n'est unitaire aux longueurs d'onde de résonance, qu'à la condition que les caractéristiques des réseaux soient identiques.

Il est clair que ces remarques présentent une importance pratique pour les utilisateurs de ces filtres.

Nous avons expliqué l'origine de la dissymétrie qui est souvent observée dans les réponses spectrales des réseaux longs et ceci aussi bien dans le cas où la photoréfractivité de type IIA intervient (temps d'irradiation longs) que lorsqu'elle n'est pas perceptible. Les réponses spectrales des réseaux sont parfois complexes et comportent plusieurs pics. Nos simulations numériques nous ont permis de proposer une interprétation de ce phénomène. Nous avons utilisé la méthode matricielle afin de simuler les conséquences de défauts éventuels du montage optique sur la réponse spectrale d'un réseau. Nous avons montré que la disparition du spectre d'ordre 1 ne peut s'expliquer par une dérive incontrôlée du pas

du réseau. Une translation vers le bleu de la longueur d'onde de Bragg pourrait s'expliquer sans invoquer l'existence de la photoréfractivité de type IIA en supposant une forme particulière de profil d'indice inscrite par une photoréfractivité de type I. Cependant, nos simulations numériques montrent que, dans ce cas, le changement de sens du déplacement de la longueur d'onde de Bragg se produit bien avant que le spectre d'ordre 1 n'ait été effacé. Ce résultat n'est pas en accord avec nos observations. Il confirme donc que ces dernières ne peuvent s'interpréter dans le cadre de l'existence d'un seul type de photoréfractivité.

## REFERENCES CHAPITRE VI

- [1] H. Patrick and S. L. Gilbert  
"Growth of Bragg Gratings Produced by Continuous-Wave Ultraviolet Light in Optical Fiber"  
Optics Letters., 18, 15, September 1993, pp. 1484-1486.
- [2] W. X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec  
"Experimental Evidence of Two Types of Photorefractive Effects Occuring During Photoinscriptions Of Bragg Gratings Whitin Germanosilicate Fibres"  
Opt. Comm., 104, 1994, pp. 185-195.
- [3] P. Niay, P. Bernage, S. Legoubin, M. Douay, W. X. Xie, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec  
"Behaviour of Spectral Transmission of Bragg Gratings Written in Germania-Doped Fibres : Writing and Erasing Experiments Using Pulsed or CW Exposure"  
Accepté à Opt. Comm., January 1994, pp. 1-31.
- [4] A. Yariv  
"Coupled Mode Theory for Guide-Wave Optics"  
IEEE J. Quant. Elec. , QE9, 9, September 1973, pp. 919-933.
- [5] H. Kogelnik  
"Filter Response of Non Uniform Almost Periodic Structures"  
Bell. Syst. Tech. J., 55, 1, January 1976, pp. 109-126.
- [6] A. Empsten, I. Veretennicoff  
"Optical Bistability in on NLDFB Device Showing Absorption. Comparison of Feedback Efficiencies for Different Grating Profiles and Study of The Behavior of Aperiodic and Non Perfect Grating Profile"  
IEEE J. Quant. Elec., 26, 6, June 1990, pp. 1089-1097
- [7] D. K. Lam and B. K. Garside  
"Characterization of Single-Mode Optical Fiber Filters"  
Appl. Opt., 20, 3, February 1981, pp. 440-445.

- [8] K.O. Hill  
 "Aperiodic Distributed-Parameter Waveguides for Integrated Optics"  
 Appl. Opt., **13**, 8, August 1974, pp. 1853-1856.
- [9] A. Yariv, P. Yeh  
 "Optical Waves in Crystals"  
 John Wiley editeurs New York., 1984.
- [10] B.G. Kim and E. Garmire  
 "Comparison Between the Matrix Method and the Coupled-Wave Method in the Analysis of Bragg Reflector Structures"  
 J. Opt. Soc. Am., **9** 1, January 1992, pp. 132-136.
- [11] M. Yamada and K. Sakuda  
 "Analysis of Almost-Periodic Distributed Feedback Slab Waveguides via a Fundamental Matrix Approach"  
 Appl. Opt , **26**, 16, August 1987, pp. 3474-3477
- [12] L. Jeunhomme  
 " Single Mode Fiber Optics"  
 Editor M. Dekker, New-York, 1983
- [13] E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
 " Shifts in resonance wavelengths of Bragg gratings during writings or bleaching experiments by U.V. illumination within a germanosilicate fibre "  
 Elect. Lett. **27**, 20, Septembre 1991, pp 1838-1839
- [14] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
 " Modélisation de la réponse spectrale de filtres de structures presque périodiques photo-inscrits dans des fibres optiques monomodes"  
 ESI Publications, Treizièmes Journées Professionnelles Opto 93,  
 Mai 1993, pp 277-281
- [15] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, S. Boj and E. Delevaque  
 "Free Spectral Range Variations of Grating-Based Fabry Perot Filters Photowritten in Optical Fibers"  
 Soumis en Juillet 1994 au Journal of the Optical Society of America A

# CONCLUSION

Ce mémoire décrit complètement les dispositifs d'inscription de réseaux de Bragg mis au point au laboratoire selon le principe de la méthode holographique transverse. Les sources ultraviolettes développées à cet effet fonctionnent en régime pulsé ou en régime continu. Les propriétés de transmissions spectrales des réseaux ont été caractérisées par spectrométrie d'absorption à haute résolution. Nous avons ainsi pu inscrire des réseaux de Bragg dans plusieurs types de fibre à diverses longueurs d'onde situées dans le domaine spectral ( $0,7 \mu\text{m} < \lambda < 1,8 \mu\text{m}$ ), ainsi que des filtres de Moiré ou des filtres de Perot-Fabry. Les réseaux de Bragg et les filtres Perot-Fabry ont été utilisés dans le laboratoire pour fermer des cavités de laser à fibre. L'étude des propriétés de ces lasers à fibre est actuellement en cours de réalisation dans le laboratoire.

Des dynamiques complexes d'inscription de réseaux ont été observées, que ce soit lors d'inscriptions effectuées à l'aide d'un laser continu ou pulsé. En effet, au début de l'irradiation de la fibre, le coefficient de transmission de la fibre mesuré à la résonance du réseau commence par diminuer alors que la longueur d'onde de résonance du réseau croît. A mesure que l'irradiation est poursuivie, le coefficient de transmission de la fibre sature à une valeur minimale, puis augmente à nouveau. Lors de cette phase, la longueur d'onde de Bragg du réseau continue à augmenter en suivant toutefois une croissance plus lente que celle observée dans la phase précédente. Après effacement complet ou partiel du spectre du premier ordre du réseau, la prolongation de l'irradiation se traduit par la formation d'un nouveau spectre. Lors de cette phase de reconstruction, la longueur d'onde de Bragg du réseau reste

stationnaire ou diminue. Un modèle macroscopique a été proposé au sein du laboratoire, permettant d'interpréter les résultats des dynamiques de formation ou d'effacement des spectres des réseaux. Ce modèle est fondé sur l'existence de deux types de photoréfractivité : le type I et le type IIA. Les nombreuses autres expériences présentées dans ce mémoire ont permis de vérifier la validité du modèle macroscopique.

Notre travail a permis de mettre en évidence les paramètres critiques de la mise en œuvre de la méthode holographique. Une seconde méthode d'inscription des réseaux de Bragg est en cours de développement dans le laboratoire : la méthode d'inscription par contact sur un masque de phase. Cette méthode offre *a priori* de plus grandes garanties de reproductibilité des conditions d'inscription du réseau que les méthodes dans lesquelles les fibres sont placées dans un champ d'interférences. Des études de l'efficacité de l'inscription pourront être réalisées en fonction du dopage de la fibre ou de l'intensité incidente d'irradiation. Ces études permettront d'affiner le modèle proposé et de mieux comprendre les mécanismes d'inscription des réseaux de Bragg.

Dans ce mémoire, nous avons présenté les calculs permettant de modifier la réponse spectrale d'un filtre. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à un réseau de Bragg supposé "parfait", c'est à dire à un réseau pour lequel le profil d'indice du cœur de la fibre évolue selon une loi sinusoïdale le long de l'axe de la fibre. Nous avons ainsi pu établir quelques règles simples d'ingénierie d'inscription de réseaux. Nous avons généralisé la notion de filtres "parfaits" en mettant au point une méthode de calcul adaptée au cas d'une fibre dans laquelle le profil d'indice du cœur évolue selon une loi pseudo-périodique le long de l'axe de la fibre. Nous avons pu, à l'aide de cette méthode, prévoir les allures des réponses spectrales de filtres de Bragg inscrits à l'aide de profils

d'indice variés. Nous avons également étudié la réponse spectrale d'un filtre de Perot-Fabry. Nous avons ainsi pu mettre en évidence que l'intervalle spectral entre ordres du P.F n'est pas constant sur la largeur spectrale du filtre. Ce phénomène a été confirmé par nos observations expérimentales. Nous avons aussi calculé la réponse spectrale d'un filtre de Bragg dont le profil est estimé à l'aide des hypothèses formulées dans le modèle macroscopique. D'autres hypothèses ont été testées, mais ont conduit à des résultats non conformes à nos observations expérimentales. Les allures des réponses spectrales calculées, en utilisant le modèle macroscopique, ont été confirmées par les résultats expérimentaux.

Le champ d'applications de notre programme de calcul de la réponse spectrale des filtres pourrait être aisément étendu. Nous avons, dans cette thèse, calculé la réponse spectrale de filtres de Bragg inscrits uniquement dans des fibres passives. Il est aussi possible de calculer la réponse spectrale d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre active. Il suffit pour cela d'introduire un terme de gain (ou de perte) dans les expressions analytiques décrivant la propagation guidée d'ondes contradictives dans les fibres dans lesquelles sont inscrits les réseaux. En effet, la présence de gain ou d'absorption à la longueur d'onde de Bragg modifie la réponse spectrale des réseaux.

# ANNEXE



Dans le cas particulier d'un prisme isocèle à angle droit, la relation suivante est vérifiée:

$$\frac{\alpha'}{2} = \frac{\pi}{4} - r$$

Nous avons:

$$\sin i_0 = n(\lambda_p) \sin r$$

$$n(\lambda_p) \sin \frac{\alpha'}{2} = \sin \frac{\alpha}{2}$$

A l'aide de ces relations, on calcule simplement l'interfrange  $\Lambda$ :

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{2 n(\lambda_p) \sin \frac{\alpha'}{2}} = \frac{\lambda_p}{2 n(\lambda_p) \sin \left( \frac{\pi}{4} - r \right)}$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_p}{2 n(\lambda_p) \sin \left( \frac{\pi}{4} - \text{Arc sin} \left( \frac{\sin i_0}{n(\lambda_p)} \right) \right)}$$

## ANNEXE 2

### Développement du calcul de la relation III.2 du chapitre III

Les matrices correspondant à une zone de propagation libre de longueur  $L$  sont de la forme :  $\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ .

Les matrices correspondant au passage par une lentille cylindrique de distance focale  $f$  sont de la forme ci-dessous. Le cas  $f > 0$  correspond au cas d'une lentille convergente :  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$

La matrice  $A B C D$  du montage équivalent III.3 correspond à un aller et retour dans la cavité :

$$\text{D'où : } \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & X \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_4} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & X \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

avec

$$A = \left(1 - \frac{X}{f_3}\right) \left(1 - \frac{d}{f_3}\right) + \left(d + X \left(1 - \frac{d}{f_3}\right)\right) \left(-\frac{1}{f_4} - \frac{1}{f_3} \left(1 - \frac{d}{f_4}\right)\right)$$

$$B = \left(1 - \frac{X}{f_3}\right) \left(X + d \left(1 - \frac{X}{f_3}\right)\right) + \left(d + X \left(1 - \frac{d}{f_3}\right)\right) \left(-\frac{X}{f_4} + \left(1 - \frac{d}{f_4}\right) \left(1 - \frac{X}{f_3}\right)\right)$$

$$C = \left(1 - \frac{d}{f_3}\right) \left(-\frac{1}{f_4} - \frac{1}{f_3} \left(2 - \frac{d}{f_4}\right)\right)$$

$$D = -\frac{1}{f_3} \left(X + d \left(1 - \frac{X}{f_3}\right)\right) + \left(1 - \frac{d}{f_3}\right) \left(-\frac{X}{f_4} + \left(1 - \frac{d}{f_4}\right) \left(1 - \frac{X}{f_3}\right)\right)$$

Soit

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,72 - 1,14 \cdot 10^{-3} X & -1731,33 + 3,45 X - 1,14 \cdot 10^{-3} X^2 \\ -1,14 \cdot 10^{-3} & 1,72 - 1,14 \cdot 10^{-3} X \end{pmatrix}$$

Cette matrice est unitaire, et est caractérisée par  $A = D$ .

La condition de stabilité de la cavité s'écrit :

$$-1 < \frac{A+D}{2} < 1$$

Nous avons  $A = D$ , d'où :

$$-1 < A < 1$$

$$635 < X < 2379 \text{ mm}$$

La cavité laser est stable pour une valeur de  $X$  comprise entre 635 mm et 2379 mm.

$$\text{Nous avons } q_0 = \frac{j \pi w_0^2}{\lambda} = \sqrt{\frac{B}{C}} = f(X)$$

$$\text{soit } b_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}$$

$$\text{et } b_1 = \frac{b_0 f_3^2}{(X - f_3)^2 + \left(\frac{b_0}{2}\right)^2} = \frac{2\pi w_1^2}{\lambda}$$

avec  $w_0$  : waist sur le miroir plan  $HR_1$  (voir schéma III.3)

$w_1$  : waist dans le cristal.

Le spot se forme alors à une distance  $d_1$  du miroir HR<sub>4</sub>

$$d_1 = f_3 + \frac{(X - f_3) f_3^2}{(X - f_3)^2 + \left(\frac{b_0}{2}\right)^2}$$

Une application numérique avec  $X = 1500$  mm donne :

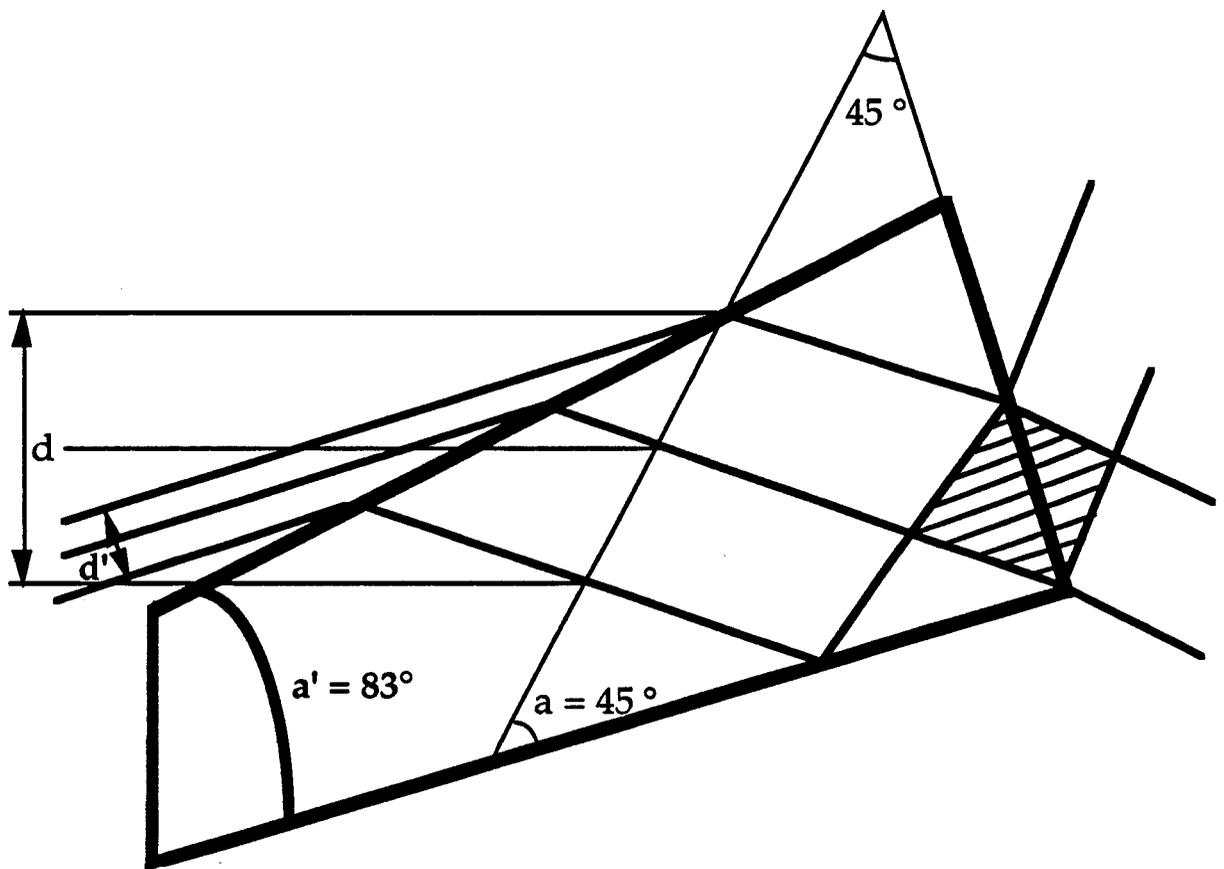
$$w_0 = 377 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } \quad w_1 = 55 \text{ } \mu\text{m} \quad d_1 = 249 \text{ mm.}$$

Ces relations permettent de représenter l'évolution de  $w_1$  et la distance  $d_1$  en fonction de  $X$  (voir figure III.4 du chapitre III).

# ANNEXE 3

Développement de l'expérience de P. Krug, chapitre III, paragraphe 4a-β

SCHEMA DU PRISME TRONQUE UTILISE PAR P. KRUG



Le prisme en trait fin correspond au prisme que nous avons utilisé:

prisme à angle droit, isocèle,  $\alpha = 45^\circ$

Le trajet des faisceaux représenté en trait fin sur le schéma correspond au trajet du faisceau incident sur ce type de prisme.

Le prisme en trait fort correspond au prisme utilisé par P. Krug:

prisme tronqué, à angle droit, non isocèle,  $\alpha' = 83^\circ$

Le trajet des faisceaux représenté en trait fort sur le schéma correspond au trajet du faisceau incident sur ce type de prisme.

Pour un créer un champ d'interférences de taille donnée, on peut se permettre d'utiliser un faisceau de largeur  $d'$  dans le cas de l'utilisation du prisme tronqué inférieure à la largeur  $d$  du faisceau dans notre cas.

A largeur de faisceau égale, le montage de P. Krug permet d'inscrire des réseaux plus longs, sans qu'il soit nécessaire d'étendre le faisceau à l'aide de télescopes.

**Publications et Communications scientifiques  
parues, acceptées ou soumises  
S. Legoubin, Octobre 1994**

**Publications parues :**

- 1 - M. Douay, S. Canon, **S. Legoubin**, E. Fertein, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
" Formation of Bragg gratings in Germanium doped optical fibers using a prism interferometer "  
Journal de Physique IV, 1991, pp. 529-532
  
- 2 - E. Fertein, **S. Legoubin**, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges  
" Shifts in resonance wavelengths of Bragg gratings during writings or bleaching experiments by U.V. illumination within a germanosilicate fibre"  
Elect. Lett. 27, 20, Septembre 1991, pp 1838-1839
  
- 3 - **S. Legoubin**, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon, and T. Georges  
" Formation of Moiré grating in core of germanosilicate fibre by transverse holographic double exposure method "  
Elec. Lett. 27, 21, October 1991 p 1845-1846
  
- 4 - **S. Legoubin**, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
" Photoinscription de filtres de Bragg dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de Germanium "  
J. Optics 23, 4, Dec 1992 p 143-156
  
- 5 - **S. Legoubin**, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
" Modélisation de la réponse spectrale de filtres de structures presque périodiques photoinscrits dans des fibres optiques monomodes "  
ESI Publications, Treizièmes Journées Professionnelles Opto 93,  
Mai 1993, pp 277-281
  
- 6 - E. Fertein, W.X. Xie, **S. Legoubin**, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, P. Martin, J.F. Bayon et T. Georges  
" Fabrications de composants assistés par réseaux : Etude de la permanence de l'effet photorefractif dans des fibres optiques germanosilicates "  
ESI Publications, Treizièmes Journées Professionnelles Opto 93,  
Mai 1993, pp 555-559

## Publications non parues :

7 - P. Niay, P. Bernage, S. Legoubin, M. Douay, W. Xie , J.F. Bayon, et T. Georges, M. Monerie et B. Poumellec

" Behaviour of spectral transmissions of Bragg gratings written in germania-doped fibres : writing and erasing experiments using pulsed or CW UV exposure "

article accepté en Juin 1994 à Optics Communications

8 - S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, S Boj and E. Delevaque

" Free Spectral Range variations of grating-based Fabry Perot filters photoinduced in optical fibers "

article soumis en Juillet 1994 au Journal of the Optical Society of America A

## Communications :

9 - S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges

" Inscription de réseaux photoréfractifs dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de Germanium "

Journées Nationales d'Optique Guidée 1992, ENSTA Paris, 22-23 Janvier 1992, pp. 31-34

10 - P.Niay, P. Bernage, W.X. Xie, S. Legoubin, M. Douay, J.F. Bayon, T. Georges, and M. Monerie

" Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during pulsed or cw photoexposures of Bragg gratings within germanosilicate fibres "

Congrès Laser M2P, Lyon, Dec. 1993

11 - S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, S. Boj, et E. Delevaque

" Evolution de l'intervalle spectral libre de filtres de Fabry-Perot constitués de réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques en fonction de la longueur d'onde de Bragg "

Communication acceptée aux Journées Nationales d'Optique Guidée Oct. 1994

## Article 1

" Formation of Bragg gratings in Germanium doped optical fibers using a prism interferometer "

M. Douay, S. Canon, S. Legoubin, E. Fertein, P. Bernage, P. Niay,  
J.F. Bayon and T. Georges

Journal de Physique IV, 1991, pp. 529-532

**FORMATION OF BRAGG GRATINGS IN GERMANIUM DOPED OPTICAL FIBERS USING A PRISM INTERFEROMETER**

M. DOUAY, S. CANON, S. LEGOUBIN, E. FERTEIN, P. BERNAGE, P. NIAY,  
J.F. BAYON\* and T. GEORGES\*

*Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire, Unité de Recherche Associée au C.N.R.S. n° 779,  
Université de Lille Flandres Artois, U.F.R. de Physique, Bâtiment P5,  
F-59655 Villeneuve d'Ascq, France*

*\*C.N.E.T. Lannion, route de Trégastel, BP. 40, F-22301 Lannion, France*

**Abstract** - Bragg gratings have been written in Germanium doped core silica fibers by transversally exposing the fibers to fringe patterns produced by a pair of coherent U.V. pulsed beams combined inside a prism interferometer. The transmission spectra of the gratings have been recorded at various times of irradiation. The drop in transmission near resonance wavelength may be as large as 100%, depending on the experimental conditions of the writing experiment. The thermal annealing behavior of different gratings shows that the evolution of the fiber transmittivity recovery versus temperature depends upon the number and the energy of the laser pulses applied to form the grating and upon the nature of the fiber.

**1. Introduction**

Grating assisted fiber devices are of increasing importance in numerous applications including, for instance, optical communications, signal processing and all fiber laser or distributed fiber sensors. Thus, a new class of such optical fiber devices that make use of a permanently photoinduced index grating within the core of  $\text{GeO}_2$  doped fibers has been developed recently /1/ /2/ /3/. In these devices, a longitudinal periodic change of the refractive index is produced by a spatially periodic transversal laser illumination. Under resonance conditions, the periodic perturbation leads to a power coupling between the counterpropagating fundamental modes through a monomode fiber /1/ /3/ (Bragg reflector), or between the forward  $\text{LP}_{0,1}$  and  $\text{LP}_{1,1}$  modes /2/ through a bimodal fiber (mode convertor). The wavelength of the U.V. laser radiation is selected to lie in the oxygen-vacancy defect band of germania near 245 nm. The exact mechanisms that form the gratings are not yet fully understood, but are probably related to the creation of Ge(I), Ge(II) or Ge(III) defect centers via the electrons removed from the bleaching of the 245 nm absorption band /4/ /5/. The thermal annealing behavior of these paramagnetic defect center E.P.R. spectra has been studied in X irradiated Ge doped silica /6/ and in broadband U.V. irradiated Ge fibers /7/. From these experiments, it appears that the relative concentrations of Ge(I), Ge(II) or Ge(III) defects within the sample are quite dependent on its temperature, with the Ge(III) defect being the most stable center to heat. Therefore, it is important from both technological and fundamental points of view to characterize the growth of a Bragg filter written in a monomode fiber

versus irradiation time and to follow its transmittivity recovery in the course of filter thermal annealing experiments.

## 2. Experimental

The method for producing the gratings uses a modified form of the interferometer described by S. Chandra et al /8/. The output beam from an XeCl pumped dye laser is frequency doubled through a B.B.O. crystal. The pulsed U.V. radiation ( $E_p \approx 1.5$  mJ per pulse, 20 Hz maximum frequency rate, 20 ns pulse length,  $0.4 \text{ cm}^{-1}$  spectral width) is tuned near 243 nm. This 243 nm beam, expanded by an afocal telescope ( $\times 16$ ), impinges on the hypotenuse face of an isosceles right-angle fused silica prism. The prism works as an interferometer, splitting the U.V. beam into two equal intensity halves which are combined to interfere on one face of the prism. A fiber is placed in contact with the prism surface, normal to the fringe direction. The intensity of the interference pattern is increased by focusing the U.V. beam on the fiber using a cylindrical lens. The spot dimensions near the axis of the fiber are typically  $3 \text{ mm} \times 100 \text{ }\mu\text{m}$ . By rotating the prism assembly, the angle of incidence of the 243 nm beam can be varied to allow the tuning of the grating period and consequently of the Bragg resonance wavelength  $\lambda_B$ . A white light source is used with a high resolution spectrometer ( $R_0 = 240\,000$ ) to record the transmission spectrum of the fiber near  $\lambda_B$  after a burst of U.V. pulses has irradiated the fiber to write the grating. The minimum of the filter transmittivity and the FWHM bandwidth can then be measured for various shot numbers. To follow the filter transmittivity recovery induced through a thermal annealing experiment, several gratings are written on a fiber at several wavelengths  $\lambda_i$  ( $1.18 \text{ }\mu\text{m} < \lambda_i < 1.19 \text{ }\mu\text{m}$ ) under different experimental conditions. Thus, at room temperature, the transmittivity (or the bandwidth) is different for each grating. We increase step by step the temperature of the fiber placed in an oven. After 30 minutes at a fixed temperature, the transmission spectrum of the fiber is recorded within the range  $1.18 \text{ }\mu\text{m}$  and  $1.19 \text{ }\mu\text{m}$ .

## 3. Results

Most of the results presented here have been obtained from a fiber manufactured by the Lannion-C.N.E.T. Laboratory (core diameter  $5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda_c \approx 1.15 \text{ }\mu\text{m}$ , 11.5 mole per cent  $\text{GeO}_2$  core doping, B and P cladding doping). Figure 1 shows the reflectivity growths of three Bragg gratings written at  $\lambda_B = 1.19 \text{ }\mu\text{m}$  versus shot number (solid lines). The parameter in each plot is the energy per pulse impinging on the prism. The reflectivity  $R$  is calculated under the assumption that there is no loss at resonance and consequently that the relation  $R = 1 - T$  is valid. Using the results of reference /9/, we estimate the strength of the index perturbation when  $R = 0.9$  to be  $\Delta n/n \approx 2.6 \times 10^{-4}$ . This value is probably underestimated because the intensity and the visibility of the interference pattern decrease when the interference order increases. These variations are not taken into account in the model used in reference /9/. The dotted line of figure 1 shows the evolution of the spectral bandwidth of the C filter versus shot number. The thermal annealing behavior of four gratings is displayed on figure 2. The initial reflectivity of the  $G_1$  grating (written by 5000 shots, 0.55 mJ incident on the prism) was saturated, its linewidth being 1 nm at room temperature. The  $G_2$  and  $G_4$  gratings were written, respectively, by 3000 and 1000 shots (0.55 mJ per impulsion) and the  $G_3$  grating by 1000 shots (0.65 mJ per impulsion). At  $100^\circ\text{C}$ , the reflec-

tivities and/or the linewidths of the gratings begin to decrease. This result is in disagreement with the observations of G. Meltz et al /1/, who did not observe any change in the reflectivity or line-shape of a grating written in a commercial fiber which was heated to 500°C and maintained at that temperature for 18 h. Another thermal annealing experiment performed in our laboratory using a different fiber (2.5  $\mu\text{m}$  core diameter,  $\lambda_c = 1.12 \mu\text{m}$ , 28 mole per cent  $\text{GeO}_2$  core doping, F and P cladding doping) led to a good agreement with the observation of G. Meltz et al, provided that the illumination time applied to the fiber to obtain the grating was long enough (the grating was obtained from 32000 shots,  $E_p = 0.55 \text{ mJ}$ , spot dimensions  $\approx 4 \text{ mm} \times 500 \mu\text{m}$ , reflectivity at room temperature  $R = 0.7$ ).

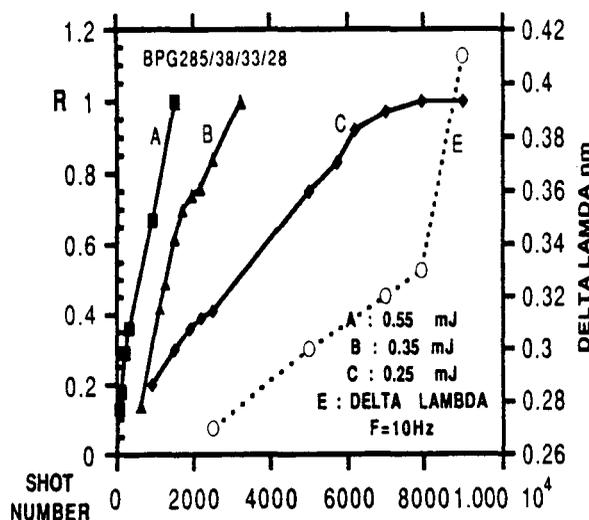


Fig. 1.- Reflectivity and spectral bandwidth variation versus shot number

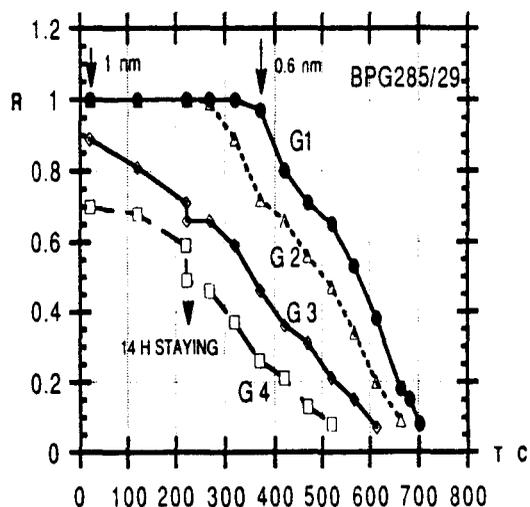


Fig. 2.- Thermal annealing behavior of four Bragg gratings written for different irradiation times on the fiber

#### 4. Discussion

From the observations of references /6/ and /7/, it appears that the Ge(II) centers begin to anneal at room temperature. They are almost depleted at an annealing temperature of 350°C. On the other hand, the Ge(III) centers are stable up to  $\approx 500^\circ\text{C}$ . Assuming that the index variation leading to a grating formation results from the creation of Ge(II) and Ge(III) centers, we deduce that the relative concentration of these defects depends strongly upon the irradiation conditions and upon the fiber characteristics.

This work is developed from a C.N.E.T. contract n° 90 8B 076.

