



Instabilité de modulation et solitons en parois de domaines dans les fibres optiques

Stéphane Pitois

► To cite this version:

Stéphane Pitois. Instabilité de modulation et solitons en parois de domaines dans les fibres optiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Bourgogne, 2000. Français. NNT: . tel-00109348

HAL Id: tel-00109348

<https://theses.hal.science/tel-00109348>

Submitted on 24 Oct 2006

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

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

UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

Thèse

présentée par

Stéphane PITOIS

pour obtenir le titre de
DOCTEUR en PHYSIQUE

Instabilité de modulation et solitons en parois de domaines dans les fibres optiques

Soutenue le 20 septembre 2000, devant la commission d'examen composée de :

Pierre Glorieux	Professeur, Université Lille I	
Alain Barthelemy	Directeur de Recherche CNRS, IRCOM Limoges	Rapporteur
Costantino De Angelis	Professeur, Université de Brescia, Italie	Rapporteur
Marc Haelterman	Maître de Recherche FNRS, Université Libre de Bruxelles, Belgique	
Alain Dereux	Professeur, Université de Bourgogne	
Stefan Wabnitz	Professeur, Université de Bourgogne et Alcatel-CRC Marcoussis	
Guy Millot	Professeur, Université de Bourgogne	

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne (LPUB), UMR CNRS 5027
Faculté des Sciences Mirande,
9, Avenue A. Savary, B.P. 47 870, 21078 Dijon, FRANCE

Table des matières

Introduction	4
Partie I Instabilité de modulation et parois de domaines temporelles	9
Chapitre 1 Généralités sur les fibres optiques	10
1.1 Introduction	10
1.2 Equations de propagation linéaires	11
1.2.1 Modes de propagation d'une fibre optique	12
1.2.2 Cas d'une fibre bimodale et biréfringente	14
1.3 Equations de Schrödinger non linéaires	15
1.3.1 Dispersion chromatique	15
1.3.2 Effet Kerr optique	16
1.3.3 Equations de propagation non-linéaires dans une fibre bimodale	17
1.3.4 Equations de propagation non-linéaires dans une fibre isotrope	20
Chapitre 2 Instabilité Modulationnelle spontanée	22
2.1 Introduction	22
2.2 Equations de propagation générales	23
2.2.1 Equations de propagation incohérentes	24
2.2.2 Calcul des intégrales de recouvrement	25
2.2.3 Calcul des termes dispersifs	26
2.2.4 Formalisme Lagrangien	27
2.3 Etude théorique de l'instabilité modulationnelle spontanée	28
2.3.1 Analyse matricielle	28
2.3.2 Analyse en termes de mélange à quatre ondes	36
2.4 Observations expérimentales	41
2.4.1 Les sources lasers	41
2.4.2 Choix de la fibre	43
2.4.3 Montage expérimental	43
2.4.4 Conditions d'injection	44
2.4.5 Etude en longueur d'onde	45

2.4.6	Etude en puissance	47
2.5	Interaction avec l'effet Raman	49
2.5.1	Introduction	50
2.5.2	Equations de propagation en présence d'effet Raman	51
2.5.3	Résultats expérimentaux	52
2.6	Conclusion	55
Chapitre 3	Parois de domaines temporelles dans une fibre optique	56
3.1	Introduction	56
3.1.1	Rappels des solutions des équations NLS couplées	57
3.1.2	Génération d'un train de parois de domaines par IM	63
3.1.3	Stabilisation des parois de domaines générées par IM	64
3.2	Génération de parois de domaines dans une fibre bimodale	65
3.2.1	Rappels théoriques	66
3.2.2	Montage expérimental	67
3.2.3	Remarque préalable	69
3.2.4	Génération par injection du signal sur un seul mode	70
3.2.5	Génération par injection du signal sur les deux modes	73
3.2.6	Problème de la phase relative des modulations	77
3.2.7	Conclusion	79
3.3	Génération de parois de domaines dans une fibre isotrope	79
3.3.1	Rappels théoriques	80
3.3.2	Montage expérimental	83
3.3.3	Résultats expérimentaux	84
3.3.4	Caractérisation par mesures FROG	85
3.4	Conclusion	89
Chapitre 4	Parois de domaines en présence de l'effet Raman	91
4.1	Introduction	91
4.2	Théorie	92
4.3	Ondes de choc induites par effet Raman	95
4.3.1	Solitons scalaires	95
4.3.2	Solitons vectoriels	96
4.4	Solitons en parois de domaines	96
4.5	Nouvelles solutions	98
4.6	Conclusion	98

Partie II Parois de domaines de polarisation dans le cas d'ondes

contra-propagatives	99
Introduction	100
Chapitre 5 Rappels théoriques	103
5.1 Equations de propagation non-linéaires	103
5.1.1 Expression de la polarisation non-linéaire	103
5.1.2 Equations de propagation non-linéaires	105
5.1.3 Formalisme Lagrangien et Hamiltonien	107
5.1.4 Formalisme des vecteurs de Stokes	108
5.2 Recherche de solutions stationnaires	110
5.3 Génération d'une paroi de domaines de polarisation	114
5.3.1 Génération par instabilité	114
5.3.2 Génération par commutation	116
Chapitre 6 Parois de domaines de polarisation : expériences	118
6.1 Remarques préalables	118
6.1.1 Difficultés particulières liées à l'expérience	118
6.1.2 Analyse numérique de la stabilité	119
6.2 Premier schéma expérimental	120
6.2.1 Méthode d'analyse de la polarisation	122
6.2.2 Résultats	123
6.3 Deuxième schéma expérimental	125
6.3.1 Polarisation circulaire	126
6.3.2 Polarisation rectiligne	130
6.3.3 Polarisation rectiligne et circulaire	134
6.4 Conclusion et perspectives	137
Conclusion	139
Annexe A Méthode de relaxation	145
Annexe B Calibration en puissance	150
B.1 Mesure de l' énergie d'une impulsion	150
B.2 Estimation de la puissance crête	150
B.3 Estimation de la puissance crête à l'entrée de la fibre	151
Annexe C Autocorrélateur et Spectromètre	152
C.1 L'autocorrélateur optique	152
C.2 Le spectromètre visible	153

Bibliographie

155

Introduction

"Light has always been with us. Communications using light occurred early in our development when human beings first communicated by using hand signals. This is obviously a form of optic communications. It does not work in darkness". Si on adopte ce point de vue (J.C. Palais dans "Fiber Optic Communications", Ed. Prentice Hall, 1998), les communications par voie optique remontent au début de l'humanité. Malheureusement les débits ne dépassaient guère un bit par seconde et les distances de transmission restaient très limitées. Malgré quelques tentatives anecdotiques comme le sémaphore de Claude Chappe en 1792 ou le Photophone de Alexander G. Bell en 1880, les communications utilisant la lumière comme porteuse de l'information furent délaissées au profit du télégraphe électrique (mis au point par S. Morse) puis des transmissions par câbles coaxiaux.

Il fallut attendre 1960 avec l'invention du laser et le début des années soixante-dix avec le développement de fibres à pertes raisonnables (de 1960 à 1975, les pertes passèrent de 1000 dB/km à 0.2 dB/km pour la lumière se propageant autour de $1.55 \mu\text{m}$) pour voir le retour en force de l'optique dans les systèmes de transmissions de données. Le développement des télécommunications par fibre optique durant les années 1980 fut spectaculaire si l'on en juge par le nombre de réseaux installés à travers le monde. De nombreux câbles fibrés furent tirés à travers les océans Atlantique et Pacifique. Ce développement s'est poursuivi au cours des années 1990 et l'essentiel des communications - téléphoniques, télévisuelles, informatiques - passe aujourd'hui par des fibres optiques qui relient les continents entre eux.

Parallèlement, le développement du laser et sa capacité à concentrer la lumière sur une très faible surface fut à l'origine de la découverte de nombreux effets non linéaires en optique. La fibre optique, de part ses propriétés à guider la lumière avec de faibles pertes, constitue un outil fascinant pour l'étude de ces processus non linéaires. Malgré la valeur relativement faible du coefficient de non linéarité, de nombreux effets non linéaires se manifestent pour des puissances optiques injectées facilement accessibles grâce aux grandes longueurs de fibre pouvant être utilisées.

La découverte du soliton dans les fibres optiques en 1973 par Hasegawa et Tappert [1] avec sa mise en évidence expérimentale en 1980 par Mollenauer [2] a contribué à rapprocher ces deux utilisations de la fibre optique : les télécommunications et l'optique non linéaire. Rappelons que le soliton est une impulsion lumineuse pouvant se propager sans déformation sur de longues distances, d'où des potentialités évidentes pour les systèmes de télécommunications. Il correspond à une solution particulière de l'équation de propagation de la lumière dans un milieu non-linéaire et dispersif tel que la silice. Son expression analytique fut trouvée en 1972 par Zakharov et Shabat [3]. Qualitativement, la forme de leur enveloppe temporelle fait que la dispersion de la vitesse de groupe est exactement compensée par la non linéarité Kerr de la silice. Cette compensation n'est possible que dans le régime de dispersion anormale (c'est-à-dire pour des longueurs d'ondes supérieures à 1330 nm). Après cette découverte fondamentale du soliton

conventionnel, de nombreuses études se sont développées sur des solitons faisant intervenir la nature vectorielle de la lumière et pouvant se propager en régime de dispersion normale. Ces travaux font intervenir deux ondes se propageant dans des fibres fortement biréfringentes [4, 5], faiblement biréfringentes [6–7–8–9] ou avec des fréquences différentes dans des fibres standards [10, 11, 12].

Ce travail de thèse est axé sur une classe particulière de ces solutions : les solitons en parois de domaines. Ces solitons représentent une transition entre deux domaines stables [13, 14]. Ils doivent leur existence à l'interaction de deux ondes se propageant simultanément dans la fibre et qui sont couplées par la polarisation non linéaire de la silice.

La première partie de cette thèse est structurée de la façon suivante : après un premier chapitre dédié à différents rappels théoriques sur la propagation d'une onde dans une fibre optique, nous étudions dans le deuxième chapitre l'instabilité modulationnelle (IM) spontanée dans une fibre optique bimodale en régime de dispersion normale. L'IM est un processus qui apparaît lorsqu'une onde se propage dans un milieu non linéaire et dispersif. Il se traduit par la modulation en amplitude de l'onde sous l'effet d'une perturbation, spontanée ou induite. C'est un phénomène bien connu dans divers domaines de la physique : les plasmas [15], les fluides [16], les circuits électriques [17] ou l'optique [18]. Après une étude théorique reposant sur une analyse linéaire de la stabilité des équations, nous présentons les résultats expérimentaux. Nous nous intéresserons à une longueur d'onde particulière pour laquelle les deux modes se propagent avec des vitesses de groupe identiques [19]. La non linéarité Kerr sera alors clairement mise en évidence par une forte dépendance de la fréquence de modulation avec la puissance de l'onde. L'interaction entre l'instabilité de modulation et la diffusion Raman spontanée est illustrée en fin de ce deuxième chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à une étude expérimentale de la génération de parois de domaines temporelles en régime de dispersion normale. L'instabilité modulationnelle induite est utilisée pour former des trains de parois de domaines avec un débit voisin du THz. Les premières expériences sont réalisées avec une fibre bimodale. Diverses limitations nous conduiront à étendre nos expériences à la génération de parois de domaines dans une fibre optique isotrope. Des mesures de spectres, d'autocorrélation et de FROG sont utilisées pour caractériser les impulsions générées. Nous présentons dans le quatrième et dernier chapitre de cette première partie une étude théorique portant sur l'influence de la diffusion Raman sur l'existence des solitons en parois de domaines.

La deuxième partie de cette thèse est consacrée à la génération expérimentale d'un soliton en parois de domaines de polarisation dans une fibre optique isotrope. L'existence de ce soliton dans un milieu non linéaire et isotrope a été prédite théoriquement en 1987 par Zakharov et Mikhailov [13]. Il doit son existence à la contra-propagation de deux ondes et constitue une transition spatiale entre deux états distincts de polarisation.

Quelques rappels théoriques sur les équations de propagation de deux ondes contra-propagatives dans une fibre optique isotrope et sur les solutions particulières de ces équations sont présentés dans le chapitre 5. Nous illustrerons également deux techniques permettant d'inscrire une paroi de domaines de polarisation dans une fibre.

Les résultats expérimentaux sont présentés dans le dernier chapitre. L'étude sur la génération d'une paroi de domaines est complétée par une analyse numérique et expérimentale de différentes configurations de polarisations des deux ondes contra-propagatives. Nous verrons le rôle particulier joué par l'état de polarisation circulaire et ses éventuelles applications pour la réalisation d'un polariseur non linéaire.

Première partie

Instabilité de modulation et parois de domaines temporelles

Chapitre 1

Généralités sur les fibres optiques

L'objectif de ce chapitre est de rappeler les points essentiels de la propagation de la lumière dans une fibre optique qui sont à la base du phénomène d'instabilité modulationnelle. Dans une première partie, nous établissons la notion de modes transverses de propagation en partant des équations de Maxwell. Nous décrivons ensuite les deux principaux effets, à savoir la dispersion chromatique et l'effet Kerr optique, qui se manifestent lors de la propagation de la lumière. Nous établissons enfin les équations non linéaires régissant la propagation d'une onde dans une fibre optique bimodale puis dans une fibre monomode isotrope.

1.1 Introduction

Une fibre optique est une structure diélectrique de forme cylindrique constituée d'un coeur en silice entouré d'une gaine optique également en silice. Le tout est en général protégé par une gaine protectrice en plastique. La figure 1.1 représente une coupe transversale d'une fibre optique [20].

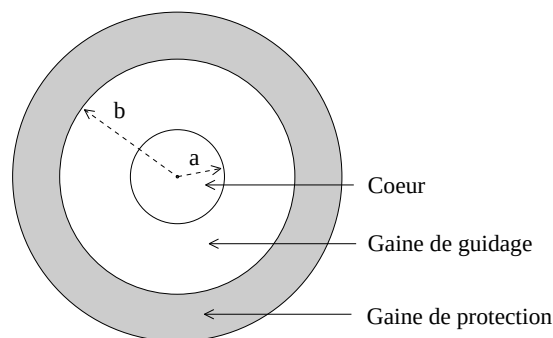


FIG. 1.1 - Coupe transversale d'une fibre optique. a désigne le rayon du coeur et b le rayon de la gaine.

Le guidage de la lumière est assuré en augmentant légèrement l'indice du coeur de la fibre

avec des dopants (en général germanium GeO_2 ou potassium P_2O_5). Les fibres que nous avons utilisées sont à saut d'indice ; c'est-à-dire que les indices dans le coeur et dans la gaine ne varient pas avec le rayon. On notera a le rayon du coeur, n_c l'indice du coeur, et n_g l'indice de la gaine ($n_c > n_g$). Pour une fibre optique monomode, le rayon du coeur est de quelques micromètres et la différence d'indice entre le coeur et la gaine est typiquement $\delta n = n_c - n_g \simeq 10^{-3}$. Dans la suite, on fera l'approximation que le rayon b de la gaine optique est infini.

1.2 Equations de propagation linéaires

Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique comme la silice s'écrivent [20] :

$$\begin{cases} \vec{r} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{r} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} \quad \begin{cases} \text{div } \vec{D} = 0 \\ \text{div } \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Considérons la propagation d'une onde plane monochromatique de pulsation ω dans la direction Oz . Etant donnée la symétrie de révolution du dispositif, il est utile de séparer le champ électromagnétique en une partie longitudinale (parallèle à Oz) et une partie transverse [21] :

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \vec{E}(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} = [\vec{E}_t(r, \phi) + E_z(r, \phi) \vec{u}_z] e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.2)$$

$$\vec{H}(\vec{R}, t) = \vec{H}(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} = [\vec{H}_t(r, \phi) + H_z(r, \phi) \vec{u}_z] e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.3)$$

où β représente la constante de propagation. En reportant cette expression dans les équations de Maxwell, on aboutit à :

$$\Delta_T E_z + (n^2(r)k^2 - \beta^2)E_z = 0 \quad (1.4)$$

$$\Delta_T H_z + (n^2(r)k^2 - \beta^2)H_z = 0 \quad (1.5)$$

où Δ_T est un opérateur agissant uniquement sur les composantes transverses des vecteurs. $n(r)$ est l'indice à la distance r du centre de la fibre et k le nombre d'onde dans le vide. Les composantes transverses du champ, E_r , E_ϕ , H_r et H_ϕ peuvent s'exprimer en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z :

$$\begin{cases} E_r = \frac{i}{X(r)} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right] \\ E_\phi = \frac{i}{X(r)} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad \begin{cases} H_r = \frac{i}{X(r)} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \varepsilon_0 n^2(r)}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \\ H_\phi = \frac{i}{X(r)} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \varepsilon_0 n^2(r) \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (1.6)$$

avec $X(r) = n^2(r)k^2 - \beta^2$. En exprimant les composantes transverses des champs en coordonnées cylindriques, l'équation de propagation s'exprime sous la forme :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + (n^2(r)k^2 - \beta^2)E_z = 0 \quad (1.7)$$

La symétrie de révolution permet de décomposer les composantes longitudinales sous la forme :

$$E_z(r, \phi) = F(r)G(\phi) \quad (1.8)$$

Les deux fonctions $F(r)$ et $G(r)$ satisfont alors les équations suivantes :

$$G(\phi) = G_1 e^{i\nu\phi} + G_2 e^{-i\nu\phi} \quad (1.9)$$

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + \left[X(r)^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right] F(r) = 0 \quad (1.10)$$

avec ν entier. Ces équations peuvent être résolues analytiquement uniquement dans des cas très particuliers comme par exemple dans le cas de fibres à saut d'indice pour lesquelles l'indice est constant dans le coeur et dans la gaine. Pour toute la suite nous nous intéressons à ce type de fibre à saut d'indice.

1.2.1 Modes de propagation d'une fibre optique

La décroissance vers zéro du champ lorsque r tend vers l'infini impose que la fonction $F(r)$ soit une fonction de Bessel de type K_ν dans la gaine. De même, le champ devant avoir une valeur finie au centre de la fibre, seule une fonction de Bessel de type J_ν est acceptable pour le coeur de la fibre. Il est alors utile d'introduire les paramètres modaux U et W par les relations suivantes [19, 21] :

$$U^2 = a^2(n_c^2 k^2 - \beta^2) \quad (1.11)$$

$$W^2 = a^2(\beta^2 - n_g^2 k^2). \quad (1.12)$$

On définit également une fréquence normalisée V par la relation :

$$V = \sqrt{U^2 + W^2} = ka\sqrt{n_c^2 - n_g^2}. \quad (1.13)$$

La continuité des composantes tangentielles des champs à l'interface coeur-gaine (en $r = a$) conduit à l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\left[\frac{J'_\nu(U)}{U J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right] \left[\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_g} \frac{J'_\nu(U)}{U J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right] = \nu^2 \left[\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right] \left[\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_g} \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right] \quad (1.14)$$

Dans la pratique, la différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine est très faible (de l'ordre de 10^{-3}). Il en suit que l'équation caractéristique précédente peut être fortement

simplifiée. Dans cette approximation d'un faible guidage ($n_c \simeq n_g$), cette équation se réduit en effet à :

$$U \frac{J_{m-1}(U)}{J_m(U)} = -W \frac{K_{m-1}(W)}{K_m(W)}. \quad (1.15)$$

La résolution de cette équation conduit à la définition des modes de propagation dans la fibre, chacun ayant une constante de propagation β et des propriétés de polarisation particulières. Pour une fibre avec un coeur parfaitement circulaire, il existe une dégénérescence de certains groupes de modes qui ont la même constante de propagation β . On montre que des combinaisons linéaires des modes dégénérés d'une même famille (de même nombre m) conduisent à la définition de modes linéairement polarisés appelés mode $LP_{m,n}$. L'indice n indique que l'on considère la n^{ieme} racine de l'équation caractéristique. Un mode donné ne peut donc se propager dans la fibre que s'il existe un couple de valeur (U, V) satisfaisant l'équation caractéristique. L'existence d'une telle solution dépend de la valeur de la fréquence normalisée V . Par la suite, nous nous intéressons uniquement aux deux premiers modes guidés. Le premier mode appelé mode LP_{01} ou mode fondamental se propage quelle que soit la valeur de V . C'est le mode se propageant dans les fibres unimodales classiques. Pour ce mode LP_{01} , l'équation caractéristique s'écrit :

$$U \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = W \frac{K_1(W)}{K_0(W)}. \quad (1.16)$$

Le second mode guidé est le mode LP_{11} qui se propage pour $V > 2.405$. L'équation caractéristique pour ce mode s'écrit :

$$U \frac{J_0(U)}{J_1(U)} = -W \frac{K_0(W)}{K_1(W)}. \quad (1.17)$$

Ces équations permettent de déterminer les valeurs de U et W pour chaque mode à la longueur d'onde considérée. La constante de propagation du mode s'obtient à partir de cette valeur U avec la relation :

$$\beta = kn_c \left(1 - 2\Delta \left(\frac{U}{V} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

Dans l'approximation du faible guidage, il existe une forme approchée pour l'expression de la constante de propagation :

$$\beta \simeq n_g k (1 + \Upsilon \Delta) \quad (1.19)$$

avec :

$$\Upsilon = 1 - U^2/V^2 \quad (1.20)$$

où Υ est appelée constante de propagation normalisée et :

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2} \simeq \frac{n_c - n_g}{n_c} \quad (1.21)$$

est un coefficient proportionnel à la différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine. La figure 1.2 représente les distributions d'intensité pour les modes LP_{01} et LP_{11} . Les flèches indiquent les polarisations. L'indice "e" est relatif au terme "even" qui indique une distribution angulaire en $\cos(\phi)$ et l'indice "o" à "odd" qui indique une distribution en $\sin(\phi)$. Dans le cas d'une fibre isotrope, les quatre modes LP_{11} ont la même constante de propagation. Notons également que les directions de polarisations rectilignes de base sont arbitraires puisque le système est de révolution.

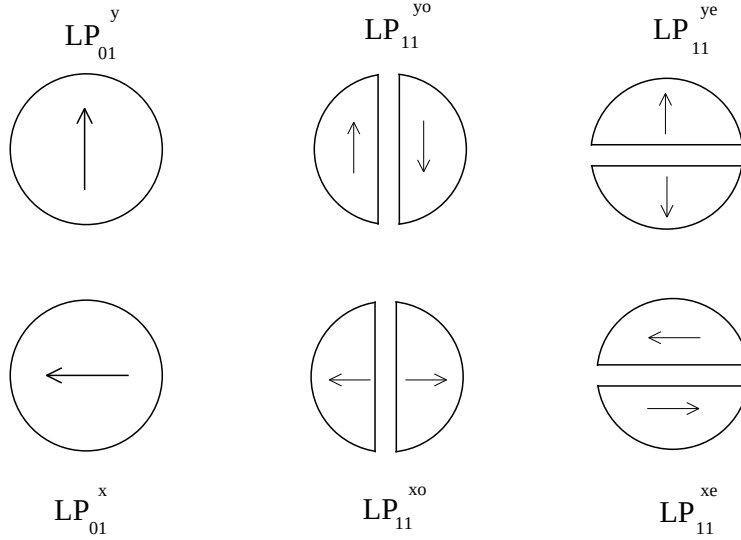


FIG. 1.2 - Modes de propagation dans une fibre optique bimodale.

1.2.2 Cas d'une fibre bimodale et biréfringente

En pratique, le coeur d'une fibre optique ne peut être parfaitement circulaire et possède en général une légère ellipticité. Cette perturbation de la symétrie de révolution va induire une levée de dégénérescence des modes. Ainsi, pour une même direction de polarisation, les modes LP_{11}^{odd} et LP_{11}^{even} vont avoir des constantes de propagation différentes. En effet comme ces deux modes n'ont plus la même répartition spatiale à cause de la biréfringence de la fibre, il semble logique qu'ils ne se propagent plus de manière identique. Si la constante de propagation du mode LP_{11}^{even} reste quasiment inchangée pour une légère ellipticité, celle du mode LP_{11}^{odd}

est modifiée d'une quantité B , appelée différence de constante de propagation intramodale et donnée par [22, 23] :

$$B = \frac{e^2}{4a} \frac{U_2^2}{akn_c} \frac{K_1^2(W_2)}{K_0(W_2)K_2(W_2)} \quad (1.22)$$

où e est l'ellipticité de la fibre définie par $e^2 = 1 - a^2/a_g^2$ où a et a_g représentent respectivement le petit axe et le grand axe de la fibre. Les paramètres U_j et W_j sont les valeurs propres des équations caractéristiques pour les modes $LP_{j-1,1}$.

1.3 Equations de Schrödinger non linéaires

Dans ce paragraphe nous rappelons les deux principaux effets qui se manifestent lors de la propagation d'une onde dans une fibre optique, à savoir la dispersion chromatique et l'effet Kerr optique. Nous dérivons alors les équations de propagation pour une fibre bimodale puis pour une fibre monomode isotrope.

1.3.1 Dispersion chromatique

Lorsque la lumière se propage dans une fibre optique, les photons interagissent avec les électrons liés de la silice. Dans un milieu dispersif, la réponse de ces électrons dépend de la fréquence de l'onde électromagnétique se propageant. De ce fait, l'indice de réfraction vu par la lumière est une fonction de la pulsation. La relation établie par Sellmeier fournit une bonne approximation de cette dépendance [24] :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (1.23)$$

Les pulsations ω_j correspondent aux résonances du milieu. Les coefficients B_j sont relatifs à la force de ces résonances. Les longueurs d'ondes de résonance pour la silice sont les suivantes [25] :

$$\begin{cases} \lambda_1 = 0.0684043 \mu m \\ \lambda_2 = 0.1162414 \mu m \\ \lambda_3 = 9.896161 \mu m \end{cases} \quad \begin{cases} B_1 = 0.6961663 \\ B_2 = 0.4079426 \\ B_3 = 0.8974794 \end{cases}$$

Précisons que la formule de Sellmeier reste une bonne approximation uniquement loin des fréquences de résonances. Cette condition est vérifiée sur la plage de longueur d'onde que nous avons utilisée (typiquement de 500 nm à 700 nm).

Une conséquence de cette dépendance en fréquence est que les différentes longueurs d'ondes ne se propagent pas avec la même vitesse de groupe. Ce phénomène est appelé dispersion de

vitesse de groupe et a pour conséquence un élargissement temporel des impulsions. Le coefficient caractéristique de la dispersion est obtenu en développant le nombre d'onde autour de la fréquence centrale ω_0 [20]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.24)$$

avec

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.25)$$

β_0 est le nombre d'onde à la fréquence ω_0 et β_1 correspond à l'inverse de la vitesse de groupe. Généralement, on limite le développement au deuxième ordre. Le coefficient β_2 est appelé terme de dispersion de vitesse de groupe. Selon la longueur d'onde injectée dans la fibre, ce terme a une valeur positive ou négative. On parle de dispersion normale dans le cas où $\beta_2 > 0$ et de dispersion anormale dans le cas $\beta_2 < 0$. Pour les fibres standards utilisées en télécommunications, la longueur d'onde pour laquelle la dispersion s'annule est voisine de $\lambda_D \simeq 1.3 \mu m$ [20]. Précisons qu'au voisinage de la longueur d'onde pour laquelle $\beta_2 = 0$, il est nécessaire de poursuivre le développement de la constante de propagation à des ordres plus élevés et de considérer les coefficients de dispersion du troisième et quatrième ordre, β_3 et β_4 .

1.3.2 Effet Kerr optique

Lorsqu'un champ électromagnétique est appliqué à un ensemble d'atomes, le déplacement des charges électriques conduit à la création de moments électriques dipolaires. Pour de faibles valeurs du champ, ces dipôles induits sont proportionnels au champ électromagnétique. Cependant, lorsque le champ électromagnétique augmente de façon importante, les dipôles ne croissent plus linéairement avec le champ appliqué mais réagissent de manière non-linéaire. La polarisation s'écrit alors comme la somme de deux termes [26]:

$$\vec{P}(r, t) = \vec{P}_L(r, t) + \vec{P}_{NL}(r, t) \quad (1.26)$$

P_L est la contribution linéaire à la polarisation alors que P_{NL} a pour origine la réponse non linéaire du milieu. Pour une fibre optique en silice tous les termes pairs de la polarisation non linéaire sont nuls pour des raisons de centrosymétrie. Le premier terme non nul est donc le terme d'ordre trois. On peut donc écrire [26] :

$$\vec{P}_L(r, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \vec{E}(r, t') dt' \quad (1.27)$$

$$P_{NL}^{\vec{r}}(r, t) = \varepsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) E(\vec{r}, t_1) E(\vec{r}, t_2) E(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (1.28)$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire et $\chi^{(3)}$ la susceptibilité non-linéaire d'ordre le plus bas. Cette susceptibilité non-linéaire est responsable d'une dépendance en intensité de la valeur de l'indice n . En effet, l'indice se déduisant de la susceptibilité par la relation $n = \sqrt{1 + \chi}$, il peut s'écrire sous la forme suivante [20] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.29)$$

où I est l'intensité lumineuse, $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ est l'indice de réfraction linéaire et $n_2 = \chi^{(3)} / (2n_0)$ est appelé indice Kerr. Cette correction de l'indice par la quantité $n_2 I$ proportionnelle à l'intensité du champ incident est appelée effet Kerr optique (rappelons que l'effet Kerr habituel se traduit par une modification de l'indice d'un milieu sous l'effet d'un champ électrostatique). Cet effet non linéaire est responsable d'une auto-modulation en intensité de la phase de la lumière se propageant dans la fibre. Cette auto-modulation de phase (notée SPM : self phase modulation) se traduit par un élargissement spectral. L'effet Kerr est également responsable d'une inter-modulation de phase (notée XPM : cross phase modulation) qui se traduit par la modulation en intensité de la phase d'une onde par une autre onde se propageant simultanément. C'est ce dernier effet qui est responsable d'un couplage entre deux ondes se propageant dans une fibre optique.

1.3.3 Equations de propagation non-linéaires dans une fibre bimodale

Nous dérivons maintenant les équations de propagation pour une fibre dans laquelle se propagent deux modes. Le point de départ est l'équation de propagation suivante directement déduite des équations de Maxwell [20, 27] :

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.30)$$

Ecrivons le champ électromagnétique comme la somme de deux champs polarisés linéairement selon l'axe (Ox) :

$$\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2} [E_1(r, t) \exp(-i\omega t) + E_2(r, t) \exp(-i\omega t)] \vec{x} + c.c. \quad (1.31)$$

où E_1 est l'amplitude du champ se propageant selon le mode LP_{01} et E_2 celle du champ se propageant selon le mode LP_{11} . ω est la fréquence de l'onde porteuse. On écrit de même :

$$\vec{P}_L(r, t) = \frac{1}{2} [P_{L1}(r, t) \exp(-i\omega t) + P_{L2}(r, t) \exp(-i\omega t)] \vec{x} + c.c. \quad (1.32)$$

$$P_{NL}^{\vec{r}}(r, t) = \frac{1}{2} [P_{NL1}(r, t) \exp(-i\omega t) + P_{NL2}(r, t) \exp(-i\omega t)] \vec{x} + c.c. \quad (1.33)$$

avec :

$$P_{NL1}(r, t) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)} \left[(|E_1|^2 + 2|E_2|^2) E_1 + E_2^2 E_1^* \right] \quad (1.34)$$

$$P_{NL2}(r, t) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)} \left[(|E_2|^2 + 2|E_1|^2) E_2 + E_1^2 E_2^* \right] \quad (1.35)$$

Ces expressions pour la polarisation non-linéaire sont obtenues en supposant que le milieu réagit instantanément au champ électromagnétique appliqué. On effectue alors une séparation des variables :

$$E_1(r, t) = a_1(z, t) \psi_1(x, y) \exp[i\beta_{01}z] \quad (1.36)$$

$$E_2(r, t) = a_2(z, t) \psi_2(x, y) \exp[i\beta_{02}z] \quad (1.37)$$

où β_{0i} représente la constante de propagation pour le mode $LP_{i-1,1}$ considéré à la fréquence ω . En remplaçant ces expressions dans l'équation de propagation, on obtient dans l'espace de Fourier :

$$\psi_1 \left[2\beta_{01} \frac{\partial \tilde{a}_1}{\partial z} - i(\beta_1^2 - \beta_{01}^2) \tilde{a}_1 \right] = TF \left\{ i \frac{3}{4} \frac{\omega^2}{c^2} \chi^{(3)} [(\psi_1^4 | a_1|^2 + 2\psi_2^2 | a_2|^2) \psi_1 a_1 + \psi_2^2 \psi_1 a_2^2 a_1^* e^{2i\Delta\beta z}] \right\} \quad (1.38)$$

$$\psi_2 \left[2\beta_{02} \frac{\partial \tilde{a}_2}{\partial z} - i(\beta_2^2 - \beta_{02}^2) \tilde{a}_2 \right] = TF \left\{ i \frac{3}{4} \frac{\omega^2}{c^2} \chi^{(3)} [(\psi_2^4 | a_2|^2 + 2\psi_1^2 | a_1|^2) \psi_2 a_2 + \psi_1^2 \psi_2 a_1^2 a_2^* e^{-2i\Delta\beta z}] \right\} \quad (1.39)$$

où $\Delta\beta = \beta_{02} - \beta_{01}$ est la différence de constante de propagation entre les deux modes. les $\tilde{a}_i$ représentent les transformées de Fourier des variables a_i . Le nombre d'onde β_i est défini par :

$$\beta_i = \frac{\omega_i}{c} (1 + \chi_i^{(1)})^{1/2}. \quad (1.40)$$

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on a $\beta_i^2 - \beta_{0i}^2 \simeq 2\beta_{0i}(\beta_i - \beta_{0i})$. En supposant que le spectre des ondes considérées reste étroit par rapport à la fréquence de la porteuse, il est justifié de faire un développement autour de la fréquence centrale ω :

$$\beta_i = \beta_{0i} + \beta_{1i}(\omega - \omega_i) + \frac{1}{2}\beta_{2i}(\omega - \omega_i)^2 \quad (1.41)$$

En repassant dans l'espace temporel, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\psi_1^2 \left[\beta_{01} \frac{\partial a_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} \right] = in_2 \frac{\omega}{c} \left[(\psi_1^4 | a_1|^2 + 2\psi_2^2 \psi_1^2 | a_2|^2) a_1 + \psi_2^2 \psi_1^2 a_2^2 a_1^* e^{2i\Delta\beta z} \right] \quad (1.42)$$

$$\psi_2^2 \left[\beta_{02} \frac{\partial a_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial a_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} \right] = in_2 \frac{\omega}{c} \left[(\psi_2^4 | a_2|^2 + 2\psi_1^2 \psi_2^2 | a_1|^2) a_2 + \psi_1^2 \psi_2^2 a_1^2 a_2^* e^{-2i\Delta\beta z} \right] \quad (1.43)$$

avec $n_2 = (3\chi^{(3)})/(8n)$ l'indice non-linéaire. On réalise maintenant le changement de variables suivant :

$$A_1 = N_1 a_1 \quad (1.44)$$

$$A_2 = N_2 a_2 \quad (1.45)$$

avec $N_i = \frac{1}{2}\varepsilon_0 n c \int \int \psi_i(x, y)^2 dx dy$. Dans ce changement de variables, le terme $\frac{1}{2}\varepsilon_0 n c$ permet d'exprimer l'indice non-linéaire en m^2/W et les champs en $\sqrt{W}$. En remplaçant ces expressions dans les équations de propagation et en intégrant sur la section de la fibre, nous obtenons finalement le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i n_2 k_0 \left[(f_{11} |A_1|^2 + 2f_{12} |A_2|^2) A_1 + f_{12} A_2^2 A_1^* e^{2i\Delta\beta z} \right] \quad (1.46)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i n_2 k_0 \left[(f_{22} |A_2|^2 + 2f_{12} |A_1|^2) A_2 + f_{12} A_1^2 A_2^* e^{-2i\Delta\beta z} \right]. \quad (1.47)$$

Le premier terme du membre de droite est responsable de l'auto-modulation de phase qui se traduit par une modification de l'onde par sa propre intensité. Le deuxième terme caractérise l'inter-modulation de phase, c'est-à-dire la modification de l'indice vu par une onde, proportionnelle à l'intensité de l'autre onde. Le dernier terme est responsable d'échange d'énergie entre les deux modes. Par la suite on définira le coefficient non linéaire par :

$$\gamma = n_2 k_0. \quad (1.48)$$

Les coefficients f_{ij} sont les intégrales de recouvrement des modes définies par :

$$f_{ij} = \frac{\int \int |\psi_i(x, y)|^2 |\psi_j(x, y)|^2 dx dy}{\int \int |\psi_i(x, y)|^2 dx dy \int \int |\psi_j(x, y)|^2 dx dy} \quad (1.49)$$

où les fonctions $\psi_i(x, y)$ représentent la répartition transverse de l'énergie sur chacun des modes. Elles sont obtenues à partir de l'analyse linéaire. Les équations (1.46) et (1.47) sont dénomées équations de Schrödinger non linéaires couplées. Elles sont en effet similaires à celles obtenues en mécanique quantique. Les termes β_{1i} sont les inverses des vitesses de groupe et s'expriment en ps/m . On définit le terme de désaccord de vitesse de groupe par :

$$\delta = \beta_{12} - \beta_{11}. \quad (1.50)$$

Ce terme est responsable d'un effet appelé décalage temporel (*walk-off*) qui se manifeste lorsque les deux ondes se propagent avec des vitesses de groupe différentes. En effet, lorsque les impulsions se propagent à des vitesses différentes, elles n'interagissent que sur une longueur de fibre finie $L_{WO} = T_0/\delta$. T_0 est la largeur totale de l'impulsion prise à mi-hauteur. Les valeurs

typiques dans nos expériences sont $T_0 \simeq 4 \text{ ns}$ et $\delta < 5 \text{ ps/m}$. Avec ces valeurs, les longueurs de walk-off sont supérieures au kilomètre et par conséquent bien supérieures aux longueurs de fibres utilisées (typiquement quelques mètres). C'est à dire que deux impulsions pompes nanosecondes interagiront sur toute la longueur de la fibre. Le désaccord de vitesse jouera par contre un rôle important sur la dynamique des structures picosecondes générées au sein des impulsions pompes.

Les termes en β_{2i} sont relatifs à la dispersion de vitesse de groupe des ondes. Ils proviennent d'une part de la dispersion chromatique et d'autre part de la dispersion due au guidage. Ces effets sont responsables d'un élargissement temporel de l'impulsion. La longueur caractéristique de dispersion est définie par [20] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (1.51)$$

Avec les fibres que nous avons utilisées et aux longueurs d'ondes considérées la dispersion typique est de $60 \text{ ps}^2/\text{km}$. Pour des impulsions de 4 ns , on obtient des longueurs de dispersion de l'ordre de 4000 km très supérieures aux longueurs de fibres utilisées. Les équations (1.46) et (1.47) vont être utilisées dans le chapitre suivant consacré à la fibre bimodale.

1.3.4 Equations de propagation non-linéaires dans une fibre isotrope

Considérons maintenant une fibre parfaitement isotrope dans laquelle se propagent deux ondes polarisées orthogonalement.

$$\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2} [E_x(r, t)\vec{x} \exp(-i\omega t) + E_y(r, t)\vec{y} \exp(-i\omega t)] + c.c. \quad (1.52)$$

où E_x est l'amplitude du champ se propageant selon l'axe (Ox), E_y celle du champ se propageant selon l'axe (Oy) et ω est la fréquence de l'onde porteuse. Naturellement, les directions des axes de référence sont arbitraires. On montre que la polarisation non linéaire peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{P}_{NL}(r, t) = \frac{1}{2} [P_x(r, t)\vec{x} + P_y(r, t)\vec{y}] \exp(-i\omega t) + c.c. \quad (1.53)$$

avec :

$$P_x(r, t) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} E_y^2 E_x^* \right] \quad (1.54)$$

$$P_y(r, t) = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} E_x^2 E_y^* \right] \quad (1.55)$$

La procédure de calcul est alors analogue à celle suivie pour la fibre bimodale. Les équations de propagation s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} = in_2 k_0 \left[\left(f_{xx} |A_x|^2 + \frac{2}{3} f_{xy} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{1}{3} f_{xy} A_y^2 A_x^* \right] \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} = in_2 k_0 \left[\left(f_{yy} |A_y|^2 + \frac{2}{3} f_{xy} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{1}{3} f_{xy} A_x^2 A_y^* \right] \quad (1.57)$$

A la différence de la fibre bimodale, les intégrales de recouvrement f_{ij} sont toutes identiques. De même, les coefficients de dispersion β_{ij} sont identiques pour les deux ondes.

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} = in_2 k_0 f_{xx} \left[\left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{1}{3} A_y^2 A_x^* \right] \quad (1.58)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} = in_2 k_0 f_{xx} \left[\left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{1}{3} A_x^2 A_y^* \right] \quad (1.59)$$

Le coefficient f_{xx} est l'intégrale de recouvrement du mode fondamental. Dans la littérature on utilise parfois la notion d'aire efficace A_{eff} . Ces deux coefficients sont simplement reliés par la relation [20] : $A_{eff} = 1/f_{xx}$. Nous utiliserons les équations (1.58) et (1.59) dans les derniers paragraphes du chapitre 3 consacrés à la génération de paires de domaines dans une fibre isotrope.

Chapitre 2

Instabilité Modulationnelle spontanée

2.1 Introduction

L'instabilité de modulation est un phénomène susceptible d'apparaître lorsqu'une onde se propage dans un milieu dispersif et non linéaire. Il se traduit par la modulation en amplitude de l'onde à une fréquence déterminée par les caractéristiques du milieu de propagation. Si l'onde est initialement modulée, l'instabilité peut amplifier cette modulation ; on parle alors d'instabilité induite. Par contre, si l'onde incidente est continue et si la modulation croît à partir du bruit, on parle d'instabilité spontanée.

Le phénomène d'instabilité modulationnelle peut s'interpréter comme un processus de mélange à quatre ondes dans lequel la pompe échange de l'énergie avec les bandes latérales. Dans les fibres optiques où une seule onde se propage, la condition d'accord de phase résulte d'une compensation entre la dispersion chromatique et la non linéarité Kerr de la silice. Cette compensation de la non linéarité Kerr positive ne se fait que dans le régime de dispersion anormale où le coefficient β_2 est négatif [20]. Cependant, les travaux de Berkhoer et Zakharov ont montré que l'accord de phase peut être réalisé en régime de dispersion normale en considérant un degré de liberté supplémentaire fourni par une deuxième onde polarisée perpendiculairement [28]. Berkhoer et Zakharov ont considéré un milieu Kerr isotrope dans lequel les deux ondes sont couplées par inter-modulation de phase. Ils ont montré que cette interaction est responsable de l'instabilité modulationnelle en régime de dispersion normale, à la condition que le coefficient d'inter-modulation de phase intervenant dans les équations de Schrödinger non linéaires (voir équations (1.46) et (1.47)) soit supérieur à celui d'auto-modulation de phase.

Plusieurs expériences ont été faites en régime de dispersion normale pour étudier cette instabilité modulationnelle induite par inter-modulation de phase [4, 29]. Cependant, ces expériences faisaient intervenir des fibres fortement biréfringentes pour lesquelles le coefficient d'auto-modulation de phase apparaissant dans les équations de propagation est inférieure au coefficient d'inter-modulation de phase. Dans ces expériences, l'instabilité apparaît essentiellement grâce à une compensation entre la dispersion chromatique et les termes de désaccord de vitesses de groupe et les termes non linéaires ne jouent qu'un rôle mineur. Ce résultat a été

confirmé en montrant que l'instabilité modulationnelle induite par inter-modulation de phase dans une fibre fortement biréfringente disparaissait lorsque le terme de désaccord de groupe est nul [30]. D'autres expériences sur l'IM en régime de dispersion normale ont été réalisées dans des fibres faiblement biréfringentes [7]. Dans ce cas, la condition d'accord de phase est réalisée grâce aux termes de couplage cohérents.

