

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES D'INSTABILITÉ DE MODULATION
VECTORIELLE DANS UNE FIBRE À SAUT D'INDICE CONTRAINTE
MÉCANIQUEMENT

SYLVAIN O'REILLY
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
AVRIL 2007



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-29247-1

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-29247-1

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

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

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES D'INSTABILITÉ DE MODULATION
VECTORIELLE DANS UNE FIBRE À SAUT D'INDICE CONTRAINTE
MÉCANIQUEMENT

présenté par: O'REILLY Sylvain

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

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

M. MACIEJKO Romain, Ph.D., président

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., membre et directeur de recherche

Mme LACROIX Suzanne, D. Sc., membre et codirectrice de recherche

M. SILVA Carlos, Ph.D., membre

À mes parents sans qui rien de ceci n'aurait été possible.

REMERCIEMENTS

Merci à tous mes collègues avec qui j'ai eu l'opportunité d'avoir d'excellentes discussions constructives, avec une mention particulière pour Bryan Burgoyne. Merci à mon épouse, Kim Thay, qui m'a fourni le support moral ainsi que plusieurs conseils pratiques. Merci à Mikaël Leduc et Francis Boismenu pour qui l'intérêt et l'implication dans mon projet ont certainement été source d'inspiration. Merci à Nicolas Godbout et Suzanne Lacroix qui ont cru à ma capacité de mener ce projet à terme et qui m'ont épaulé tout au long du parcours.

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente deux façons de réaliser l'instabilité de modulation vectorielle dans une fibre à saut d'indice à l'aide de biréfringence créée mécaniquement dans le but de réaliser une source de photons intriqués tout-fibre accordable en longueur d'onde. On présente deux processus distincts, soit la génération des photons de signal issus dans un premier temps d'une pompe polarisée le long de l'axe lent, puis d'une pompe polarisée à 45 degrés des axes propres. On présente quelques façons d'induire la biréfringence, notamment par courbure et par tension appliquée sur une fibre courbée. Le contrôle de la biréfringence dans la fibre optique permet d'ajuster en longueur d'onde la source de photons obtenue. Un traitement mathématique est fait à partir des équations des amplitudes couplées afin de trouver la matrice de transfert qui relie le nombre de photons des signaux après une certaine propagation dans la fibre à ceux à l'entrée de la fibre. Un passage à la mécanique quantique permet ensuite d'inclure l'émission spontanée dans les calculs. Expérimentalement, nous avons obtenu une accordabilité sur près de 15 nm avec un écart spectral entre la pompe et le signal systématiquement environ 15 % plus faible que ce qui a été prédit par la théorie, ce qui peut s'expliquer par l'imperfection de la modélisation ou par des considérations expérimentales.

ABSTRACT

This thesis reports two ways of achieving vectorial modulation instability in a step-index optical fibre with mechanically induced birefringence with the goal of realizing an all-fibre entangled photon source with a tunable wavelength. We investigate two distinct processes : the signal photons obtained first from a pump polarized along the slow axis of the fibre, and then from a pump polarized at 45 degrees from the main axes. We present several ways of inducing the birefringence, such as by bending the fibre and by applying tension on a bent fibre. The control of the birefringence allows us to tune the wavelength of the signal photons. A mathematical treatment is done from the coupled amplitude equations to find the transfer matrix wich link the number of signal photons after a given propagation in the fibre with those at the entrance of the fibre. We then switch to quantum mechanics in order to include spontaneous emission in our calculations. From an experimental viewpoint, we achieved tunability over 15 nm with a pump-signal spectral offset discrepancy of about 15 % from theoritical prediction, wich may be explained by inaccuracy of the parameter values in the model or by experimental issues.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xiv
LISTE DES TABLEAUX	xvii
LISTE DES ANNEXES	xviii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 INSTABILITÉ DE MODULATION VECTORIELLE . . .	3
1.1 Champ électromagnétique	4
1.1.1 Dispersion	4
1.1.2 Mélange à quatre ondes	5
1.2 Pompe dégénérée en polarisation	7
1.2.1 Équations couplées des amplitudes	8
1.2.2 Matrice de transfert	10
1.2.3 Cas particuliers	12
1.3 Gain	13
1.3.1 Caractérisation de la pompe	14

1.3.2	Émission spontanée	15
1.3.3	Gain asymptotique	21
1.3.4	Accord de phase	23
1.4	Pompe non-dégénérée en polarisation	25
1.4.1	Équations couplées des amplitudes (pour la pompe non dé- générée en polarisation)	26
1.4.2	Accord de phase (pour la pompe non dégénérée en polarisation)	27
1.5	Conclusion	28
CHAPITRE 2 BIRÉFRINGENCE ET ÉCART SPECTRAL		30
2.1	Biréfringence dans les fibres optiques	30
2.2	Caractérisation de la biréfringence	32
2.3	Mécanismes de biréfringence	34
2.3.1	Courbure	34
2.3.2	Tension courbée	35
2.3.3	Compression	36
2.3.4	Torsion	37
2.3.5	Biréfringence intrinsèque	38
2.4	Calcul des écarts spectraux dans le cas d'un enroulement sous tension	39
2.4.1	Désaccord de vitesse de groupe des signaux	42
CHAPITRE 3 EXPÉRIENCES		47
3.1	Montage expérimental	47
3.1.1	Sources pompe	48
3.1.2	Enroulements	50
3.2	Résultats	52
3.2.1	Effets non-linéaires	53
3.2.2	Étude en polarisation	57
3.2.3	Accordabilité	61

3.3	Autres expériences	64
3.3.1	Ti :saphir	65
3.3.2	Dispositifs à compression	65
3.3.3	Fibre à biréfringence intrinsèque	66
3.4	Développements futurs et perspectives	66
3.4.1	Filtrage	66
3.4.2	Détection	67
	CONCLUSION	69
	RÉFÉRENCES	70
	ANNEXES	71

LISTE DES FIGURES

FIG. 1.1	Schéma du processus non-linéaire avec pompes copolarisées	7
FIG. 1.2	Profil de l'émission spontanée	19
FIG. 1.3	Gain à partir de l'émission spontanée	20
FIG. 1.4	Courbe de gain pour l'IMV	22
FIG. 1.5	Gain Raman	23
FIG. 1.6	Schéma du processus non-linéaire avec pompes polarisées trans- verses	25
FIG. 2.1	Sphère de Poincaré	31
FIG. 2.2	Montage de caractérisation de la biréfringence	33
FIG. 2.3	Schéma d'une fibre comprimée entre deux plaques.	37
FIG. 2.4	Courbes d'accord de phase d'une fibre à cristaux photoniques, processus <i>ooee</i> et pompe le long de l'axe lent.	39
FIG. 2.5	Courbes d'accord de phase d'une fibre à cristaux photoniques (XLIM 1075), processus <i>ooee</i> et pompe le long de l'axe rapide.	40
FIG. 2.6	Longueur de battement en fonction de la force appliquée pour des enroulements de différents rayons de courbures.	41
FIG. 2.7	Écart spectral en fonction de la longueur de battement pour différentes puissances crête de pompe.	41
FIG. 2.8	Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus <i>ooee</i> dans une fibre SMF tendue- courbée	42
FIG. 2.9	Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus <i>ooee</i> dans une fibre Puremode tendue- courbée.	43

FIG. 2.10	Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus <i>oeoe</i> dans une fibre SMF tendue-courbée	43
FIG. 2.11	Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus <i>oeoe</i> dans une fibre Puremode tendue-courbée.	44
FIG. 2.12	Longueur de glissement pour une impulsion de 6,2 ps à 800 nm dans une fibre Puremode	45
FIG. 3.1	Schéma du montage expérimental	49
FIG. 3.2	Enroulement à tension accordable	51
FIG. 3.3	Enroulement alterné	52
FIG. 3.4	Évolution du spectre en fonction de la puissance incidente (à basse puissance)	54
FIG. 3.5	Évolution du spectre en fonction de la puissance incidente (à puissance intermédiaire)	55
FIG. 3.6	Évolution du spectre en fonction de la puissance incidente (à haute puissance)	56
FIG. 3.7	Spectre à la sortie des différents enroulements	57
FIG. 3.8	Spectre à la sortie des différents enroulements, courtes longueurs d'onde	58
FIG. 3.9	Génération de l'IMV en fonction de la polarisation d'entrée	60
FIG. 3.10	Résultats expérimentaux d'IMV dans un enroulement	61
FIG. 3.11	Polarisation du complémentaire du VMI	62
FIG. 3.12	Accordabilité de l'IMV dans les enroulements	63
FIG. 3.13	Accordabilité de l'IMV dans les demi-cylindres tendus	64
FIG. 3.14	Dispositif à compression	66
FIG. I.1	Dispersion de groupe pour la fibre PM1060	72
FIG. I.2	Dispersion de second ordre pour la fibre PM1060	72

FIG. I.3	Dispersion de groupe pour la fibre SMF TM	73
FIG. I.4	Dispersion de second ordre pour la fibre SMF TM	74

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

$\hat{a}$	Opérateur d'annihilation
$\hat{a}^\dagger$	Opérateur de création
$A(z)$	Amplitude du champ
A_{eff}	Aire effective
c	Vitesse de la lumière dans le vide
C_s	Coefficient de biréfringence
D_{np}	Facteur de dégénérescence
$\mathbf{D}$	Matrice diagonale
$\vec{E}(x, y, z, t)$	Vecteur de champ électrique
E	Énergie d'une impulsion
F	Force Appliquée
F_{rep}	Fréquence de répétition du laser
$\mathbf{F}$	Matrice de transfert
$F(x, y)$	Profil d'un mode
g	Gain paramétrique
g_R	Gain Raman
L	Longueur de propagation
L_b	Longueur de battement
L_W	Longueur de glissement
n	Nombre de photons
$\hat{n}$	Opérateur nombre
n_{eff}	Indice effectif d'un mode
n_0	Indice de réfraction du matériau
n_2	Indice non-linéaire par unité d'intensité optique
n_g	Indice de groupe

p_{ij}	Élément du tenseur élasto-optique
P	Puissance
P_0	Puissance crête
$\mathbf{P}$	Matrice de passage
r	Rayon de la gaine optique
R	Rayon de courbure
S	Densité spectrale d'énergie
$\hat{\mathbf{e}}$	Vecteur de polarisation
t	Temps
v_g	Vitesse de groupe
vp	Valeur propre
VP	Vecteur propre
z	Coordonnée de position selon l'axe de propagation
α	Biréfringence de torsion
β	Constante de propagation
$\beta^{(i)}$	Coefficient de Taylor d'ordre i du développement de la constante de propagation
$\Delta\beta_{tc}$	Biréfringence de tension courbée
$\Delta\beta_c$	Biréfringence de courbure
δ_{mn}	Delta de Kronecker
ϵ	Allongement relatif
γ	Coefficient non-linéaire
Γ	Gain paramétrique à l'accord de phase parfait
κ	Demi désaccord de phase net
λ	longueur d'onde
ν_p	Coefficient de Poisson

σ	Élargissement temporel ou spectral
τ	Nombre de tour/mètre d'une fibre en torsion
$\chi^{(i)}$	Tenseur de susceptibilité d'ordre i
ϕ	Phase de l'onde
ω	fréquence angulaire
Ω	Écart spectral (en fréquence angulaire)

LISTE DES TABLEAUX

TAB. 3.1	Paramètres des différents enroulements simples	51
TAB. 3.2	Raies d'émission mesurées et théoriques du Nd :YAG	53
TAB. 3.3	Raies d'émission mesurées et calculée de l'IMV et de l'effet Raman	55
TAB. 3.4	Effets non-linéaires à haute puissance	56
TAB. I.1	Spécifications de la fibre Puremode	71
TAB. I.2	Spécifications de la fibre SMF28	73

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I	DESCRIPTION DES FIBRES UTILISÉES	71
I.1	Fibre Puremode TM	71
I.2	Fibre SMF28 TM	71

INTRODUCTION

Ce mémoire traite des calculs et des expériences qui ont été effectués dans le but d’obtenir une source de photons intriqués tout-fibre ajustable en longueur d’onde. Les sources de photons intriqués sont d’un grand intérêt pour l’implémentation de protocoles de cryptographie quantique (Gisin et al., 2002) ainsi que pour l’étude de plusieurs types de phénomènes tels que la téléportation quantique. Plusieurs équipes de recherche ont conçu différentes sources, dont certaines sont extrêmement efficaces (Kwiat et al., 1995). Cependant, lorsqu’il y a des pertes, la qualité de l’intrication en souffre rapidement. C’est pourquoi plusieurs équipes se tournent vers des technologies tout-fibre (Li et al., 2005), minimisant ainsi les pertes d’injection de la source dans la fibre de transport. Les fibres utilisées sont unimodales aux longueurs d’onde d’intérêt.

La technique de production des photons intriqués varie beaucoup d’une équipe à l’autre. Le schéma que nous allons utiliser, l’instabilité de modulation vectorielle (IMV), a déjà été étudié selon l’approche classique (Agrawal, 2001) et quantique (E. Brainis, 2005). L’IMV est un mélange à quatre ondes : puisqu’il est relié au coefficient $\chi^{(3)}$, il est présent dans les fibres optiques. En accord avec le principe de conservation d’énergie, deux photons de pompe de fréquences identiques sont convertis en deux photons de fréquences différentes, mais dont la somme des fréquences égale la somme des fréquences des deux photons de pompe. La conversion est efficace s’il y a accord de phase entre les signaux et la pompe. Pour obtenir cet accord de phase, on induit mécaniquement de la biréfringence dans la fibre. La biréfringence permet de générer les fréquences désirées et le contrôle que l’on a sur cette biréfringence permet d’accorder la fréquence des signaux. Puisque le processus tire son origine en partie de la biréfringence, il dépend de la polarisation, d’où l’appellation “vectoriel”.

Nous privilégions d'induire la biréfringence mécaniquement, tel qu'étudié par l'équipe de Murdoch (Murdoch et al., 1997). Ceci nous permet d'ajuster la longueur d'onde des photons intriqués en contrôlant les contraintes appliquées sur la fibre. Il y a différentes façons d'obtenir la biréfringence par contraintes dans les fibres (Rashleigh, 1982). La méthode choisie pour ce projet est celle de l'enroulement tendu. On enroule typiquement entre 5 et 40 mètres de fibre à saut d'indice autour d'un cylindre de 2,54 cm de diamètre en tendant la fibre par un poids variant entre 150 et 800 g.

Un aspect important du projet est que l'amorce du signal provient de l'émission spontanée. Nous allons démontrer la relation permettant de prédire le comportement en puissance du signal, obtenue en appliquant les opérateurs de création/annihilation sur les "états nombre".

Le premier chapitre traite de la théorie des effets non-linéaires d'intérêt. Nous y présentons les expressions du gain des signaux produits à partir de l'émission spontanée. Nous abordons ensuite dans le chapitre 2, le concept de biréfringence qui permet de calculer les propriétés spectrales des photons produits. Nous terminons avec le chapitre 3 par une description des expériences effectuées ainsi que les résultats obtenus.

CHAPITRE 1

INSTABILITÉ DE MODULATION VECTORIELLE

Ce chapitre présente la théorie nécessaire à l'explication de l'instabilité de modulation vectorielle (IMV). On introduit d'abord lors de la section 1.1 les notions de base nécessaires pour poser le système d'équations couplées décrivant l'IMV. On résout ensuite ces équations pour obtenir les matrices de transfert décrivant l'évolution des champs optiques. Ces matrices révèlent que pour certaines longueurs d'onde, les champs du signal peuvent être en accord de phase avec ceux de la pompe et donner lieu au gain paramétrique. Le gain, pour une fréquence donnée, dépend de l'accord de phase, tandis que l'accord de phase dépend de la biréfringence présente dans la fibre optique. Pour une biréfringence donnée, il y a deux fréquences en accord de phase parfait. Les champs à ces fréquences sont appelés d'une part Stokes (ou signal) pour celui de plus basse fréquence et anti-Stokes (ou complémentaire) pour celui de plus grande fréquence. Une fois que les équations de gain en fonction de l'accord de phase sont obtenues, on développe les équations liant les fréquences en accord de phase avec la biréfringence. Les sections 1.2 et 1.3 étudient l'IMV lorsque le faisceau pompe est polarisé selon l'axe lent de la fibre biréfringente, tandis que de la section 1.4 reprend les résultats pour un faisceau pompe polarisé à 45 degrés entre les axes lent et rapide.

1.1 Champ électromagnétique

De façon générale, on écrit le champ électrique d'un mode qui se propage le long de z avec un indice effectif n_{eff} , à une fréquence particulière de la façon suivante

$$\vec{\mathcal{E}}(x, y, z) = A(z)F(x, y)e^{i\frac{n_{\text{eff}}\omega}{c}z}e^{-i\omega t}\hat{\mathbf{e}} \quad (1.1)$$

où $A(z)$ représente l'enveloppe de l'onde et $F(x, y)$ correspond au profil transversal du champ électrique. La polarisation est décrite par le vecteur unitaire $\hat{\mathbf{e}}$ et ω est la fréquence porteuse. Dans ce qui suit, la partie temporelle de la phase oscillant rapidement est omise puisque nous travaillons avec des impulsions de l'ordre de quelques picosecondes ou plus. L'expression du champ qui nous intéresse est l'enveloppe évoluant en z affectée de sa phase spatiale de propagation, le reste étant pris en compte ultérieurement. L'enveloppe s'exprime

$$E(\omega, z) = A(z)e^{i\frac{n_{\text{eff}}\omega}{c}z}. \quad (1.2)$$

1.1.1 Dispersion

La relation de dispersion fait état de la dépendance de la vitesse de phase d'une onde avec la fréquence angulaire ω . Cette dépendance peut être exprimée sur l'indice effectif, ou sur la constante de propagation β .

$$\beta = \frac{n_{\text{eff}}\omega}{c} \quad (1.3)$$

Notez que l'on fait référence à l'indice effectif d'un mode particulier, incluant la dispersion du matériau et de guidage, mais en omettant la dépendance non-linéaire de l'indice en fonction de l'intensité optique. Cette dépendance est explicitée ultérieu-

rement. Il est très utile de développer cette relation autour d'une fréquence centrale ω_0 (qui dans notre cas est la fréquence pompe). L'écart spectral entre la fréquence d'intérêt ω et la fréquence centrale ω_0 du développement est noté $\Omega = \omega - \omega_0$ de sorte que

$$\beta = \beta^{(0)} + \Omega\beta^{(1)} + \frac{\Omega^2}{2}\beta^{(2)} + \frac{\Omega^3}{6}\beta^{(3)}\dots \quad (1.4)$$

où

$$\beta^{(i)} = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (1.5)$$

Prenons soin de remarquer l'expression de la vitesse de groupe

$$\frac{1}{\beta^{(1)}} = v_g = \frac{c}{n_{\text{eff}} + \omega \frac{dn_{\text{eff}}}{d\omega}} = \frac{c}{n_g} \quad (1.6)$$

où n_g est l'indice de groupe de mode.