**References**

- /1/ G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, Optics Letters 14, n° 15, p. 823 (August 1, 1989).
- /2/ K.O. Hill, B. Malo, K.A. Vineberg, F. Bilodeau, D.C. Johnson and I. Skinner, Electronic Letters 26, n° 16, p. 1270 (August, 1990).
- /3/ R. Kashyap, J.R. Armitage, R. Wyatt, S.T. Davey and D.L. Williams, Electronic Letters 26, n° 11, p. 730 (May, 1990).
- /4/ D.P. Hand and P. St. J. Russel, Opt. Letters 15, n° 2, p. 102 (January, 1990).
- /5/ J.P. Bernardin and N.M. Lawandy, Opt. Comm. 79, n°s 3-4, p. 194 (October, 1990).
- /6/ E.J. Friebele and D.L. Griscom, Mat. Res. Soc. Symp. Proceedings, p. 319 (1986).
- /7/ J. Simpson, J. Ritger and Di Marcello, Mat. Res. Soc. Symp. Proceedings, p. 333 (1986).
- /8/ S. Chandra, W. Takeuchi and S.R. Hartman, Appl. Phys. Lett. 21, n° 4, p. 144 (1972).
- /9/ D.K.W. Lam and B.K. Garside, Appl. Opt. 20, p. 440 (1981).

## Article 2

" Shifts in resonance wavelengths of Bragg gratings during writings or bleaching experiments by U.V. illumination within a germanosilicate fibre"

E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay,  
J.F. Bayon and T. Georges

Elect. Lett. 27, 20, Septembre 1991, pp 1838-1839

# SHIFTS IN RESONANCE WAVELENGTHS OF BRAGG GRATINGS DURING WRITING OR BLEACHING EXPERIMENTS BY UV ILLUMINATION WITHIN GERMANOSILICATE OPTICAL FIBRE

Indexing terms: Optical fibres, Optical communication

The resonance wavelengths of Bragg gratings are shown to increase with irradiation time during their inscription if the core of a germanosilicate fibre is exposed to a 243 nm UV fringe pattern. Exposure of the gratings to a 243 nm UV monotonic illumination leads to a recovery in the transmittance of the filters. Whether this irradiation induces a shift, or not, in the Bragg wavelength of the filters depends on the history of the grating writing experiment.

**Introduction:** In 1989, Meltz *et al.* reported, for the first time, the formation of Bragg gratings in germanosilicate fibres by exposure of the core from the side of the fibre to a two-beam interference pattern.<sup>1</sup> This transverse holographic method used a coherent UV beam from a pulsed laser tuned to a wavelength lying in the 244 nm germania oxygen-vacancy defect band. The grating resonance wavelength, which is connected with the fibre mode effective index  $n_{eff}$  and with the grating period  $\Lambda$  by the Bragg condition  $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$ , is fixed by the pump wavelength and the angle of the interfering beams. Whereas, in their first experiment,<sup>1</sup> the reflectivities of the 4.4 mm long stronger gratings reached only 55% at a 576 nm Bragg wavelength, the same group has obtained recently a reflectivity of 94% for a 12.5 mm long grating near 1080 nm.<sup>2</sup> Using a CW UV laser, Kashyap *et al.* demonstrated that narrowband reflection gratings can also be written at around 1500 nm.<sup>3</sup>

In all these experiments, the fractional change in the spatial refractive index which is responsible for the grating formation is within the range  $1 \times 10^{-5}$ – $5 \times 10^{-5}$ . The physical mechanisms, that form this refractive index modulation, are not yet fully understood but they are probably related to the creation of Ge(I), Ge(II) and Ge(III) defect centres and to photoinduced modifications in the populations of these centres.<sup>4,5</sup> In the absence of physical rules establishing the connection between the index variation and the fibre irradiance the question of how to depict the spatial index modulation in the fibre core against the spatial co-ordinates remains an issue. To investigate this question further, we have performed two kinds of experiment. First we studied the evolution of the resonance wavelengths and the transmittance of the Bragg gratings against the number of pulses used to produce them. Secondly, we bleached the gratings by exposure to fringeless UV transverse monotonous illumination and recorded the evolution of the filter transmittance and Bragg wavelength against the number of pulses irradiating the filters.

**Experimental methodology and results:** To accurately measure any shift that may have occurred in the grating resonance wavelength, two gratings  $G_1$  and  $G_2$  were written successively at two slightly different Bragg wavelengths  $\lambda_{B1}$ ,  $\lambda_{B2}$ ,  $\lambda_{B2} > \lambda_{B1}$  on two parts of a fibre. The resonance wavelength  $\lambda_{B1}$  of the first grating was used as a wavelength reference in the measurements of the Bragg wavelength  $\lambda_{B2}$ , in the course of writing or bleaching the second grating. A white light source was used with a high resolution spectrometer ( $R_0 = 240\,000$ ) to record the transmission spectrum of the fibre near  $\lambda_{B1}$  and  $\lambda_{B2}$  after each illumination of  $G_2$  by a burst of UV pulses. The method of grating production, which is similar to that described by Kashyap *et al.*,<sup>3</sup> used a fused silica right angle prism interferometer to produce the interference pattern. It is

described in detail in Reference 6. The same optical setup was used in the grating bleaching experiments with the exception that one of the two beams producing the 243 nm UV interference pattern was occulted by a screen. This led to a fringeless monotonic irradiation of the fibre.

The fibre used throughout the experiments was a single-mode GeO<sub>2</sub>-doped silica fibre manufactured by the Lannion CNET Laboratory with a core radius of 2.5  $\mu$ m and a cutoff wavelength at 1150 nm. This corresponds to a molar concentration of 11.5%. (The cladding was doped by P and B). The laser used for producing or erasing the gratings was a frequency-doubled pulsed dye laser (pulse width 20 ns, a BBO crystal frequency doubler) focused through the prism on the fibre. The resulting focal spot was roughly 3.5 mm long by 50  $\mu$ m wide.

Measurements were carried out for three  $G_2$  gratings written at  $\lambda_B \approx 1200$  nm on three fibres using different energy levels per impulsion  $E_p$  and different total number of pulses. Fig. 1 shows the transmittance of the three  $G_2$  filters (dotted lines) as a function of the number of pulses impinging on each

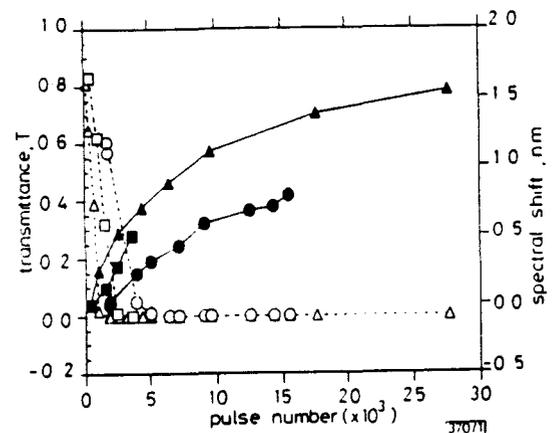


Fig. 1 Transmittance of Bragg gratings and spectral shift in Bragg wavelengths against pulse number used for their inscription

- ▲, △ grating A  $E_p = 0.50$  mJ
- , □ grating B  $E_p = 0.45$  mJ
- , ○ grating C  $E_p = 0.35$  mJ
- transmittance
- spectral shifts

fibre. The  $G_2$  gratings denoted by A, B and C, were written, respectively, by 29 600 pulses with an  $E_p$  value of 0.5 mJ, 4100 pulses with an  $E_p$  value of 0.45 mJ, and 17 650 pulses with a value of  $E_p = 0.35$  mJ. After a few thousand shots, the transmittance of the fibres dropped below the noise level and remained stationary at this value near resonance wavelength as the pulse number was progressively increased. At the same time, the linewidths of the filter transmission spectra showed a progressive broadening starting for example on the A grating at 0.2 nm FWHM after 350 shots and reaching 0.7 nm FWHM after 27 650 shots. The Bragg wavelengths of the  $G_2$  grating exhibited permanent spectral shifts which are plotted against pulse number as solid lines in Fig. 1. The spectral shift for the A grating (the strongest grating) is roughly +1.5 nm after 27 650 shots. Assuming that this shift results from a change in the core index of the optical fibre averaged over the irradiated region, our observation implies a mode effective index increase as high as  $\sim 1.8 \times 10^{-3}$ . This value is two orders of magnitude greater than the ones previously reported near 1200 nm.<sup>7</sup> Other mechanisms could explain a grating wavelength shift. For instance, it can be assumed that, owing to residual curvature of the wave front impinging on the prism, there is a slight increase of the grating period from the edge of the grating where the interference order is minimum to

the other edge where the interference order is maximum. Because the intensity and the visibility of the interference pattern decrease when the interference order increases,<sup>6</sup> a possible saturation and/or threshold of the writing may lead not only to an asymmetry and to a broadening of the filter line-shape but also to a positive shift in the resonance wavelength of the filter as the number of pulses is increased. Although, we observe a slight asymmetry of the line shapes, we think that the shift is mainly due to a variation in the mean index of the fibre core. Indeed, other shift measurements, not reported here, performed when writing shorter gratings (1.5 mm long) on the same fibre lead to values similar to the ones measured with the 3.5 mm long gratings. Moreover, the shifts measured after applying numerous pulses exceeded the grating linewidth and the total drop in the transmittance value observed near the Bragg wavelength imply a large index perturbation with the same order of magnitude as the mode effective index increase invoked to account for the wavelength shift. The order of magnitude of this index variation is still to be explained and we plan similar experiments on different types of fibre to investigate the influence of the composition of the fibre.

Bleaching experiments using monotonic UV irradiation were performed using the A and B gratings. After a few hundred shots, the linewidths of the two gratings became narrower and narrower as the number of pulses used to erase the gratings was progressively increased. For example, the linewidth of the A grating fell from 0.63 nm after 1000 shots to 0.4 nm after 30 000 shots. The resulting recoveries in the filter transmission against pulse number are shown as dotted lines in Fig. 2. The solid lines of Fig. 2 represent the evolution of the cumulative spectral shifts calculated from the beginning of the grating inscription. The resonance wavelength of the two gratings exhibited very different behaviour. Indeed, no significant new spectral shift induced by the UV irradiation could be measured for the A grating, whereas the wavelength of the B grating continued to increase to a final shift of 2.2 nm after  $10^5$  pulses. The explanation for this difference in behaviour of the two gratings remains to be found, and other experiments are necessary to clarify the physical mechanisms by which the UV irradiation erases the gratings. However, we note that we were able to perform three cycles of writing and erasure of a grating at the same place in a fibre similar to the one used in the experiments presented in this Letter. At each cycle, the number of pulses required to obtain the same index variation increased, which indicated a slight saturation of the photo-refractive effect.

**Conclusion:** Shifts in the resonance wavelength of Bragg gratings have been observed in the course of grating inscription within a germanosilicate fibre. Large drops in transmission have been demonstrated near resonance. Both effects are attributed chiefly to refractive index variations two orders of magnitude larger than ones previously reported. Erasures of the gratings by monotonic UV illumination and new inscriptions of gratings at the place of erasure have been obtained. An application of these observations will be presented in a forthcoming paper.\*

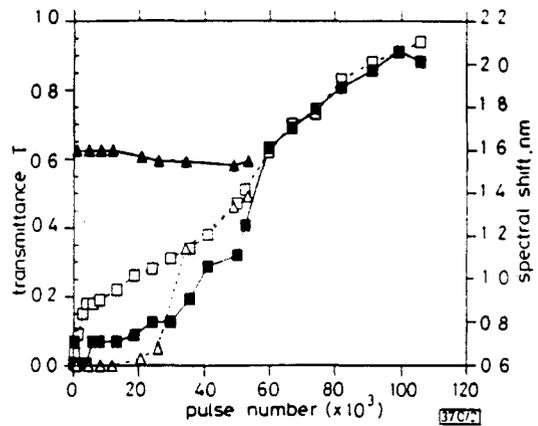


Fig. 2 Transmittance of Bragg gratings and spectral shift in Bragg wavelengths against number of UV pulses used for their erasure

▲, △ grating A  $E_p = 0.2$  mJ  
 ■, □ grating B  $E_p = 0.2$  mJ  
 - - - transmittance  
 — spectral shifts

**Acknowledgments:** This work was carried out under contract from CNET 90 8B 076.

E. FERTEIN  
 S. LEGOUBIN  
 M. DOUAY  
 S. CANON  
 P. BERNAGE  
 P. NIAY

22nd July 1991

Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire  
 URA CNRS no. 779  
 Université de Lille Flandres Artois  
 UFR de Physique — Batiment P5  
 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

F. BAYON  
 T. GEORGES  
 CNET-Lannion  
 Route de Trégastel  
 BP 40  
 22301—Lannion, France

## References

- MELTZ, G., MOREY, W. W., and GLENN, W. H.: 'Formation of Bragg gratings in optical fibres by a transverse holographic method', *Opt. Lett.*, 1989, 14, (15), pp. 823-825
- BALL, G. A., MOREY, W. W., and WATERS, J. P.: 'Nd<sup>3+</sup> fibre laser utilizing intra-core Bragg reflectors', *Electron. Lett.*, 1990, 26, pp. 1829-1830
- KASHYAP, R., ARMITAGE, J. R., WYATT, R., DAVEY, S. T., and WILLIAMS, D. L.: 'All fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm', *Electron. Lett.*, 1990, 26, pp. 730-731
- HAND, D. P., and RUSSELL, P. ST. J.: 'Photoinduced refractive-index changes in germano-silicate fibers', *Opt. Lett.*, 1990, 15, pp. 102-104
- BERNARDIN, J. P., and LAWANDY, N. M.: 'Dynamics of the formation of Bragg gratings in germano-silicate optical fibers', *Opt. Comm.*, 1990, 79, pp. 194-199
- DOUAY, M., CANON, S., LEGOUBIN, S., FERTEIN, E., BERNAGE, P., NIAY, P., BAYON, J. F., and GEORGES, T.: 'Formation of Bragg gratings in germanium doped optical fibers using a prism interferometer'. 2nd Int. Conf. on Laser M2P, Grenoble, 9th-11th July 1991
- MALO, B., VINEBERG, K. A., BILODEAU, F., ALBERT, J., JOHNSON, D. C., and HILL, K. O.: 'Ultraviolet light photosensitivity in Ge-doped silica fibers: wavelength dependence of the light induced index change', *Opt. Lett.*, 1990, 15, (17), pp. 953-955

\* LEGOUBIN, S., FERTEIN, E., DOUAY, M., BERNAGE, P., NIAY, P., BAYON, J. F., and GEORGES, T.: 'Formation of a moiré grating in the core of a germano-silicate fibre by a transverse holographic double exposure method', submitted to *Electron. Lett.*

## Article 3

" Formation of Moiré grating in core of germanosilicate fibre by transverse holographic double exposure method "

S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon  
and T. Georges

Elec. Lett. 27, 21, October 1991 p 1845-1846

# FORMATION OF MOIRÉ GRATING IN CORE OF GERMANOSILICATE FIBRE BY TRANSVERSE HOLOGRAPHIC DOUBLE EXPOSURE METHOD

*Indexing terms:* Optical fibres, Resonators, Optical filters, Optical communication

The first demonstration of the feasibility of writing a moiré grating into a germanosilicate fibre using double exposure by ultraviolet fringe patterns is reported. Using this technique a resonant filter response with a bandwidth of 0.2 nm centred around 1200 nm and with a finesse of 6 has been obtained.

**Introduction:** In 1990, Reid *et al.* reported a novel technique for producing a fibre grating resonator giving a filter linewidth of 0.04 nm near 1500 nm.<sup>1</sup> In that method, a singlemode fibre was lapped and polished to gain access to the field in the core and then coated with a thin layer of photoresist.<sup>1</sup> A moiré grating was then formed in the photoresist by a double exposure to two interference patterns of slightly different periods  $\Lambda_1$  and  $\Lambda_2$ . After developing the photoresist the grating was etched, then coated with a thin layer of aluminium oxide and finally covered with an index matching oil.

We reported recently on Bragg gratings produced in a germanosilicate fibre by exposing the core through the side of the cladding to a coherent UV two-beam interference pattern with a wavelength selected to lie in the oxygen-vacancy defect band of germania near 243 nm.<sup>2</sup> We pointed out that high reflectivity gratings could be erased using fringeless UV illumination and could be written again by re-exposure to the two-beam interference pattern.<sup>2</sup> Starting from this observation and from the techniques introduced by Reid *et al.*,<sup>1</sup> we report the first demonstration of the feasibility of writing permanent moiré photorefractive gratings directly into the core of a germanosilicate fibre. The moiré grating inscription is produced using two successive transverse illuminations of the fibre by UV fringe patterns of slightly different periods.

**Moiré grating inscription methodology:** The grating filter consists of two intracore Bragg reflection gratings separated by an optical phase shift. The formation of the phase shift in an ideal moiré refractive grating may be understood following the explanations given in Reference 1. First, we assume that the fibre core material reacts linearly to photo-irradiation i.e. the illumination of the fibre by a perfectly sinusoidal fringe pattern produces a sinusoidal perturbation of the index within the core. Two gratings of equal amplitude but different periods  $\Lambda_1$  and  $\Lambda_2$  are assumed to be superimposed to give a moiré photorefractive grating with a rapidly varying component having a period  $\Lambda_s = 2\Lambda_1\Lambda_2/(\Lambda_1 + \Lambda_2)$  and a slowly varying envelope with period  $\Lambda_c = 2\Lambda_1\Lambda_2/(\Lambda_1 - \Lambda_2)$ . Thus, the index modulation  $\Delta n(z)$  can be expressed as

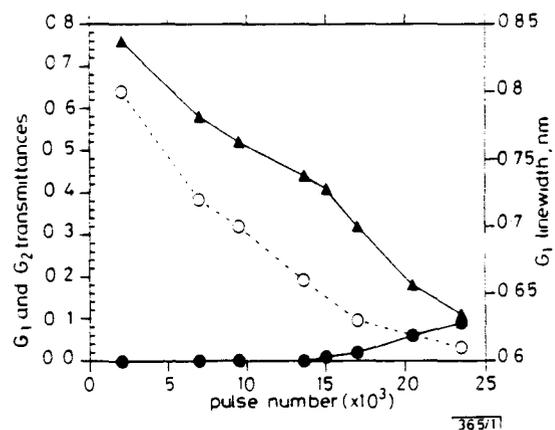
$$\Delta n(z) = \Delta n \left( 2 + 2 \cos \frac{2\pi z}{\Lambda_c} \cdot \cos \frac{2\pi z}{\Lambda_s} \right) \quad (1)$$

where  $z$  refers to the co-ordinate along the axis of the fibre and  $\Delta n$  to the amplitude of the sinusoidal modulation of the index of the Bragg gratings. Because of the cosine variation of the envelope, the phase of the gratings changes intrinsically by  $\pi$  at the crossover point ( $\lambda/4$  optical phase). We assume, in addition, that the gratings are formed by exposing a short length,  $L \leq \Lambda_c$  ( $L \approx \Lambda_c/2$ ), of a photosensitive fibre to fringe patterns and that the crossover point of the beat, equivalent to the quarter-wave phase plate, is located in the middle of the irradiated spot. The resulting refractive moiré grating is then equivalent to a  $\lambda/4$  optical phase-shifted grating.

The method for producing the Bragg gratings uses a modified form of the interferometer described by Chandra *et al.*<sup>3</sup> and used by Kashyap *et al.* for Bragg grating inscription.<sup>4</sup> The output beam from an XeCl pumped dye laser is frequency doubled through a BBO crystal. The pulsed UV radiation is tuned near 243 nm and impinges on the hypotenuse face of an isosceles right-angle fused silica prism. The prism works as an interferometer, splitting the UV beam into two equal intensity

halves which are combined to interfere on one face of the prism. Thus, the order of interference increases within the fringe pattern from the right-angle edge to the  $45^\circ$  angle edge. A white light source is used with a high resolution spectrometer ( $R_0 = 240\,000$ ) to record the transmission spectrum of the fibre, near the Bragg wavelength  $\lambda_B$ , after a burst of UV pulses has irradiated the fibre. A first Bragg grating  $G_1$  operating at  $\lambda_{B1}$  is written within a part of the fibre of length  $L$ . Without any other modification of the optical setup, the fringe period is then varied by tuning the pump dye laser to write (within the same site of the fibre) a second Bragg grating  $G_2$  operating at  $\lambda_{B2}$ . The difference  $\lambda_{B2} - \lambda_{B1}$  is chosen so that  $L$  is half of  $\Lambda_c$ .

**Experimental results:** The results presented have been obtained from a fibre manufactured by the Lannion-CNET Laboratory (core diameter 5  $\mu\text{m}$ , cutoff wavelength at 1.15  $\mu\text{m}$ , 11.5 mol.%  $\text{GeO}_2$  core doping, B and P cladding doping). First, the  $G_1$  grating was written using 25 000 pulses from a 243.09 nm UV beam focused on the fibre to a spot approximately rectangular (1.5 mm long by 50  $\mu\text{m}$  wide) with an energy per impulsion of 0.2 mJ. The optical signal transmitted through the fibre near  $\lambda_{B1} \approx 1200$  nm fell below the noise level after 15 000 UV pulses had been used. After the  $G_1$  inscription, the UV laser was tuned to 243.15 nm to write the  $G_2$  grating. After a few hundred pulses, a new drop in the fibre transmittance appeared near  $\lambda_{B2}$  showing the growth of the moiré grating. As the number of pulses was progressively increased, the  $G_1$  linewidth decreased, the spectral hump observed in the fibre transmittance between  $\lambda_{B2}$  and  $\lambda_{B1}$  grew and the  $G_1$  transmittance partly recovered. Fig. 1 shows the transmittance of the  $G_1$  and  $G_2$  gratings and the  $G_1$  linewidth evolution against pulse number used for the  $G_2$  grating inscription. In another experiment, the  $G_1$  grating was written using the same experimental conditions as the conditions previously described with the exception that 6600 pulses of 0.4 mJ per impulse were used to write each grating instead of 25 000 pulses of 0.2 mJ. When writing the  $G_2$  grating, the  $G_1$  linewidth decreased, but the  $G_1$  transmittance did not recover, remaining nearly at zero. The reflection spectrum of the moiré grating written using these experimental conditions is shown in Fig. 2. This reflection spectrum was obtained from a 50 : 50 fused fibre coupler through which white light was injected from port 1. The moiré grating fibre was spliced onto the port 3 fibre of the coupler. Port 2 was used to monitor the light reflected from the grating with a high resolution spectrometer ( $R_0 = 240\,000$ ). Port 4 was index-matched to avoid spurious reflections. A narrow resonance dip with a full width of 0.2 nm is observed near the centre of the Bragg reflection at 1195 nm. The resonance is not quite central which is possibly due to a slight saturation of the index variation built by the grating inscription, resulting in a phase shift which is not exactly  $\lambda/4$ , and (or) to a slight decrease of the fringe visibility and grating



**Fig. 1**  $G_1$  transmittance and linewidth and  $G_2$  transmittance against pulse number used for moiré grating inscription

BP 285/39D  
 $L = 1.5$  mm  
 $E_p = 0.2$  mJ  
 ○  $G_1$  linewidth  
 ●  $G_1$  transmittance  
 ▲  $G_2$  transmittance

period variation as the order of interference increases. The depth of the resonance however is  $>93\%$  of the Bragg reflection. The finesse of the device, i.e. the ratio to the width of the Bragg reflection, is  $\approx 6$ .

- 3 CHANDRA, S., TAKUICHI, W., and HARTMAN, S. R.: 'Prism dye laser', *Appl. Phys. Lett.*, 1972, 21, pp. 144-146
- 4 KASHYAP, R., ARMITAGE, J. R., WYATT, R., DAVEY, S. T., and WILLIAMS, D. L.: 'All-fibre narrowband reflection grating at 1500nm', *Electron. Lett.*, 1990, 26, pp. 730-732

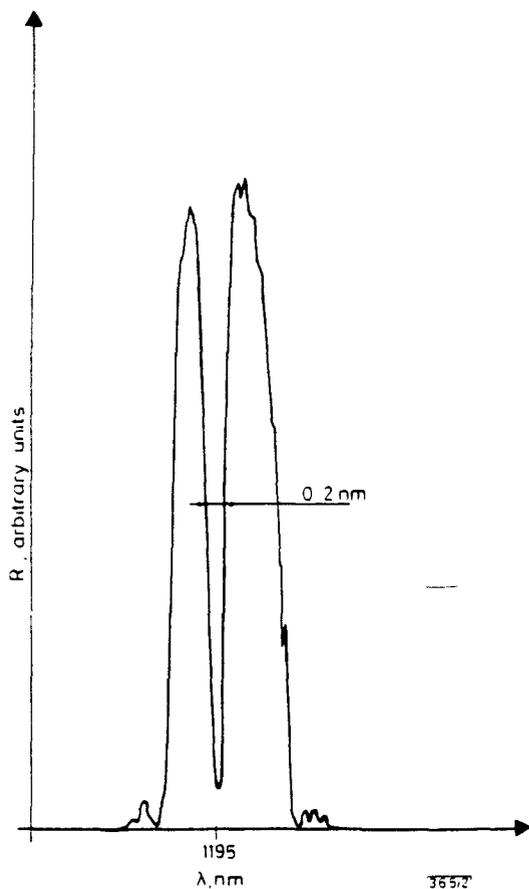


Fig. 2 Reflection spectrum of moiré grating

$E_p = 0.4$  mJ, pulse number on each grating 6600  
 BP6 285/33D  
 $\lambda_p = 1195$  nm

**Conclusion:** We demonstrate the feasibility of inscribing a permanent photorefractive moiré grating within the core of a germanosilicate fibre. Suitably constructed intracore moiré gratings would have many potential uses, for instance filtering out spontaneously emitted noise.

**Acknowledgments:** This work is supported by a CNET contract no. 90 8B 076.

S. LEGOUBIN  
 E. FERTEIN  
 M. DOUAY  
 P. BERNAGE  
 P. NIAIY

22nd July 1991

Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire  
 URA CNRS no. 779  
 Université de Lille Flandres Artois  
 UFR de Physique—Batiment P5  
 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

F. BAYON  
 T. GEORGES

CNET—Lannion  
 Route de Trégastel  
 BP 40, 22301—Lannion, France

#### References

- 1 REID, D. C. J., RAGDALE, C. M., BENNION, I., ROBBINS, D. J., BUUS, J., and STEWART, W. J.: 'Phase-shifted moiré grating fibre resonators', *Electron. Lett.*, 1990, 26, pp. 10-12
- 2 FERTEIN, E., LEGOUBIN, S., DOUAY, M., CANON, S., BERNAGE, P., NIAIY, P., BAYON, F., and GEORGES, T.: 'Shifts in the resonance wavelengths of Bragg gratings in the course of writing or bleaching experiments by UV illumination within a germanosilicate optical fibre', *Electron. Lett.*, 1991, 27, (20), pp. 1838-1839

## Article 4

" Photoinscription de filtres de Bragg dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de Germanium "

S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges

J. Optics 23, 4, Dec 1992 p 143-156

LABORATOIRE DE DYNAMIQUE MOLÉCULAIRE ET PHOTONIQUE  
 UNITÉ DE RECHERCHE ASSOCIÉE AU C.N.R.S. N° 779  
 UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

UFR de Physique, Bâtiment P5, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France  
 LAB/OCM/FOG, C.N.E.T.-Lannion, B.P. 40, 22301 Lannion, France

# PHOTOINSCRIPTION DE FILTRES DE BRAGG DANS DES FIBRES OPTIQUES DOPÉES À L'OXYDE DE GERMANIUM

S. LEGOUBIN, M. DOUAY, P. BERNAGE, P. NIAY  
 J. F. BAYON, T. GEORGES

MOTS CLÉS :  
 Fibres optiques  
 Lasers  
 Capteurs à fibre

KEY WORDS :  
 Optical fibers  
 Lasers  
 Fiber sensors

## Bragg filter inscription within $\text{GeO}_2$ doped fiber cores

**RÉSUMÉ :** Récemment, G. Meltz *et al.* ont montré qu'il est possible d'inscrire des réseaux photoréfractifs de Bragg dans des fibres dopées à l'oxyde de Germanium en irradiant transversalement le cœur des fibres par un système de franges d'interférences ultraviolettes (Opt. Lett. 14, p. 823 (1989)). Nous nous sommes proposés de mettre en œuvre cette méthode pour intégrer différents filtres de Bragg dans des fibres optiques. Nous faisons tout d'abord appel à un modèle théorique de modes couplés afin de rappeler quelques règles pratiques concernant l'inscription de réseaux photoréfractifs dans des fibres optiques. Nous présentons ensuite les caractéristiques et le mode d'utilisation du montage interférométrique mis au point au laboratoire. Les résultats obtenus avec ce montage sont analysés. Afin d'illustrer la diversité des perspectives offertes par la méthode, nous décrivons la fabrication de deux filtres particuliers (un réseau de Bragg à faible facteur de réflexion et un Fabry-Perot utilisé en réflexion).

**SUMMARY :** The Bragg grating inscription in germanosilicate fibres by transversally exposing the fibre to an U.V. fringe pattern was recently reported, for the first time, by G. Meltz *et al.* (Opt. Lett. 14, p. 823 (1989)). We use this holographic method to write various Bragg filters within optical fibres. Starting from the results given by a coupled mode theoretical model, we recall some practical rules related to Bragg grating inscription within optical fibres. Then, we describe the interferometric set up and the method we use to write the filters. We analyse the results obtained in the course of the experiments. In order to emphasize the advantages of the writing method we detail the way used to write two particular filters, namely a low reflectivity grating and a Fabry-Perot cavity used as a reflector.

## I. — INTRODUCTION

La plupart des composants optiques actifs ou passifs utilisés de façon courante dans des montages massifs ont été développés selon des versions intégrées dans des fibres optiques. Les composants intégrés assistés par réseau constituent une classe particulière de composants unifiée par un principe de fonctionnement commun. En effet dans ces éléments, un couplage entre deux modes de propaga-

tion est réalisé grâce à une perturbation périodique de permittivité diélectrique convenablement appliquée au sein du matériau. Citons les exemples du réseau de Bragg dans lequel un mode codirectif est couplé à un mode contradirectif [1], du coupleur de polarisation à fibre biréfringente dans lequel un mode  $LP_{01}$  est couplé à un mode  $LP_{01}$  [2] ou du coupleur de modes couplant par exemple un mode  $LP_{01}$  avec un mode  $LP_{02}$  [3]. Jusqu'en 1989, les perturbations périodiques étaient obtenues à partir

de procédés mécaniques fragilisant les fibres ou par des méthodes optiques faisant appel à des irradiations longitudinales permettant difficilement d'obtenir des composants fonctionnant dans l'infrarouge [4].

Cette situation s'est modifiée depuis que G. Meltz *et al.* [5] ont montré qu'il est possible de réaliser des réseaux de Bragg en créant des variations périodiques et permanentes d'indice de réfraction dans le cœur de fibres dopées à l'oxyde de Germanium. Le procédé utilisé consiste à irradier transversalement les fibres par un système de franges d'interférences ultraviolettes ( $\lambda \approx 243$  nm) perpendiculaires à leurs axes. La périodicité de la perturbation d'indice et donc la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  du réseau peuvent être choisies en fixant l'interfrange  $\Lambda$  du système de franges. De ce fait, des réseaux de Bragg et divers autres composants assistés par réseau, adaptés au domaine infrarouge, ont été récemment fabriqués selon des techniques d'irradiation périodique transverse des fibres [6, 7, 8]. Ainsi, par exemple, nous venons de décrire la première inscription de réseaux de Moiré permanents dans une fibre optique monomode photosensible [8].