Pour mettre en évidence expérimentalement l'instabilité modulationnelle de Berkhoer et Zakahrov, nous avons choisi d'utiliser une fibre optique bimodale. Pour un choix particulier de la longueur d'onde, les deux modes se propagent avec des vitesses de groupe identiques. L'instabilité qui doit alors apparaître résulte uniquement d'une compensation entre la dispersion chromatique et les termes non linéaires. L'avantage de la fibre bimodale est qu'elle ne nécessite aucune précaution expérimentale particulière dans son utilisation ; ce qui n'est pas le cas si l'on veut faire des expériences dans une fibre isotrope.

Dans une première partie, nous rappelons les équations de Schrödinger non linéaires couplées qui régissent la propagation de la lumière dans la fibre bimodale. Nous analysons ensuite la stabilité de ces équations par une méthode linéaire matricielle. Nous montrons alors que le phénomène d'instabilité modulationnelle peut s'interpréter en terme de mélange à quatre ondes. Nous verrons les limites de cette interprétation particulièrement au voisinage de la longueur d'onde critique. Nous montrons enfin l'interaction de l'instabilité modulationnelle avec la diffusion Raman spontanée.

2.2 Equations de propagation générales

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la propagation de la lumière dans une fibre optique bimodale est décrite, dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, par un système de deux équations couplées (voir équations (1.46) et (1.47)):

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{1}{2} i \beta_{2p} \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} = i \gamma (f_{pp} (|E_p|^2 + 2f_{pq} |E_q|^2) E_p + i \gamma f_{pq} E_q^2 E_p^* \exp(2i \Delta \beta z)) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial E_q}{\partial z} + \beta_{1q} \frac{\partial E_q}{\partial t} + \frac{1}{2} i \beta_{2q} \frac{\partial^2 E_q}{\partial t^2} = i \gamma (f_{qq} (|E_q|^2 + 2f_{pq} |E_p|^2) E_q + i \gamma f_{pq} E_p^2 E_q^* \exp(-2i \Delta \beta z)) \quad (2.2)$$

avec :

$$\gamma = n_2 \frac{\omega}{c}, \quad \Delta \beta = \beta_q - \beta_p \text{ et } \beta_{ni} = \frac{\partial^n \beta_i}{\partial \omega^n}.$$

$E_p(z, t)$ est l'amplitude du mode LP_{01} et $E_q(z, t)$ celle du mode LP_{11} . γ est le coefficient de non linéarité, β_{i1} l'inverse de la vitesse de groupe et β_{2i} le terme de dispersion de vitesse de groupe

du mode i ($i=p,q$). L'indice de réfraction non linéaire a pour valeur : $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Dans ces conditions, $|E_i|^2$ représente directement la puissance crête du mode i en Watts. Γ est le coefficient de pertes linéaires.

Les trois termes de droite des équations NLS représentent respectivement l'effet d'auto-modulation de phase (SPM), l'effet d'inter-modulation (CPM) et les termes cohérents responsables des échanges d'énergie entre les deux modes. Ces équations ne tiennent pas compte des pertes non-linéaires dues à l'effet Raman. D'autre part, compte tenu des faibles longueurs de fibres considérées par la suite (moins de 25 m), le coefficient de perte linéaire peut raisonnablement être négligé.

2.2.1 Equations de propagation incohérentes

Les termes cohérents responsables des échanges d'énergie entre les deux modes ont des valeurs qui oscillent en fonction de la distance de propagation z . Il en résulte un phénomène de battement auquel est associé une longueur caractéristique : $L_B = 2\pi / |\Delta\beta|$. Cette longueur de battement qui est de l'ordre de $150 \mu\text{m}$ pour les longueurs d'ondes considérées, est très inférieure aux longueurs de fibre utilisées (plusieurs mètres). La contribution moyenne des termes cohérents est par conséquent parfaitement négligeable.

Il est d'autre part intéressant de se placer dans un repère évoluant à la vitesse de groupe moyenne des deux modes en introduisant une variable de temps local :

$$\tau = t - z \frac{(\beta_{1p} + \beta_{1q})}{2}. \quad (2.3)$$

Les équations de propagation s'écrivent alors :

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} = i\gamma(f_{pp}(|E_p|^2 + 2f_{pq}|E_q|^2)E_p \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial E_q}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_q}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2q} \frac{\partial^2 E_q}{\partial t^2} = i\gamma(f_{qq}(|E_q|^2 + 2f_{pq}|E_p|^2)E_q \quad (2.5)$$

où $\delta = \beta_{1q} - \beta_{1p}$ est le paramètre de désaccord de vitesse de groupe. Les équations ainsi obtenues sont appelées équations ICE (Incoherent Coupled Equations). Les résultats numériques qui vont suivre ont été obtenus pour une fibre ayant les paramètres suivants : $a = 1.8892 \mu\text{m}$, $n_c = 1.4572$ et $n_g = 1.4484$. Les valeurs des indices sont données pour $\lambda = 626 \text{ nm}$.

La figure 2.1 montre l'évolution de δ en fonction de la longueur d'onde pour la fibre que nous avons utilisée. On définit la longueur d'onde critique λ_c comme la longueur d'onde pour

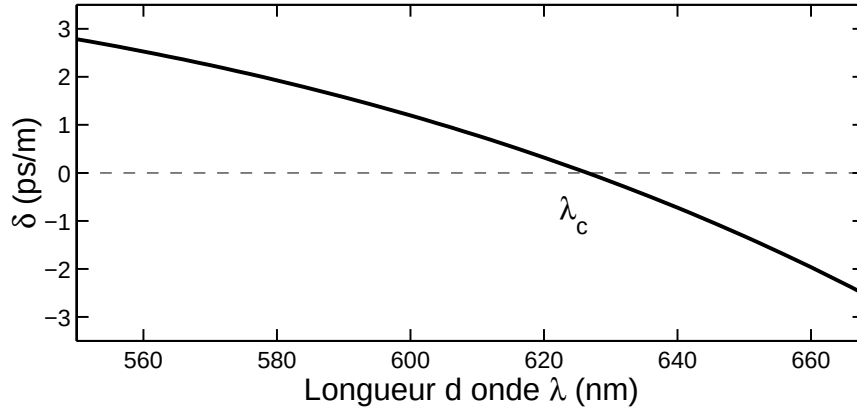


FIG. 2.1 - Désaccord de vitesse de groupe δ en fonction de la longueur d'onde. λ_c est la longueur d'onde critique pour laquelle les deux modes se propagent avec des vitesses de groupe identiques.

laquelle le désaccord de vitesse de groupe δ est nul. Pour cette longueur d'onde particulière, les deux modes se propagent exactement avec la même vitesse de groupe [19]. Pour notre fibre, la valeur déterminée expérimentalement est $\lambda_c \simeq 626.5 \text{ nm}$.

2.2.2 Calcul des intégrales de recouvrement

Les coefficients f_{ij} des équations ICE précédentes sont définis par :

$$f_{ij} = \frac{\int \int \psi_i^2(r, \phi) \psi_j^2(r, \phi) dr d\phi}{\int \int \psi_i^2(r, \phi) dr d\phi \int \int \psi_j^2(r, \phi) dr d\phi} \quad (2.6)$$

Les quantités $1/f_{pp}$ et $1/f_{qq}$ représentent les aires effectives des deux modes. Le terme $1/f_{pq}$ est proportionnel à l'aire sur laquelle se recouvrent les deux modes. La résolution des équations de Maxwell en régime linéaire montre que [19, 21] :

$$\psi_p(r, \phi) = J_0(U_p r/a) \text{ et } \psi_q(r, \phi) = J_1(U_q r/a) \cos(\phi) \quad (2.7)$$

pour le champ se propageant dans le coeur de la fibre ($r \leq a$) et que:

$$\psi_p(r, \phi) = \frac{J_0(U_p)}{K_0(W_p)} K_0(W_p r/a) \text{ et } \psi_q(r, \phi) = \frac{J_1(U_q)}{K_1(W_q)} K_1(W_q r/a) \cos(\phi) \quad (2.8)$$

pour le champ se propageant dans la gaine de la fibre ($r \geq a$). La figure 2.2 montre la répartition de la lumière dans chacun des deux modes. L'énergie est localisée au centre du coeur de la fibre pour le mode fondamental alors qu'elle est concentrée dans deux lobes pour le mode LP_{11} .

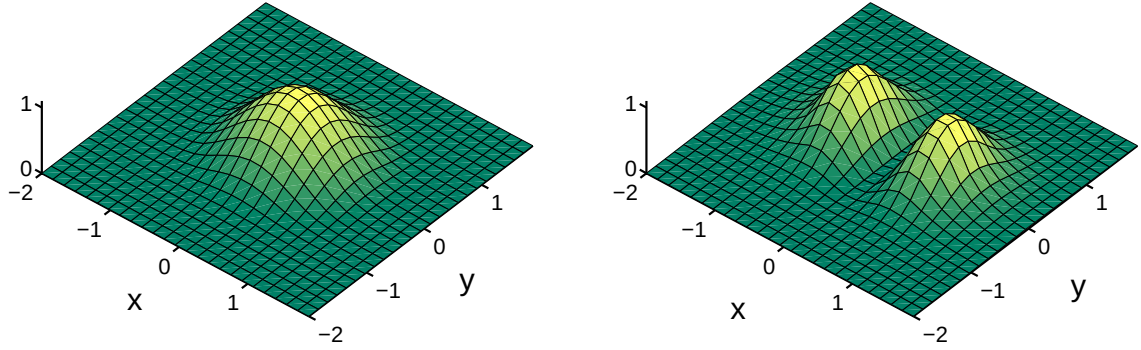


FIG. 2.2 - Répartition de l'énergie dans le mode LP_{01} (à gauche) et dans le mode LP_{11} (à droite).

2.2.3 Calcul des termes dispersifs

Les termes de dispersion intervenant dans les équations de propagation sont calculés en partant de l'expression de la constante de propagation définie dans le chapitre précédent : $\beta = n_g k(1 + \Upsilon \Delta)$ avec $\Delta = (n_c - n_g)/n_c$ et $\Upsilon = 1 - \frac{U^2}{V^2}$. Dans les expressions ci-dessous, U est la valeur obtenue en résolvant l'équation caractéristique pour le mode considéré. Le calcul des deux premières dérivées de β par rapport à ω conduit aux expressions suivantes :

$$\beta_{1i} = \frac{1}{c} \left[n_g + \frac{1}{n_g} \sum_{j=1}^3 \frac{B_j X_j^2}{(1 - X_j^2)^2} + n_g \Delta \left(1 - \frac{U_i^2}{V^2} (1 - 2K) \right) \right] \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \beta_{2i} = \frac{1}{c} \left[\frac{1}{n_g \omega} \left(\theta \left(3 - \frac{\theta}{n_g} \right) + 4 \sum_{j=1}^3 \frac{B_j X_j^4}{(1 - X_j^2)^3} \right) + \frac{V}{\omega} (n_c - n_g) \left(\frac{2U_i}{V^3} (2K - 1) (V \frac{dU_i}{dV} - U_i) \right) \right] \\ + \frac{1}{c} \left[\frac{V}{\omega} (n_c - n_g) \frac{2U_i^2}{V} \frac{dW_i}{dV} K \left(2 \frac{K'_m(W_i)}{K_m(W_i)} - \frac{K'_{m-1}(W_i)}{K_{m-1}(W_i)} - \frac{K'_{m+1}(W_i)}{K_{m+1}(W_i)} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} X_j = \lambda_j / \lambda \\ \theta = \sum_{j=1}^3 \frac{B_j X_j^2}{(1-X_j^2)^2} \\ K = \frac{K_m^2(W_i)}{K_{m-1}(W_i)} K_{m+1}(W_i) \\ K'_m(W_i) = -K_{m+1}(W_i) + \frac{m}{W_i}(W_i) \\ \frac{dU_i}{dV} = \frac{U_i}{V}(1-K) \\ \frac{dW_i}{dV} = \frac{V}{W_i} - \frac{U_i}{W_i} \frac{dU_i}{dV} \end{array} \right. \quad (2.11)$$

où les λ_j sont les fréquences de résonances de la silice et les B_j les forces de ces résonances. Pour obtenir ces expressions, la dépendance en fréquence des indices de réfraction a été modélisée par la formule de Sellmeier (équation (1.23)) et nous avons fait l'hypothèse que la différence d'indice entre le coeur et la gaine ne varie pas avec la longueur d'onde. La formule obtenue pour β_{2i} fait intervenir deux contributions : une première prépondérante due à la dispersion chromatique et une deuxième due au guide d'onde.

2.2.4 Formalisme Lagrangien

Les équations de propagation dans la fibre bimodale peuvent également s'écrire sous la forme Lagrangienne. La densité Lagrangienne associée s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{i}{2} \left[E_p \frac{\partial E_p^*}{\partial z} - E_p^* \frac{\partial E_p}{\partial z} \right] + \frac{i}{2} \left[E_q \frac{\partial E_q^*}{\partial z} - E_q^* \frac{\partial E_q}{\partial z} \right] - \frac{i\delta}{4} \left[E_p \frac{\partial E_p^*}{\partial t} - E_p^* \frac{\partial E_p}{\partial t} \right] + \frac{i\delta}{4} \left[E_q \frac{\partial E_q^*}{\partial t} - E_q^* \frac{\partial E_q}{\partial t} \right] \\ & - \frac{\beta_{2p}}{2} \left| \frac{\partial E_p}{\partial t} \right|^2 - \frac{\beta_{2q}}{2} \left| \frac{\partial E_q}{\partial t} \right|^2 - \frac{1}{2} \gamma f_{pp} |E_p|^4 - \frac{1}{2} \gamma f_{qq} |E_q|^4 - 2\gamma f_{pq} |E_p|^2 |E_q|^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Les équations de propagation se déduisent alors du principe variationnel : [31]

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta E_p^*} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial E_p^*} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial E_p^*} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial E_p^*} = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta E_q^*} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial E_q^*} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial E_q^*} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial E_q^*} = 0 \quad (2.14)$$

Cette forme Lagrangienne des équations de Schrödinger peut être utilisée pour étudier l'instabilité modulationnelle avec un modèle de type "modèle à trois modes" [32, 33, 34]. Il peut être nécessaire d'utiliser ce formalisme lorsque l'on étudie le régime de forte conversion et que la pompe est fortement dépeuplée. Pour notre travail sur l'instabilité spontanée, une analyse linéaire de la stabilité est utilisée.

2.3 Etude théorique de l'instabilité modulationnelle spontanée

Nous allons maintenant étudier les conditions pour que l'instabilité de modulation se manifeste sur la lumière envoyée dans la fibre bimodale. Nous allons nous intéresser particulièrement à la longueur d'onde critique pour laquelle les deux modes se propagent avec des vitesses de groupe identiques.

2.3.1 Analyse matricielle

La méthode consiste à analyser la stabilité des solutions stationnaires vis-à-vis d'une faible perturbation [5, 29, 10]. Pour simplifier l'étude, nous nous intéresserons à des ondes continues (en fait l'analyse reste valable pour des ondes quasi-continues dont la largeur est bien supérieure à la période de la modulation). Nous pouvons dans ce cas négliger les dérivées temporelles afin d'obtenir les solutions stationnaires suivantes :

$$E_p = \sqrt{P} \exp(i\gamma[f_{pp}P + 2f_{pq}Q]z) \quad (2.15)$$

$$E_q = \sqrt{Q} \exp(i\gamma[f_{qq}Q + 2f_{pq}P]z). \quad (2.16)$$

Supposons maintenant que ces solutions soient soumises à des perturbations, u et v complexes et d'amplitudes très faibles par rapport aux amplitudes des ondes perturbées :

$$E_p = (\sqrt{P} + u) \exp(i\gamma[f_{pp}P + 2f_{pq}Q]z) \quad (2.17)$$

$$E_q = (\sqrt{Q} + v) \exp(i\gamma[f_{qq}Q + 2f_{pq}P]z). \quad (2.18)$$

En reportant ces expressions dans les équations de propagation et en linéarisant en u et v , on obtient le système régissant l'évolution des perturbations :

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = i\gamma \left[f_{pp}P(u + u^*) + 2f_{pq}\sqrt{PQ}(v + v^*) \right] \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} = i\gamma \left[f_{qq}Q(v + v^*) + 2f_{pq}\sqrt{PQ}(u + u^*) \right]. \quad (2.20)$$

La linéarisation en u et v revient en fait à négliger les échanges d'énergie entre la pompe et la perturbation et donc à ne pas tenir compte du dépeuplement de la pompe. Cette hypothèse limite donc l'étude à un régime de faible conversion, c'est-à-dire à un régime où les amplitudes des raies d'instabilité restent faibles. Il convient maintenant de faire une hypothèse sur la forme des perturbations :

$$u(z, \tau) = u_s(z) \exp(i\Omega\tau) + u_a(z) \exp(-i\Omega\tau) \quad (2.21)$$

$$v(z, \tau) = v_s(z) \exp(i\Omega\tau) + v_a(z) \exp(-i\Omega\tau) \quad (2.22)$$

Ω représente l'écart fréquentiel entre la fréquence de la pompe et celle de la perturbation. u_s et v_s représentent les amplitudes des perturbations ayant une fréquence inférieure à celle de la pompe (ondes Stokes) alors que u_a et v_a représentent les amplitudes des perturbations ayant une fréquence supérieure à celle de la pompe (ondes anti-Stokes). En reportant ces expressions dans les équations (2.19) et (2.20), on aboutit à l'équation matricielle suivante [5] :

$$\frac{d[Y]}{dz} = i[M][Y] \quad \text{avec} \quad [Y]^t = [u_a, u_s^*, v_a, v_s^*] \quad (2.23)$$

La matrice de stabilité $[M]$ a pour expression :

$$[M] = \begin{bmatrix} -\frac{\delta}{2}\Omega + \beta_{2p}\frac{\Omega^2}{2} + \gamma f_{pp}P & \gamma f_{pp}P & 2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & 2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} \\ -\gamma f_{pp}P & -\frac{\delta}{2}\Omega - \beta_{2p}\frac{\Omega^2}{2} - \gamma f_{pp}P & -2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & -2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} \\ 2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & 2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & \frac{\delta}{2}\Omega + \beta_{2q}\frac{\Omega^2}{2} + \gamma f_{qq}Q & \gamma f_{qq}Q \\ -2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & -2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & -\gamma f_{qq}Q & \frac{\delta}{2}\Omega - \beta_{2q}\frac{\Omega^2}{2} - \gamma f_{qq}Q \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

La perturbation va s'amplifier exponentiellement lorsque la matrice possède une valeur propre ayant une partie imaginaire non nulle. Le gain d'amplification en intensité est alors donné par : $G = 2 \operatorname{Im}(K)$ où K est la valeur propre de la matrice $[M]$ ayant la partie imaginaire la plus élevée. L'instabilité modulationnelle va donc se manifester par l'apparition de raies situées à $\pm\Omega$ dans le spectre de l'onde. L'analyse des vecteurs propres associés à la valeur propre instable nous renseignera sur la nature de ces raies d'instabilité. Comme il n'est pas possible dans le cas général d'obtenir des solutions analytiques simples des valeurs propres, la recherche des valeurs et vecteurs propres de la matrice de stabilité est réalisée numériquement.

Courbes de gain

Pour une longueur d'onde donnée, on étudie le gain d'instabilité en fonction de la fréquence de modulation Ω . Ces courbes de gain ont la forme de lobes paraboliques qui s'étendent d'une fréquence minimale Ω_{min} à une fréquence maximale Ω_{max} . On définit la fréquence de modulation optimale comme celle qui donne le gain maximal. Expérimentalement, c'est à cette fréquence que les raies d'instabilité spontanées vont apparaître. Au voisinage de la longueur d'onde critique, la fréquence de modulation optimale est fonction de la fréquence maximale : $\Omega_{opt} \simeq \Omega_{max}/\sqrt{2}$.

Les fréquences de coupure haute et basse dépendent fortement de la longueur d'onde. La courbe de gain obtenue à la longueur d'onde critique est représentée sur la figure 2.3. Pour cette longueur d'onde particulière, la fréquence de coupure basse Ω_{min} est toujours nulle. La fréquence de coupure haute est différente de zéro à la condition suivante : $4f_{pq}^2 > f_{pp}f_{qq}$. Cette condition revient à dire que les termes d'inter-modulation de phase (XPM) doivent être

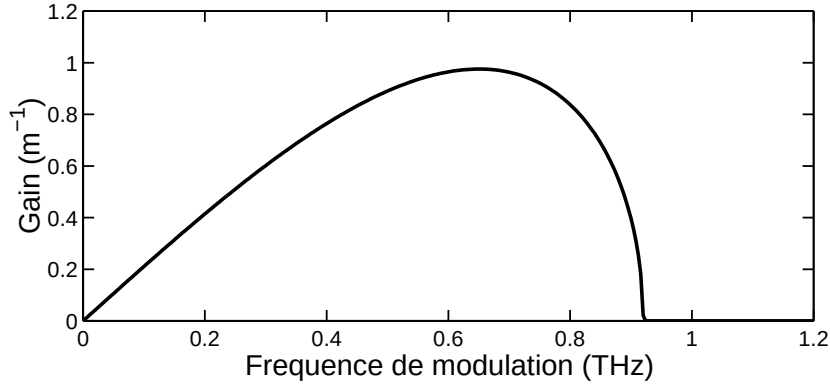


FIG. 2.3 - Courbe de Gain pour $P=Q=75$ W et $\delta = 0$ ps/m ($\lambda = 626.5$ nm).

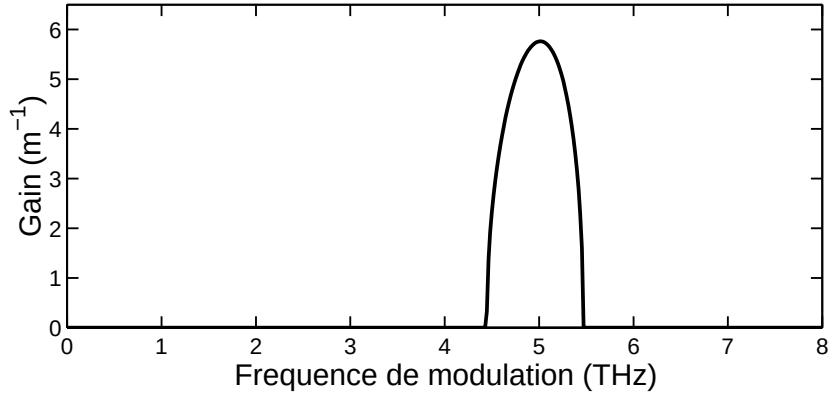


FIG. 2.4 - Courbe de Gain pour $P=Q=75$ W et $\delta = 2.09$ ps/m ($\lambda = 575$ nm).

supérieurs aux termes d'auto-modulation de phase (SPM) [28]. Lorsque l'on s'éloigne suffisamment de la longueur d'onde critique, la fréquence de coupure basse devient non nulle comme le montre la figure 2.4 calculée pour $\lambda = 575$ nm. La longueur d'onde à partir de laquelle cette fréquence de coupure basse devient non nulle est fonction de la puissance. La figure 2.5 représente les évolutions des fréquences de coupures en fonction de la longueur d'onde et de la puissance.

Proche de la longueur d'onde critique, la courbe de gain a la même forme que celle que l'on pourrait obtenir dans le cas NLS scalaire [18, 35]. Par contre, loin de la longueur d'onde critique, les courbes de gain sont semblables à celles obtenues pour une fibre biréfringente [5, 29]. La fibre bimodale présente donc deux aspects bien différents selon la longueur d'onde de la lumière qui s'y propage.

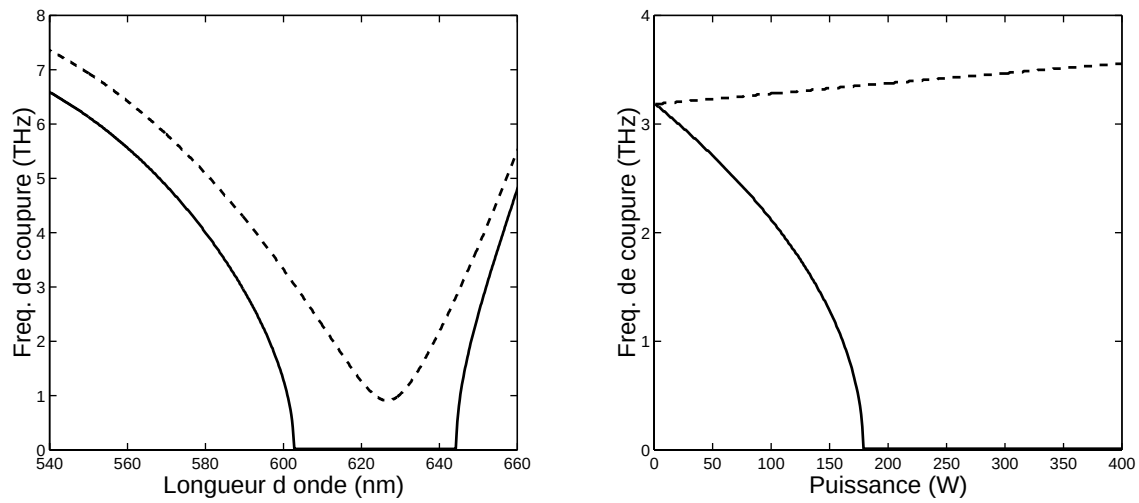


FIG. 2.5 - Fréquence de coupure haute (pointillé) et basse (continu) (a) en fonction de la longueur d'onde pour $P=Q=75$ W (b) en fonction de la puissance pour $\lambda = 600$ nm.

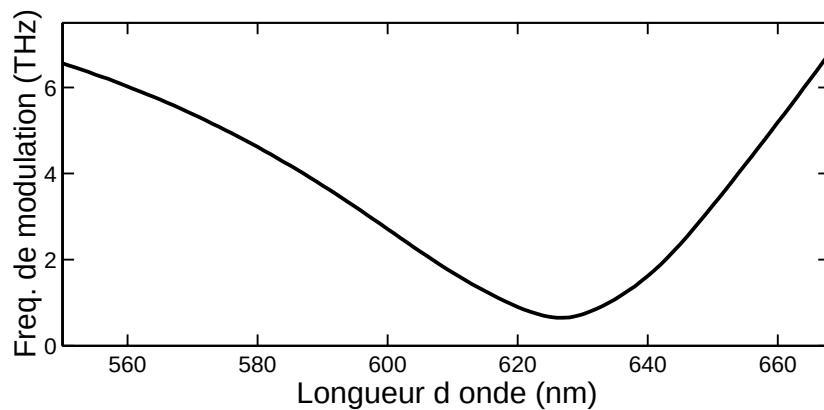


FIG. 2.6 - Fréquence de modulation optimale en fonction de la longueur d'onde pour $P=Q=75$ W.

Etude en longueur d'onde

Les figures 2.6 et 2.7 représentent respectivement la fréquence de modulation optimale et le gain correspondant en fonction de la longueur d'onde. La première remarque est que l'instabilité modulationnelle se manifeste quelle que soit la longueur d'onde incidente. Le minimum de ces courbes correspond à la longueur d'onde critique où les deux modes ont la même vitesse de

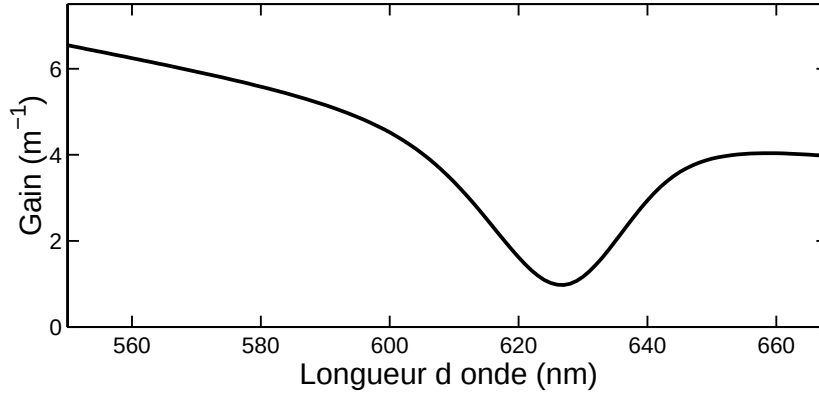


FIG. 2.7 - Gain optimal en fonction de la longueur d'onde pour $P=Q=75$ W.

groupe ($\delta = 0$ ps/m). La valeur de la fréquence de modulation à ce minimum pour une puissance de 75 W vaut : $\Omega \simeq 0.6$ THz. Cette valeur dépend fortement de la puissance incidente comme nous allons le voir ultérieurement. En comparaison, lorsque les coefficients de XPM sont inférieurs à ceux de SPM, l'instabilité modulationnelle disparaît lorsque δ se rapproche de zéro. Ce gap critique a été observé expérimentalement dans une fibre fortement biréfringente dans la référence [30]. La figure 2.8 illustre l'évolution des courbes de gain en fonction de la longueur d'onde pour une puissance totale de 150 W.

Etude des vecteurs propres

Pour chaque longueur d'onde, on peut calculer le vecteur propre (u_a, u_s^*, v_a, v_s^*) associé à la fréquence de modulation optimale. Ce vecteur nous renseigne sur les amplitudes relatives des différentes bandes latérales présentes dans le spectre de la lumière. Rappelons que u est relatif à l'amplitude du mode LP_{01} et v à celle du mode LP_{11} . Les indices s et a désignent respectivement des ondes Stokes et anti-Stokes.

Les figures 2.9 et 2.10 représentent les intensités des bandes latérales en fonction de la longueur d'onde. Pour les basses longueurs d'ondes, la lumière dans la raie Stokes se propage uniquement selon le mode LP_{11} tandis que la lumière dans la raie anti-Stokes se propage selon le mode LP_{01} . Cette asymétrie du spectre est due à la différence de vitesse de groupe entre les deux modes. A la longueur d'onde critique, le spectre est parfaitement symétrique et la lumière dans chaque raie se propage uniformément sur les deux modes. Au delà de la longueur d'onde critique, la lumière se propageant dans la raie anti-Stokes est sur le mode LP_{11} et celle dans la raie Stokes selon le mode LP_{01} . Ceci sera vérifié expérimentalement grâce au prisme à vision directe (voir figure 2.25). Remarquons que quatre raies (deux raies pompes et deux raies

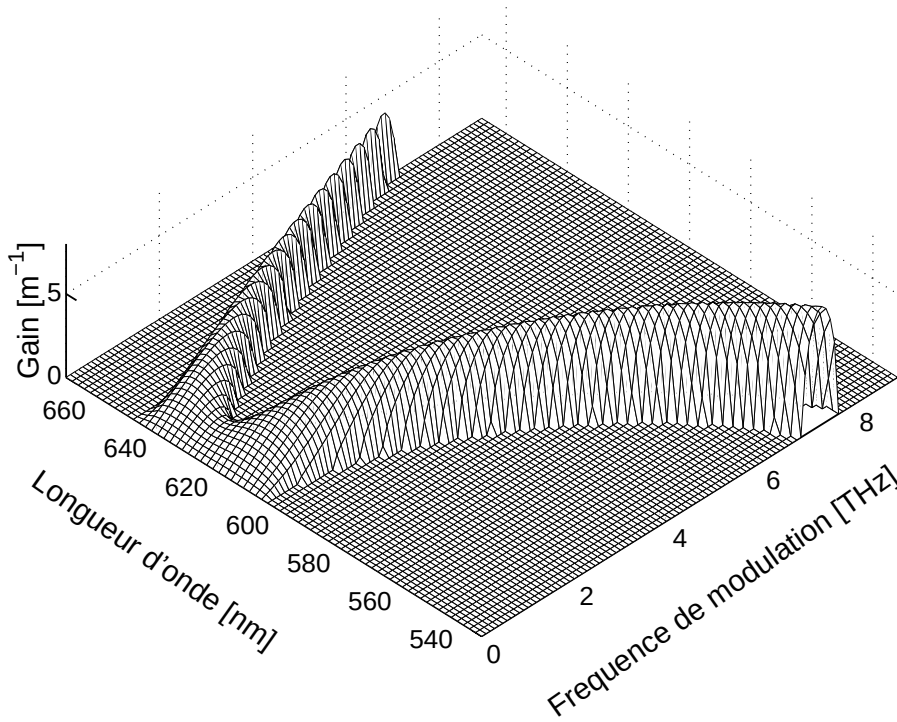


FIG. 2.8 - Courbes de gain en fonction de la longueur d'onde pour $P=Q=75$ W.

d'IM) sont présentes loin de la longueur d'onde critique alors que six raies (deux raies pompes et quatre raies IM) sont présentes au voisinage de longueur d'onde critique.

Intégration numérique des équations de propagation

Pour valider les résultats obtenus avec l'analyse de stabilité linéaire, on peut les confronter avec ceux obtenus en intégrant numériquement les équations de Schrödinger non linéaires couplées. La figure 2.11 représente les spectres de puissance obtenus après 6.5 m de propagation à une longueur d'onde $\lambda = 532$ nm pour une puissance totale de 150 W répartie uniformément sur les deux modes. Pour la simulation numérique, la condition initiale est une onde continue à laquelle on rajoute un bruit de très faible amplitude avec une phase aléatoire. On observe clairement que la raie anti-Stokes se développe uniquement selon le mode LP_{01} et que la raie Stokes n'apparaît que sur le mode LP_{11} . De plus nous avons vérifié que la fréquence de modulation est bien en accord avec les prévisions de l'analyse matricielle.

Le spectre obtenu à la longueur d'onde critique après une distance de propagation de 25 m est représenté sur la figure 2.12. L'onde Stokes et l'onde anti-Stokes se propagent toutes les deux sur les deux modes avec la même intensité. Il est également intéressant de tracer les intensités des deux modes en fonction du temps (voir figure 2.13). On voit que la modulation qui apparaît sur le mode LP_{01} est en opposition de phase par rapport à celle qui apparaît sur

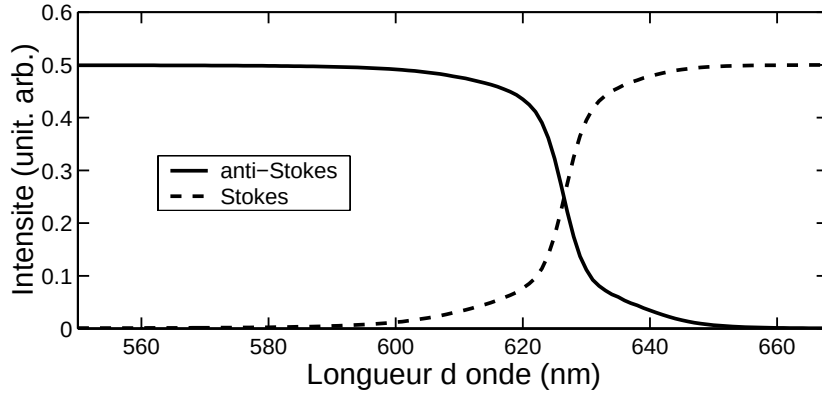


FIG. 2.9 - Intensités relatives des bandes latérales pour le mode LP_{01} en fonction de la longueur d'onde et pour $P=Q=75$ W.

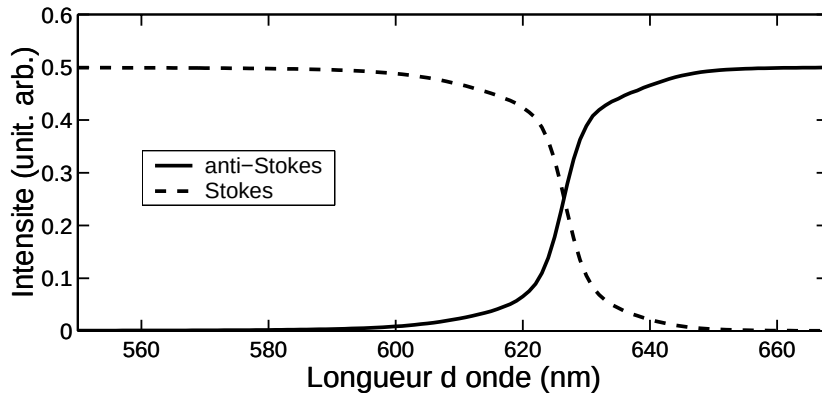


FIG. 2.10 - Intensités relatives des bandes latérales pour le mode LP_{11} en fonction de la longueur d'onde et pour $P=Q=75$ W.

le mode LP_{11} . Cette propriété sera très importante pour expliquer l'existence des solitons en parois de domaines.

Etude en puissance

Le processus d'instabilité modulationnelle résulte de l'interaction de trois effets : la dispersion de vitesse de groupe caractérisée par β_2 , le désaccord de vitesse de groupe représenté par δ et l'effet Kerr optique. Cette dépendance en puissance de la fréquence de modulation nous renseigne sur l'importance relative des effets de non linéarité dans le processus d'instabilité. La dépendance en puissance de la fréquence de modulation est illustrée pour deux longueurs d'ondes différentes sur les figures 2.14 et 2.15. Dès que l'on s'éloigne de la longueur d'onde critique, la fréquence de modulation devient non nulle même pour une puissance arbitraire-

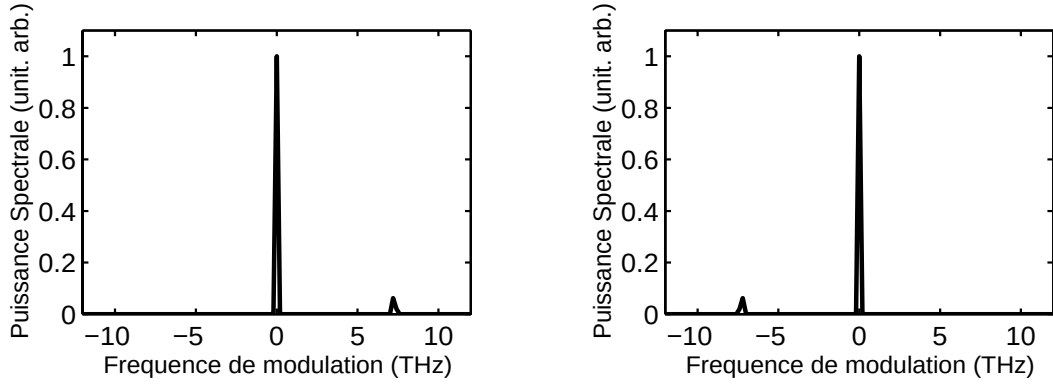


FIG. 2.11 - *Spectre théorique du mode LP_{01} (à gauche) et du mode LP_{11} (à droite) pour $\lambda = 532 \text{ nm}$ et pour $P=Q=75 \text{ W}$.*

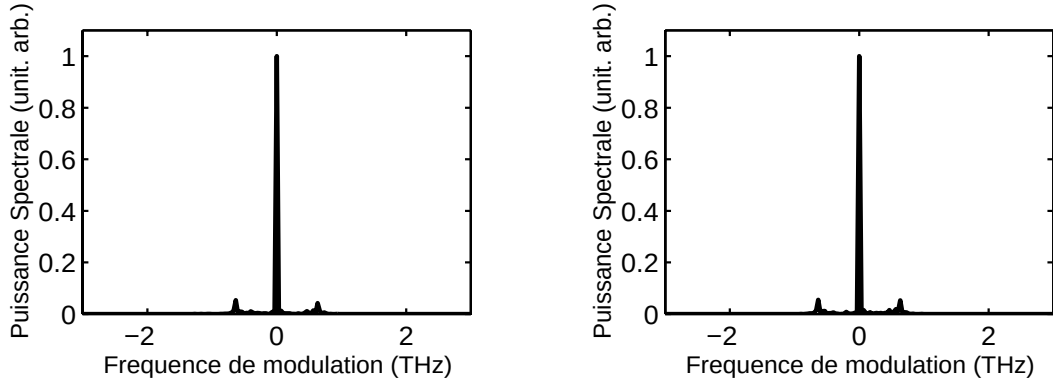


FIG. 2.12 - *Spectre théorique du mode LP_{01} (à gauche) et du mode LP_{11} (à droite) pour $\lambda = 626.5 \text{ nm}$ et pour $P=Q=75 \text{ W}$.*

ment proche de zéro. C'est-à-dire que l'apparition des raies d'instabilité est un phénomène essentiellement linéaire dû à la compensation entre la dispersion chromatique et le désaccord de vitesse de groupe. Par opposition, les effets non linéaires sont indispensables pour obtenir une fréquence de modulation non nulle à $\lambda = \lambda_c$. En effet sur la figure 2.14, la fréquence de modulation optimale dépend clairement de la puissance puisque qu'elle tend vers zéro lorsque les effets non linéaires sont absents. La loi de variation est du type : $\Omega = \alpha\sqrt{P}$. On est donc clairement en présence d'un effet purement non linéaire. Par contre, lorsque l'on s'éloigne de la longueur d'onde critique, les variations de la fréquence de modulation avec la puissance deviennent plus faibles.

Il est aussi intéressant d'étudier l'évolution du gain optimal en fonction du rapport des puissances des deux modes pour une puissance totale fixée (figures 2.16 et 2.17). Pour une puissance totale fixée, le gain optimal est maximal lorsque les deux modes ont des puissances

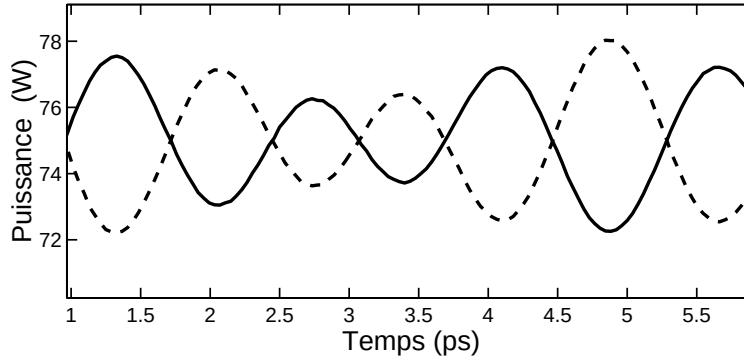


FIG. 2.13 - Intensités du mode LP_{01} (trait continu) et du mode LP_{11} (trait pointillé) pour $\lambda = 626.5 \text{ nm}$ et pour $P=Q=75 \text{ W}$.

quasiment identiques indépendamment du désaccord de vitesse de groupe δ . Nous avons utilisé cette propriété lors de l'expérience pour tenter d'injecter la même puissance sur chacun des modes : les conditions d'injection ont été optimisées afin d'obtenir le maximum de lumière dans les bandes d'instabilité. Malheureusement, au voisinage du maximum, la variation du gain en fonction du rapport des puissances est faible ce qui rend cette méthode peu précise pour obtenir des puissances identiques.

2.3.2 Analyse en termes de mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est un processus paramétrique dans lequel deux photons pompes se combinent pour générer un photon Stokes et un photon anti-Stokes. De nombreuses publications présentent des expériences de mélanges à quatre ondes dans des fibres biréfringentes [36, 37, 38, 39] ou multimodes [40, 41, 36]. L'instabilité modulationnelle que nous avons observée peut à première vue s'interpréter en terme de mélange paramétrique à quatre ondes. L'IM est en effet souvent considérée comme une analyse dans le domaine temporel d'un mélange à plusieurs ondes. Plaçons nous à une longueur d'onde bien inférieure à la longueur d'onde critique : on peut faire l'hypothèse qu'un photon pompe dans le mode LP_{11} et un photon pompe dans le mode LP_{01} se combinent pour donner naissance à un photon Stokes dans le mode LP_{01} et à un photon anti-Stokes dans le mode LP_{11} (la situation est tout à fait similaire pour les longueurs d'ondes bien supérieures à la longueur d'onde critique). Cette analyse ne sera pas possible au voisinage de la longueur d'onde critique où six raies sont présentes simultanément dans le système. La condition d'accord de phase impose alors deux conditions : la conservation des fréquences (conservation de l'énergie),

$$\omega_p + \omega_q = (\omega_p + \Omega) + (\omega_q - \Omega), \quad (2.25)$$

et la conservation des vecteurs d'ondes (conservation de la quantité de mouvement),

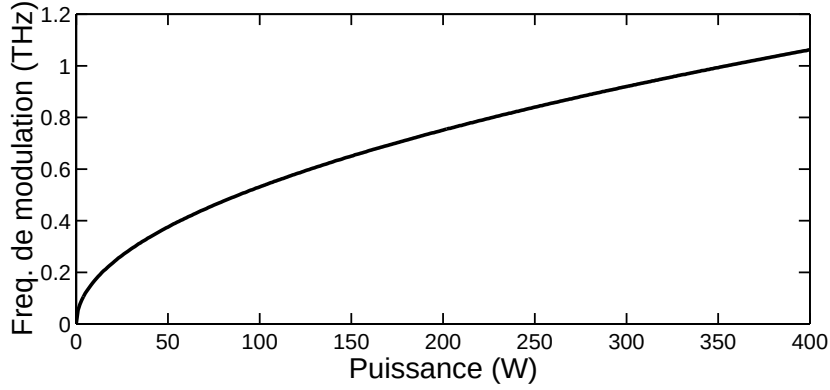


FIG. 2.14 - Fréquence de modulation optimale en fonction de la puissance totale pour $\delta = 0$ ps/m ($\lambda = \lambda_c = 626.5$ nm).