1.1.2 Mélange à quatre ondes

Dans les équations de Maxwell, l'interaction du champ avec le milieu apparaît par le biais de la permittivité ϵ directement reliée à la susceptibilité électrique χ . Un champ $\vec{E}$ étant appliqué, la réponse du milieu est caractérisée par le vecteur polarisation $\vec{P}$ qui est lié au champ électrique par le tenseur de susceptibilité électrique. Selon les processus étudiés, on prend l'ordre d'interaction associé. Par exemple, dans la fibre optique, le premier processus non-linéaire en importance est celui d'ordre 3, régi par le coefficient $\chi^{(3)}$. La polarisation de troisième ordre s'écrit

$$P_i^{(3)}(\omega_1) = \epsilon_0 D_{np} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4) : E_j(\omega_2) E_k(\omega_3) E_l(\omega_4). \quad (1.7)$$

Nous avons introduit le facteur de dégénérescence D_{np} qui tient compte de la répétition de certains termes.

$$D_{np} = \frac{P_p^n}{2^{q_d - q_g}} \quad (1.8)$$

où

- P_p^n est le nombre de permutations distinguables possibles de p éléments distincts dans un ensemble de n éléments ;
- q_d est le nombre de fréquences non nulles dans le terme de droite de l'équation 1.7 ;
- q_g est le nombre de fréquences non nulles dans le terme de gauche de l'équation 1.7.

De plus, nous avons introduit le tenseur de susceptibilité de troisième ordre $\chi_{ijkl}^{(3)}$ qui, dans un milieu isotrope telle la silice, obéit aux relations suivantes

$$\frac{\chi_{iiii}^{(3)}}{3} = \chi_{iijj}^{(3)} = \chi_{ijij}^{(3)} = \chi_{ijji}^{(3)} \quad (1.9)$$

Notons que les autres valeurs du tenseur sont nulles. On note donc, en passant, que les processus copolarisés sont trois fois plus efficaces que les autres.

Par ailleurs, nous effectuons l'approximation que le coefficient $\chi^{(3)}$ ne dépend pas des fréquences en jeu. En effet, nous sommes loin des résonances et notre intervalle spectral est relativement faible.

On définit quelques variables reliées aux effets non-linéaires de troisième ordre utiles dans la suite du mémoire

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{Re} \{ \chi_{xxxx}^{(3)} \} \quad (1.10)$$

où μ_0 et ϵ_0 sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide, n_0 est l'indice linéaire du matériau (la silice dans ce cas-ci). La partie réelle de la composante

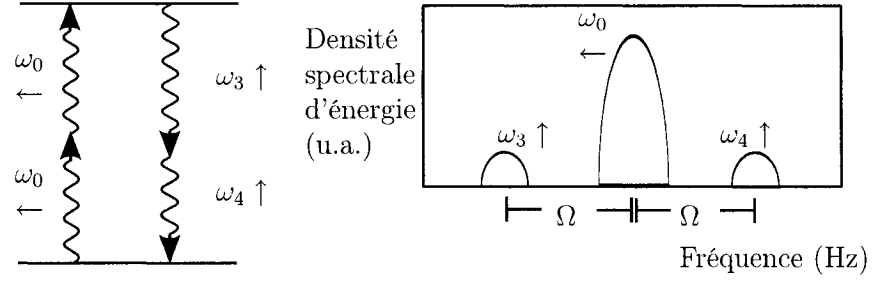


FIG. 1.1 : À gauche, diagramme d'énergie pour le processus *ooee*. À droite, mesure attendue sur l'analyseur de spectre. Les flèches indiquent la polarisation des photons.

diagonale du tenseur de susceptibilité de troisième ordre est notée $\text{Re} \left\{ \chi_{xxxx}^{(3)} \right\}$. La partie imaginaire du tenseur de susceptibilité d'ordre 3 est liée à l'absorption non-linéaire du matériaux et est négligée. Nous prenons $n_2 = 2,3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. On introduit finalement le coefficient de non-linéarité

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{\text{eff}}} \quad (1.11)$$

où l'aire effective du mode fondamental A_{eff} est définie de sorte que l'intensité optique dans la fibre s'écrive $I = \frac{P_0}{A_{\text{eff}}}$.

1.2 Pompe dégénérée en polarisation

On présente dans cette section une première façon de réaliser l'IMV. À partir d'un ensemble d'équations de Schrödinger non-linéaires couplées, on détermine les matrices de transfert régissant la croissance du signal d'IMV. Ces matrices servent ensuite à calculer le gain du signal sous différentes conditions.

Dans ce schéma d'IMV, les champs des faisceaux de pompe sont copolarisés selon l'axe lent d'une fibre biréfringente. La biréfringence donne lieu à des conditions d'accord de phase permettant le transfert de puissance entre la pompe et d'éventuels

signaux. Ces signaux sont selon l'axe rapide, de telle sorte que par analogie aux processus dans les cristaux biréfringents, on fait référence au processus *ooee* dans ce cas-ci. On prend d'une façon générale les indices 1 et 2 pour les champs de pompe et 3 et 4 pour le signal et le complémentaire respectivement. La situation est résumée sur la figure 1.1. Puisque dans ce cas-ci la pompe est complètement dégénérée, on combine, lors des calculs, les champs de pompe dans une seule amplitude et l'on s'y réfère à l'aide de l'indice 0.

1.2.1 Équations couplées des amplitudes

L'équation de départ est simplement l'évolution des champs électromagnétiques dont la propagation est affectée d'effets non-linéaires. Cependant, puisqu'il y a plusieurs champs interagissant, on doit exprimer l'évolution des champs à l'aide d'un système d'équations de Schrödinger non-linéaires couplées qui s'expriment comme suit (Cappellini, 1991)

$$\frac{dA_0}{dz} = i\gamma \left(|A_0|^2 + \frac{2}{3}|A_3|^2 + \frac{2}{3}|A_4|^2 \right) A_0 + i\frac{2\gamma}{3} A_0^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \quad (1.12)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\gamma \left(|A_3|^2 + \frac{2}{3}|A_0|^2 + 2|A_4|^2 \right) A_3 + i\frac{\gamma}{3} A_0^2 A_4^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.13)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = i\gamma \left(|A_4|^2 + \frac{2}{3}|A_0|^2 + 2|A_3|^2 \right) A_4 + i\frac{\gamma}{3} A_0^2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z}. \quad (1.14)$$

Les coefficients devant les différents termes sont issus du facteur de dégénérescence (équation 1.8) et de la valeur du $\chi^{(3)}$ (équation 1.9). On note que, dans ce cas, $\Delta\beta = \beta_3 + \beta_4 - 2\beta_0$. Puisque les signaux sont faibles par rapport à la pompe, on peut négliger certains termes. Lorsqu'une sommation contient des produits d'amplitudes de pompe et de signaux, on ne garde que les termes dominants. Par exemple, dans l'équation 1.13, puisqu'on a $\frac{2}{3}|A_0|^2 A_3 \gg 2|A_4|^2 A_3$, on néglige le second terme. On conjugue aussi l'équation de l'amplitude du complémentaire (équation 1.14). On

obtient alors le système simplifié suivant

$$\frac{dA_0}{dz} = i\gamma|A_0|^2 A_0 \quad (1.15)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\gamma \left(\frac{2}{3}|A_0|^2 \right) A_3 + i\frac{\gamma}{3} A_0^2 A_4^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.16)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = -i\gamma \left(\frac{2}{3}|A_0|^2 \right) A_4^* - i\frac{\gamma}{3} (A_0^*)^2 A_3 e^{i\Delta\beta z}. \quad (1.17)$$

Puisque nous négligeons les pertes par absorption et que nous travaillons à faibles signaux (sans appauvrir la pompe), on peut dire que l'enveloppe de la pompe est constante. Seule sa phase varie. L'équation (1.15) a alors la solution

$$A_0(z) = A_0(0)e^{i\gamma|A_0|^2 z}. \quad (1.18)$$

On effectue ensuite le changement de variables

$$A_3 = a_3 e^{-i\frac{\Delta\beta}{2}z + i\gamma|A_0|^2 z} \quad (1.19)$$

$$A_4^* = a_4^* e^{i\frac{\Delta\beta}{2}z - i\gamma|A_0|^2 z}. \quad (1.20)$$

En définissant

$$\Gamma = \frac{\gamma}{3}|A_0|^2 \quad (1.21)$$

et

$$\kappa = \frac{\Delta\beta}{2} - \frac{\gamma}{3}|A_0|^2 \quad (1.22)$$

on obtient le système d'équations suivant, appelé matrice de couplage.

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_3 \\ a_4^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\kappa & i\Gamma \\ -i\Gamma & -i\kappa \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3 \\ a_4^* \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

On remarque qu'il y a dans l'expression de κ (équation 1.22) un terme de désaccord de phase linéaire ($\Delta\beta$). Ce dernier dépend de la fréquence des signaux via la rela-

tion de dispersion. Cette dépendance est importante pour décrire le comportement spectral du gain tout au long de la suite du mémoire.

1.2.2 Matrice de transfert

Le système précédent décrit l'évolution des modes de propagation soumis au couplage. La matrice a pour valeurs propres

$$vp_{\pm} = \pm g = \pm \sqrt{\Gamma^2 - \kappa^2}. \quad (1.24)$$

On allège la notation en prenant $\delta = \frac{\kappa}{\Gamma}$. Les vecteurs propres normalisés s'écrivent

$$VP_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -\delta \mp i\sqrt{1-\delta^2} \end{bmatrix}. \quad (1.25)$$

On peut voir que si nous sommes à l'accord de phase parfait ($\kappa = 0$), ces vecteurs propres s'écrivent

$$VP_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (1.26)$$

On voit que les champs a_3 et a_4^* sont en quadrature, c'est-à-dire qu'ils ont une différence de phase constante de $\pm \frac{\pi}{2}$. On appelle ces vecteurs propres (composés des champs a_3 et a_4^*) les “supermodes” propres de la structure. On cherche à exciter l'un de ces deux supermodes, l'autre se retrouvant atténué. On veut obtenir la matrice de transfert entre les amplitudes afin de connaître les conditions de gain des signaux. Cette matrice de transfert, liant l'amplitude des signaux avant et après propagation dans la fibre, s'écrit $\mathbf{F} = \mathbf{PDP}^{-1}$, $\mathbf{P}$ étant la matrice de passage

constituée des vecteurs propres normalisés et $\mathbf{D}$ étant la matrice diagonale suivante

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} e^{gz} & 0 \\ 0 & e^{-gz} \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

et

$$\mathbf{P} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -\delta - i\sqrt{1-\delta^2} & -\delta + i\sqrt{1-\delta^2} \end{bmatrix}. \quad (1.28)$$

On trouve que le déterminant de P vaut $i\sqrt{1-\delta^2}$ et que son inverse est

$$\mathbf{P}^{-1} = \frac{-i}{\sqrt{2}(1-\delta^2)} \begin{bmatrix} -\delta + i\sqrt{1-\delta^2} & -1 \\ \delta + i\sqrt{1-\delta^2} & 1 \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

et donc

$$\mathbf{PDP}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{e^{gz}+e^{-gz}}{2} + \frac{\delta}{\sqrt{1-\delta^2}} \frac{e^{-gz}-e^{gz}}{2i} & \frac{e^{-gz}-e^{gz}}{2i} \frac{1}{\sqrt{1-\delta^2}} \\ \frac{e^{gz}-e^{-gz}}{2i} \frac{1}{\sqrt{1-\delta^2}} & \frac{e^{gz}+e^{-gz}}{2} + \frac{\delta}{\sqrt{1-\delta^2}} \frac{e^{gz}-e^{-gz}}{2i} \end{bmatrix}. \quad (1.30)$$

De façon générale, on écrit l'expression de la matrice de transfert

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{bmatrix}. \quad (1.31)$$

Les coefficients s'expriment

$$\begin{aligned} F_{11} &= \cosh(gz) - \frac{i\kappa}{g} \sinh(gz) \\ F_{12} &= -\frac{i\Gamma}{g} \sinh(gz) \\ F_{21} &= \frac{i\Gamma}{g} \sinh(gz) \\ F_{22} &= \cosh(gz) + \frac{i\kappa}{g} \sinh(gz). \end{aligned} \quad (1.32)$$

où Γ , κ et g sont définis par les équations 1.21, 1.22 et 1.24 respectivement. Ces

équations sont valides pour toutes valeurs de κ et donc de longueur d'onde. Pour certains intervalles de longueurs d'onde, on peut tirer des résultats particuliers que l'on présente à la section suivante.

1.2.3 Cas particuliers

Lorsqu'on a l'accord de phase parfait ($\kappa = 0$), on retrouve le cas énoncé le plus fréquemment, à savoir

$$\begin{aligned} F_{11} &= \cosh(gz) \\ F_{12} &= -i \sinh(gz) \\ F_{21} &= i \sinh(gz) \\ F_{22} &= \cosh(gz). \end{aligned} \tag{1.33}$$

Cette équation est valide pour la longueur d'onde qui respecte parfaitement l'accord de phase. Si le signal qui est amplifié est à cette longueur d'onde, sa croissance est maximale.

Dans le cas où il n'y a pas d'accord de phase et que le gain g est imaginaire, le couplage entre les amplitudes des signaux s'atténue et il ne reste qu'un désaccord de phase entre les signaux. Cette situation correspond à $\Gamma < \kappa$ dans l'expression 1.24, on peut alors réécrire

$$\begin{aligned} F_{11} &= \cos(\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}z) - \frac{i\kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}} \sin(\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}z) \\ F_{12} &= -\frac{i\Gamma}{\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}} \sin(\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}z) \\ F_{21} &= \frac{i\Gamma}{\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}} \sin(\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}z) \\ F_{22} &= \cos(\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}z) + \frac{i\kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}} \sin(\sqrt{\kappa^2 - \Gamma^2}z). \end{aligned} \tag{1.34}$$

Cette équation montre que, même si l'on est dans une région où le gain est imaginaire, on obtient une certaine croissance du signal. Si nous sommes très loin de

l'accord de phase ($\kappa \rightarrow \infty$ et $g \rightarrow -i\kappa$), la matrice de transfert devient

$$\begin{aligned} F_{11} &= \cos(\kappa z) - i \sin(\kappa z) = e^{-i\kappa z} \\ F_{12} &= 0 \\ F_{21} &= 0 \\ F_{22} &= \cos(\kappa z) + i \sin(\kappa z) = e^{i\kappa z}. \end{aligned} \tag{1.35}$$

Ces équations sont utiles dans le cas où l'on a une fibre biréfringente avec des signaux en accord de phase dans un premier tronçon de fibre, et qu'on change ensuite de façon importante la biréfringence dans le tronçon suivant. Les signaux cessent alors d'être en accord de phase et leur matrice de transfert est décrite par l'équation 1.35. On voit que les champs a_3 et a_4^* ne se couplent plus et acquièrent une phase relative qui oscille d'autant plus vite que le désaccord de phase est grand. Ils ne s'identifient plus aux supermodes propres définis lors à l'équation 1.25 et ne sont plus l'objet de gain.

Nous venons de montrer les matrices de transfert des champs des signaux lors d'une propagation sur une distance z . On a vu que ces matrices peuvent s'écrire différemment selon que nous sommes près ou loin de l'accord de phase. De plus, nous avons vu que ces matrices dépendent du gain g et que ce gain dépend du désaccord de phase κ (équations 1.21, 1.22 et 1.24). Au cours des prochaines sections de ce chapitre, on étudie le gain et l'accord de phase en fonction de la biréfringence afin de compléter l'étude de l'évolution des signaux par les matrices de transfert.

1.3 Gain

Le gain est au cœur de la conception de la source. On présente en premier lieu quelques notions relatives à la caractérisation des impulsions. Nous appliquons

ensuite les matrices de transfert dans deux situations différentes : d'abord lorsque l'amorce du signal se fait par l'émission spontanée et ensuite lorsque la puissance du signal est suffisamment importante pour ne considérer que l'émission stimulée (gain asymptotique). Nous terminons par une étude de l'accord de phase.

1.3.1 Caractérisation de la pompe

Quelques définitions concernant les puissances et densités spectrales d'énergie sont introduites pour clarifier le développement.

L'énergie d'une impulsion peut être mesurée à l'aide de deux quantités, la puissance $P(t)$ et la densité spectrale d'énergie $S(\omega)$.

$$E = \int P(t)dt = \int S(\omega)d\omega. \quad (1.36)$$

On représente les impulsions par des gaussiennes telles que

$$P(t) = P_0 e^{\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right)} \quad (1.37)$$

$$S(\omega) = S_0 e^{\left(-\frac{\Omega^2}{2\sigma_\omega^2}\right)}. \quad (1.38)$$

où t est le temps relatif au centre de l'impulsion. Les impulsions sont supposées Fourier-limitées avec $\sigma_t\sigma_\omega = \frac{1}{2}$. La valeur crête de la densité spectrale d'énergie, soit à la fréquence de pompe ($\Omega = 0$) est

$$S_0 = \frac{P_0}{2\sigma_\omega^2}. \quad (1.39)$$

Les élargissements σ sont liés aux pleines largeurs à mi-hauteur par

$$\Delta t_{\frac{1}{2}} = 2\sigma_t \sqrt{2\ln 2} \quad (1.40)$$

$$\Delta \omega_{\frac{1}{2}} = 2\sigma_\omega \sqrt{2\ln 2}. \quad (1.41)$$

Notons par ailleurs le lien entre la puissance crête P_0 et la puissance moyenne (mesurée) P_m

$$P_0 = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{P_m}{F_{\text{rep}} \cdot \Delta t_{\frac{1}{2}}} \quad (1.42)$$

où F_{rep} est la fréquence de répétition. En terme de photons composant l'impulsion, on le déduit par

$$E = n\hbar\omega = \sqrt{2\pi}\sigma_t P_0 = \sqrt{2\pi}\sigma_\omega S_0 = \frac{P_m}{F_{\text{rep}}}. \quad (1.43)$$

où n est le nombre de photons.

1.3.2 Émission spontanée

Puisque nous partons de l'émission spontanée, il est nécessaire de faire un passage à la mécanique quantique. Les justifications du transfert de la mécanique classique vers la mécanique quantique ne sont pas explicitées ici, le lecteur intéressé pouvant consulter des ouvrages d'optique quantique (Maciejko, 2006). De même, nous énonçons quelques propriétés des “états nombre” et des opérateurs de création et d'annihilation.