Les nouveaux composants intégrés assistés par réseau sont destinés à des applications dans des domaines aussi variés que ceux des télécommunications optiques, des lasers et des capteurs à fibre. En raison de ces perspectives, de nombreux groupes se sont attachés à inscrire des réseaux photoréfractifs dans des fibres dopées avec des éléments de nature chimique variée [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]. La motivation de cet effort de recherche dépasse, en fait, largement le cadre des seules applications. En effet, si les modèles macroscopiques permettent de rendre compte qualitativement du mode de fonctionnement des composants assistés par réseau, il s'avère que les mécanismes physiques microscopiques à l'origine des variations d'indice de réfraction photoinduites ne sont pas encore élucidés. Il ne s'agit là d'ailleurs pas d'une situation exceptionnelle dans le domaine des fibres optiques, puisque la modélisation des expériences de doublage de fréquence dans des fibres dopées à l'oxyde de Germanium se heurte à la même difficulté [12]. L'inscription de réseaux photoréfractifs peut donc se révéler très fructueuse d'un point de vue fondamental car elle permet de procéder à l'étude de l'effet photoréfractif. Nous avons donc initié un programme de recherche portant sur la réalisation de composants formés à l'aide de réseaux de Bragg photoinscrits dans des fibres dopées à l'oxyde de Germanium.

L'article est organisé de la façon suivante : nous utilisons tout d'abord le modèle théorique simplifié de D. K. W. Lam et B. K. Garside [13] pour rappeler des propriétés caractéristiques des réseaux photoréfractifs de Bragg et pour énoncer des règles d'ingénierie pouvant guider l'inscription de réseaux.

Nous décrivons ensuite le montage optique que nous avons réalisé pour inscrire et caractériser des structures de Bragg. Nous faisons part des principales observations qui se déduisent de nos expériences d'inscription de réseaux de Bragg. Afin de souligner la diversité des perspectives offertes par la réalisation des réseaux de Bragg, nous détaillons la méthode de fabrication d'un réseau de Bragg à faible facteur de réflexion puis celle d'un laser à fibre dopée par des ions de terre rare et par de l'oxyde de Germanium. La cavité du laser est constituée par un réseau et par un étalon Fabry-Perot inscrits de part et d'autre du milieu amplificateur.

## II. — DESCRIPTION DE LA RÉPONSE SPECTRALE DU FACTEUR DE RÉFLEXION D'UN RÉSEAU PHOTORÉFRACTIF DE BRAGG DANS LE CADRE DU MODÈLE THÉORIQUE SIMPLIFIÉ DÉVELOPPÉ PAR D. K. W. LAM ET B. K. GARSIDE [13]

L'étude bibliographique portant sur la photoinscription de réseaux permanents dans des fibres en silice dopée à l'oxyde de Germanium montre que la longueur d'onde du rayonnement monochromatique utilisé pour produire les franges d'interférences doit être accordée vers 243 nm en résonance avec une bande d'absorption du matériau constituant le cœur de la fibre [5, 11]. Cette bande a été attribuée à un défaut d'oxygène créé dans le verre dopé en Germanium lors de sa formation [14]. L'irradiation des fibres par des impulsions ultraviolettes ( $\lambda \approx 243$  nm) se traduit par une augmentation permanente de l'indice de réfraction du matériau [15], mais aussi par une augmentation de l'absorption ultraviolette de la fibre. Le photochromisme, induit dans la partie visible du spectre par les ailes des bandes d'absorption ultraviolette, décroît au cours du temps si bien qu'il s'avère faible en régime stationnaire ( $\Delta\beta \approx 0,4 \text{ cm}^{-1}$  à  $\lambda = 600$  nm) et même complètement négligeable au-delà de 750 nm [16]. Nous admettons donc que l'irradiation lumineuse de la fibre par le système de franges ultraviolettes provoque une variation sinusoïdale de l'indice de réfraction de son cœur sans en modifier le coefficient d'absorption (hypothèse du réseau photoréfractif).

D. K. W. Lam et B. K. Garside [13] supposent qu'un réseau d'indice à profil sinusoïdal est inscrit au sein d'une fibre optique parfaite à saut d'indice ( $n_1 - n_2$ ) suffisamment faible pour que l'on puisse considérer que l'approximation des modes *LP* est légitime [17]. Ils formulent l'hypothèse que le contraste du réseau est constant sur toute sa longueur  $L'$ . Ainsi l'indice du cœur de la fibre de diamètre  $2a$  peut être représenté en fonction de la côte longitudinale  $z$  par l'expression (1) [13]

$$n_1(z) = n_1 + \Delta n \cos \frac{2\pi}{\Lambda} z \quad 0 < z < L' \quad r \leq a. \quad (1)$$

Dans (1),  $\Delta n$  désigne la variation d'indice induite par l'irradiation et  $\Lambda$  le pas du réseau.

La perturbation sinusoidale d'indice de réfraction réalise un couplage entre un mode  $LP$  codirectif avec le même mode  $LP$  contradirectif. Le couplage est d'autant plus efficace que la longueur d'onde du rayonnement qui se propage dans la fibre est proche de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  associée au mode  $LP$

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

$n_{\text{eff}}$  indice effectif associé à la propagation du mode  $LP$ .

En supposant l'absence de pertes d'énergie par absorption et par couplage vers des modes radiatifs, D. K. W. Lam et B. K. Garside utilisent un modèle de modes couplés pour établir les expressions (3) du facteur de réflexion  $R(\lambda)$  du réseau [13]

$$R(\lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(SL')}{\Delta\beta^2 \sinh^2(SL') + S^2 \cosh^2(SL')} \quad \text{si } \Omega^2 > \Delta\beta^2 \quad (3)$$

$$R(\lambda) = \frac{\Omega^2 \sin^2(QL')}{\Delta\beta^2 - \Omega^2 \cos^2(QL')} \quad \text{si } \Omega^2 < \Delta\beta^2.$$

Dans (3)  $\Delta\beta$ ,  $S$  et  $Q$  se déduisent des relations (4) :

$$\Delta\beta = 2 \pi n_{\text{eff}} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \quad (4a)$$

$$S = (\Omega^2 - \Delta\beta^2)^{1/2} \quad (4b)$$

$$Q = (\Delta\beta^2 - \Omega^2)^{1/2}. \quad (4c)$$

La relation (5) permet de calculer le coefficient de couplage  $\Omega$  (relatif à un mode  $LP$ ) en fonction de la fraction d'énergie  $\eta(V)$  du mode qui se propage dans le cœur de la fibre

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n}{\lambda_B} \eta(V) \quad (5)$$

$V$  fréquence normalisée de la fibre =

$$= \frac{2 \pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Dans le cas particulier de la propagation monomode du mode  $LP_{01}$ , le facteur  $\eta(V)$  peut se calculer au moyen de la relation (6) [18]

$$\eta(V) = \frac{V^2 - U^2}{V^2} \left\{ 1 + \left( \frac{J_0(U)}{J_1(U)} \right)^2 \right\} \quad (6)$$

où  $J_0(U)$  et  $J_1(U)$  désignent les fonctions de Bessel de première espèce d'ordres respectifs 0 et 1.  $U$  désigne la constante de propagation transverse normalisée et s'exprime en fonction de  $V$  à l'aide de la

relation approchée (7) [17] :

$$U = [V^2 - (1,1428 V - 0,996)^2]^{1/2} \quad 1,5 \leq V \leq 2,4. \quad (7)$$

L'indice effectif de propagation du mode  $LP_{01}$  se déduit de la relation (8) [17] :

$$n_{\text{eff}}^2 = n_2^2 + \frac{\lambda^2}{4 \pi^2 a^2} (1,1428 V - 0,996)^2. \quad (8)$$

Afin de fixer les ordres de grandeur couramment rencontrés dans les expériences, nous avons utilisé les expressions (2) à (8) pour déterminer l'aspect de la fonction  $R(\lambda)$  associée à différentes valeurs numériques du paramètre  $\Delta n$ . Des courbes représentatives tracées dans le cas particulier d'un réseau de longueur 4 mm accordé à une longueur d'onde de Bragg 1 240 nm sont rassemblées sur la *figure 1*. L'examen de ces courbes révèle que l'augmentation de  $\Delta n$  se traduit par un accroissement du facteur de réflexion maximum jusqu'à la saturation de ce dernier ( $R_{\text{max}} = 1$ ). La largeur spectrale de la fonction  $R(\lambda)$  augmente d'autant plus vite avec  $\Delta n$  que le coefficient de réflexion maximum du réseau est voisin de 1.

Le facteur de réflexion du réseau est maximum à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ . La valeur numérique de la réflectivité maximum se déduit de l'expression (9) :

$$R_{\text{max}}(\lambda_B) = \tanh^2 \Omega L'. \quad (9)$$

L'obtention d'un réseau de facteur de réflexion  $R_{\text{max}}$  élevé (par exemple  $R_{\text{max}} \geq 0,9$ ) impose de choisir les paramètres de l'expérience de sorte que l'inégalité (10) soit vérifiée :

$$\frac{\pi \Delta n L'}{\lambda_B} \eta(V) \geq 1,82 \quad R_{\text{max}} \geq 0,9. \quad (10)$$

L'inégalité (10) montre qu'il est, *a priori*, plus difficile d'inscrire un réseau très réflecteur dans la fenêtre de transmission située vers 1,55  $\mu\text{m}$  que vers 0,85  $\mu\text{m}$  car le terme monôme  $\Delta n L' \eta(V)$  doit atteindre des valeurs environ deux fois plus grandes à 1,55  $\mu\text{m}$  qu'à 0,85  $\mu\text{m}$ . Par ailleurs, la relation (10) montre qu'il est intéressant de choisir les paramètres optogéométriques de la fibre de façon à ce que la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  du mode  $LP_{11}$  soit légèrement inférieure à  $\lambda_B$ . En effet si cette condition est remplie, le facteur de confinement  $\eta(V)$  est voisin de la valeur maximale (0,825) correspondant à une propagation monomode, ce qui minimise la valeur du produit  $\Delta n L'$  permettant de réaliser l'inégalité (10).

La longueur  $L'$  du réseau constitue un paramètre facilement ajustable dans les expériences. Nous

$n_2 - n_1 = 0.039$   
 $\Phi_c = 2.7 \mu\text{m}$   
 $\lambda_c = 1192 \text{ nm}$   
 $L' = 4 \text{ mm}$

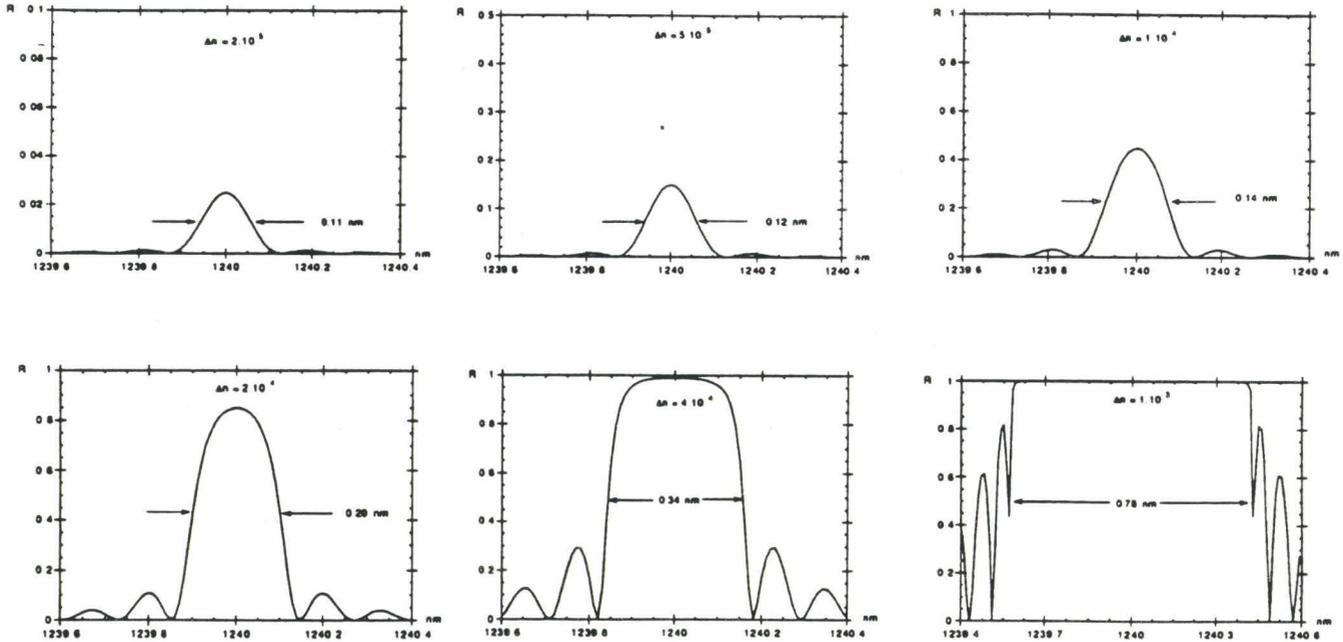


FIG. 1. — Evolution de la réflectivité spectrale d'un réseau de Bragg de longueur fixée, en fonction de l'amplitude de la variation d'indice induite par l'irradiation.

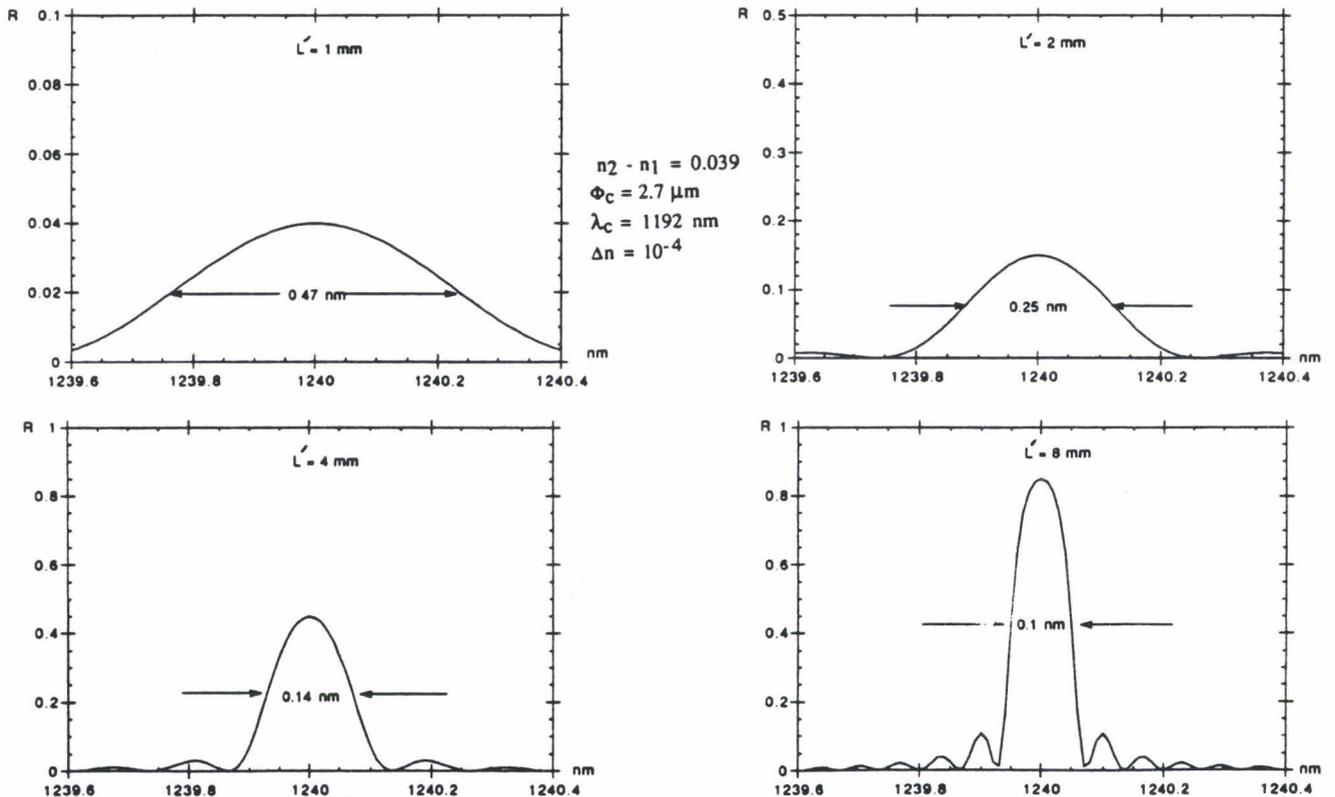


FIG. 2. — Evolution de la réflectivité spectrale d'un réseau en fonction de sa longueur (la variation d'indice induite par l'irradiation est fixée).

avons donc représenté sur la *figure 2* l'allure de la fonction  $R(\lambda)$  tracée en fonction de la longueur d'onde pour une valeur de  $\Delta n$  fixée ( $\Delta n = 10^{-4}$ ) en donnant différentes valeurs au paramètre  $L'$ . Un accroissement de la longueur du réseau se traduit par une augmentation de son facteur de réflexion tant que le coefficient de réflexion n'est pas saturé. Par ailleurs la comparaison des *figures 1* et *2* permet d'établir que la largeur spectrale des réseaux est d'autant plus faible ( $R_{\max}$  étant fixé) que la longueur du réseau est grande.

**III. — DESCRIPTION DU MONTAGE UTILISÉ POUR INSCRIRE ET CARACTÉRISER LES FILTRES DE BRAGG. PRÉSENTATION DU PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL**

**a. — Montage interférométrique d'inscription**

Le schéma du montage expérimental que nous avons utilisé pour inscrire les réseaux de Bragg est représenté sur la *figure 3*. Un laser à colorant pulsé ( $\tau = 20$  ns), formé d'un oscillateur et de deux amplificateurs optiques pompés par un laser à XeCl, émet des impulsions lumineuses de longueur d'onde accordée vers 486 nm (Energie par impulsion  $\approx 10$  mJ, largeur spectrale égale à  $0,15 \text{ cm}^{-1}$ ). La fréquence du laser visible est doublée à l'aide d'un cristal de B.B.O. utilisé selon une méthode d'adaptation angulaire des vitesses de phase (angle de taille du cristal  $\theta \approx 55^\circ$ , dimensions du cristal  $9 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ ). Après séparation du faisceau visible par dispersion dans un prisme  $P_1$  en silice fondue, le faisceau ultraviolet passe dans un télescope afocal  $\times 4$  constitué par deux lentilles sphériques en  $\text{CaF}_2$ . L'énergie ultraviolette disponible en sortie du téles-

cope est égale à environ 1,2 mJ par impulsion à une cadence des tirs de 10 Hz. La stabilité angulaire tir à tir du faisceau, mesurée après le télescope, est égale à environ  $2 \times 10^{-5}$  rd. La structure du faisceau délivrée par le cristal doubleur n'est pas gaussienne [19] et présente même des inhomogénéités spatiales provoquées par de légères imperfections des composants optiques du montage. De ce fait, la structure spatiale du faisceau est traitée par une opération de filtrage. Le filtrage spatial est réalisé à l'aide d'une fente rectiligne  $D_4$ , à ouverture variable, placée dans le plan focal de deux lentilles cylindriques en silice disposées de façon à former un télescope afocal. En sortie du télescope, suivant l'efficacité du filtrage, l'énergie ultraviolette disponible est au minimum deux fois plus faible que l'énergie incidente. Elle se trouve alors distribuée sensiblement symétriquement par rapport à l'axe optique du montage. Une fente rectiligne  $D_3$  à ouverture variable permet de limiter la largeur  $L$  du faisceau incident sur la face hypothénuse d'un prisme  $P_2$  en silice fondue. Le prisme  $P_2$  est isocèle, à angle droit suivant l'arête  $C$ . Il joue le rôle d'un interféromètre à séparation de front d'onde, permettant de faire interférer sous grand angle la partie du faisceau directement transmise sur la face  $AC$  et celle qui subit la réflexion totale sur la face  $CB$  [20].

Les directions des arêtes du prisme, des génératrices des lentilles cylindriques constituant le télescope et celles des fentes  $D_3$  et  $D_4$  sont orientées au moyen de dispositifs micrométriques selon une même direction (sensiblement verticale) correspondant à la direction de polarisation  $\vec{OP}$  du faisceau incident. L'angle d'incidence du faisceau sur le prisme est ajusté au moyen d'une platine de rotation micrométrique. Sa valeur  $i_0$ , fonction du choix de la longueur

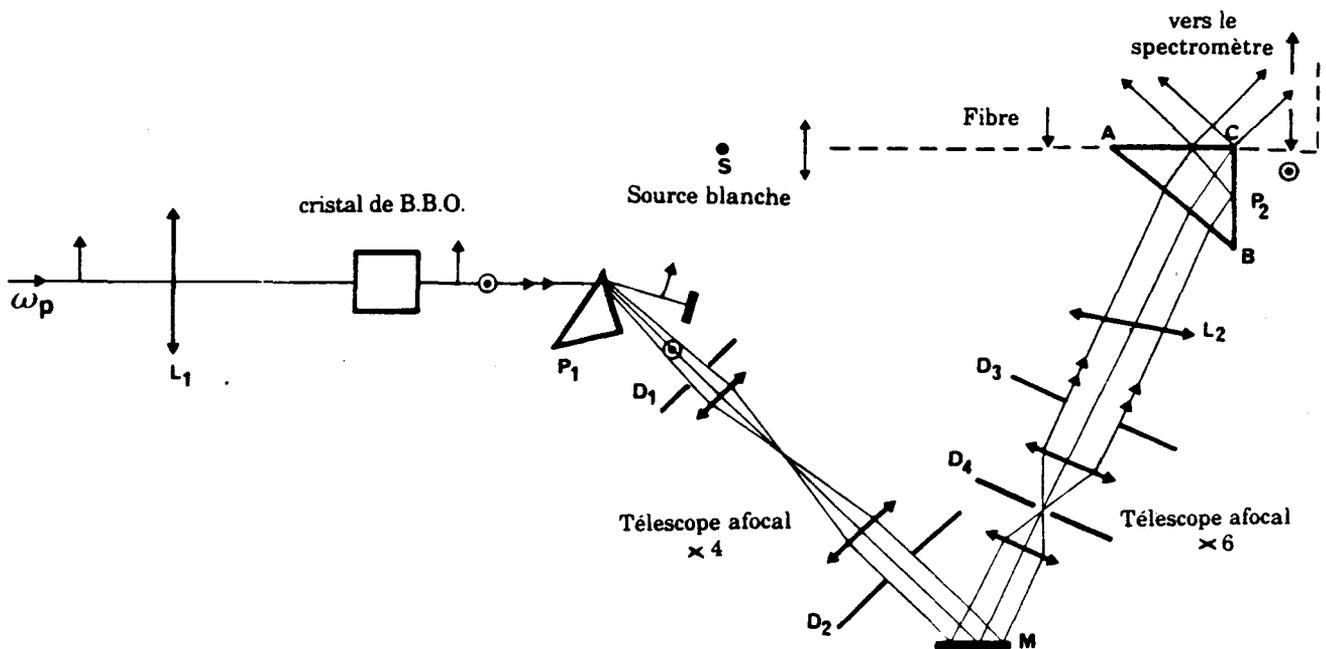


FIG. 3. — Montage expérimental utilisé pour inscrire les filtres de Bragg.

d'onde de Bragg, est déterminée à l'aide de la relation (11) :

$$i_0 = \text{Arcsin} \left\{ n(\lambda_p) \times \sin \left[ \pi/4 - \text{Arcsin} \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_B) \cdot \lambda_p}{n(\lambda_p) \cdot \lambda_B} \right] \right\}. \quad (11)$$

La position correspondant à l'origine  $i_0 = 0$  est repérée avant l'expérience par une méthode d'auto-collimation.

Dans (11)  $n(\lambda_p)$  représente l'indice du prisme à la longueur d'onde ultraviolette ( $\lambda_p \approx 243$  nm). L'indice effectif  $n_{\text{eff}}(\lambda_B)$  est calculé par la relation (8).

Après réglage de son orientation selon  $i_0$ , le prisme  $P_2$  est mis en position au moyen d'une platine à translation (mobile selon une direction perpendiculaire à l'axe optique du montage), de sorte que le pinceau de rayons lumineux se propageant le long de l'axe optique du montage frappe l'arête  $C$  du prisme. Au cours de cette opération, la fente  $D_3$  est fermée symétriquement pour limiter la section du faisceau ultraviolet à environ 200  $\mu\text{m}$ . Le prisme est déplacé jusqu'à ce que les largeurs des deux faisceaux séparés par le prisme soient sensiblement égales. La fente  $D_3$  est ensuite ouverte symétriquement jusqu'à une largeur  $L$ , fixant la largeur  $L'$  du champ d'interférences

$$L' = \frac{L \cos r}{2 \cos i_0} \frac{1}{\cos \left( \frac{\pi}{4} - r \right)},$$

$$r = \text{Arcsin} \left\{ \frac{\sin i_0}{n(\lambda_p)} \right\}. \quad (12)$$

La fibre est mise en position au contact de la face  $AC$  du prisme perpendiculairement à l'arête  $C$ . Une lentille cylindrique dont les directions de génératrice sont perpendiculaires à l'arête  $C$ , permet d'augmenter la fluence incidente sur la face  $AC$  du prisme  $P_2$ , par focalisation du faisceau. A cet effet, l'axe optique de la lentille  $L_2$  est incliné par rapport à l'axe du montage d'un angle  $\beta$  calculé pour que le faisceau se focalise au voisinage de la face  $AC$  dans des conditions de stigmatisme approché.

La lentille  $L_2$  peut être déplacée le long de l'axe du système, de façon à modifier les dimensions du spot incident sur la fibre. Ces dimensions sont contrôlées au moyen d'un papier photographique disposé à la place de la fibre. Selon les expériences, les dimensions du spot ont été choisies entre  $\{30 \mu\text{m} \times L'\}$  et  $\{300 \mu\text{m} \times L'\}$  ( $L' \approx 2$  à 5 mm). L'optimisation de la position du spot sur la fibre est effectuée avant l'inscription du réseau en utilisant le mode opératoire suivant. Le flux lumineux en provenance d'une source blanche continue (lampe à halogène à filament de tungstène) est injectée dans la fibre au moyen d'un objectif de microscope. La

fente  $D_3$  est fermée sur la moitié du champ. La partie du faisceau incidente sur la face  $BC$  du prisme est ainsi occultée et l'éclairement de la fibre est sensiblement uniforme (absence de franges d'interférences). L'irradiation de la fibre se traduit par une augmentation de son absorption dans un domaine spectral s'étendant depuis l'ultraviolet jusqu'à environ 750 nm. La chute de transmission (\*), qui résulte de l'absorption induite par l'irradiation, est détectée à l'aide du montage optique représenté sur la figure 4. La position verticale de la lentille  $L_2$  est ajustée pour rendre maximale la chute de transmission. Après ce réglage, la fente  $D_3$  est ouverte de façon symétrique. Après le choix de la cadence des tirs (valeur le plus souvent fixée entre 2 Hz et 10 Hz) l'inscription d'un réseau peut commencer.

## b. — Caractérisation des filtres de Bragg

Au cours des tirs, l'évolution de transmission spectrale  $T(\lambda)$  de la fibre est enregistrée au voisinage de la longueur d'onde de Bragg du filtre au

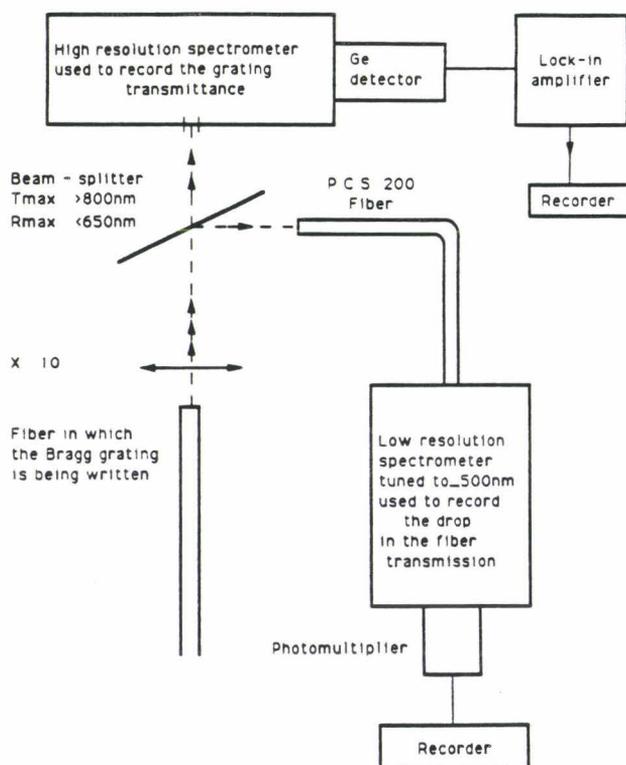


FIG. 4. — Schéma du montage optique utilisé pour détecter l'apparition du photochromisme (longueur d'onde d'analyse  $\lambda_s = 500$  nm).

(\*) Le phénomène de photochromisme évolue au cours du temps selon une dynamique que nous avons étudiée avec une résolution temporelle de l'ordre de la seconde dans la référence [16]. En début des tirs, le coefficient de pertes induit par l'irradiation peut atteindre plusieurs  $\text{cm}^{-1}$ . Cette valeur est suffisamment importante pour que la chute de transmission provoquée par une irradiation ultraviolette de quelques mm de fibres dépasse 50 %.

moyen d'un spectromètre à haute résolution ( $R_0 = 240\ 000$ ). Le système de détection est constitué par un détecteur au Germanium (North Coast Corporation, EO817) suivi d'un amplificateur à détection synchrone délivrant une tension continue proportionnelle au flux lumineux reçu par le détecteur sous l'hypothèse de linéarité de la chaîne de mesure. Ainsi l'inscription d'un réseau peut être arrêtée dès que la chute de transmission que l'on cherche à obtenir est atteinte. Un exemple typique d'un tel enregistrement obtenu lors de l'inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre FPGA473Nd est présenté sur la figure 5 (caractéristiques optogéométriques de la fibre FPGA473Nd présentées dans le tableau I, conditions expérimentales :  $L = 5\text{ mm}$ ,  $f = 2.5\text{ Hz}$ , filtrage spatial,  $E_p = 0,2\text{ mJ}$ ).

Le dispositif expérimental présenté sur la figure 4 permet de déterminer la « forme vraie » de la transmission spectrale des filtres de Bragg à condition que la largeur spectrale des détails que l'on cherche à résoudre soit supérieure à la limite imposée par la résolution du spectromètre ( $R_0 = 240\ 000$ ). Par ailleurs, l'hypothèse de linéarité de la chaîne de mesure peut sembler suspecte à très bas niveau de détection lors de chute de transmission voisine de 100 % provoquée dans des fibres à faible diamètre de cœur. La reproductibilité des mesures

de transmission spectrale des filtres de Bragg a été estimée en enregistrant la transmission spectrale du réseau inscrit sur une fibre monomode longue de 3 m dans différentes conditions expérimentales (fibre seule, fibre pourvue d'un videur de gaine placé entre le réseau et la face de sortie de la fibre, fibre avec videurs de gaine placés de chaque côté du réseau, fibre avec videurs de gaine et videur de mode). A chaque enregistrement, les conditions d'injection de la lumière blanche ont été légèrement modifiées. La reproductibilité des enregistrements s'est avérée de l'ordre de  $\pm 5\%$ .