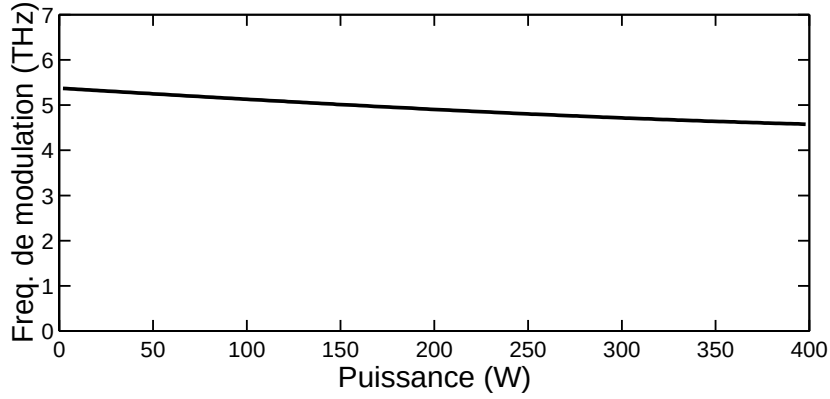


FIG. 2.15 - Fréquence de modulation optimale en fonction de la puissance totale pour $\delta = 2.09$ ps/m ($\lambda = \lambda_c = 575$ nm).

$$\beta_p(\omega_p) + \beta_q(\omega_s) = \beta_p(\omega_p + \Omega) + \beta_q(\omega_q - \Omega) \quad (2.26)$$

la condition d'accord de phase revient en fait à imposer aux champs émis par tous les points du matériau d'interférer constructivement. C'est-à-dire que les champs engendrés par les dipôles doivent avoir la même phase dans un plan de front donné. Pour la fibre bimodale, les fréquences de la lumière dans les deux modes sont identiques : $\omega_p = \omega_s$. La première relation est donc vérifiée quelle que soit la fréquence de modulation. La fréquence de modulation optimale sera donc uniquement déterminée par la conservation de la quantité de mouvement :

$$\beta_p(\omega) = \beta_{p0}(\omega) + \gamma(f_{pp}P + 2f_{pq}Q) \quad (2.27)$$

$$\beta_q(\omega) = \beta_{q0}(\omega) + \gamma(f_{qq}Q + 2f_{pq}P) \quad (2.28)$$

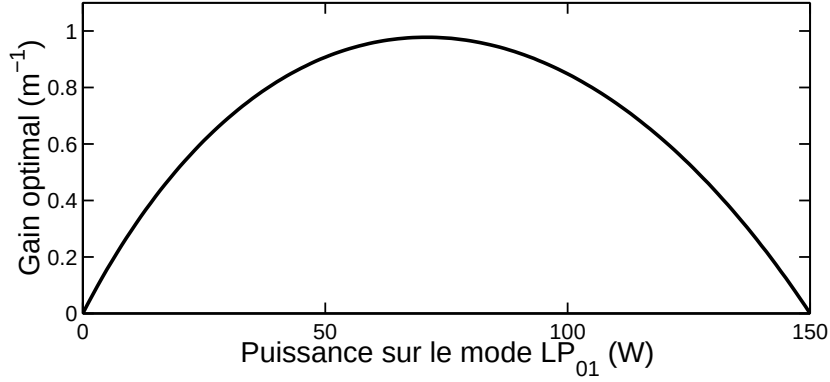


FIG. 2.16 - Gain optimal en fonction de la puissance du mode LP_{01} pour une puissance totale de 150 W et $\delta = 0$ ps/m ($\lambda = \lambda_c = 626.5$ nm).

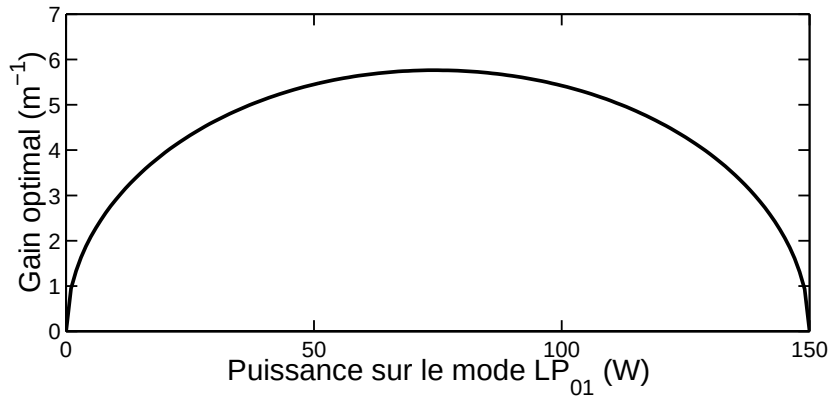


FIG. 2.17 - Gain optimal en fonction de la puissance du mode LP_{01} pour une puissance totale de 150 W et $\delta = 2.09$ ps/m ($\lambda = 575$ nm).

Le premier terme de droite de l'équation est la constante de propagation classique obtenue par l'analyse linéaire alors que le deuxième terme de droite est la contribution non-linéaire. La contribution des puissances des bandes latérales a été négligée et seuls les termes Kerr faisant apparaître les puissances des pompes sont considérés. De même, les constantes de propagation des raies d'instabilité s'écrivent :

$$\beta_p(\omega + \Omega) = \beta_{p0}(\omega) + \beta_{1p}\Omega + \beta_{2p}\frac{\Omega^2}{2} + \gamma(2f_{pp}P + 2f_{pq}Q) \quad (2.29)$$

$$\beta_q(\omega - \Omega) = \beta_{q0}(\omega) - \beta_{1p}\Omega + \beta_{2p}\frac{\Omega^2}{2} + \gamma(2f_{qq}Q + 2f_{pq}P) \quad (2.30)$$

La conservation des vecteurs d'ondes conduit finalement à la relation suivante :

$$\frac{1}{2}(\beta_{2p} + \beta_{2q})\Omega^2 - \delta\Omega + \gamma(f_{pp}P + f_{qq}Q) = 0 \quad (2.31)$$

L'expression de la fréquence de modulation s'obtient alors immédiatement par :

$$\Omega = \frac{\delta \pm \sqrt{\delta^2 - 2\gamma(f_{pp}P + f_{qq}Q)(\beta_{2p} + \beta_{2q})}}{\beta_{2p} + \beta_{2q}} \quad (2.32)$$

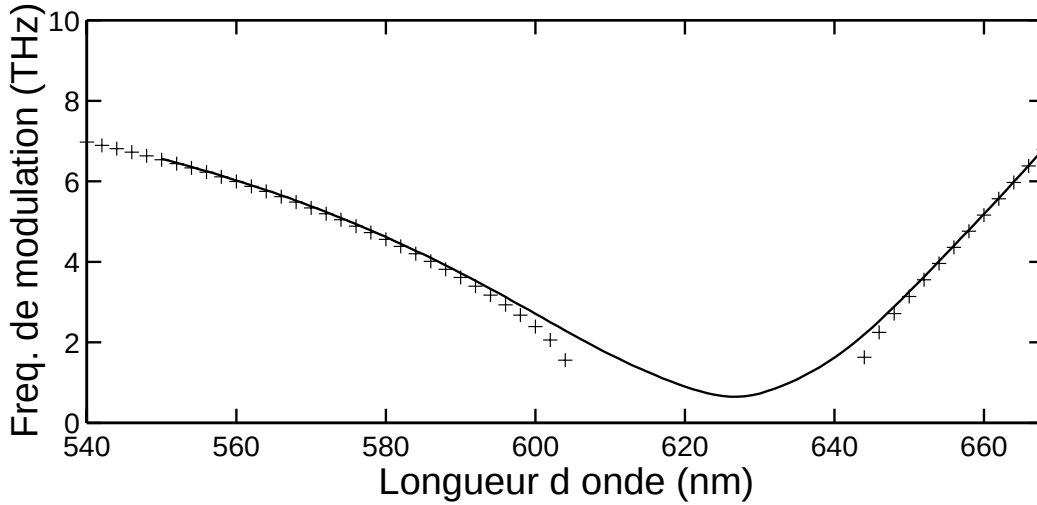


FIG. 2.18 - Comparaison entre les fréquences de modulation obtenues par l'accord de phase (+) et celles obtenues par analyse linéaire matricielle (-) pour $P=Q=75$ W.

Il apparaît que la condition d'accord de phase autorise deux fréquences de modulation possible alors que l'analyse linéaire de stabilité montre qu'une seule fréquence est présente. En fait, l'analyse de stabilité montre que ces deux solutions apparaissent lorsque que l'on néglige totalement les raies non-accordées en phase. Lorsque l'on tient compte de ces raies, seule la solution avec le signe + est possible. La figure 2.18 montre l'évolution en longueur d'onde de la fréquence de modulation obtenue par l'analyse linéaire et de celle obtenue par la condition d'accord de phase. L'accord entre les deux méthodes est correct loin de la longueur d'onde critique où les bandes latérales non-accordées en phase ont des intensités négligeables. La figure 2.19 montre les courbes de gain obtenues lorsque l'on ne considère que quatre raies, c'est-à-dire lorsque la perturbation dans l'analyse matricielle peut s'écrire sous la forme réduite :

$$u(z, \tau) = u_a(z) \exp(-i\Omega\tau) \quad (2.33)$$

$$v(z, \tau) = v_s(z) \exp(i\Omega\tau) \quad (2.34)$$

Cette situation est celle des longueurs d'ondes inférieures à la longueur d'onde critique, c'est-à-dire lorsque $u_s = 0$ et $v_a = 0$ (pour les longueurs d'ondes supérieures, il faut intervertir u et v). La matrice de stabilité s'écrit alors sous la forme :

$$[M] = \begin{bmatrix} -\frac{\delta}{2}\Omega + \beta_{2p}\frac{\Omega^2}{2} + \gamma f_{pp}P & 2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} \\ -2\gamma f_{pq}\sqrt{PQ} & \frac{\delta}{2}\Omega - \beta_{2q}\frac{\Omega^2}{2} - \gamma f_{qq}Q \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

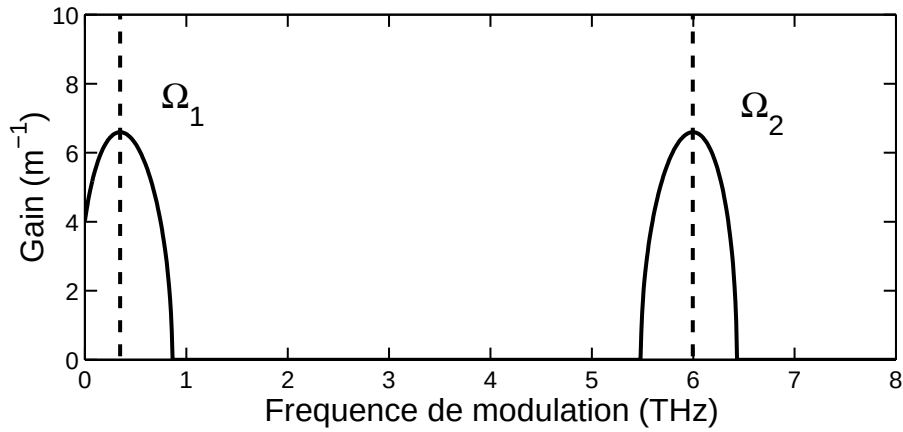


FIG. 2.19 - Courbe de gain obtenue par l'analyse linéaire matricielle dans le cas d'un modèle à quatre bandes latérales pour $P=Q=75$ W et $\lambda = 560$ nm. Les lignes pointillées indiquent les fréquences de modulation obtenues avec l'accord de phase.

Dans ce cas un accord parfait est obtenu entre l'analyse matricielle et l'analyse en terme d'accord de phase. Cette limitation à quatre ondes reste cependant assez artificielle. D'une part elle ne fait pas apparaître les ondes non-accordées en phase [42] qui sont responsables de la disparition d'une des deux solutions possibles. D'autre part la relation d'accord de phase ne fait pas intervenir les coefficients de modulation de phase croisée f_{pq} . Or ce sont précisément ces coefficients qui sont responsables de l'apparition de l'IM au voisinage de la longueur d'onde critique. La fréquence obtenue par l'accord de phase constitue donc une bonne approximation loin de la longueur d'onde critique.

Notons que l'accord de phase résulte d'une compensation entre l'effet non-linéaire, la dispersion de la vitesse de groupe et le terme de désaccord de vitesse de groupe (équation (2.31)). A haute puissance, le terme de désaccord de vitesse de groupe devient négligeable par rapport aux deux autres termes. On est alors ramené au cas où $\delta \simeq 0$. Dans ces conditions, l'analyse en terme de mélange à quatre ondes n'est plus valable car six ondes sont présentes dans le système.

2.4 Observations expérimentales

Nous présentons dans cette partie les résultats expérimentaux sur l'instabilité de modulation spontanée étudiée dans les paragraphes précédents. L'étude repose sur une analyse spectrale des ondes en sortie de fibre. Nous détaillons dans un premier temps le matériel utilisé et le dispositif expérimental avant de présenter une étude en longueur d'onde suivie d'une étude en puissance.

2.4.1 Les sources lasers

La principale condition requise pour observer l'IM est que les sources lasers émettent des impulsions dont la largeur temporelle doit être très supérieure à la période de la modulation attendue.

Le laser Nd:YAG (modèle GCR3-Quanta Ray)

Le laser Nd:YAG (Yttrium-Aluminium-Garnet) utilisé est un laser impulsionnel cadencé à 25 Hz. Le faisceau est doublé en fréquence par un cristal KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) afin d'obtenir un faisceau laser avec une longueur d'onde de $\lambda = 532nm$. Les impulsions à cette longueur d'onde ont une largeur à mi-hauteur voisine de 5 ns. Le laser est injecté à l'aide d'un mini laser YAG pompé par une diode laser continue afin d'être parfaitement monomode longitudinal. La largeur spectrale est ainsi très fine (de l'ordre de $5.10^{-3}cm^{-1}$) et l'impulsion est temporellement parfaitement lisse.

Le laser à colorant (modèle 380-Quanta Ray)

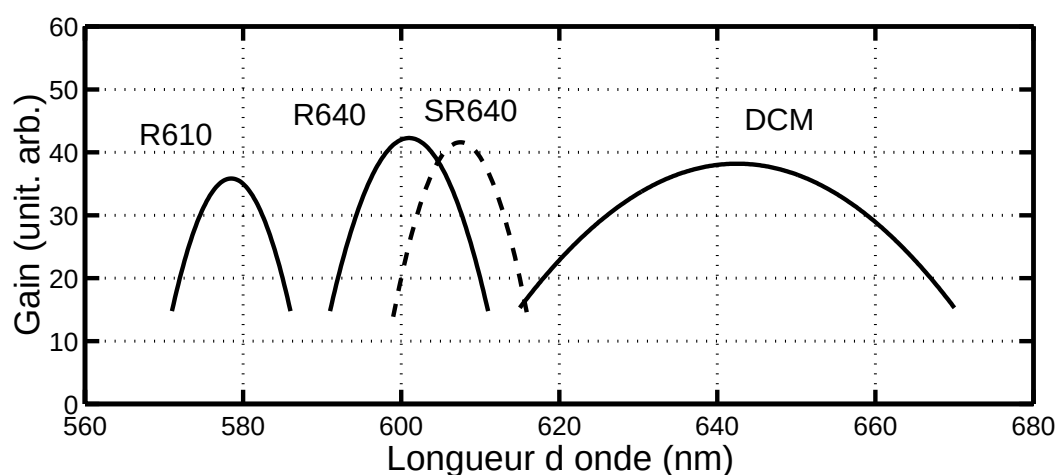


FIG. 2.20 - Courbes de gain des différents colorants utilisés dans l'amplificateur.

L'onde pompe peut également être obtenue à partir d'un laser à colorant continu. Ce laser continu est pompé par un laser Argon et est accordable dans une plage de longueur d'onde allant de 565 nm à 630 nm. Ce laser possède une très grande finesse spectrale (quelques MHz) et est asservi en fréquence grâce à des étalons Pérot-Fabry. La puissance crête en sortie de ce laser à colorant étant seulement de l'ordre de la centaine de mW, ce faisceau est amplifié à l'aide d'un amplificateur à colorant. L'amplificateur est composé de deux cuves à colorant pompées transversalement par le faisceau Nd:YAG et d'une dernière cuve pompée longitudinalement. L'émission spontanée est en partie éliminée à l'aide d'un filtre interférentiel à bande étroite placé après la deuxième cuve. Un prisme à vision directe placé à la sortie de l'amplificateur et suivi d'un diaphragme permet également de supprimer en grande partie la lumière provenant de l'émission spontanée générée dans les différentes cuves. La finesse spectrale en sortie de l'amplificateur est donc très bonne (quelques 10^{-3}cm^{-1}) et est déterminée par la Transformée de Fourier de l'impulsion. L'amplificateur permet d'amplifier le laser continu sur toute sa plage de longueurs d'ondes en changeant simplement le colorant. La figure 2.20 illustre les plages d'amplification des différents colorants que nous avons utilisés.

Un autre laser à colorant émettant au voisinage de 650 nm a également été utilisé. Ce laser est utilisé dans une expérience de spectroscopie Raman Stimulé (H. Berger et al). Le faisceau a été transporté à l'aide d'une fibre optique multimode puis recollimaté et réinjecté dans la fibre bimodale. Etant donnée la faible puissance injectée (de l'ordre de 500 W crête) et de la longueur de la fibre multimode (environ 20 m), aucun effet non-linéaire (tel l'effet Raman) n'est apparu.

Cuve à CO_2 à multiple passages

Afin d'étendre la plage de longueurs d'ondes disponibles, nous avons utilisé une cuve à CO_2 permettant de décaler en fréquence un faisceau incident par effet Raman. Le shift Raman dans le gaz carbonique est d'environ 1388 cm^{-1} . De plus, le gaz CO_2 a la propriété de préserver la finesse spectrale du laser Nd:YAG [43]. La durée des impulsions est réduite à environ de 2 ns pour le premier Stokes (ou anti-Stokes) et à environ de 1 ns pour le deuxième Stokes (ou anti-Stokes). Ceci s'explique par le fait que l'effet Raman, étant un phénomène non linéaire, n'est efficace qu'au voisinage du centre de l'impulsion. Le nombre de passage est de douze aller-retours et la pression du gaz est d'environ deux Bars.

Avec ces différentes sources lasers, une plage spectrale allant de 464 nm à 650 nm a été balayée. Le tableau ci-dessous récapitule les longueurs d'ondes accessibles et les sources utilisées.

Longueur d'onde λ	Source laser utilisée
463 nm	Laser Nd:YAG, shifté (2ème anti-Stokes)
495 nm	Laser Nd:YAG, shifté (1er anti-Stokes)
532 nm	Laser Nd:YAG (doublé)
553 nm	Laser à colorant amplifié (R640), shifté (1er anti-Stokes)
568-594 nm	Laser à colorant amplifié (R610)
588-608 nm	Laser à colorant amplifié (R640)
609-610 nm	Laser à colorant amplifié (SR640)
615-626 nm	Laser à colorant amplifié (DCM)
626-639 nm	Laser à colorant amplifié (R610), shifté (1er Stokes)
650 nm	Laser à colorant amplifié (DCM)

2.4.2 Choix de la fibre

L'une des principales difficultés pratiques est de trouver une fibre telle que la longueur d'onde critique soit voisine des longueurs d'ondes accessibles à l'aide des lasers à notre disposition. Cette difficulté est accrue par le fait que la longueur d'onde critique varie rapidement avec les paramètres de la fibre et que ceux-ci sont donnés par le fabricant avec une incertitude relativement importante. Après avoir testé différents échantillons de fibres fournies par les sociétés SEDI et Instrumat, nous avons sélectionné une fibre avec une longueur d'onde de coupure au voisinage de 789 nm (c'est-à-dire que la fibre est bimodale pour des longueurs d'ondes inférieures à cette valeur) et une longueur d'onde critique voisine de 625 nm. Les longueurs de fibres ont été choisies de manière à obtenir une bonne amplification des bandes d'instabilité tout en évitant une trop forte apparition de la diffusion Raman auto-stimulée.

2.4.3 Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental est représenté sur la figure 2.21. La lumière issue du laser traverse tout d'abord un atténuateur variable constitué d'une lame demi-onde et d'un polariseur. L'onde est alors polarisée rectilignement avant d'être injectée dans la fibre optique bimodale. Une lame demi-onde placée juste après ce polariseur permet de modifier la direction de polarisation. En sortie de fibre, l'énergie du faisceau est mesurée à l'aide d'une photodiode calibrée (type FND 100 avec un temps de montée de l'ordre de 1 ns). Cette photodiode est reliée à un oscilloscope (Tektronix avec une bande passante de l'ordre de 350 MHz). Connaissant le profil de l'impulsion, il est alors possible de remonter à la puissance crête totale de l'impulsion en sortie de fibre.

L'analyse spectrale se fait en envoyant le faisceau dans un spectromètre relié à un intégrateur moyenneur BOXCAR. La résolution du spectromètre est de 1 cm^{-1} . Un prisme à vision directe est également utilisé en sortie de fibre pour contrôler en instantané les raies d'instabilité.

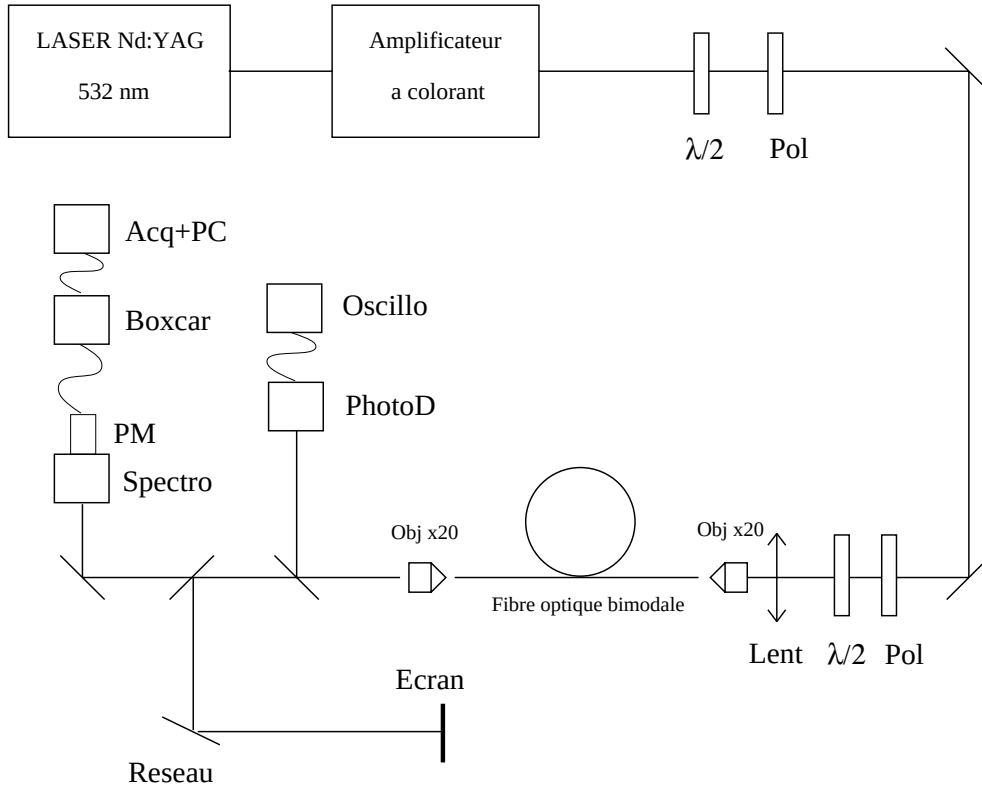


FIG. 2.21 - Montage expérimental utilisé pour étudier l'IM spontanée. $\lambda/2$: lame demi-onde, Pol : polariseur, Lent : lentille de focale 50 cm, Obj : objectif de microscope, PhotoD : photodiode FND100, Spectro : spectromètre, PM : photomultiplicateur, Boxcar : intégrateur-moyenneur, Acq : système d'acquisition, PC : ordinateur.

2.4.4 Conditions d'injection

L'onde pompe est injectée dans la fibre optique à l'aide d'un objectif de microscope ($\times 20$). Le support de la fibre est équipé de deux réglages en translation (vertical et horizontal), de deux réglages en rotation et d'un réglage de focalisation. Une lentille de grande focale (typiquement 50 cm) installée avant l'objectif de microscope sur un support de type XY est utilisée pour ajuster plus finement l'injection du faisceau laser dans le coeur de la fibre. Ce réglage est principalement utilisé lorsque le coeur de la fibre est voisin du point de focalisation du faisceau laser. Les réglages angulaires permettent de privilégier ou non l'injection de l'un ou l'autre des systèmes de modes (soit $LP_{11\text{even}}$ ou $LP_{11\text{odd}}$). Les conditions d'injection sont optimisées par une observation instantanée à l'aide du prisme à vision directe afin de maximiser les raies d'instabilité. Comme nous l'avons vu précédemment, la théorie prévoit en effet que le gain d'IM est maximal lorsque les deux modes ont des puissances très voisines (figures 2.16 et 2.17).

2.4.5 Etude en longueur d'onde

Le but de cette étude est de vérifier le modèle et de déterminer les paramètres de la fibre, étant donnée la forte incertitude mentionnée par le constructeur sur les valeurs des indices et du rayon de coeur. Nous avons fixé la puissance totale à 150 W en entrée de la fibre. Les spectres enregistrés ont révélé l'existence de quatre bandes latérales de fréquences distinctes (figure 2.22) au lieu des deux initialement prévues par la théorie (paragraphe 2.3.1).

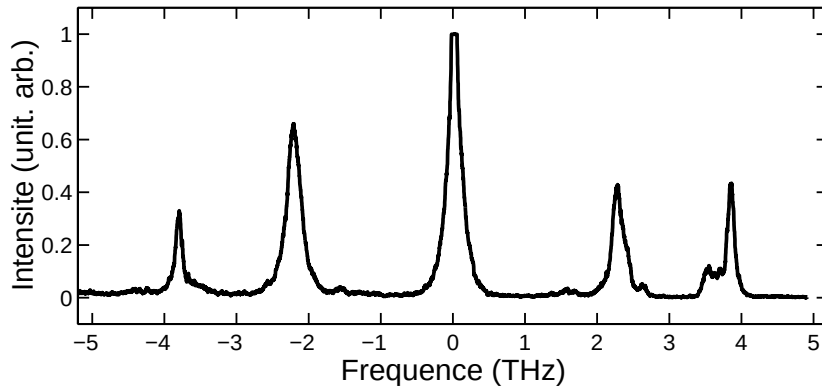


FIG. 2.22 - Spectre typique faisant apparaître quatre raies d'instabilité pour $P=Q=75$ W.

L'hypothèse la plus vraisemblable est une levée de dégénérescence des modes LP_{11} . Il est en effet probable que l'un des couples de raies soit du au système $LP_{01} - LP_{11\text{odd}}$ et l'autre couple au système $LP_{01} - LP_{11\text{even}}$. Cette levée de dégénérescence peut s'expliquer par une légère ellipticité du coeur de la fibre [22, 23, 44, 45]. A l'aide des réglages angulaires, il est possible de sélectionner l'un ou l'autre des systèmes. Les figures 2.23 et 2.24 représentent les spectres obtenus en modifiant les conditions d'injection. On voit ainsi que l'on peut faire apparaître l'IM sur l'un ou l'autre des systèmes de raies. Par la suite, nous nous sommes essentiellement concentré sur le système $LP_{01}-LP_{11\text{even}}$. Les mesures effectuées montrent qu'aucune interaction n'intervient entre les deux systèmes de raies : c'est-à-dire que les fréquences de modulation pour un couple ne varient pas en fonction de la présence ou non du deuxième couple. La figure 2.25 représente une photographie de la lumière en sortie de fibre dispersée par un prisme à vision directe. Au centre on observe la pompe constituée de la superposition des deux modes. A gauche de la pompe, correspondant à la raie d'instabilité anti-Stokes, la lumière se propage selon le mode LP_{01} alors qu'à droite de la pompe, la lumière se propage selon le mode LP_{11} .

Les paramètres de la fibre sont ajustés de manière à optimiser l'accord expérience-théorie dans la région de la longueur d'onde critique. Les deux paramètres d'ajustement sont le rayon

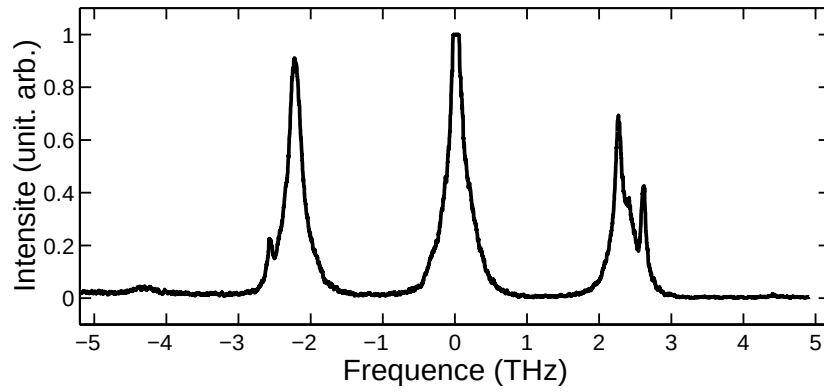


FIG. 2.23 - Spectre typique pour le système LP_{01} - LP_{11odd} faisant apparaître deux raies d'instabilité pour $P=Q=75$ W.

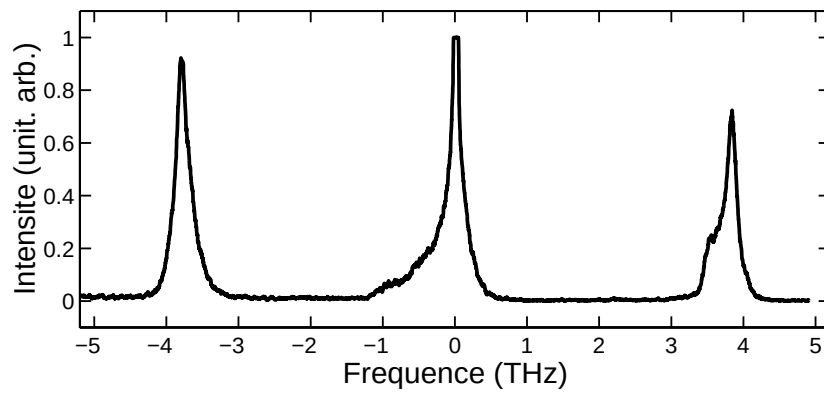


FIG. 2.24 - Spectre typique pour le système LP_{01} - LP_{11even} faisant apparaître deux raies d'instabilité pour $P=Q=75$ W.



FIG. 2.25 - Lumière dispersée par un prisme en sortie de fibre pour $\lambda = 575\text{nm}$. Au centre, la pompe, à gauche la raie d'IM anti-Stokes se propageant selon le mode LP_{01} , à droite la raie d'IM Stokes se propageant selon le mode LP_{11}

du coeur de la fibre et la différence d'indice entre le coeur et la gaine. La figure 2.26 montre les fréquences de modulation mesurées et comparées à celles calculées par l'analyse de stabilité linéaire. Un bon accord est observé dans cette région. L'accord quantitatif se dégrade en s'éloignant de la longueur d'onde critique. Il est vraisemblable que ce désaccord soit dû au modèle de la fibre à saut d'indice qui ne demeure qu'une approximation du profil d'indice réel.

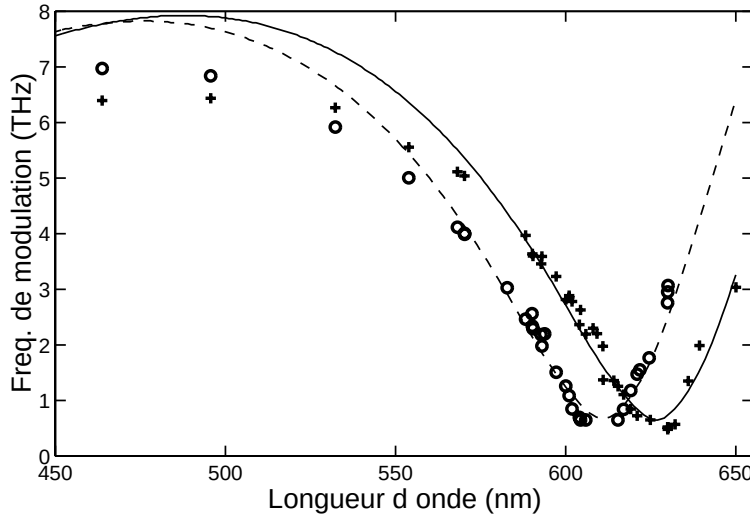


FIG. 2.26 - Fréquences de modulation expérimentales (+ et o) et théoriques (trait continu et pontillé) pour $P=Q=75$ W : (+) système $LP_{01} - LP_{11\text{even}}$, (o) : système $LP_{01} - LP_{11\text{odd}}$.

La présence de raies d'instabilité à la longueur d'onde critique pour laquelle les deux modes ont des vitesses de groupe identiques est la signature de l'instabilité de Berkhoer et Zakharov. L'apparition des bandes latérales d'IM sont alors uniquement dues à une compensation de la dispersion par la non linéarité. Cette étude en longueur d'onde a permis de déterminer avec précision la longueur d'onde critique et d'ajuster les paramètres du modèle au voisinage de cette longueur d'onde.

2.4.6 Etude en puissance

Le but de cette étude est d'observer une variation de la fréquence de modulation avec la puissance pour un désaccord de vitesse de groupe nul afin de mettre en évidence le rôle crucial des termes de non linéarité. Pour cela, il est indispensable d'éliminer la diffusion Raman auto-stimulée [46, 47, 20] qui peut se manifester pour des longueurs de fibre trop importantes (figure 2.27) et qui a pour conséquence de dépeupler la pompe et de fausser ainsi les mesures effectuées. La longueur de la fibre est ainsi réduite à 8 m. La contre-partie de cette réduction est une amplification plus modeste des bandes latérales d'instabilité. Il est toutefois encore

possible de les distinguer à l'aide du prisme à vision directe ce qui est indispensable pour optimiser l'injection de la lumière dans la fibre.

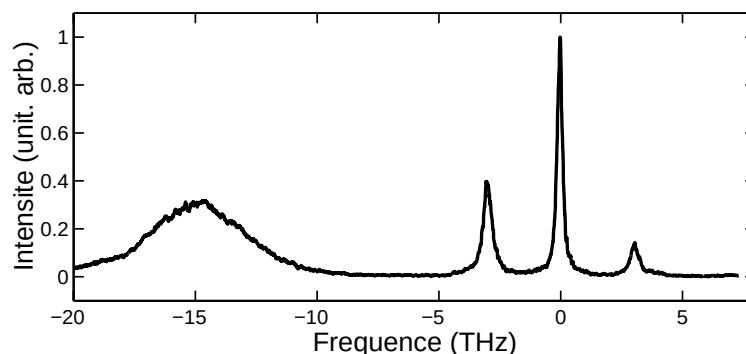


FIG. 2.27 - Spectre typique faisant apparaître la diffusion Raman spontanée pour une longueur de fibre de 25 m pour $P=Q=75$ W. La raie Raman est située à environ -15 THz de la pompe.

La puissance des deux pompes est modifiée à l'aide de l'atténuateur entre 100 W et 400 W. En dessous de 100 W, le gain est trop faible et il est impossible d'optimiser l'injection de la lumière dans la fibre. Au dessus de 400 W, la fibre risque de se détériorer. La figure 2.28 montre l'évolution de la fréquence de modulation en fonction de la puissance. Les figures 2.29 et 2.30 représentent les spectres obtenus aux puissances extrémales et illustrent clairement la dépendance de la fréquence de modulation avec la puissance. Sur la figure 2.29, l'observation des raies d'IM se fait en saturant fortement le photomultiplicateur du spectromètre à cause de la faible valeur du gain. Pour la puissance maximale, le gain est beaucoup plus important et les raies d'instabilité sont clairement visibles (voir figure 2.30). Le spectre ne présente de plus aucune asymétrie ce qui indique que l'effet Raman n'a pas encore d'influence sur le processus d'instabilité.

Ces résultats constituent une démonstration expérimentale directe de la manifestation des effets de puissance dans le processus d'instabilité modulationnelle en régime de dispersion normale. A cette longueur d'onde critique, on ne peut plus interpréter l'IM comme un simple mélange à quatre ondes.

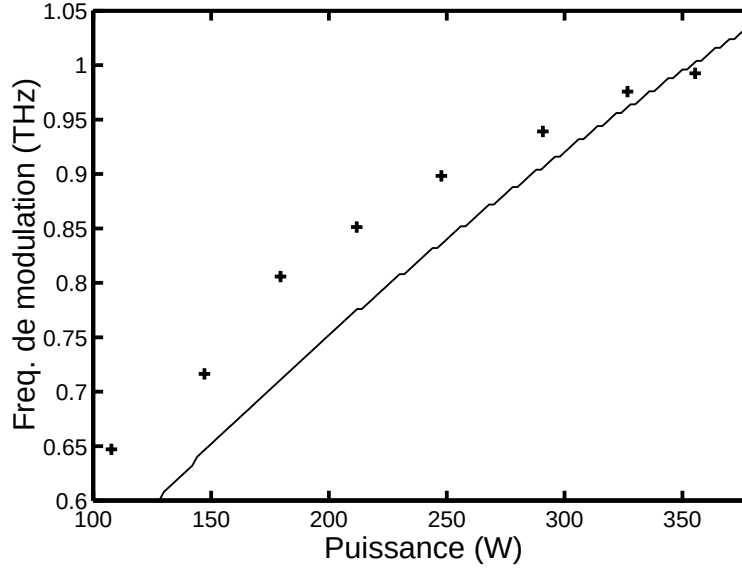


FIG. 2.28 - Fréquence de modulation expérimentale (croix) en fonction de la puissance à la longueur d'onde critique pour une longueur de fibre de 8 m. La courbe en trait plein représente la courbe théorique obtenue par l'analyse linéaire de la stabilité.

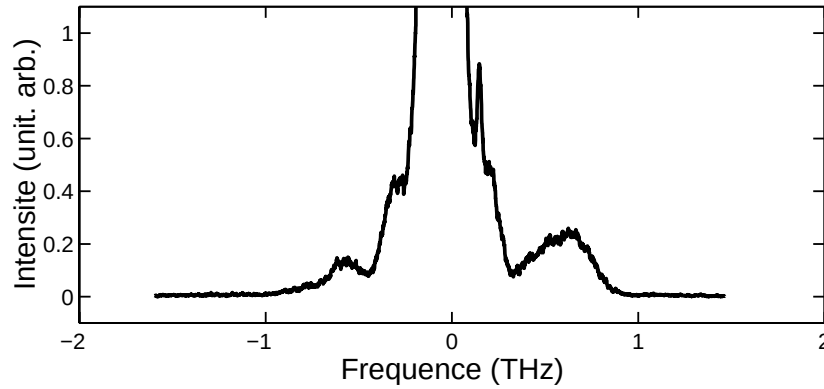


FIG. 2.29 - Spectre typique pour $P=Q=106$ W à la longueur d'onde critique pour une longueur de fibre de 8 m. La fréquence de modulation optimale est d'environ 0.65 THz.

2.5 Interaction avec l'effet Raman

Lors des expériences précédentes, nous avons observé qu'avec la fibre bimodale de 25 m et pour des puissances de l'ordre de 100 W par mode, au moins une raie Raman était toujours présente dans le spectre (figure 2.27). Le plus surprenant est que cette raie n'est pas toujours située à -13.5 THz de la pompe qui est la fréquence correspondant au gain Raman maximal. Nous avons donc décidé d'étudier les interactions entre la diffusion Raman et l'instabilité

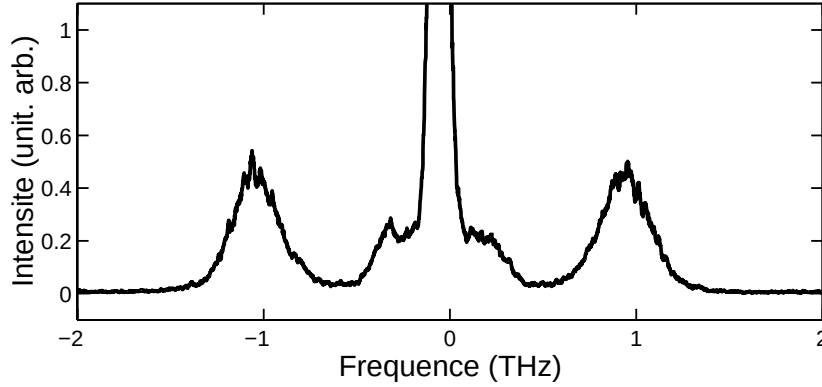


FIG. 2.30 - Spectre typique pour $P=Q=360$ W à la longueur d'onde critique pour une longueur de fibre de 8 m. La fréquence de modulation optimale est d'environ 1 THz.

modulationnelle spontanée.

2.5.1 Introduction

La propagation de la lumière dans un milieu diélectrique donne lieu à divers processus de diffusion. Ceux-ci sont liés aux fluctuations spatio-temporelles de l'indice de réfraction induites par le champ de pompe. Dans l'effet Raman, les fluctuations d'indice sont causées par les vibrations moléculaires. Ce processus peut se décrire quantiquement comme la diffusion inélastique d'un photon de fréquence ω par une molécule en un photon de fréquence inférieure ω_s ; la molécule opérant une transition entre deux états vibrationnels dans le même temps. La fréquence de vibration de la molécule est donnée par $\omega_{ba} = \omega - \omega_s$. Cet effet a été observé pour la première fois par Raman en 1928 [48]. Précisons que dans les fibres optiques, la génération de lumière à la fréquence anti-Stokes $\omega_{as} = \omega + \omega_{ba}$ est beaucoup plus faible que la génération de lumière à la fréquence Stokes à cause de la durée de vie très brève des états excités.