Propriétés

Nous travaillons avec les états nombres $|n\rangle$ où n est le nombre de photons dans un mode donné. Ces états sont orthonormaux et l'opérateur nombre est l'opérateur propre de cette base.

$$\langle n|m\rangle = \delta_{mn} \quad (1.44)$$

$$\hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle = \hat{n} |n\rangle = n |n\rangle. \quad (1.45)$$

Dans cette base, les opérateurs création et annihilation s'expriment

$$\hat{a} |n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle \quad (1.46)$$

$$\hat{a}^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle. \quad (1.47)$$

On voit que ces opérateurs changent l'état sur lequel ils sont appliqués. Puisque ces états sont orthonormaux, il faudra, dans le calcul d'un élément de matrice, que les états “bra” et “ket” après l'application des opérateurs de création et d'annihilation soient identiques pour que cet élément soit non nul. Ces mêmes opérateurs respectent les relations de commutation

$$[\hat{a}_m, \hat{a}_n^\dagger] = \delta_{mn} \quad (1.48)$$

$$[\hat{a}_m, \hat{a}_n] = 0 \quad (1.49)$$

$$[\hat{a}_m^\dagger, \hat{a}_n^\dagger] = 0. \quad (1.50)$$

Évolution du nombre de photons

Ce qui représente le mieux l'amplitude du champ classique est la combinaison des opérateurs création/annihilation. Ils peuvent être introduits comme les opérateurs

excitant les modes d'un oscillateur harmonique électromagnétique. Nous posons le passage de la physique classique à la physique quantique selon

$$a_3 \rightarrow \hat{a}_3 \quad (1.51)$$

$$a_4^* \rightarrow \hat{a}_4^\dagger \quad (1.52)$$

où a_i est une amplitude classique et $\hat{a}_i$ l'opérateur quantique correspondant. Regardons, dans un premier temps, l'évolution des opérateurs $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ dans le cas où le processus est en accord de phase parfait. Pour ce faire, on applique la matrice de transfert de l'équation 1.33.

$$\begin{bmatrix} \hat{a}_3(z) \\ \hat{a}_4^\dagger(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(gz) & -i \sinh(gz) \\ i \sinh(gz) & \cosh(gz) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{a}_3(0) \\ \hat{a}_4^\dagger(0) \end{bmatrix} \quad (1.53)$$

L'expression des opérateurs nombres $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ est par conséquent

$$\begin{aligned} \hat{a}_4^\dagger(z) \hat{a}_4(z) &= \hat{a}_4^\dagger(0) \hat{a}_4(0) \cosh^2(gz) + \left[1 + \hat{a}_3^\dagger(0) \hat{a}_3(0) \right] \sinh^2(gz) \\ &\quad - \frac{i}{2} \sinh(2gz) \left[\hat{a}_4^\dagger(0) \hat{a}_3^\dagger(0) - \hat{a}_4(0) \hat{a}_3(0) \right] \end{aligned} \quad (1.54)$$

$$\begin{aligned} \hat{a}_3^\dagger(z) \hat{a}_3(z) &= \hat{a}_3^\dagger(0) \hat{a}_3(0) \cosh^2(gz) + \left[1 + \hat{a}_4^\dagger(0) \hat{a}_4(0) \right] \sinh^2(gz) \\ &\quad + \frac{i}{2} \sinh(2gz) \left[\hat{a}_3^\dagger(0) \hat{a}_4^\dagger(0) - \hat{a}_3(0) \hat{a}_4(0) \right]. \end{aligned} \quad (1.55)$$

On peut remarquer l'apparition d'une unité devant le facteur en $\sinh^2(gz)$. Ce terme vient de la commutation entre les opérateurs ; on n'aurait pu le déduire à partir du traitement classique. On calcule le nombre de photon tel que $n(z) = \langle n | \hat{a}^\dagger(z) \hat{a}(z) | n \rangle$. D'après les équations 1.46 et 1.47, les termes en $\langle n | \hat{a}_4^\dagger(0) \hat{a}_3^\dagger(0) - \hat{a}_4(0) \hat{a}_3(0) | n \rangle$ sont nuls puisque les "états nombre" sont orthogonaux. On obtient

pour l'évolution du nombre de photons à l'accord de phase

$$n_3(z) = n_3(0) \cosh^2(gz) + [1 + n_4(0)] \sinh^2(gz) \quad (1.56)$$

$$n_4(z) = n_4(0) \cosh^2(gz) + [1 + n_3(0)] \sinh^2(gz). \quad (1.57)$$

On voit que si l'état nombre avait été le vide ($n_3(0) = n_4(0) = 0$), la croissance aurait tout de même été

$$n_3(z) = n_4(z) = \sinh^2(gz). \quad (1.58)$$

Si le calcul de gain avait été fait sur les amplitudes classiques, on n'aurait rien obtenu pour une puissance incidente nulle. Nous devons donc raisonner en terme de nombre de photons, laissant tomber toute l'information sur la phase. On peut déduire de ce qui précède la fonction de transfert du nombre de photons sous forme matricielle pour le cas général.

$$\begin{bmatrix} n_3(z_2) \\ n_4(z_2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |F_{11}(\Delta z)|^2 & |F_{12}(\Delta z)|^2 \\ |F_{21}(\Delta z)|^2 & |F_{22}(\Delta z)|^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_3(z_1) \\ n_4(z_1) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} |F_{12}(\Delta z)|^2 \\ |F_{21}(\Delta z)|^2 \end{bmatrix} \quad (1.59)$$

Le calcul détaillé montre que, même hors de la zone d'accord de phase, il y a tout de même un peu de gain pour certaines fréquences et qu'il y a toujours de l'émission spontanée. De ce calcul, on obtient la figure 1.2. De plus, on montre sur la figure 1.3 la croissance du gain pour différentes longueurs de fibre.

Ce traitement est surtout nécessaire pour la croissance initiale du gain paramétrique. On peut montrer que ce résultat est équivalent, en terme de nombre de photons, à prendre $n_3(0) = n_4(0) = \frac{1}{2}$, soit un demi photon par mode (E. Brainis, 2005), et à utiliser le formalisme classique avec un bruit initial incohérent (de façon à ce que les termes en $\hat{a}_4^*(0)\hat{a}_3^*(0) - \hat{a}_4(0)\hat{a}_3(0)$ s'annulent en moyenne). La définition de mode est quant à elle un peu arbitraire. Il a été suggéré de représenter ces modes

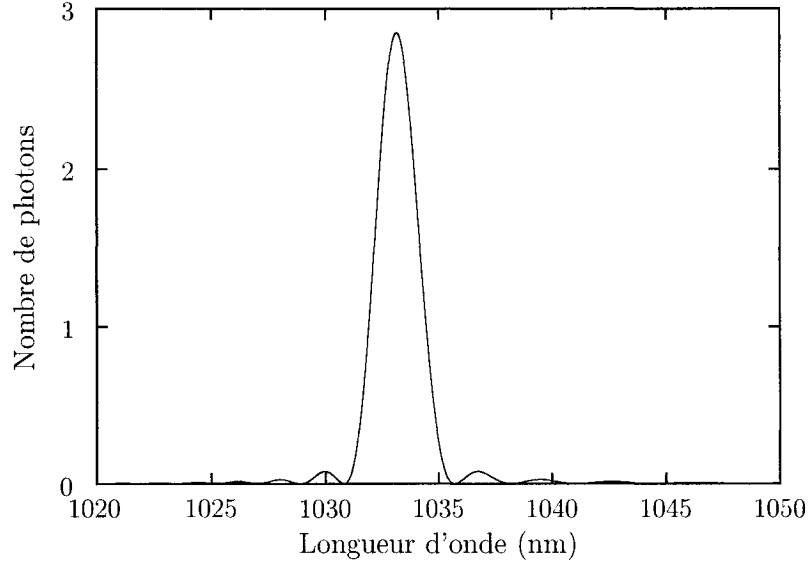


FIG. 1.2 : Émission spontanée pour une puissance crête incidente de 431 W et une longueur de propagation de 1,5 m. Le coefficient de non-linéarité est $\gamma = 6 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ (fibre PuremodeTM). La longueur d'onde de pompe est $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

comme des surfaces élémentaires (respectant le principe d'Heisenberg) dans un plan temps-fréquence (Mallat, 1998). Ces surfaces sont délimitées par des distributions gaussiennes de Wigner-Ville et leurs frontières exactes sont déterminées selon les besoins de l'orthogonalité de ces modes. La convention habituelle est

$$\sigma_t \times \sigma_\omega = \frac{1}{2}. \quad (1.60)$$

De notre côté, on considère que ces équations gouvernent l'évolution de l'énergie d'une impulsion en autant que la pompe soit "Fourier-limitée". Si ce n'est pas le cas, l'étude se complique. D'abord, si l'impulsion est plus large temporellement, il y a moins de puissance crête et donc moins d'effets non-linéaires. Si l'impulsion est plus large spectralement, il est plus difficile de détecter un pic de densité spectrale d'énergie évasé (la pompe étant large, le signal l'est aussi puisqu'il dépend de la longueur d'onde de pompe).

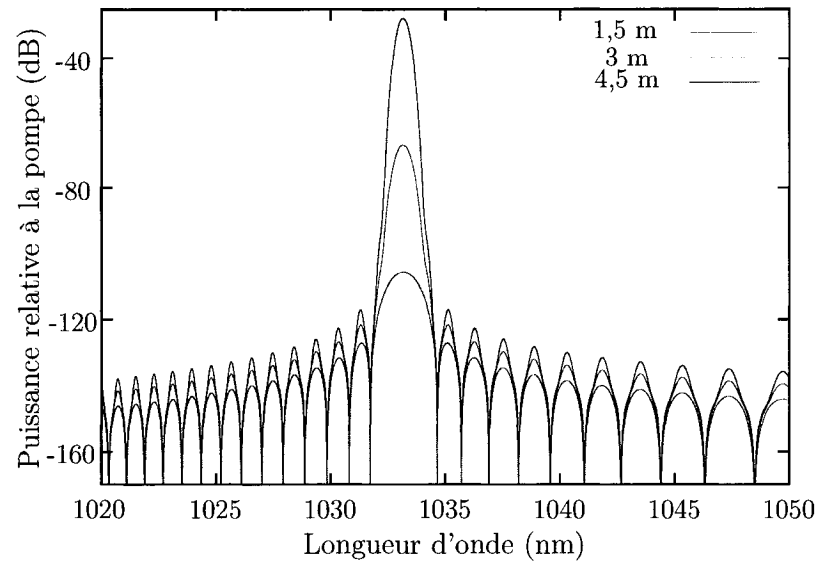


FIG. 1.3 : Gain à partir de l'émission spontanée pour une puissance crête incidente de 431 W et des longueurs de propagation de 1,5 m à 4,5 m. Le coefficient de non-linéarité est $\gamma = 6 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ (fibre PuremodeTM). La longueur d'onde de pompe est $\lambda = 1064 \text{ nm}$. En ordonnée, on indique $10 \log \left(\frac{P_{\text{signal}}}{P_{\text{pompe}}} \right)$.

1.3.3 Gain asymptotique

On entend par gain asymptotique l'expression du gain pour de très grandes distances de propagation (ou de façon équivalente, de très grandes puissances). D'abord, si le nombre initial de photons est grand, on peut faire certaines approximations. En négligeant l'émission spontanée, on obtient à l'accord de phase parfait après propagation sur $\Delta z = z_2 - z_1$

$$P_3(z_2) = P_3(z_1) \cosh^2(g\Delta z) + P_4(z_1) \sinh^2(g\Delta z) \quad (1.61)$$

$$P_4(z_2) = P_4(z_1) \cosh^2(g\Delta z) + P_3(z_1) \sinh^2(g\Delta z). \quad (1.62)$$

Si la distance de propagation est grande par rapport à la longueur non-linéaire, on peut approcher l'expression du gain par une forme exponentielle (pour comparer éventuellement avec le gain Raman).

$$P_3(z_2) = P_4(z_2) \approx \frac{P_3(z_1) + P_4(z_1)}{4} e^{2g\Delta z} \quad (1.63)$$

On peut tirer le graphique de gain (équation 1.24) en fonction du désaccord de phase (équation 1.22) présenté à la figure 1.4. On note qu'avec ces approximations, seule une valeur réelle de g amène une amplification. Ce résultat est plus restrictif que celui trouvé énoncé à l'équation 1.34, laissant croire qu'avec $\text{Re}\{g\} < 0$ il n'y a aucune croissance du signal. Or, puisque le gain est une fonction continue par rapport au désaccord de phase (et donc à la longueur d'onde) il est préférable de prendre l'expression générale du gain, tel que présenté à l'équation 1.34, pour étudier la dépendance spectrale de celui-ci.

On peut cependant mettre en relation le gain Raman avec le gain paramétrique à l'accord de phase parfait. Afin de les comparer, on doit ramener le gain paramétrique dans les mêmes unités que le gain Raman. On doit aussi multiplier le gain

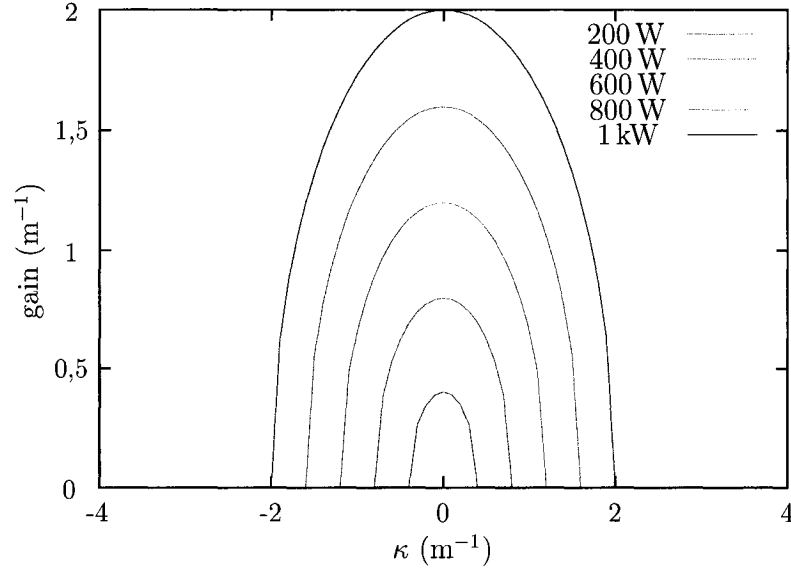


FIG. 1.4 : Courbe de gain pour l'IMV en fonction du désaccord de phase net (κ) pour différentes puissances dans une fibre PuremodeTM (fiche technique en annexe).

paramétrique par 2 puisque ce dernier est en amplitude et le gain Raman est en puissance.

$$2g_{\kappa=0} = \frac{2\gamma P_0}{3} = g_P \frac{P_0}{A_{\text{eff}}} \quad (1.64)$$

En développant le coefficient de non-linéarité (équation 1.11), on obtient

$$g_P = \frac{4\pi n_2}{3\lambda}. \quad (1.65)$$

À $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, on trouve $g_P = 0,91 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$, à comparer avec la valeur maximale $g_R = 1,0 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$ du gain Raman dont on voit le spectre sur la figure 1.5. On voit qu'à cette longueur d'onde, les deux gains sont très semblables. Il est à noter que le gain Raman est beaucoup plus important lorsqu'il est copolarisé avec la pompe que pour un signal perpendiculaire à celle-ci. Le signal d'IMV de type *ooee* est donc polarisé perpendiculaire au signal Raman, ce qui peut permettre un filtrage en polarisation.

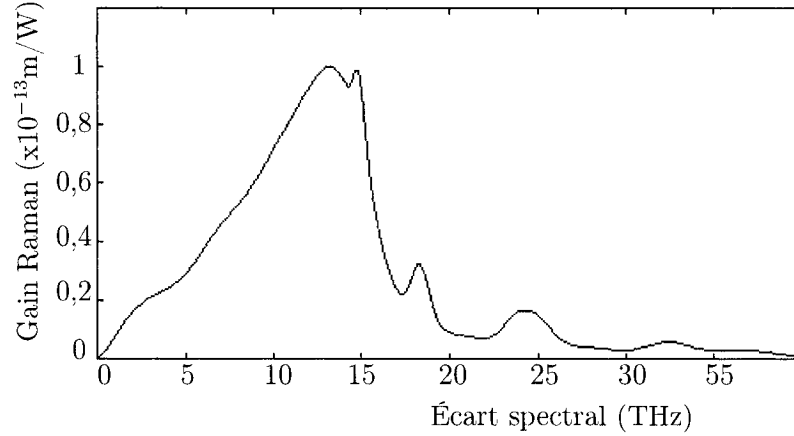


FIG. 1.5 : Gain Raman. L'axe des abscisses est en fréquence optique ($\nu = \frac{c}{\lambda}$). Le pic Raman à 13,2 THz correspond à un écart spectral en longueur d'onde de 52 nm autour de $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$.

Par ailleurs, il est possible d'évaluer les tolérances à partir de la figure 1.4. On trouve facilement les régions où le gain est réel et donc la plage sur laquelle la biréfringence peut varier

$$-\frac{\gamma P_0}{3} \leq \kappa \leq \frac{\gamma P_0}{3}. \quad (1.66)$$

Il faudra que les fluctuations de la biréfringence respectent la condition $\delta(\Delta\beta) \leq \frac{2}{3}\gamma P_0$. Pour 400 W de puissance crête dans une fibre PuremodeTM (fiche technique en annexe), ces fluctuations sur $\Delta\beta$ doivent au maximum être de l'ordre de $1,6 \text{ m}^{-1}$. Lors du prochain chapitre, on présente des calculs de tolérances avec lesquels on pourra comparer ce résultat.

1.3.4 Accord de phase

On termine l'étude de l'IMV de type *ooee* en trouvant les longueurs pour lesquelles il y a accord de phase. Ces longueurs d'onde sont celles où l'on s'attend à voir le signal et le complémentaire lors des expériences. Pour trouver ces longueurs d'onde,

on doit partir d'une expression de $\Delta\beta$ en fonction de la fréquence. Afin de réaliser l'accord de phase, le milieu doit être biréfringent (l'origine de cette biréfringence est expliquée dans le chapitre suivant).

En régime de dispersion normal ($\beta^{(2)} > 0$), la pompe est sur l'axe lent de la fibre biréfringente. Les termes de propagation sont calculés à partir d'un développement de Taylor autour de la fréquence de pompe.

$$\beta_{0x} = \beta_x^{(0)} \quad (1.67)$$

$$\beta_{3y} = \beta_y^{(0)} - \Omega\beta_y^{(1)} + \frac{\Omega^2}{2}\beta_y^{(2)} + \dots \quad (1.68)$$

$$\beta_{4y} = \beta_y^{(0)} + \Omega\beta_y^{(1)} + \frac{\Omega^2}{2}\beta_y^{(2)} + \dots \quad (1.69)$$

Le désaccord de phase net (incluant la partie non-linéaire) est

$$2\kappa = \beta_{3y} + \beta_{4y} - 2\beta_{0x} - \frac{2}{3}\gamma P_0 \quad (1.70)$$

$$= \Omega^2\beta_y^{(2)} - 2\Delta\beta^{(0)} - \frac{2}{3}\gamma P_0 \quad (1.71)$$

avec $\Delta\beta^{(0)} = \beta_y^{(0)} - \beta_x^{(0)}$. On en déduit le décalage spectral Ω

$$\Omega = \pm \sqrt{\frac{2}{\beta_y^{(2)}} \left(\Delta\beta_0 + \frac{\gamma P_0}{3} + \kappa \right)} \quad (1.72)$$

On note que l'IMV de type *ooee* n'est possible que si Ω est réel. Par conséquent, on voit qu'en régime de dispersion normal ($\beta^{(2)} > 0$), la pompe doit être sur l'axe lent pour que $\beta_y^{(0)} > \beta_x^{(0)}$, tandis qu'en régime de dispersion anormal ($\beta^{(2)} < 0$), la pompe doit être sur l'axe rapide pour que $\beta_x^{(0)} > \beta_y^{(0)}$. Si l'écart spectral est petit par rapport à la fréquence centrale, l'écart spectral par rapport à la pompe s'écrit

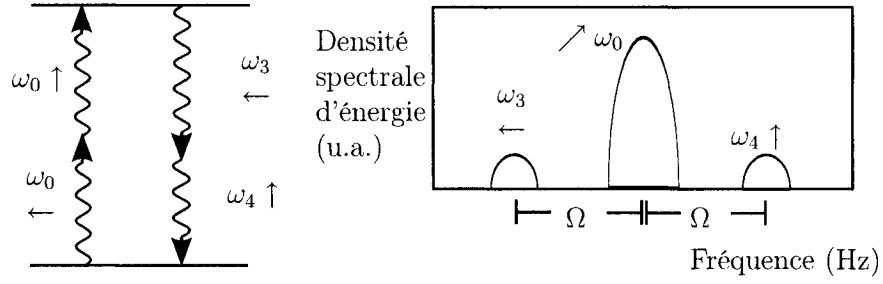


FIG. 1.6 : À gauche, diagramme d'énergie pour le processus *oeoe*. À droite, mesure attendue sur l'analyseur de spectre. Les flèches indiquent la polarisation des photons. On s'attend à ce que les signaux soient beaucoup plus faibles que la pompe (de 30 à 90 dB, typiquement).

en terme de longueur d'onde

$$\Delta\lambda = \mp \frac{\lambda^2}{2\pi c} \sqrt{\frac{2}{\beta_y^{(2)}} \left(\Delta\beta_0 + \frac{\gamma P_0}{3} + \kappa \right)}. \quad (1.73)$$

1.4 Pompe non-dégénérée en polarisation

Il y a un second processus intéressant de gain paramétrique, quoique moins investigué au cours du volet expérimental du projet. Le processus se base aussi sur l'accord de phase par le biais de la biréfringence. Lors de ce processus, un photon de pompe sur chaque polarisation propre est détruit pour créer un photon sur chacune des polarisations propres. À puissances égales et avec les amplitudes A_3 et A_4 initialement en phase, la polarisation d'entrée est rectiligne à 45° des axes propres, tandis que les signaux résultants sont selon les axes propres, polarisés transversalement l'un à l'autre. On note ce processus *oeoe*. On prend A_1 et A_2 pour le champ des deux pompes, A_3 et A_4 pour ceux du signal et du complémentaire respectivement. La situation est résumée sur la figure 1.6.