Le coefficient de réflexion  $R$  des réseaux de Bragg au voisinage de la longueur d'onde de Bragg est calculé à l'aide de la relation (13) :

$$R(\lambda) = 1 - T(\lambda) . \quad (13)$$

La validité de la relation (13) repose sur l'hypothèse que l'inscription du réseau n'introduit aucune perte telle que, par exemple, des pertes provoquées par du photochromisme ou par une augmentation du facteur de diffusion de la fibre. La mesure directe du facteur de réflexion  $R(\lambda)$  d'un réseau de Bragg peut être effectuée en comparant le flux lumineux réfléchi par le réseau à la longueur d'onde  $\lambda_B$ , au flux réfléchi au voisinage de  $\lambda_B$  par un réflecteur à facteur de réflexion connu [5]. On peut ainsi venir fixer un

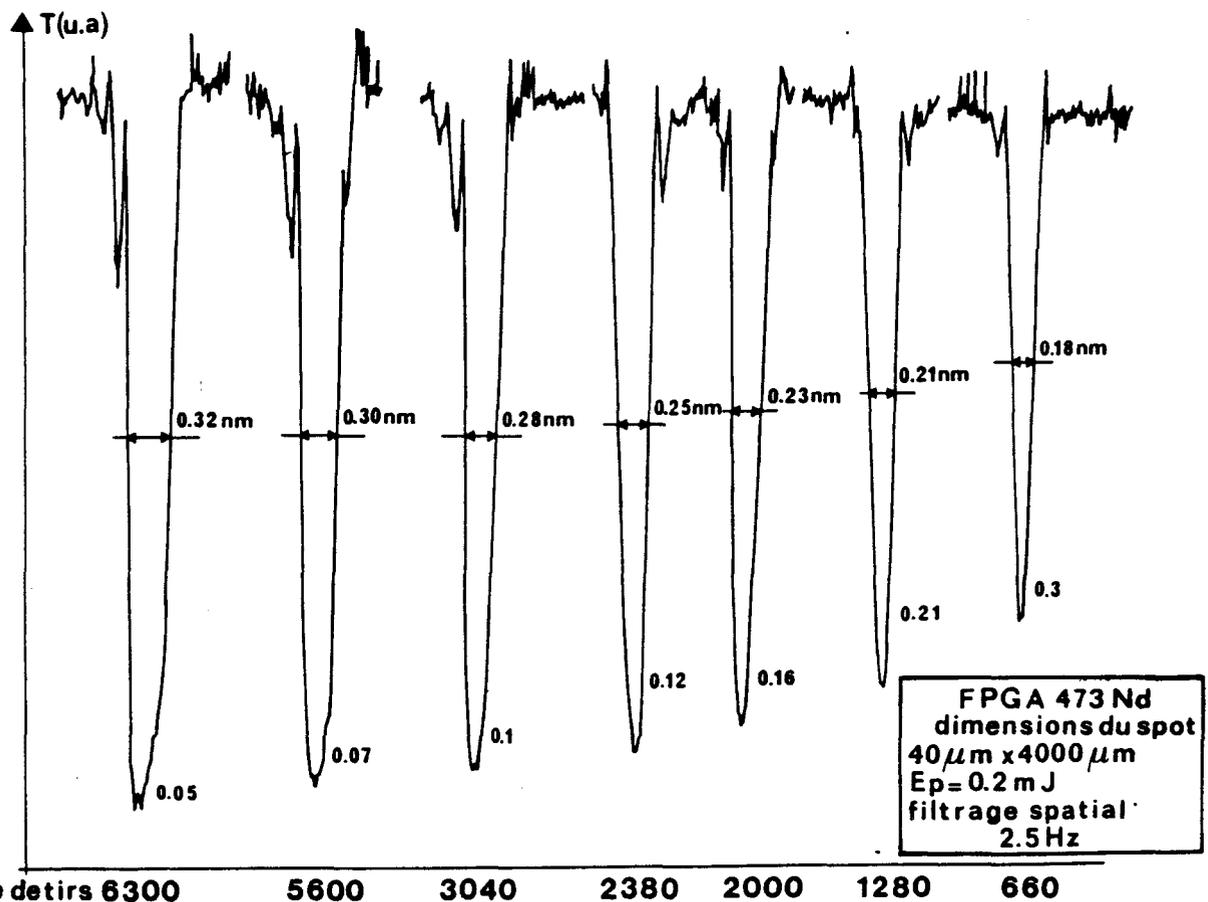


FIG. 5. — Enregistrement de la transmission spectrale d'un réseau au cours de son inscription.

TABLEAU I

Référence fibre	Paramètres opto-géométriques	Dopants Cœur	Gaine	Caractéristiques des structures inscrites dans la fibre
FPG2034	$\phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 2,7 \mu\text{m}$ $ON = 0,337$ $\lambda_c = 1,19 \mu\text{m}$	GeO <sub>2</sub> 28 % à 30 % $\Delta n = 3,9 \times 10^{-2}$	P F $\phi_{\text{gaine}} = 25 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réseaux inscrits entre 0,6 <math>\mu\text{m}</math> et 1,3 <math>\mu\text{m}</math></li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,3</math>, 10 000 tirs, <math>\lambda_B = 1,2 \mu\text{m}</math>, <math>L = 3 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,4 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,2 \text{ nm}</math>, filtrage spatial</li> <li>• Structures P.F.</li> </ul>
FPG2033	$\phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 3,75 \mu\text{m}$ $ON = 0,31$ $\lambda_c = 1,28 \mu\text{m}$	GeO <sub>2</sub> 23 % à 25 % $\Delta n = 3,25 \times 10^{-2}$	P F $\phi_{\text{gaine}} = 25 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réseaux inscrits vers 1,1 <math>\mu\text{m}</math> (fibre multimode)</li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,65</math>, 8 000 tirs, <math>\lambda_B = 1,09 \mu\text{m}</math>, <math>L = 5 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,7 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,3 \text{ nm}</math>, pas de filtrage spatial</li> </ul>
BPG285	$\phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 5 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 1,15 \mu\text{m}$	GeO <sub>2</sub> 11 % $\Delta n = 1,33 \times 10^{-2}$	B P $\phi_{\text{gaine}} = 42 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réseaux inscrits entre 0,8 <math>\mu\text{m}</math> et 1,3 <math>\mu\text{m}</math></li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,03</math>, 1 600 tirs, <math>\lambda_B = 1,19 \mu\text{m}</math>, <math>L = 3 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,55 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,35 \text{ nm}</math>, pas de filtrage spatial</li> <li>• Réalisation de réseaux de Moiré</li> </ul>
FPG430	$\phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 2,7 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,61 \mu\text{m}$	GeO <sub>2</sub> 10 % $\Delta n = 9 \times 10^{-3}$	F P $\phi_{\text{gaine}} = 38 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 réseau inscrit vers 0,75 <math>\mu\text{m}</math></li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,9</math>, 5 000 tirs, <math>\lambda_B = 0,76 \mu\text{m}</math>, <math>L = 5 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,4 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,32 \text{ nm}</math>, filtrage spatial</li> </ul>
FPGA473Nd	$\phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 1,8 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,74 \mu\text{m}$	GeO <sub>2</sub> 20 % $\Delta n = 2,9 \times 10^{-2}$ Nd <sup>3+</sup> Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	P F $\phi_{\text{gaine}} = 10 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réseaux inscrits vers 1,085 <math>\mu\text{m}</math></li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,05</math>, 6 300 tirs, <math>\lambda_B = 1,082 \mu\text{m}</math>, <math>L = 4 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,2 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,32 \text{ nm}</math>, filtrage spatial</li> <li>• Structures P.F.</li> <li>• Cavités laser</li> </ul>
FPGA469Pr	$\phi_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 2,45 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,88 \mu\text{m}$	GeO <sub>2</sub> 17 % $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$ Pr <sup>3+</sup> : 500 à 1 000 ppm	P F $\phi_{\text{gaine}} = 16 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réseaux inscrits vers 1,085 <math>\mu\text{m}</math></li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,2</math>, 2 100 tirs, <math>\lambda_B = 1,08 \mu\text{m}</math>, <math>L = 6 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,5 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,17 \text{ nm}</math>, filtrage spatial</li> <li>• Structures P.F.</li> <li>• Cavités laser</li> </ul>
	$\phi_{\text{ext}} = 115 \mu\text{m}$ $\phi_{\text{cœur}} = 2,25 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,76 \mu\text{m}$	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	$\phi_{\text{gaine}} = 14,7 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réseaux inscrits vers 0,75 <math>\mu\text{m}</math></li> <li>• <math>T(\lambda_B) = 0,2</math>, 1 250 tirs, <math>\lambda_B = 0,74 \mu\text{m}</math>, <math>L = 6 \text{ mm}</math></li> <li>• <math>E_p = 0,2 \text{ mJ}</math>, <math>\Delta\lambda = 0,1 \text{ nm}</math>, filtrage spatial</li> </ul>

niveau de référence correspondant à une réflexion estimée à 100 % en venant appliquer un miroir plan perpendiculairement à l'extrémité de la fibre sur laquelle une goutte de liquide d'indice a été déposée afin d'assurer une continuité entre la fibre et le miroir. L'expérience s'avère, en fait, délicate car le flux lumineux réfléchi par le miroir dépend de façon critique de son orientation. Cette sensibilité ne permet pas de garantir le niveau de référence en réflexion et peut conduire à des contradictions ( $R + T > 1$ ) [21].

#### IV. — RÉSULTATS DE L'INSCRIPTION DE FILTRES DE BRAGG DANS DES FIBRES DOPÉES À L'OXYDE DE GERMANIUM. APPLICATION À LA RÉALISATION DE LASERS À CAVITÉ INTÉGRÉE DANS LA FIBRE

##### a) Résultats de l'inscription de filtres de Bragg

Les caractéristiques des réseaux de Bragg dépendent de paramètres facilement mesurables tels que,

par exemple, l'énergie par impulsion, les dimensions du spot de focalisation, la nature des dopants de la fibre, la valeur du rapport  $\lambda_B/\lambda_c$ , la cadence et le nombre des tirs. D'autres paramètres (par exemple, la distribution spatiale de l'éclairement du champ d'interférences, l'homogénéité longitudinale des propriétés de la fibre ou la stabilité à court et long terme du montage optique) s'avèrent, par contre, plus difficilement maîtrisables. La reproductibilité moyenne des expériences (facteur 2 possible sur le nombre de tirs nécessaires pour inscrire un réseau présentant une chute de transmission donnée, largeur spectrale de la courbe de transmission d'un réseau pouvant varier d'un facteur 2 suivant les conditions de filtrage) traduit l'évolution des paramètres imparfaitement contrôlés. Malgré ces aléas, nous avons été en mesure d'établir les résultats suivants :

- Des réseaux ont été réalisés dans six types de fibre construites par le CNET-Lannion. Les paramètres optogéométriques de ces fibres sont fournis dans le *tableau I*. Les cœurs de toutes les fibres sont dopés

par de l'oxyde de Germanium, deux fibres sont codopées par des ions de terre rare. La gaine des fibres, dopée avec du phosphore, est codopée soit avec du Bore soit avec du Fluor. Le *tableau I* rassemble également les principales caractéristiques des filtres de Bragg que nous avons inscrits dans ces fibres.

- Les réseaux de Bragg ont été inscrits à des longueurs d'onde de Bragg accordées dans le domaine spectral  $\{0,6 \mu\text{m}-1,3 \mu\text{m}\}$ . Nous n'avons procédé pour l'instant à aucun essai d'inscription à une longueur d'onde de Bragg supérieure à  $1,3 \mu\text{m}$ .

- Comme il apparaît sur le *tableau I*, des chutes de transmission supérieures à 90 % ont été observées dans les fibres BPG285 et FPGA473Nd (si  $\lambda_B > \lambda_C$ ), après un nombre de tirs dépendant du type de la fibre et des conditions expérimentales des tirs.

Les inscriptions sur la fibre BPG285 se sont révélées les plus efficaces, puisque ces chutes de transmission voisines de 100 % sont obtenues couramment sur cette fibre sans effet marqué de saturation de l'effet photoréfractif [10]. La fibre FPG430 se prête par contre difficilement à la fabrication de réseaux. L'inscription la plus marquée obtenue sur cette fibre correspond à un réseau provoquant une chute de transmission égale à 10 % (réseau inscrit à  $\lambda_B = 760 \text{ nm}$  par 5 000 tirs avec une énergie par impulsion de 0,4 mJ focalisée selon un spot de dimensions  $4 500 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}^2$ ). Les concentrations en oxyde de Germanium des fibres BPG285 et FPG430 sont comparables et restent très inférieures à celle de la fibre FPG2034. Cette remarque montre que l'efficacité de l'écriture du réseau ne dépend pas uniquement de la concentration en dopant  $\text{GeO}_2$ .

- La largeur spectrale de la courbe de transmission (mesurée à mi-hauteur sans correction de fonction d'appareil) dépend également des conditions expérimentales de l'inscription (longueur du réseau, efficacité du filtrage spatial, nombre et cadence des tirs).

Il ressort des expériences que la largeur spectrale augmente avec le nombre des tirs, qu'elle est d'autant plus fine (à nombre de tirs fixé) que le réseau est plus long. Des largeurs spectrales de l'ordre de 1,5 nm ont été réalisées dans des fibres BPG285, en poursuivant les tirs après l'obtention d'une chute de transmission quasi-totale au voisinage de la longueur d'onde de Bragg. Cette évolution est conforme à celle qui peut se déduire du modèle de D. K. W. Lam et B. K. Garside [13], si nous admettons que la variation d'indice  $\Delta n$  est une fonction croissante du nombre d'impulsions lumineuses irradiant la fibre.

- Les réseaux inscrits sans mettre en œuvre le filtre spatial sont plus larges que les réseaux réalisés avec filtrage et présentent souvent des résonances multiples à plusieurs longueurs d'onde de Bragg.

Nous avons mis au point une méthode destructive d'analyse de ces défauts. La méthode consiste à supprimer progressivement par polissage différentes parties du réseau et à analyser après chaque polissage la courbe de transmission spectrale de la fibre [21]. Des mesures préliminaires montrent que la suppression de parties de réseaux fabriquées sans filtrage peut se traduire par une diminution significative de la largeur de la courbe de réponse spectrale du filtre [21]. Cette observation en contradiction avec les résultats du modèle de B. K. W. Lam et B. K. Garside [13] peut s'interpréter simplement si nous supposons que le pas du réseau n'est pas constant sur toute la largeur du champ d'interférences. D'autres mesures portant sur des réseaux plus fins fabriqués avec filtrage sont en cours de réalisation.

- L'inscription d'un réseau s'accompagne d'une augmentation progressive de la longueur d'onde de Bragg à mesure que le nombre d'impulsions incidentes sur la fibre augmente. L'étude des origines de ce déplacement (il s'agit essentiellement d'une augmentation de l'indice moyen du matériau) a été publiée dans un précédent article [10].

L'examen de l'évolution de la transmission spectrale de filtres de Bragg soumis à l'action de différents paramètres physiques est en cours d'achèvement dans notre laboratoire. Les conclusions de l'étude feront l'objet d'une communication ultérieure [22]. D'un point de vue pratique, il est important de signaler que la transmission spectrale de réseaux réalisés depuis dix mois dans des fibres BPG285 et PFG2034 et stockés à température ambiante :

- n'a pas évolué spontanément ;

- qu'elle reste peu sensible à l'action de diverses radiations visibles émises par des lasers continus injectées longitudinalement dans la fibre [23]. Le réseau est par contre effacé lorsqu'il est irradié transversalement par des impulsions ultraviolettes éclairant la fibre de façon sensiblement uniforme [10].

## b) Réalisation de filtres ou de structures particulières

*α) Réalisation d'un réseau à faible facteur de réflexion.* — Il est difficile, dans l'état actuel de notre expérience, de contrôler parfaitement la dynamique régissant l'inscription d'un réseau. D'un point de vue pratique, cet inconvénient s'avère particulièrement gênant si l'on cherche à inscrire un réseau présentant un facteur  $R$  de réflexion faible. En effet, nous ne pouvons prévoir exactement le nombre d'impulsions lumineuses nécessaires à l'obtention de la chute de transmission recherchée (la transmission spectrale  $T$  est calculée en formulant l'hypothèse que  $R = 1 - T$ ), si bien qu'au bout de quelques tirs, le coefficient de réflexion  $R$  du réseau peut être supérieur à la valeur requise. Nous avons représenté

sur la *figure 6* le mode opératoire que nous avons suivi pour palier cet inconvénient. Le réseau est inscrit par 50 impulsions lumineuses appliquées dans les conditions indiquées sur la figure. Son inscription est alors facilement mise en évidence car la chute de transmission provoquée par les tirs est très supérieure au niveau de bruit. (La transmission de la fibre à  $\lambda_B$  est égale à 0,77 ( $R \approx 0,23$ )). Le réseau est alors progressivement effacé en l'irradiant par un faisceau ultraviolet sensiblement uniforme obtenu en fermant la fente  $D_3$  sur la moitié du champ [10]. Après 400 tirs, le facteur de réflexion du réseau chute à environ 2 %.

*β) Réalisation d'une cavité laser à miroirs très réflecteurs et spectralement sélectifs.* — Des lasers à fibre dopée par des ions de terre rare, pompés optiquement, ont été fabriqués récemment en intégrant une cavité résonnante en ligne dans la fibre. La technique utilisée consiste à photograver un réseau de Bragg à chaque extrémité du milieu amplificateur [23, 24]. Dans ces montages, les deux réseaux sont accordés à une même longueur d'onde  $\lambda_B$  fixant la longueur d'onde de l'émission du laser. La valeur de la puissance pompe correspondant au seuil d'oscillation du laser est déterminée par les paramètres de la fibre et par les facteurs de réflexion des réseaux. L'implantation de réseaux très réflecteurs minimise les pertes de cavité et se traduit par l'apparition d'un seuil laser bas (par exemple quelques mW [25]). La largeur spectrale de l'émission laser dépend des conditions expérimentales mais demeure inférieure d'un ordre de grandeur au moins à la largeur spectrale des facteurs de réflexion des réseaux [25]. Une méthode, pour obtenir une émission laser à

seuil bas et à bonne pureté spectrale avec des cavités en ligne, consiste donc à inscrire des réseaux très réflecteurs et spectralement fins à chaque extrémité de la cavité. Nous avons montré, dans le paragraphe 2, que la réalisation de cet objectif implique d'inscrire des réseaux longs, présentant une faible valeur de  $\Delta n$ . Les caractéristiques de notre montage expérimental limitent la longueur maximale du champ d'interférences à environ 5 mm vers  $1,08 \mu\text{m}$ . Nous avons, par ailleurs, établi expérimentalement et théoriquement que l'écriture d'un réseau très réflecteur se traduit par un élargissement progressif de la largeur de la courbe de réflectivité spectrale à mesure que le nombre d'impulsions lumineuses incidentes sur la fibre est augmenté pour améliorer l'efficacité du réseau.

Une façon de tourner cette difficulté consiste à remplacer l'inscription d'un réseau très réflecteur par celle d'une structure de type Fabry-Perot utilisée en réflexion. Le Fabry-Perot est constitué par deux réseaux identiques de facteur de réflexion maximum  $R_2$  séparés par une distance  $e$  sur la fibre [5]. Nous pouvons calculer le facteur de réflexion maximum  $R$  et l'intervalle entre ordres  $\Delta\sigma$  de la structure à l'aide des expressions (14) établies en formulant l'hypothèse que les relations de l'optique massive restent adaptées au cas d'un Fabry-Perot sans perte formé par des miroirs sélectifs distribués dans la fibre.

$$R = \frac{4 R_2}{(1 + R_2)^2} \quad (14a)$$

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2 n_{\text{eff}} \cdot e} \quad (14b)$$

Comme le montre l'expression (14a), le facteur de réflexion  $R_2$  de chaque réseau est inférieur au facteur de réflexion  $R$  de la structure (par exemple  $R_2 = 0,72$ ;  $R = 0,97$ ). Nous pouvons donc réaliser un Fabry-Perot formé par deux réseaux inscrits par un nombre de tirs déterminés pour que leur facteur de réflexion soit voisin de 0,8. L'élargissement spectral provoqué par une saturation de la réflectivité des réseaux est ainsi limité (*fig. 1*). Le facteur de réflexion maximum du Fabry-Perot est alors voisin de 1. Le pic de réflectivité spectrale  $R(\lambda)$  est affiné par les pics de transmission du Fabry-Perot. Sa largeur spectrale est de ce fait plus fine que celle de chaque réseau.

Nous avons représenté sur la *figure 7*, les différentes étapes de l'inscription d'une cavité laser répondant aux spécifications que nous venons d'énoncer. La fibre formant le milieu amplificateur dans lequel les différents réseaux sont inscrits, est codopée par des ions  $\text{Nd}^{3+}$ , par de l'oxyde de Germanium et par de l'oxyde d'Aluminium (fibre  $\text{FPGA473Nd}^{3+}$ ).

Dans une première étape, un réseau noté A accordé à  $\lambda_{B1} = 1082 \text{ nm}$  est inscrit à une extrémité

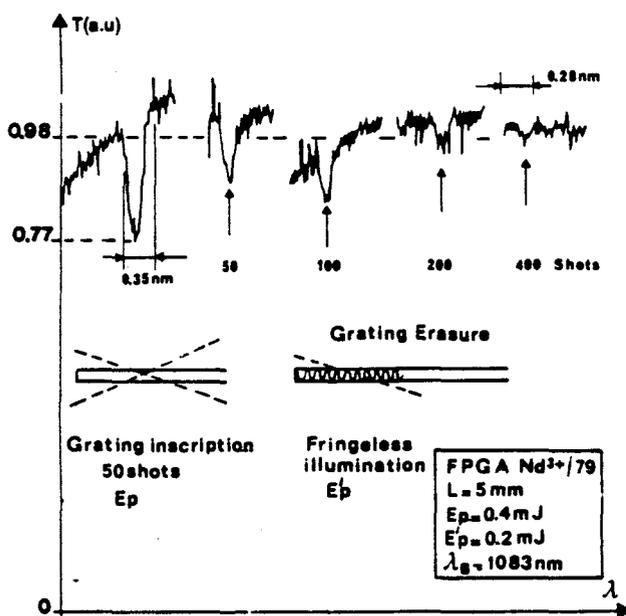


FIG. 6. — Réalisation d'un réseau de Bragg à faible facteur de réflexion.

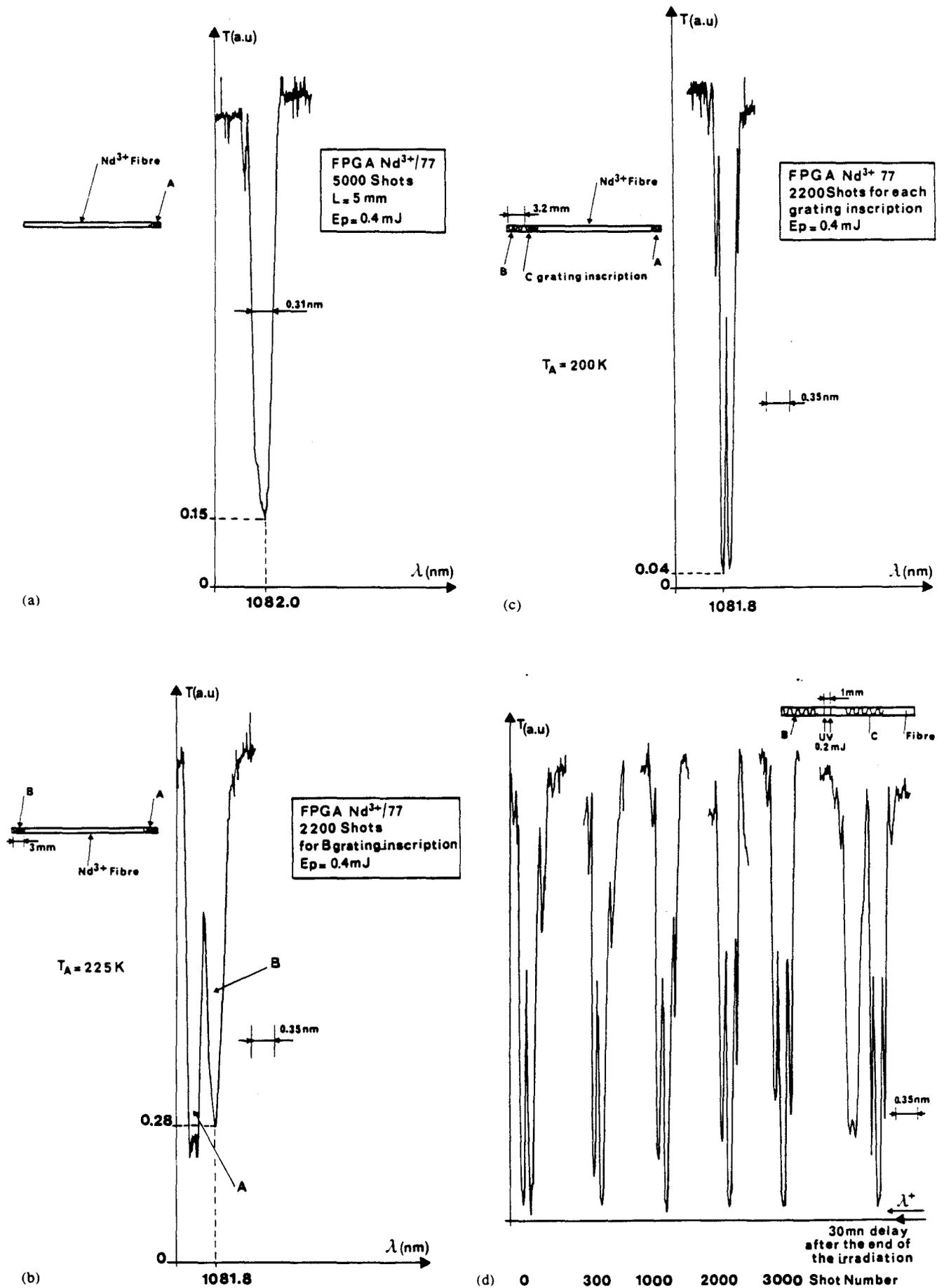
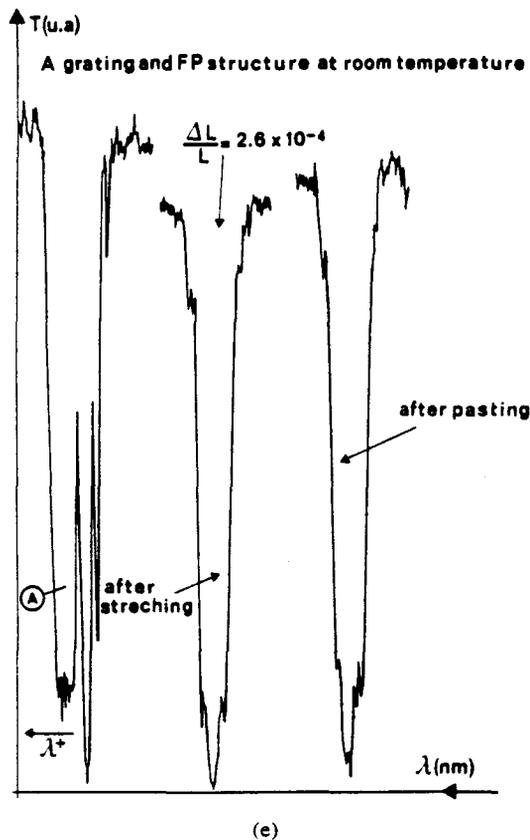


FIG. 7. — Les différentes étapes de la réalisation d'un laser à fibre dopée par des ions Nd<sup>3+</sup> à cavité intégrée dans la fibre.



de la fibre par 5 000 impulsions lumineuses d'énergie 0,4 mJ. La réflectivité maximale  $R_{1(\lambda_{B1})} = 1 - T_{1(\lambda_{B1})}$  du réseau est de l'ordre de 85 % avec une largeur spectrale de 0,31 nm. L'inscription d'un Fabry-Perot formé par deux réseaux *B* et *C*, écrits à l'autre extrémité de la fibre, constitue les deux étapes suivantes de fabrication du laser. Bien qu'aucune modification n'ait été apportée à l'angle d'incidence du faisceau ultraviolet sur le prisme, entre l'inscription du réseau *A* et celle du réseau *B*, la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_{B2}$  du réseau *B* est légèrement inférieure à celle du réseau *A* (1 081,8 nm au lieu de 1 082 nm). En effet, le nombre de tirs appliqués sur la fibre pour former le réseau *B* est inférieur au nombre d'impulsions utilisées pour écrire le réseau *A* si bien que la translation de longueur d'onde de Bragg au cours de l'inscription est plus faible. Le facteur de réflexion maximum du réseau *B* ( $R_{2(\lambda_{B2})} = 1 - T_{2(\lambda_{B2})}$ ) est égal à 0,72. Le réseau *A* est refroidi à 225 K afin que les courbes de transmission spectrale des 2 réseaux soient séparées (la longueur d'onde de Bragg d'un réseau inscrit dans une fibre FPGA473Nd évolue avec la température de la fibre selon une loi sensiblement linéaire  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = 0,008$  nm/K). Après l'inscription du réseau *B*, la fibre est déplacée parallèlement à elle-même d'environ

3,2 mm. Le réseau *C* est écrit dans les mêmes conditions expérimentales que le réseau *B*. La courbe de transmission spectrale de la structure Fabry-Perot est représentée sur la figure 7c. Dans les conditions de l'expérience, la valeur de l'intervalle entre ordres du Fabry-Perot est telle que l'interféromètre est accordé sur une résonance à  $\lambda_{B2}$  (ordre entier). Cette situation s'avère défavorable car le pouvoir réflecteur de la structure est minimal à  $\lambda_{B2}$  alors que l'objectif poursuivi consiste à le rendre maximum. L'accord fin du Fabry-Perot constitue la quatrième étape de la formation de la cavité laser. Nous avons réalisé cet accord en augmentant légèrement la valeur de l'indice du cœur de la fibre sur une petite zone localisée entre les réseaux *B* et *C*. A cet effet, nous avons procédé à une irradiation uniforme d'une portion de fibre longue de 1 mm environ située avant le réseau *C*. Comme l'ont montré B. Malo *et al.* [15], l'irradiation d'une fibre par un faisceau ultraviolet ( $\lambda = 248$  nm) se traduit par une augmentation  $\Delta n$  de l'indice de réfraction du cœur de la fibre. Il en résulte une variation  $\Delta n_{\text{eff}}$  de l'indice effectif du mode qui peut être déterminée au moyen de la relation (15) [15] :

$$\Delta n_{\text{eff}} = \eta(V) \Delta n. \quad (15)$$

D'après la relation (14b) l'intervalle entre ordres diminue sous l'effet de l'irradiation si bien que l'ordre d'interférences à  $\lambda_{B2}$  augmente et passe d'une valeur entière (fig. 7c) à la valeur demi-entière suivante (fig. 7d). Le facteur de réflexion de la structure est donc maximum à  $\lambda_{B2}$ . Il est égal à  $R_{\text{max}} = 1 - T = 0,97$  en bon accord avec le résultat numérique que l'on peut déduire de (14a) en y insérant la valeur numérique  $R_2$ . Le dernier enregistrement de la figure 7d réalisé 30 min après la fin des tirs montre que la variation d'indice induite par l'irradiation uniforme évolue spontanément. Nous avons procédé au même enregistrement après un délai de 24 h et n'avons plus constaté d'évolution de la forme de la courbe de transmission spectrale. Cette observation est en bon accord avec les résultats d'une étude dynamique de l'effet photoréfractif effectuée dans la référence [15] au moyen d'un interféromètre à fibre de Mach-Zehnder. Il faut souligner que nous n'avons pas observé de changement notable dans les courbes de transmission spectrale de réseaux (précision des mesures  $\pm 0,05$  %) lorsque nous effectuons des enregistrements répétés de la transmission immédiatement après l'inscription du réseau.

L'accord entre les longueurs d'onde de Bragg du réseau *A* et du Fabry-Perot est réalisé dans la dernière étape de la fabrication du laser. La température du réseau *A* est ramenée à l'ambiante. Une légère traction ( $\Delta L/L = 2,6 \times 10^{-4}$ ) est exercée sur la partie de fibre sur laquelle le Fabry-Perot est inscrit de façon à amener le pic de réflexion du

Fabry-Perot en coïncidence avec le pic de réflexion du réseau à  $\lambda_{B1}$  (fig. 7e). La structure Fabry-Perot est alors collée sous tension au moyen d'une colle de type araldite. La prise de la colle se manifeste par un léger relâchement de la tension de la fibre. Cet effet peut être pris simplement en compte lors de l'ajustement des pics de résonance du réseau et du Fabry-Perot avant le collage. L'étude des propriétés du laser intégré dont nous venons de décrire la construction fera l'objet d'une communication ultérieure.

## CONCLUSION

Nous avons inscrit des réseaux de Bragg dans six fibres dopées à l'oxyde de Germanium en irradiant transversalement les fibres par une figure d'interférences en provenance d'un laser ultraviolet pulsé. Nous avons décrit un montage interférométrique permettant de fabriquer différents types de filtres formés à partir de réseaux de Bragg et nous avons détaillé le protocole expérimental régissant son utilisation.