Le gain Raman spontané, mesuré par Stolen et al. dans des fibres optiques en silice [46, 47], s'étend sur une large plage de fréquence (supérieure à 40 THz) avec un maximum situé au voisinage de 13 THz (figure 2.31). La largeur de la bande Raman est due à la nature non-cristalline de la silice : dans un matériau amorphe, les fréquences de vibration des molécules s'étalent autour du maximum et forment un continuum. Toutefois bien que la diffusion Raman spontanée génère des photons dans une très large bande, seules les fréquences situées au voisinage du maximum de gain sont amplifiées efficacement. Par conséquent, pour une longueur de fibre donnée, dès que la puissance de pompe devient suffisamment importante, une onde Stokes se

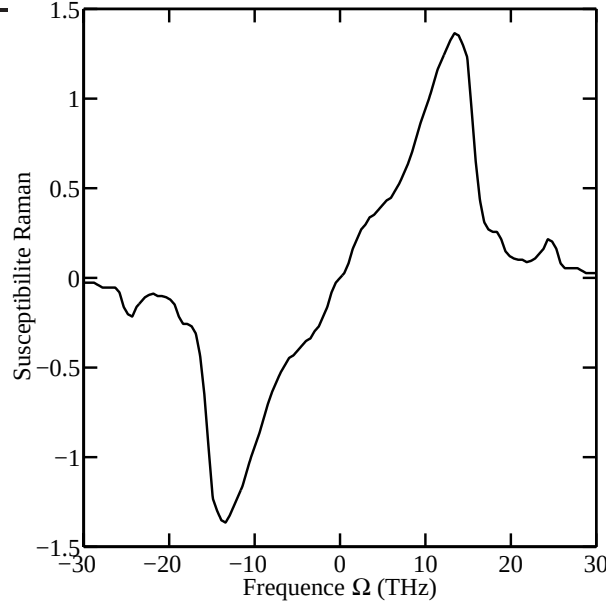


FIG. 2.31 - Figure représentant la dépendance en fréquence de la partie imaginaire de la susceptibilité Raman.

développe autour de cette fréquence avec une croissance exponentielle et avec pour conséquence un dépeuplement de l'onde pompe. Cet effet peut s'avérer très néfaste dans un dispositif de télécommunications. Dans ce contexte, de nombreuses études se sont penchées sur le contrôle et la suppression de l'effet Raman. Il a été montré que l'on pouvait supprimer la diffusion Raman dans une fibre fortement biréfringente en régime de dispersion normale [49]. La technique consiste à favoriser un processus paramétrique de mélange à quatre ondes qui inhibe la croissance de la raie Raman. Cependant, la réalisation expérimentale utilisée est assez lourde puisqu'elle nécessite l'utilisation de deux sources lasers.

Nous montrons dans le paragraphe suivant un exemple de suppression paramétrique de la diffusion Raman spontanée dans une fibre bimodale avec uniquement une source laser. Garth et Sammut avait développé une analyse théorique de la diffusion Raman stimulée dans une fibre optique bimodale [50]. Leur analyse ne faisait intervenir que quatre ondes : les deux ondes pompes (LP_{01} et LP_{11}) et les ondes Stokes Raman associées. Cette hypothèse est valable car dans leur étude la diffusion Raman est induite par une onde signal. Nous montrons ici que le comportement est tout différent lorsque l'effet Raman apparaît de manière spontanée à partir du bruit quantique.

2.5.2 Equations de propagation en présence d'effet Raman

Rappelons tout d'abord l'expression de la polarisation non linéaire du troisième ordre lorsque le champ est polarisé rectilignement dans une fibre optique isotrope :

$$P^{NL}(t) = E(t) \int_0^\infty \chi(s) |E(t-s)|^2 ds. \quad (2.36)$$

La susceptibilité non linéaire pour une fibre en silice peut s'exprimer comme la somme d'une contribution électronique non résonnante et d'une contribution Raman résonnante [51] :

$$\chi(s) = \chi^{(3)}[(1 - \rho)\delta(s) + \rho\chi^R(s)] \quad (2.37)$$

où ρ mesure la contribution nucléaire. La réponse électronique supposée instantanée est représentée par une fonction de Dirac. La réponse retardée des molécules est quant à elle modélisée par la fonction $\chi^R(s)$. L'équation de propagation d'une onde en présence d'effet Raman s'obtient alors simplement en suivant une procédure analogue à celle décrite dans le paragraphe 1.3 du premier chapitre. Considérons maintenant une fibre bimodale dans laquelle est injectée une onde lumineuse à la fréquence ω . La propagation de cette onde sur les deux premiers modes de la fibre (LP_{01} et LP_{11}) en présence de diffusion Raman est gouvernée par deux équations de Schrödinger couplées :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_0}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_0 \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} = i\gamma_0(1 - \rho) (|E_0|^2 + 2r_0 |E_1|^2) E_0 \quad (2.38) \\ + i\gamma_0 \rho E_0 \int_0^\infty \chi^R(s) (|E_0(t-s)|^2 + r_0 |E_1(t-s)|^2) ds + i\gamma_0 \rho E_1 \int_0^\infty \chi^R(s) E_1^*(t-s) E_0(t-s) ds \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_1 \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} = i\gamma_1(1 - \rho) (|E_1|^2 + 2r_1 |E_0|^2) E_1 \quad (2.39) \\ + i\gamma_1 \rho E_1 \int_0^\infty \chi^R(s) (|E_1(t-s)|^2 + r_1 |E_0(t-s)|^2) ds + i\gamma_1 \rho E_0 \int_0^\infty \chi^R(s) E_0^*(t-s) E_1(t-s) ds \end{aligned}$$

Le coefficient χ^R présent dans les intégrales représente la susceptibilité Raman parallèle normalisée à $Re(X^R(\omega = 0)) = 1$. Ces intégrales modélisent la réponse retardée des molécules de la silice [52]. La réponse du milieu à un instant t dépend en effet de la valeur du champ électromagnétique aux instants antérieurs. Le paramètre ρ qui mesure la contribution des termes Raman à la réponse non-linéaire totale est fixé à 0.18 pour la fibre considérée [47]. Lorsque $\rho = 0$ les équations (2.36) et (2.37) coïncident avec les équations étudiées précédemment. Les coefficients β_j représentent la dispersion de vitesse de groupe à la fréquence ω , γ_j sont les coefficients non linéaires et δ est le terme de désaccord de vitesse de groupe. Les coefficients r_j représentent le poids de l'inter-modulation de phase par rapport à l'auto-modulation de phase.

2.5.3 Résultats expérimentaux

Nous avons vu que le phénomène d'instabilité modulationnelle dans la fibre bimodale apparaît quelle que soit la longueur d'onde avec un minimum de gain autour de la longueur d'onde critique. L'instabilité de modulation va inévitablement interférer avec l'effet Raman qui peut se manifester au delà d'une certaine puissance de pompe. Des spectres expérimentaux typiques obtenus à $\lambda = 532 \text{ nm}$ pour une puissance totale de 250 W sont représentés sur les figures 2.32 et 2.33. La figure 2.32 montre le spectre pour les deux modes. On observe de droite à gauche,

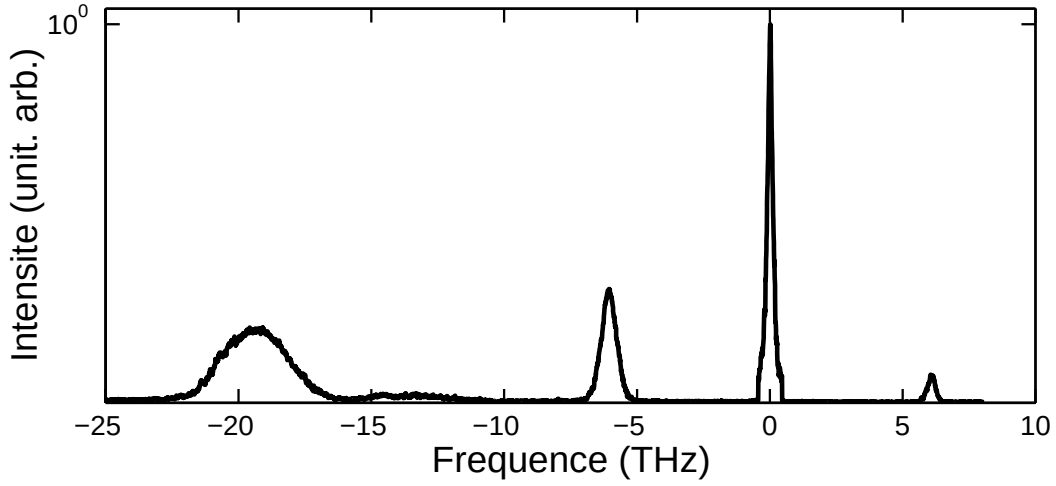


FIG. 2.32 - Spectre des deux modes obtenu à $\lambda = 532\text{nm}$ pour une puissance totale de 250 W et une longueur de fibre de 25 m.

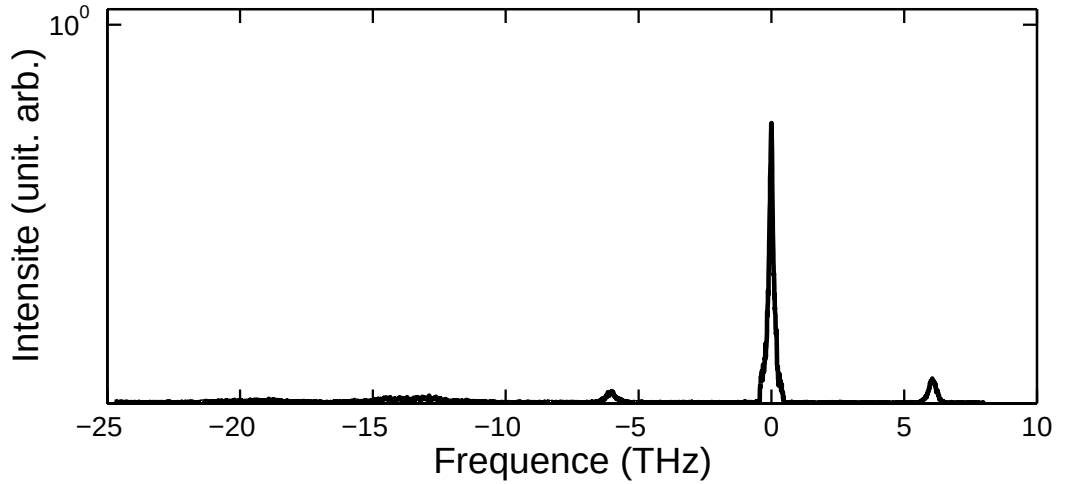


FIG. 2.33 - Spectre du mode LP_{01} obtenu à $\lambda = 532\text{nm}$ pour une puissance totale de 250 W et une longueur de fibre de 25 m.

la raie d'instabilité anti-Stokes (située à +6 THz), la pompe, la raie d'instabilité Stokes (située à -6 THz), une raie Raman située à -13 THz de la pompe et une autre raie Raman située à -13 THz de la raie d'instabilité Stokes. Pour déterminer selon quel mode se propage chaque raie, nous avons enregistré le même spectre en éliminant le mode LP_{11} en sortie de fibre. Le spectre obtenu est représenté sur la figure 2.33. De ces deux spectres on conclut que la raie Raman située à -13 THz de la pompe se propage uniquement selon le mode LP_{01} et que la raie Raman située à -19 THz de la pompe se propage selon le mode LP_{11} .

Puisque la puissance dans chaque mode est supérieure au seuil d'apparition de l'effet Ra-

man, on pourrait s'attendre à voir apparaître une raie Raman pour chaque pompe. Le point le plus important est donc la suppression de la raie Raman associée à la pompe LP_{11} . Nous remarquons également que la raie d'instabilité Stokes, qui subit simultanément le gain d'instabilité modulationnelle et le gain Raman, devient si importante qu'elle dépeuple fortement la pompe et crée sa propre raie Raman.

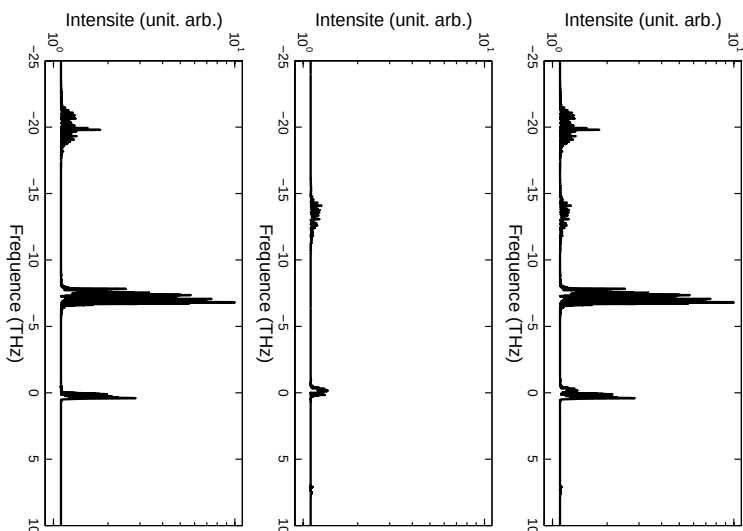


FIG. 2.34 - *Spectres théoriques obtenus à $\lambda = 532nm$ pour une puissance totale de 250 W et une longueur de fibre de 25 m correspondant aux conditions expérimentales des spectres des figures 2.32 et 2.33. En haut pour les deux modes, au milieu pour le mode LP_{01} et en bas pour le mode LP_{11} .*

Nous avons comparé ces résultats à des spectres théoriques. La figure 2.34 montre les spectres obtenus en intégrant numériquement les équations de Schrödinger couplées (2.36) et (2.37). La longueur de la fibre est $L = 25m$, $\lambda = 532nm$, et la puissance totale est $P = P_0 + P_1 = 250 W$. Pour ces simulations numériques et pour des raisons de temps de calcul, nous avons considéré des impulsions de largeur à mi-hauteur de 250 ps (alors que les impulsions ont une largeur de 4.25 ns pour l'expérience). Cette largeur est suffisante car elle est supérieure d'au moins deux ordres de grandeur à la période de la modulation de l'instabilité modulationnelle. Les spectres théoriques reproduisent qualitativement et de manière satisfaisante les résultats expérimentaux.

En conclusion, nous avons démontré que le processus de diffusion Raman spontanée dans une fibre bimodale était modifié par la présence de l'instabilité modulationnelle. En effet, son interaction avec les effets paramétriques se manifeste par la suppression totale de la diffusion

Raman sur la composante LP_{11} de la pompe. Ce phénomène non linéaire avait déjà été observé dans des fibres biréfringente mais avec des configurations expérimentales plus complexes (utilisation de deux sources lasers, obligation d'utiliser des fibres fortement biréfringentes). Nous avons montré que l'utilisation d'une fibre bimodale permettait de n'utiliser qu'une seule source laser et une fibre optique standard. Les applications possibles de cette configuration incluent la suppression paramétrique de l'effet Raman sur un des modes de la fibre et la génération de nouvelles fréquences optiques (en particulier une onde avec une fréquence située à 19 THz de la pompe).

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude théorique et expérimentale de l'instabilité modulationnelle spontanée dans une fibre optique bimodale en régime de dispersion normale. Une étude expérimentale des variations de la fréquence de modulation en fonction de la longueur d'onde a permis de déterminer avec précision la longueur d'onde critique pour laquelle les deux modes se propagent avec des vitesses de groupe identiques. Nous avons alors observé, pour la première fois, l'existence de l'instabilité de Berkhoer et Zakharov prédite en 1970 [28]. Tous les résultats expérimentaux ont été guidés par une approche théorique reposant sur une analyse linéaire de la stabilité des équations de Schrödinger.

L'utilisation de la fibre bimodale a ainsi permis de remplir les conditions nécessaires à l'observation, à savoir d'obtenir des coefficients d'inter-modulation de phase (XPM) supérieurs aux coefficients d'auto-modulation de phase (SPM) et d'annuler le désaccord de vitesse de groupe entre les deux ondes et ce, avec un schéma expérimental relativement simple. La signature du phénomène observé est une forte dépendance en puissance de la fréquence de modulation.

Une dernière partie a été consacrée aux interactions entre l'instabilité modulationnelle et la diffusion Raman spontanée. Les spectres expérimentaux révèlent la possibilité de supprimer paramétriquement la diffusion Raman sur un des deux modes. Si des résultats analogues ont été obtenus auparavant dans des fibres fortement biréfringentes en utilisant deux sources lasers [49], l'utilisation de la fibre bimodale permet d'alléger le dispositif expérimental. L'interaction entre l'IM et l'effet Raman se manifeste également par la génération de nouvelles fréquences optiques décalées jusqu'à 20 THz de la fréquence de l'onde pompe.

Chapitre 3

Parois de domaines temporelles dans une fibre optique

3.1 Introduction

L'extension de l'instabilité modulationnelle au régime de dispersion normale a été pour la première fois suggérée par Berkhoer et Zakharov en 1970 pour le cas d'un milieu Kerr isotrope [28]. Cette description a été étendue au cas d'un milieu biréfringent par S. Wabnitz qui a donné le nom de "instabilité modulationnelle de polarisation" (IMP) à l'instabilité vectorielle apparaissant dans le régime de dispersion normale [6]. Quelques années plus tard, Haelterman et Sheppard ont montré qu'un soliton vectoriel est associé à cette instabilité de la même manière que le soliton classique en "sécante hyperbolique" est associé à l'équation NLS scalaire [53]. Ce soliton vectoriel est une structure localisée à travers laquelle le champ électromagnétique commute entre deux états de polarisation orthogonaux [14]. Pour cette raison, il a été dénommé soliton en parois de domaines de polarisation. Ce soliton fondamental n'a pas été observé auparavant à cause de la difficulté de le générer et de le faire propager dans une fibre. Le principal obstacle est que sa propagation nécessite un milieu dépourvu de biréfringence (une fibre la plus isotrope possible). Compte tenu de cette difficulté, nous avons dans un premier temps décidé de considérer un autre système physique pouvant propager des solitons en parois de domaines. Ce premier système, suggéré par Marc Haelterman de l'ULB de Bruxelles est une fibre optique bimodale en régime de dispersion normale. Les conditions de Berkhoer et Zakharov sont satisfaites lorsque les deux modes se propagent à la même vitesse de groupe. Dans un deuxième temps, nous avons étudié la génération de parois de domaines de polarisation dans une fibre optique isotrope. Précisons qu'il est également possible d'obtenir un coefficient d'inter-modulation de phase supérieur à celui d'auto-modulation de phase en utilisant deux ondes de même polarisation avec des longueurs d'ondes différentes [10]. Toutefois, une fibre avec un profil d'indice en W doit être utilisée pour annuler le désaccord de vitesse de groupe [54].

Dans ce chapitre, nous rappelons tout d'abord les principales solutions des équations de Schrödinger couplées en régime de dispersion normale avec un bref rappel sur quelques aspects théoriques des solitons en parois de domaines. Nous présentons alors les résultats expérimentaux

obtenus sur la génération de trains de parois de domaines dans une fibre optique bimodale. Enfin, les résultats obtenus dans une fibre optique isotrope sont présentés.

3.1.1 Rappels des solutions des équations NLS couplées

Dans ce paragraphe, nous rappelons les principales solutions de type solitons qui existent lorsque deux ondes se propagent en régime de dispersion normale. Précisons que l'utilisation du terme soliton pour désigner les solutions exactes et stationnaires des équations de propagation est un abus de langage. Le terme soliton ne devrait être utilisé que pour une solution stable d'équations intégrables. Nous utilisons une analyse qui permet de déterminer numériquement des solutions des équations de Schrödinger [55, 14, 53, 54]. Considérons deux équations NLS couplées et renormalisées, décrivant la propagation de deux ondes dans une fibre en régime de dispersion normale :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = i \left(|u|^2 + \sigma |v|^2 \right) u \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = i \left(|v|^2 + \sigma |u|^2 \right) v \quad (3.2)$$

Ces deux ondes sont couplées par le coefficient d'inter-modulation de phase σ . C'est ce coefficient qui joue un rôle clé dans l'existence des différents types de solutions. Dans le cas général, ces équations ne sont pas intégrables (sauf dans le cas où $\sigma = 1$) et il n'existe à priori aucune méthode permettant de déterminer des solutions analytiques. Cherchons des solutions ayant un profil d'intensité constant au cours de la propagation sous la forme :

$$u(z, t) = x(t) \exp(i\beta z) \quad (3.3)$$

$$v(z, t) = y(t) \exp(i\beta z) \quad (3.4)$$

où β représente la contribution non linéaire à la constante de propagation. Il s'agit d'un paramètre libre du système. Les fonctions x et y représentent les profils temporels en amplitude des solutions recherchées. En reportant ces expressions dans les équations de propagation (3.1) et (3.2), on aboutit au système d'équations suivant :

$$\ddot{x} = -2\beta x + 2x^3 + 2\sigma y^2 x \quad (3.5)$$

$$\ddot{y} = -2\beta y + 2y^3 + 2\sigma x^2 y \quad (3.6)$$

Ces équations sont en fait analogues à celles d'un mobile de masse unité plongé dans un potentiel V qui s'écrit :

$$V = \beta(x^2 + y^2) - \frac{1}{2}(x^4 + y^4) - \sigma x^2 y^2 \quad (3.7)$$

Ainsi, toute trajectoire suivie par ce mobile imaginaire dans le potentiel V représente une solution stationnaire des équations de Schrödinger couplées. Il existe en fait une infinité de trajectoires dans ce potentiel, chacune correspondant à une solution stationnaire possible. Ceci étant, une solution de type soliton est obligatoirement rattachée à une trajectoire reliant deux extremas. En effet, un soliton étant défini comme une onde localisée, la dérivée par rapport au temps de son amplitude doit tendre vers zéro lorsque le temps tend vers l'infini. Remarquons enfin que la stabilité de propagation d'une solution des équations de Schrödinger n'est pas liée à la stabilité de la trajectoire associée dans le potentiel. Ainsi les parois de domaines qui sont les solutions les plus stables sont représentées par des trajectoires très instables dans le potentiel. Il est important de bien décorréler ces deux aspects.

Recherchons dans un premier temps les extremas de ce potentiel. Dans le cas général, on en compte huit (mis à part le minimum central) :

$$\begin{aligned} (x = 0, y = \pm\sqrt{\beta}) \\ (y = 0, x = \pm\sqrt{\beta}) \\ (x = \sqrt{\frac{\beta}{1+\sigma}}, y = \pm\sqrt{\frac{\beta}{1+\sigma}}) \\ (x = -\sqrt{\frac{\beta}{1+\sigma}}, y = \pm\sqrt{\frac{\beta}{1+\sigma}}) \end{aligned}$$

Pour les quatre premiers extremas, le potentiel V vaut $V_1 = \beta^2/2$. Pour les quatre autres extremas, $V = V_2 = \beta^2/(1+\sigma)$. Examinons maintenant l'allure du potentiel et les trajectoires possibles selon la valeur de σ . Nous distinguons trois cas.

cas $\sigma < 1$

Commençons par le cas $\sigma < 1$ qui est par exemple le cas d'une fibre fortement biréfringente pour laquelle $\sigma = 2/3$. Les principales solutions sont les solitons noirs scalaires associés à une trajectoire reliant deux points de selles opposés (figure 3.1) et les solitons noirs vectoriels reliant deux maximas opposés (figure 3.2). Dans chaque cas il existe deux trajectoires équivalentes. Des solutions analytiques pour les solitons noirs scalaires et vectoriels existent qui s'écrivent respectivement sous la forme :

$$x = 0, y = \sqrt{\beta} \operatorname{th}(\sqrt{\beta}t) \quad (3.8)$$

$$x = \pm y = \sqrt{\frac{\beta}{1+\sigma}} \operatorname{th}(\sqrt{\beta}t) \quad (3.9)$$

Ces solitons noirs scalaires et vectoriels ont déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études tant théoriques [56, 57, 58, 59] qu'expérimentales [60, 61, 62, 63].

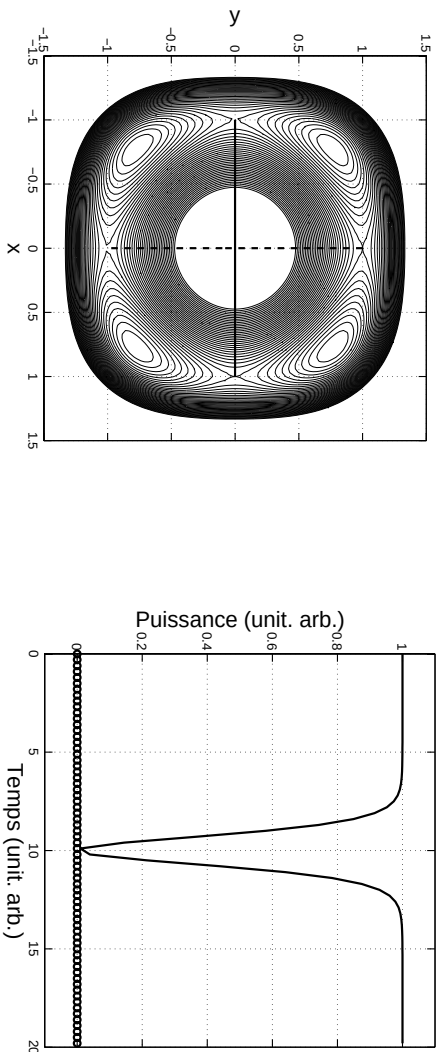


FIG. 3.1 - *Potentiel et soliton noir scalaire dans le cas $\sigma = 2/3$.*

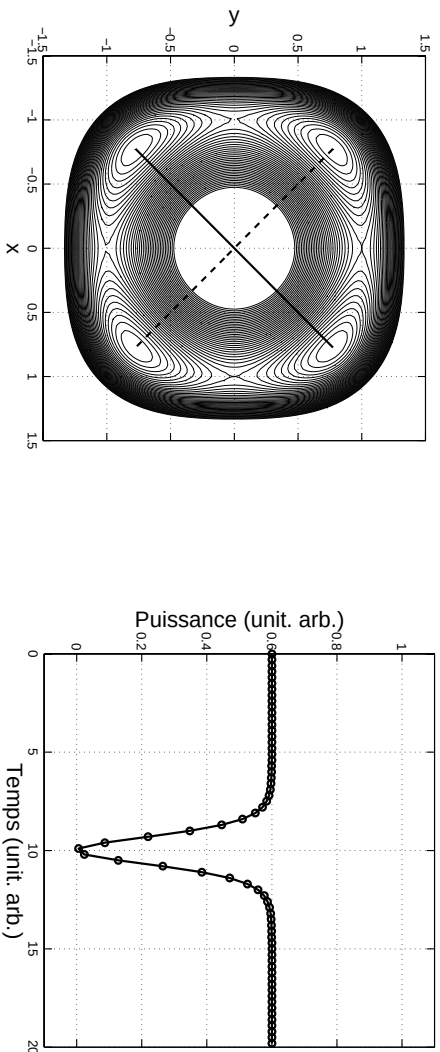


FIG. 3.2 - *Potentiel et soliton noir vectoriel dans le cas $\sigma = 2/3$.*

cas $\sigma = 1$

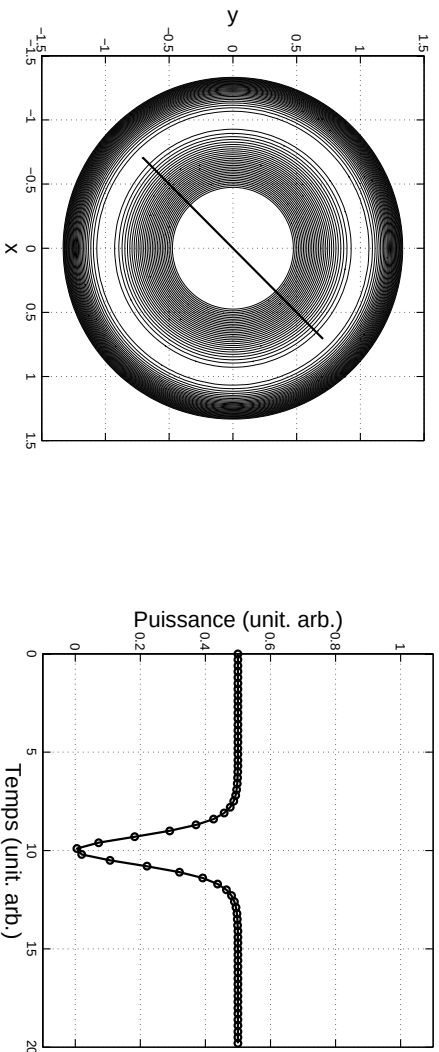


FIG. 3.3 - *Potentiel et soliton noir vectoriel dans le cas $\sigma = 1$.*

Dans ce cas particulier, les équations couplées sont appelées équations de Manakov et sont

intégrables au même titre que l'équation NLS scalaire [64]. Le potentiel possède alors une symétrie de révolution (figure 3.3) et les seules solutions solitons possibles sont les solitons noirs vectoriels. Ces solutions peuvent s'écrire sous forme analytique :

$$x = \sqrt{\beta} \cos(\theta) th(\sqrt{\beta} t) \quad (3.10)$$

$$y = \sqrt{\beta} \sin(\theta) th(\sqrt{\beta} t) \quad (3.11)$$

où θ est un paramètre libre caractérisant l'asymétrie des solutions. Il n'existe à notre connaissance aucune mise en évidence expérimentale de l'existence de ce soliton de Manakov.

cas $\sigma > 1$

Le cas $\sigma > 1$ correspond aux équations régissant la propagation de la lumière dans une fibre bimodale ou dans une fibre isotrope. Ainsi que pour le cas $\sigma < 1$, il existe des solutions de type solitons noirs scalaires associés aux trajectoires reliant deux maxima opposés (voir figure 3.4) et des solitons noirs vectoriels (voir figure 3.5) correspondant aux trajectoires reliant deux points de selle opposés (uniquement si les équations sont symétriques).

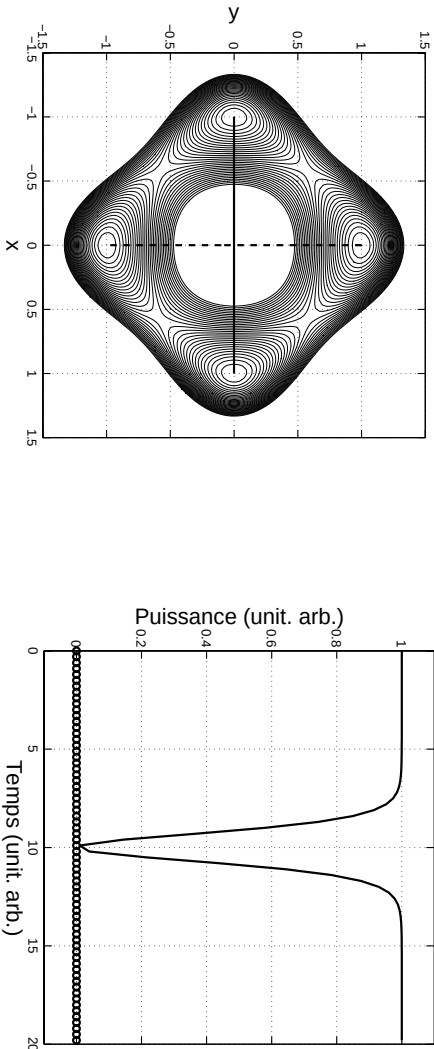


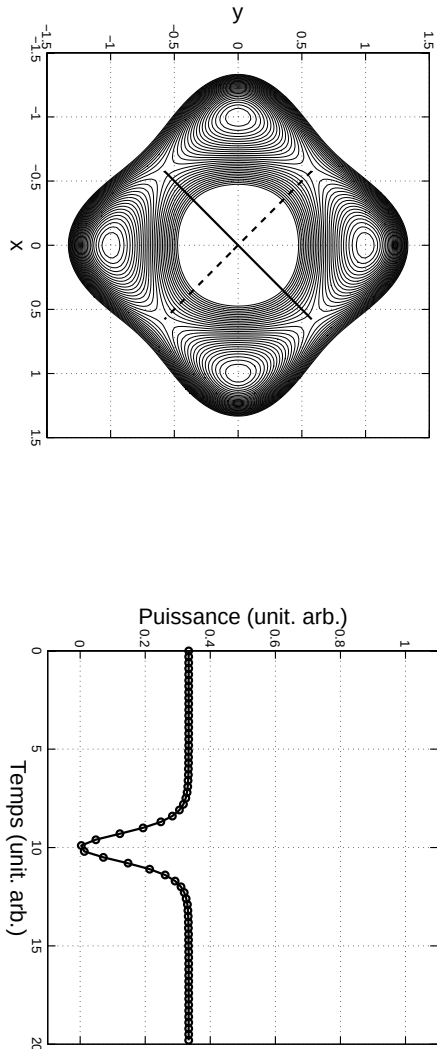
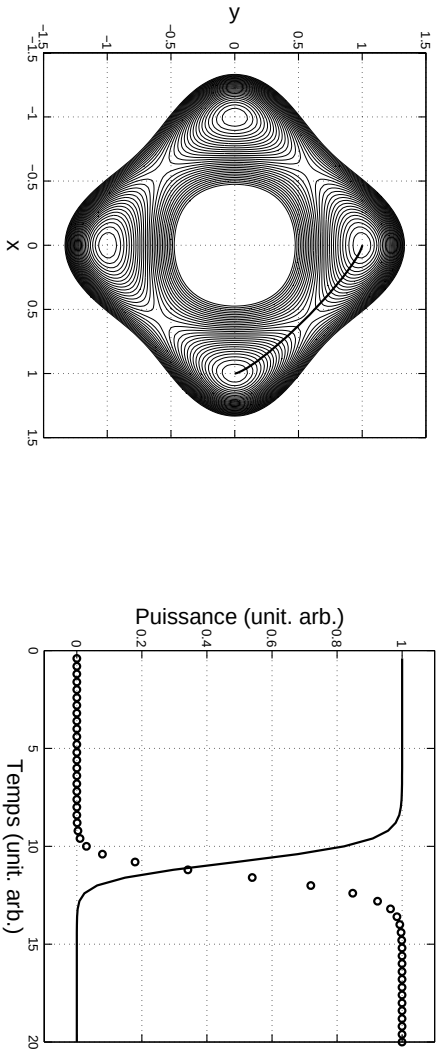
FIG. 3.4 - *Potentiel et soliton noir scalaire dans le cas $\sigma = 2$.*

Comme précédemment, des solutions analytiques pour les solitons noirs scalaires et vectoriels existent et s'écrivent respectivement sous la forme :

$$x = 0, y = \sqrt{\beta} th(\sqrt{\beta} t) \quad (3.12)$$

$$x = \pm y = \sqrt{\frac{\beta}{1+r}} th(\sqrt{\beta} t) \quad (3.13)$$

Les trajectoires qui vont nous intéresser par la suite sont celles reliant deux maxima adjacents (voir figure 3.6). Le soliton associé est appelé soliton en parois de domaines car il correspond à la commutation entre deux domaines orthogonaux stables [14, 54]. C'est un soliton de type kink dans le sens où les états sont différents en $+\infty$ et en $-\infty$. Dans le cas d'une fibre bimodale,

FIG. 3.5 - *Potentiel et soliton noir vectoriel dans le cas $\sigma = 2$.*FIG. 3.6 - *Potentiel et soliton en parois de domaines dans le cas $\sigma = 2$.*

la lumière se propage selon le mode LP_{01} dans un domaine et selon le mode LP_{11} dans l'autre domaine. Pour une fibre isotrope, la lumière se propage avec un état de polarisation circulaire droit dans un domaine et dans un état de polarisation circulaire gauche dans l'autre domaine. A chaque fois, ces deux domaines sont séparés par une paroi. Intuitivement, l'existence des parois de domaines peut se comprendre en sachant qu'en régime de dispersion normale, la lumière est attirée du point de vue temporel, par les zones d'indice faible. De ce fait, une onde reste localisée dans un domaine à la condition nécessaire qu'elle y voit un indice plus faible que dans l'autre domaine (ceci revient à dire que le coefficient d'auto-modulation de phase doit être inférieur au coefficient d'inter-modulation de phase ($\sigma > 1$)).

Dans le cas général, il n'existe pas de solutions analytiques pour les solitons en parois de domaines. Des solutions analytiques du type $x = (1 + th(t))/2$ et $y = (1 - th(t))/2$ existent dans le cas particulier où $\sigma = 3$. Ces équations ne correspondent cependant à aucun système physique réel. La recherche des solutions de type parois de domaines se fait donc numériquement. Une première méthode dite de "shooting" se fait en intégrant les équations du mouvement du mobile imaginaire dans le potentiel. On part au voisinage d'un maximum et on ajuste les conditions

initiales afin d'obtenir une trajectoire périodique. Cette méthode montre ses limites pour des solutions de grande période à cause de la précision requise sur les conditions initiales. Une deuxième technique consiste à utiliser une méthode de relaxation [65]. Cette méthode est une sorte de méthode de Newton appliquée en chaque point de la solution. En partant ainsi d'une solution quelconque pas trop éloignée de la solution recherchée, on peut relaxer vers la solution stationnaire. Toutefois, cette méthode suppose la connaissance de conditions de bords. Cette méthode est détaillée en annexe.

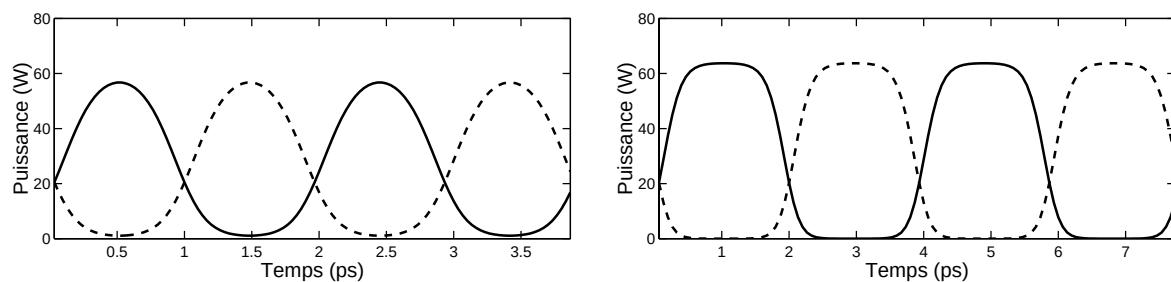


FIG. 3.7 - Solutions de type parois de domaines. À gauche : $T=2ps$, à droite : $T=4ps$.

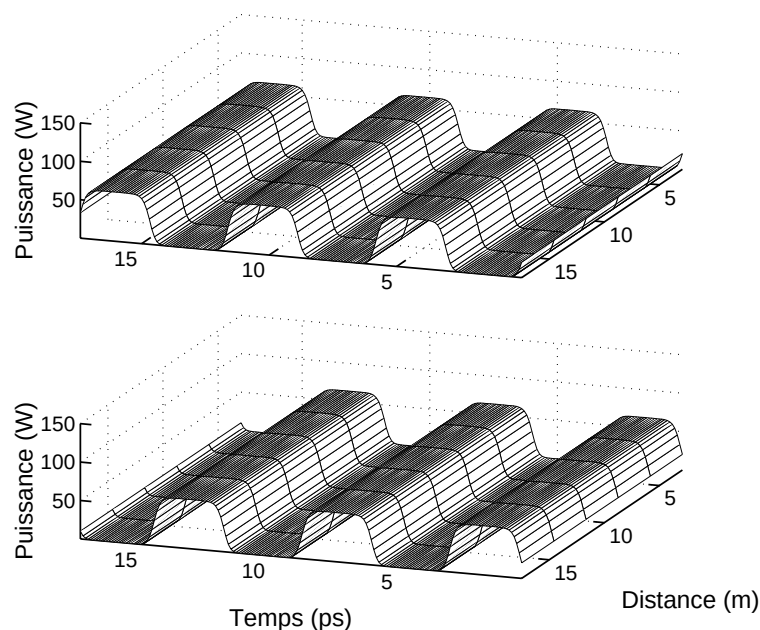


FIG. 3.8 - Propagation d'un train de parois de domaines.

La figure 3.7 représente deux solutions de type parois de domaines ayant des périodes différentes. Qualitativement, plus la période est grande, plus les solutions ont une forme rect-

angulaire. Pour les faibles périodes, les solutions tendent vers des ondes cnoïdales. D'un point de vue fondamental, on ne parle de soliton en parois de domaines que pour la solution ayant une période infinie. La figure 3.8 illustre la propagation stationnaire d'un train de parois de domaines.

3.1.2 Génération d'un train de parois de domaines par IM

Avant de pouvoir étudier expérimentalement la propagation d'un train de parois de domaines, il faut déjà pouvoir les générer avec un débit important si nécessaire. Les modulateurs actuels ont un taux de répétition limité à quelques dizaines de GHz. Par contre l'instabilité de modulation peut permettre la génération de ces parois de domaines à des débits de l'ordre du THz. Ce processus de formation d'un train de solitons à haut débit à partir d'une onde continue est bien connu dans le cas de NLS scalaire [66, 67, 68] et vectoriel [69, 70, 62, 71]. La modulation initiale d'une onde en entrée de la fibre peut s'accroître au cours de la propagation afin de découper l'onde en une suite périodique de parois de domaines (figure 3.10). La fréquence de modulation doit être choisie dans la courbe de gain d'instabilité, un peu inférieure à la fréquence donnant le maximum de gain. Le choix exact de cette fréquence de modulation est guidé par les simulations numériques.

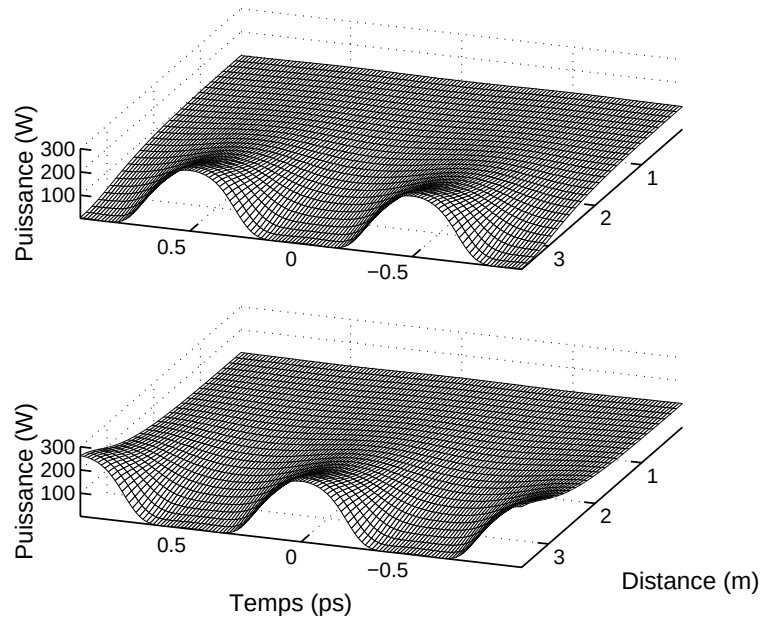


FIG. 3.9 - Génération d'un train de parois de domaines à partir de deux ondes légèrement modulées en amplitude.

Il est très important de préciser que le train de parois de domaines généré par IM n'est pas

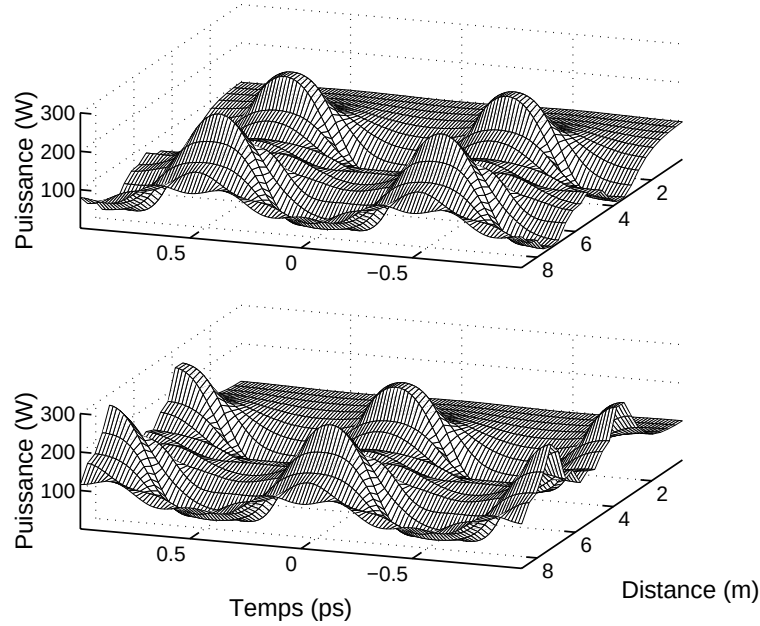


FIG. 3.10 - *Evolution erratique du train de parois de domaines après sa génération.*

une solution stationnaire des équations de propagation. En effet, une fois générées, les parois de domaines se détruisent et suivent une évolution erratique. En effet, les différentes bandes harmoniques qui apparaissent par IM échangent continuellement de l'énergie. Ce transfert se fait de la pompe vers les raies harmoniques dans un premier temps (lorsque la modulation s'accroît) puis se renverse et l'énergie revient vers la pompe. Ce comportement, connu sous le nom de "réurrence de Fermi-Pasta-Ulam" est dû à la nature conservative des équations couplées [72, 73]. De plus ces échanges se font avec des longueurs caractéristiques différentes. Par conséquent le profil d'intensité n'évolue pas exactement de manière périodique, contrairement au cas de l'équation NLS scalaire, mais se comporte de manière "chaotique" (figure 3.10).