1.4.1 Équations couplées des amplitudes (pour la pompe non dégénérée en polarisation)

Le développement des équations de propagation non-linéaire s'écrit

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma \left(|A_1|^2 + \frac{2}{3}|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + \frac{2}{3}|A_4|^2 \right) A_1 + \frac{2}{3}\gamma A_2^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \quad (1.74)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\gamma \left(|A_2|^2 + \frac{2}{3}|A_1|^2 + 2|A_4|^2 + \frac{2}{3}|A_3|^2 \right) A_2 + \frac{2}{3}\gamma A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \quad (1.75)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\gamma \left(|A_3|^2 + \frac{2}{3}|A_2|^2 + 2|A_1|^2 + \frac{2}{3}|A_4|^2 \right) A_3 + \frac{2}{3}\gamma A_1 A_2 A_4^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.76)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = i\gamma \left(|A_4|^2 + \frac{2}{3}|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + \frac{2}{3}|A_3|^2 \right) A_4 + \frac{2}{3}\gamma A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z}. \quad (1.77)$$

De même que pour les équations 1.12, 1.13 et 1.14, puisque les signaux sont faibles, on simplifie

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma \left(|A_1|^2 + \frac{2}{3}|A_2|^2 \right) A_1 \quad (1.78)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\gamma \left(|A_2|^2 + \frac{2}{3}|A_1|^2 \right) A_2 \quad (1.79)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\gamma \left(\frac{2}{3}|A_2|^2 + 2|A_1|^2 \right) A_3 + \frac{2}{3}\gamma A_1 A_2 A_4^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.80)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = i\gamma \left(\frac{2}{3}|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right) A_4 + \frac{2}{3}\gamma A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z}. \quad (1.81)$$

On approxime encore que la puissance de pompe est constante, $|A_k(0)|^2 = P_k$ pour $k \in [1, 2]$. On rappelle que $P_1 = P_2 = \frac{|A_0|^2}{2}$ si bien qu'on trouve pour la pompe

$$A_1(z) = A_1(0) e^{i\gamma \left(\frac{5}{6}|A_0|^2 \right) z} \quad (1.82)$$

$$A_2(z) = A_2(0) e^{i\gamma \left(\frac{5}{6}|A_0|^2 \right) z} \quad (1.83)$$

et pour les signaux

$$A_3(z) = A_3 e^{-i\frac{\Delta\beta}{2}z - i\frac{5}{6}\gamma|A_0|^2} \quad (1.84)$$

$$A_4^*(z) = A_4^* e^{i\frac{\Delta\beta}{2}z + i\frac{5}{6}\gamma|A_0|^2}. \quad (1.85)$$

On écrit $\Gamma = \frac{\gamma}{2}|A_0|^2$, mais avec cette fois-ci $\kappa' = \frac{\Delta\beta}{2} + \frac{\gamma}{2}|A_0|^2$. On obtient le même système d'équation que dans la section 1.2.1.

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_3 \\ a_4^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\kappa' & i\Gamma \\ -i\Gamma & -i\kappa' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3 \\ a_4^* \end{bmatrix}. \quad (1.86)$$

1.4.2 Accord de phase (pour la pompe non dégénérée en polarisation)

On se concentre ici sur la valeur de $\Delta\beta$, issue de la différence de phase (non-linéarités exclues) entre les ondes initiales (pompe) et finales (signal et complémentaire).

La pompe est polarisée à 45° des axes propres de la fibre biréfringente. Nous savons de plus que les signaux se situent de part et d'autre de la pompe, avec le même écart spectral en fréquence. En supposant que cet écart n'est pas trop grand, on peut exprimer les constantes de propagation en série de Taylor autour de la fréquence de pompe.

$$\beta_{1x} = \beta_x^{(0)} \quad (1.87)$$

$$\beta_{2y} = \beta_y^{(0)} \quad (1.88)$$

$$\beta_{3x} = \beta_x^{(0)} - \Omega\beta_x^{(1)} + \frac{\Omega^2}{2}\beta_x^{(2)} + \dots \quad (1.89)$$

$$\beta_{4y} = \beta_y^{(0)} + \Omega\beta_y^{(1)} + \frac{\Omega^2}{2}\beta_y^{(2)} + \dots \quad (1.90)$$

Le désaccord de phase net (incluant la partie non-linéaire) est

$$2\kappa' = \beta_{1x} + \beta_{2y} - \beta_{3x} - \beta_{4y} + \gamma P_0 \quad (1.91)$$

$$= \Omega \Delta\beta^{(1)} + \Omega^2 \bar{\beta}^{(2)} + \gamma P_0 \quad (1.92)$$

avec $\Delta\beta^{(1)} = \beta_y^{(1)} - \beta_x^{(1)}$ et $\bar{\beta}^{(2)} = \frac{\beta_y^{(2)} + \beta_x^{(2)}}{2}$. On peut résoudre l'équation en Ω qui donne le décalage spectral des signaux par rapport à la pompe

$$\Omega = \frac{-\Delta\beta^{(1)} \pm \sqrt{\Delta\beta^{(1)2} - 4\bar{\beta}^{(2)}(\gamma P_0 - 2\kappa')}}{2\bar{\beta}^{(2)}} \quad (1.93)$$

Si la puissance et la dispersion d'ordre 2 ne sont pas trop grandes, on peut simplifier à

$$\Omega \approx \frac{-\Delta\beta^{(1)}}{\bar{\beta}^{(2)}} \quad (1.94)$$

ou en terme de longueur d'onde

$$\Delta\lambda \approx \frac{\Delta\beta^{(1)}\lambda^2}{2\pi c\bar{\beta}^{(2)}}. \quad (1.95)$$

Cependant, ce type d'IMV (*oeoe*) sera moins étudié expérimentalement que l'IMV de type *ooee*.

1.5 Conclusion

Au cours du présent chapitre, nous avons exposé les effets non-linéaires d'intérêt, soit les deux types d'IMV. Nous avons vu l'allure du gain, son expression et nous l'avons aussi comparé au gain Raman. Nous avons vu également l'expression de l'accord de phase. Elle se traduit par un écart spectral du signal en fonction de la biréfringence dans le guide. Au cours du prochain chapitre, on explique l'origine

de cette biréfringence et on calcule les écarts spectraux que nous devrions être en mesure d'atteindre lors des expériences.

CHAPITRE 2

BIRÉFRINGENCE ET ÉCART SPECTRAL

Nous avons vu lors du chapitre précédent qu'une fibre biréfringente peut générer l'IMV. Le contrôle de la biréfringence est capital pour générer des signaux à des longueurs d'onde accordables. Nous procédons donc à un survol de différents aspects de la biréfringence. Nous examinons les mécanismes, la mesure et les équations associées à la biréfringence. Dans un second temps, nous regardons comment la biréfringence contribue aux conditions d'accord de phase et à l'écart spectral lors de l'IMV. Au terme du chapitre, nous calculons les longueurs d'onde auxquelles les signaux doivent apparaître en fonction des contraintes mécaniques appliquées.

2.1 Biréfringence dans les fibres optiques

La biréfringence est la caractéristique d'un milieu dans lequel l'indice de réfraction est différent selon la polarisation de l'onde électromagnétique. On caractérise le milieu par la différence d'indices de réfraction $\Delta n = n_{\max} - n_{\min}$ entre deux polarisations pour lesquels les indices sont respectivement maximum et minimum. Les axes correspondant aux indices $n_{\max}$ et $n_{\min}$ sont nécessairement orthogonaux l'un par rapport à l'autre. Si ces axes restent selon la même orientation le long d'un tronçon de fibre, on dit que la biréfringence est rectiligne. Si les axes d'indice minimal et maximal tournent, comme dans le cas où il y aurait une composante de torsion, on dit que la biréfringence est elliptique et l'on doit inclure une composante de biréfringence circulaire. Dans ce qui suit, la biréfringence est supposée rectiligne, les axes principaux étant déterminés par les courbures et contraintes supposées uni-

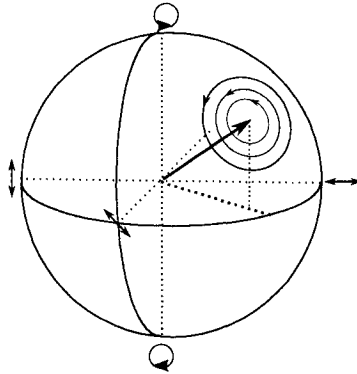


FIG. 2.1 : Sphère de Poincaré. Les états de polarisations rectilignes sont selon l'équateur, les pôles correspondent aux états circulaires. On somme les différentes contribution de la biréfringence. Les polarisations à différentes longueurs d'onde évoluent le long de cercles autour du vecteur résultant de la somme de biréfringence issues de différentes origines.

formes le long de z . On néglige d'éventuels effets indésirables qui altéreraient cet effet principal.

Les constantes de propagation des polarisations propres (c'est-à-dire le long des axes principaux) β_y et β_x sont différentes l'une de l'autre.

$$|\beta_y - \beta_x| = \Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde de travail. Cette différence de constantes de propagation $\Delta\beta$ fait évoluer l'état de polarisation d'un faisceau de polarisation arbitraire. Pour représenter les états de polarisations ainsi que leur évolution, on utilise la sphère de Poincaré (figure 2.1). Une bonne étude est faite dans l'article de Rashleigh (Rashleigh, 1982), on se contente ici d'énoncer la façon de représenter cette évolution, sans pour autant donner les détails de la théorie. La biréfringence d'un système est représentée par un vecteur (appelé dans ce qui suit vecteur de biré-

fringence) indiquant une polarisation propre du système, l'autre mode propre se trouve à l'antipode sur la sphère. Chacun des états de polarisation est représenté par un point sur la sphère de Poincaré. Les états évoluent comme des parallèles autour du pôle défini par le vecteur de biréfringence (voir la figure 2.1). La période de révolution d'un état de polarisation suit la différence de phase entre les modes propres de la fibre biréfringente. Ainsi, une différence de phase de π entraîne une rotation de $\pi/2$ sur la sphère de Poincaré. La période spatiale de cette rotation est appelée longueur de battement et vaut

$$L_b = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{\Delta n}. \quad (2.2)$$

La norme d'un vecteur de biréfringence est égale à la valeur de la biréfringence, tandis que sa longitude est définie par rapport à l'angle qu'il fait avec l'axe rapide du système. Ces vecteurs, représentant les composantes de biréfringence, s'additionnent vectoriellement sur la sphère de Poincaré. Ainsi, pour une biréfringence rectiligne appliquée $\Delta\beta$ affectée de perturbations rectilignes $\Delta\beta_\epsilon$ et circulaires α , on obtient une biréfringence nette de

$$\vec{B} = \Delta\vec{\beta} + \Delta\vec{\beta}_\epsilon + \vec{\alpha}_\epsilon. \quad (2.3)$$

S'il y a une composante de biréfringence fortement dominante, on peut négliger les apports accidentels des autres mécanismes de biréfringence. Il en est ainsi des fibres à maintien de polarisation.

2.2 Caractérisation de la biréfringence

Pour caractériser la biréfringence, on peut utiliser le montage de la figure 2.2. Il est composé d'une source à large bande, d'un polariseur, du milieu biréfringent (ici une

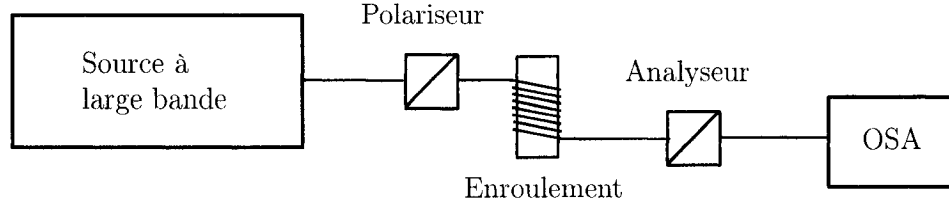


FIG. 2.2 : Montage de caractérisation de la biréfringence. La source dépolarisée peut être remplacée par une source polarisée et un contrôleur de polarisation.

fibre enroulée), d'un analyseur et d'un analyseur de spectre optique (OSA). L'idée est d'observer la rotation de la polarisation au passage du milieu de polarisation à différentes fréquences. De la dépendance en fréquence de la transmission, on déduit la différence entre les vitesses de groupe des modes polarisés selon les axes principaux.

On peut calculer le déphasage entre deux ondes ne se propageant pas nécessairement avec les mêmes indices de réfraction.

$$\Delta\phi = \Delta\beta L = \frac{2\pi\Delta n L}{\lambda} \quad (2.4)$$

La dérivée de cette dernière expression par rapport à longueur d'onde nous donne un contenu physique intéressant.

$$\frac{d}{d\lambda}(\Delta\phi) = \frac{-2\pi L}{\lambda^2} \left[\Delta n - \lambda \frac{d(\Delta n)}{d\lambda} \right] \quad (2.5)$$

$$= \frac{-2\pi L}{\lambda^2} \Delta n_g \quad (2.6)$$

Puisque $\beta^{(1)} = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c}$

$$\frac{d(\Delta\phi)}{d\lambda} = \frac{-2\pi c L}{\lambda^2} \Delta\beta^{(1)} \quad (2.7)$$

pour une frange $d(\Delta\phi) = 2\pi$, l'écart spectral observé entre deux maxima sur l'OSA

est

$$\Delta\lambda = \frac{-\lambda^2}{cL\Delta\beta^{(1)}}. \quad (2.8)$$

En mesurant la période spectrale $\Delta\lambda$, on mesure donc la biréfringence de groupe

$$\Delta\beta^{(1)} = \frac{-\lambda^2}{cL\Delta\lambda} \quad (2.9)$$

où L est la longueur de fibre biréfringente (longueur de fibre courbée, tendue-courbée ou compressée). Comme nous l'avons vu à l'équation 1.94, cette mesure nous permet de prédire directement l'écart spectral dans le cas de l'IMV de type *oeoe*. Cependant, puisque l'équation 2.9 ne donne pas d'information sur la différence d'indices effectifs, on ne peut pas s'en servir pour prédire l'écart spectral de l'IMV de type *ooee*.

2.3 Mécanismes de biréfringence

Il y a plusieurs façons de créer de la biréfringence dans une fibre optique. On peut regrouper ces techniques selon que la biréfringence est de nature intrinsèque ou extrinsèque. Dans le second cas, les causes ont été quantitativement étudiées depuis bon nombre d'années (Rashleigh, 1982).

2.3.1 Courbure

Lorsque l'on courbe une fibre, il se produit une tension anisotrope à l'intérieur de celle-ci. Ceci a pour effet de créer de la biréfringence.

$$\Delta\beta_c = 0,5C_s \frac{r^2}{R^2} \quad (2.10)$$

R et r sont respectivement le rayon de courbure imposé à la fibre et le rayon de la gaine optique ($62,5\mu\text{m}$), C_s est un coefficient incluant les paramètres du guide et une partie de la dépendance en longueur d'onde

$$C_s = \frac{1}{2}k_0n_0^3(p_{11} - p_{12})(1 + \nu_p) \quad (2.11)$$

Les p_{ij} sont des coefficients du tenseur élasto-optique et ν_p est le coefficient de Poisson dans la silice.

$$p_{11} = 0,121$$

$$p_{12} = 0,270$$

$$\nu_p = 0,17$$

Pour $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, on a $C_s = 1,576 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Regardons maintenant ce qui advient pour des variations non intentionnelles du rayon de courbure. L'équation 2.10 dérivée donne une expression sur les variations.

$$\frac{\delta(\Delta\beta_c)}{\delta R} = -C_s \frac{r^2}{R^3} \quad (2.12)$$

Regardons l'impact des tolérances avancées à l'équation 1.66, où nous avons trouvée $\delta(\Delta\beta) < 1,6 \text{ m}^{-1}$. À $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ et en prenant $r = 62,5 \mu\text{m}$ et $R = 1,27 \text{ cm}$, on trouve $|\delta R| < 0,53 \text{ mm}$. Il semble donc que ce résultat soit très critique et qu'une attention particulière doive être portée à ce sujet.

2.3.2 Tension courbée

Lorsqu'une fibre est enroulée sous tension autour d'un poteau, il y a une contrainte supplémentaire s'additionnant à celle déjà induite par la courbure. Sa contribution

à la biréfringence s'exprime

$$\Delta\beta_{tc} = C_s \frac{2 - 3\nu_p}{1 - \nu_p} \frac{r}{R} \epsilon \quad (2.13)$$

où ϵ est l'allongement relatif. Il dépend de la force appliquée F et du module de Young $E = 73 \text{ GPa}$ pour la silice

$$\epsilon = \frac{F}{\pi r^2 E}. \quad (2.14)$$

Nous voulons déterminer la sensibilité aux variations de tension dans le cas où la tension d'enroulement fluctue. On dérive donc des équations 2.13 et 2.14

$$\delta(\Delta\beta_{tc}) = C_s \frac{2 - 3\nu_p}{1 - \nu_p} \frac{1}{\pi r R E} \delta F. \quad (2.15)$$

Application numérique : à $C_s = 1,576 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$, $E = 73 \text{ GPa}$, les paramètres précédents restant constants, on obtient

$$\delta(\Delta\beta_{tc}) = 15,5 \delta F \quad (2.16)$$

où $\delta(\Delta\beta_{tc})$ est en m^{-1} et δF est en Newton. On remarque donc que si la tolérance désirée sur $\Delta\beta$ est de $1,6 \text{ m}^{-1}$, les fluctuations sur la tension dans l'enroulement doivent être inférieures à $10,5 \text{ g}$, ce qui est à la portée de l'expérience, mais très difficile à atteindre.