Malgré la diversité des paramètres dont dépend une expérience d'inscription de réseau, nous avons été en mesure de fournir des résultats préliminaires nombreux concernant les propriétés des réseaux. Ainsi l'inscription d'un réseau s'accompagne d'un déplacement de la longueur d'onde de Bragg du réseau et d'un élargissement de la courbe de transmission spectrale. Des chutes de transmission, voisines de cent pour cent, ont été obtenues dans une fibre sans effet marqué de saturation de l'effet photoréfractif. Des comportements différents ont été observés dans d'autres fibres sans que nous puissions les corrélés à la concentration des fibres en oxyde de Germanium. Des filtres ont été inscrits à diverses longueurs d'onde de Bragg situées entre 0,6  $\mu\text{m}$  et 1,3  $\mu\text{m}$  aussi bien dans des fibres monomodes que multimodes. L'enregistrement des courbes de transmission spectrale de réseaux, inscrits dans des fibres dopées à l'oxyde de Germanium, stockés à température ambiante a été effectué périodiquement pendant dix mois sans révéler de variation spontanée significative de la transmission. L'effet photoréfractif permanent s'avère peu sensible à l'action de radiations issues de lasers visibles continus, injectées longitudinalement dans la fibre. Il peut être, par contre, détruit en irradiant transversalement la fibre par des impulsions lumineuses ultraviolettes. Cette propriété a été utilisée pour réaliser un réseau de Bragg à faible coefficient de réflexion. Des structures de type Fabry-Perot ont été construites en inscrivant sur une même fibre deux réseaux de Bragg identiques. L'étalon de Fabry-Perot a été soumis à une irradiation ultraviolette de façon à accorder l'ordre d'interférences à la longueur d'onde de Bragg sur une valeur demi-entière. La mesure du facteur de

transmission du Fabry-Perot à la longueur d'onde de Bragg montre un bon accord avec l'expression calculée sous l'hypothèse que la structure se comporte comme un montage massif sans perte.

La réussite des expériences d'inscription de réseaux de Bragg, ne doit pas masquer le fait que quelques problèmes restent encore sans solution. Ainsi la visibilité des franges d'interférences dans l'ultraviolet n'est pas parfaitement contrôlée dans nos expériences. Il semble, de ce fait, difficile d'utiliser les mesures de facteur de réflexion des réseaux pour établir les lois précises liant les variations d'indices photo-inscrites à la distribution d'énergie lumineuse incidente sur la fibre. Des résultats récents établis au cours de l'inscription de réseaux de Bragg ont permis de montrer que le photochromisme induit dans le visible et dans l'ultraviolet par l'irradiation ultraviolette n'était pas directement corrélé à l'apparition de l'effet photoréfractif [16, 26]. La question fondamentale de l'origine de l'effet photoréfractif n'est donc pas encore élucidée et constitue une interrogation qui freine le développement des applications. Il apparaît clairement que l'étude et l'utilisation des nouvelles structures photoréfractives doivent apporter de précieux éléments de solution à ces problèmes.

## REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié d'un contrat C.N.E.T. (n° LAB 90 8B076).

## BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] HILL (K. O.), FUJII (Y.), JOHNSON (D. C.) and KAWASAKI (B. S.). — *Appl. Phys. Lett.* 32 (10), p. 647 (1978).
- [ 2 ] RUSSELL (P. ST. J.) and HAND (D. P.). — *Elect. Lett.* 26 (22), p. 1846 (1990).
- [ 3 ] BILODEAU (F.), HILL (K. O.), MALO (B.), JOHNSON (D. C.) and SKINNER (I. M.). — *Elect. Lett.* 27 (8), p. 683 (1991).
- [ 4 ] OUELLETTE (F.). — *Elect. Lett.* 25 (23), p. 1590 (1989).
- [ 5 ] MELTZ (G.), MOREY (W. W.) and GLENN (W. H.). — *Opt. Lett.* 14 (15), p. 823 (1989).
- [ 6 ] HILL (K. O.), MALO (B.), VINEBERG (K. A.), BILODEAU (F.), JOHNSON (D. C.) and SKINNER (I.). — *Elect. Lett.* 26 (16), p. 1270 (1990).
- [ 7 ] HILL (K. O.), BILODEAU (F.), MALO (B.) and JOHNSON (D. C.). — *Elect. Lett.* 27 (17), p. 1548 (1991).
- [ 8 ] LEGOUBIN (S.), FERTEIN (E.), DOUAY (M.), BERNAGE (P.), NIAY (P.), BAYON (J. F.) and GEORGES (T.). — *Elect. Lett.* 27, p. 1945 (1991).
- [ 9 ] BROER (M. M.), CONE (R. L.) and SIMPSON (J. R.). — *Opt. Lett.* 16, p. 1391 (1991).
- [ 10 ] FERTEIN (E.), LEGOUBIN (S.), DOUAY (M.), CANON (S.), BERNAGE (P.), NIAY (P.), BAYON (J. F.) and GEORGES (T.). — *Elect. Lett.* 27, p. 1839 (1991).
- [ 11 ] KASHYAP (R.), ARMITAGE (J. R.), WYATT (R.), DAVEY (S. T.) and WILLIAMS (D. L.). — *Elect. Lett.* 26, p. 730 (1990).

- [12] STOLEN (R. H.). — « Second harmonic generation in optical fibers » dans « Nonlinear waves in solid state physics », A. D. Boardman, M. Bertolotti and T. Twardowski Editeurs, 1990 Plenum Press, New York, London, NATO ASI Series.
- [13] LAM (D. K. W.) and GARSIDE (B. K.). — *Appl. Opt.* 20, p. 440 (1981).
- [14] YUEN (M. J.). — *Appl. Opt.* 21, p. 136 (1982).
- [15] MALO (B.), VINEBERG (K. A.), BILODEAU (F.), ALBERT (J.), JOHNSON (D. C.) and HILL (K. O.). — *Opt. Lett.* 15, p. 953 (1990).
- [16] FERTEIN (E.), DOUAY (M.), BERNAGE (P.), NIAY (P.), BAYON (J. F.) and GEORGES (T.). — Soumis à *Elect. Lett.*, décembre 1991.
- [17] JEUNHOMME (L.). — « Single mode fiber optics », Marcel Dekker Editeur, New York, 1983.
- [18] POCHONNE (J. P.). — « Caractéristiques de la propagation guidée dans les fibres optiques monomodes », *Revue Technique*, Thomson-C.S.F., n° 4, p. 881 (1983).
- [19] AKHMANOV (S. A.), KOVRYGIN (A. I.), SUKHORUKOV (A. F.). — « Optical harmonic generation and optical frequency multipliers » dans *Quantum Electronics: A treatise*, vol. I, part. B, H. Rabin et C. L. Tang Editeurs, Academic Press, New York, 1975.
- [20] CHANDRA (S.), TAKEUCHI (N.) and HARTMAN (S. R.). — *Appl. Phys. Lett.* 21, p. 144 (1972).
- [21] NIAY (P.), BERNAGE (P.) et DOUAY (M.). — Rapport CNET, novembre 1991.
- [22] FERTEIN (E.), DOUAY (M.), BERNAGE (P.), NIAY (P.), BAYON (J. F.) et GEORGES (T.). — En préparation.
- [23] BALL (G. A.), MOREY (W. W.) and WATERS (J. P.). — *Elect. Lett.* 26, p. 1829 (1990).
- [24] DOUAY (M.), CANON (S.), LEGOUBIN (S.), FERTEIN (E.), BERNAGE (P.), NIAY (P.), BAYON (J. F.) and GEORGES (T.). — Communication au Congrès M2P, Grenoble, juillet 1991.
- [25] DOUAY (M.), BERNAGE (P.), NIAY (P.), DESGROUX (P.), BAYON (J. F.) et GEORGES (T.). — « Réalisation de lasers à fibre en silice dopée par des ions de terre rare ( $Nd^{3+}$  ou  $Pr^{3+}$ ) au moyen de réseaux de Bragg photoinscrits dans le cœur de la fibre », communication aux JNOG 1992.
- [26] WILLIAMS (D. L.), DAVEY (S. T.), KASHYAP (R.), ARMISTAGE (J. R.) and AINSLIE (B. J.). — *Appl. Phys. Lett.* 59, p. 762 (1991).

(Manuscrit reçu le 4 Février 1992.)

## Article 5

" Modélisation de la réponse spectrale de filtres de structures presque périodiques photoinscrits dans des fibres optiques monomodes "

S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges

ESI Publications, Treizièmes Journées Professionnelles Opto 93,  
Mai 1993, pp 277-281

# MODELISATION DE LA REPONSE DE FILTRES DE STRUCTURES PRESQUE PERIODIQUES PHOTOINSCRITS DANS DES FIBRES OPTIQUES MONOMODES

S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay  
Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique  
URA 779, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
U.F.R. de Physique - 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex - FRANCE

J.F. Bayon, T. Georges  
LAB/OCM/FOG - CNET - Lannion  
22301 Lannion Cedex - France

## I INTRODUCTION

Les techniques d'écriture de réseaux photo-réfractifs permanents inscrits dans le coeur de fibres germano-silicates ont été développées récemment dans de nombreux laboratoires [1], [2], [3]. La méthode holographique d'irradiation transverse mise au point par G. Meltz et al. permet de créer une modulation de l'indice du coeur le long de l'axe de la fibre selon une périodicité ou pseudo-périodicité contrôlée. A cet effet, la fibre est placée dans un champ d'interférences ultraviolettes de sorte que les franges soient perpendiculaires à son axe. La modulation d'indice du coeur de la fibre qui résulte de l'irradiation modifie la transmission et la réflexion spectrale de la fibre optique. L'inscription de cavités laser au sein même d'une fibre dopée constitue un exemple spectaculaire de l'intérêt que présente la méthode holographique [4]. Dans la pratique, les paramètres qui caractérisent le profil d'indice de ces filtres de Bragg évoluent le long de la zone irradiée, puisque l'intensité et le contraste des franges ne peuvent être maintenus constants dans tout le champ d'interférence. Des structures plus complexes que de simples réflecteurs de Bragg peuvent également être réalisées. Deux irradiations effectuées successivement sur la même zone de fibre avec des périodicités légèrement différentes conduisent à la photo-inscription d'un filtre de Moiré [5]. Le multiplexage de deux réseaux de même périodicité séparés par une zone non irradiée de fibre crée un effet Pérot-Fabry [4]. Différentes approches théoriques ont été publiées depuis une vingtaine d'années afin de prévoir la réponse spectrale de réseaux permanents de Bragg pseudo-périodiques. La plupart des calculs concernent le domaine des guides planaires de l'optique intégrée (par exemple ref [6],[7],[8]). Ils ont été développés

par D.K.W. Lam et B.K. Garside [9] dans le cas particulier d'une perturbation d'indice du coeur de la fibre distribuée le long de l'axe de la fibre selon une loi sinusoïdale. Les différents modèles s'appuient sur une théorie de type "modes couplés". La théorie consiste à résoudre le problème de propagation dans la base des modes du guide non perturbé. Le système d'équations couplées qui résulte de ce traitement a été résolu selon trois procédures numériques distinctes. Le groupe K.O. Hill l'a transformé en un système d'équations couplées intégrales prenant en compte les variations axiales de couplages. Le nouveau système est résolu par une méthode itérative dans quelques cas particuliers de profils d'indice. H.G. Kogelnik introduit un coefficient de réflexion local du réseau, de façon à transformer le système initial d'équations couplées en une seule équation différentielle de type Riccati. La solution de l'équation est calculée numériquement. Une troisième méthode consiste à découper la structure non uniforme du réseau en un ensemble fini de structures élémentaires uniformes caractérisées chacune par une matrice de transfert. Nous avons suivi cette approche en raison principalement de son adéquation au calcul de la réponse spectrale de structures de type Fabry-Pérot ou des filtres de Moiré.

## II PRINCIPE DE LA METHODE PERMETTANT DE MODELISER LA REPONSE SPECTRALE DES STRUCTURES A PROFIL D'INDICE PSEUDO-PERIODIQUE.

Bien que les mécanismes microscopiques de la photo-inscription ne soient pas complètement élucidés, il est raisonnable d'imaginer que le profil longitudinal d'indice  $n(z)$  des structures pseudo-

périodiques peut être décrit par la relation (1).

$$n(z) = n_1(z) + \Delta n(z) \cos[2\pi z/\Lambda(z)] \quad (1)$$

Dans (1),  $n_1(z)$ ,  $\Delta n(z)$  et  $\Lambda(z)$  sont des fonctions de  $z$  qui évoluent lentement sur une distance  $\Lambda$  caractérisant la pseudo-période de la structure.  $n_1(z)$  représente l'indice moyen du coeur de la fibre,  $\Delta n(z)$  l'amplitude de la modulation et  $\Lambda(z)$  le pas.

Selon une approche développée par M. Yamada et K. Sakuda [10], la structure aperiodique est décomposée en une somme finie de  $N$  réseaux élémentaires de longueur  $L_k$ . Le profil d'indice du  $k$  ième réseau est supposé parfaitement sinusoïdal le long de  $L_k$ . Les paramètres qui caractérisent chaque structure élémentaire,  $n_1(z)$ ,  $\Delta n(z)$  et  $\Lambda(z)$ , ne dépendent que du numéro  $k$  de la structure,  $k$  variant de 1 à  $N$ . La transmission du  $k$  ième réseau est représentée par une matrice de transfert  $F_k$  permettant de relier un vecteur colonne définissant le champ à l'entrée à un vecteur caractérisant le champ en sortie (figure 1).

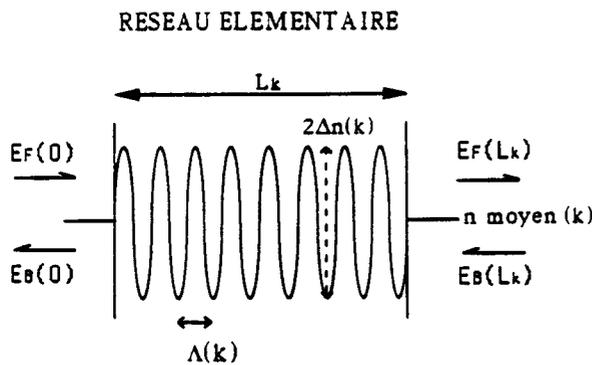


Schéma 1

$$\begin{pmatrix} E_F(0) \\ E_B(0) \end{pmatrix} = [F_k] \begin{pmatrix} E_F(L_k) \\ E_B(L_k) \end{pmatrix} \quad (2)$$

Suivant la procédure décrite dans la référence [10], les phases du  $k$  ième et du  $(k+1)$  ième réseau sont supposées continues à leur interface. Cette condition de continuité de phase est introduite lors du calcul des coefficients de la matrice  $F_k$  effectué à l'aide des résultats analytiques de la référence [9].

La transmission (ou la réflexion) de la structure aperiodique est modélisée par une matrice  $F$  obtenue par simple produit des matrices  $F_k$ .

$$F = \prod_{k=1}^N F_k \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} E_F(0) \\ E_B(0) \end{pmatrix} = [F] \begin{pmatrix} E_F(L) \\ E_B(L) \end{pmatrix} \quad (4)$$

L'expression de  $R(\lambda)$  caractérisant le facteur de réflexion du réseau pour le flux lumineux se déduit de l'équation (5) :

$$R(\lambda) = \left| \frac{E_{21}}{E_{11}} \right|^2 \quad (5)$$

Le calcul numérique de  $R$  en fonction de  $\lambda$  permet de reconstituer la réponse spectrale théorique.

### III RESULTATS

#### III-1 Réseau de Bragg

Un enregistrement du profil d'indice longitudinal des franges d'interférences servant à photo-inscrire les réseaux montre que l'intensité décroît sensiblement linéairement d'un bord du champ vers l'autre extrémité. Nous nous sommes placés dans l'hypothèse que le profil d'indice inscrit dans le coeur de la fibre reproduit homothétiquement le profil d'intensité des franges. Nous avons donc modélisé la réponse d'un réseau de Bragg présentant un profil de forme trapézoïdale (voir figure 2), décrit par l'équation (1). Les termes  $n_1(z)$  et  $\Delta n(z)$  varient de façon linéaire selon les équations suivantes :

$$n_1(z) = n_{10} + \alpha z \quad 6-a$$

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 + \alpha z \quad 6-b$$

Les valeurs numériques suivantes caractérisant le profil d'indice ont été choisies de façon à ce que la forme de la réponse spectrale théorique modélise au mieux la transmission spectrale expérimentale (voir figure 3).

$$n_1(0) = 1.4620$$

$$2\Delta n(0) = 1.10 \cdot 10^{-4}$$

$$L = 1.5 \text{ mm}$$

$$n_1(L) = 1.4655$$

$$2\Delta n(L) = 7.10 \cdot 10^{-4}$$

$$\lambda_B = 1275 \text{ nm}$$

La comparaison des spectres représentés sur les figures 2 et 3 montre que la modélisation théorique permet de rendre compte de la forme asymétrique observée lors des enregistrements des transmissions spectrales des réseaux avec les mêmes caractéristiques (largeur à mi-hauteur = 0.62 nm,  $T_{min} = 0\%$ ). Ceux-ci présentent des oscillations s'établissant sur le front de descente rapide situé dans le domaine des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg. Du côté des grandes longueurs d'onde, la transmission croît de façon monotone. Cette asymétrie du profil

spectral s'accroît lorsque le coefficient  $\alpha$  (équations 6) caractérisant la variation longitudinale de l'indice moyen et de l'amplitude de la variation d'indice augmente.

L'examen des spectres expérimentaux révèle une augmentation de la longueur d'onde de Bragg avec le nombre de tirs du laser ultraviolet. En traçant les réponses spectrales pour différentes valeurs de la pente  $\alpha$  de la variation longitudinale du profil d'indice, simulant ainsi une croissance du réseau au cours de l'irradiation, un déplacement de la longueur d'onde de Bragg est aussi observé. Ce phénomène est donc attribué à l'augmentation de l'indice moyen le long du profil, comme l'explique clairement l'équation (6).

$$\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda \quad (7)$$

avec  $n_{eff}$  : indice effectif du mode fondamental

Dans le cas présent, le pas  $\Lambda$  est maintenu constant. C'est donc la variation de l'indice effectif  $n_{eff}$ , liée à la variation de l'indice moyen du cœur de la fibre, qui entraîne une variation de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ .

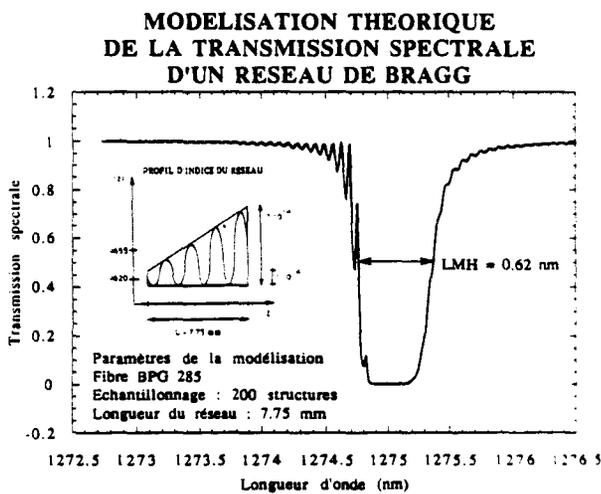


Figure 2

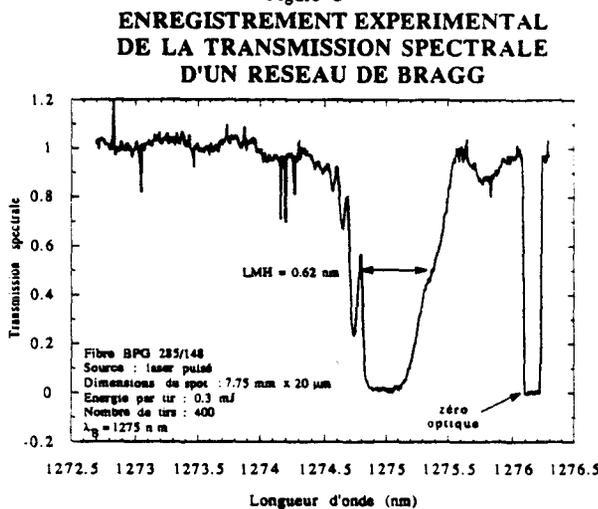


Figure 3

### III-2 Filtre de Moiré

La photo-inscription de deux réseaux de Bragg de périodicité légèrement différentes sur la même zone de fibre donne naissance à un filtre de Moiré. La superposition des profils des deux réseaux crée un battement comme le montre l'équation (8) :

$$n(z) = n_1(z) + \Delta n(z) \left[ 2 + 2 \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda_s} \right) \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda_c} \right) \right] \quad (8)$$

avec  $\Lambda_s = \frac{2 \Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2}$  et  $\Lambda_c = \frac{2 \Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_1 - \Lambda_2}$

$\Lambda_1$  : pas du réseau 1     $\Lambda_2$  : pas du réseau 2

Les longueurs d'onde de Bragg des réseaux 1 et 2 sont déterminées par les équations (9) :

9-a             $\lambda_{B1} = 2 n_{eff} \Lambda_1$

9-b             $\lambda_{B2} = 2 n_{eff} \Lambda_2$

La longueur  $L$  du filtre de Moiré est choisie de façon à ce que  $L = \Lambda_c/2$ . Le profil d'indice injecté dans le modèle est représenté sur la figure 4. Le profil d'indice des réseaux 1 et 2 est identique (hormis le pas). Les termes  $n_1(z)$  et  $\Delta n(z)$  de l'équation (8) présentent une décroissance régie par des fonctions  $\text{Sinc}^2$ , simulant ainsi la chute de visibilité des franges au cours du champ d'interférences. L'enveloppe du profil d'indice obtenu avec les valeurs numériques suivantes est représenté sur la figure (4).

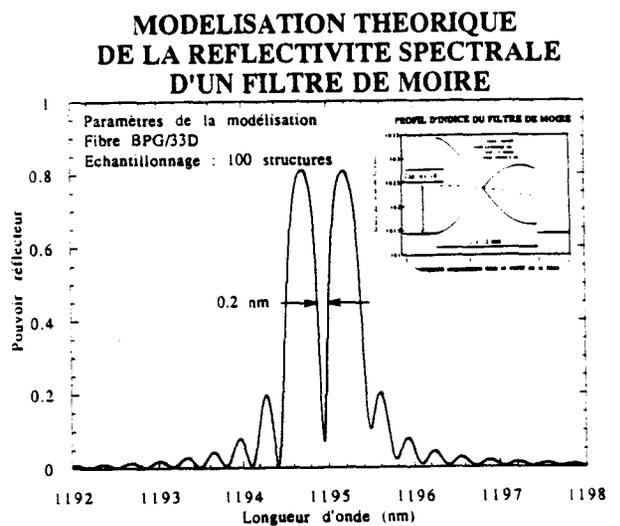


Figure 4

$L = 1.5 \text{ mm}$   
 $n_1(0) = 1.4525$        $2\Delta n(0) = 1.10 \cdot 10^{-3}$   
 $\lambda_{B1} = 1194.84 \text{ nm}$        $\lambda_{B2} = 1195.15 \text{ nm}$

La réponse spectrale expérimentale du filtre de Moiré a été enregistrée en réflexion, et présente un filtre passe-bande étroite (0.2 nm). L'accord qualitatif entre les spectres théorique (4) et expérimental (5) est excellent.

**ENREGISTREMENT EXPERIMENTAL  
DE LA REFLECTIVITE SPECTRALE  
D'UN FILTRE DE MOIRE**

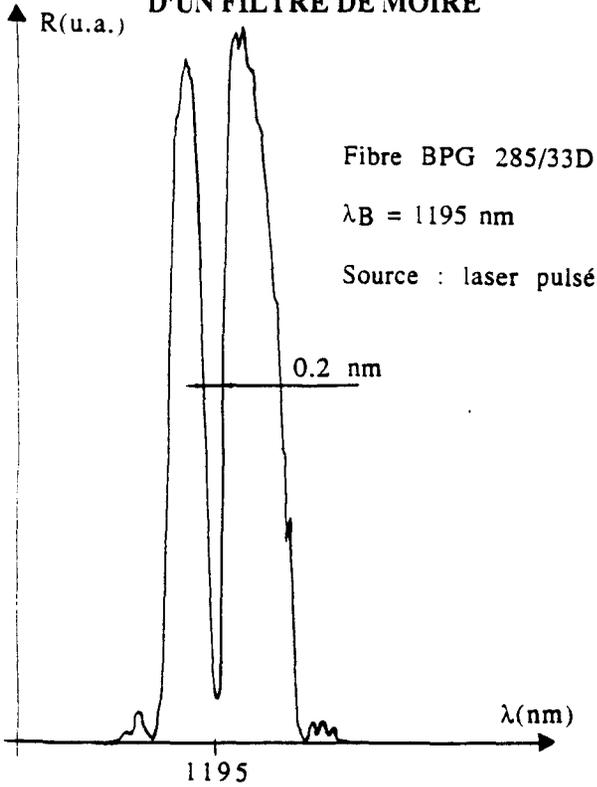


Figure 5

**III-3 Réseau Fabry-Pérot**

La photo-inscription de deux réseaux identiques de longueur  $L = 3 \text{ mm}$  à une distance  $d = 4 \pm 1 \text{ mm}$  l'un de l'autre donne naissance à un effet Fabry-Pérot. Les pics de l'enregistrement expérimental (7) ne sont pas séparés par des zones de pouvoir réflecteur nul à cause d'un manque de résolution du spectromètre ( $R \text{ expérimental} = 60000$ ).

De la même façon, une modélisation de cette expérience a été réalisée. L'enveloppe du profil d'indice des deux réseaux est représenté sur la figure 6. Les décroissances de l'indice moyen et de l'amplitude de la variation d'indice sont régies par des  $\text{Sinc}^2$ . Une étude préliminaire révèle qu'à partir d'un certain seuil, lié à la complexité du profil d'indice, un échantillonnage plus important n'augmente plus la précision du calcul. Les profils

d'indice des deux réseaux sont donc décrits chacun par 30 matrices. La propagation dans le milieu homogène d'épaisseur  $d$  est prise en compte par l'intermédiaire d'une matrice diagonale :

$$F_d = \begin{pmatrix} \exp\left\{-\frac{j2\pi n_{\text{eff}} d}{\lambda}\right\} & 0 \\ 0 & \exp\left\{\frac{j2\pi n_{\text{eff}} d}{\lambda}\right\} \end{pmatrix} \quad (9)$$

Les valeurs numériques caractérisant le profil sont les suivantes :

$\Delta n(0) = 2,4 \cdot 10^{-4}$        $n_1(0) = 1.48853$   
 $L = 3 \text{ mm}$   
 Longueur de la zone non irradiée  $d = 2.915 \text{ mm}$ .

En optique massive, l'épaisseur du Pérot-Fabry correspond à la distance séparant les miroirs. Dans le cas traité, l'épaisseur équivalente est égale à  $L + d$  (longueur d'un réseau + longueur de la zone non irradiée).

Les deux enregistrements présentent une transmission minimum de 18 % et un intervalle spectral libre entre les différents pics  $\Delta\lambda = 0.066 \text{ nm}$ . L'accord entre les spectres théorique (6) et expérimental (7) est excellent.

**MODELISATION THEORIQUE DE LA  
TRANSMISSION SPECTRALE  
D'UN FABRY-PEROT**

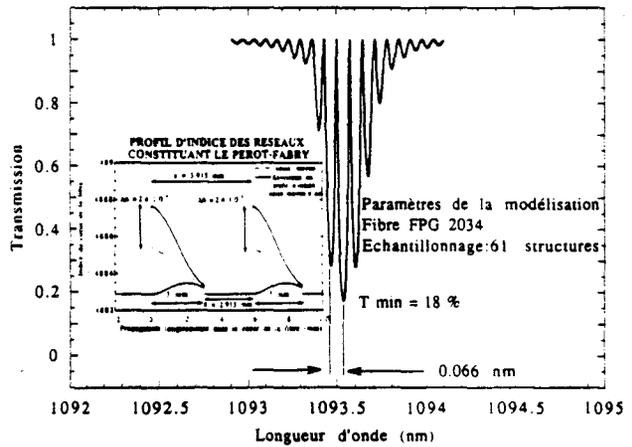


Figure 6

### ENREGISTREMENT EXPERIMENTAL DE LA TRANSMISSION SPECTRALE D'UN FABRY-PEROT

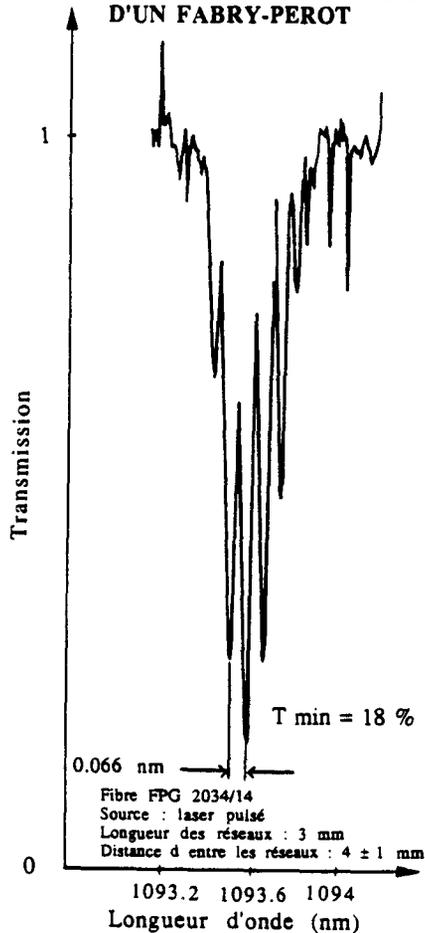


Figure 7

#### III-4 Perspectives

D'autres études théoriques ont été menées sur des réseaux de pas variables et sur la simulation d'une dérive de la longueur d'onde photo-inscriptrice au cours de l'irradiation. Des systèmes Pérot-Fabry réalisés avec des réseaux de profils d'indice différents vont aussi être étudiés. Ces études permettent de prévoir et d'interpréter les résultats expérimentaux.

#### IV CONCLUSION

L'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant. La simulation théorique permet de prévoir les résultats expérimentaux et d'orienter utilement les manipulations correspondantes. Le modèle permet de déterminer l'influence d'un défaut dans le profil d'indice et d'en prévoir les effets sur la réponse spectrale. Il est possible de trouver de façon empirique un profil d'indice correspondant à une réponse spectrale donnée. Toutefois, étant donné la précision de

l'enregistrement du spectre expérimental, différents jeux de paramètres peuvent conduire à des réponses spectrales théoriques proche de la réponse expérimentale.