3.1.3 Stabilisation des parois de domaines générées par IM

Les parois de domaines générées à la sortie de la fibre (que l'on nomme fibre génératrice) ne sont donc pas des solutions stationnaires des équations. Qualitativement, le train de domaine créé dans une fibre a le bon profil d'intensité mais sa puissance crête n'est pas adaptée aux paramètres de la fibre génératrice. Afin de stabiliser un tel train de parois de domaines deux solutions sont a priori possibles [74, 75]. La première consiste à amplifier les impulsions puis à les réinjecter dans le même type de fibre. La figure 3.11 montre la propagation de la solution générée sur la figure 3.9 que l'on a amplifiée d'un facteur 2 en amplitude. Il est clair que l'amplification a stabilisé la propagation et que le comportement n'est plus erratique comme il l'était sur la figure 3.10.

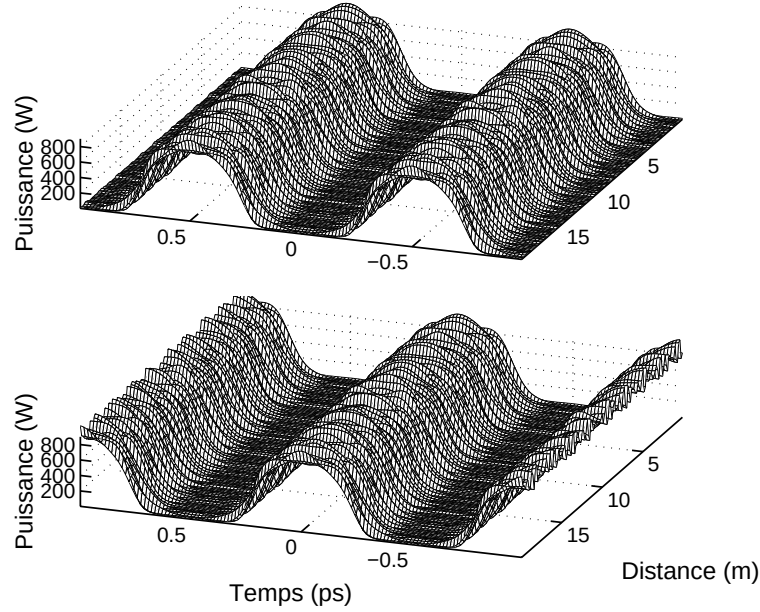


FIG. 3.11 - Propagation d'une solution obtenue en amplitude du champ d'un facteur $\times 2$.

Une autre méthode consisterait à rechercher une fibre ayant des paramètres différents de la fibre génératrice et pour laquelle le train créé par IM serait directement solution des équations de propagation dans cette fibre. Pour cela, on peut abaisser la dispersion chromatique (ou augmenter le coefficient non linéaire γ) de la fibre de réinjection. Les résultats obtenus sont alors similaires à ceux de la figure 3.11.

3.2 Génération de parois de domaines dans une fibre bimodale

Notre but est d'étendre le travail sur l'instabilité modulationnelle spontanée dans la fibre bimodale à la génération de structure temporelles en parois de domaines par instabilité induite. Le système considéré est la fibre optique bimodale étudiée dans le chapitre 2. Nous nous plaçons au voisinage de la longueur d'onde critique λ_c afin que les vitesses de groupe des deux modes sont identiques (voir chapitre précédent). La propagation de la lumière dans une telle fibre est alors décrite par deux équations de Schrödinger avec un terme d'inter-modulation de phase supérieur à celui d'auto-modulation de phase. Les conditions de Berkoer et Zakharov étant remplies [28], on peut s'attendre à l'existence des parois de domaines.

Dans cette configuration, les parois de domaines représentent une transition entre les deux modes. De ce fait, la distribution transverse du champ commute périodiquement entre les deux distributions modales à une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde. On rappelle que les structures temporelles générées par instabilité ne sont pas des solitons stationnaires dans le sens où l'IM conduit à un phénomène de récurrence et les structures générées évoluent

continuellement au cours de la propagation. On peut cependant considérer que les structures observées constituent une preuve valable de l'existence du soliton en parois de domaines.

3.2.1 Rappels théoriques

La propagation de la lumière à la longueur d'onde critique est décrite par deux équations de Schrödinger couplées (équations (1.46) et (1.47)) :

$$\frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_0'' \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} = i\gamma_0(|E_0|^2 + 2r_0|E_1|^2)E_0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_1'' \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} = i\gamma_1(|E_1|^2 + 2r_1|E_0|^2)E_1, \quad (3.15)$$

où les coefficients β_j'' sont les termes de dispersion de vitesse de groupe, γ_j sont les coefficients non linéaires et r_j représentent l'importance de l'inter-modulation de phase. L'analyse de stabilité montre que les ondes sont modulationnellement instables à la condition que $4r_0r_1 > 1$. Cette condition est vérifiée pour la fibre bimodale que nous considérons. La courbe de gain d'instabilité a la forme d'un lobe parabolique qui s'étend de $\Omega = 0$ à une fréquence $\Omega = \Omega_{max}$. Le maximum de gain s'obtient pour une fréquence $\Omega_{opt} \simeq \Omega_{max}/\sqrt{2}$. Par exemple, pour les paramètres de la fibre, nous trouvons $\Omega_{max} = 1.12 THz$ pour $P_0 = P_1 = 110 W$. Un autre résultat important de l'analyse de stabilité est donné par l'étude des vecteurs propres associés aux valeurs propres instables. La symétrie de ces vecteurs propres indique que les structures générées par l'IM sont en opposition de phase. Par conséquent les enveloppes des deux modes forment une structure entrelacée qui peut conduire dans le régime de forte conversion à la génération de parois de domaines.

Pour vérifier que les équations de propagation dans la fibre bimodale supportent des solutions de type parois de domaines, nous allons utiliser l'analyse en terme de potentiel. Considérons des solutions stationnaires sous la forme $E_j = e_j(t)\exp(i\beta_j z)$ [55, 53, 54]. En les substituant dans les équations de propagation (3.14) et (3.15), on aboutit au système d'équations couplées suivant :

$$\frac{1}{2}\beta_0'' \frac{d^2 e_0}{dt^2} = -\beta_0 e_0 + \gamma_0 e_0^3 + 2r_0\gamma_0 e_0 e_1^2 \quad (3.16)$$

$$\frac{1}{2}\beta_1'' \frac{d^2 e_1}{dt^2} = -\beta_1 e_1 + \gamma_1 e_1^3 + 2r_1\gamma_1 e_1 e_0^2 \quad (3.17)$$

Le changement de variables suivant : $x = e_0(\gamma_0/\beta_0)^{1/2}$, $y = e_1(r_0\gamma_0^2\beta_1''/(r_1\gamma_1\beta_0\beta_0''))^{1/2}$ et $\tau = t(\beta_0/\beta_0'')^{1/2}$ transforme les équations (3.16) et (3.17) en :

$$\ddot{x} = -2x + 2x^3 + 4rxy^2 \quad (3.18)$$

$$\ddot{y} = -2\beta y + 2\kappa y^3 + 4r\kappa yx^2 \quad (3.19)$$

avec $\beta = \beta_1 \beta_0'' / (\beta_0 \beta_1'')$ qui est un paramètre libre et $\kappa = \sqrt{r_1} \gamma_1 \beta_0'' / (\sqrt{r_0} \gamma_0 \beta_1'')$ et $r = \sqrt{r_0 r_1}$ qui sont des paramètres dépendants de la fibre. Les points désignent une dérivation par rapport au temps τ . Ces équations sont analogues aux équations du mouvement d'une masse unité dans un potentiel V à deux dimensions :

$$V = x^2 + \beta y^2 - \frac{x^4}{2} - \kappa^2 \frac{y^4}{2} - 2r\kappa x^2 y^2 \quad (3.20)$$

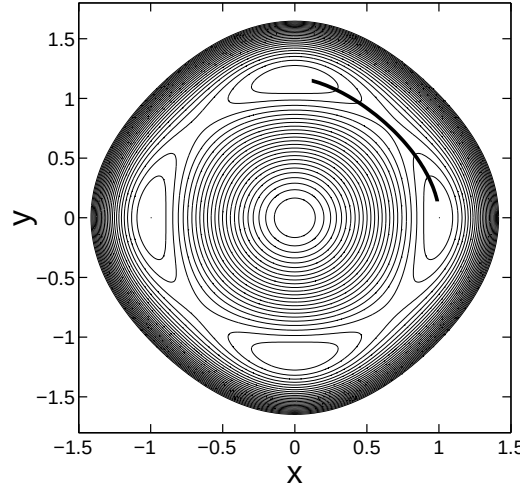


FIG. 3.12 - Potentiel V pour la fibre bimodale.

Ce potentiel, représenté sur la figure 3.12 possède quatre maxima correspondant aux points fixes des équations (3.18) et (3.19) : $x = \pm 1, y = 0$ avec $V = V_1 = \frac{1}{2}$ et $x = 0, y = \pm \sqrt{\beta}/\kappa$ avec $V = V_2 = \beta^2/2\kappa^2$. Les solutions de type parois de domaines correspondent aux trajectoires connectant deux maxima adjacents. Ces solutions sont possibles uniquement si les quatre maxima ont le même potentiel : $V_1 = V_2$, c'est-à-dire si $\beta_1/\beta_0 = (\gamma_1/\gamma_0)^{1/2}$. Les trains de solitons en parois de domaines correspondent à des mouvements d'oscillations entre deux maxima adjacents. De telles solutions peuvent être trouvées par des méthodes numériques de type "shooting".

3.2.2 Montage expérimental

Rappelons que la génération des parois de domaines se fait par instabilité modulationnelle induite : une onde pompe légèrement modulée en amplitude doit être injectée dans la fibre. Cette modulation initiale est réalisée en utilisant une onde signal de faible puissance décalée en fréquence par rapport à l'onde pompe. Le train d'impulsions généré à la sortie de la fibre sera caractérisé spectralement par un spectre en puissance et temporellement par une fonction d'autocorrélation en intensité.

La figure 3.13 schématise le montage utilisé pour les expériences. Les conditions quasi-continues sont assurées en utilisant des impulsions nanosecondes pour la pompe et le signal. De cette manière, plus de trois ordres de grandeur séparent la durée des impulsions à la période de modulation. Le laser de pompe provient d'un laser à colorant accordable amplifié par un laser Nd:YAG injecté, doublé en fréquence et émettant à 532 nm avec un taux de répétition de 25 Hz. Le signal est obtenu en shiftant une partie du laser Nd:YAG à 532 nm. Ce shift résulte de l'effet Raman auto-stimulé dans une cuve à multiple passages remplie de CO_2 .

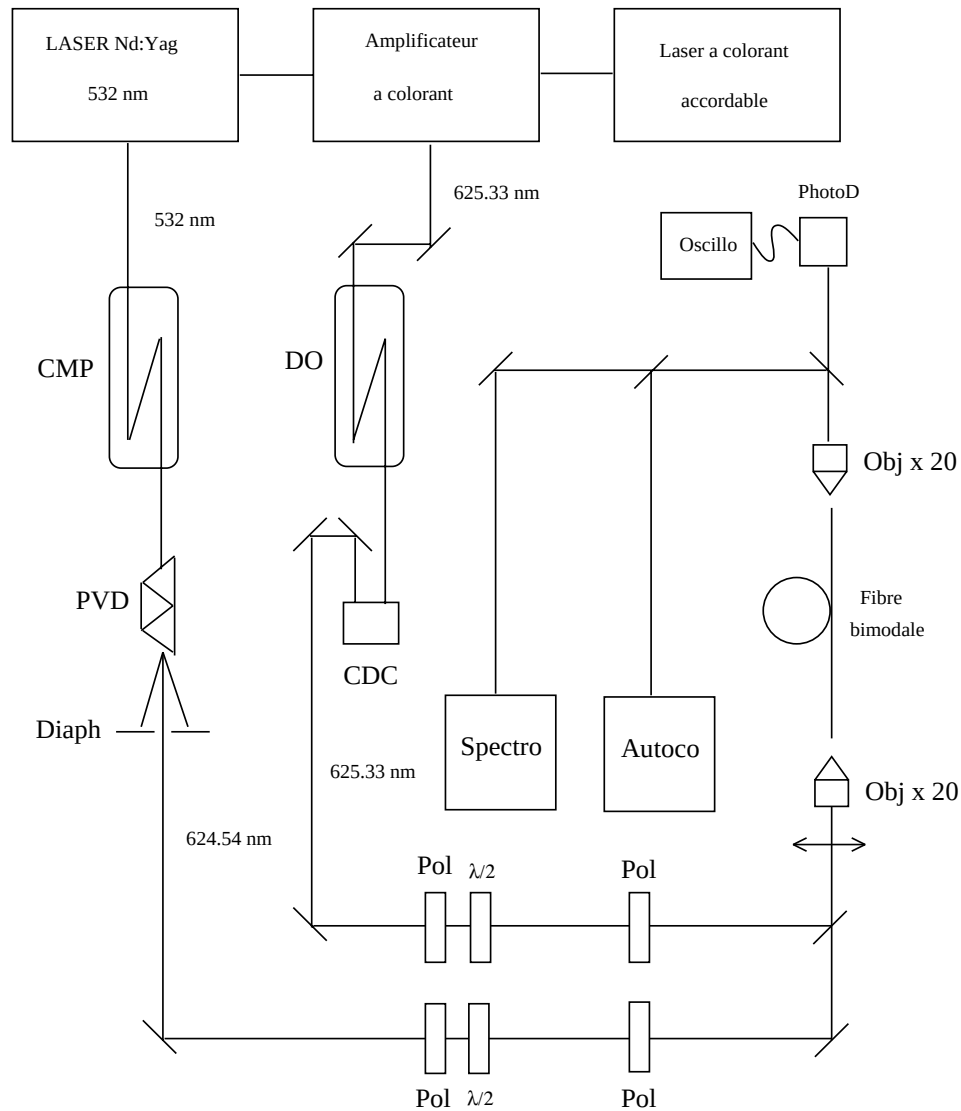


FIG. 3.13 - Montage expérimental utilisé pour générer des parois de domaines dans la fibre bimodale. CMP : cuve à multiples passages, PVD : prisme à vision directe, Diaph : diaphragme, DO : délai optique, CDC : coin de cube, Pol : polariseur, $\lambda/2$: lame demi-onde, Obj : objectif de microscope, PhotoD : photodiode, Autoco : autocorrélateur optique, Spectro : spectromètre.

Le second faisceau Stokes (décalé en fréquence de 2776 cm^{-1} par rapport à la fréquence du laser Nd:YAG) est filtré à la sortie de la cuve à l'aide d'un prisme à vision directe et est

alors utilisé comme source pour le signal. La synchronisation des deux faisceaux est obtenue à l'aide d'une deuxième cuve à multiple passages utilisée comme délai optique. Un coin de cube mobile permet d'ajuster plus finement le délai temporel entre les deux impulsions. Deux atténuateurs suivis de deux polariseurs de Glan sont utilisés pour obtenir des faisceaux avec des polarisations parallèles. Les deux faisceaux sont alors superposés à l'aide d'une lame séparatrice avant d'être injectés dans la fibre bimodale à l'aide d'un objectif de microscope $\times 20$. Après la propagation dans la fibre, la lumière est d'abord collimatée avant d'être divisée en trois faisceaux différents. Les puissances crêtes sont mesurées à l'aide d'une photodiode calibrée. Le faisceau est également analysé spectralement et temporellement à l'aide d'un spectromètre et d'un autocorrélateur optique. A cause des puissances relativement faibles en sortie de fibre, une méthode mono-coup n'est pas possible et plusieurs milliers de tirs sont nécessaires pour obtenir une trace d'autocorrélation d'environ 10 ps. D'autre part la résolution de l'autocorrélateur étant d'environ 70 fs, il est parfaitement adapté à l'observation de structures picosecondes. La longueur d'onde du signal, fixée par le deuxième Stokes Raman est de $\lambda = 624.54 \text{ nm}$ alors que la longueur d'onde de la pompe est ajustée à $\lambda = 625.33 \text{ nm}$. Ces longueurs d'ondes correspondent à une fréquence de modulation de $\Omega = 0.648 \text{ THz}$. La longueur d'onde critique est estimée avec une précision de l'ordre du nanomètre à partir des mesures sur l'IM spontanée. D'autre part, les simulations numériques montrent qu'un désaccord de moins de 2 nm par rapport à la longueur d'onde critique n'altère pas significativement la génération des parois de domaines. Les conditions d'injection de la pompe et du signal ont été optimisées séparément de manière à maximiser l'intensité des bandes latérales d'instabilité spontanée. Dans ces conditions, on peut estimer que les puissances dans les deux modes sont très voisines. Des précautions particulières sont nécessaires pour obtenir un alignement aussi parfait que possible des deux faisceaux afin de garantir des conditions d'injection optimales identiques pour les deux faisceaux. A l'extrémité de la fibre, une boucle de faible rayon est réalisée afin d'éliminer le mode LP_{11} et de réaliser la fonction d'autocorrélation du mode LP_{01} uniquement. En effet, les pertes par courbure sont plus importantes pour le mode LP_{11} que pour le mode fondamental. De ce fait, une boucle d'environ 1 cm de diamètre suffit à éliminer le mode LP_{11} sans entraîner trop de pertes sur le mode LP_{01} .

3.2.3 Remarque préalable

L'un des problèmes rencontré avec la fibre bimodale est le contrôle de la phase relative entre les deux modes. Puisque les parois de domaines forment des structures en opposition de phase, la condition la plus favorable pour générer un train de parois de domaines consiste à moduler les enveloppes des deux ondes en opposition de phase (figure 3.14). Par opposition, la situation plus défavorable apparaît lorsque les deux enveloppes des ondes sont modulées en phase. Dans ce dernier cas, il est en fait impossible de générer des parois de domaines : la figure 3.15 montre l'évolution du profil temporel lorsque les enveloppes des deux modes sont injectées en phase.

Expérimentalement, cette phase relative n'est pas contrôlée. Pour contourner ce problème,

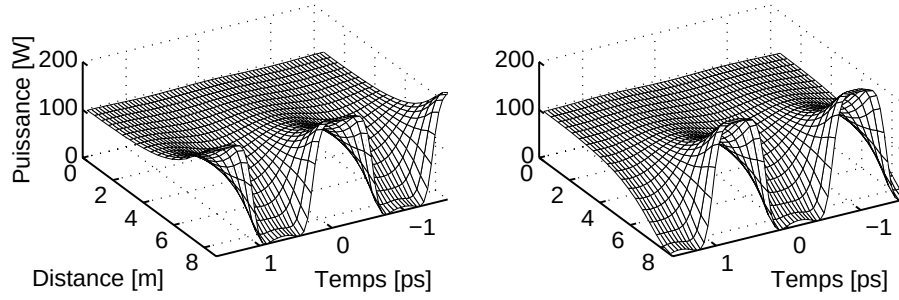


FIG. 3.14 - Génération d'un train de parois de domaines avec $P_0 = P_1 = 110 \text{ W}$, $P_s = 0.003 \text{ W}$ par mode en opposition de phase, $\Omega = 0.648 \text{ THz}$ et $L = 8.8 \text{ m}$.

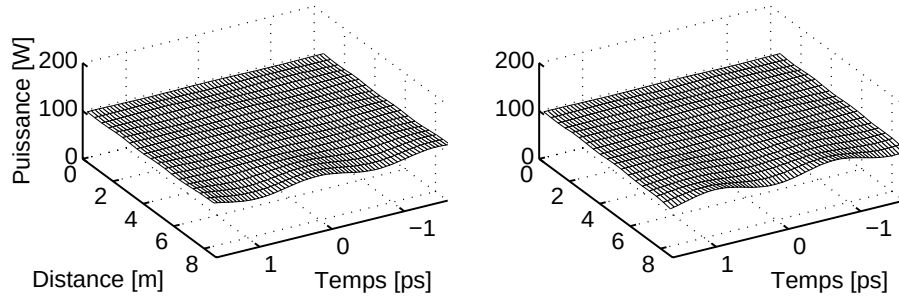


FIG. 3.15 - Evolution du champ avec $P_0 = P_1 = 110 \text{ W}$, $P_s = 0.003 \text{ W}$ par mode en phase, $\Omega = 0.648 \text{ THz}$ et $L = 8.8 \text{ m}$.

nous avons réalisé une première série d'expériences en injectant le signal uniquement sur le mode LP_{11} . Dans ce cas, la modulation qui apparaît sur le mode LP_{01} se fait systématiquement en opposition de phase et ce grâce à la symétrie des vecteurs propres (voir la figure 2.13).

3.2.4 Génération par injection du signal sur un seul mode

Nous avons vérifié qu'il est possible de générer des parois de domaines en modulant uniquement le mode LP_{11} en intégrant numériquement les équations de propagation avec la condition initiale suivante :

$$\begin{cases} E_0(z = 0, t) = \sqrt{P_0} \\ E_1(z = 0, t) = \sqrt{P_1}(1 + \rho \exp(i\Omega t)) \end{cases} \quad (3.21)$$

où ρ est le rapport en amplitude entre la pompe et le signal et Ω est la différence de fréquence entre la pompe et le signal, autrement dit, la fréquence de modulation.

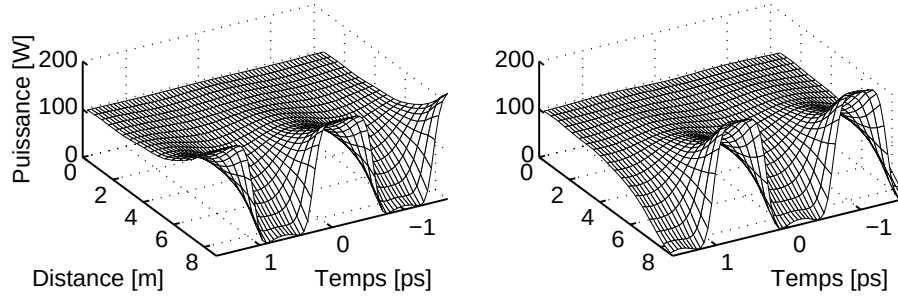


FIG. 3.16 - Génération d'un train de parois de domaines avec $P_0 = P_1 = 110 \text{ W}$, $P_s = 0.01 \text{ W}$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.603 \text{ THz}$ et $L = 8.8 \text{ m}$.

La figure 3.16 illustre la génération d'un train de parois de domaines à partir d'une onde initialement légèrement modulée en intensité. Les puissances de pompe sont de 110 W sur chaque mode, la puissance du signal sur le mode LP_{11} est de 0.01 W et la fréquence de modulation vaut 0.603 THz. Pour l'expérience, la difficulté est d'injecter la pompe sur les deux modes et le signal uniquement sur l'un des deux modes. Pour cela, nous avons utilisé un masque en intensité sur le trajet du faisceau signal afin de favoriser l'injection du mode LP_{11} dans la fibre. Ce masque est constitué d'une barre de très faible diamètre qui "coupe" le faisceau en deux parties égales. L'inclinaison de cette barre est le seul paramètre ajustable. Il est en effet important d'exciter le "bon" mode LP_{11} ; à savoir le mode LP_{11} even. L'efficacité de la méthode est vérifiée en faisant une boucle à la sortie de la fibre afin de voir si rien ne franchit cet éliminateur de mode LP_{11} . Un contrôle visuel permet également de vérifier si la lumière en sortie de fibre se propage effectivement sur le mode LP_{11} .

Expérimentalement, nous avons utilisé des impulsions et non des sources continues. De ce fait, les parois de domaines ne se forment qu'au centre des impulsions où les puissances sont voisines des puissances nécessaires. C'est pourquoi la fonction d'autocorrélation expérimentale est réalisée au centre de l'impulsion.

Les figures 3.17 et 3.18 représentent respectivement la fonction d'autocorrélation et le spectre obtenus expérimentalement. Notre démarche a été la suivante : pour une puissance pompe fixée, nous avons augmenté la puissance du signal afin de rechercher un contraste maximal sur la fonction d'autocorrélation. En effet plus les impulsions ont une forme rectangulaire plus le contraste est important. Celui-ci a été obtenu pour une puissance du signal de 10W. Les

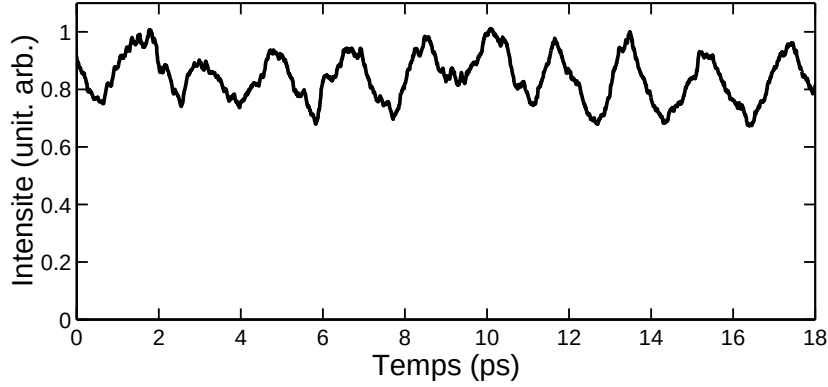


FIG. 3.17 - *Fonction d'autocorrélation expérimentale avec $P_0 = P_1 = 110\text{ W}$, $P_s = 10\text{ W}$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.603\text{ THz}$ et $L = 8.8\text{ m}$.*

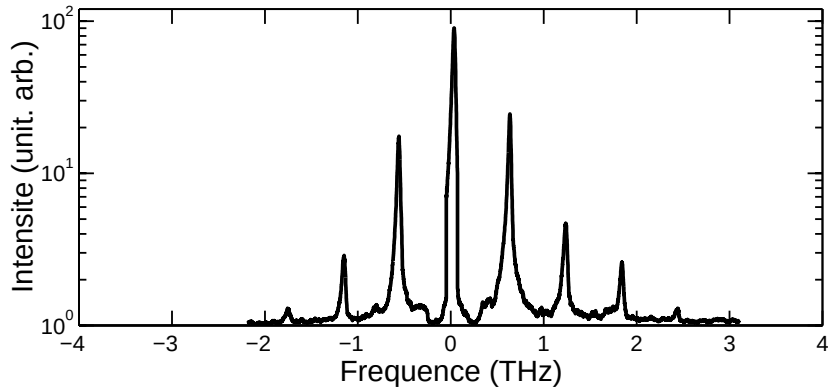


FIG. 3.18 - *Spectre en puissance expérimental avec $P_0 = P_1 = 110\text{ W}$, $P_s = 10\text{ W}$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.603\text{ THz}$ et $L = 8.8\text{ m}$.*

simulations numériques (figure 3.19) montrent que pour une telle puissance de signal, les parois de domaines se forment après une distance de propagation d'environ 3 m et que le profil suit alors une évolution chaotique. Il semble donc clair que les impulsions que nous avons générées ne sont pas des parois de domaines.

Les simulations numériques indiquent qu'avec une longueur de fibre de plus de 8 m, les puissances de signal requises sont très faibles. Or il est indispensable de pouvoir observer le signal directement à l'aide du prisme à vision directe afin d'être certain d'injecter uniquement le mode $LP_{11\text{even}}$. Il est donc très délicat d'injecter des signaux nanosecondes avec des puissances crêtes de l'ordre de 10 mW et la solution envisagée consistait à réduire la longueur de la fibre. Cependant, des essais effectués en enlevant le masque et en injectant les deux modes ont montré des résultats bien meilleurs. Nous avons donc décidé de continuer les expériences en injectant le signal selon les deux modes.

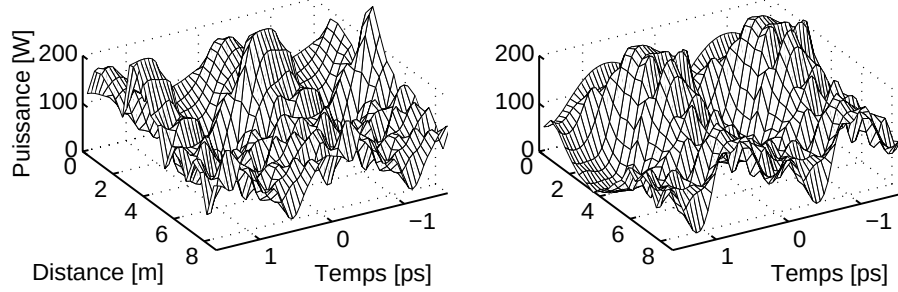


FIG. 3.19 - Génération d'une solution ayant un profil temporel erratique avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $P_s = 10 W$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.603 THz$ et $L = 8.8 m$.

3.2.5 Génération par injection du signal sur les deux modes

Nous avons vu qu'il était possible de générer des parois de domaines en injectant le signal sur les deux modes. La configuration optimale est obtenue lorsque les enveloppes des deux modes sont initialement modulées en opposition de phase. Intégrons numériquement les équations de propagation avec la condition initiale suivante :

$$\begin{cases} E_0(z = 0, t) = \sqrt{P_0}(1 + \rho \exp(i\Omega t)) \\ E_1(z = 0, t) = \sqrt{P_1}(1 - \rho \exp(i\Omega t)) \end{cases} \quad (3.22)$$

où ρ est le rapport en amplitude entre la pompe et le signal et Ω est la fréquence de modulation. La figure 3.20 montre l'évolution du profil temporel des deux modes en fonction de la distance. Les puissances d'entrée sont choisies identiques dans les deux modes, $P_0 = P_1 = 110 W$, la fréquence de modulation est $\Omega = 0.648 THz$ et le rapport d'amplitude a été fixé à $\rho = 0.1$. Cette fréquence de modulation est inférieure à la fréquence de modulation optimale $\Omega_{opt} = 0.79 THz$. Cette condition est nécessaire pour qu'un nombre suffisant de raies harmoniques apparaissent et que la modulation atteigne 100 % et forme un train d'impulsions de forme rectangulaire.

Après une propagation de 4 m, des structures en parois de domaines sont ainsi générées. Dans ces structures, le champ électromagnétique passe périodiquement d'un mode à l'autre. La transition s'opère à une fréquence de 0.648 THz avec un temps de montée de 200 fs, correspondant à une augmentation de l'intensité de 10% à 90%. Nous définissons la largeur de la paroi de domaines comme étant ce temps de montée. Précisons que la valeur précise de ρ a été choisie afin d'obtenir les parois de domaines après 4 m de propagation. Ainsi que nous l'avons mentionné précédemment, les structures en parois de domaines formées ne sont pas les solitons associés à l'instabilité de modulation. En effet, comme dans le cas scalaire, les équations sont conservatives et le processus d'instabilité modulationnelle est récurrent. Par

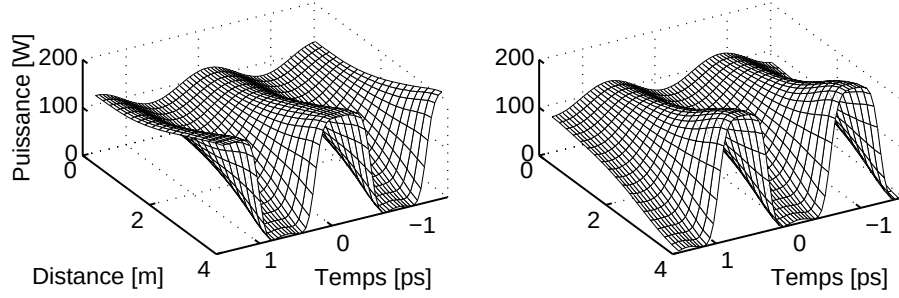


FIG. 3.20 - Génération d'un train de parois de domaines avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $P_s = 1.1 W$ par mode en opposition de phase, $\Omega = 0.648 THz$ et $L = 4 m$.

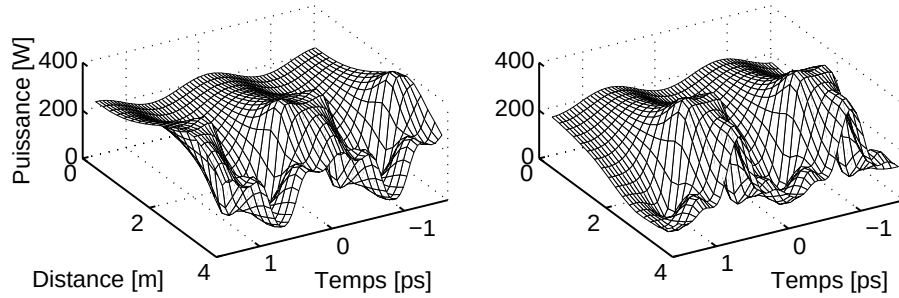


FIG. 3.21 - Evolution du profil temporel avec $P_0 = P_1 = 220 W$, $P_s = 1.1 W$ par mode en opposition de phase, $\Omega = 0.648 THz$ et $L = 4 m$.

conséquent, après la formation des parois de domaines, l'énergie des bandes latérales revient dans la pompe et la modulation s'atténue à nouveau. Ce point est illustré sur la figure 3.21 qui montre l'évolution du profil d'intensité pour une puissance supérieure $P_0 = P_1 = 220 W$. Nous voyons qu'après la formation des parois de domaines en $z \simeq 2.5 m$, le profil suit une évolution erratique. Expérimentalement, plusieurs longueurs ont été testées : les figures 3.22 et 3.23 sont les résultats obtenus pour $L=4 m$ alors que les figures 3.24 et 3.25 sont obtenues pour $L=2.5 m$. Des résultats similaires ont également été obtenus pour une fibre de $8.8 m$.

Pour l'enregistrement des spectres, un filtre atténuant d'un facteur 10 a été placé sur la raie de la pompe afin d'avoir une meilleure sensibilité sur les raies d'instabilité. Le spectre est ensuite recalibré numériquement. La procédure expérimentale est la suivante : plusieurs mesures sont effectuées avec des valeurs de puissances pompe et signal voisines des valeurs prédites par la théorie. Le plus grand taux de modulation est obtenu pour une longueur de $4 m$ et pour le

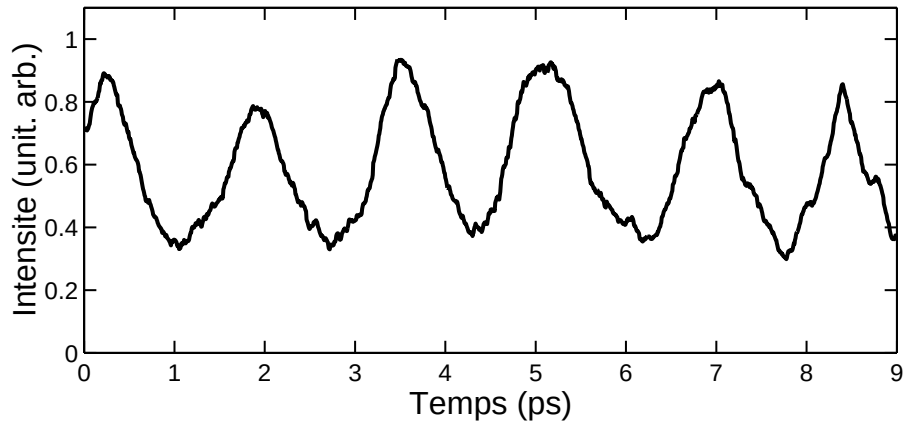


FIG. 3.22 - *Fonction d'autocorrélation expérimentale avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $\rho = 0.2$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.648 THz$ et $L = 4 m$.*

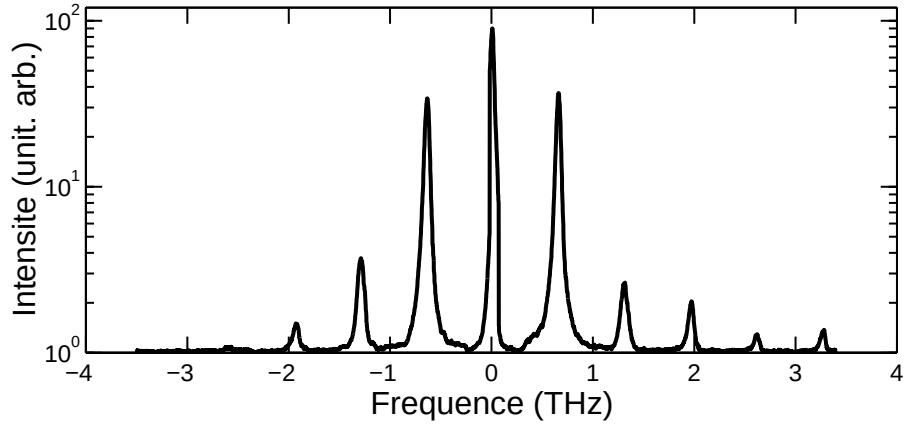


FIG. 3.23 - *Spectre en puissance expérimental avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $\rho = 0.2$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.648 THz$ et $L = 4 m$.*

couple de valeurs suivant : $P_0 = P_1 = 110 W$ et $\rho = 0.2$. La figure 3.22 montre la trace d'autocorrélation mesurée pour le mode LP_{01} pour ces paramètres. Une modulation supérieure à 60 % avec une période de modulation de 1.54 ps est observée, en accord avec les prévisions théoriques.

La figure 3.26 montre la trace d'autocorrélation reconstruite à partir de l'intégration numérique des équations de propagation et en tenant compte de la nature impulsionnelle des ondes pompes et signal. Les conditions initiales suivantes sont utilisées dans l'algorithme de simulation :

$$\begin{cases} E_0(z = 0, t) = \sqrt{P_0} e^{-2\ln(2)t^2/T_p^2} + \rho \sqrt{P_0} \exp(i\Omega t) e^{-2\ln(2)t^2/T_s^2} \\ E_1(z = 0, t) = \sqrt{P_1} e^{-2\ln(2)t^2/T_p^2} - \rho \sqrt{P_1} \exp(i\Omega t) e^{-2\ln(2)t^2/T_s^2} \end{cases} \quad (3.23)$$

Pour les simulations numériques, nous avons choisi $T_p = 500 ps$ et $T_s = 250 ps$ afin de

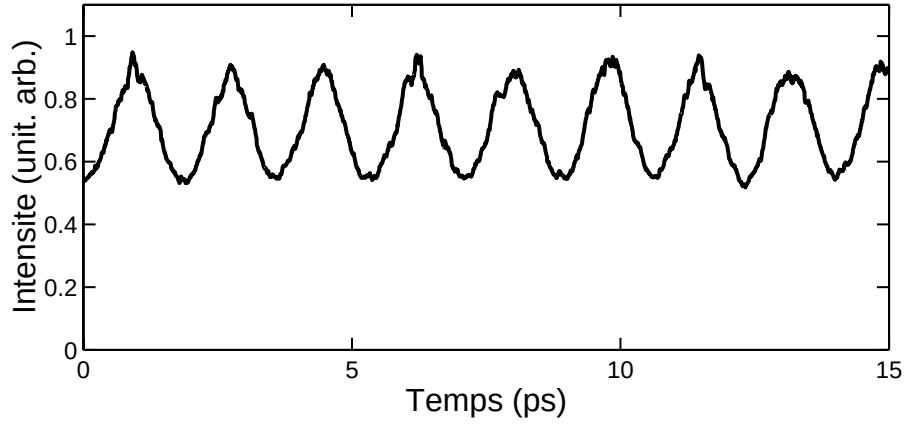


FIG. 3.24 - *Fonction d'autocorrélation expérimentale avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $\rho = 0.27$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.603 THz$ et $L = 2.5 m$.*

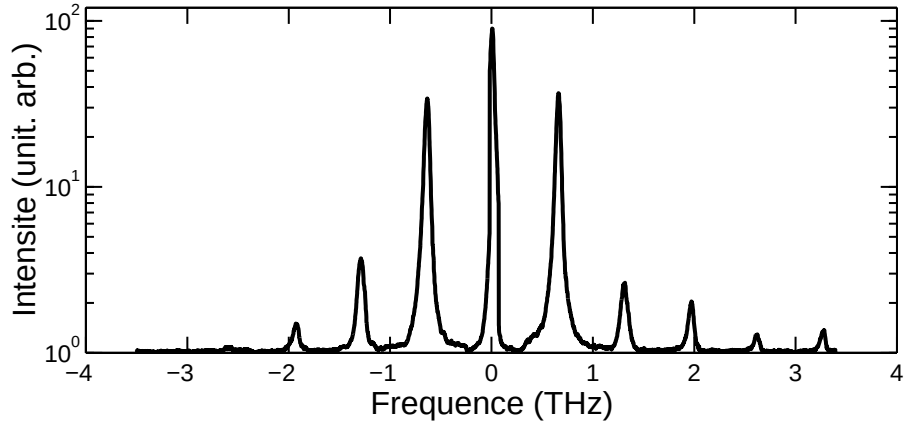


FIG. 3.25 - *Spectre en puissance expérimental avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $\rho = 0.27$ sur le mode LP_{11} , $\Omega = 0.603 THz$ et $L = 2.5 m$.*

respecter le rapport entre les durées d'impulsions expérimentales. La trace d'autocorrélation montre une forme triangulaire qui confirme la présence d'un profil d'intensité de forme rectangulaire. L'étude du spectre en sortie de fibre illustré sur la figure 3.23 confirme également la formation de structures en parois de domaines. En effet un bon accord est obtenu avec les prédictions théoriques (figure 3.27). La présence d'harmoniques d'ordre élevé est une manifestation de la forte modulation du profil d'intensité. Le spectre théorique obtenu par les simulations numériques a été convolué par une fonction gaussienne afin de tenir compte de la résolution du monochromateur et de faciliter la comparaison. Les résultats obtenus avec une longueur de 2.5 m sont également en bon accord avec le spectre et la fonction d'autocorrélation théorique.

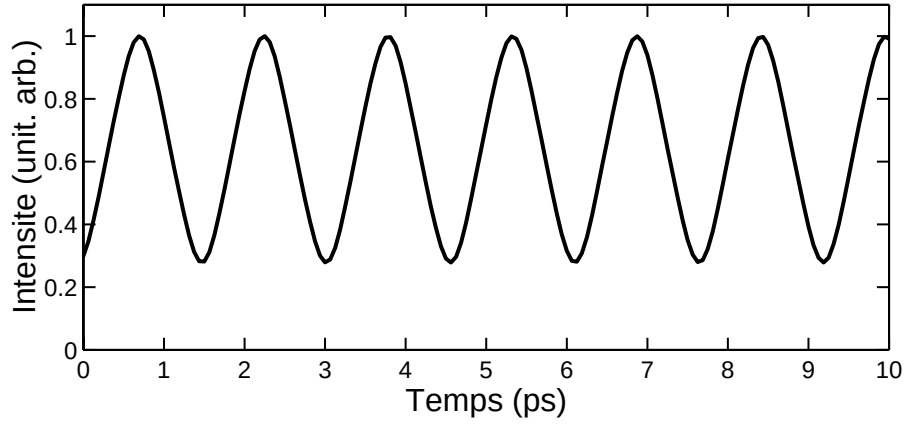


FIG. 3.26 - *Fonction d'autocorrélation simulée avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $P_s = 1.1 W$ sur chaque mode, $\Omega = 0.648 THz$ et $L = 4 m$.*

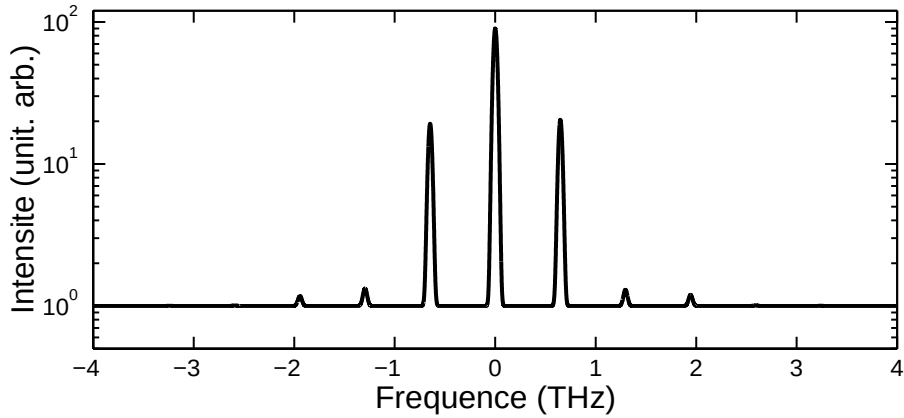


FIG. 3.27 - *Spectre en puissance simulé avec $P_0 = P_1 = 110 W$, $P_s = 1.1 W$ sur chaque mode, $\Omega = 0.648 THz$ et $L = 4 m$.*

3.2.6 Problème de la phase relative des modulations

Face aux résultats précédents, on peut cependant objecter, et à juste titre, que la phase entre les modulations n'est pas contrôlée expérimentalement. Il n'y a en effet aucune technique simple permettant de vérifier les phases relatives des ondes enveloppes sur chacun des modes lors de l'injection.