2.3.3 Compression

La biréfringence de compression est proportionnelle à la force par unité de longueur notée f . Celle-ci vaut $f = \frac{F}{L}$ où F est la force appliquée et L est la longueur de la fibre comprimée. Un schéma est présenté à la figure 2.3. La biréfringence de

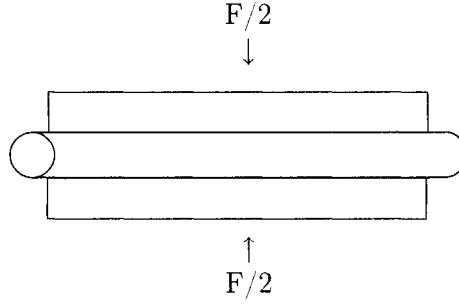


FIG. 2.3 : Schéma d'une fibre comprimée entre deux plaques.

compression s'exprime

$$\Delta\beta_f = 4C_s \frac{f}{\pi r E}. \quad (2.17)$$

Il est très facile d'obtenir de grande valeur de biréfringence à l'aide d'un dispositif que l'on visse à l'aide d'un levier. Cependant, plusieurs facteurs font que l'uniformité de la biréfringence est probablement hors d'atteinte. En premier lieu, si les plaques écrasant la fibre ne sont pas suffisamment épaisses (environ 2 cm), elles sont sujettes à des fléchissements lorsqu'on impose de grandes contraintes. Il faut ensuite mentionner que pour que le dispositif soit d'une taille raisonnable, la fibre doit être enroulée en spirale entre les plaques. S'il n'y a pas un nombre entier de tours, la force par unité de longueur sera assurément non uniforme. De plus, puisque la fibre est enroulée en spirale, le rayon de courbure varie nécessairement et rend donc la biréfringence non uniforme.

2.3.4 Torsion

La biréfringence circulaire (notée α plutôt que $\Delta\beta$) est induite par la torsion et caractérisée par le nombre de tours/mètre τ . On peut la comparer à la biréfringence rectiligne puisque les deux font varier (différemment par contre) l'indice de

réfraction. La biréfringence circulaire se calcule comme

$$\alpha = g\tau \quad (2.18)$$

où g est un paramètre tenant en compte quelques variables intrinsèques au milieu de transmission et vaut 0,146 pour les fibres optiques de silice.

Il est à noter qu'un dispositif basé sur cet effet aurait une excellente uniformité de biréfringence, puisqu'il n'y aurait pas de frottement en cause. Cependant, il faudrait probablement des distances considérables. Nous ne nous sommes pas attardés aux détails théoriques et expérimentaux de cette approche.

2.3.5 Biréfringence intrinsèque

Quelques stratégies peuvent être employées pour induire de la biréfringence de façon permanente dans la fibre. Les fibres à maintien de polarisation (fortement biréfringentes) les plus utilisées sont de type PANDA (ou bow tie), comportant des barres de contrainte longitudinales dans le guide. Elles sont de part et d'autre du cœur et imposent une contrainte changeant de façon anisotrope l'indice de réfraction. Une autre stratégie consiste à modifier la géométrie du cœur (fibre à cœur elliptique ou certains cristaux photoniques) ou de la gaine optique (fibre en D). Toutes ces solutions ont été testées sans succès par notre groupe, mais certaines ont déjà été démontrées (E. Brainis, 2005). Un tel système est difficilement accordable en longueur d'onde et pose des problèmes lorsque vient le temps de fusionner à faibles pertes avec des fibres à saut d'indice.

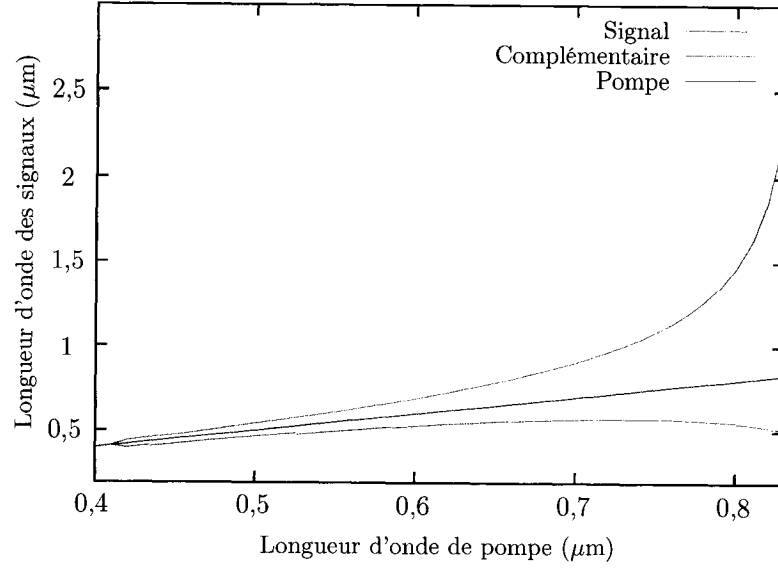


FIG. 2.4 : Courbes d'accord de phase d'une fibre à cristaux photoniques (XLIM 1705), processus *ooee* avec la pompe polarisée sur l'axe lent ($\beta^{(2)} > 0$).

2.4 Calcul des écarts spectraux dans le cas d'un enroulement sous tension

Cette section traite des écarts spectraux pour deux cas. D'abord pour les fibres à biréfringence intrinsèque, puis pour les fibres tendues-courbées.

La biréfringence intrinsèque d'une fibre est calculée à partir des relations de dispersion obtenues à l'aide du profil transverse de la fibre. Puisque la biréfringence ne dépend pas des contraintes extérieures, elle est fixe et seule la longueur d'onde de pompe fait varier l'écart spectral. Les longueurs d'onde des signaux ont été calculées pour une fibre à cristaux photoniques (XLIM 1705) obtenue grâce à l'université de Limoges, tel qu'illustré sur la courbe d'accord de phase présentée sur les figures 2.4 et 2.5.

En ce qui concerne les fibres tendues-courbées, la section précédente a fourni les

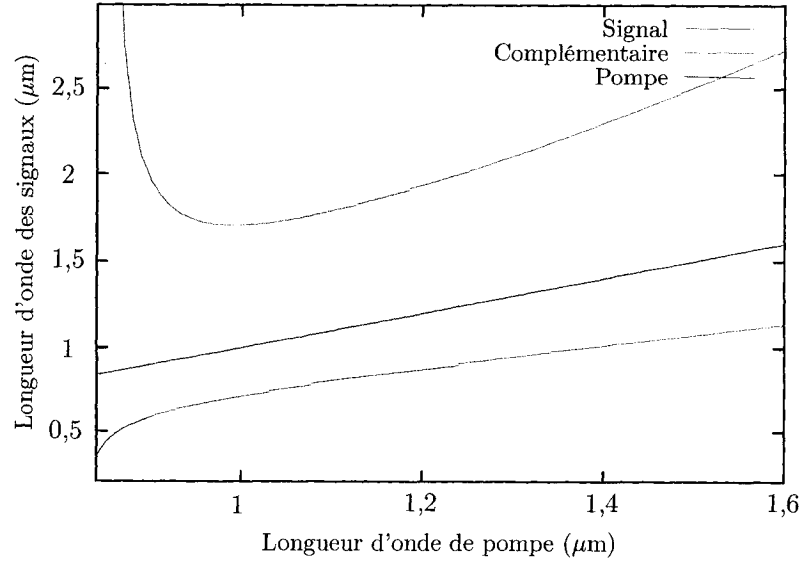


FIG. 2.5 : Courbes d'accord de phase d'une fibre à cristaux photoniques, processus *ooe* avec la pompe polarisée sur l'axe rapide ($\beta^{(2)} < 0$).

outils nécessaires afin de calculer l'écart spectral en fonction des contraintes appliquées. Dans le cas d'un enroulement tendu, il y a deux paramètres à accorder : le rayon de courbure et la tension d'enroulement. La figure 2.6 montre la relation entre la longueur de battement et la tension appliquée sur une fibre enroulée et ce, pour différents rayons d'enroulements.

La figure 2.7 montre l'écart spectral attendu en fonction de la longueur de battement (que l'on obtient sur la figure 2.6 pour un enroulement donné). On voit que même si la puissance apparaît dans l'expression de l'écart spectral (équation 1.73), son impact est négligeable.

Nous avons trouvé lors du chapitre précédent l'expression liant la biréfringence à l'écart spectral (équations 1.73 et 1.95). Les figures 2.8 à 2.11 présentent l'écart spectral attendu lorsqu'on enroule une fibre autour d'un cylindre de 2,54 cm de diamètre en la tendant. On présente les écarts spectraux pour deux fibres différentes

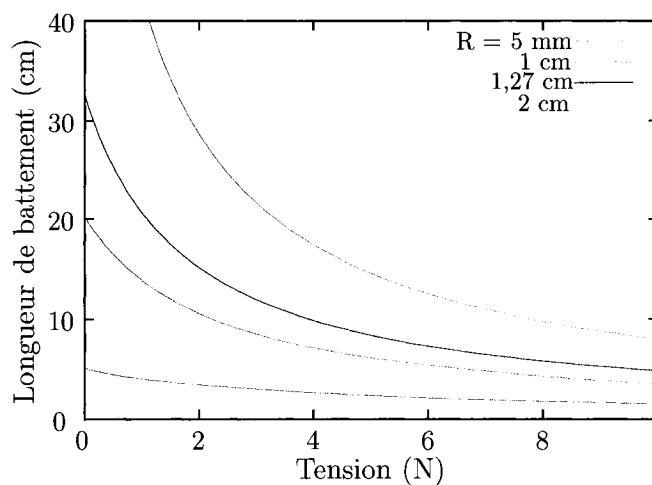


FIG. 2.6 : Longueur de battement en fonction de la force appliquée pour des enroulements de différents rayons de courbures.

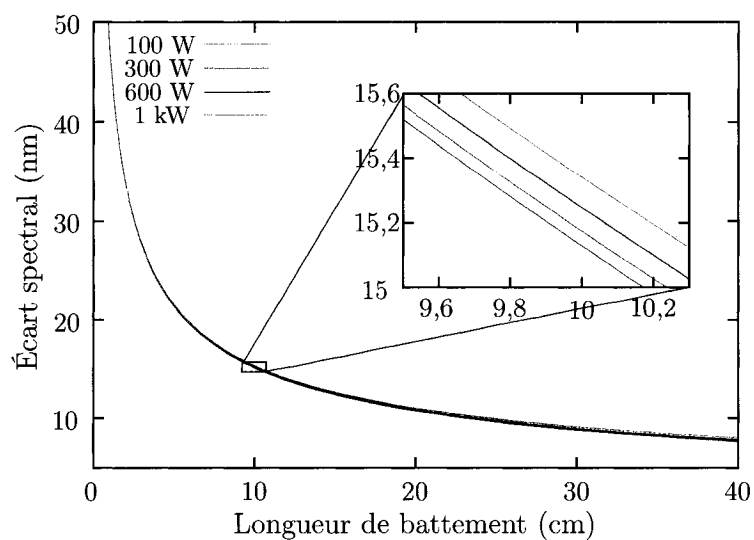


FIG. 2.7 : Écart spectral en fonction de la longueur de battement pour différentes puissances crêtes de pompe. L'encart montre le détail des écarts spectraux pour les différentes puissances

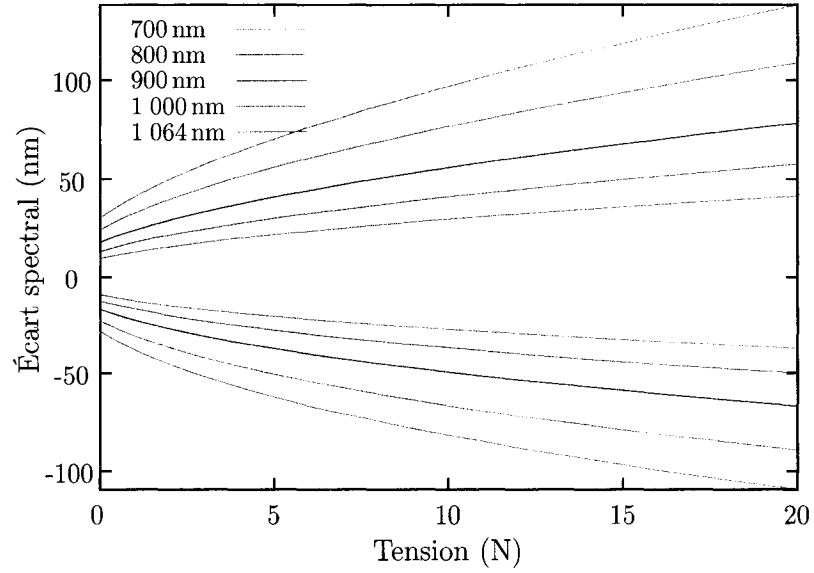


FIG. 2.8 : Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus *oeee* dans une fibre SMF tendue-courbée.

(SMFTM et PuremodeTM, dont les spécifications sont présentées en annexe) et pour les deux types d'IMV.

2.4.1 Désaccord de vitesse de groupe des signaux

La différence des indices de réfraction dans une fibre biréfringente entraîne une différence de vitesses de groupe entre des impulsions polarisées. Cette différence des vitesses de groupe produit ce que l'on appelle le glissement ("walk-off"), qui tend à séparer deux impulsions l'une de l'autre. On caractérise cet effet par ce qui est convenu d'appeler la longueur de glissement, calculée à partir des vitesses de groupe et de la durée de l'impulsion.

$$L_W = \frac{T_0}{\frac{1}{v_{ga}} - \frac{1}{v_{gb}}} = \frac{T_0}{\Delta\beta^{(1)}} \quad (2.19)$$

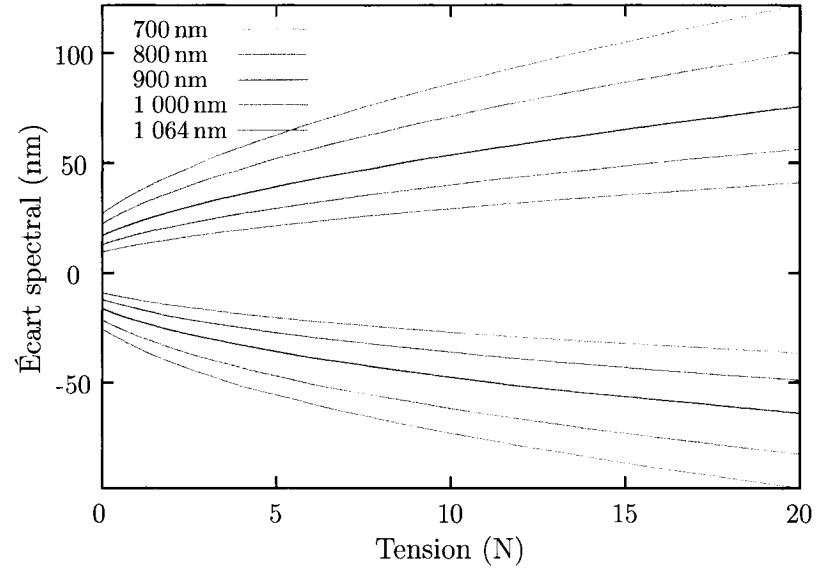


FIG. 2.9 Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus *ooe* dans une fibre Puremode tendue-courbée.

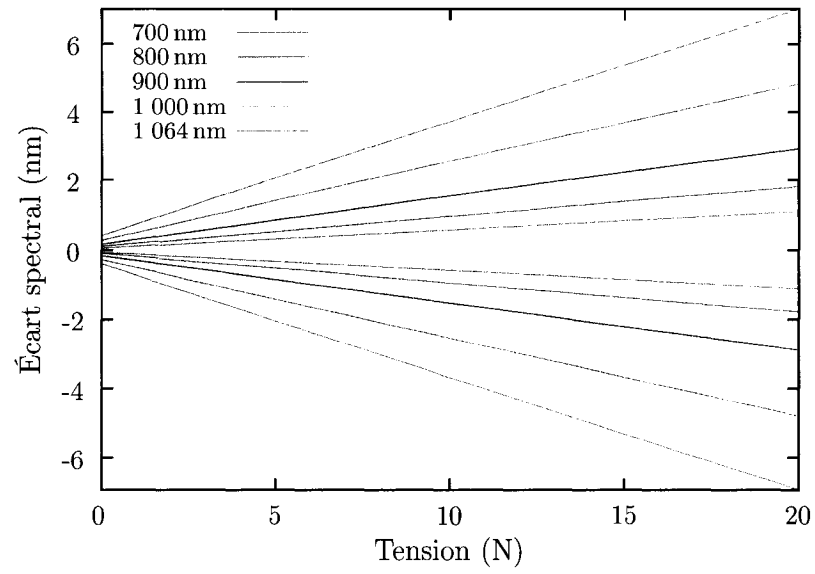


FIG. 2.10 Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus *oeoe* dans une fibre SMF tendue-courbée

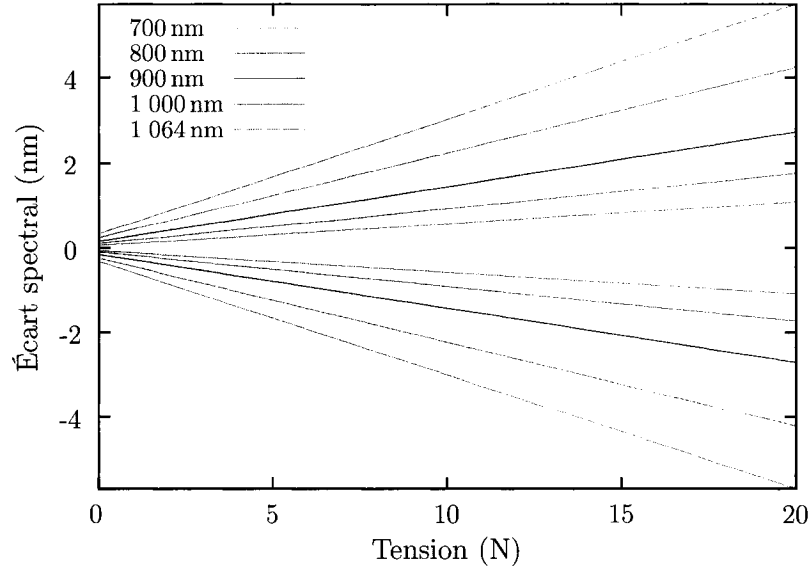


FIG. 2.11 Écart spectral attendu pour différentes longueurs d'onde de pompe pour le processus *oeoe* dans une fibre Puremode tendue-courbée.

On peut voir sur la figure 2.12 que pour un enroulement de 1,27 cm de rayon, de 10 Newton de tension et des impulsions de l'ordre des picosecondes, il n'est plus utile de propager sur plus d'une trentaine de mètres de fibre, les signaux ne se chevauchant alors plus. Remarquez que la longueur de glissement décroît en proportion inverse de la biréfringence.