#### Références Bibliographiques

- [1] F. Bilodeau, K.O. Hill, B. Malo, D.C. Johnson, I.M. Skinner  
Elect. Lett. 27, 8, April 1991 p 682-684
- [2] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn  
Opt. Lett. 14, 15, August 1989 p 823-825
- [3] R. Kashyap, J.R. Armitage, R. Wyatt, S.T. Davey, D.L. Williams  
Elec. Lett. 26, 11, May 1990 p 730-732
- [4] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
J. Optics 23, 4, Dec1992 p 143-156
- [5] S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon et T. Georges  
Elec. Lett. 27, 21, October 1991 p 1845-1846
- [6] A. Yariv  
IEEE J. Quant. Elec. vol QE9, 9, September 1973, p 919-933
- [7] H. Kogelnik  
Bell. Syst. Tech. J. 55, 1, January 1976 p109-126
- [8] A. Empsten, I. Veretennicoff  
IEEE J. Quant. Elec. vol 26, 6, June 1990
- [9] D. K. Lam and B.K. Garside  
Appl. Opt. 20, 3, February 1981 p 440-445
- [10] M. Yamada and K. Sakuda  
Appl. Opt. 26, 16, August 1987 p 3474-3477

## Article 6

" Fabrications de composants assistés par réseaux :  
Etude de la permanence de l'effet photoréfractif  
dans des fibres optiques germanosilicates "

E. Fertein, W.X. Xie, S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, P. Martin,  
J.F. Bayon et T. Georges

ESI Publications, Treizièmes Journées Professionnelles Opto 93,  
Mai 1993, pp 555-559

# FABRICATION DE COMPOSANTS ASSISTES PAR RESEAUX : ETUDE DE LA PERMANENCE DE L'EFFET PHOTOREFRACTIF DANS DES FIBRES OPTIQUES GERMANOSILICATES

E. Fertein, W.X. Xie, S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay  
Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique  
URA 779, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
U.F.R. de Physique - 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex - FRANCE

P. Martin,  
Société Photonetics  
52 Avenue de l'Europe,  
Marly le Roi - FRANCE

J.F. Bayon, T. Georges  
LAB/OCM/FOG - CNET - Lannion  
BP 40  
22301 Lannion Cedex - FRANCE

## I Introduction

De nouveaux composants, assistés par réseaux photoréfractifs inscrits dans des fibres optiques en silice dopée à l'oxyde de germanium, sont fabriqués par irradiation transverse de fibres au moyen de lasers ultraviolets dont la longueur d'onde est accordée vers 240 nm.

Trois techniques de fabrication sont utilisées :

- l'irradiation de la fibre, par un champ d'interférences réalisées avec un laser pulsé, permet d'inscrire des réseaux de type Bragg dans le coeur de la fibre [1] [2].

- l'inscription de réseaux de type Bragg peut être également obtenue avec un champ d'interférences créé à l'aide d'un laser continu [3].

- une irradiation périodique incohérente point par point par le faisceau issu d'un laser pulsé conduit à la fabrication de composants tels que les filtres de Solc [4] [5].

Nous nous proposons de présenter dans l'exposé les caractéristiques des composants fabriqués selon ces trois méthodes. Nous avons soumis ces composants à divers tests de qualification afin de définir les conditions de leur utilisation. La permanence de l'effet photoréfractif est étudiée en fonction d'élévation ou d'abaissement de la température et d'irradiations lumineuses.

## II Méthodes d'inscription d'un réseau de Bragg et d'un filtre de Solc

### II-1 Inscription d'un réseau de Bragg à l'aide de laser U.V. pulsé ou continu

Des réseaux de Bragg ont été réalisés dans notre laboratoire en créant des variations périodiques de l'indice de réfraction dans le coeur de fibres germanosilicates. L'irradiation est effectuée transversalement par un système de franges d'interférences ultraviolettes ( $\lambda = 242$  nm) perpendiculaires à leurs axes (interfrange de l'ordre de  $0.4 \mu\text{m}$ ) [1] [2].

La source ultraviolette provient d'un laser pulsé ou d'un laser continu [3].

L'irradiation de la fibre se traduit par une chute de sa transmission à une longueur d'onde de résonance  $\lambda_B$  appelée "longueur d'onde Bragg".

La longueur d'onde de Bragg du réseau peut être choisie en modifiant la périodicité  $\Lambda$  de la perturbation d'indice [2].

L'expression liant le pas  $\Lambda$  du réseau à  $\lambda_B$  est :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \Lambda$$

( $n_{\text{eff}}$  désigne l'indice effectif du mode qui se propage dans la fibre)

### II-2 Inscription d'un filtre de Solc à l'aide d'une irradiation périodique point par point d'une fibre birefringente

La réalisation de filtres de Solc nécessite d'inscrire des réseaux dont la période axiale est très supérieure à une longueur d'onde (typiquement  $\Lambda = 1\text{mm}$ ). Dans ces conditions, l'irradiation ultraviolette transverse de la fibre peut être réalisée point par point au travers d'un masque dont la largeur est égale à  $\Lambda/2$ . Le faisceau ultraviolet incident sur le masque est polarisé rectilignement à

45 ° des axes propres de la fibre biréfringente. Celle ci subit une translation  $\Lambda$  après chaque irradiation.

Après une série de N irradiations successives, la fibre est tournée de 90° autour de son axe. Elle subit, à nouveau, N irradiations successives sur les emplacements de largeur  $\Lambda/2$  non irradiés lors de la première série de tirs. La longueur d'onde d'accord  $\lambda$  du filtre est choisie en fixant  $\Lambda$  :

$$\lambda = \delta n \cdot \Lambda$$

( $\delta n$  désigne la différence entre les indices effectifs des modes  $LP_{01x}$  et  $LP_{01y}$ ).

Le paramètre de couplage local entre les modes de polarisation est contrôlé, au cours de l'inscription, par la méthode O.C.D.P. (Optical Coherence Domain Polarimetry).

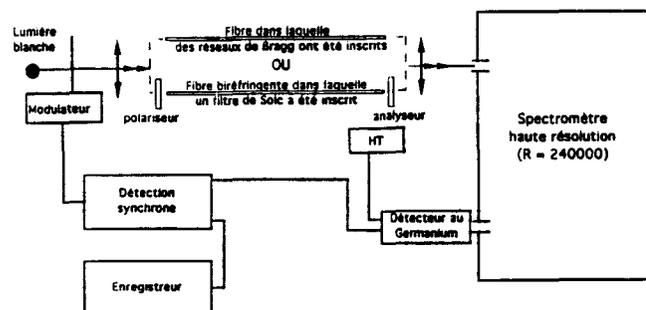


Figure n°1 : banc de caractérisation des réseaux de Bragg et filtres de Solc

### III Caractérisation des composants

La caractérisation des composants est effectuée en enregistrant la transmission spectrale de la fibre au voisinage de la longueur d'onde de Bragg ou de la longueur d'onde d'accord d'un filtre de Solc. Le schéma du montage expérimental utilisé a été représenté sur la figure 1.

Dans le cas particulier de filtre de Solc, la fibre birefringente est placée entre polariseur et analyseur croisés ou polariseur et analyseur parallèles de sorte que ses axes propres soient parallèles à ces directions.

Le flux lumineux en provenance de la fibre est dispersé par un spectromètre à haute résolution ( $f = 4m$ ,  $R_{théorique} = 240000$ ). Le système de détection est constitué par un détecteur au Germanium (North Coast Corporation, E0817) suivi d'un amplificateur à détection synchrone délivrant une tension continue proportionnelle au flux lumineux reçu par le détecteur.

Les caractéristiques des fibres utilisées lors de l'étude sont rassemblées dans le tableau I

Les spectres en transmission de réseaux de Bragg et d'un filtre de Solc sont présentés respectivement sur les figures 2 et 3.

Les paramètres de l'inscription sont reportés dans les encarts des figures :

- La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ , la fluence totale  $F_t$  ainsi que le nombre de tirs lorsqu'il s'agit d'un réseau de Bragg créé au moyen d'un laser pulsé.

- La longueur d'onde de Bragg, la fluence totale ainsi que le temps d'irradiation lorsqu'il

s'agit d'un réseau de Bragg créé au moyen d'un laser continu.

- La longueur d'onde d'accord, le nombre de périodes, le nombre de tirs et la fluence totale pas par pas lorsqu'il s'agit d'un filtre de Solc.

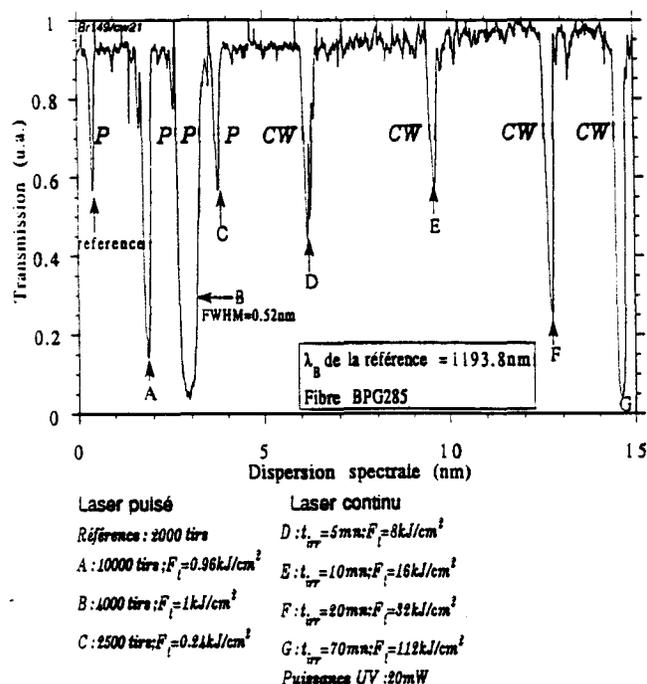


Figure 2 : Transmission spectrale d'une fibre germanosilicate dans laquelle ont été inscrits des réseaux de Bragg  
P : à l'aide d'un laser pulsé  
CW : à l'aide d'un laser continu

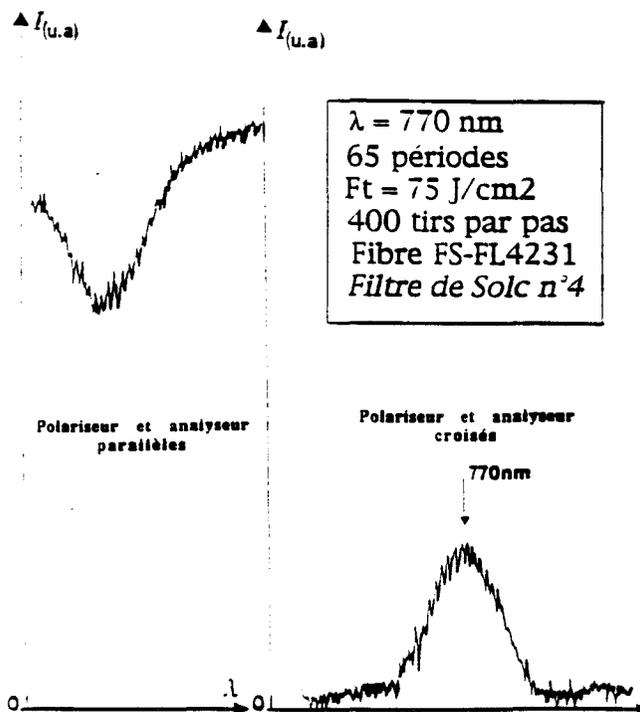


Figure n°3 : Enregistrement de la réponse spectrale d'un filtre de Solc

Tableau I

Référence de la fibre	Paramètres opto-geométriques	Dopants du cœur	Dopants de la gaine
BPG 285 (Réseaux de Bragg)	$\varnothing_{\text{ext}} = 125 \mu\text{m}$ $\varnothing_{\text{cœur}} = 5 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 1,15 \mu\text{m}$	11% de $\text{GeO}_2$ $\Delta n = 1,33 \cdot 10^{-2}$	B, P $\varnothing_{\text{gaine}} = 42 \mu\text{m}$
FBGA 469 Pr II (Réseaux de Bragg)	$\varnothing_{\text{ext}} = 110 \mu\text{m}$ $\varnothing_{\text{cœur}} = 1,8 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 0,68 \mu\text{m}$	17% $\text{GeO}_2$ $\Delta n = 26,5 \cdot 10^{-3}$ $n_2^{(3)} = 500$ à $1000 \text{ ppm}$ $\text{Al}_2\text{O}_3$	
FSPL 4231 Filtre à birefringence de contraintes (Filtres de Solc)	forme axiale : elliptique $55 \times 110 \mu\text{m}^2$ forme du cœur : circulaire $\varnothing = 2,2 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 740 \text{ nm}$	$\text{GeO}_2$ $\Delta n = 7,94 \cdot 10^{-4}$ à $845 \text{ nm}$	

## IV Etude de la permanence de l'effet photorefractif

### IV-1 Fibres soumises à des élévations thermiques

Nous nous proposons de mesurer l'évolution de la longueur d'onde de Bragg et de la transmission spectrale de réseaux soumis à des élévations thermiques.

#### IV-1 A) Methodologie

##### a) Etude sur les réseaux de Bragg

Un réseau de référence est inscrit dans une partie de la fibre maintenue à une température fixe voisine de 294K. La longueur d'onde de Bragg de ce réseau sert de référence pour mesurer l'évolution des longueurs d'onde de Bragg de réseaux inscrits sur une portion de fibre placée dans un four.

Les élévations thermiques ont été réalisées selon les deux cinétiques :

- La température du four est progressivement élevée par échelons thermiques. La transmission spectrale est enregistrée après un délai de trente minutes pendant lequel la température du four reste stationnaire.

- La température du four est successivement élevée à une température T, maintenue à cette température pendant trente minutes, puis abaissée à l'ambiante (créneau de température).

##### b) Etude sur les filtres de Solc

La fibre birefringente est soumise à des créneaux de température. La durée de chaque créneau est de une heure. La mesure de la longueur d'onde d'accord est effectuée à température ambiante.

#### IV-1 B) Etude de la transmission spectrale de réseaux de Bragg inscrits au moyen d'un laser pulsé.

La figure 4 montre l'évolution, lors d'échelons de température, de la transmission spectrale de deux réseaux inscrits respectivement par 5000 et 1000 tirs dans une fibre C.N.E.T. B.P.G. 285. La transmission spectrale est mesurée à  $\lambda_B$ . La transmittance du réseau 1 reste inchangée jusqu'à une élévation thermique  $\Delta T = 300$  tandis que la transmittance du réseau 2 croît dès  $\Delta T = 100$ . L'évolution de la transmission spectrale à  $\lambda_B$  dépend donc des conditions d'inscription des réseaux.

Comme le montrent des expériences similaires réalisées sur d'autres fibres, l'évolution de la transmission dépend aussi de la nature de la fibre utilisée. Ces résultats seront présentés au cours de l'exposé.

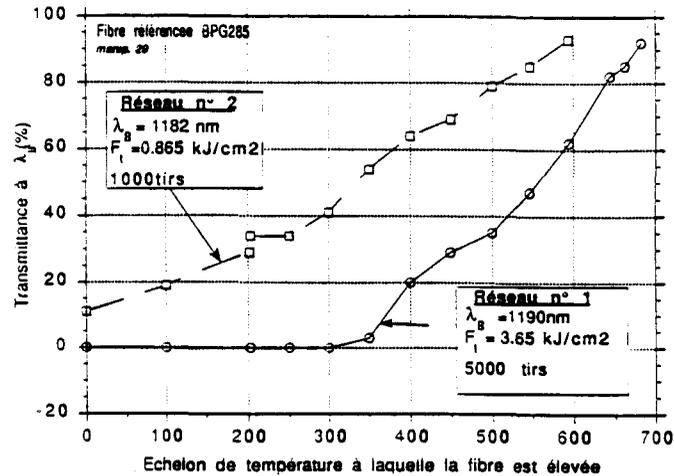


Figure 4 : Evolution thermique du pouvoir de transmission de deux réseaux de Bragg soumis à des échelons de température ( $T_{\text{initiale}} = 293\text{K}$ )

#### IV-1 C) Etude de la longueur d'onde de Bragg de réseaux inscrits au moyen d'un laser pulsé.

Dès l'application d'un premier créneau thermique correspondant à une élévation thermique  $\Delta T = 100$ , un phénomène d'hystérésis est mis en évidence. La longueur d'onde de Bragg mesurée à température ambiante après l'élévation thermique s'avère plus faible que celle qui a été mesurée à température ambiante juste avant le début du cycle des créneaux thermiques (figure 5). L'application d'un créneau thermique modifie donc de façon irréversible l'indice effectif du mode qui se propage dans le réseau.

La longueur d'onde de Bragg mesurée à la température T augmente avec T. La figure 6 montre que la croissance est sensiblement linéaire en fonction de la température. Les pentes correspondant à ces croissances diffèrent selon les conditions d'inscription des réseaux.

Une mesure plus précise des évolutions thermiques de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau a été effectuée au moyen d'un laser à colorant accordable. Cette expérience a montré que lorsque le réseau est porté successivement à une même température, l'écart entre les longueurs d'onde de Bragg avant et après le  $n^{\text{ième}}$  cycle devient inférieur à l'incertitude de mesure ( $\Delta \lambda = \pm 3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ ). (figure 7) [6]

#### IV-1 D) Comparaison des cinétiques d'effacement de réseaux inscrits par un laser pulsé et un laser continu.

Les spectres de transmission des réseaux B (inscrit à l'aide d'un laser pulsé) et G (inscrit à l'aide d'un laser continu) sont représentés sur la figure 2. Les réflectivités de ces deux réseaux sont comparables.

La température de ces réseaux a été progressivement élevée par créneaux. Les cinétiques d'effacement des deux réseaux sont identiques à nos incertitudes de mesure près ( $\Delta T_{\text{Transmission}} = \pm 3\%$ ).

#### IV-1 E) Etude de la longueur d'onde d'accord d'un filtre de Solc.

Le déplacement de la longueur d'onde d'accord d'un filtre inscrit dans une fibre FSFL est représenté sur la figure 8 en fonction de la température à laquelle la fibre a été portée. La longueur d'onde d'accord est mesurée à température ambiante après application du créneau thermique. Il apparaît un phénomène d'hystérésis qui devient très marqué lorsque la température des créneaux est supérieure à  $\Delta T = 300$ .

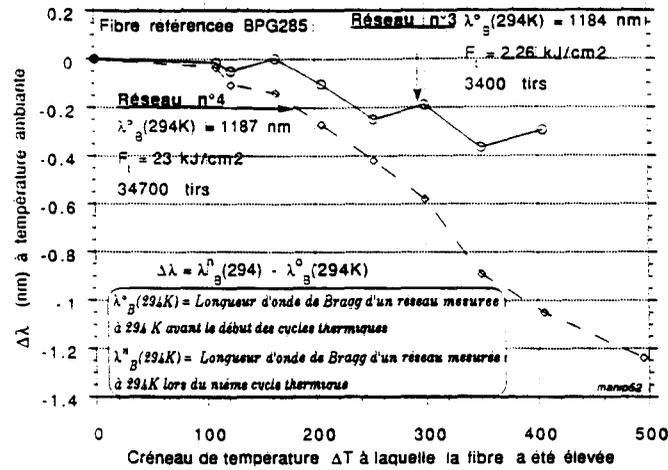


Figure n°5 : Evolution à température ambiante de la longueur d'onde de Bragg de deux réseaux soumis à des créneaux thermiques ( $T_{\text{initial}} = 293K$ )

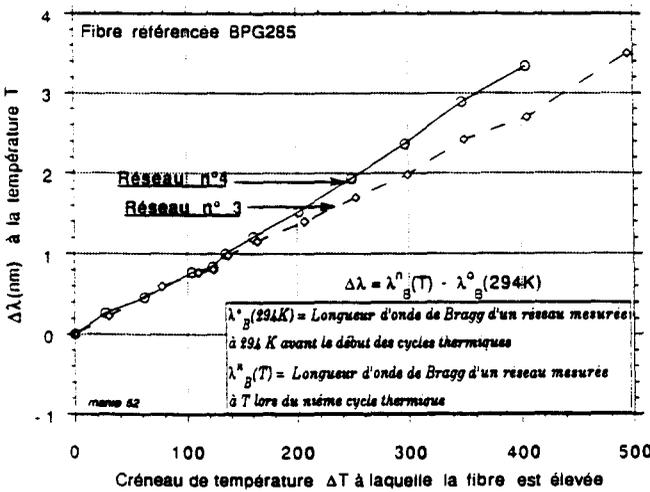


Figure n°6 : Evolution de la longueur d'onde de Bragg de deux réseaux soumis à des cycles thermiques ( $T_{\text{initial}} = 293K$ ).

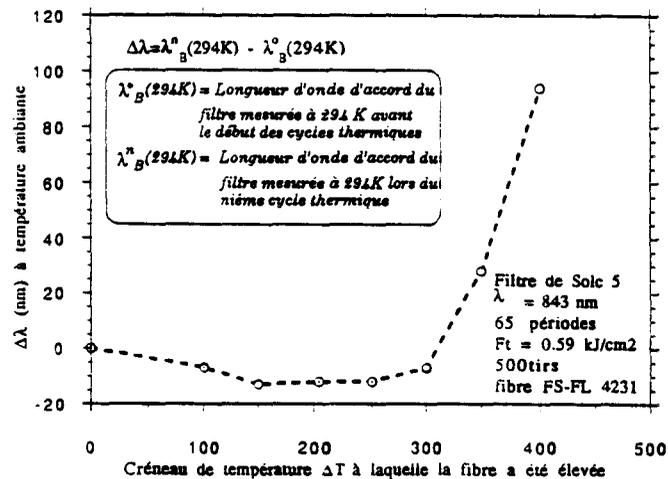


Figure n°8 : Evolution à température ambiante de la longueur d'onde d'accord d'un filtre de Solc soumis à des créneaux thermiques

#### IV-2 Fibres soumises à un abaissement de la température

Dans cette expérience, un réseau est refroidi progressivement jusqu'à la température de l'azote liquide (77K) (réseau inscrit pour la fibre C.N.E.T. BPG285, 600 tirs,  $F_t = 0.8 \text{ kJ/cm}^2$ ,  $\lambda_p = 1185 \text{ nm}$ ).

La longueur d'onde de Bragg diminue linéairement avec la température du réseau. Aucune variation significative de la transmission du réseau à  $\lambda_B$  n'a été mise en évidence.

La température du réseau a été ensuite ramenée à la température ambiante. La longueur d'onde de Bragg revient à la valeur initialement mesurée ( $\Delta \lambda = \pm 3 \cdot 10^{-2} \text{ nm}$ ).

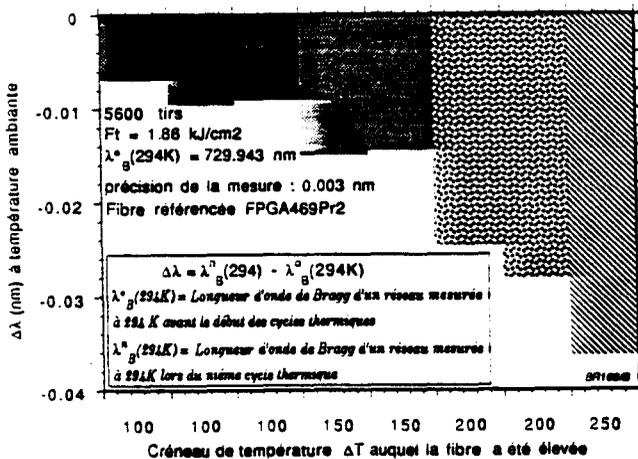


Figure n°7 : Evolution à température ambiante de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau soumis à plusieurs créneaux thermiques de même température

### IV-3 Fibres soumises à des irradiations lumineuses

#### IV-3.A) Réseau de Bragg irradié longitudinalement par un laser à argon ionisé

Le flux lumineux en provenance d'un laser à argon ionisé est injecté dans des fibres dans lesquelles des réseaux de Bragg sont inscrits. La transmission spectrale des réseaux est enregistrée périodiquement au cours de l'expérience.

Les différents paramètres de l'expérience ainsi que les résultats sont présentés dans le tableau II

Tableau II

Fibre utilisée	Conditions d'inscription	Longueur d'onde de pompe ou laser Ar <sup>+</sup>	Puissance du laser Ar <sup>+</sup> en sortie de fibre	Durée de l'irradiation	Évolution de la transmittance
BPG 285	Laser pulse 6470 tirs F <sub>t</sub> = 5.75kJ/cm <sup>2</sup> λ <sub>g</sub> = 1188.8 nm	514.5 nm	100mw	10 heures	baisse de 2%
BPG 285	2670 tirs F <sub>t</sub> = 1.78 kJ/cm <sup>2</sup> λ <sub>g</sub> = 1188.8 nm	488 nm	100mw	18 heures	augmentation de 2.5%
BPG 285	Laser continu durée de l'irr: 13 min F <sub>t</sub> = 19.5 kJ/cm <sup>2</sup> λ <sub>g</sub> = 1203 nm	488 nm	100mw	2h20 min	baisse de 4%
BPG 285	durée de l'irr: 40 min F <sub>t</sub> = 120kJ/cm <sup>2</sup> λ <sub>g</sub> = 1200 nm	514.5 nm	100mw	7h40 min	baisse de 5%

#### Conclusion

En prenant en compte la reproductibilité des enregistrements (de l'ordre de ± 3%), la transmittivité des réseaux de Bragg s'avère peu sensible à l'irradiation par des émissions issues d'un laser à argon ionisé.

Il faut cependant rappeler que l'irradiation d'une fibre germanosilicate par des radiations en provenance d'un laser à argon ionisé provoque un phénomène de photochromisme, c'est-à-dire un excès de pertes dans la fibre [7].

#### IV-3.B Réseau de Bragg irradié transversalement par un laser UV pulsé.

Un réseau soumis à une irradiation transverse issue d'un laser UV pulsé (λ = 242 nm) est progressivement effacé. La cinétique de l'effacement est présentée dans [8].

### V - Conclusion

Dans ce travail, la permanence de l'effet photoréfractif dans des fibres optiques germanosilicates a été étudiée. Les fibres ont été soumises à des élévations et des abaissements de la température ainsi qu'à des irradiations lumineuses.

La cinétique d'effacement thermique d'un réseau de Bragg dépend de ses conditions d'inscription.

Lors du premier créneau thermique, un phénomène d'hystérésis a été mis en évidence. Il est lié à une diminution de l'indice effectif du mode qui se propage dans le réseau. Ce phénomène disparaît lorsque le réseau est soumis à un nouveau créneau thermique de température identique au précédent. Un important phénomène d'hystérésis a été aussi observé dans le cas des filtres de Solc.

Les réseaux de Bragg inscrit par un laser U.V. pulsé ou continu s'avèrent peu sensibles à une irradiation longitudinale issue d'un laser à argon ionisé.

Ces études permettent de mieux comprendre les mécanismes de l'inscription et de définir les conditions d'utilisation des réseaux photoréfractifs.

#### Références :

- 1 - G. MELTZ, W.W. MOREY and W.H. GLENN  
Opt. Lett. 14, (15), p 823 (1989).
- 2 - S. LEGOUBIN, M. DOUAY, P. BERNAGE, P. NIAY, J.F. BAYON, T. GEORGES  
Optics, Vol 23, n°4, p 143 (1992)
- 3 - R. KASHYAP, J.R. ARMITAGE, R. WYATT, S.T. DAVET, D.L. WILLIAM  
Elect. Lett. 26, (11), p 730 (1990)
- 4 - F. BILODEAU, K.O. HILL, B. MALO, D.C. JOHNSON, I.M. SKINNER  
Elect. Lett. 27, (8), p 683 (1991)
- 5 - K.O. HILL, B. MALO, K.A. VINEBERG, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON, I. SKINNER  
Elect. Lett 26, (16), p 1270 (1990)
- 6 - M. DOUAY, E. FERTEIN, P. BERNAGE, P. NIAY  
Article en préparation
- 7 - P. St.J. RUSSELL, L.J. POYNTZ WRIGHT, D.P. HAND  
Spie Vol 1373 Fiber Laser Sources and amplifier I I (1990)
- 8 - E. FERTEIN, S. LEGOUBIN, M. DOUAY, S. CANON, P. BERNAGE, P. NIAY, J.F. BAYON, T. GEORGES  
Elect. Lett. 27, Vol 27, n° 20 p 1839 (1991)

## Article 7

" Behaviour of spectral transmissions of Bragg gratings written in germania-doped fibres : writing and erasing experiments using pulsed or CW UV exposure "

P. Niay, P. Bernage, S. Legoubin, M. Douay, W. Xie , J.F. Bayon,  
T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec

article accepté en Septembre 1994 à Optics Communications

voir chapitre IV de la thèse

## Article 8

" Free Spectral Range variations of grating-based Fabry Perot filters photoinduced in optical fibers "

S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, S Boj and E. Delevaque

article soumis en Juillet 1994 au Journal of the Optical Society of America A

# FREE SPECTRAL RANGE VARIATIONS OF GRATING-BASED FABRY PEROT FILTERS PHOTOWRITTEN IN OPTICAL FIBERS

**S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay**

Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique  
URA 779, Université des Sciences et Technologies de Lille,  
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex - France

**S. Boj, E. Delevaque**

LAB/RIO/TSO, France Telecom CNET  
Route de Trègastel, 22301 Lannion Cedex - France

## ABSTRACT:

Grating-based Fabry-Perot (F.P.) interferometers were fabricated by photowriting a pair of Bragg gratings with a spacing of a few millimeters in a germanosilicate fiber. The measured Free Spectral Range (FSR) of the F.P. filters is found to vary with the frequency in the spectral range of the filters. Relative FSR variation reaches values close to 10%. An analytical model is presented and compared with a coupled mode theory in a matrix approach. The computations and the experimental results demonstrate that the main FSR variation (10%) is due to the spectral modification of the reflection coefficients of the two gratings. The relative FSR variation due to the propagation effective index modification is found close to  $10^{-4}$ . A comparison is presented between a grating-based F.P. filter photowritten in a fiber and a bulk F.P. filter.

Indexing terms: Bragg gratings, Optical fibers, Fabry-Perot filters, Free Spectral Range.

## I- INTRODUCTION

Since the first demonstration of the fabrication of narrow-band highly reflecting Bragg gratings by Hill et al. in 1978 [1], the writing of gratings within germanosilicate fibers is currently attracting considerable interest. Indeed, more efficient and flexible techniques of inscription using single shot processes, phase-mask technology or transverse holographic irradiation have been carried out, recently, in numerous laboratories [2][3][4][5]. These fabrication methods dramatically extend the application areas, because gratings of appropriate periodicity for use in the 1.3 - 1.5  $\mu\text{m}$  telecommunications bands, fiber lasers and optical sensors can now be fabricated [6][7][8]. For example, all fiber Fabry-Perot interferometers (F.P.), useful for dense Wavelength Demultiplexing And Multiplexing communications [9], or for use as tracking filters to detect wavelength shifts in sensor applications [10][11], are realized by writing a pair of Bragg gratings with a spacing in a fiber [9].

In the course of checking the transmittance spectra of grating-based F.P. filters photoinscribed in fibers, we have found that the Free Spectral Range (FSR) of the F.P. significantly changes with wavenumber within the spectral range of the filter response. The F.S.R. measured near the Bragg resonance is greater than the one measured near the red and blue edges of the spectral response of the F.P. filter. This behavior is different from the one observed from a bulk F.P. etalon made of two massive mirrors.

In order to take an account of this observation, we have first performed the calculus of a simple analytic expression of the spectral transmittance of FP filter composed by two perfectly sinusoidal refractive index gratings tuned to the same Bragg wavelength.

In fact, realistic FP filters are made out of two Bragg gratings written with tapered refractive index profiles and tuned to slightly different Bragg wavelengths as a result of the constraint dictated by the writing experiment. Thus, it is difficult to obtain simple analytical expression of the spectral transmittance of real FP filters available in each case. Accordingly, we have carried out a more flexible theoretical method of analysis which starts from a matrix approach [12].

The purpose of this paper is first to experimentally demonstrate the FSR variations of grating-based F.P. filters and then to compare the measured values of the FSR to those obtained from theoretical models.

## **II EXPERIMENTAL METHODOLOGY AND RESULTS**

The method for producing Bragg gratings and grating-based F.P. filters was similar to that described by Kashyap et al. [6]. This method used a fused silica right angle prism interferometer to form the interference pattern. A pulsed or a CW UV ( $\lambda=244\text{nm}$ ) laser beam impinged on the hypotenuse face of a prism interferometer. The prism split the UV beam into two equal intensity halves which were subsequently combined to interfere on one face of the prism. The germanosilicate fiber leaned against this face in order to side expose the fiber core following the method described first by Meltz et al. [2]. The UV beam was focused onto the core of the fiber with a cylindrical lens. The fiber used in the present experiment was manufactured by the C.N.E.T. Laboratory in Lannion. The germanosilicate fiber has the specifications of  $1.8\mu\text{m}$  core diameter,  $680\text{ nm}$   $\text{LP}_{11}$  cut - off wavelength, and is codoped with about  $500\text{ppm}$  of  $\text{Pr}^{3+}$  and  $17.5\%$  mole of Ge. The Bragg wavelengths of each grating equal to  $817\text{nm} \pm 0.03\text{nm}$ . During the inscription of each grating, the spectral transmission of the fiber was recorded near the Bragg wavelength using a white light source, a high resolution spectrometer and a photomultiplier tube. Several

Fabry Perot filters were fabricated by writing a pair of Bragg gratings with a spacing of a few millimeters (typically 4 to 10 mm) in a fiber.