La figure 3.28 montre l'évolution des profils d'intensité en sortie de fibre pour différentes valeurs de phase entre les modulations. Si les deux ondes sont modulées en opposition de phase, on génère bien un train de parois de domaines. Plus on s'éloigne de cette phase idéale plus le contraste devient faible. On remarque que les ondes ont tendance à se replacer en opposition de phase avec la propagation. A priori, on peut déjà penser que la phase expérimentale n'est pas nulle car dans ce cas la modulation observée sur les traces d'autocorrélation expérimentales

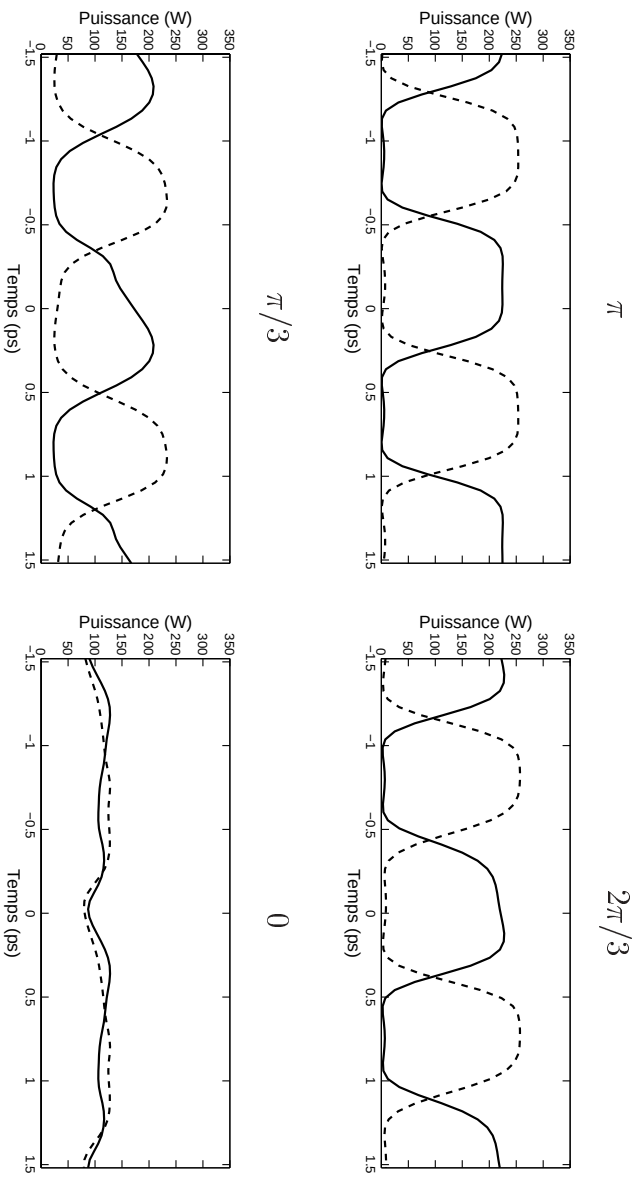


FIG. 3.28 - *Profil d'intensité en sortie de fibre avec $P_0 = P_1 = 110\text{ W}$, $P_s = 1.1\text{ W}$ sur chaque mode, $\Omega = 0.648\text{ THz}$ et $L = 4\text{ m}$. La phase initiale de la modulation vaut : π , $2\pi/3$, $\pi/3$ et 0 .*

serait très faible. Rien ne permet pour autant de dire que la modulation se fait en opposition de phase comme on le souhaiterait. On ne peut que formuler plusieurs hypothèses. La première est que cette phase est aléatoire d'un tir à l'autre et que l'on observe un phénomène moyenné. En effet, l'autocorrélateur n'est pas monocoup et une fonction d'autocorrélation se fait avec plusieurs milliers d'impulsions.

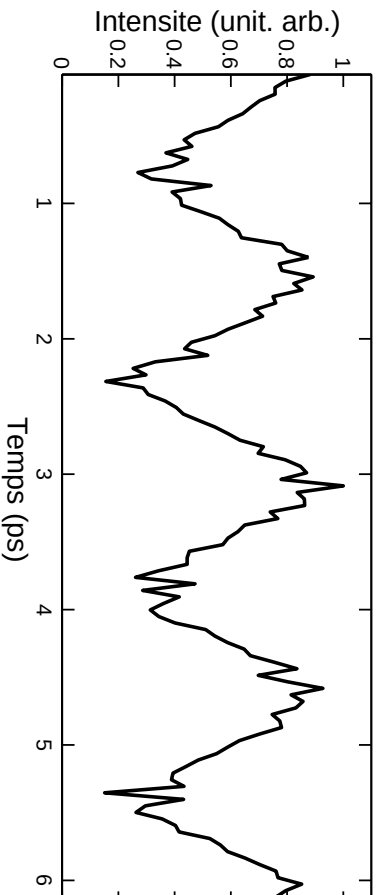


FIG. 3.29 - *Fonction d'autocorrélation en sortie de fibre avec $P_0 = P_1 = 110\text{ W}$, $P_s = 1.1\text{ W}$ sur chaque mode, $\Omega = 0.648\text{ THz}$ et $L = 4\text{ m}$. La phase initiale de la modulation est changée aléatoirement d'un tir à l'autre.*

La figure 3.29 montre la fonction d'autocorrélation que l'on obtiendrait si la phase variait de manière totalement aléatoire d'une impulsion à l'autre. Pour essayer de reproduire nos conditions d'enregistrement expérimentales, chaque point de cette fonction d'autocorrélation théorique est obtenu en faisant une moyenne du signal d'autocorrélation sur 5 impulsions. La forme de la fonction obtenue est comparable avec celles enregistrées mais rien ne permet pour autant de valider cette hypothèse d'une phase complètement aléatoire.

Une autre possibilité est que la phase varie sur une échelle de temps beaucoup plus longue et qui dépend des conditions expérimentales. Ainsi la phase pourrait varier entre 0 et π d'un enregistrement à l'autre. Nous avons en effet observé que le contraste pouvait varier fortement d'un jour à l'autre alors que les paramètres des ondes étaient a priori identiques.

3.2.7 Conclusion

Nous avons étudié la possibilité de générer des trains de parois de domaines en utilisant l'instabilité modulationnelle induite dans une fibre bimodale. Les expériences validées par des simulations numériques ont souligné la formation de parois de domaines avec un taux de répétition de l'ordre de 0.6 THz. La fréquence de modulation a été fixée expérimentalement par l'écart de fréquence entre la pompe et le signal. Les structures obtenues sont fortement liées au soliton en paroi de domaines associé aux équations de propagation de Berkhoer et Zakharov [28, 53]. Nos observations constituent donc une preuve fondamentale de l'existence de ce soliton jusque là encore inobservé. Cependant, l'emploi de la fibre bimodale reste très limitatif pour d'éventuelles applications à cause des difficultés liées à l'injection des modes et au problème de la phase relative. L'expérience que nous allons décrire à présent et réalisée dans une fibre isotrope permet de contourner ces problèmes.

3.3 Génération de parois de domaines dans une fibre isotrope

Dans l'expérience précédente, la fibre bimodale a été utilisée afin de contourner les problèmes liés à la biréfringence. En effet, si aucune observation directe de la théorie de Berkhoer et Zakharov n'a été réalisée au cours des trente dernières années, c'est probablement à cause de la difficulté à obtenir un milieu isotrope. Toutes les expériences réalisées sur l'instabilité modulationnelle de polarisation prédite par Wabnitz [6] ont été faites dans des fibres biréfringentes [7, 62, 71, 76]. Dans toutes ces expériences, la biréfringence joue un rôle prédominant dans le processus d'accord de phase. Chronologiquement, nous avons réussi à obtenir pour la première fois une isotropie effective sur plusieurs mètres lors des expériences sur les instabilités de polarisation de deux ondes contra-propagatives (voir deuxième partie). C'est donc à la suite de ces expériences que nous avons étudié la génération de parois de domaines dans une fibre isotrope.

Nous avons utilisé une fibre spun à très faible biréfringence ($\Delta n < 10^{-8}$). L'avantage de ce système par rapport à la fibre bimodale est la plus grande facilité de contrôler les puissances sur chaque état. De plus, le problème de la phase relative entre les deux modes ne se présente pas. Un autre avantage avec la fibre isotrope est que le choix de la longueur d'onde n'est pas un paramètre déterminant pour l'obtention des parois de domaines, contrairement au cas de la fibre bimodale où la génération des parois de domaines ne peut se faire qu'à la longueur d'onde où les deux modes ont la même vitesse de groupe.

Après quelques rappels théoriques sur l'instabilité modulationnelle dans une fibre optique isotrope, nous décrivons le montage expérimental utilisé pour la génération des parois de domaines de polarisation et présentons les résultats obtenus. Un dernier paragraphe est consacré à la description d'un dispositif FROG permettant de caractériser l'intensité et la phase des impulsions générées.

3.3.1 Rappels théoriques

Nous avons vu dans le premier chapitre que la propagation de la lumière dans une fibre isotrope est modélisée par deux équations de Schrödinger couplées :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = i\gamma(|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2)E_x + \frac{i}{3}\gamma E_y^2 E_x^* \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = i\gamma(|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2)E_y + \frac{i}{3}\gamma E_x^2 E_y^* \quad (3.25)$$

où E_x et E_y sont les amplitudes du champ dans la base des états de polarisation rectiligne. Pour obtenir les mêmes équations que celles étudiées précédemment (équations (3.1) et (3.2)), il faut se placer dans la base des états de polarisation circulaire en posant :

$$u = \frac{E_x + iE_y}{\sqrt{2}} \quad (3.26)$$

$$v = \frac{E_x - iE_y}{\sqrt{2}} \quad (3.27)$$

Nous obtenons alors les équations de propagation dans la base circulaire :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = i\frac{2\gamma}{3}(|u|^2 + 2|v|^2)u \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = i\frac{2\gamma}{3}(|v|^2 + 2|u|^2)v \quad (3.29)$$

où u représente la composante circulaire droite et v la composante circulaire gauche. Dans ces équations, le terme d'inter-modulation de phase est exactement deux fois supérieur à celui

d'auto-modulation de phase et les deux ondes se propagent avec des vitesses de groupe identiques. Ces conditions sont celles requises pour l'existence de parois de domaines temporelles.

L'analyse linéaire de stabilité de ces équations montre qu'elles sont modulationnellement instables à une faible perturbation. La courbe de gain d'instabilité est identique à celle obtenue pour la fibre bimodale. C'est une courbe en forme de lobe parabolique qui s'étend de $\Omega = 0$ à $\Omega = \Omega_{max}$ [28]. La courbe de gain est représentée sur figure 3.30 pour une puissance totale de 120 W. Le gain est maximal lorsque les deux composantes de polarisation circulaires ont la même puissance. Si une seule des composantes est présente, le système redevient stable.

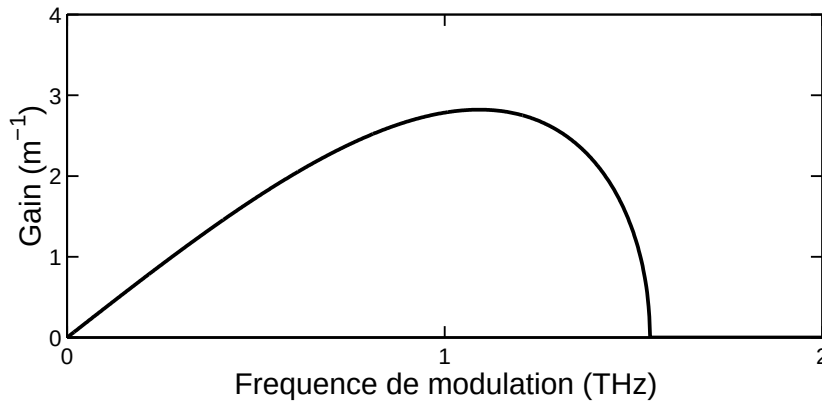


FIG. 3.30 - Courbe de gain d'instabilité obtenue pour $P_{tot} = 120W$.

Nous avons alors vérifié la possibilité de générer des parois de domaines en injectant à l'entrée de la fibre deux ondes de même puissance et de fréquences différentes. Ces deux ondes sont polarisées orthogonalement de sorte que le champ dans la base circulaire s'écrit :

$$\begin{cases} u = \sqrt{P} \cos(\Delta\omega t + \Delta\Phi - \pi/4) \exp(i(\omega t + \Phi + \pi/4)) \\ v = \sqrt{P} \cos(\Delta\omega t + \Delta\Phi + \pi/4) \exp(i(\omega t + \Phi - \pi/4)) \end{cases} \quad (3.30)$$

avec P la puissance totale $P = |E_x|^2 + |E_y|^2 = |u|^2 + |v|^2$, $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$, $\Delta\omega = (\omega_1 - \omega_2)/2$, $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$ et $\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2)/2$ où ϕ_1 et ϕ_2 sont les phases des composantes de polarisation linéaires. Ces deux composantes dans la base circulaire forment deux structures entrelacées en opposition de phase. Les paramètres de la fibre sont les suivants : $\beta_2 = 60ps^2/km$, $A_{eff} = 15\mu m^2$. Les simulations numériques montrent que la propagation de ce signal conduit à la génération de parois de domaines de polarisation. Ceci est illustré sur la figure 3.31 pour des puissances identiques pour la pompe et le signal de 120 W et une fréquence de modulation de 0.6 THz. L'évolution du spectre avec la distance montre l'apparition d'harmoniques supérieures, responsables de la forme rectangulaire du profil d'intensité des ondes. A la sortie de la fibre,

après 1.2 m de propagation, des parois de domaines sont générées, séparant des domaines de polarisation orthogonales (voir figure 3.32). Remarquons que la formation de ces parois de domaines s'apparente plus à une transformation adiabatique d'un battement vectoriel qu'à la génération par instabilité modulationnelle à partir d'une onde faiblement modulée. La raison pour laquelle la puissance du signal est si grande est la faible longueur de la fibre. Si nous avons utilisé une fibre de 5 ou 6 m, la puissance du signal nécessaire pour former les parois de domaines n'aurait été que de quelques Watts. Le problème reste bien sur de contrôler l'isotropie de la fibre sur de telles longueurs.

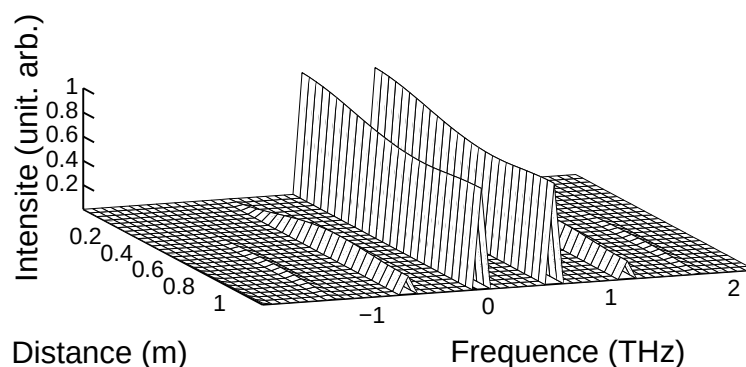


FIG. 3.31 - *Evolution du spectre en puissance au cours de la propagation. $P = 120\text{ W}$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6\text{ THz}$.*

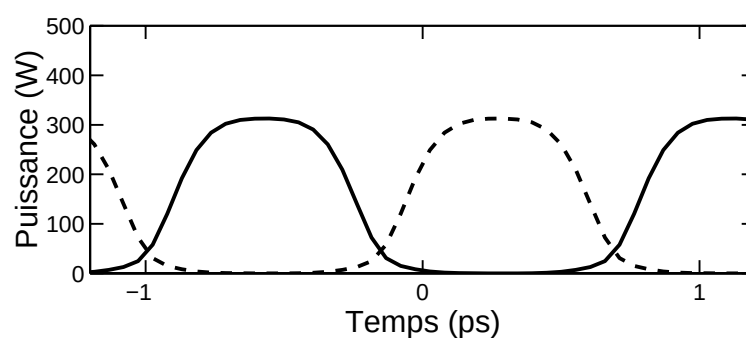


FIG. 3.32 - *Profils d'intensités après 1.2 m de propagation : trait continu : composante circulaire gauche, trait pointillé : composante circulaire droite. $P = 120\text{ W}$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6\text{ THz}$.*

3.3.2 Montage expérimental

Le montage expérimental est semblable à celui utilisé pour la fibre bimodale. Les impulsions pompe et les impulsions signal ont des longueurs d'ondes respectives de $\lambda = 574.75 \text{ nm}$ et $\lambda = 575.41 \text{ nm}$. Le faisceau pompe est obtenu à partir du laser à colorant amplifié par le laser Nd:YAG. L'onde signal provient du laser Nd:YAG shifté dans la cuve à CO_2 . Le premier Stokes est sélectionné à l'aide d'un prisme à vision directe.

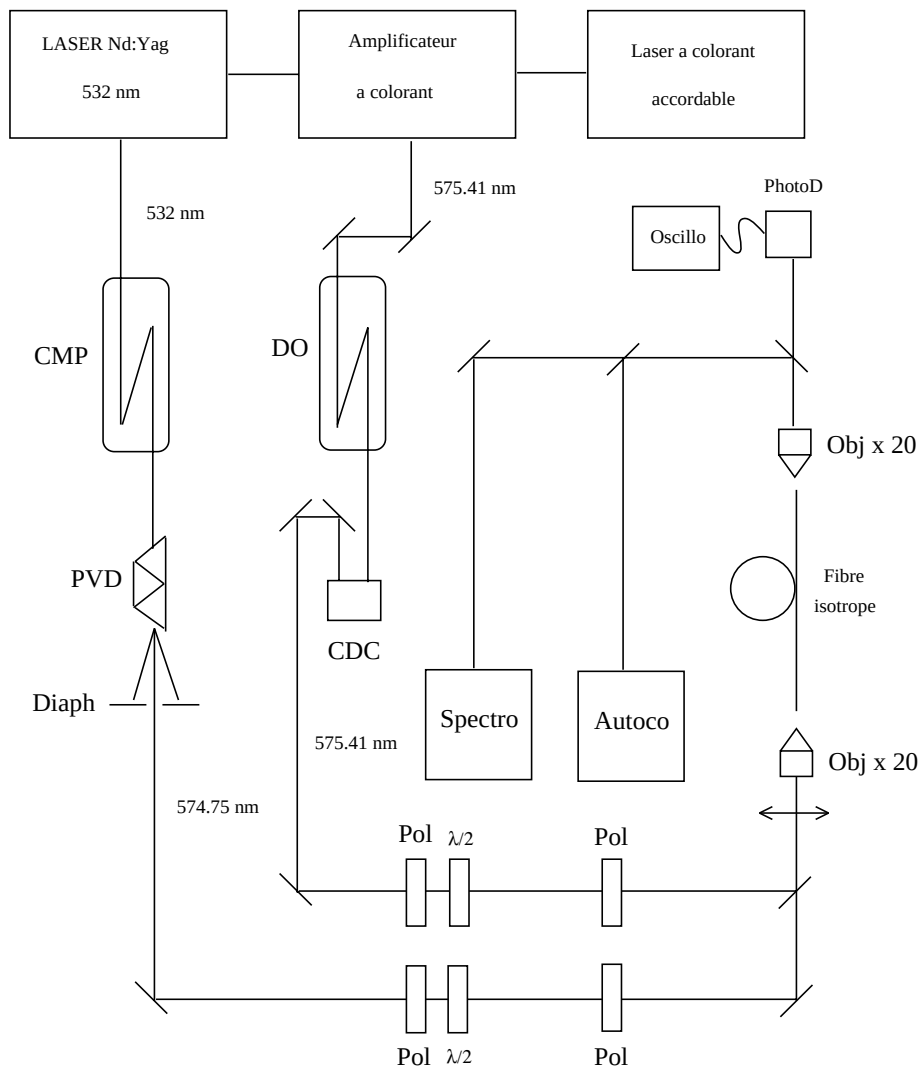


FIG. 3.33 - Montage expérimental utilisé pour générer des parois de domaines dans la fibre isotrope. CMP : cuve à multiples passages, PVD : prisme à vision directe, Diaph : diaphragme, DO : délai optique, CDC : coin de cube, Pol : polariseur, $\lambda/2$: lame demi-onde, Obj : objectif de microscope, PhotoD : photodiode, Autoco : autocorrélateur optique, Spectro : spectromètre.

La fibre, à très faible biréfringence (LB600 Fibercore), a une longueur de 1.2 m et des précautions particulières ont été prises afin d'éviter toute birefringence induite par contrainte ou par courbure. La fibre est minutieusement collée à chaque extrémité afin d'éviter toute birefringence induite par stress. De même, la fibre est maintenue droite entre les deux supports afin d'éviter

toute biréfringence induite par courbure. Nous avons également maintenu la fibre dans un même plan afin de ne pas engendrer de rotation de la polarisation d'origine géométrique (phase de Berry [77]). Les deux faisceaux avec des puissances crêtes identiques de 120 W et des polarisations linéaires orthogonales sont envoyées dans la fibre à l'aide d'un objectif de microscope. La fibre a une longueur de coupure de 470 nm. Notons que la faible longueur de fibre utilisée dans l'expérience a limité l'apparition de diffusion Raman auto-stimulée. A la sortie de la fibre, le spectre en puissance et la fonction d'autocorrélation sont enregistrés sur une des composantes de la base circulaire. Pour cela, la lumière à la sortie de la fibre traverse une lame quart d'onde puis un polariseur à 45 degrés des axes de cette lame. Ainsi, seul un état circulaire est sélectionné. Ceci constitue un autre avantage de la fibre isotrope par rapport à la fibre bimodale pour laquelle la séparation des modes est un problème expérimental parfois délicat et qui induit des pertes importantes néfastes à une caractérisation par auto-corrélateur avec doublage de fréquence.

3.3.3 Résultats expérimentaux

Les résultats sont illustrés sur les figures 3.34 à 3.37. Nous avons enregistré les fonctions d'autocorrélation et les spectres pour chacune des deux composantes. La forme caractéristique des parois de domaines se manifeste par l'aspect triangulaire de la fonction d'autocorrélation. La période de modulation est bien celle fixée par le décalage de fréquence entre l'onde pompe et l'onde signal (0.6 THz).

La forme caractéristique des parois de domaines est confirmée expérimentalement par la présence de bandes harmoniques d'ordre élevé. L'asymétrie des spectres provient des largeurs d'impulsions différentes pour la pompe et le signal (respectivement 4 ns et 2 ns). Nous avons également intégré les équations de propagation afin de calculer la fonction d'autocorrélation et le spectre associés au train de parois de domaines. Les spectres théoriques (figure 3.39) et expérimentaux (figures 3.35 et 3.37) sont en bon accord. De nombreuses raies harmoniques ont été générées lors de la transformation du battement initial en un train de parois de domaines. La comparaison avec la fonction d'autocorrélation théorique (figure 3.38) conforte les résultats expérimentaux (figures 3.40 et 3.34) [78]. Les spectres théoriques ont été convolués par une Gaussienne de largeur 1 cm^{-1} pour tenir compte de la réponse du monochromateur.

La figure 3.40 montre la fonction d'autocorrélation obtenue lorsque les deux composantes circulaires sont présentes. Expérimentalement nous avons enlevé le polariseur qui permet de ne sélectionner qu'une seule des deux composantes. Le faible contraste qui apparaît lorsque l'on enregistre la fonction d'autocorrélation de l'intensité totale confirme que les deux modulations se font en opposition de phase.

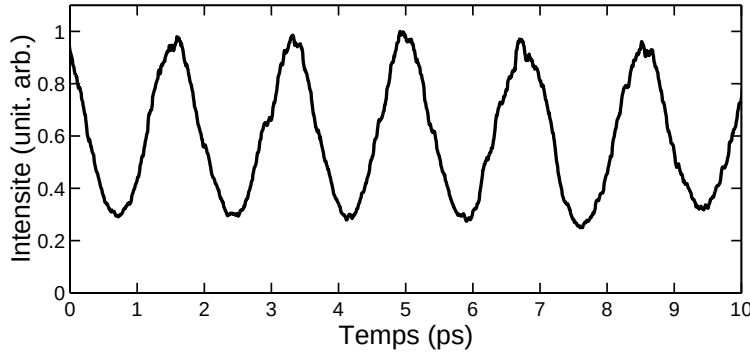


FIG. 3.34 - *Fonction d'autocorrelation expérimentale pour la composante circulaire droite. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.*

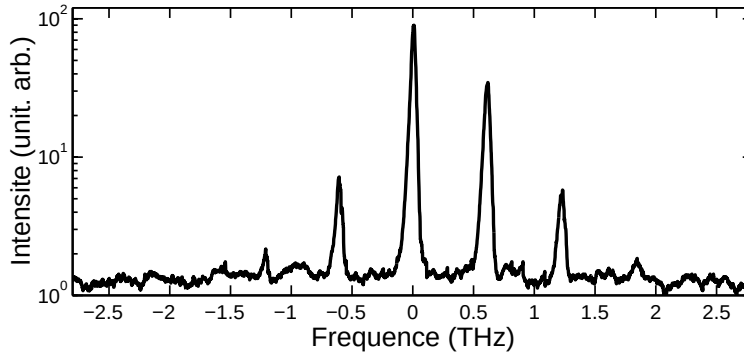


FIG. 3.35 - *Spectre expérimental pour la composante circulaire droite. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.*

3.3.4 Caractérisation par mesures FROG

Dans les expériences précédentes, la conclusion sur la nature du profil en sortie de fibre se fait par la comparaison entre les spectres et les fonctions d'autocorrélation théoriques et expérimentales. Pour essayer d'observer directement l'intensité et la phase en sortie de la fibre, un dispositif de caractérisation de type FROG [79] a été réalisé en collaboration avec François Gutty (Université de Dijon) dans le cadre de son travail de thèse (portant entre autre sur la caractérisation d'impulsions par la technique FROG).

Le montage expérimental du dispositif FROG est le suivant (voir figure 3.41) : à la sortie de la fibre, la lumière est envoyée dans un autocorrélateur optique de type Michelson. A la sortie du Michelson, on réalise le doublage en fréquence en configuration croisée. Nous avons sélectionné ce type de configuration afin de pouvoir éliminer facilement les faisceaux UV provenant du doublage de chacun des deux faisceaux visibles. Le signal ultra-violet généré est alors envoyé dans un monochromateur afin de réaliser le spectre en fréquence du signal UV pour chaque délai. On enregistre ainsi le spectrogramme du signal de sortie de la fibre. Les longueurs d'ondes pour la

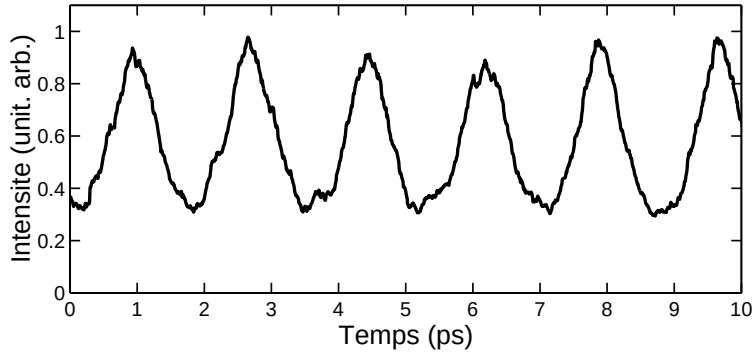


FIG. 3.36 - *Fonction d'autocorrelation expérimentale pour la composante circulaire gauche. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.*

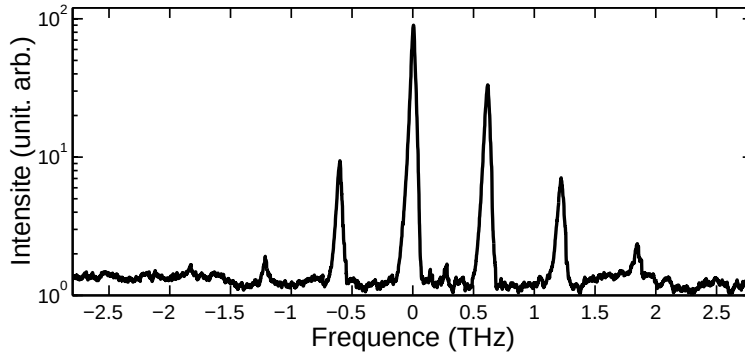


FIG. 3.37 - *Spectre expérimental pour la composante circulaire gauche. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.*

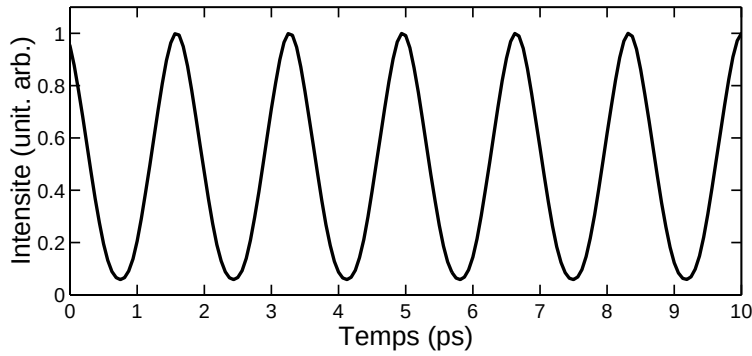


FIG. 3.38 - *Fonction d'autocorrelation théorique pour une des deux composantes de la base circulaire. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.*

pompe et le signal sont respectivement $\lambda_p = 575.38 nm$ et $\lambda_s = 574.72 nm$. Les impulsions avec des puissances crêtes identiques de 135 W sont injectées avec des polarisations orthogonales dans une fibre de 1.2 m.

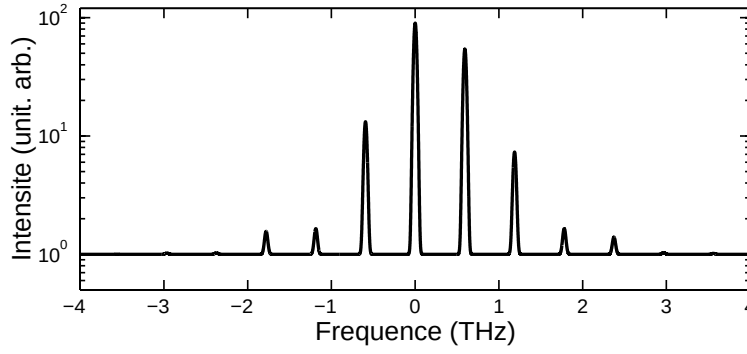


FIG. 3.39 - Spectre théorique pour une des deux composante de la base circulaire. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.

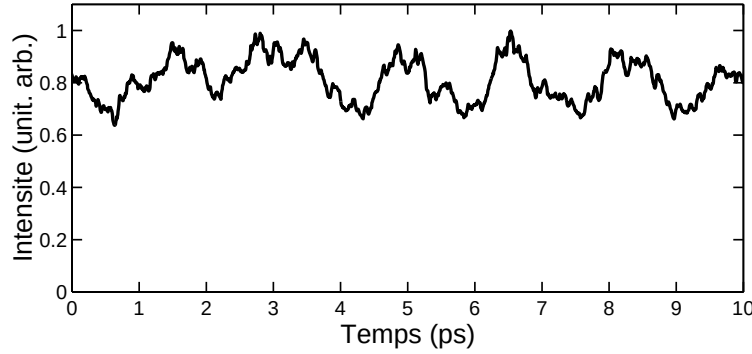


FIG. 3.40 - Fonction d'autocorrélation expérimentale avec les deux composantes circulaires. $P = 120 W$ sur chaque composante et $\Omega = 0.6 THz$.

La figure 3.42 montre un exemple de trace FROG expérimentale obtenue pour l'un des états de polarisation circulaire. La figure 3.42 montre le résultat obtenu par extraction de la trace FROG à l'aide d'un algorithme numérique. L'analyse des données expérimentales a été réalisée par François Gутty et John Dudley (Université d'Auckland, Nouvelle Zélande). L'utilisation de la technique FROG représente un avantage par rapport aux études précédentes dans le sens qu'elle permet d'observer directement l'intensité et la phase à la sortie de la fibre. Ceci enlève l'ambiguïté liée à l'interprétation des spectres et des fonctions d'autocorrélation [80].

La figure 3.43 représente le spectre et la fonction d'autocorrélation expérimentaux ainsi que le spectre et la fonction d'autocorrélation retrouvés à partir du signal extrait par l'algorithme. La comparaison entre les spectres et autocorrélations retrouvés et ceux mesurés expérimentalement permet de valider la génération de parois de domaines de polarisation [81].

Nous avons donc réalisé la génération de structures en parois de domaines par la transformation adiabatique d'un battement vectoriel. A travers ces structures, l'état de polarisation

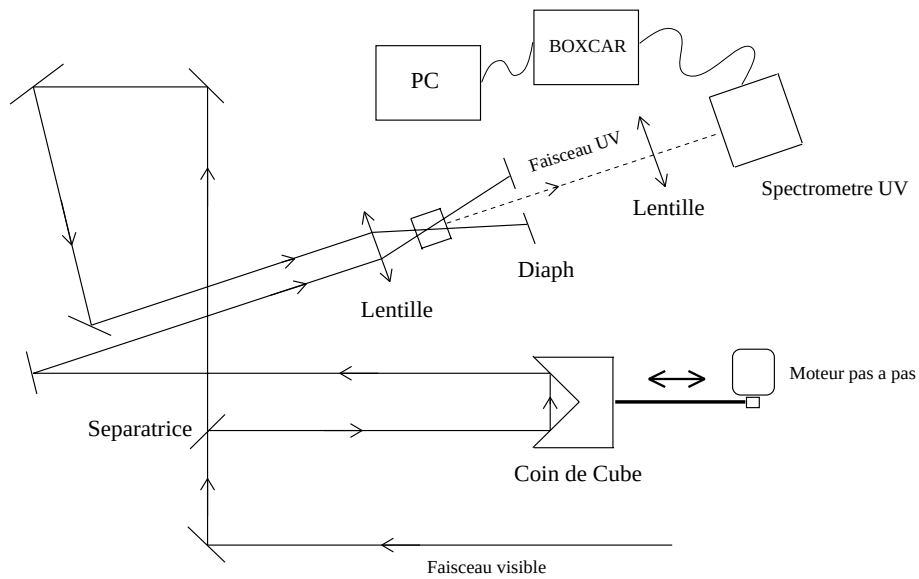


FIG. 3.41 - Schéma du montage FROG.

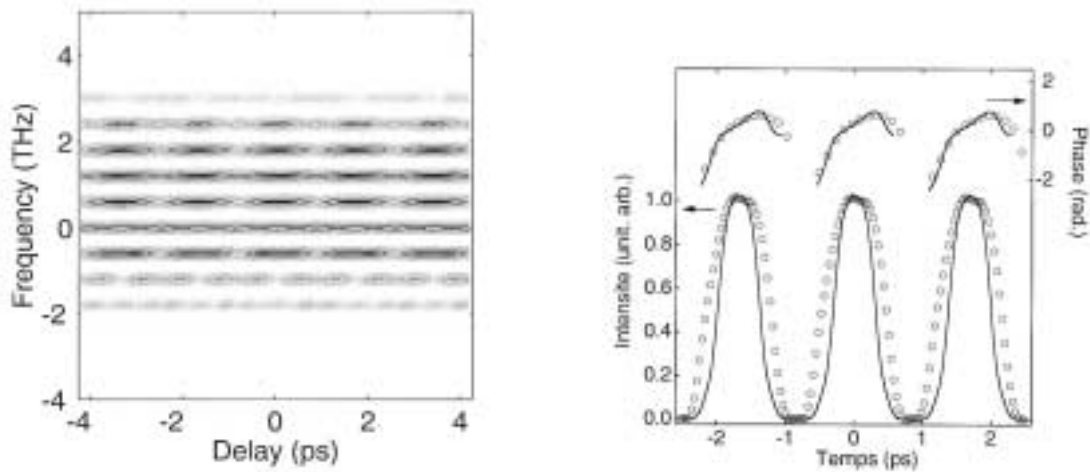


FIG. 3.42 - (a) Trace Frog expérimentale. (b) Intensité et phase retrouvées (cercles) (b) comparées avec les résultats obtenus par intégration numérique des équations de propagation (trait plein).

du champ électromagnétique commute périodiquement d'un état circulaire gauche à un état circulaire droit avec un taux de répétition de 0.6 THz. La réalisation d'un dispositif FROG a permis de mesurer directement l'intensité et la phase des structures générées et de permettre une comparaison directe entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux.

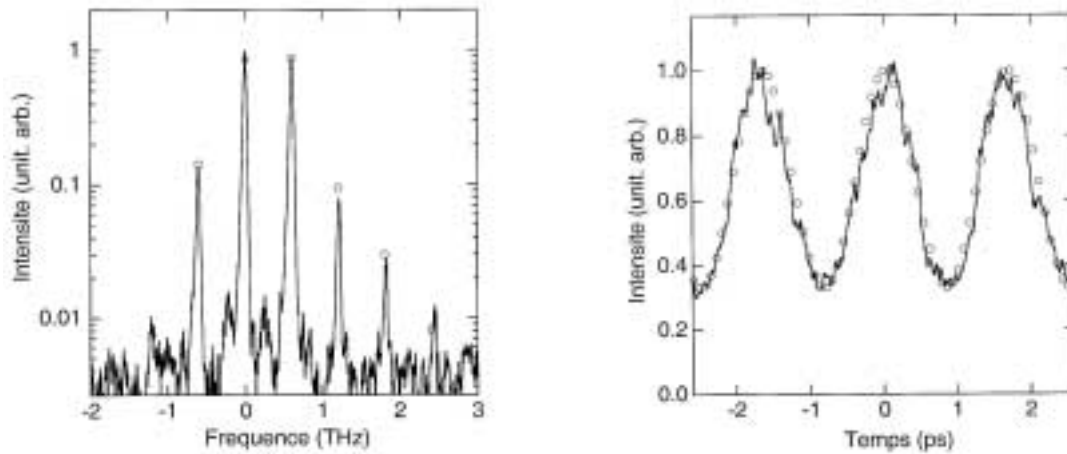


FIG. 3.43 - (a) Spectre et (b) fonction d'autocorrélation expérimentaux (traits pleins). Les cercles représentent le spectre et la fonction d'autocorrélation calculés à partir de l'intensité et de la phase retrouvées.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié la génération de parois de domaines temporelles à partir du processus d'instabilité modulationnelle induite. Ces solitons prédits par Haelterman en 1994 [53, 55] n'avaient jusque là fait l'objet d'aucune observation expérimentale. Nous avons réalisé nos premières expériences dans une fibre optique bimodale. En induisant l'instabilité avec une onde signal de faible amplitude, nous avons généré un train de parois de domaines avec un taux de répétition de 0.6 THz. Une paroi de domaine représente une structure localisée séparant deux domaines où les champs ont des distributions transverses différentes. L'énergie est ainsi périodiquement transférée du mode fondamental LP_{01} au mode LP_{11} . Les mesures spectrales et temporelles indiquent la formation de ces structures fortement modulées [82]. Cependant, l'utilisation d'une fibre bimodale rend difficile d'envisager des applications pratiques des parois de domaines. Pour répondre à ce problème, nous avons reproduit ces expériences dans une fibre optique isotrope. En utilisant une fibre à très faible biréfringence, nous avons réalisé la génération de parois de domaines de polarisation par transformation adiabatique d'un battement initial [78]. Enfin, la réalisation d'un dispositif FROG (en collaboration avec F. Guty et J. Dudley) a permis de visualiser directement les profils d'intensité et la phase des parois de domaines générées [81]. Parallèlement, de récents travaux effectués par P. Kockaert et M. Haelterman ont mis en évidence l'instabilité modulationnelle de polarisation spontanée dans une fibre spun de 50 m [78]. Ce résultat est remarquable car il démontre la possibilité d'obtenir une isotropie effective sur une longueur d'au moins 50 m. Tous ces résultats sont en accord avec les travaux initiaux de Berkhoer et Zakharov [28] et suggèrent que les parois de domaines de polarisation pourraient être utilisées pour des transmissions de données par fibre

optique. Il reste cependant de nombreux travaux expérimentaux à réaliser sur la génération et la propagation des solitons en parois de domaines avant de penser à d'éventuelles applications. L'un des problèmes à résoudre concerne le codage des trains d'impulsions.

Chapitre 4

Parois de domaines en présence de l'effet Raman

4.1 Introduction

Les différents systèmes physiques exhibant des effets de localisation d'énergie et supportant des solitons kinks ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et appliquées [83]. Rappelons que l'on dénomme kink un soliton dont les valeurs asymptotiques ne sont pas les mêmes en $\pm\infty$ (la forme typique d'un kink est la tangente hyperbolique). Par contre, alors que l'existence des solitons kinks a été démontrée dans de nombreuses disciplines de la physique, leur prédiction dans les fibres optiques est relativement récente [84, 85, 86, 87]. En fait, il est difficile de générer et propager des solitons kinks dans les fibres optiques à cause de la présence de divers effets non-linéaires difficiles à contrôler et de peu de paramètres de contrôles existants. Deux grands types de solitons kink peuvent exister selon la nature monomode ou multimode de la fibre. Quand un seul mode se propage dans la fibre, le soliton kink est une onde de choc qui résulte des effets combinés de la diffusion Raman stimulée et de l'auto-modulation de phase et qui peut exister aussi bien en régime de dispersion normale qu'en régime de dispersion anormale. Un point fondamental à souligner ici est que la présence de la diffusion Raman stimulée est indispensable à l'existence de l'onde de choc dans une fibre monomode. Par contre, lorsque deux modes sont présents dans la fibre, l'effet Raman n'est plus indispensable à la présence de solitons kinks. Ces deux modes peuvent être deux ondes à des fréquences différentes, avec des polarisations différentes ou bien des modes transverses d'ordres différents [14, 54, 82]. Dans le cas d'une fibre bimodale ainsi que nous l'avons étudié précédemment, ces solitons kinks sont communément appelés solitons vectoriels. En effet dans une fibre bimodale, des solitons de type parois de domaines existent. Une telle solution décrit une transition entre deux états stables. Dans chaque état stable la lumière ne se propage que dans un seul mode.

Il est alors naturel de se poser la question : est-ce que les solitons vectoriels survivent à l'effet Raman ? Afin de répondre à cette question, nous avons considéré le cas d'une fibre bimodale en régime de dispersion normale.