Une façon de contourner ce problème est d'interchanger périodiquement l'orientation des axes lent et rapide de sorte à recombinaison des impulsions de la pompe et du signal (nous présenterons un dispositif à cet effet dans le prochain chapitre). On doit cependant se poser la question de savoir si cela affecte le gain du signal. Nous avons vu lors de la section 1.2.3 que la matrice de transfert loin de l'accord de phase (équation 1.35) avait un comportement oscillant en κz dans l'amplification des signaux.

Si l'on interchange les axes propres de la fibre, le désaccord de phase net peut se

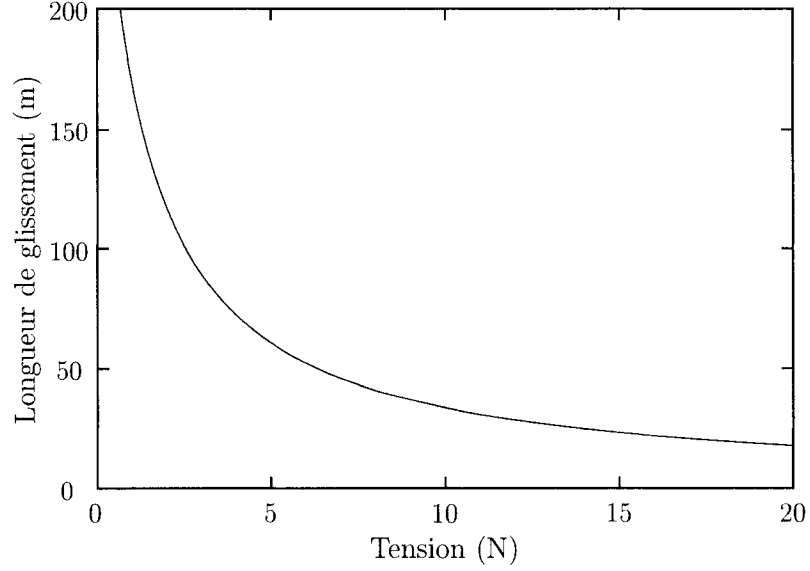


FIG. 2.12 : Longueur de glissement pour une impulsion de 6,2 ps à 800 nm dans une fibre Puremode. Lorsque la longueur de fibre excède la longueur de glissement, les impulsions ne se chevauchent plus.

calculer. En notant que si, lors de l'accord de phase parfait, la biréfringence compensait exactement le terme en $\Omega^2 \beta^{(2)}$ dans l'équation 1.71, elle change maintenant de signe et s'additionne plutôt que de se soustraire. On obtient l'équation suivante.

$$\kappa = \frac{\Omega^2}{2} \beta_y^{(2)} + |\Delta \beta^{(0)}| - \frac{\gamma P_0}{3} \quad (2.20)$$

$$= \Omega^2 \beta_y^{(2)} - \frac{2}{3} \gamma P_0 \quad (2.21)$$

On peut calculer l'interfrange spectral associé à cette amplification puisque κ dépend de la longueur d'onde.

$$\Delta \kappa = \frac{\pi}{z} \quad (2.22)$$

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^3}{8\pi c^2 \beta^{(2)} z} \quad (2.23)$$

Pour une longueur de 2 m, une puissance de 400 W et un écart spectral de 20 nm autour d'une longueur d'onde de 800 nm, l'interfrange spectral de l'amplification est de 3 pm. L'effet ne sera donc pas visible puisque nous n'avons pas cette résolution spectrale. On peut donc considérer qu'il n'y aura pas d'impact sur le gain, ce qui a d'ailleurs été observé lors de simulations numériques.

Le présent chapitre a permis de compléter l'étude théorique de l'IMV en liant la force appliquée sur une fibre enroulée et l'écart spectral attendu. Le prochain chapitre fait part des expériences qui ont été effectués ainsi que les résultats qui ont été obtenus.

CHAPITRE 3

EXPÉRIENCES

Le présent chapitre fait état des expériences réalisées. On expose le montage et les différents éléments qui ont été testés. Les résultats suivent et on termine avec une discussion sur les expériences réalisées.

3.1 Montage expérimental

Cette section est consacrée au montage expérimental, à la fois pour expliquer celui que l'on a mis en place et les améliorations souhaitables. Le montage expérimental est illustré à la figure 3.1. La source de pompage peut être soit un laser Nd:YAG, soit un laser Ti:saphir. Pour le second, on doit ajouter un isolateur optique immédiatement à la sortie du laser. Une lentille de 5 cm (1 m pour le Ti:saphir) de longueur focale sert à compenser la divergence du faisceau laser. La lame demi-onde et le cube polariseur servent d'atténuateur variable. On contrôle la puissance à l'entrée de la fibre en changeant l'orientation de la lame demi-onde. Les deux miroirs servent à faciliter l'injection dans la fibre optique. Les lames demi-onde et quart d'onde contrôlent la polarisation à l'entrée de la fibre. Puisqu'il y a un segment de fibre optique de biréfringence inconnue avant l'enroulement, ces deux lames sont nécessaires afin de compenser cette biréfringence non-désirée et propager ensuite selon l'axe lent puisqu'on travaille en régime de dispersion normal ($\beta^{(2)} > 0$). Une lentille de 4,5 mm fait converger le faisceau dans l'enroulement. À la sortie de l'enroulement, une lentille de 8 mm collime le faisceau. Celui-ci traverse ensuite une lame quart d'onde et une lame demi-onde pour compenser la biréfringence du seg-

ment de fibre non-enroulée à la sortie de l'enroulement. Le cube polariseur filtre en polarisation et on fait converger ensuite le faisceau dans un coupleur dont la puissance sera transmise à 25% vers le puissance-mètre et à 75% vers l'analyseur de spectre optique (OSA).

3.1.1 Sources pompe

Nous avons pu tester les dispositifs sur deux pompes différentes que nous présentons ici.

Ti:saphir

Le laser Ti:saphir est ajustable sur une bonne plage de longueur d'onde, ce qui permet une flexibilité appréciée lors des expériences. Son opération en blocage de modes confère au laser un produit d'incertitude minimal (impulsions Fourier-limitées). Cependant, la longueur d'impulsion courte élargit le spectre et le rend vulnérable aux problèmes liés à la dispersion.

Marque :	Mira coherent
Type :	Ti:saphir en blocage de modes
Longueur d'onde :	700 à 1000 nm
Puissance moyenne utile :	0,5 à 2,0 W
Temps d'impulsion :	3 à 6 ps
Taux de répétition :	76 MHz

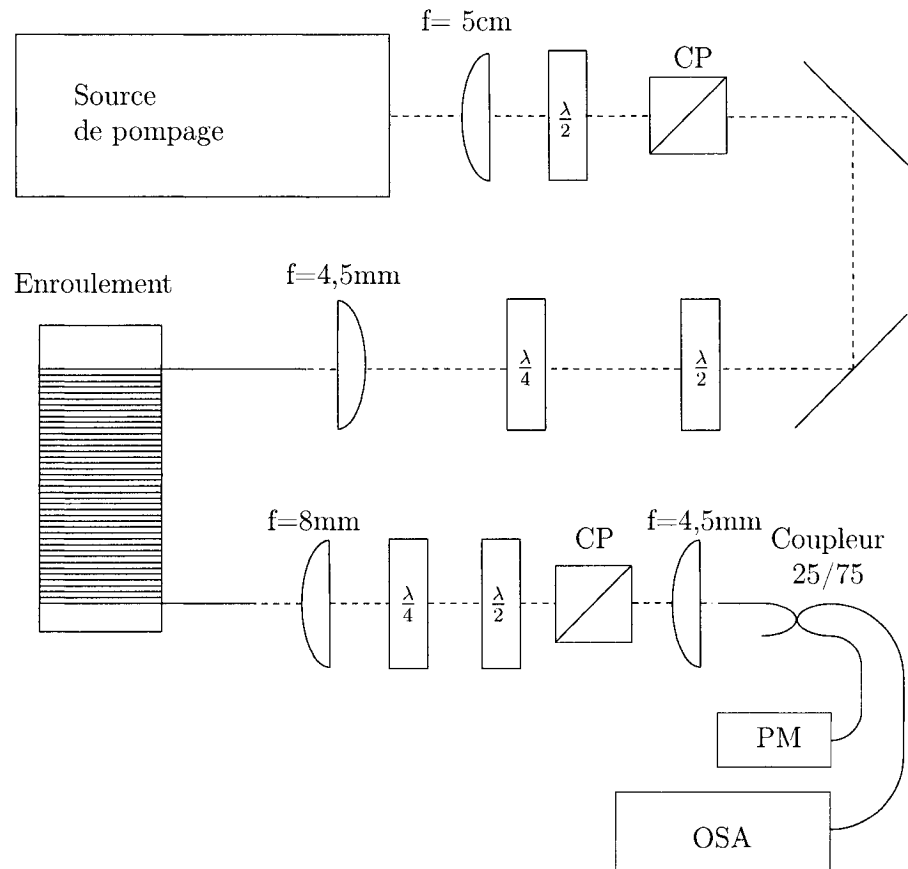


FIG. 3.1 : Schéma du montage expérimental. Les longueurs focales des différentes lentilles sont indiquées sur le schéma. Les lames quart d'onde, demi-onde ainsi que les cubes polariseurs (CP) servent au contrôle de la polarisation et au filtrage des signaux. Un coupleur divise la puissance en sortie : 25% du signal est envoyé au puissance-mètre (PM) et 75% est envoyé à l'analyseur de spectre optique (OSA).

Nd:YAG

La source Nd:YAG possède une bonne puissance crête, mais un faible taux de répétition, donc une puissance moyenne inférieure au Ti:saphir. La grande longueur d'impulsion et l'étroite raie d'émission permettent d'utiliser cette source dans de longs enroulements sans craindre les effets de dispersion ni de glissement temporel.

Marque :	Teem photonics
Type :	Nd:YAG gain-commuté
Longueur d'onde :	1064 nm
Puissance moyenne utile :	60 mW
Temps d'impulsion :	670 ps
Taux de répétition :	6 kHz
Puissance crête :	15 kW

3.1.2 Enroulements

Nous avons étudié les effets non-linéaires dans la fibre à saut d'indice enroulée et tendue de différentes façons. On présente les structures étudiées.

Enroulements simples

La façon la plus simple d'enrouler la fibre optique est de la tendre avec un poids constant et de l'enrouler autour d'un cylindre. On maintient la fibre tendue à l'aide de points de colle. Nous en avons testé quelques-uns afin de déterminer l'influence de la tension sur l'IMV. Le tableau 3.1.2 résume les paramètres importants. Notez que la tension de l'enroulement D n'était pas bien contrôlée lors de l'enroulement. La valeur de cette tension n'est pas connue et l'uniformité des contraintes est

	A	B	C	D	Libre
Rayon (cm)	1,27	1,27	1,27	1,27	7,96
Tension (N)	5,151	3,489	1,870	?	Presque nulle
Longueur (m)	42,292	42,132	22,5	35	20
Uniformité	Bonne	Bonne	Bonne	Mauvaise	Excellente

TAB. 3.1 : Paramètres des différents enroulements simples. On s'y réfère par les lettres A à D, la fibre libre était la fin d'un rouleau de fibre inutilisée. Tous les enroulements sont fait de fibre Puremode™.

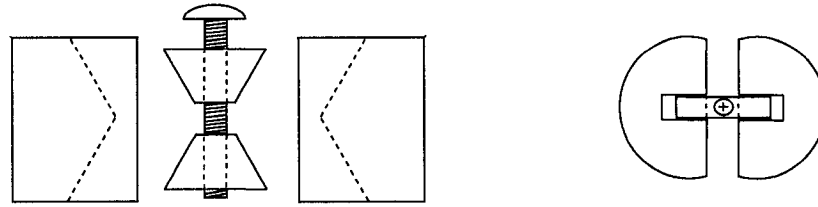


FIG. 3.2 : Enroulement à tension accordable. À gauche, vue de face éclatée. À droite, vue de haut.

mauvaise.

Demi-cylindres tendus

Ce design est présenté sur la figure 3.1.2. Il est composé de deux demi-cylindres entre lesquels une vis permet de pousser sur les demi-cylindres afin de les éloigner l'un de l'autre. On enroule ensuite la fibre autour des demi-cylindres. Il faut porter une attention aux pinces à fibres à l'entrée et à la sortie de l'enroulement. Lorsqu'il y a trop de tension, la fibre cède à cet endroit. Nous avons remarqué qu'au delà de 1 à 2 kg, la gaine de polymère glisse sur la gaine optique. Lorsque la région dénudée atteint les demi-cylindres, il se forme un coude et la fibre brise. Nous avons pu enrouler jusqu'à 4,5 m sur cette structure.

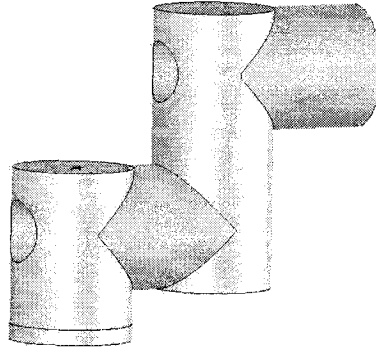


FIG. 3.3 : Enroulement alterné. En changeant l'axe de biréfringence de 90 degrés, on interchange l'axe lent et l'axe rapide.

Enroulement à biréfringence alternée

Tel que vu à la section 2.4.1, on doit tenir compte du désaccord de vitesse de groupe des impulsions lorsque le glissement devient un problème. Une alternative à ce problème est de concevoir un enroulement où les axes lent et rapide changent d'orientation périodiquement. Ainsi, le signal se resynchronise avec la pompe. Il faut donc que la longueur d'une période soit inférieure à la longueur de glissement. Une telle structure peut générer de l'IMV sur les deux axes propres puisque les axes rapide et lent alternent selon les tronçons. Les enroulements ont un diamètre de 2,54 cm et chaque tronçon permet d'enrouler 2 m de fibre. Sur la figure 3.3, il y a 4 tronçons tandis que nous avons utilisé 7 tronçons dans l'expérience. Une tension de 817,8 g a été appliquée lors de l'enroulement.

3.2 Résultats

Nous avons pu obtenir plusieurs résultats que nous présentons ici. Tous les graphiques ont été réalisés à partir de la source Nd:YAG. Aucun résultat n'a été obtenu avec la source Ti:saphir, nous y revenons à la section 3.3.

Raie	λ mesuré (nm)	λ tabulé (nm)	Transition
a	1052,55	1052,05	$R_2 \rightarrow Y_1$
b	1062,07	1061,52	$R_1 \rightarrow Y_1$
c	1064,67	1064,14	$R_2 \rightarrow Y_3$
d	1068,75	??	??
e	1074,23	1073,8	$R_1 \rightarrow Y_3$
f	1078,27	1078,0	$R_1 \rightarrow Y_4$
g	1105,8	1105,4	$R_2 \rightarrow Y_5$
h	1112,6	1112,1	$R_2 \rightarrow Y_6$
i	1116,52	1115,9	$R_1 \rightarrow Y_5$
j	1122,97	1122,67	$R_1 \rightarrow Y_6$

TAB. 3.2 : Raies d'émission mesurées et tabulées du Nd:YAG. Les valeurs de longueur d'onde sont pour une propagation dans le vide. Les transitions sont indiquées à titre de référence, mais nous n'en discuterons pas.

3.2.1 Effets non-linéaires

La première expérience à faire est de vérifier l'évolution du spectre en fonction de la puissance d'entrée. Comme on peut voir sur les figures 3.4 à 3.6, plusieurs pics apparaissent en fonction de la puissance. Nous donnons ici une description de leur provenance afin de bien suivre les différents résultats. Le lecteur pourra se convaincre au fil des résultats de la validité des hypothèses avancées.

On voit d'abord sur la figure 3.4 qu'il y a des pics présents à basse puissance. Ormis l'apparition du signal Raman sur la courbe rouge, on voit que ces pics n'augmentent pas de façon significative lorsque la puissance injectée est à la hausse. On déduit qu'ils proviennent des raies d'émission du Nd:YAG, ceci ayant été confirmé par la littérature. Le tableau 3.2 compare les valeurs tabulées et mesurées. L'écart de 0,4 nm s'explique par une mauvaise calibration de l'appareil. Par ailleurs, la raie **d**, à 1 068,75 nm n'est pas relevée par les tables, mais sa faible dépendance en puissance laisse entendre qu'il ne s'agit pas d'un effet non-linéaire. L'origine de ce pic demeure donc inconnue.

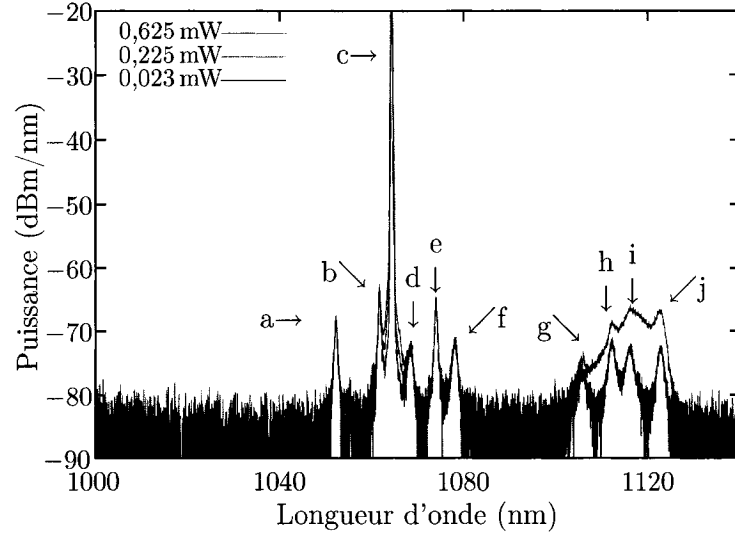


FIG. 3.4 : Évolution du spectre en fonction de la puissance moyenne incidente (à basse puissance) dans l'enroulement C.

On rappelle que les valeurs du gain Raman sont obtenues à partir de la figure 1.5 et que les longueurs d'onde théoriques du signal et du complémentaire sont indiquées sur la figure 2.9.

Lorsque la puissance devient suffisamment importante, certains effets non-linéaires apparaissent. La figure 3.5 présente les résultats graphiques et les pics sont répertoriés dans le tableau 3.3. On peut voir les raies Raman (raies **p** et **q**) autour de 1120 nm. On voit également, près de 1020 nm, les photons complémentaires du Raman issus du mélange à quatre ondes avec la pompe (raie **k**). Les pics qui nous intéressent sont ceux à 1033 nm et à 1098 nm, dénotés respectivement **m** et **n**. On dénote un écart par rapport aux courbes calculées (figure 2.9), mais, tel qu'il sera expliqué à la section 3.2.2, leur comportement en polarisation permet de confirmer qu'il s'agit de signaux d'IMV.