The transmissions of the FP filters were probed using a laser diode emitting around 817 nm with a FWHM of 200MHz. Figure 1 shows the experimental setup. The beam of the laser diode was injected through a microscope objective (X32, NA 0.3) into the fiber core. Isolation of the laser diode was ensured using a Faraday isolator. The transmission spectra were detected using a power-meter and a chart recorder. The wavelength of the laser diode was scanned continuously by varying the diode temperature. Care was taken to avoid mode hopping of the laser diode over the scanning range. A beam splitter allowed the calibration of the spectra of the grating-based Fabry Perot filters using the transmission of a bulk Fabry Perot etalon of finesse greater than 200 (FSR of 10 GHz). Two sets of fringes can be observed in the fiber transmission spectra due to the fiber birefringence [9]. A halfwave plate was placed between the beam-splitter and the microscope objective in order to align the linear polarization state of the probe beam along the fiber principal axes [9]. Thus only one of the two sets of fringes was then recorded depending on the orientation of the half-wave plate. Figure 2 shows a typical record of a grating-based Fabry Perot filter transmission spectrum. This Fabry Perot filter was made of two identical gratings:  $L = 4.2$  mm,  $\lambda_{B1} = \lambda_{B2} \approx 817$  nm distant by a non irradiated fiber length of 4 mm. By cooling the fiber at the place of one of the two gratings, one of the two Bragg wavelengths of the gratings was shifted in order to measure the transmittance of each grating. The transmission of each grating at the Bragg wavelength was 30%. The FSR of this filter was found to vary slightly with the wavenumber as reported in table 1. Similar variations of the FSR were observed in all the transmission spectra of the F.P. filters. The FWHM linewidth of the transmission fringes peaking near the F.P. Bragg wavelength was measured equal to 1.3 GHz, leading to a finesse of  $\approx 10$ .

### III - ANALYTICAL EXPRESSION OF THE TRANSMITTANCE OF THE FABRY-PEROT FILTER

First, we assume that two identical Bragg gratings tuned to the Bragg wavenumber  $\sigma_B$ , are written within a single-mode fiber. The refractive index profile is assumed to be perfectly sinusoidal along the grating wavevector. Starting from the coupled mode analysis by D.K.W. Lam and B.K. Garside [13], we further suppose that there is no absorption loss and that the guided modes do not significantly couple some power to the radiation modes. As shown in figure 1, the length of the Bragg gratings is labelled by  $L$  and  $e$  represents the length of the unperturbed section of the fiber separating the end of the first grating and the beginning of the second one. Let us define other quantities relevant of the present analysis.

$n_{\text{eff}}$  is the effective index of the fundamental  $LP_{01}$  propagation mode,  $\Lambda$  and  $\Delta n$  are the period and the amplitude of the index perturbation respectively.  $\Omega = \pi \Delta n \eta(v) \sigma_B$  is the coupling coefficient between the forward and the backward propagating modes.  $\eta(V)$  (calculated from Bessel functions) is the proportion of optical power propagating within the core of the fiber.

$\beta = 2\pi n_{\text{eff}} \sigma$  is the propagation constant of the fundamental mode

$\lambda_B = \frac{1}{\sigma_B} = 2 n_{\text{eff}} \Lambda$  is the Bragg resonance condition

$\Delta\beta = 2\pi n_{\text{eff}}(\sigma - \sigma_B)$  is the phase-matching parameter

The coupled mode equations coupling the complex amplitudes  $\hat{A}_1$  and  $\hat{A}_2$  of forward and backward propagating fields ( $\hat{A}_1(z) \exp(-j\beta z)$ ,  $\hat{A}_2(z) \exp(j\beta z)$  respectively) is [14]

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{d}{dz} \widehat{A}_1(z) = -j\Omega \widehat{A}_2(z) \exp(2j\Delta\beta z) \\ \frac{d}{dz} \widehat{A}_2(z) = j\Omega^* \widehat{A}_1(z) \exp(-2j\Delta\beta z) \end{cases}$$

The boundary conditions for contradirectional coupling within grating 1 are taken as  $\widehat{A}_1 = \widehat{A}_1(0)$  at  $z = 0$  and  $\widehat{A}_2 = \widehat{A}_2(L)$  at  $z = L$  whereas the boundary conditions for coupling within grating 2 are taken as  $\widehat{A}_1 = \widehat{A}_1(L) \exp(-j\beta(L+e))$  at  $z=L+e$  and  $\widehat{A}_2 = 0$  at  $z = 2L + e$  (Figure 3).

The general solution giving the field amplitudes within grating 1 is given by (2):

$$(2) \quad \begin{aligned} \widehat{A}_1(z) &= \exp(j\Delta\beta z) \left\{ \frac{\text{Scosh}(S(L-z)) + j\Delta\beta \sinh(S(L-z))}{D} \widehat{A}_1(0) \right. \\ &\quad \left. + \frac{-j\Omega \exp(j\Delta\beta L) \sinh(Sz)}{D} \widehat{A}_2(L) \right\} \\ \widehat{A}_2(z) &= \exp(-j\Delta\beta z) \left\{ \frac{-j\Omega^* \sinh(S(L-z))}{D} \widehat{A}_1(0) \right. \\ &\quad \left. + \exp(j\Delta\beta L) \frac{\text{Scosh}(Sz) + j\Delta\beta \sinh(Sz)}{D} \widehat{A}_2(L) \right\} \end{aligned}$$

where  $D = \text{Scosh}(SL) + j\Delta\beta \sinh(SL)$  and  $S = (\Omega^2 - \Delta\beta^2)^{1/2}$

Setting  $z = L$  in (2) one obtains (3)

$$(3) \quad \widehat{A}_1(L) = \exp(j\Delta\beta L) \left\{ \frac{S}{D} \widehat{A}_1(0) - \frac{j\Omega \exp(j\Delta\beta L) \sinh(SL)}{D} \widehat{A}_2(L) \right\}$$

Similarly, starting from the general solution coupling the field amplitudes within grating 2, one obtains (4)

$$\widehat{A}_2(L) \exp(j\beta(e+L)) = -\frac{j\Omega^* \sinh(SL)}{D} \widehat{A}_1(L) \exp(-j\beta(e+L))$$

(4)

$$\widehat{A}_1(2L+e) = \exp(j\Delta\beta L) \left[ \frac{S}{D} \widehat{A}_1(L) \right]$$

After some algebraic manipulations, one gets the amplitude and the phase of the filter transmission coefficient

$$(5) \quad \frac{\widehat{A}_t}{\widehat{A}_1(0)} = \frac{\widehat{A}_1(2L+e) \exp\{-j\beta(2L+e)\}}{\widehat{A}_1(0)} = \frac{S^2 \exp(2j\Delta\beta L) \exp\{-j\beta(2L+e)\}}{D^2 + |\Omega^*|^2 \sinh^2(SL) \exp(2j\Delta\beta L) \exp(-2j\beta(L+e))}$$

The transmittance of the Fabry-Perot structure is then given by (6):

$$(6) \quad T = \frac{\widehat{A}_t^* \widehat{A}_t}{\widehat{A}_1^*(0) \widehat{A}_1(0)} = \frac{1}{1 + 4 \left\{ \frac{\Omega^2 \sinh^2(SL) (\Omega^2 \cosh^2(SL) - \Delta\beta^2)}{(\Omega^2 - \Delta\beta^2)^2} \right\} \cdot \cos^2(\Delta\beta L - \beta(e+L) - \varnothing' / 2)}$$

where  $\varnothing'$  can be obtained from equation (7)

$$(7) \quad \text{tg}\varnothing' = \frac{2\Delta\beta S \sinh(SL) \cosh(SL)}{S^2 \cosh^2(SL) - \Delta\beta^2 \sinh^2(SL)}$$

Figure 4 shows the transmittance as a function of detuning  $\Delta\sigma = \sigma_B - \sigma$  for two Fabry-Perot filters. Realistic values for the parameters have been chosen :  $\Delta n = 25.10^{-5}$ ,  $L = 2$  mm,  $e = 5.77$  mm,  $\sigma_B = 12240$  cm<sup>-1</sup>,  $\eta(V) = 0.72$ . The full line curve shows the spectral response of a F.P. filter made of two gratings distant by a fiber length  $e$  which agree the F.P. resonance condition  $2n_{\text{eff}}(e+L) = k\lambda_B$  at the Bragg wavelength  $\lambda_B$  ( $k$  is an integer). The dotted line curve shows the

spectral response of a F.P. filter for which the material and guide dispersion are further neglected. As it appears in figure 4, the transmittances of the filters reach 1 at the Fabry-Perot resonances. The FSR of these filters are reported in table 2. The row B (respectively C) indicates the FSR of the full line (respectively dotted line) F.P. filter response. Whereas the FSR of bulk Fabry-Perot only depends on the optical path length of the interferometer, the results displayed in table 2 indicate that FSR decrease slightly when the detuning of a grating-based Fabry-Perot is made to increase. Moreover, the spectral response (full line) of the F.P. filter is not symmetrical with respect to the axis around  $\Delta\sigma = 0$ . Indeed, the effective index of propagation varies with the wavenumber due to material and guide dispersion and thus  $n_{eff}$  is different according that  $\Delta\sigma$  is positive or negative. When assuming that the effective index of propagation is constant within the analyzed spectral range, the spectral transmission becomes symmetrical as reported in figure 4 (dotted line) and as it appears in the row C of table 2. The FSR values of the row C are not constant, indicating that the change in the effective index of propagation does not lead to the main effect. Spectral transmissions of F.P. filters were calculated when the two gratings have transmission coefficients below 1% with a broad flat minimum of 50 GHz. In the central part of the spectral transmission, around the Bragg wavelength the reflectivities of the gratings are constant and an evolution of the FSR of the F.P. filter is mostly due to the effective index variation. In fact computations indicate that the relative FSR variations due to the evolution of the effective index of propagation is close to  $10^{-5}$ . Thus, effects of the change of the effective index on the FSR are four orders of magnitude below the effects of the grating reflectivity variations.

One can use relation (6) to calculate the maximum reflectivity  $R_{PF}$  of the Fabry-Perot. Assuming that  $\cos^2(\Delta\beta L - \beta(e+L) - \varnothing'/2) = 1$  and that  $\sigma = \sigma_B$  one obtains:

$$(8) \quad R_{PF} = 1 - T = \frac{4R_G}{(1+R_G)^2}$$

where  $R_G = \tanh^2(\Omega L)$  is the reflectance of each grating.

Relation (8) giving the maximum reflectivity of the Fabry-Perot written within the fiber is identical with the one corresponding to a bulk Fabry-Perot made with two mirrors of reflectivity  $R_G$ .

#### IV THEORETICAL MODEL USING A MATRIX APPROACH

The analytical expression of the transmittance of the F.P. filter reported in part II, is valid for a F.P. filter made of two identical perfect gratings. The matrix approach allows the calculation of the transmittance of a more realistic grating-based F.P. filter.

In our experiments, the Bragg gratings are photoinduced by setting the fiber in a UV fringe pattern of length  $L$  as previously described in the experimental section. The variation of the irradiance along the fringe pattern is given by:

$$(9) \quad I(z) = I_0 f(z) \left( 1 + V(z) \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda(z)} \right) \right)$$

where  $I_0 f(z)$  is the local power density;  $f(z)$  characterizes the decrease of the intensity beam along the axis  $z$  perpendicular to the fringes;  $V(z)$  is the visibility of the fringe pattern and  $\Lambda(z)$  is the pseudo-periodicity of the fringes.

The fringe visibility  $V(z)$  in the interference pattern is assumed to decrease as a result, for instance, of the limited temporal coherence of the source, following the relation :

$$(10) \quad V(z) = \text{sinc}^2 \left( \frac{z\pi}{z_{\text{vis}}} \right)$$

where  $z_{vis}$  is the first zero of the visibility of the fringe pattern along the  $z$  axis of the fiber. The refractive index is varying with  $z$  along the length  $L$  of the grating as

$$(11) \quad n(z) = n_{10} + \Delta n^{ph}(z)$$

where  $n_{10}$  is the refractive index of the fiber core before irradiation and  $\Delta n^{ph}(z)$  is the photoinduced variation of the index of refraction due to the UV irradiation along the fiber axis  $z$ . Owing to saturation mechanisms and evidence of at least three types of photorefractive effects the refractive index variation  $\Delta n^{ph}(z)$  is not linear with the total fluence irradiating the fiber [4,15,16,17].

Nevertheless, the matrix approach model will allow the computation of the spectral transmittance of F.P. filters on the condition that one starts from a realistic pseudo-periodic refractive index profile for each grating. The amplitude of the index variation is assumed to vary slowly along the  $z$  axis of the grating. The model uses a coupled mode theory combined with a matrix method [12,13,18,19,20,21]. The almost periodic structure is divided into  $N$  elementary layers. The refractive index profile of each layer being assumed perfectly periodical following an approach first described by M. Yamada and K. Sakuda [12]. Consequently, the refractive index variation is a function of  $z$  which is periodic in  $z$  with a constant period  $\Lambda_i$  in an elementary layer (Figure 5). The photoinduced index variation in each layer is labeled by  $\Delta n^{ph}_i(z)$ .  $\Delta n^{ph}_i(z)$  can be expanded as a Fourier serie:

$$(12) \quad \Delta n_i^{ph}(z) = \Delta n_{0i} + \Delta n_{1i} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_i} + \beta_{1i}\right) + \Delta n_{2i} \cos\left(\frac{4\pi z}{\Lambda_i} + \beta_{2i}\right) \quad 0 \leq z \leq L_i$$

where  $L_i$  the length of the  $i^{th}$  grating layer satisfies the inequality:  
 $L_i \gg \Lambda_i$

In relation (12),  $\Delta n_{0i}$  is the core index change averaged over the irradiated length.  $\{\beta_{1i}, \beta_{2i}\}$  and  $\{\Delta n_{1i}, \Delta n_{2i}\}$  represent, in each layer  $i$ , the Fourier phase and amplitude of the second and third terms. The second term, periodic in  $z$ , of the series expansion is responsible of the coupling of the two contradirective  $LP_{01}$  modes leading to the first order diffraction efficiency at  $\lambda_{B1} = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_{B1})\Lambda_i$ . The coupling between these two fundamental modes leading to the second order diffraction efficiency at  $\lambda_{B2} = n_{\text{eff}}(\lambda_{B2})\Lambda_i$  comes from the third sinusoidal term of relation (12). Higher order diffraction efficiencies can be obtained using a Fourier series with higher terms.

In this study, we recorded only the first order grating or F.P. filter diffraction. For this reason, the method presented here is limited to the first sinusoidal order of the series expansion but results can be easily extended to higher orders.

Relation (13) connects the electric fields in the  $i^{\text{th}}$  layer with the ones in the  $(i-1)^{\text{th}}$  layer.

$$(13) \quad \begin{pmatrix} E_F^{i-1} \\ E_B^{i-1} \end{pmatrix} = [F_i] \begin{pmatrix} E_F^i \\ E_B^i \end{pmatrix}$$

In relation (13)  $E_F$  and  $E_B$  represent the electric field amplitudes of waves propagating in the forward and backward directions, and  $F_i$  is the transfer matrix between the layer  $(i-1)$  and the layer  $i$  (Figure 5).

The matrix characterizing an uniform grating without gain and without absorption is given by [12]:

$$(14) \quad \begin{aligned} F_{11} &= [\cosh(SL) + i\Delta\beta L \sinh(SL) / SL] \exp(i\beta L) \\ F_{12} &= -i\Omega L \sinh(SL) \exp[-i(\beta L + \Phi)] / SL \\ F_{21} &= F_{12}^* \\ F_{22} &= F_{11}^* \end{aligned}$$

The definitions of the parameters  $\Omega$ ,  $\beta$ ,  $S$  appearing in relation (14) are given in part II.  $\Phi$  is a phase term so that the grating phase continuity condition  $\phi_i = \phi_{i-1} + 2\pi L_i / \Lambda_i$  must be satisfied for the interface between the  $(i-1)^{\text{th}}$  layer and the  $i^{\text{th}}$  layer.

Assuming that the phase continuity condition is checked at each interfaces one can obtain the matrix  $F$  of the almost periodic grating by the multiplication of the  $F_i$  matrixes, as follows:

$$(15) \quad F = \prod_{i=1}^N F_i \quad \text{and so,}$$

$$(16) \quad \begin{pmatrix} E_F(0) \\ E_B(0) \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} E_F(L) \\ E_B(L) \end{pmatrix}$$

Assuming that light is incident on only one side of the grating, we put  $E_B(L) = 0$ . So, the coefficients of transmission  $T$  or reflection  $R$  are given by

$$(17) \quad T(\lambda) = \left| \frac{1}{F_{11}} \right|^2 \quad R(\lambda) = \left| \frac{F_{21}}{F_{11}} \right|^2$$

The coefficients  $R$  and  $T$  satisfy (18), as follows :

$$(18) \quad R + T = 1$$

The numerical calculation of  $R$  (respectively  $T$ ) at each wavelength within the spectral range gives the theoretical reflectivity (respectively transmission) spectra.

In the case of the Fabry Perot filter, one has to take into account the propagation through the homogeneous length  $e$  (separation between the two gratings) by using the following propagation matrix :

$$(19) \quad F_e = \begin{pmatrix} \exp \frac{-j2\pi.n_{eff}.e}{\lambda} & 0 \\ 0 & \exp \frac{j2\pi.n_{eff}.e}{\lambda} \end{pmatrix}$$

Finally, the matrix  $F_{FP}$  characterizing a F.P. filter is given by:

$$F_{FP} = \prod_{i=1}^N F_i . F_e . \prod_{i=1}^N F_i$$

We have checked that the matrix method leads to the same results (spectral transmission and FSR) than the one reported in figure 4 and table 2 when the same numerical values are introduced for the parameters of a perfect F.P. filter. In the case of perfect F.P. filter, only three matrixes can be used, one for each grating ( $N=1$  and  $N'=1$ ) and the  $F_e$  matrix.

In the case of non perfect gratings, The "good" numbers  $N$  and  $N'$  of layers must be chosen to avoid inaccuracy in the numerical determination of the spectral transmittance of a Bragg grating or a Fabry Perot filter. First the layer must be long enough when compared to the grating step  $\Lambda$ . Second, the calculus in the case of a non perfect grating ( for example tapered) require short layer. Figures 6a to 6d show the influence of the numbers  $N$  of layers on the calculated spectral transmission of a tapered grating. The computations were performed using the refractive index variation reported in figure 7-a. Figures 6-c and 6-d are similar, which indicates that a number of layers over 50 leads to negligible numerical variation in the fit of the transmission of this tapered grating.

Figure 7b shows the comparison of the experimental spectral transmittance of a tapered grating (full line curve) with two calculated transmittances (dotted line and dashed line curve). The dashed line curve was obtained using a fit of a refractive index profile of the photoinduced variations

that decrease linearly along the  $z$  axis of the fiber. The dotted line curve was calculated by fitting the profile of figure 7a. This computation shows this profile is an assumption that lead to a spectral transmission close to the experimental one. Thus, the computations of the spectral transmittance of a F.P. filter use such profiles as shown in figure 8a.

Each tapered index profile is segmented into 200 periodic structures. The index fringes drawn in figure 8a are out of scale.  $L_1$ ,  $L_2$  are the two grating lengths and  $e$  is the non irradiated fiber between the two gratings.  $L_1$ ,  $L_2$  and  $e$  are given by the experimental conditions used for the inscription of the Fabry Perot filter. The other parameters are adjusted to obtain a good agreement between the calculated response and the experimental spectrum of figure 2. The calculated spectra present a transmission minimum of 4% and an averaged free spectral range of 14 GHz as reported in figure 8b. The calculated FSR are in better agreement with the experimental one as reported in table 1 ( first row and row B). This results indicates that the FSR of a grating-based FP filter is minimum at the frequency center of the filter where the reflection coefficients of the gratings are maximum. Then the FSR is increasing on the edge of the filter response when the reflection coefficient is going to decrease from the maximum to zero. This behaviors can be explained because the two Bragg gratings constituent the F.P. filter are distributed mirrors which the reflection coefficients are frequency dependent.

## V CONCLUSION

The analytical and the matrix models are consistent with the experimental results. The computations and the experimental results demonstrate that the main FSR variation is due to the change of the reflection coefficients of the two gratings. Of course, the change of the effective index of propagation perturb slightly the FSR but its effect is several order of magnitude

below the previous one.

The distributed configuration of a grating-based F.P. interferometer can be compared to a F.P. interferometer made of two massive mirrors spaced by a fiber length  $t$  (equivalent thickness). The FSR of a massive F.P. interferometer is given by:

$$(20) \quad \Delta\sigma(\lambda) = 1/(2n_{\text{eff}}(\lambda) t)$$

In the case of a massive F.P. interferometer, the equivalent thickness  $t$  is constant. Thus, the relative change of  $\Delta\sigma$  is the relative change of  $n_{\text{eff}}$  which is close to  $10^{-5}$  in the spectral range of the filter response (calculated from the Bessel functions).

The measured relative change of the FSR of a grating-based F.P. interferometer is of the order of 10% which is far above the previous one. If the equivalent thickness is calculated from the FSR of a grating based F.P. filter, relation (20) becomes:

$$(21) \quad t(\lambda) = \frac{1}{2n_{\text{eff}}(\lambda)\Delta\sigma(\lambda)}$$

For the largest FSR listed in the first row of table 1, relation (20) lead to an equivalent thickness  $t(\lambda)$  close to 7.2 mm. This value shift to 8.8 mm at the spectral red edge of the filter transmittance. As a consequence, a grating-based Fabry Perot filter can be understood like a massive Fabry Perot filter with a equivalent thickness dependent on the wavelength, minimum at the frequency center of the filter.

## AKNOWLEDGEMENTS:

We acknowledge P. Sansonetti from Alcatel Alsthom Recherche for private communications about spectral transmissions of F.P. filters. This work is supported by CNET contracts N<sup>0</sup> 938006B and N<sup>0</sup> 931B and by a DRET contract N<sup>0</sup> 92147.

## REFERENCES

- [1] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B.S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.* **32**, 647-649, (1978).
- [2] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* **14**, 15, 823-825, (1989).
- [3] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson and J. Albert, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.* **62**, 10, 1035-1037, (1993).
- [4] C. G. Askins, T. E. Tsai, G.M. Williams, M.a. Putnam, M. Bashkansky and E.J. Friebele, "Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse", *Opt. Lett.*, **17**, 11, p. 833-835, (1992).
- [5] D.Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A.E. White, "Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element", *Elec. Lett.* **29**, 6, 566-568, (1993).
- [6] R. Kashyap, J.R. Armitage, R. Wyatt, S.T. Davey and D. L. Williams, "All fiber narrow-band reflection gratings at 1500 nm," *Elec. Lett.* **26**, 730-732, (1990).
- [7] G.A. Ball, W.W. Morey and J.P. Waters, "Nd<sup>3+</sup> fiber laser utilizing intra-core Bragg reflectors", *Elec. Lett.* **26**, 21, 1829-1830, (1990).

- [8] W.W. Morey, G. Meltz and W.H. Glenn, "Bragg-grating temperature and strain sensors," in *Optical fiber sensors*, Springer Proc in Phys., 44, 526-531, (1989).
- [9] W.W. Morey, T.J. Bailey, W.H. Glenn and G. Meltz, "Fiber Fabry-Perot interferometer using side exposed fiber Bragg gratings," OFC 92, paper WA2, .96, (1992)
- [10] A.D. Kersey, T.A. Berkoff and W.W. Morey, "Fiber Fabry-Perot demodulator for Bragg grating strain-sensors", O.F.S. Conference, Florence, paper Tu 2.5, 39 (1993).
- [11] J. Chen. P. Chang and Y. Zhao, "Cross talk of Fabry-Perot filters and its effects on the performance of optical fiber frequency-division-multiplexing/frequency-shift-keying systems", *Opt. Lett.* 18, 8, 604-606, (1993).
- [12] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach," *Appl. Opt.* 26, 16, 3474-3478, (1987).
- [13] D.K. Lam and B.K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters," *Appl. Opt.* 20, 440-445, (1981).
- [14] A. Yariv, "Coupled mode theory for guide-wave Optics," *IEEE J. Quantum Electron.*, 9, 919-933, (1973).
- [15] W.X. Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges, "Second order diffraction efficiency of Bragg gratings written within germanosilicate fibres," *Opt. Comm.* 101, 85-91, (1993).

- [16] W.X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J.F. Bayon, T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec, "Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres," *Opt. Comm.* **104**, 185-195, (1993).
- [17] J.L. Archambault, L. Reekie and P.St.J. Russel, "High reflectivity and narrow bandwidth fibre gratings written by single excimer pulse", *Elec. Lett.*, **21**,1, 28-29,(1993)
- [18] K.O. Hill, "Aperiodic distributed-parameter waveguides for integrated Optics," *Appl. Opt.* **13**, 8, 1853-1856, (1974).
- [19] H. Kogelnik, "Filter response of non uniform almost periodic structures," *Bell. Syst. Tech. J.* **55**, 109-126, (1976).
- [20] A. Empsten, I. Veretennicoff, "Optical bistability in on NL DF B device showing absorption. comparison of feedback efficiencies for different grating profiles and study of the behavior of aperiodic and non perfect grating profile", *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1089-1097, (1990).
- [21] B.G. Kim and E. Garmire, "Comparison between the matrix method and the coupled-wave method in the analysis of Bragg reflector structures," *JOSA*, **A9**, 1, 132-136, (1992).

## TABLE CAPTIONS:

Table 1: Experimental and calculated (from matrix method) Free Spectral Range of the grating-based Faby-Perot filter. Row A: FSR calculated assuming two identical perfect sinusoidal index profiles for the two gratings. Row B: FSR calculated assuming two tapered index profiles similar to the one of figure 8a.

Table 2: Calculated (from the matrix or the analytic method) FSR of a grating-based Fabry-Perot filter assuming perfect gratings. The index profile is sinusoidal and constant along the fiber axis  $z$ . Row A: the resonance condition is  $2n_{\text{eff}}(e+L) = k\lambda_{\text{B}} + \varepsilon$  with  $k$  integer. Row B: the resonance condition is  $2n_{\text{eff}}(e+L) = k\lambda_{\text{B}}$ . Row C: the resonance condition is  $2n_{\text{eff}}(e+L) = k\lambda_{\text{B}}$  and  $n_{\text{eff}}$  is constant in the spectral range of the filter.

## FIGURE CAPTIONS

Figure 1: Experimental set-up

Figure 2: Typical record of the spectral transmission of a tapered Fabry-Perot filter.  $\Delta\sigma$  is equal to  $\sigma_B - \sigma$  where  $\sigma_B$  is the Bragg wavenumber.

Figure 3: Schematic diagram of the phase condition for a grating-based Fabry-Perot filter.

Figure 4: Calculated spectral transmission as a function of detuning  $\Delta\sigma = \sigma_B - \sigma$  (where  $\sigma_B$  is the Bragg wavenumber) for two Fabry-Perot filters. Full line curve was obtained assuming the resonance condition  $2n_{\text{eff}}(e+L) = k\sigma_B + \varepsilon$  with  $k$  integer. Dotted line curve was obtained when further assuming that  $n_{\text{eff}}$  is constant in the spectral response of the filter.

Figure 5: Schematic diagram of a elementary layer.

Figure 6: Influence of the numbers  $N$  of layers on the calculated spectral transmission of a tapered grating.

Figure 7a: Assumed refractive index variations of the fiber core.

Figure 7b: Comparison between experimental and calculated transmissions of a tapered grating. Full line curve : experimental transmission. Dotted lines curve: calculated transmission assuming the index profile shown in figure 7a. Dashed-dotted line curve: calculated transmission assuming that the index profile decrease linearly along the z axis of the fiber.  $\Delta\sigma$  is equal to  $\sigma_B - \sigma$  where  $\sigma_B$  is the Bragg wavenumber.

Figure 8a: Assumed index profile of a grating-based F.P. filter as a function of the z axis of the fiber.

Figure 8b: Calculated spectral transmission of a grating-based F.P. filter using the index profile of figure 8a.  $\Delta\sigma$  is equal to  $\sigma_B - \sigma$  where  $\sigma_B$  is the Bragg wavenumber.