4.2 Théorie

La propagation des ondes dans la fibre bimodale à la longueur d'onde où les deux modes ont la même vitesse de groupe (longueur d'onde critique) est décrite par deux équations de Schrödinger couplées :

$$\frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_{20}\frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} = i\gamma(1-\rho)(f_{00}|A_0|^2 + 2f_{01}|A_1|^2)A_0 \quad (4.1)$$

$$+ i\gamma\rho \left[A_0 \int_0^\infty \chi^R(s) (f_{00}|A_0(t-s)|^2 + f_{01}|A_1(t-s)|^2) ds + A_1 \int_0^\infty \chi^R(s) f_{01}A_1^*(t-s)A_0(t-s) ds \right]$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_{21}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\gamma(1-\rho)(f_{11}|A_1|^2 + 2f_{01}|A_0|^2)A_1 \quad (4.2)$$

$$+ i\gamma\rho \left[A_1 \int_0^\infty \chi^R(s) (f_{11}|A_1(t-s)|^2 + f_{01}|A_0(t-s)|^2) ds + A_0 \int_0^\infty \chi^R(s) f_{01}A_0^*(t-s)A_1(t-s) ds \right].$$

A_0 et A_1 sont les amplitudes respectives des modes LP_{01} et LP_{11} et les coefficients β_{20} et β_{21} sont les termes de dispersion de vitesse de groupe. γ est le coefficient non-linéaire et ρ mesure la contribution du Raman sur la non linéarité totale. Pour notre fibre, nous prendrons $\rho = 0.18$ [47]. χ^R représente la susceptibilité Raman parallèle. Nous développons maintenant une analyse similaire à celle introduite par Y. Kivshar [84]. Dans le cas d'impulsions courtes ($< 1ps$), il est possible d'effectuer un développement de Taylor des intégrales Raman retardées :

$$\int_0^\infty G(u)h(t-u)du = \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{n!} f_n \frac{d^n h}{dt^n} \quad (4.3)$$

avec :

$$f_n = (-1)^n \int_0^\infty t^n G(t)dt \quad (4.4)$$

Nous nous limiterons à un développement au premier ordre :

$$\int_0^\infty G(u)h(t-u)du = f_0 h(t) + f_1 \frac{dh}{dt} \quad (4.5)$$

On applique cette formule pour le système d'équations (4.1) et (4.2) :

$$\int_0^\infty \chi^R(s) |A_0(t-s)|^2 dt = f_0 |A_0(t)|^2 + f_1 \frac{d|A_0(t)|^2}{dt} \quad (4.6)$$

Les équations couplées se ramènent alors à la forme suivante :

$$\frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_{20}\frac{\partial^2 A_0}{\partial t^2} = i\gamma \left[f_{00}|A_0|^2 + 2f_{01}|A_1|^2 \right] A_0 + \quad (4.7)$$

$$i\gamma\rho\tau_R \left[f_{00}\frac{\partial|A_0|^2}{\partial t} + f_{01}\frac{\partial|A_1|^2}{\partial t} \right] A_0 + i\gamma\rho\tau_R \left[f_{01}\frac{\partial(A_0A_1^*)}{\partial t} \right] A_1$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_{21}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\gamma \left[f_{11} |A_1|^2 + 2f_{01} |A_0|^2 \right] A_1 + \\ i\gamma\rho\tau_R \left[f_{11} \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + f_{01} \frac{\partial |A_0|^2}{\partial t} \right] A_1 + i\gamma\rho\tau_R \left[f_{01} \frac{\partial(A_1 A_0^*)}{\partial t} \right] A_0, \end{aligned} \quad (4.8)$$

τ_R est le coefficient du premier ordre qui apparaît dans le développement de Taylor et qui s'exprime par :

$$\tau_R = - \int_0^{+\infty} t G(t) dt \quad (4.9)$$

où la réponse Raman $G(t)$ est approximée dans le domaine temporel par [52]:

$$G(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (4.10)$$

où $\tau_1 = 12fs$ et $\tau_2 = 32fs$. Avec ces valeurs, on obtient $\tau_R \simeq 7.9fs$. Les équations ci-dessus diffèrent des équations précédentes considérées pour l'étude des parois de domaines par la présence des termes Raman proportionnels à ρ [82]. Obtenir des solutions analytiques de ces équations est un problème mathématique très complexe. Toutefois, comme nous l'avons vu précédemment, la recherche de solutions stationnaires peut être grandement facilitée par une analyse en terme de potentiel. Cherchons des solutions à profil d'intensité constant sous la forme : $A_0(z, t) = x(t) \exp(iB_0 z)$ et $A_1(z, t) = y(t) \exp(iB_1 z)$ où x et y représentent les enveloppes temporelles. La substitution de ces expressions dans les équations (4.7) et (4.8) conduit au système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} B_0 x + \frac{1}{2}\beta_{20}\ddot{x} = \gamma f_{00}x^3 + 2\gamma f_{01}y^2x + \\ \gamma\rho\tau_R [2f_{00}\dot{x}x^2 + 2f_{01}\dot{y}yx] + \gamma\rho\tau_R [f_{01}\dot{x}y^2 + f_{01}\dot{y}yx] \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} B_1 y + \frac{1}{2}\beta_{21}\ddot{y} = \gamma f_{11}y^3 + 2\gamma f_{01}x^2y + \\ \gamma\rho\tau_R [2f_{11}\dot{y}y^2 + 2f_{01}\dot{x}xy] + \gamma\rho\tau_R [f_{01}\dot{y}x^2 + f_{01}\dot{x}xy] \end{aligned} \quad (4.12)$$

En posant : $x(t) = u(t)$ et $y(t) = \sqrt{\beta_{20}/\beta_{21}}v(t)$ et en substituant dans les équations, on obtient :

$$\begin{aligned} \ddot{u} = -\frac{2B_0}{\beta_{20}}u + \frac{2\gamma f_{00}}{\beta_{20}}u^3 + \frac{4\gamma f_{01}}{\beta_{21}}v^2u + \\ \gamma\rho\tau_R \left[\frac{4f_{00}}{\beta_{20}}\dot{u}u^2 + \frac{4f_{01}}{\beta_{21}}\dot{v}vu + \frac{2f_{01}}{\beta_{21}}\dot{u}v^2 + \frac{2f_{01}}{\beta_{21}}\dot{v}vu \right] \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\ddot{v} = -\frac{2B_1}{\beta_{21}}v + \frac{2\gamma f_{11}\beta_{20}}{\beta_{21}^2}v^3 + \frac{4\gamma f_{01}}{\beta_{21}}u^2v + \gamma\rho\tau_R \left[\frac{4f_{11}\beta_{20}}{\beta_{21}^2}\dot{v}v^2 + \frac{4f_{01}}{\beta_{21}}\dot{u}uv + \frac{2f_{01}}{\beta_{21}}\dot{v}u^2 + \frac{2f_{01}}{\beta_{21}}\dot{u}uv \right], \quad (4.14)$$

Ces équations peuvent s'écrire sous la forme :

$$\ddot{u} = -\frac{dV}{du} + F_u \quad (4.15)$$

$$\ddot{v} = -\frac{dV}{dv} + F_v, \quad (4.16)$$

avec :

$$V = \frac{B_0}{\beta_{20}}u^2 + \frac{B_1}{\beta_{21}}v^2 - \frac{\gamma f_{00}}{2\beta_{20}}u^4 - \frac{\gamma f_{11}\beta_{20}}{2\beta_{21}^2}v^4 - 2\frac{\gamma f_{01}}{\beta_{21}}u^2v^2. \quad (4.17)$$

Ces équations sont analogues à celles des équations d'une particule dans un potentiel V à deux dimensions et en présence de forces de friction F_u et F_v induites par les termes Raman. Le potentiel V possède quatre maximas qui sont les points fixes des équations et qui sont localisés en :

$$\left(u = \pm \sqrt{\frac{B_0}{\gamma f_{00}}}, v = 0, V = V_1 = \frac{B_0^2}{2\beta_{20}\gamma f_{00}} \right), \quad (4.18)$$

et

$$\left(u = 0, v = \pm \sqrt{\frac{\beta_{21}B_1}{\gamma f_{11}\beta_{20}}}, V = V_2 = \frac{B_1^2}{2\beta_{20}\gamma f_{11}} \right) \quad (4.19)$$

Les quatre maximas ont la même hauteur ($V_1 = V_2$) à la condition suivante :

$$\frac{B_0}{B_1} = \sqrt{\frac{f_{00}}{f_{11}}} \quad (4.20)$$

La présence de quatre maximas dans le potentiel V pour la fibre bimodale indique clairement que le nombre de solutions sera plus important que dans le cas scalaire étudié par Y. Kivshar où seulement deux maximas étaient présents [84]. Nous allons discuter à présent les différents types de solitons.

4.3 Ondes de choc induites par effet Raman

4.3.1 Solitons scalaires

Nous rappelons brièvement le cas scalaire. C'est le cas où la fibre est monomode. Notons que dans le cas où les termes Raman sont négligeables, les équations se réduisent à l'équation NLS classique qui admet comme solution en régime de dispersion normale le soliton noir scalaire (voir figure 4.1). Cette solution correspond à une trajectoire qui relie deux maxima sur l'axe des x . En présence d'effet Raman, cette solution se transforme en onde de choc. L'effet Raman agit comme une force de friction dans le potentiel, empêchant la connexion des deux maxima. L'onde de choc est suivie d'oscillations qui s'amortissent quand le temps tend vers l'infini. La figure 4.2 illustre l'onde de choc scalaire qui apparaît lorsque l'on tient compte des termes Raman. Notons que la présence des termes Raman brise la symétrie temporelle et que le front de l'onde de choc est toujours descendant en allant vers les temps positifs. Ce résultat n'est pas nouveau et a déjà été démontré dans des travaux précédents [86, 84].

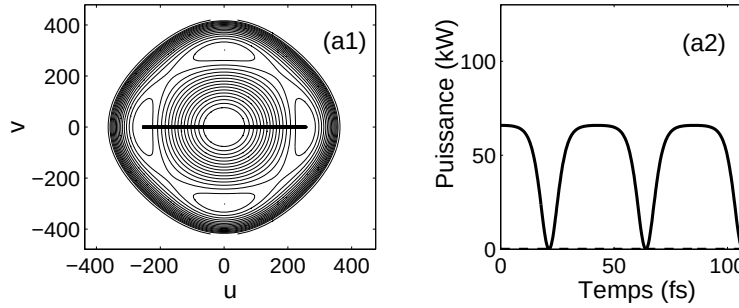


FIG. 4.1 - Soliton noir scalaire dans le cas $\rho = 0$. (a1) : trajectoire dans le potentiel, (a2) : profil d'intensité temporel.

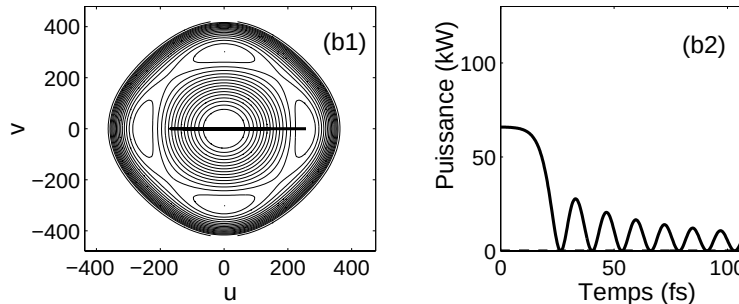


FIG. 4.2 - Onde de choc scalaire dans le cas $\rho = 0.18$. (b1) : trajectoire dans le potentiel, (b2) : profil d'intensité temporel.

4.3.2 Solitons vectoriels

Nous considérons ici le cas général où les deux modes se propagent dans la fibre. Quand l'effet Raman est ignoré, à cause de l'asymétrie des équations de propagation, le système n'admet pas de solutions de type solitons noirs vectoriels. Ces solutions dans le cas d'un potentiel symétrique correspondent à des trajectoires connectant deux points opposés de selle du potentiel. Lorsque les termes Raman sont pris en compte, la fibre bimodale admet néanmoins comme solutions des ondes de chocs vectorielles. Le point de départ de la trajectoire dans le potentiel est un des points de selle. La trajectoire s'amortit alors pour tendre vers le centre du potentiel.

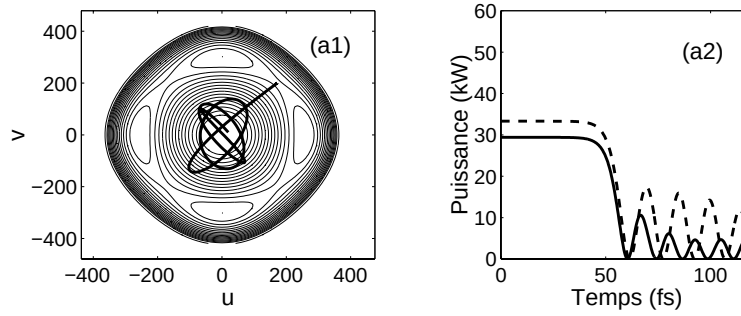


FIG. 4.3 - Ondes de choc vectorielles dans le cas $\rho = 0.18$. (a1) : trajectoire dans le potentiel, (a2) : profil d'intensité temporel.

Ce résultat est présenté sur la figure 4.3. Vu l'asymétrie du potentiel, la trajectoire n'est pas rectiligne (ce qui serait le cas pour des équations symétriques) et les deux solutions oscillent avec une phase variable. Ces comportements sont similaires à ceux observés dans la fibre monomode.

4.4 Solitons en parois de domaines

L'une des différences majeures entre le cas scalaire et le cas vectoriel est l'existence de solutions de type solitons kink même en l'absence de termes Raman. Ici, les solitons kink séparent deux domaines dans lesquels les champs électromagnétiques diffèrent par leurs distributions transverses : la lumière se propage sur le mode LP_{01} dans un des domaines et sur le mode LP_{11} dans l'autre domaine. Dans l'analyse du potentiel, ces solutions correspondent à des trajectoires qui connectent deux maxima adjacents (figure 4.4). La seule condition à leur existence est que les deux maxima aient la même hauteur $V_1 = V_2$. Les figures 4.5 montrent que ces solitons kink peuvent survivre à l'effet Raman. Cependant, l'existence de ces solutions requiert une différence de hauteur entre les deux maxima. La différence de potentiel est exactement

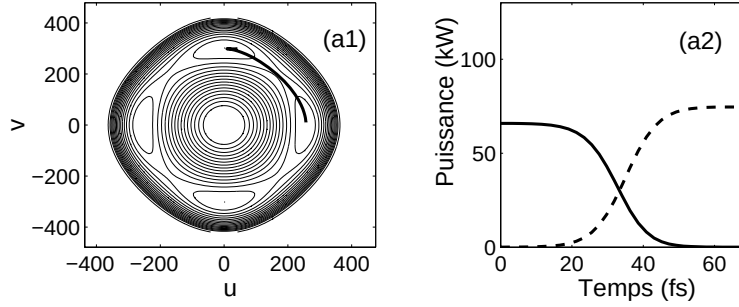


FIG. 4.4 - *Parois de domaines dans le cas $\rho = 0$. (a1) : trajectoire dans le potentiel, (a2) : profil d'intensité temporel.*

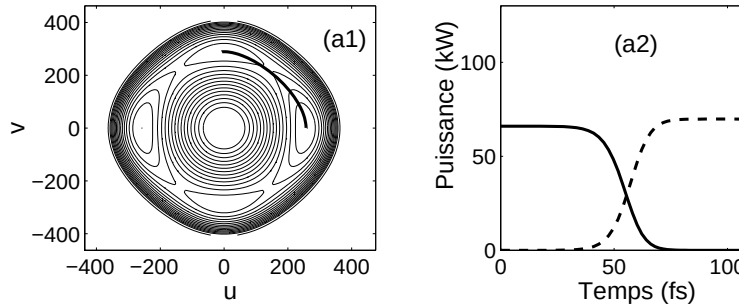


FIG. 4.5 - *Parois de domaines dans le cas $\rho = 0.18$. (a1) : trajectoire dans le potentiel, (a2) : profil d'intensité temporel.*

compensée par les forces de friction dues aux termes Raman. Le fait que $V_1 > V_2$ conduit à un changement dans le rapport entre les puissances. Ce rapport peut être défini par :

$$r = \frac{P_1}{P_0} = \frac{B_1 f_{00}}{B_0 f_{11}} \quad (4.21)$$

A titre d'exemple, $r = 1.13$ quand les termes Raman sont ignorés et $r = 1.04$ dans le cas où ils sont pris en compte. C'est-à-dire que la présence des termes Raman a pour effet de resymétriser les solutions. Les parois de domaines semblent être les seules solutions existantes avec ou sans effet Raman. Signalons cependant que la présence des termes Raman détruit la symétrie temporelle et interdit la possibilité de solutions périodiques. Cette remarque a tout son sens car elle exclut l'existence de trains de parois de domaines.

4.5 Nouvelles solutions

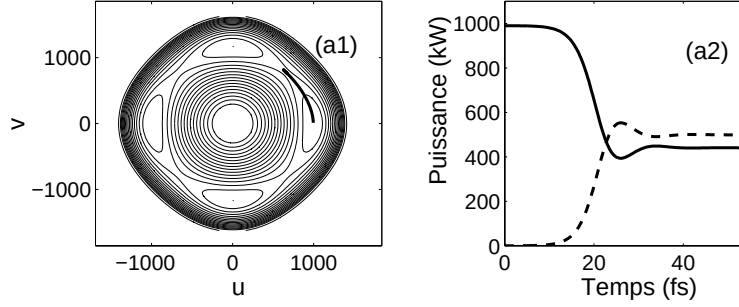


FIG. 4.6 - *Solution vectoriel dans le cas $\rho = 0.18$. (a1) : trajectoire dans le potentiel, (a2) : profil d'intensité temporel.*

Sachant que toute trajectoire connectant deux points d'équilibre est une solution de type onde solitaire, l'effet Raman peut être exploité pour générer de nouveau type de solutions. La figure 4.6 montre la possibilité de générer des trajectoires connectant un maximum et un point de selle. Cette solution prend la forme d'une paire de kink et anti-kink avec des valeurs asymptotiques asymétriques.

4.6 Conclusion

Nous avons étudié théoriquement les conditions d'existence de solitons vectoriels en présence de diffusion Raman dans une fibre bimodale. Nous avons démontré dans un premier temps l'existence d'ondes de choc vectorielles se propageant selon les deux modes de la fibre. Un résultat similaire avait été obtenu dans le cas d'une fibre monomode [86, 84]. D'autre part, les solitons de type parois de domaines continuent d'exister avec ou sans termes Raman. Ces solutions sont des parois de domaines classiques connectant deux maxima adjacents dans l'espace des phases. L'un des principaux résultats est la présence de nouvelles solutions. Ces solutions correspondent à des trajectoires connectant un maximum à un point de selle. Une autre remarque importante est que la présence d'effet Raman brise la symétrie temporelle et interdit ainsi l'existence de solutions périodiques. Ce point est bien entendu très préjudiciable à la transmission d'information par parois de domaines qui nécessite l'utilisation de trains d'impulsions.

Deuxième partie

Parois de domaines de polarisation
dans le cas d'ondes contra-propagatives

Introduction

Dans la première partie nous avons étudié les solitons en parois de domaines créés par l'interaction de deux ondes co-propagatives en régime de dispersion normale. Dans cette seconde partie, nous allons nous intéresser à deux faisceaux se propageant en sens opposés.

L'interaction entre deux faisceaux lasers contra-propagatifs dans un milieu non linéaire est à l'origine d'une multitude d'effets physiques tant fondamentaux qu'appliqués. Le couplage non linéaire entre les deux ondes conduit à la formation d'un réseau dynamique responsable de la bistabilité optique [88] et de la conjugaison de phase [89]. L'interaction entre deux faisceaux contra-propagatifs est également soumise à différentes instabilités spatio-temporelles induites par la diffraction [90], la dispersion [91] ou la réponse retardée de la non linéarité du milieu [92]. Quand l'état de polarisation de la lumière est pris en compte, le degré de liberté supplémentaire introduit provoque des phénomènes de bistabilité de polarisation [93, 94], d'instabilités temporelles [95, 96, 97, 98] et de chaos [99, 100, 101, 102, 103].

En 1986, Kaplan a montré que pour deux ondes contra-propagatives dans un milieu Kerr non-linéaire et isotrope, il existe quatre arrangements de polarisation pouvant se propager sans changement à travers le milieu [104]. Ces états propres sont ceux pour lesquels les polarisations des ondes sont rectilignes parallèles, rectilignes orthogonales, circulaires corotatives et circulaires contrarotatives. Wabnitz et Gregori ont par la suite démontré que seuls deux de ces états propres, à savoir rectilignes parallèles et circulaires corotatifs, sont spatialement stables [96]. Une analyse temporelle de la stabilité révèle enfin que la seule configuration temporellement stable est celle formée par deux ondes de polarisations circulaires corotatives [97].

Parallèlement, Zakharov et Mikhailov ont prédit en 1987 que l'interaction pure (c'est à dire en l'absence de dispersion) entre les états de polarisation de deux ondes contra-propagatives pouvait conduire à la formation de solitons en parois de domaines [13, 105]. Ce soliton représente une transition spatiale entre deux domaines stables à l'intérieur desquels les polarisations sont circulaires et corotatives. Les ondes sont polarisées circulairement à droite dans un domaine et circulairement à gauche dans l'autre domaine. Ce soliton correspond à un minimum de l'Hamiltonien et a des propriétés remarquable de stabilité grâce à sa nature topologique.

Dans le premier chapitre de cette seconde partie, nous établissons les équations de propagation de deux ondes contra-propagatives dans une fibre optique isotrope. A partir des équations établies dans la base de Stokes, nous rappelons brièvement le calcul permettant de trouver la solution analytique du soliton en paroi de domaines de polarisation. Nous décrivons enfin deux méthodes permettant de générer une paroi de domaines dans une fibre optique.

Le second chapitre est dédié aux résultats expérimentaux. Nous détaillons les montages utilisés et présentons les résultats obtenus pour cinq configurations différentes des états de polarisation des ondes. A notre connaissance, ces observations expérimentales sont les premières

à reproduire les prévisions théoriques de Mikhailov et Zakharov. Chaque résultat expérimental est précédé d'une simulation numérique. Nous verrons en particulier que la configuration où les deux ondes ont des polarisations contra-rotatives conduit à la formation d'une paroi de domaines.

Chapitre 5

Rappels théoriques

Dans ce chapitre, nous établissons les équations gouvernant la propagation de deux ondes contra-propagatives dans une fibre optique isotrope. Nous donnons dans un premier paragraphe l'expression de la polarisation non-linéaire en fonction du champ électrique. Nous en déduisons dans les paragraphes suivants les équations de propagation dans la base rectiligne et dans la base circulaire puis dans la base des vecteurs de Stokes. Nous décrivons ensuite la procédure permettant de trouver l'expression analytique du soliton en paroi de domaines de polarisation. Enfin, nous rappelons brièvement comment il est possible de générer une paroi de domaines.

5.1 Equations de propagation non-linéaires

5.1.1 Expression de la polarisation non-linéaire

Dans un milieu centrosymétrique comme la silice où la première susceptibilité non-linéaire non nulle est d'ordre trois, la polarisation non-linéaire est reliée au champ électrique par la relation suivante :

$$\vec{\mathcal{P}}^{NL}(\omega) = \varepsilon(\omega; \omega, \omega, -\omega) \vec{E}(\omega) : \vec{E}(\omega) : \vec{E}^*(\omega) \quad (5.1)$$

où le symbole ":" désigne le produit tensoriel. Pour un milieu isotrope, le tenseur ε d'ordre 4 reliant les composantes transverses $(\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2)$ de la polarisation non linéaire aux composantes transverses (E_1, E_2) du champ électrique s'écrit sous la forme [26] :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \chi_{1111} & 0 & \chi_{1122} & 0 & 0 & 0 & \chi_{1212} & \chi_{1221} \\ 0 & \chi_{2222} & 0 & \chi_{2112} & \chi_{2121} & \chi_{2211} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

avec les relations suivantes entre les différents éléments [26] :

$$\begin{cases} \chi_{2222} = \chi_{1111} \\ \chi_{2211} = \chi_{1122} \\ \chi_{2121} = \chi_{1212} \\ \chi_{2112} = \chi_{1221} \\ \chi_{1111} = \chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221} \end{cases} \quad (5.3)$$

L'indice 1 est relatif à l'axe des x et l'indice 2 à l'axe des y . La polarisation non linéaire s'écrit alors en fonction du champ électrique :

$$\mathcal{P}_1 = (\chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}) |E_1|^2 E_1 + (\chi_{1122} + \chi_{1212}) |E_2|^2 E_1 + \chi_{1221} E_2^2 E_1^* \quad (5.4)$$

$$\mathcal{P}_2 = (\chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}) |E_2|^2 E_2 + (\chi_{1122} + \chi_{1212}) |E_1|^2 E_2 + \chi_{1221} E_1^2 E_2^* \quad (5.5)$$

Pour la silice, il existe une relation entre les différents éléments du tenseur de polarisation et celui-ci ne comporte plus qu'un seul et unique élément indépendant [26] :

$$\chi_{1122} \simeq \chi_{1221} \simeq \chi_{1212} \simeq \frac{\chi_{1111}}{3} \quad (5.6)$$

d'où l'expression pour les composantes de la polarisation non linéaire :

$$\mathcal{P}_1 = \chi_{1111} \left[|E_1|^2 E_1 + \frac{2}{3} |E_2|^2 E_1 + \frac{1}{3} E_2^2 E_1^* \right] \quad (5.7)$$

$$\mathcal{P}_2 = \chi_{1111} \left[|E_2|^2 E_2 + \frac{2}{3} |E_1|^2 E_2 + \frac{1}{3} E_1^2 E_2^* \right] \quad (5.8)$$

Ecrivons maintenant le champ dans la fibre optique comme la somme de deux ondes contra-propagatives de polarisation quelconque :

$$\begin{cases} E_1 = E_x e^{+ikz} + \bar{E}_x e^{-ikz} \\ E_2 = E_y e^{+ikz} + \bar{E}_y e^{-ikz} \end{cases} \quad (5.9)$$

Nous appellerons *onde forward* l'onde se propageant vers les z croissants et *onde backward* l'onde se propageant en sens inverse. Ces expressions sont reportées dans les équations (5.10) et (5.11). On ne retient dans le calcul de la polarisation que les termes en e^{-ikz} ou en e^{+ikz} . Les autres termes en e^{-3ikz} ou en e^{+3ikz} font apparaître des coefficients dans les équations qui oscillent sur des échelles de longueurs très faibles par rapport à la longueur de la fibre (de l'ordre de la longueur d'onde). Leur contribution moyenne est par conséquent négligeable dans notre étude. La polarisation non linéaire peut alors s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \mathcal{P}_1 = \chi_{1111} [P_1 e^{+ikz} + \bar{P}_1 e^{-ikz}] \\ \mathcal{P}_2 = \chi_{1111} [P_2 e^{+ikz} + \bar{P}_2 e^{-ikz}] \end{cases} \quad (5.10)$$

$$P_1 = \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} E_y^2 E_x^* + \left(2 |\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) E_x + \frac{2}{3} E_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} E_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \quad (5.11)$$

$$P_2 = \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} E_x^2 E_y^* + \left(2 |\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) E_y + \frac{2}{3} E_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3} E_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \quad (5.12)$$

$$\bar{P}_1 = \left(|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{1}{3} \bar{E}_y^2 \bar{E}_x^* + \left(2 |\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \quad (5.13)$$

$$\bar{P}_2 = \left(|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{1}{3} \bar{E}_x^2 \bar{E}_y^* + \left(2 |\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \quad (5.14)$$

5.1.2 Equations de propagation non-linéaires

La procédure permettant de trouver les équations de propagation des deux ondes dans la fibre optique est similaire à celle décrite dans la section 1.3 du chapitre 1. Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable [20] et en négligeant les termes de dispersion chromatique, on aboutit aux équations de propagation suivantes :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\gamma P_1 \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\gamma P_2 \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} = i\gamma \bar{P}_1 \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = i\gamma \bar{P}_2 \quad (5.18)$$

Dans ces équations, γ est défini par :

$$\gamma = \Gamma \times \frac{c}{n} \quad (5.19)$$

où Γ est le coefficient usuel de non-linéarité :

$$\Gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (5.20)$$

A_{eff} est l'aire efficace de la fibre, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire ($n_2 = 3.2 \times 10^{-20} m^2/W$) et $v = c/n$ représente la vitesse de propagation des ondes dans la fibre. En reportant les expressions des polarisations, on obtient finalement les quatre équations régissant la propagation des ondes contrapropagatives dans la fibre :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} \bar{E}_y^2 E_x^* + \left(2 |\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) E_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \right] \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} \bar{E}_x^2 E_y^* + \left(2 |\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) E_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \right] \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{1}{3} \bar{E}_y^2 \bar{E}_x^* + \left(2 |\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \right] \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{1}{3} \bar{E}_x^2 \bar{E}_y^* + \left(2 |\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3} |\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \right] \quad (5.24)$$

Le premier terme dans le membre de droite traduit les effets d'auto-modulation de phase et d'inter-modulation de phase induits par l'onde forward sur elle-même, le deuxième terme est responsable des échanges d'énergie entre les deux composantes linéaires de l'onde forward. Seuls ces deux termes apparaissent lorsqu'une seule onde se propage dans la fibre. Le troisième terme représente les effets d'auto-modulation de phase et d'inter-modulation de phase induits par l'onde backward sur l'onde forward et les deux derniers termes sont responsables d'échanges d'énergie entre les deux composantes de l'onde forward induits par l'onde backward. Précisons cependant que les deux ondes n'échangent aucune énergie et que les puissances totales des ondes sont par conséquent des quantités globalement conservées lors de la propagation. Dans ces équations, les termes de dispersion de vitesse de groupe ont été négligés car la longueur de dispersion associée à la largeur des impulsions (21 ns) est très grande vis-à-vis de la longueur de la fibre (inférieure à 1,5 m). Pour que cette hypothèse reste valable, il nous faut également supposer qu'aucune modulation temporelle rapide (avec une période de l'ordre ou inférieure à la picoseconde) n'apparaisse sur les enveloppes des ondes. D'autre part, les termes dissipatifs comme les pertes linéaires ou la diffusion Raman ne sont pas inclus dans ces équations. Cette approximation est valable compte tenu des longueurs de fibre considérées.

Il est plus commode d'écrire ces équations dans la base des états de polarisation circulaires en posant :

$$\begin{cases} u = (A_x + iA_y)/\sqrt{2} & v = (A_x - iA_y)/\sqrt{2} \\ \bar{u} = (\bar{A}_x + i\bar{A}_y)/\sqrt{2} & \bar{v} = (\bar{A}_x - i\bar{A}_y)/\sqrt{2} \end{cases} \quad (5.25)$$

u ($\bar{u}$) représente l'état de polarisation circulaire droit et v ($\bar{v}$) l'état de polarisation circulaire gauche. Les équations de propagation dans la base circulaire prennent alors la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial u}{\partial z} = i\frac{2}{3}\gamma \left[\left(|u|^2 + 2|v|^2 \right) u + \left(2|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2 \right) u + 2\bar{u}\bar{v}^*v \right] \quad (5.26)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial v}{\partial z} = i\frac{2}{3}\gamma \left[\left(|v|^2 + 2|u|^2 \right) v + \left(2|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2 \right) v + 2\bar{u}^*\bar{v}u \right] \quad (5.27)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = i\frac{2}{3}\gamma \left[\left(|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2 \right) \bar{u} + \left(2|u|^2 + 2|v|^2 \right) \bar{u} + 2u\bar{v}^*\bar{v} \right] \quad (5.28)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = i\frac{2}{3}\gamma \left[\left(|\bar{v}|^2 + 2|\bar{u}|^2 \right) \bar{v} + \left(2|u|^2 + 2|v|^2 \right) \bar{v} + 2u^*\bar{v}u \right] \quad (5.29)$$

Dans le membre de droite on retrouve l'effet d'auto-modulation de la phase, les effets de modulations de phases croisées et enfin un dernier terme responsable d'échanges d'énergie entre les

deux composantes circulaires d'une même onde. Lorsque l'onde backward est absente, nous retrouvons, au terme de dispersion chromatique près, les équations étudiées dans le chapitre précédent (équations (3.28) et (3.29)). La principale différence qui apparait lorsque l'onde backward se propage est la possibilité qu'ont les deux composantes u et v d'échanger de l'énergie.

5.1.3 Formalisme Lagrangien et Hamiltonien

Dans cette partie nous donnons, à titre indicatif, les expressions du Lagrangien et de l'Hamiltonien associés aux équations de propagation précédentes. Pour alléger les notations, on effectue tout d'abord un changement de variables pour considérer des variables de temps locales [105] :

$$\xi = \frac{1}{2} \left(t + \frac{n}{c} z \right) \quad (5.30)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left(t - \frac{n}{c} z \right) \quad (5.31)$$

Nous obtenons alors :

$$\frac{\partial E_x}{\partial \xi} = \frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (5.32)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial \eta} = \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} \quad (5.33)$$

La densité Lagrangienne associée au système d'équations précédent s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{i}{2} \left[\frac{\partial E_x}{\partial \xi} E_x^* - \frac{\partial E_x^*}{\partial \xi} E_x \right] + \frac{i}{2} \left[\frac{\partial E_y}{\partial \xi} E_y^* - \frac{\partial E_y^*}{\partial \xi} E_y \right] + \frac{i}{2} \left[\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial \eta} \bar{E}_x^* - \frac{\partial \bar{E}_x^*}{\partial \eta} \bar{E}_x \right] + \frac{i}{2} \left[\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial \eta} \bar{E}_y^* - \frac{\partial \bar{E}_y^*}{\partial \eta} \bar{E}_y \right] + \\ & \frac{1}{2} (|E_x|^4 + |E_y|^4 + |\bar{E}_x|^4 + |\bar{E}_y|^4) + 2 (|E_x|^2 |\bar{E}_x|^2 + |E_y|^2 |\bar{E}_y|^2) + \\ & \frac{2}{3} (|E_x|^2 |E_y|^2 + |\bar{E}_x|^2 |\bar{E}_y|^2 + |E_x|^2 |\bar{E}_y|^2 + |\bar{E}_x|^2 |E_y|^2) + \\ & \frac{2}{3} (E_y \bar{E}_y E_x^* \bar{E}_x^* + E_y \bar{E}_y^* E_x \bar{E}_x + E_x \bar{E}_x E_y^* \bar{E}_y^* + E_x \bar{E}_x^* E_y \bar{E}_y) + \frac{1}{6} (E_y^2 E_x^{*2} + E_x^2 E_y^{*2} + \bar{E}_y^2 \bar{E}_x^{*2} + \bar{E}_x^2 \bar{E}_y^{*2}) \end{aligned} \quad (5.34)$$

Les équations de propagation se déduisent du principe variationnel [31] :

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta X^*} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X^*} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X^*} = 0 \quad (5.35)$$

avec $X = E_x, E_y, \bar{E}_x, \bar{E}_y$ et $\zeta = \xi, \eta$. L'expression de la densité Hamiltonienne associée au système se déduit de celle du Lagrangien :

$$H = \mathcal{L} - \frac{i}{2} \sum_X \left[\frac{\partial X}{\partial \zeta} X^* - \frac{\partial X^*}{\partial \zeta} X \right] \quad (5.36)$$

L'Hamiltonien total peut alors s'écrire comme la somme de trois Hamiltoniens [13] :

$$H = H_s + \bar{H}_s + H_{int} \quad (5.37)$$

avec :

$$H_s = \frac{\gamma}{2} \left[\frac{2}{3} (|E_x|^2 + |E_y|^2)^2 + \frac{1}{3} (|E_x|^4 + |E_y|^4) + \frac{1}{3} (E_x^2 E_y^{*2} + E_x^{*2} E_y^2) \right] \quad (5.38)$$

$$\bar{H}_s = \frac{\gamma}{2} \left[\frac{2}{3} (|\bar{E}_x|^2 + |\bar{E}_y|^2)^2 + \frac{1}{3} (|\bar{E}_x|^4 + |\bar{E}_y|^4) + \frac{1}{3} (\bar{E}_x^2 \bar{E}_y^{*2} + \bar{E}_x^{*2} \bar{E}_y^2) \right] \quad (5.39)$$

$$H_{int} = \gamma \left[2 (|E_x|^2 + |E_y|^2) (|\bar{E}_x|^2 + |\bar{E}_y|^2) - \frac{4}{3} (|E_x|^2 |\bar{E}_y|^2 + |E_y|^2 |\bar{E}_x|^2) \right] \quad (5.40)$$

$$+ \gamma \left[\frac{2}{3} (E_x E_y^* \bar{E}_x \bar{E}_y^* + E_x^* E_y \bar{E}_x^* \bar{E}_y) + \frac{2}{3} (E_x E_y^* \bar{E}_x^* \bar{E}_y + E_x^* E_y \bar{E}_x \bar{E}_y^*) \right] \quad (5.41)$$

H_s et $\bar{H}_s$ décrivent l'action des ondes sur elles-mêmes alors que H_{int} est relatif à l'interaction entre les deux ondes. Les équations de propagation peuvent alors s'écrire sous une forme Hamiltonienne :

$$\frac{\partial E_x}{\partial \xi} = i \frac{\delta \int (H_s + H_{int}) dt}{\delta E_x^*} \quad (5.42)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial \xi} = i \frac{\delta \int (H_s + H_{int}) dt}{\delta E_y^*} \quad (5.43)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial \eta} = i \frac{\delta \int (\bar{H}_s + H_{int}) dt}{\delta \bar{E}_x^*} \quad (5.44)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial \eta} = i \frac{\delta \int (\bar{H}_s + H_{int}) dt}{\delta \bar{E}_y^*} \quad (5.45)$$

5.1.4 Formalisme des vecteurs de Stokes

Pour simplifier l'étude, nous allons utiliser le formalisme de Stokes qui permet de réduire le nombre de paramètres à étudier en éliminant les phases absolues des ondes. On définit ainsi un vecteur de Stokes pour chaque onde :

$$\begin{cases} S_1 = iu^*v + c.c. \\ S_2 = |u|^2 - |v|^2 \\ S_3 = u^*v + c.c. \end{cases} \quad \begin{cases} \bar{S}_1 = i\bar{u}^*\bar{v} + c.c. \\ \bar{S}_2 = |\bar{u}|^2 - |\bar{v}|^2 \\ \bar{S}_3 = \bar{u}^*\bar{v} + c.c. \end{cases} \quad (5.46)$$

Puisque les pertes sont négligées, $S_0 = |u|^2 + |v|^2$ et $\bar{S}_0 = |\bar{u}|^2 + |\bar{v}|^2$ qui représentent les puissances des ondes sont conservées au cours de la propagation. On peut définir des

paramètres de Stokes normalisés : $s_i = S_i/S_0$ et $\bar{s}_i = \bar{S}_i/\bar{S}_0$ qui ne varient qu'entre -1 et 1 . Ces vecteurs de Stokes permettent de réduire à six le nombre de paramètres (par rapport aux huit paramètres initiaux). Dans ces conditions, $s_2 = -1(+1)$ décrit un état circulaire droit (gauche), $s_3 = -1(+1)$ décrit un état rectiligne vertical (horizontal) et $s_1 = -1(+1)$ décrit un état rectiligne à -45 deg ($+45$ deg). La figure 5.1 représente l'état de polarisation de l'onde en fonction de la position sur la sphère de Poincaré.

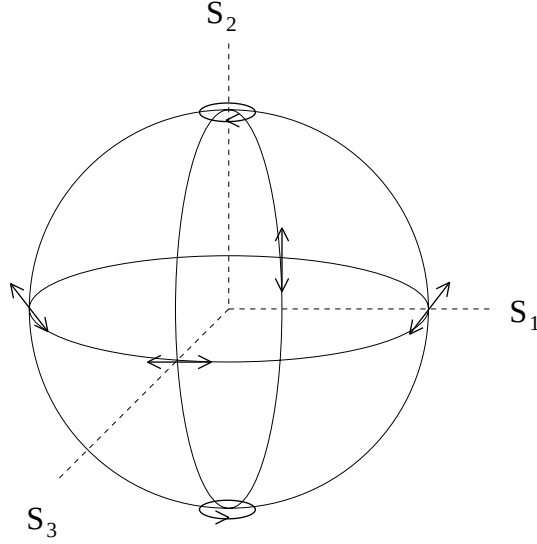


FIG. 5.1 - *Etat de polarisation de l'onde en fonction des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré*

D'après les équations (5.25) à (5.28) nous montrons que l'évolution des vecteurs de Stokes $S = (S_1, S_2, S_3)$ et $\bar{S} = (\bar{S}_1, \bar{S}_2, \bar{S}_3)$ obéit au système d'équations suivant :

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} = \gamma \begin{pmatrix} -\frac{2}{3}S_2S_3 - \frac{4}{3}S_2\bar{S}_3 \\ -\frac{4}{3}\bar{S}_1S_3 + \frac{4}{3}S_1\bar{S}_3 \\ +\frac{2}{3}S_1S_2 + \frac{4}{3}\bar{S}_1S_2 \end{pmatrix} \quad (5.47)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial \eta} = \gamma \begin{pmatrix} -\frac{2}{3}\bar{S}_2\bar{S}_3 - \frac{4}{3}\bar{S}_2S_3 \\ -\frac{4}{3}S_1\bar{S}_3 + \frac{4}{3}\bar{S}_1S_3 \\ +\frac{2}{3}\bar{S}_1\bar{S}_2 + \frac{4}{3}S_1\bar{S}_2 \end{pmatrix} \quad (5.48)$$

Ces équations peuvent s'écrire sous forme matricielle :

$$\frac{\partial S}{\partial \xi} = S \wedge JS + 2S \wedge J\bar{S} \quad (5.49)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial \eta} = \bar{S} \wedge J \bar{S} + 2 \bar{S} \wedge JS \quad (5.50)$$

où :

$$J = \gamma \operatorname{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) \quad (5.51)$$

Les coefficients λ_1 et λ_3 sont relatifs aux interactions entre états de polarisations rectilignes alors que le coefficient λ_2 représente les interactions entre états de polarisation circulaires. Pour une fibre en silice, $\lambda_1 = \lambda_3 = -\frac{2}{3}$ et $\lambda_2 = 0$. On peut donc déjà remarquer que pour une fibre parfaitement isotrope, les états de polarisation circulaires sont des états particuliers puisqu'ils n'interagissent pas entre eux. L'expression des équations de propagation dans la base de Stokes est celle que nous utiliserons par la suite pour effectuer les simulations numériques.