À grande puissance, les composantes spectrales se mélangent considérablement. Certains pics ressortent cependant clairement. Les résultats sont présentés sur la

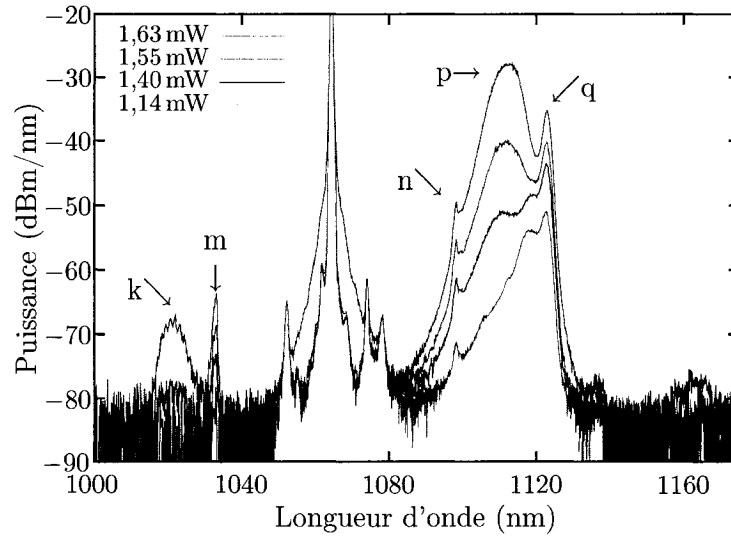


FIG. 3.5 : Évolution du spectre en fonction de la puissance incidente (à puissance intermédiaire) dans l'enroulement C.

Raie	λ mesuré (nm)	Provenance	λ calculée (nm)
k	1022,0	anti-Stokes Raman	1016,8
m	1033,2	anti-Stokes IMV	1023,6
n	1098,3	Stokes IMV	1108,6
p	1113,5	raie Raman	1116,7
q	1123,0	raie Raman	1124,3

TAB. 3.3 : Raies d'émission mesurées et calculée de l'IMV et de l'effet Raman.

figure 3.6 et le tableau 3.4. On voit clairement une seconde cascade Raman (raie **t**). Les autres pics (**r** et **s**) ont une origine beaucoup moins précise. Il se pourrait que le pic **r** provienne de l'IMV puisque comme nous le verrons à la section 3.2.3, sa longueur d'onde s'accorde avec la biréfringence issue de la tension courbée. Nous avançons, sous toutes réserves, qu'il s'agirait d'IMV pompée par l'effet Raman.

Sur les figures 3.7 et 3.8, on peut voir la superposition des spectres à la sortie des quatre enroulements et de la fibre libre. On peut voir que l'enroulement D, dont l'uniformité était certainement moins bonne, ne produit pas d'IMV, tout comme la fibre libre. Il y semble y avoir une corrélation entre l'uniformité de la biréfringence

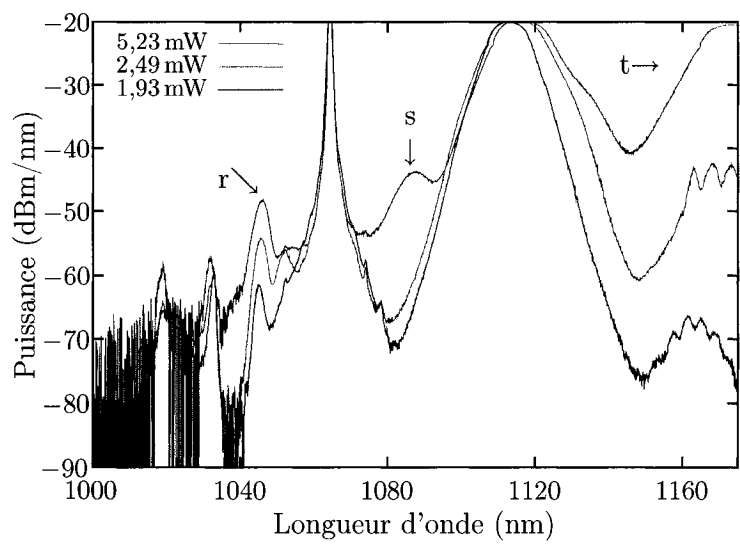


FIG. 3.6 : Évolution du spectre en fonction de la puissance incidente (à haute puissance) dans l'enroulement C.

Raie	λ mesuré (nm)	Provenance	λ calculée (nm)
r	1046,2	IMV issu du Raman ?	1070
s	1087,7	??	??
t	1172	Raman cascadié	1174,4

TAB. 3.4 : Effets non-linéaires à haute puissance.

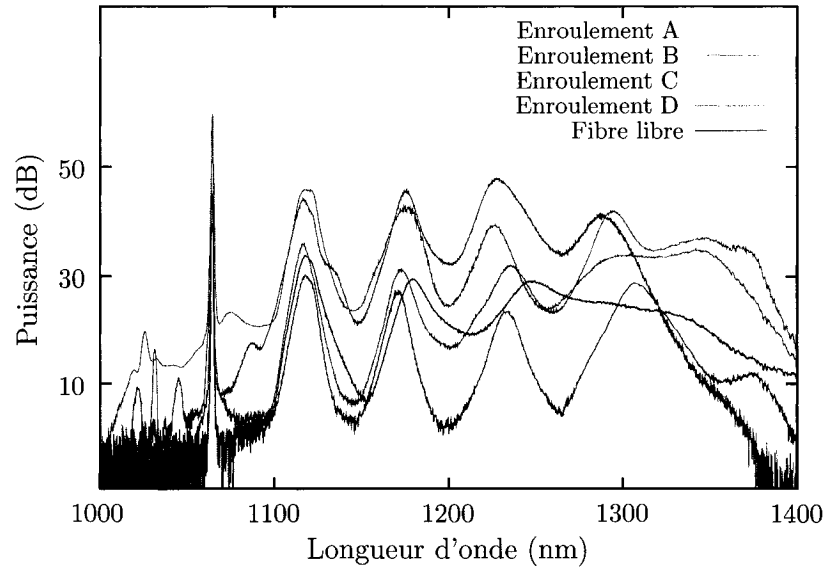


FIG. 3.7 : Spectre à la sortie des différents enroulements. On voit les nombreuses cascades d'effet Raman indiquant une abondance d'effets non-linéaires. Les ordonnées représentent la puissance transmise dans l'enroulement comparée au seuil de détection de l'appareil. On souligne que les puissances injectées étaient comparables, mais que les pertes optiques étant différentes selon les enroulements, le niveau de détection est différent selon les mesures.

et la présence de IMV.

3.2.2 Étude en polarisation

L'étude de la polarisation s'effectue en deux étapes. Tout d'abord, on regarde le signal sans analyseur (ou polariseur de sortie, ici une lame demi-onde et un cube polariseur) et on fait varier la polarisation à l'entrée de la fibre. Ceci nous donne une mesure de la génération d'effets non-linéaires en fonction de la polarisation à l'entrée de l'enroulement. La figure 3.9 résume ce à quoi on s'attend en régime de dispersion normale. Dans un second temps, on travaille à polarisation fixe à l'entrée et on fait varier l'orientation de lame la demi-onde à la sortie afin d'étudier

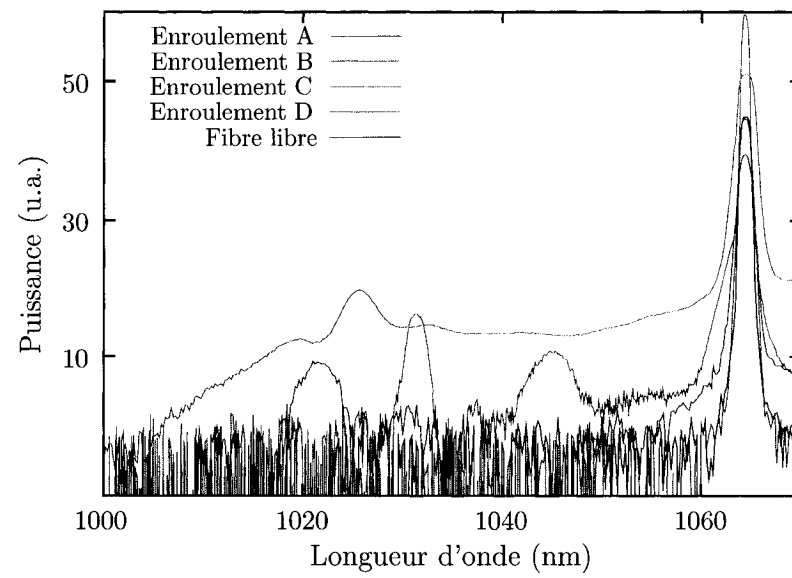


FIG. 3.8 : Spectre à la sortie des différents enroulements, zoom de la figure 3.7. On remarque que ni l'enroulement D ni la fibre libre ne donnent lieu à des pics. La puissance qui est indiquée en ordonnée est la comparaison, en dB, de la puissance transmise avec le niveau de bruit de l'analyseur de spectre optique.

la polarisation des signaux générés. Dans tous les cas, on rappelle qu'une rotation de θ d'une lame demi-onde engendre une rotation de 2θ d'une polarisation rectiligne.

Le comportement du signal en fonction de la polarisation d'entrée est présenté à la figure 3.10. Les positions angulaires des lames demi-onde sont inscrites sur le graphique. La position "0" des lames est arbitraire puisqu'il y a un tronçon de fibre avec une biréfringence inconnue à l'entrée de l'enroulement. D'après le signal obtenu, ce tronçon engendre une rotation de 116 degrés de la polarisation puisqu'il faut tourner la lame demi-onde de 58 degrés pour retrouver la polarisation de l'axe lent au début de la région tendue-courbée. On voit sur la figure 3.10 que les courbes verte et rouge correspondent à des polarisations perpendiculaires à l'entrée de la fibre. On mesure un contraste avoisinant les 30 dB sur le pic à 1033 nm entre les polarisations croisées. On en déduit que les lames quart d'onde et demi-onde sont positionnées de façon à propager l'onde électromagnétique le long des axes propres de l'enroulement. On remarque une cascade que l'on n'explique pas de part et d'autre du pic à 1033 nm. De plus, on remarque un pic à 1045 nm pour la demi-onde à 35,5 degrés. Malgré le fait que le pic semble suivre le comportement en polarisation pour l'IMV de type *oeoe* illustré à figure 3.9, son écart spectral est bien loin de celui prédit ($\pm 0,5$ nm) par la théorie (équation 1.95), illustré à la figure 2.11. On souligne que ce pic correspond au pic **r** de la figure 3.6, dont on ignore son origine et sa dépendance en polarisation.

La polarisation à la sortie de l'enroulement est très difficile à analyser. Étant donné qu'il y a beaucoup de pertes lors de l'analyse en polarisation (environ 75%), on doit mettre plus de puissance dans la fibre pour mesurer les signaux en sortie. Cependant, lorsqu'il y a beaucoup de puissance dans l'enroulement, il est probable qu'il se produise des rotations de polarisations non-linéaires lors de la propagation. On croit que ces rotations sont différentes selon que le signal chevauche le centre du paquet d'onde de pompe ou la queue. En effet, le signal voit alors des puissances de

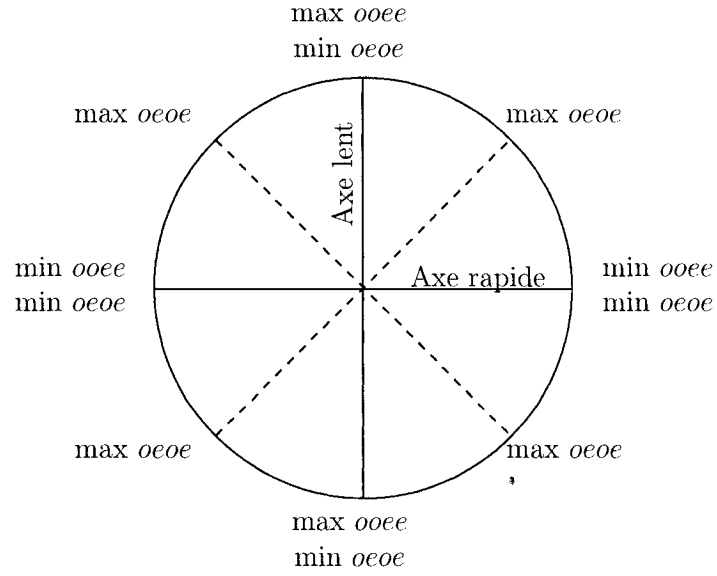


FIG. 3.9 : Génération de l'IMV en fonction de la polarisation d'entrée. Cette figure est tournée d'un angle arbitraire dû à la biréfringence inconnue dans le tronçon de fibre à l'entrée de l'enroulement.

pompe différentes susceptibles de faire tourner plus ou moins sa polarisation. Il s'en résulte une dépolarisation du signal à la sortie. Nous avons très bien remarqué qu'il était plus facile de filtrer en polarisation pour de basses puissances alors qu'il était pratiquement impossible de le faire pour de fortes puissances. Lors de l'expérience dont les résultats sont présentés sur la figure 3.11, nous avons commencé par enlever l'analyseur et avons trouvé l'angle de polarisation d'entrée maximisant la puissance du signal. Nous avons ensuite remis l'analyseur et avons trouvé les angles (indiqués sur la figure 3.11) maximisant et minimisant la valeur lue sur le puissance-mètre (ce qui revient à laisser passer ou filtrer la pompe). Nous avons remarqué deux choses. D'abord, le pic Raman est copolarisé avec la pompe et ensuite, la polarisation des pics d'IMV est grosso modo perpendiculaire à la pompe, tel qu'attendu. Ces résultats sont visibles sur la figure 3.11. En principe, on devrait pouvoir filtrer l'effet Raman en polarisation puisqu'il est copolarisé à la pompe. On pourrait alors faire ressortir le signal d'IMV noyé dans le Raman, puisqu'il est polarisé

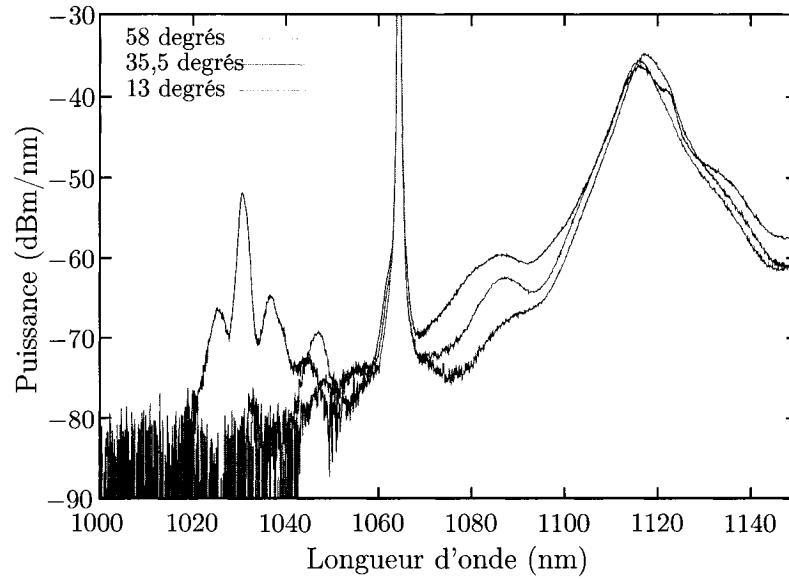


FIG. 3.10 : Résultats expérimentaux d'IMV dans l'enroulement C. En rouge, pompe polarisée selon l'axe lent. En vert, pompe polarisée selon l'axe rapide. En rose, pompe à 45 degrés entre les axes propres.

perpendiculairement à la pompe et au signal Raman. Cependant, nous n'avons pu y parvenir, probablement à cause des rotations non-linéaires de la polarisation.

3.2.3 Accordabilité

Selon la théorie développée à la section 2.4 et illustrée par la figure 2.9, on s'attend à ce que la position du signal généré dépende de la tension appliquée. La figure 3.12 compare les mesures expérimentales à la théorie. On voit que la tendance expérimentale suit bien celle prédite, mais qu'il y a écart systématique de l'ordre de 15 à 20 %. Une première hypothèse est qu'il y aurait eu un relâchement de tension dans l'enroulement, ce qui se traduit par un écart spectral plus faible qu'attendu. En deuxième lieu, il se peut que la relation de dispersion calculée à partir des paramètres de la fibre soit trop approximée. Finalement, il est aussi possible que le

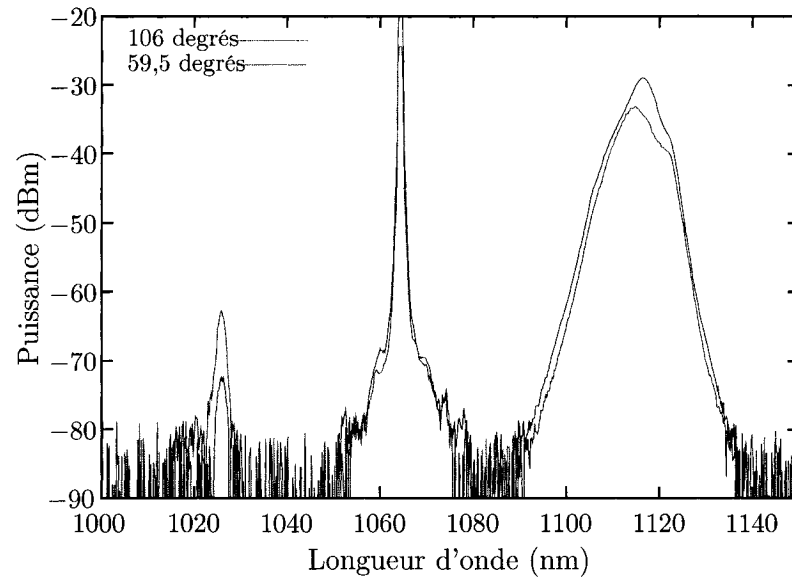


FIG. 3.11 : Polarisation du complémentaire du VMI. Il y a un contraste de 10 dB entre les signaux transmis par un polariseur en fonction de l'angle de la lame demi-onde. Tel qu'attendu, la polarisation du complémentaire est perpendiculaire à la pompe et au pic Raman.

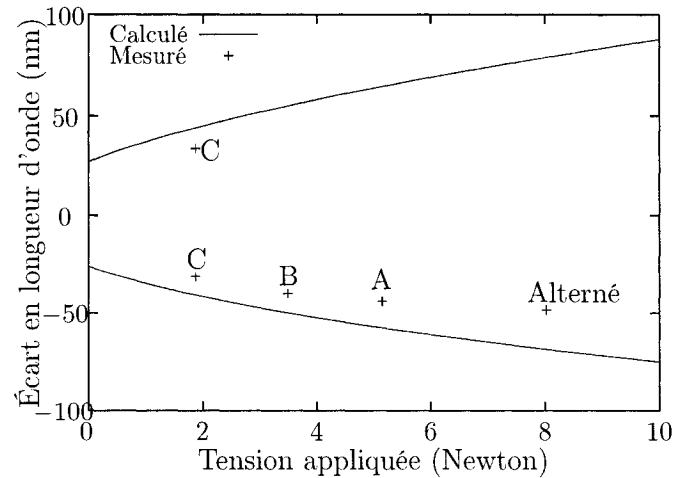


FIG. 3.12 : Résultats expérimentaux de l'accordabilité de l'IMV dans les enroulements. Superposition du calcul théorique de la position du complémentaire à partir de la tension appliquée et des résultats observés. Sont indiqués sur le graphique à quel enroulement correspond chacune des mesures.

développement en série de Taylor de la constante de propagation lors des équations d'accord de phase nécessite que l'on conserve des termes d'ordre supérieur. Notons que l'incertitude sur la mesure de la longueur d'onde des signaux est relativement faible, de l'ordre du nanomètre puisque les pics sont bien définis et que l'OSA est un instrument précis en dépit du fait qu'il y avait une erreur de calibration de 0,4 nm.