	FSR number				
	1	2	3	4	5
experimental FSR (GHz)	12.6(1)	14.2(1)	13.2(1)	12.6(1)	11.6(1)
Calculated FSR (GHz) A	13.7	14.2	14.2	13.7	12.9
Calculated FSR (GHz) B	12.6	14.2	13.8	12.9	12.3

Table 1

FSR number	1	2	3	4	5
calculated FSR (GHz) A	12.99	13.83	14.23	14.12	13.60
calculated FSR (GHz) B	13.71	14.16	14.19	13.76	12.9
calculated FSR (GHz) C	13.36	14.02	14.22	14.02	13.36

Table 2

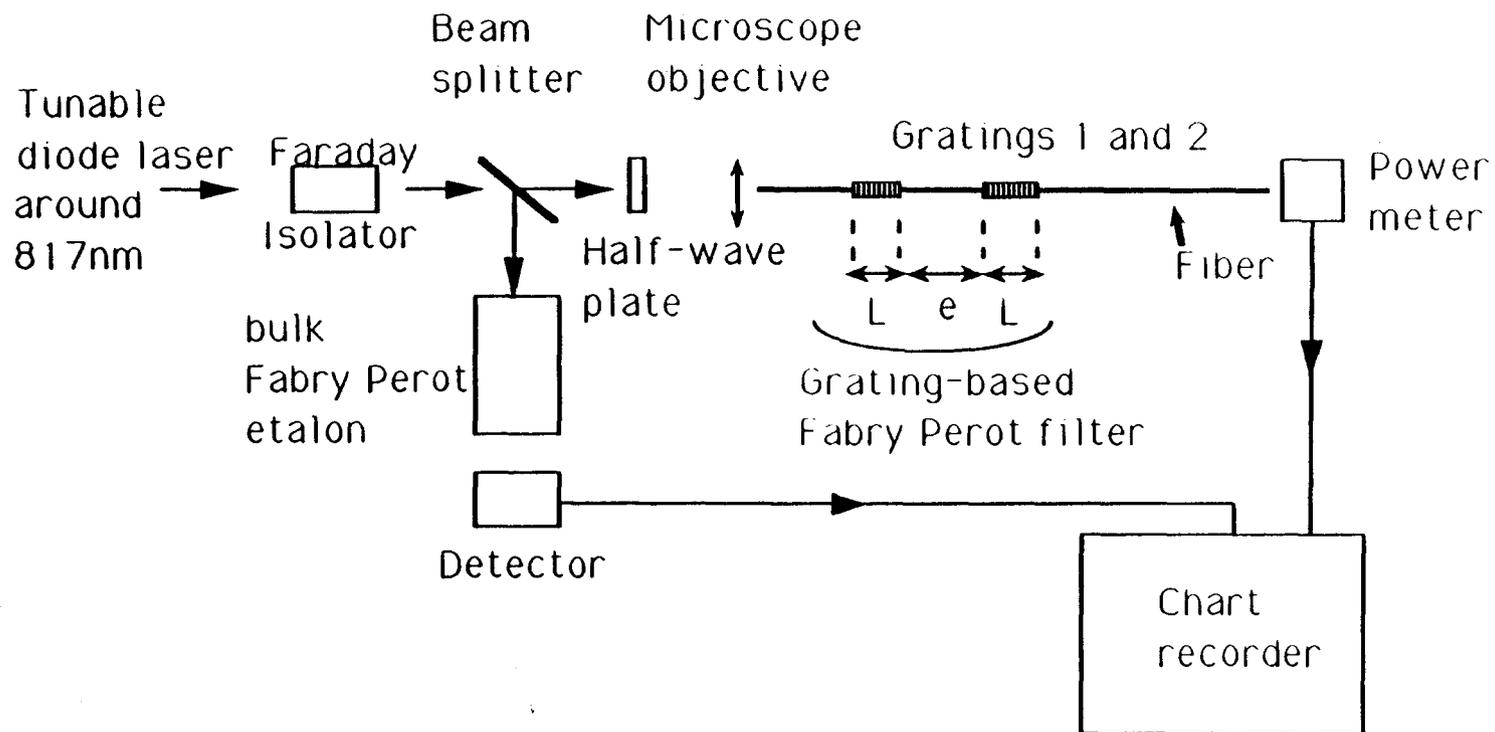


Figure 1

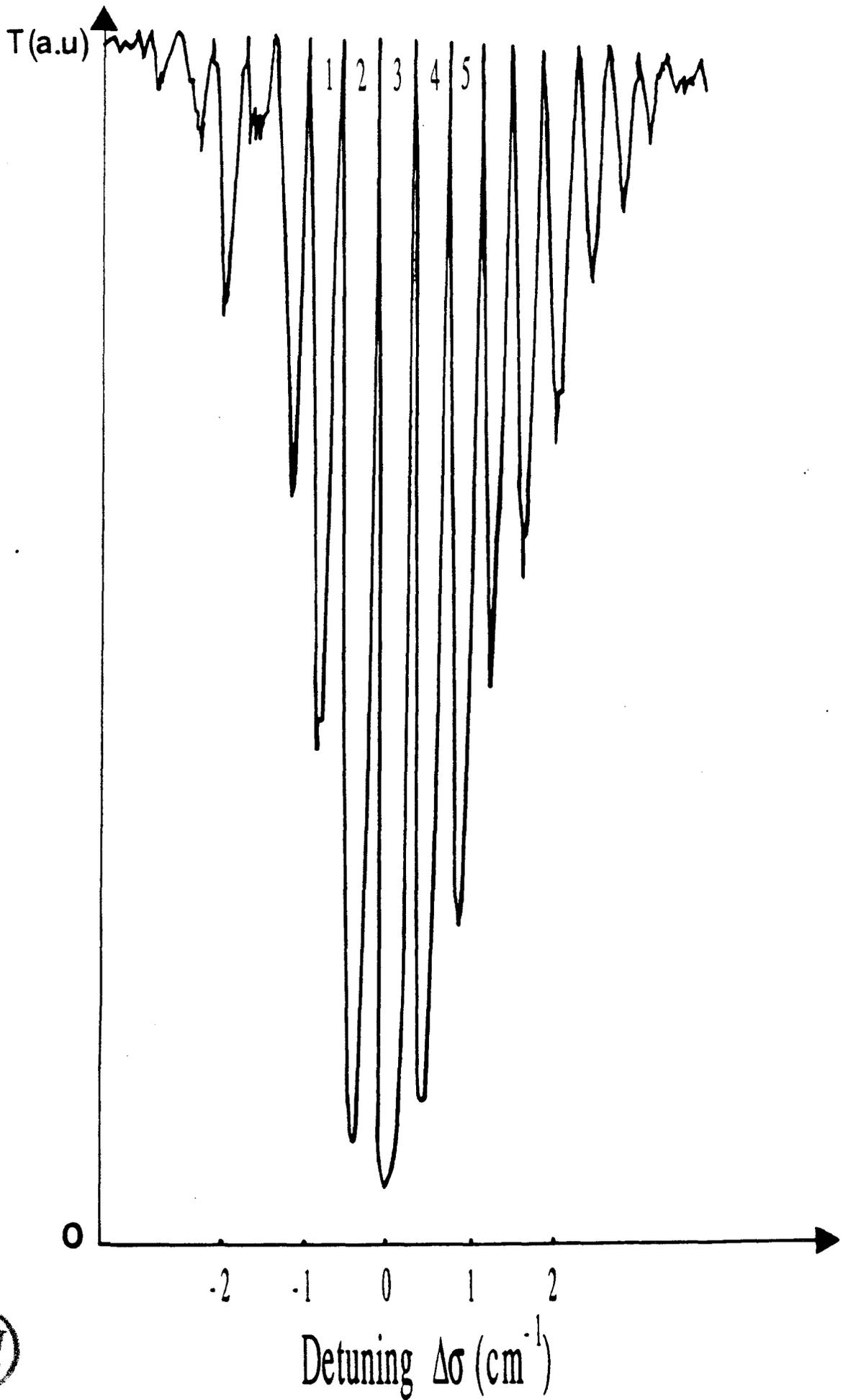


Figure 2

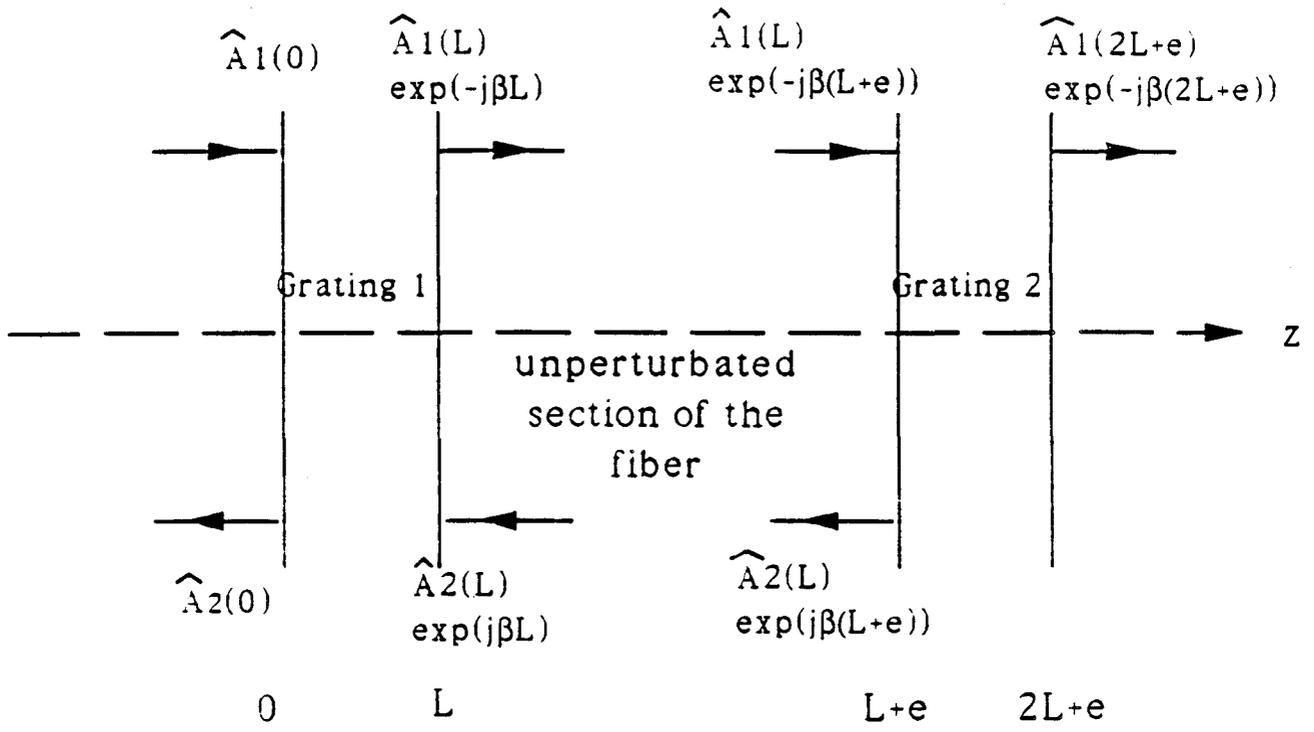


Figure 3

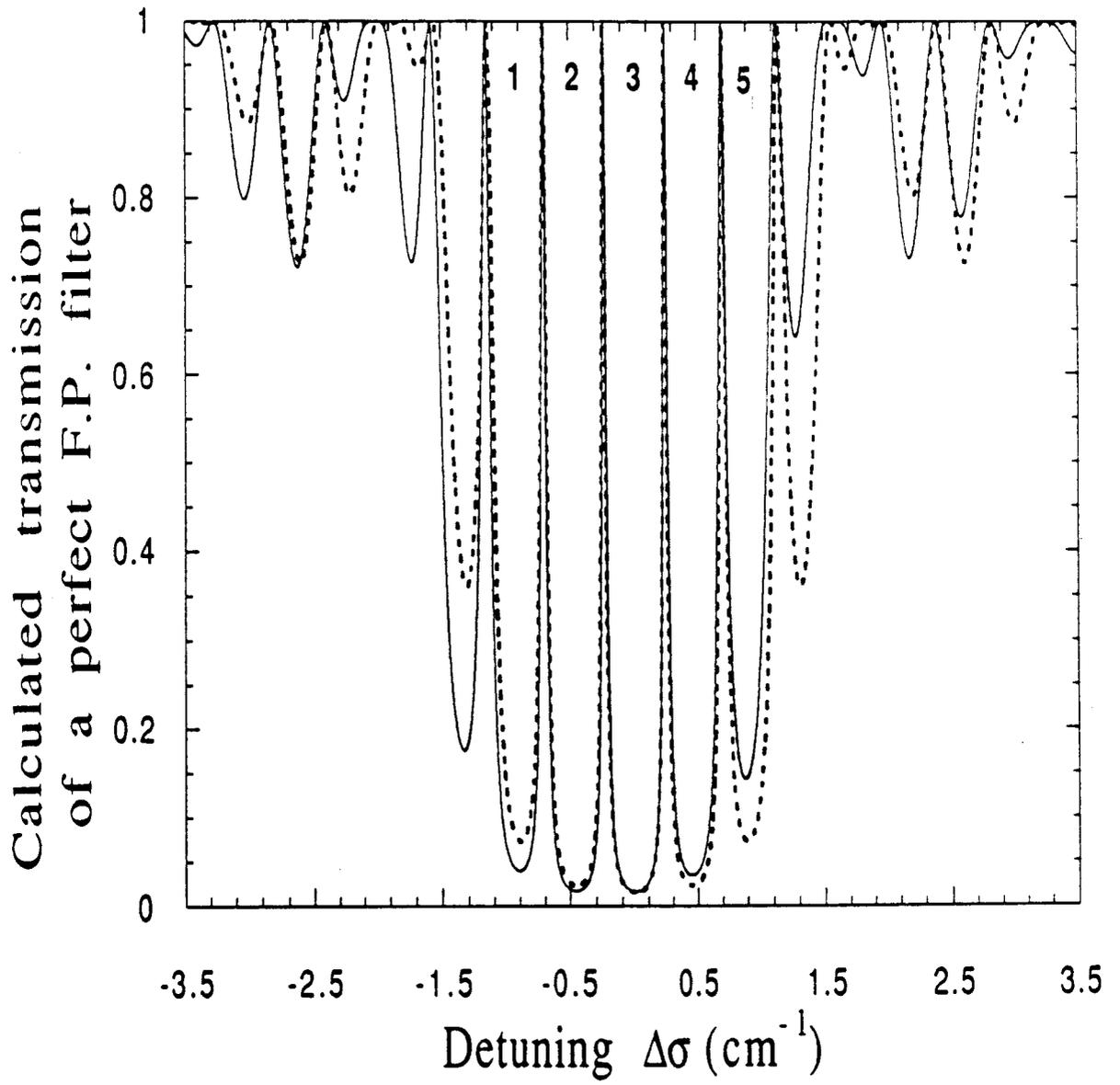


Figure 4

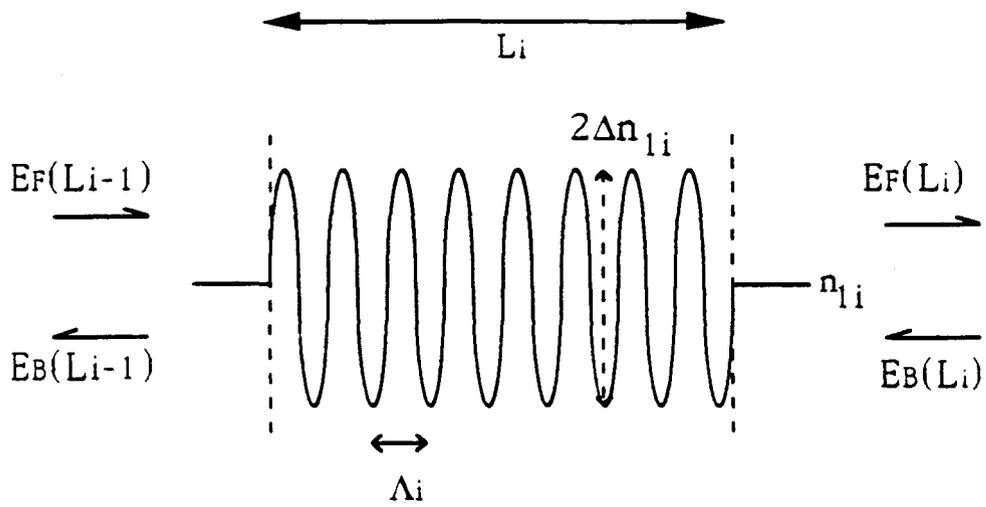


Figure 5

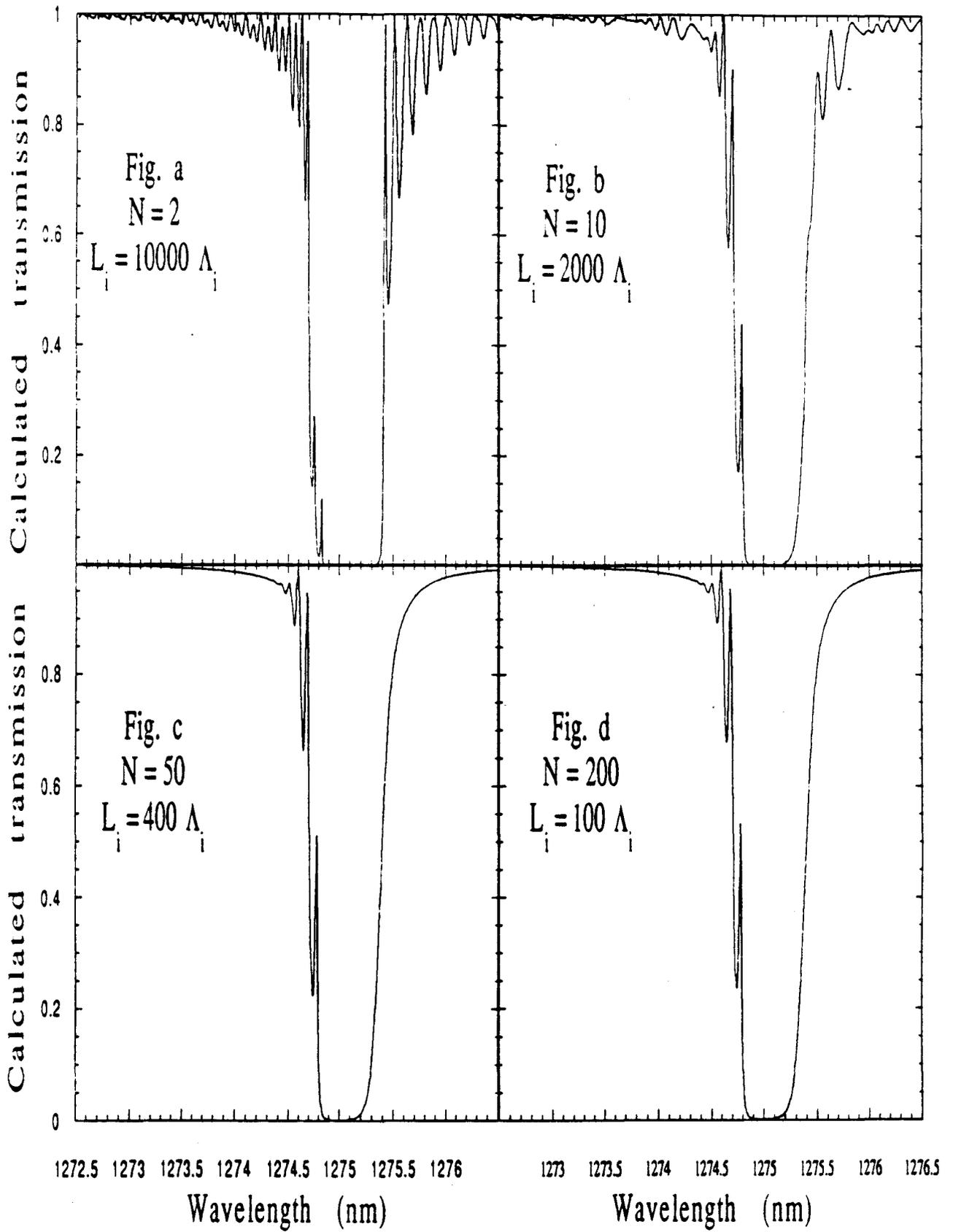


Figure 6

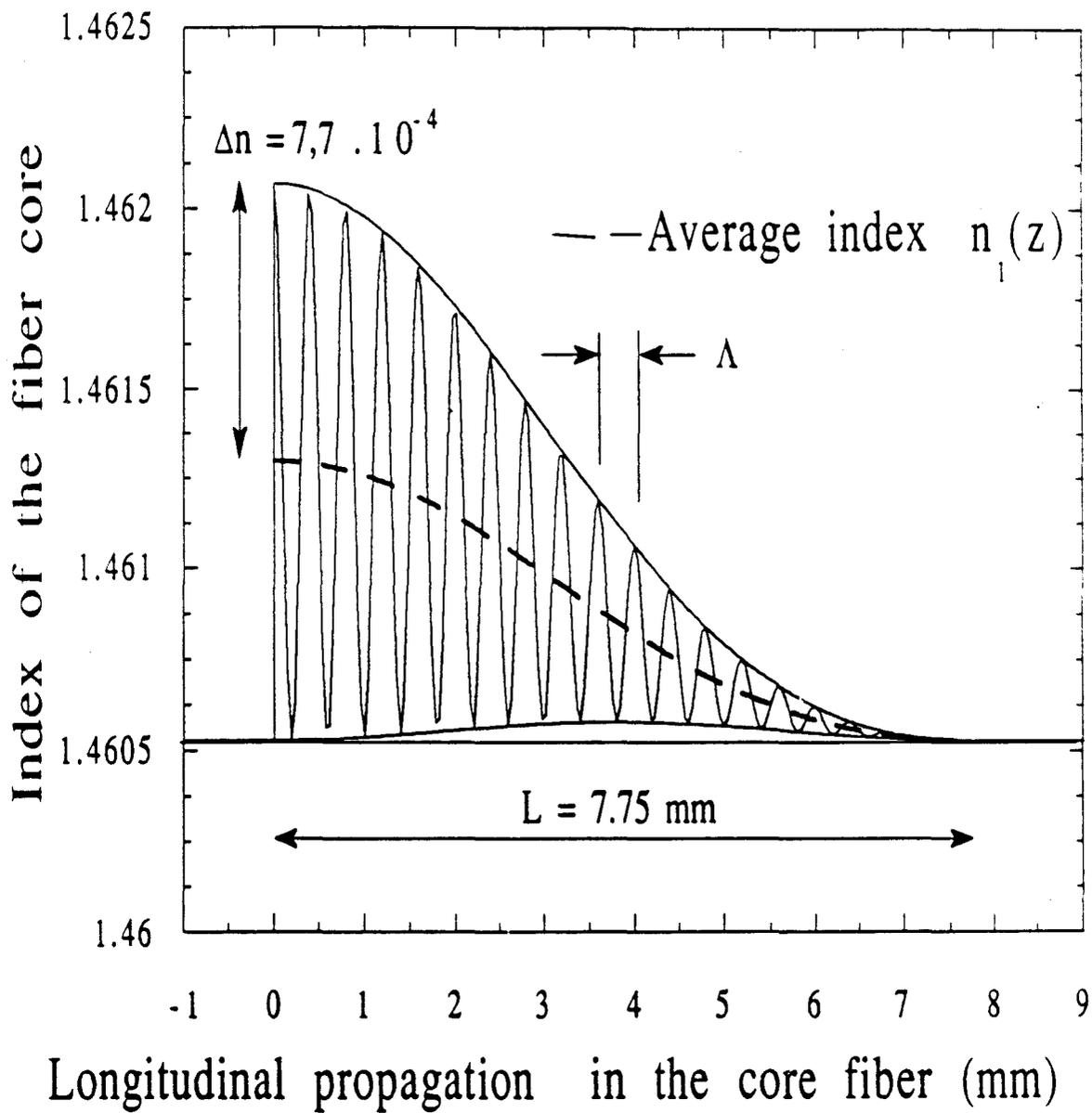


Figure 7a

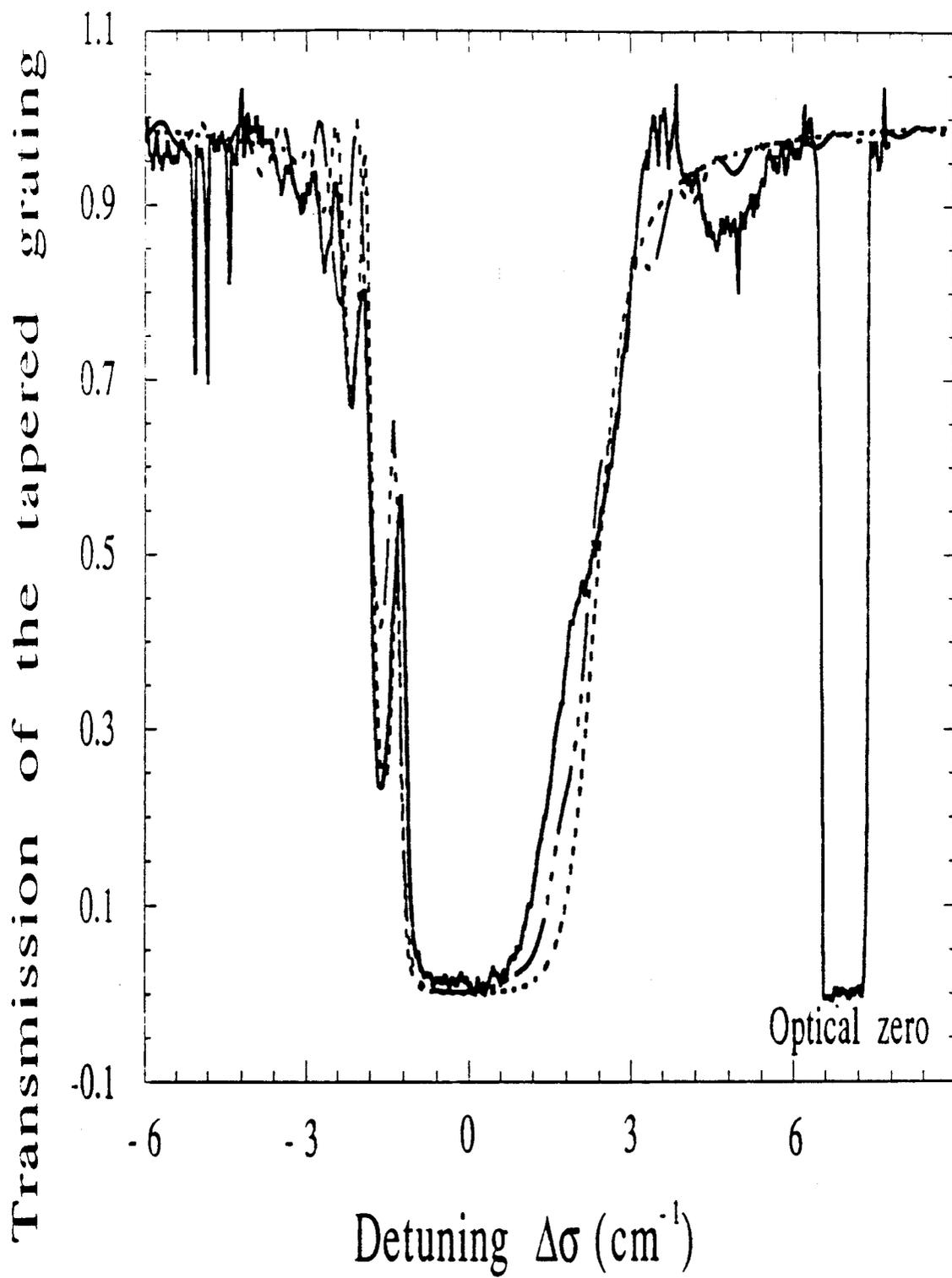


Figure 7b

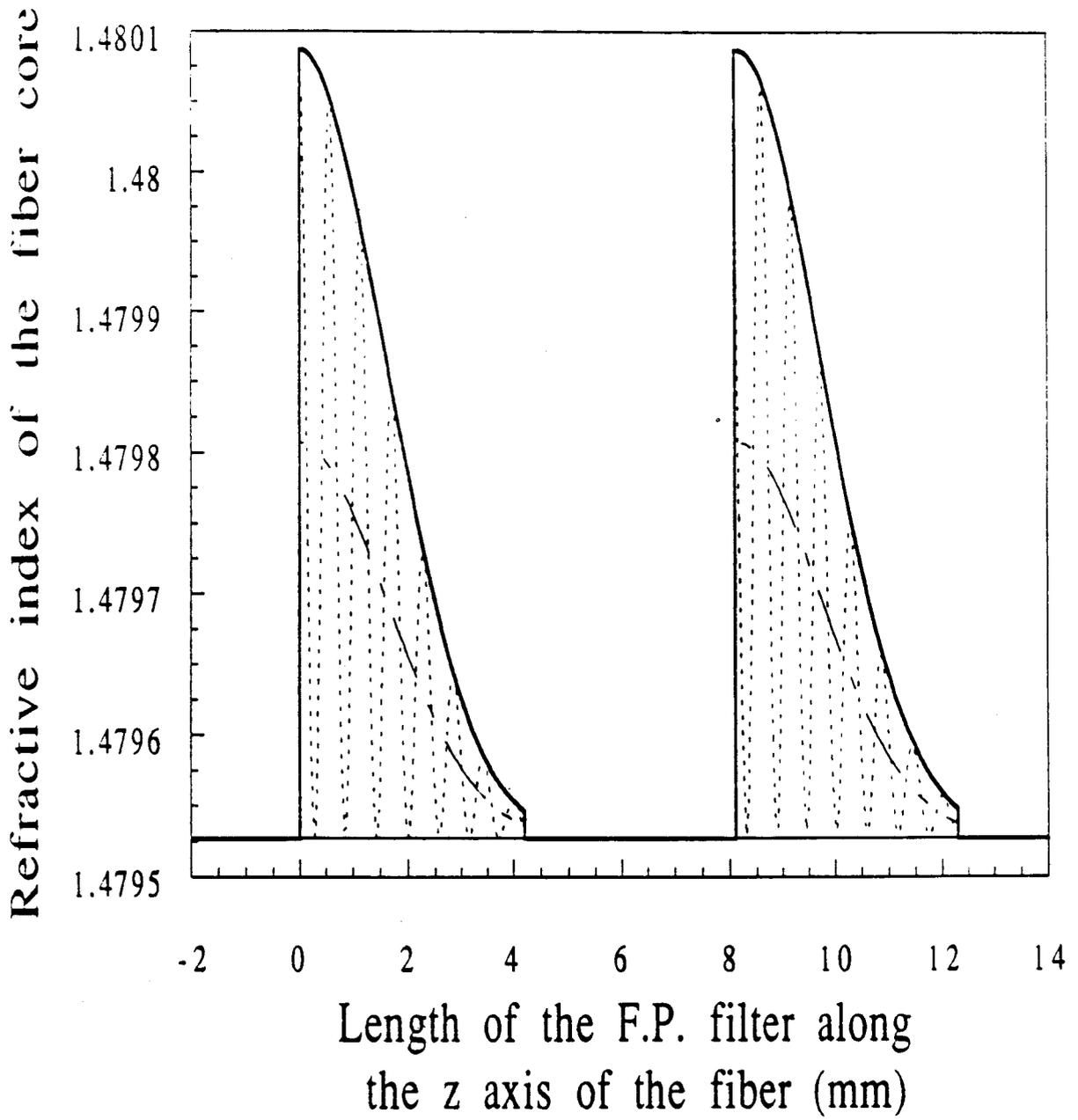


Figure 8a

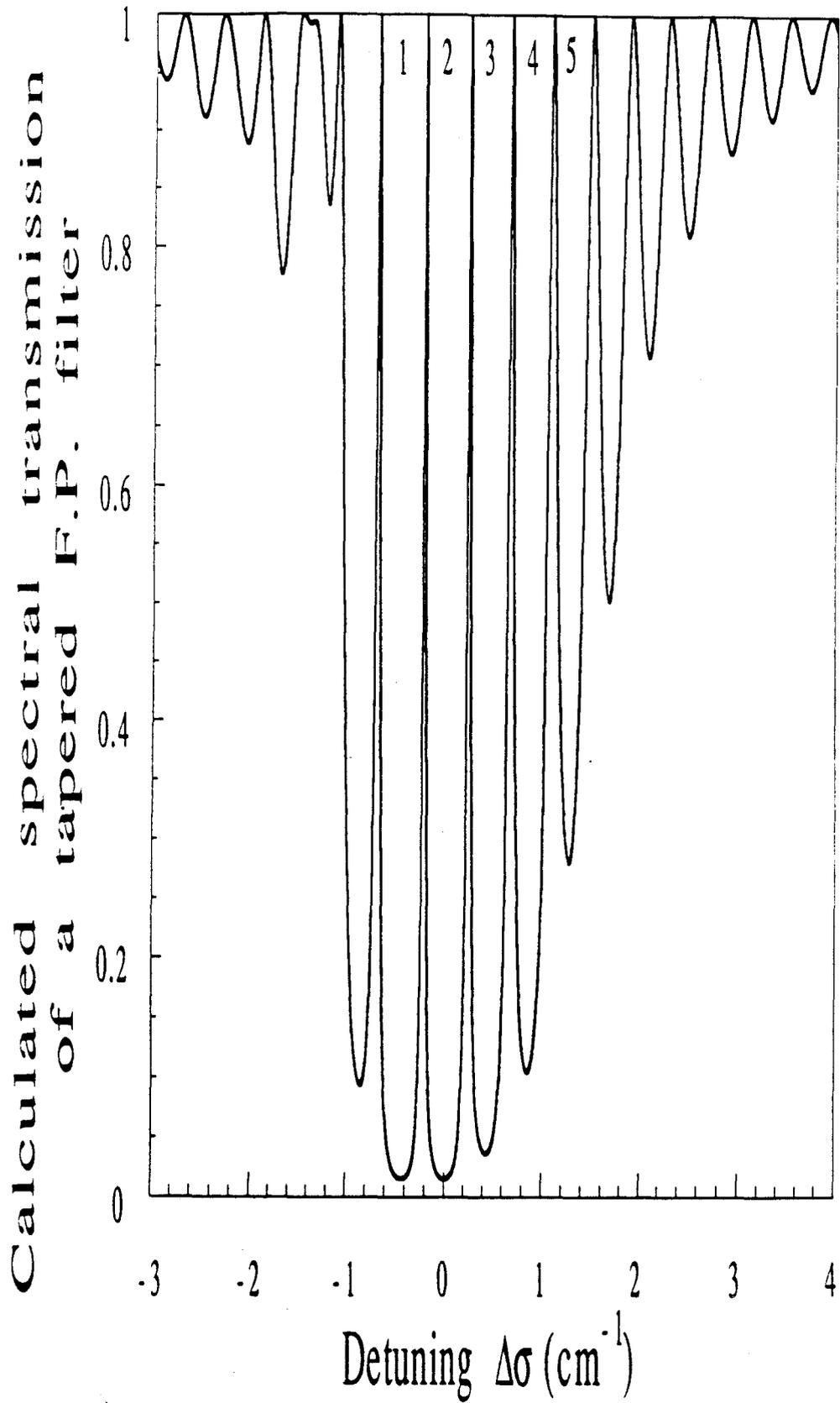


Figure 8b