Nous avons pu tester l'enroulement accordable (les demi-cylindres tendus, section 3.1.2), les résultats étant présentés sur la figure 3.13. Puisque l'allongement était vraiment faible pour des tensions relativement grandes, nous n'avons pu mesurer la tension appliquée. Cependant, nous pouvons apprécier l'accordabilité en longueur d'onde. On remarque aussi que plus la tension d'enroulement est grande, plus le gain est important. Une explication est qu'à grande biréfringence, la polarisation est mieux conservée le long de la propagation, à la manière des fibres à maintien de polarisation. Mentionnons que le pic de la pompe se situe à -18 dBm (non-visible

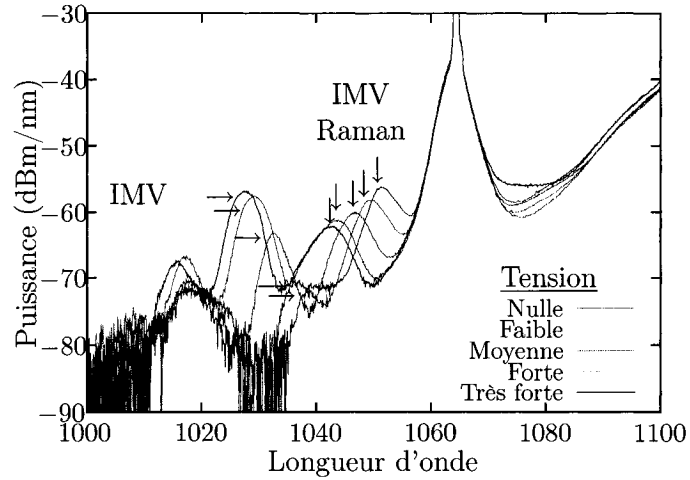


FIG. 3.13 : Résultats expérimentaux de l'accordabilité de l'IMV dans les demi-cylindres tendus. La tension appliquée est indiquée de manière qualitative.

sur le graphique) et que le signal d'IMV est à -56 dBm, soit à -38 dB de la pompe. Nous avons simulé l'évolution de la puissance pour un enroulement et une puissance identique sur la figure 1.3 et nous y avons obtenu un signal à -28 dB de la pompe.

On remarque aussi un second groupe de pics accordables référés sur la figure 3.13 comme "IMV Raman". On voit qu'ils s'apparentent à la raie *r* présentée dans le tableau 3.4.

3.3 Autres expériences

Nous avons essayé de générer l'IMV dans quelques autres conditions. D'abord avec une autre source (le Ti:saphir), puis avec deux dispositifs biréfringents différents. Bien qu'aucun résultat n'ait été obtenu, on présente tout de même les expériences ayant été tentées.

3.3.1 Ti:saphir

Le laser à Ti:saphir possède de bonnes puissances crêtes (de l'ordre du kW). Cependant, tel que mentionné précédemment, la faible durée d'impulsion implique une attention particulière en regard du glissement temporel entre les impulsions. C'est dans cette optique que l'enroulement à biréfringence alternée a été conçu (figure 3.3). Malgré tout, n'avons pas observé d'IMV. Cependant, puisque le Ti:saphir est accordable en longueur d'onde, on obtiendrait un degré d'accordabilité supplémentaire. Ainsi, plutôt que les signaux soient centrés autour d'une pompe fixe comme dans le cas du Nd:YAG, ils seraient centrés autour d'une pompe qui elle-même peut être accordée en longueur d'onde. Étant donné l'absence de résultats, on devra étudier les implications théoriques de la largeur de raie de la pompe sur la croissance des signaux.

3.3.2 Dispositifs à compression

Le dispositif à compression (figure 3.14) permet d'obtenir de très fortes valeurs de biréfringence. En effet, en vissant simplement deux plaques l'une sur l'autre (avec la fibre entre elles), il est possible d'atteindre rapidement une demie tonne de compression. Afin d'uniformiser le plus possible la pression, une bille distribuant les contraintes dans les plaques a été ajoutée. Cependant, tel que mentionné dans la section précédente, l'uniformité de la biréfringence est difficile à atteindre pour ce type d'enroulement. Par ailleurs, nous avons observé que lorsque de fortes contraintes sont atteintes, des pertes dépendantes en polarisation sont observées, ce qui est particulièrement néfaste pour ce genre d'expérience. Malgré tout, nous croyons qu'en regard des résultats obtenus récemment avec le laser Nd:YAG, un nouvel essai avec ce dispositif pourrait donner de bons résultats.

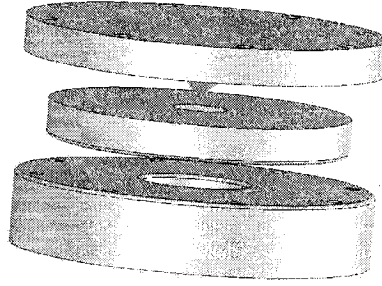


FIG. 3.14 : Dispositif à compression. La fibre est enroulée entre la plaque médiane et la plaque inférieure. On visse la plaque du haut à la plaque du bas, de sorte que les contraintes sont transférées de la plaque supérieure à la plaque médiane via une bille.

3.3.3 Fibre à biréfringence intrinsèque

Nous avons eu la chance d'avoir à notre disposition une fibre à cristaux photoniques biréfringente. Elle possède un cœur de très petite taille et une longueur de batttement de l'ordre du millimètre, ce qui aurait dû nous permettre d'observer l'IMV (voir figure 2.4 et 2.5). Cependant, après maintes tentatives, aucun résultat ne s'est avéré probant même si beaucoup d'effets non-linéaires furent observés.

3.4 Développements futurs et perspectives

Afin d'obtenir une source de photons corrélés utile, on doit apporter plusieurs améliorations à l'expérience actuelle et traiter éventuellement le signal obtenu.

3.4.1 Filtrage

Une fois l'IMV obtenue, on doit séparer le signal et le complémentaire du reste (pompe, signal Raman et autres effets non-linéaires). Nous travaillons avec une

pompe très intense, que ce soit le Nd:YAG ou le Ti:saphir, si bien que l'on devra filtrer de l'ordre de 90 dB, sans perdre trop de signal. Étant donné le type d'IMV produit (*ooee*), on peut filtrer en polarisation. On enlèverait ainsi la pompe et le signal Raman. Bien qu'il soit possible d'après les fabricants de cubes polarisants de filtrer jusqu'à 50 dB (Thorlabs, 2006), la qualité de l'état de polarisation limitera le filtrage. Les éléments de filtrage suivants devront nécessairement se baser sur le démultiplexage en longueur d'onde. Celui dont on contrôle le mieux la fabrication (et donc la réponse) est le coupleur fusionné. On peut atteindre des isolations de l'ordre de 30 dB par coupleur. On aura besoin de deux coupleurs centrés autour de la longueur d'onde des signaux.

3.4.2 Détection

Mis à part l'OSA, quelques possibilités sont envisageables pour détecter les photons produits par l'IMV.

Détecteur de photons uniques

Ces détecteurs sont caractérisés par leur très grande sensibilité. Cependant, afin de les utiliser correctement, on devra filtrer adéquatement, démultiplexer à la bonne longueur d'onde et synchroniser le détecteur à la bonne fréquence de répétition. Malgré ces difficultés techniques associées à leur utilisation, ils seront incontournables lorsque nous ferons des expériences à un photon par impulsion pour tester l'intrication des signaux.

Photodiodes balancées

Afin de s'assurer de la corrélation entre les signaux Stokes et anti-Stokes de l'IMV, chacun des deux signaux est détecté par une des deux photodiodes balancées. Chacune des photodiodes produit un photocourant proportionnel à l'intensité optique reçue. Puisque l'arrivée des photons sur la photodiode est un processus stochastique, la puissance lue par la photodiode fluctue dans le temps. Le bruit associé à ces fluctuations est appelé bruit de grenaille.

Le signal électrique à la sortie des photodiodes balancées est la différence des signaux électriques issus de chacune des deux photodiodes. Si le signal électrique à la sortie des photodiodes balancées possède un bruit inférieur au bruit de grenaille, on conclut que les signaux sont corrélés, c'est-à-dire que la présence d'un photon de signal implique la présence d'un photon complémentaire.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce mémoire deux façons de réaliser l'IMV dans une fibre à saut d'indice, dépendemment de la polarisation de la pompe. Nous avons aussi étudié plusieurs mécanismes pour induire de la biréfringence ainsi que la façon de les réaliser expérimentalement. Le fait que l'IMV dépende de la biréfringence et que cette biréfringence soit elle-même ajustable permet d'envisager la réalisation d'une source de photons intriqués tout-fibre accordable en longueur d'onde.

Nous avons développé un formalisme théorique permettant de prédire la croissance des signaux. Ce formalisme, en plus d'établir la croissance en puissance, tient compte de l'écart spectral en fonction de la tension d'enroulement. Nous avons obtenu des résultats proches de ce qui a été prédit. L'écart spectral suit une tendance très proche de celle prédite avec un écart systématique de 15 à 20 %. L'évaluation du gain est cependant plus difficile à comparer avec la théorie puisque l'uniformité de la biréfringence semble jouer un rôle important. Néanmoins, pour les résultats où la fibre n'était pas trop longue et bien tendue, nous avons obtenu le bon ordre de grandeur.

Bien que nos résultats soient plutôt probants, plusieurs d'entre eux sont obtenus dans des conditions particulières précises. L'étude de la polarisation des signaux ne peut se faire qu'à basse puissance, l'observation de l'anti-Stokes de l'IMV ne se fait que pour des valeurs relativement faibles de la biréfringence, seule la source Nd :YAG a donné des résultats et seul l'IMV de type *ooee* a été observé. Nous travaillerons à l'amélioration de cette source à court et moyen terme (design mécanique et contrôle en polarisation), tandis qu'à plus longue échéance, nous chercherons à étudier l'aspect quantique de la lumière.

RÉFÉRENCES

- Agrawal, G. P. (2001). *Nonlinear fiber optics*. Nonlinear fiber optics, 3rd ed. By Govind P. Agrawal. San Diego, CA : Academic Press, 1995, ISBN 0120451425.
- Cappellini, G. et Trillo, S. (1991). Energy conversion in degenerate four-photon mixing in birefringent fibers. *Optics Letters*, **16**, 895–897.
- E. Brainis, D. Amans, S. M. (2005). Scalar and vector modulation instabilities induced by vacuum fluctuations in fibers : Numerical study. *Physical Review A*, **71**(023808).
- Gisin, N., Ribordy, G., Tittel, W., and Zbinden, H. (2002). Quantum cryptography. *Rev. Mod. Phys.*, **74**(1), 145–195.
- Kwiat, P. G., Mattle, K., Weinfurter, H., Zeilinger, A., Sergienko, A. V., and Shih, Y. (1995). New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **75**(24), 4337–4341.
- Li, X., Voss, P. L., Sharping, J. E., and Kumar, P. (2005). Optical-Fiber Source of Polarization-Entangled Photons in the 1550 nm Telecom Band. *Physical Review Letters*, **94**(5), 053601.
- Maciejko, R. (2006). *Optique quantique*. École Polytechnique de Montréal.
- Mallat, S. (1998). *A wavelet tour of signal processing*. Academic Press.
- Murdoch, S. G., Leonhardt, R., Harvey, J. D., and Kennedy, T. A. B. (1997). Quasi-phase matching in an optical fiber with periodic birefringence. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, **14**, 1816–1822.
- Rashleigh, S. C. (1982). Origins and control of polarization effects in single-mode fibers (A). *Journal of the Optical Society of America*, **72**, 1808.
- Thorlabs (2006). Tools of the trade vol.18. p. 675.

ANNEXE I

DESCRIPTION DES FIBRES UTILISÉES

On présente ici les fiches techniques des différentes fibres ayant été utilisées pour les expériences.

I.1 Fibre Puremode™

Les spécifications de la fibre Puremode™ sont présentées dans le tableau Puremode I.1 tandis que les dispersions de premier ordre et de second ordre sont présentés sur les figures I.1 et I.2.

I.2 Fibre SMF28™

Les spécifications de la fibre SMF28™ sont présentées dans le tableau I.2. Les dispersions de premier ordre et de second ordre sont présentés sur les figures I.3 et I.4.

Nom de la fibre	<i>PM1060</i>
Fournisseurs	Corning
Type de fibre	Fibre à saut d'indice
Rayon de la gaine optique	62,5 μm
Rayon du cœur	3 μm

TAB. I.1 : Spécifications de la fibre Puremode.

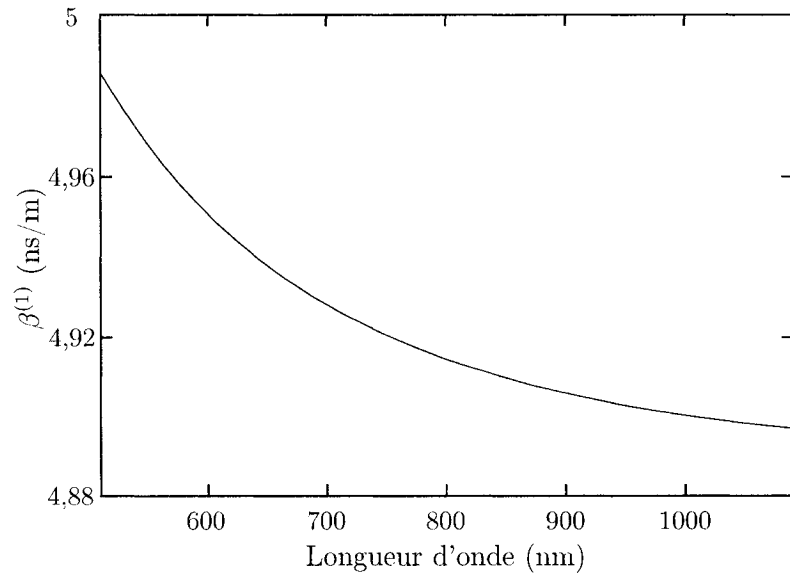


FIG. I.1 : Dispersion de groupe pour la fibre PM1060TM.

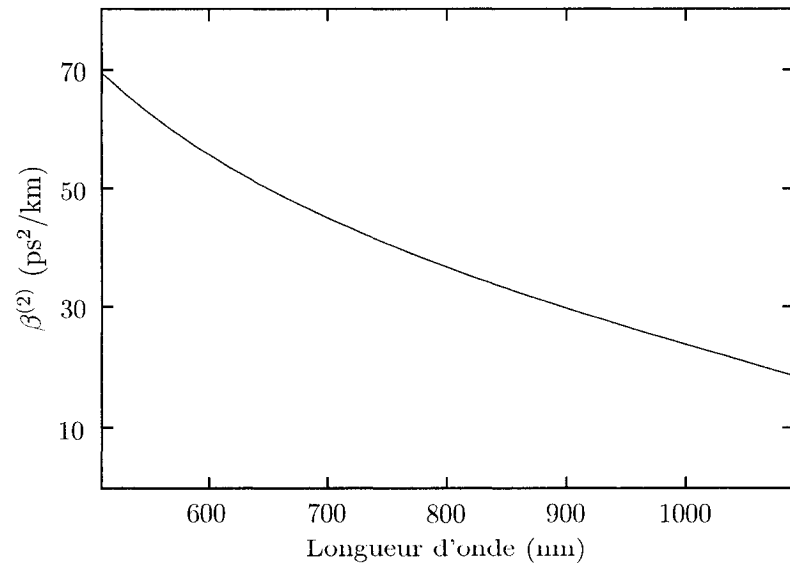
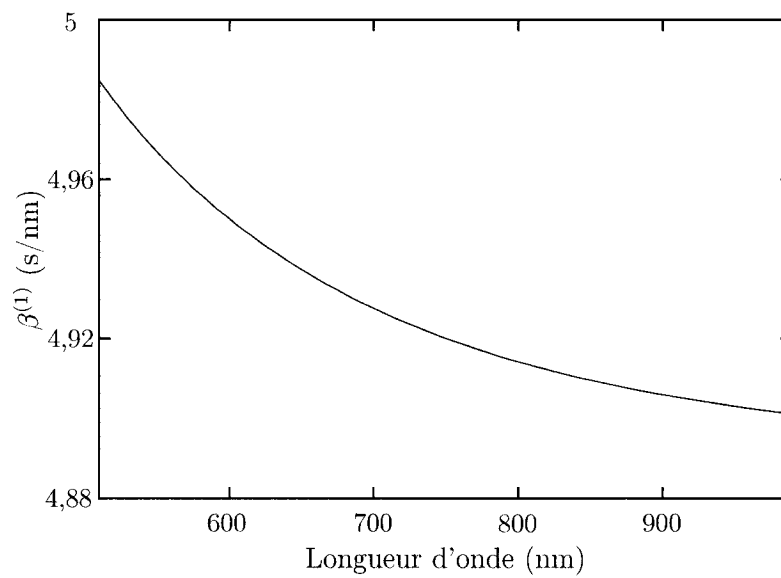


FIG. I.2 : Dispersion de second ordre pour la fibre PM1060TM.

Nom de la fibre	SMF28 TM
Fournisseurs	Corning
Type de fibre	Fibre à saut d'indice
Rayon de la gaine optique	62,5 μm
Rayon du cœur	4,5 μm

TAB. I.2 : Spécifications de la fibre SMF28.

FIG. I.3 : Dispersion de groupe pour la fibre SMFTM.

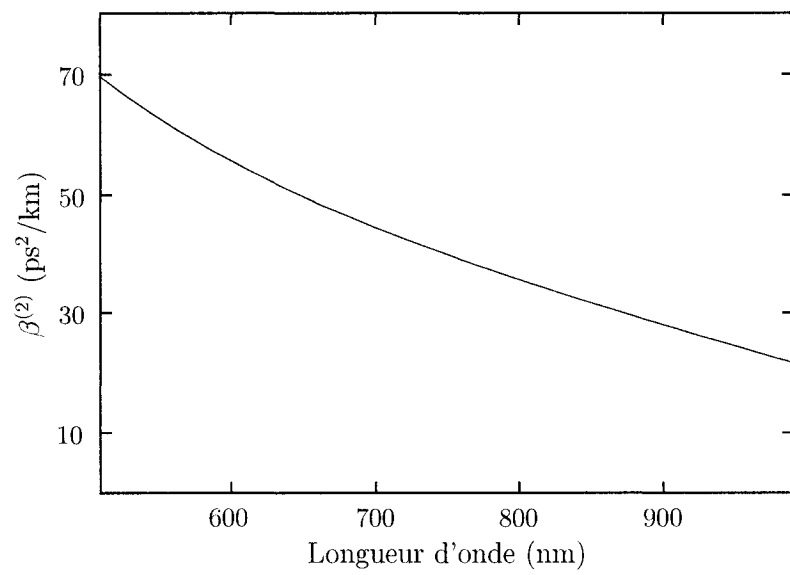


FIG. I.4 : Dispersion de second ordre pour la fibre SMFTM.