5.2 Recherche de solutions stationnaires

Nous allons maintenant décrire la procédure permettant de trouver des solutions particulières des équations d'évolutions des paramètres de Stokes. A ce stade, le nombre de variables est de six (les six paramètres de Stokes). Ces variables dépendent de deux paramètres : ξ et η . Nous allons considérer maintenant des ondes de type "travelling" en posant [105] :

$$\tau = \frac{\bar{r}}{\bar{K}} \xi + \frac{r}{K} \eta \quad (5.52)$$

avec $r = |S|$ et $\bar{r} = |\bar{S}|$. K et $\bar{K}$ sont des paramètres libres. Avec cette transformation, nous nous limitons à une dépendance vis-à-vis d'une seule variable τ . La figure 5.2 illustre les différents changements de repère. L'inclinaison φ de l'axe des τ par rapport à l'axe des t dépend des valeurs de r , $\bar{r}$, K et $\bar{K}$. Par exemple, en considérant que $r = \bar{r}$ (ce qui revient à dire que les deux ondes ont des puissances identiques), on a :

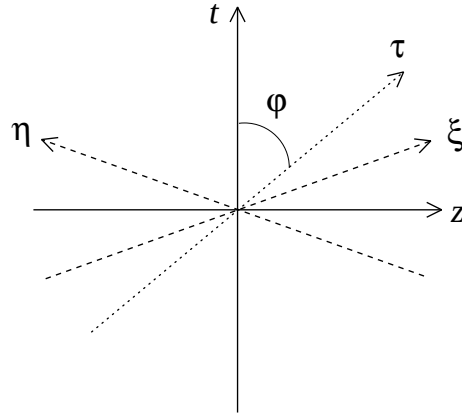
$$\begin{aligned} \varphi = 0 &\Leftrightarrow K = \bar{K} \\ \varphi = \pi/2 &\Leftrightarrow K = -\bar{K} \end{aligned} \quad (5.53)$$

Puisque les solutions que l'on va chercher ne dépendront que de τ , elles seront invariantes dans la direction perpendiculaire à l'axe des τ . Ainsi, si $\varphi = \pi/2$, les solutions seront immobiles car ne varieront pas avec le temps. En revanche si $\varphi = \pi/4$ par exemple, ces solutions se déplaceront vers les z négatifs, d'où le concept d'onde "travelling". Nous obtenons alors :

$$\frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{\bar{K}}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \tau} \quad (5.54)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = \frac{K}{r} \frac{\partial}{\partial \tau} \quad (5.55)$$

Les équations (5.46) et (5.47) deviennent :

FIG. 5.2 - Illustration des différents repères considérés : (z, t) , (η, ξ) et (τ)

$$\begin{cases} \dot{S}_1 = -\frac{2}{3}\gamma\frac{\bar{K}}{\bar{r}}S_2S_3 - \frac{4}{3}\gamma\frac{\bar{K}}{\bar{r}}S_2\bar{S}_3 \\ \dot{S}_2 = -\frac{4}{3}\gamma\frac{\bar{K}}{\bar{r}}\bar{S}_1S_3 + \frac{4}{3}\gamma\frac{\bar{K}}{\bar{r}}S_1\bar{S}_3 \\ \dot{S}_3 = +\frac{2}{3}\gamma\frac{\bar{K}}{\bar{r}}S_1S_2 + \frac{4}{3}\gamma\frac{\bar{K}}{\bar{r}}\bar{S}_1S_2 \end{cases} \quad (5.56)$$

$$\begin{cases} \dot{\bar{S}}_1 = -\frac{2}{3}\gamma\frac{K}{r}\bar{S}_2\bar{S}_3 - \frac{4}{3}\gamma\frac{K}{r}\bar{S}_2S_3 \\ \dot{\bar{S}}_2 = -\frac{4}{3}\gamma\frac{K}{r}S_1\bar{S}_3 + \frac{4}{3}\gamma\frac{K}{r}\bar{S}_1S_3 \\ \dot{\bar{S}}_3 = +\frac{2}{3}\gamma\frac{K}{r}\bar{S}_1\bar{S}_2 + \frac{4}{3}\gamma\frac{K}{r}S_1\bar{S}_2 \end{cases} \quad (5.57)$$

Le point désigne la dérivation par rapport à τ . Pour réduire encore le nombre de variables, nous allons supposer que les ondes sont continues. Dans ce cas, les paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 reposent sur une sphère de rayon constant r . Ceci conduit à [105] :

$$\begin{cases} S_1 = r \sin(\theta) \sin(\Phi) \\ S_2 = r \cos(\theta) \\ S_3 = r \sin(\theta) \cos(\Phi) \end{cases} \quad (5.58)$$

$$\begin{cases} \bar{S}_1 = \bar{r} \sin(\bar{\theta}) \sin(\bar{\Phi}) \\ \bar{S}_2 = \bar{r} \cos(\bar{\theta}) \\ \bar{S}_3 = \bar{r} \sin(\bar{\theta}) \cos(\bar{\Phi}) \end{cases} \quad (5.59)$$

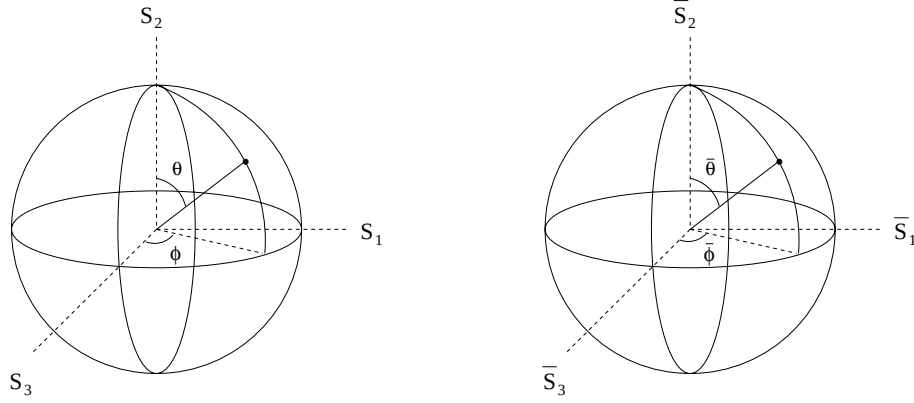


FIG. 5.3 - Définition des nouvelles variables θ , $\bar{\theta}$, Φ et $\bar{\Phi}$ sur les sphères de Poincaré associées aux deux ondes

avec : $\theta \in [0, \pi]$ et $\Phi \in [0, 2\pi]$. En remplaçant ces expressions dans les équations précédentes, les équations de propagation deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\theta} = -\frac{4}{3}\gamma\bar{K}\sin(\bar{\theta})\sin(\Phi - \bar{\Phi}) \\ \dot{\bar{\theta}} = +\frac{4}{3}\gamma K\sin(\theta)\sin(\Phi - \bar{\Phi}) \\ \dot{\Phi} = -\frac{2}{3}\gamma\bar{K}r/\bar{r}\cos(\theta) - \frac{4}{3}\gamma\bar{K}\cotan(\theta)\sin(\bar{\theta})\cos(\Phi - \bar{\Phi}) \\ \dot{\bar{\Phi}} = -\frac{2}{3}\gamma K\bar{r}/r\cos(\bar{\theta}) - \frac{4}{3}\gamma K\cotan(\bar{\theta})\sin(\theta)\cos(\Phi - \bar{\Phi}) \end{array} \right. \quad (5.60)$$

Le système est ainsi réduit de six à quatre variables. Il est encore possible de réduire le nombre de paramètres en remarquant que le système est invariant lorsque Φ et $\bar{\Phi}$ varient de la même manière, c'est à dire que la transformation :

$$F_{\Phi_0} : (\Phi, \bar{\Phi}) \rightarrow (\Phi + \Phi_0, \bar{\Phi} + \Phi_0) \quad (5.61)$$

laisse le système invariant. Ceci s'explique facilement car cette transformation revient à faire tourner la fibre sur elle-même. Le milieu étant isotrope, cela n'a en effet pas d'influence sur la dynamique des ondes. Ceci se vérifie en notant que le système d'équations ne dépend que de $\Phi - \bar{\Phi}$, qui représente la différence d'azimut entre les deux polarisations.

Nous allons maintenant chercher des solutions telles que $\theta = \bar{\theta}$ (ce qui revient à dire que les ondes ont des degrés d'ellipticité identiques pour une valeur de τ donnée), immobiles spatialement ($K = -\bar{K}$) et avec des puissances identiques ($r = -\bar{r}$). En posant :

$$\begin{cases} \alpha = \Phi - \bar{\Phi} \\ \beta = \Phi + \bar{\Phi} \\ \psi = \theta \end{cases} \quad (5.62)$$

le système d'équations se réduit à :

$$\begin{cases} \dot{\psi} = -\frac{4}{3}\gamma\bar{K}\sin(\psi)\sin(\alpha) \\ \dot{\alpha} = -\frac{8}{3}\gamma\bar{K}\cos(\psi)[\cos(\alpha) + \frac{1}{2}] \\ \dot{\beta} = 0 \end{cases} \quad (5.63)$$

D'autre part le système se simplifie pour des solutions telles que $\cos(\alpha) = -1/2$. Les équations ne dépendent plus alors que de la seule variable ψ .

$$\dot{\psi} = -\frac{4}{3}\gamma\bar{K}\sin(\psi)\frac{\sqrt{3}}{2} \quad (5.64)$$

Cette équation s'intègre et l'on obtient [105] :

$$\psi = 2\arctan(\exp(\pm\xi)) \quad (5.65)$$

avec $\xi = \frac{2}{\sqrt{3}}\gamma\bar{K}(\tau - \tau_0) = \frac{2}{\sqrt{3}}\gamma r \frac{n}{c}(z - z_0)$. En reportant cette expression dans les équations (1.60), (1.61) et (1.62), nous obtenons l'expression de la solution dans la base de Stokes :

$$\begin{cases} S_1 = P\operatorname{sech}(\xi)\sin[(\beta_0 + 2\pi/3)/2] \\ S_2 = \pm P\tanh(\xi) \\ S_3 = P\operatorname{sech}(\xi)\cos[(\beta_0 + 2\pi/3)/2] \end{cases} \quad (5.66)$$

$$\begin{cases} \bar{S}_1 = P\operatorname{sech}(\xi)\sin[(\beta_0 - 2\pi/3)/2] \\ \bar{S}_2 = \pm P\tanh(\xi) \\ \bar{S}_3 = P\operatorname{sech}(\xi)\cos[(\beta_0 - 2\pi/3)/2] \end{cases} \quad (5.67)$$

Dans ces expressions β_0 est une constante arbitraire. Ces solutions décrivent un soliton appelé soliton en parois de domaines de polarisation. Il représente une transition spatiale entre deux domaines stables de polarisation. En effet $s_2 = \bar{s}_2 = 1$ quand $z \rightarrow +\infty$ et $s_2 = \bar{s}_2 = -1$ quand $z \rightarrow -\infty$. Dans chacun de ces domaines, les ondes sont donc corotatives. Au milieu de la fibre (en $z=0$), les états de polarisation sont rectilignes. Ils deviennent elliptiques et enfin circulaires au fur et à mesure que l'on se rapproche des extrémités de la fibre supposées infiniment éloignées du centre. Notons que lorsque les deux ondes ont des puissances différentes, il

existe des solutions similaires décrivant une paroi de domaines de polarisation qui se déplace en direction de l'onde la moins intense.

Il faut veiller à ne pas confondre ce soliton avec les solitons en parois de domaines de polarisation temporels étudiés dans la première partie. Ce dernier type de soliton décrivait une transition entre deux domaines constitués chacun d'une seule onde et devait son existence à la compensation de la dispersion par la non linéarité Kerr. Le soliton présenté ici décrit quant à lui une transition entre deux domaines à l'intérieur desquels deux ondes sont présentes simultanément. De plus la dispersion ne rentre pas en compte dans le modèle. Il est donc clair que les mécanismes physiques impliqués ne sont pas les mêmes. Ce soliton en parois de domaines est d'ailleurs analogue aux parois de domaines dans les matériaux ferromagnétiques, si l'on fait une correspondance entre le vecteur de Stokes décrivant l'état de polarisation de la lumière et le vecteur de magnétisation qui obéit à l'équation de Landau et Lifshitz [106].

5.3 Génération d'une paroi de domaines de polarisation

Nous décrivons dans les paragraphes qui suivent deux méthodes permettant de générer une paroi de domaines dans une fibre optique isotrope [107]. Rappelons que des analyses de stabilité ont montré que le seul état propre stable était formé par deux ondes ayant des polarisations corotatives. À l'opposé, deux polarisations circulaires contra-rotatives forment une configuration instable.

5.3.1 Génération par instabilité

L'instabilité résultante de la contra-propagation de deux faisceaux polarisés circulairement en sens opposés peut être exploitée pour inscrire une paroi de domaines à l'intérieur de la fibre. Considérons deux ondes polarisées circulairement et en sens opposés par rapport à un repère absolu. Cette configuration spatiale est temporellement instable. De ce fait, une légère perturbation de cet état initial conduit à la commutation des polarisations des deux faisceaux en sortie de fibre. Une paroi est alors générée séparant deux domaines stables où les ondes sont polarisées corotativement. La figure 5.5 illustre l'évolution des paramètres de Stokes s_2 et $\bar{s}_2$ avec le temps. Les paramètres initiaux utilisés pour la simulation numérique sont : $s_2 = 1$ et $\bar{s}_2 = -0.999$. La commutation est plus clairement visible sur la figure 5.4 qui représente les paramètres de Stokes s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 0$ et $z = 1.45m$. Rappelons que l'onde forward se déplace vers les z croissants et l'onde backward vers les z décroissants et qu'en $z = 0$ ($z = 1.45m$), l'état de polarisation de l'onde forward (backward) est imposé. Chaque onde change son état de polarisation au cours de la propagation. Après une centaine de nanosecondes, le système atteint son état d'équilibre et les ondes sont co-rotatives à chaque extrémité de la fibre.

On pourrait penser qu'en augmentant la longueur de la fibre, le taux de commutation serait

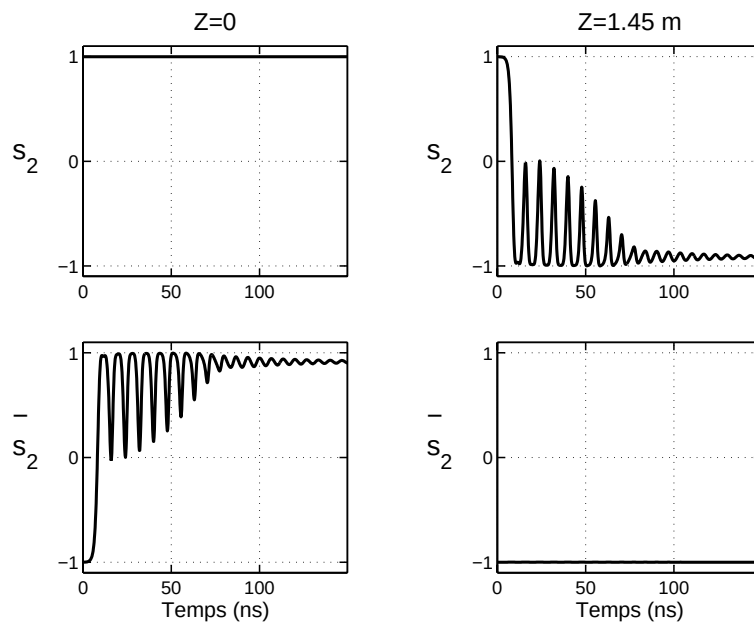


FIG. 5.4 - Génération d'une paroi de domaines par instabilité dans une fibre de 1.45 m et pour une puissance de 100 W sur chaque onde. A gauche, s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 0$. A droite, s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 1.45$ m

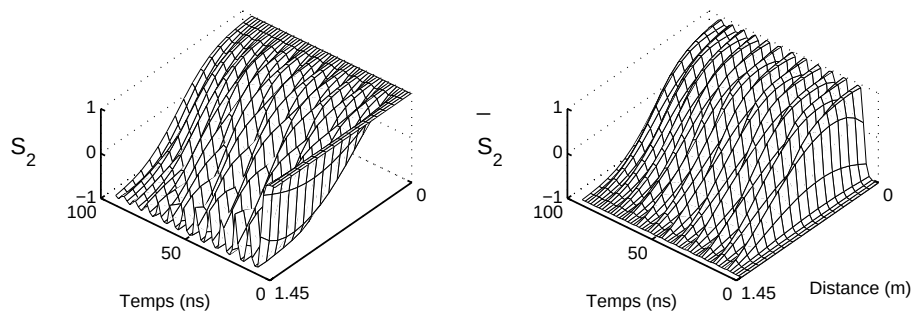


FIG. 5.5 - Génération d'une paroi de domaines par instabilité dans une fibre de 1.45 m et pour une puissance de 100 W sur chaque onde.

plus important. En fait, lorsque la longueur de la fibre devient trop grande, des oscillations temporelles plus importantes apparaissent et le système ne tend plus vers un état d'équilibre. L' amplitude de ces oscillations devient de plus en plus importante au fur et à mesure que la longueur de la fibre augmente. Finalement, pour $L \simeq 3m$, des oscillations erratiques

apparaissent à la sortie de la fibre. Ce comportement chaotique est relatif à la non intégrabilité des équations de propagation [107]. Ce résultat est illustré sur la figure 5.6.

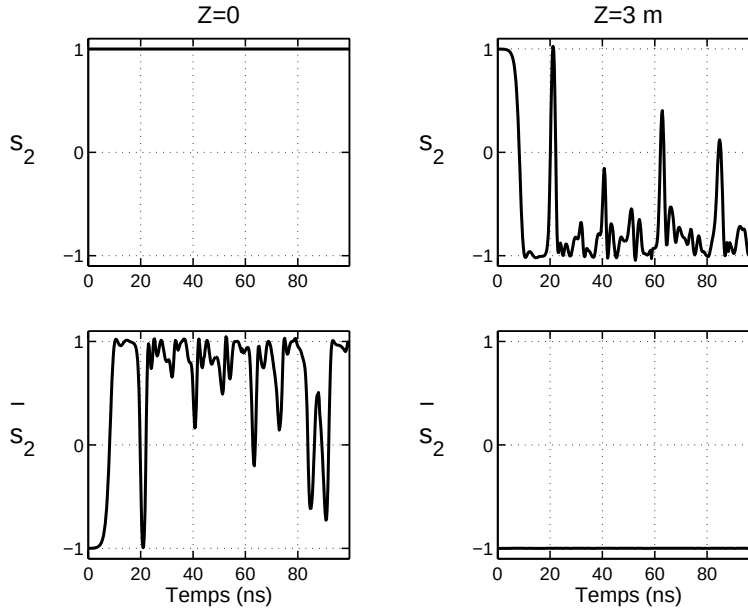


FIG. 5.6 - *Comportement chaotique observé pour une fibre de 3 m et une puissance de 100 W par onde. A gauche, s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 0$. A droite, s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 3\text{ m}$*

5.3.2 Génération par commutation

Il existe une autre manière d'inscrire une paroi de domaines dans la fibre. Considérons comme état initial deux ondes polarisées circulairement dans le même sens (toujours par rapport à un repère absolu). Cette configuration est stable et un domaine uniforme de polarisation est présent dans la fibre. A un instant t_0 , la polarisation de l'onde forward est lentement modifiée à l'entrée de la fibre (figure 5.8). Cette polarisation passe de circulaire gauche à elliptique, rectiligne, elliptique puis finalement circulaire droite. Dans le même temps, la polarisation de l'autre onde est maintenue circulaire gauche. Ainsi que le montre la figure 5.7, les deux ondes ajustent leurs états de polarisation afin d'être co-rotatives et une paroi de domaines est ainsi générée. Cette deuxième méthode donne un résultat plus propre car la commutation est contrôlée. Cependant, elle est plus délicate expérimentalement car si des impulsions nanosecondes sont utilisées (ce qui sera notre cas), le temps de commutation devra être très inférieure à la largeur de ces impulsions. Ceci nécessite des cellules Pockels ayant un taux de commutation inférieur à la nanoseconde. En utilisant des ondes continues, la commutation pourrait s'opérer manuellement et il serait très facile d'inscrire la paroi de domaines à l'intérieur de la fibre.

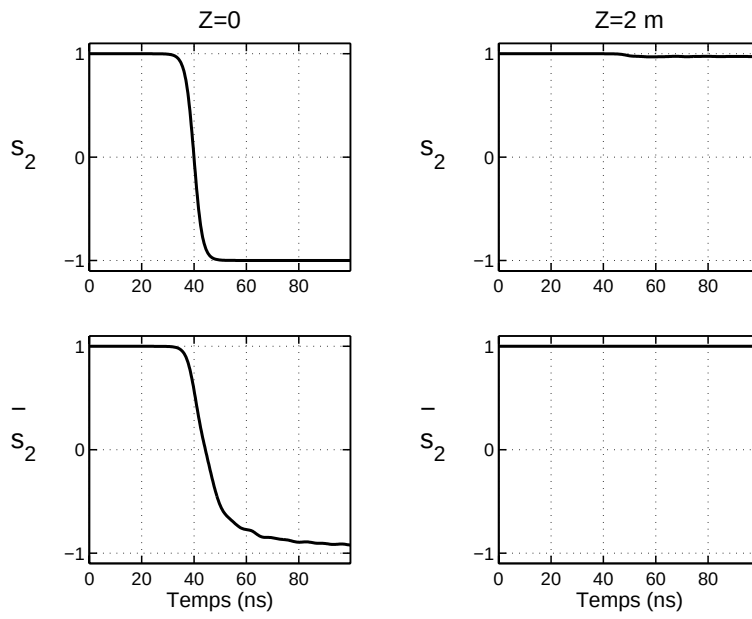


FIG. 5.7 - Génération d'une paroi de domaines par commutation dans une fibre de 2 m et une puissance de 100 W par onde. A gauche, s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 0$. A droite, s_2 et $\bar{s}_2$ en fonction du temps en $z = 2$ m

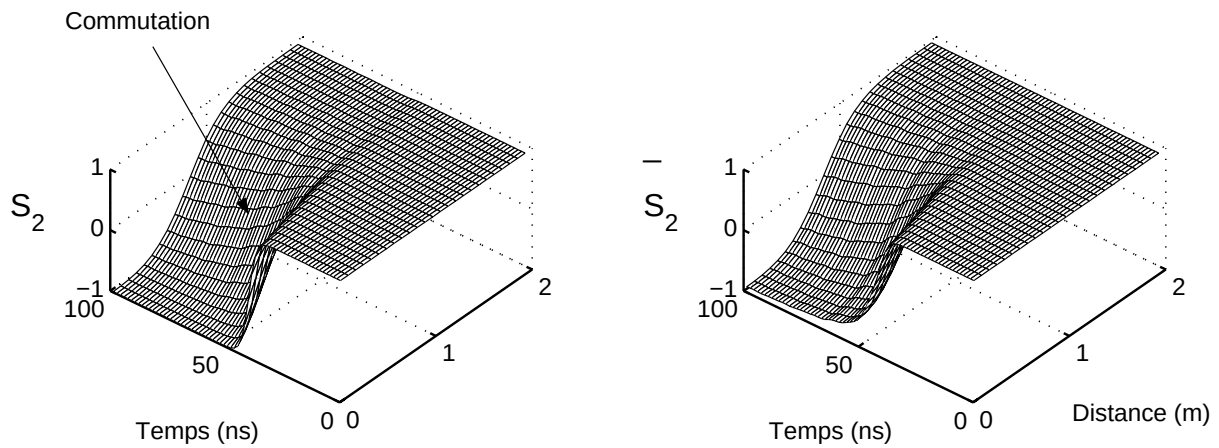


FIG. 5.8 - Génération d'une paroi de domaines par commutation dans une fibre de 2 m et une puissance de 100 W par onde.

Chapitre 6

Parois de domaines de polarisation : expériences

Dans ce chapitre, nous présentons une étude expérimentale dont le premier objectif est la génération d'une paroi de domaines de polarisation par injection de deux faisceaux lasers contra-propagatifs dans une fibre optique isotrope. Ce résultat est complété par une analyse de la stabilité des modes propres de polarisation des deux ondes contra-propagatives, c'est à dire des arrangements de polarisation qui resteraient inchangés lors d'une propagation en l'absence de toute perturbation. Ces états propres sont les suivants : deux polarisations circulaires co-rotatives ($s_2 = \bar{s}_2 = \pm 1$), deux polarisations circulaires contra-rotatives ($s_2 = -\bar{s}_2 = \pm 1$), deux polarisations rectilignes parallèles ($s_1 = \bar{s}_1 = \pm 1$ ou $s_3 = \bar{s}_3 = \pm 1$) et deux polarisations rectilignes orthogonales ($s_1 = -\bar{s}_1 = \pm 1$ ou $s_3 = -\bar{s}_3 = \pm 1$). Nous avons étudié la stabilité de ces quatre états propres de polarisation ainsi que d'un cinquième état formé par une polarisation circulaire et une polarisation rectiligne.

6.1 Remarques préalables

6.1.1 Difficultés particulières liées à l'expérience

Deux principales difficultés sont apparues pour la mise en place de l'expérience. La première concerne la source laser à utiliser et la deuxième est relative à l'isotropie de la fibre.

Les expériences sur les instabilités de polarisation nécessitent des impulsions temporellement et spectralement adéquates. En effet la largeur doit être de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes pour que les impulsions interagissent sur toute la longueur de la fibre et pour que la commutation se manifeste. D'autre part, la largeur spectrale de la source doit être telle que les puissances utilisées soient au dessous du seuil d'apparition de l'effet Brillouin. La diffusion Brillouin stimulée est un processus non linéaire qui se manifeste par la génération d'une onde acoustique et d'une onde Stokes contra-propagative à l'onde incidente et décalée en fréquence d'environ 10 GHz pour une fibre en silice. Cet effet ne se manifeste que lorsque la puissance incidente dépasse un certain seuil. Typiquement, le seuil de puissance est de l'ordre

du milliwatt pour une onde continue. Ce seuil augmente lorsque la largeur spectrale de la pompe devient plus importante. La diffusion Brillouin est un processus particulièrement nuisible pour notre expérience car il entraîne un dépeuplement des ondes pompes très important lorsque le seuil de puissance est franchi. Nous sommes donc confronté au problème d'avoir une source large spectralement et temporellement. Il existe différentes solutions possibles. Une première solution consisterait à utiliser une source continue modulée en phase afin d'en élargir le spectre. Toutefois les puissances accessibles avec des sources continues ne dépassent guère le Watt et une fibre de plusieurs dizaines de mètres serait nécessaire pour observer la commutation des états de polarisation. Or maintenir une isotropie sur une telle distance est difficilement réalisable en pratique. La solution que nous avons envisagée consiste à utiliser des impulsions de plusieurs dizaines de nanosecondes avec des puissances crêtes de l'ordre de la centaine de Watts. Précisons enfin que la longueur d'onde du laser n'est pas un paramètre critique car la valeur de la dispersion chromatique n'est pas prise en compte dans le modèle théorique. Il est toutefois préférable de se placer en régime de dispersion normale afin d'éviter l'apparition de l'instabilité modulationnelle scalaire.

L'autre problème délicat est ensuite de contrôler au mieux l'isotropie de la fibre. La fibre spun utilisée est garantie pour une biréfringence linéaire inférieure à 10^{-8} . Pour nos expériences cette valeur est suffisamment faible pour considérer le milieu comme isotrope. Cependant la moindre courbure ou contrainte peut induire une biréfringence locale susceptible de compromettre l'isotropie de la fibre. La biréfringence linéaire induite par courbure peut être éliminée en maintenant la fibre droite entre les deux supports. Ceci bien sur n'est réalisable en pratique que pour des longueurs de fibres n'excédant pas quelques mètres. Pour minimiser la biréfringence circulaire pouvant être induite par torsion, nous laissons la fibre libre à une extrémité avant de la fixer afin qu'elle reprenne d'elle-même sa forme initiale. Le point le plus délicat concerne la fixation de la fibre aux deux extrémités. Les supports utilisés usuellement exercent des contraintes locales trop fortes qui se traduisent par un changement important de l'état de polarisation en sortie de fibre. Nous avons finalement opté pour un collage des extrémités de la fibre sur les supports. Avec toutes ces précautions, il est possible d'obtenir une fibre possédant une bonne isotropie. Pour une fibre de 1.5 m, le taux d'extinction typique d'une polarisation rectiligne en sortie de fibre est de 1/100 pour un angle de rotation de l'azimut inférieure à un degré.

6.1.2 Analyse numérique de la stabilité

Parallèlement aux expériences, nous avons étudié la stabilité de chacune des configurations en intégrant numériquement les équations d'évolution des paramètres de Stokes (équations 1.49 et 1.50). La méthode utilisée est une méthode standard de différences finies. La longueur de la fibre est fixée à 1.45 m et la puissance de pompe à 80 W. Les conditions aux bords sont imposées en $z=0$ pour l'onde forward et en $z=1.45$ m pour l'onde backward. Pour pouvoir être

comparés avec les observation expérimentales, les états de polarisation seront projetés soit dans la base circulaire soit dans la base rectiligne, selon la configuration étudiée. Les composantes dans la base circulaire s'expriment en fonction des composantes du vecteur de Stokes par les relations suivantes :

$$|U|^2 = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} + S_2}{2} \quad (6.1)$$

$$|V|^2 = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} - S_2}{2} \quad (6.2)$$

Les composantes dans la base rectiligne sont données quant à elles par les formules suivantes :

$$|A_x|^2 = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} + S_3}{2} \quad (6.3)$$

$$|A_y|^2 = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} - S_3}{2} \quad (6.4)$$

6.2 Premier schéma expérimental

Le premier montage expérimental que nous avons mis en place est schématisé sur la figure 6.1. Les impulsions pompes sont obtenues à partir d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence émettant à 532 nm. La cadence de répétition est de 25 Hz. En régime normal, le laser Nd:YAG émet des impulsions d'une largeur d'environ 5 ns à mi-hauteur. Ces impulsions ne sont pas assez longues pour observer une commutation significative de l'état de polarisation. Pour les élargir temporellement, nous avons déréglé la cellule de déclenchement Pockels (Q-Switch delay) du laser. On peut ainsi atteindre des largeurs à mi-hauteur supérieure à 30 ns. La contrepartie est une baisse significative de la puissance crête des impulsions avec des fluctuations de puissance plus importantes. De plus il est alors impossible d'injecter le laser afin de le rendre monomode longitudinal. Ce dernier point n'est pas une limitation pour notre étude car nous avons utilisé le laser en régime multimode afin d'augmenter sa largeur spectrale et d'augmenter ainsi le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée bien au dessus des niveaux de puissance utilisé dans les expériences. Nous avons fixé la largeur des impulsions à 21 ns. Pour cette valeur, la puissance crête en sortie du laser est telle que la puissance maximale injectable dans la fibre n'est environ que de 90 W pour chaque onde.

Le faisceau laser est séparé en deux parties de même intensité à l'aide d'une lame séparatrice. Des diaphragmes sont utilisés pour ajuster la taille du faisceau aux conditions d'injection et permettent ainsi d'augmenter la puissance maximale que l'on peut injecter sans endommager la fibre. Chaque faisceau est alors polarisé rectilignement à l'aide de polariseurs de Glan avant d'être polarisé circulairement par une lame quart d'onde. Les deux ondes ainsi polarisées sont finalement injectées dans une fibre optique faiblement biréfringente de 1.4 m à l'aide d'objectifs

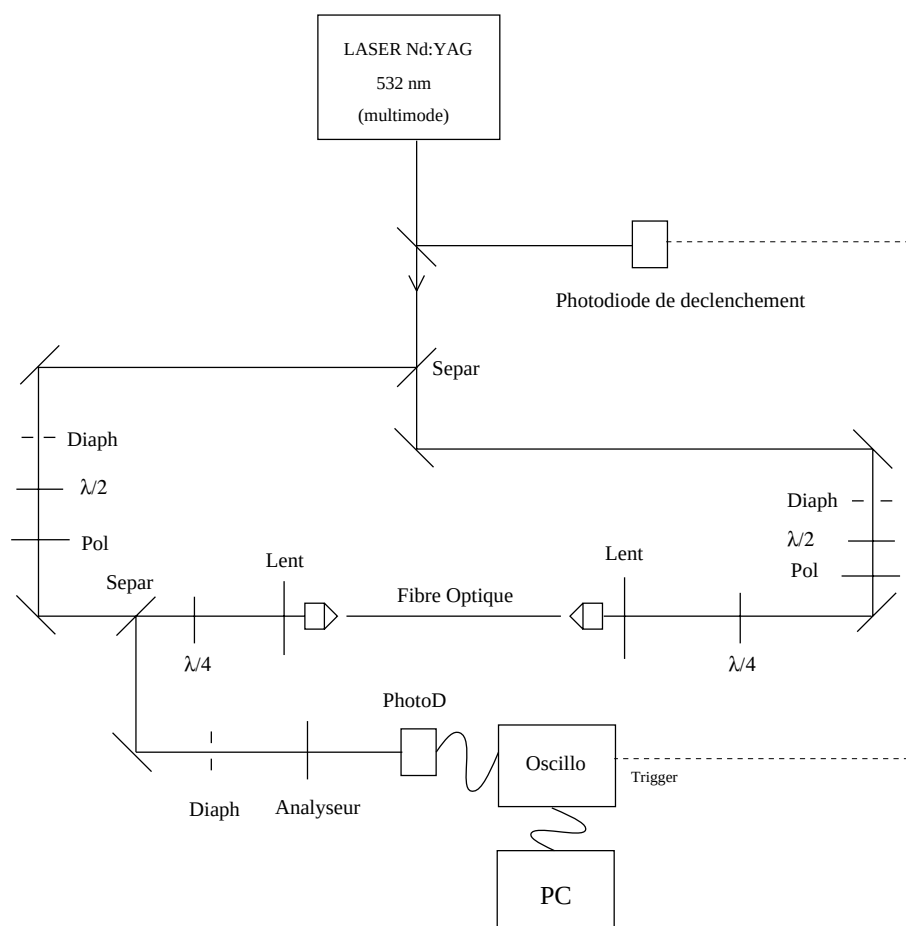


FIG. 6.1 - Schéma du premier montage expérimental. *Separ* : lame séparatrice, *Diaph* : diaphragme, $\lambda/2$: lame demi-onde, *Pol* : Polariseur, $\lambda/4$: lame quart-d'onde, *Lent* : lentille de focale 50 cm, *PhotoD* : photodiode, *Oscillo* : Oscilloscope, *PC* : ordinateur d'acquisition

de microscope $\times 20$. Des lentilles de grande focale (typiquement 50 cm) sont installées sur des supports XY juste avant les objectifs de microscope. Elles permettent d'ajuster très finement l'injection dans la fibre. En sortie de fibre, l'un des deux faisceaux est prélevé à l'aide d'une lame séparatrice. Son état de polarisation est déterminé avec un analyseur A. La lumière du faisceau étudié est détectée par une photodiode et enregistrée par un ordinateur. Nous enregistrons successivement les deux composantes du faisceau forward en l'absence du faisceau backward, puis les deux composantes de ce même faisceau lorsque le faisceau backward est présent. La réflexion de Fresnel de l'onde backward sur l'extrémité de la fibre est également enregistrée afin d'être soustraite au signal obtenu lorsque les deux ondes se propagent. L'étude d'une configuration nécessite donc au minimum six enregistrements en se limitant à n'enregistrer que les deux composantes circulaires orthogonales. Une photodiode située à la sortie du laser Nd:YAG est utilisée pour déclencher l'oscilloscope et permet ainsi de synchroniser temporellement tous les enregistrements. Notons également que les coefficients de réflexion de la lame séparatrice utilisée en sortie de fibre ne sont pas les mêmes selon la direction de la polarisation. Nous avons donc mesuré ces coefficients afin de corriger les signaux enregistrés (typiquement il y a

un facteur dix entre le coefficient de réflexion pour une polarisation horizontale et celui pour une polarisation verticale). Les énergies des impulsions sont mesurées à l'aide d'un puissance-mètre. Une calibration effectuée au préalable permet de remonter à la puissance crête des ondes. Pour l'expérience, on passe de l'état stable à l'état instable en tournant simplement l'une des deux lames quart d'onde de 90 degrés.

6.2.1 Méthode d'analyse de la polarisation

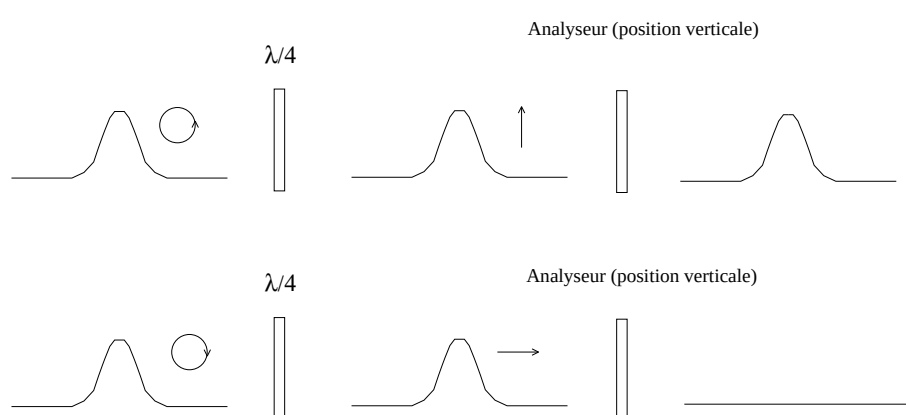


FIG. 6.2 - Sélection de la composante circulaire droite en utilisant l'analyseur en position verticale

Nous précisons ici de quelle manière est analysée la commutation de l'état de polarisation. A la sortie de la fibre, la lumière est recueillie par une lame séparatrice à faible pouvoir réflecteur. Nous avons dans un premier temps mesuré les coefficients de réflexion pour une polarisation verticale et pour une polarisation horizontale afin de recalibrer les résultats. Un polariseur est alors placé soit en position horizontale, soit en position verticale afin de sélectionner l'une des deux composantes de la polarisation de la lumière sortante. L'intensité de la lumière est alors détectée grâce à une photodiode reliée à un oscilloscope. Lorsque la lumière traverse la lame quart-d'onde en sortie de la fibre, nous effectuons les mesures dans la base circulaire. Dans le cas contraire, l'analyse se fait dans la base rectiligne. Les figures 6.2 et 6.3 sont une illustration de la méthode permettant d'analyser chacune des deux composantes circulaires. Nous enregistrons systématiquement le signal obtenu sur chaque composante lorsque l'onde analysée se propage seule afin de contrôler l'isotropie de la fibre et de vérifier que l'état de polarisation est conservé. Nous enregistrons alors le signal présent sur chacune des composantes lorsque les deux ondes se propagent. Nous présenterons donc par la suite chaque résultat expérimental comme l'association de ces quatre enregistrements.

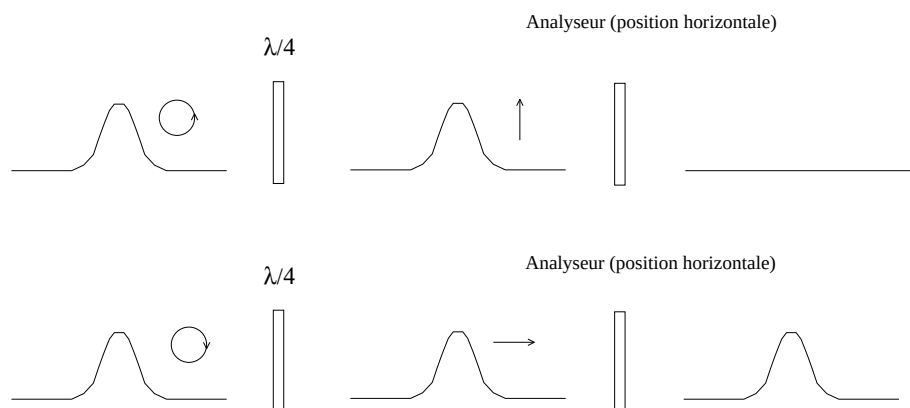


FIG. 6.3 - Sélection de la composante circulaire gauche en utilisant l'analyseur en position horizontale

6.2.2 Résultats

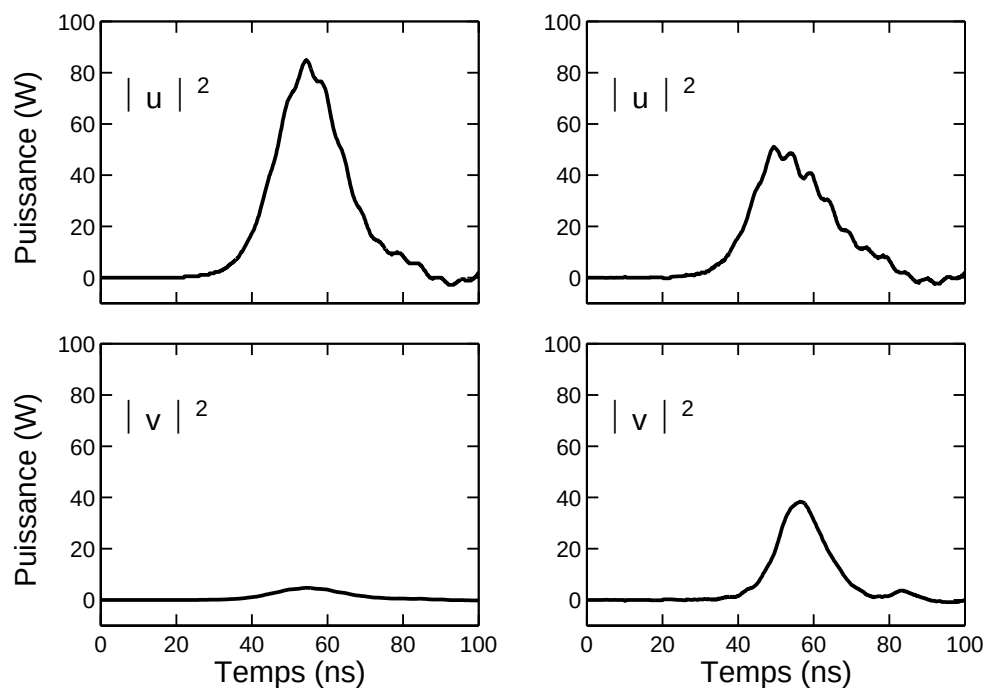


FIG. 6.4 - Polarisation circulaire contra-rotatives : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 85 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward

Notre but avec cette première configuration expérimentale a été d'observer l'instabilité de deux ondes polarisées circulairement en sens opposés. Cette instabilité s'accompagne de la

formation d'une paroi de domaines à l'intérieur de la fibre. Les résultats obtenus pour deux ondes de polarisations contra-rotatives sont illustrés sur la figure 6.4. Les puissances crêtes ont été évaluées à 85 W. Chaque signal enregistré résulte d'une moyenne sur 256 impulsions effectuée par l'oscilloscope. Lorsque l'onde analysée se propage seule dans la fibre, l'état de polarisation à la sortie de la fibre est circulaire : toute l'énergie de l'impulsion se trouve sur la composante $|u|^2$. Seul un léger résidu dû à la non-isotropie parfaite de la fibre est présent sur la composante orthogonale $|v|^2$. Lorsque l'onde contrapropagative est injectée dans la fibre, une commutation de l'état de polarisation se produit. On voit ainsi qu'une partie importante de l'énergie de l'impulsion est transférée sur la composante orthogonale $|v|^2$. Ce transfert s'accompagne naturellement d'une diminution de l'énergie sur la composante $|u|^2$ de telle sorte que l'énergie totale soit conservée. Du fait de la nature impulsionnelle des ondes, la commutation n'est importante qu'au centre de l'impulsion. La figure 6.5 montre les résultats obtenus par intégration numérique des équations d'évolution et en tenant compte de la nature impulsionnelle des ondes. Les courbes en pointillés montrent les profils d'intensité des faisceaux forward et backward avec une puissance crête de 80 W. Les courbes en trait plein illustrent la dépendance temporelle des paramètres s_2 et $\bar{s}_2$. Nous voyons qu'une commutation totale n'est prévue qu'au centre des impulsions.

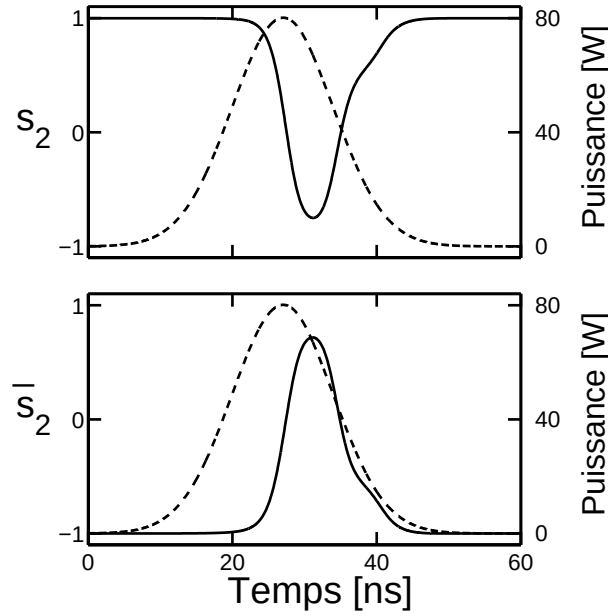


FIG. 6.5 - Génération d'une paroi de domaines avec des impulsions ayant des polarisations circulaires contra-rotatives et $P = \bar{P} = 80$ W : trait pointillé : profils d'intensité des ondes, trait plein : paramètres de Stokes s_2 en sortie de fibre pour l'onde forward (a) et l'onde backward (b). Ces courbes sont obtenues par intégration numérique des équations de propagation.

Avec ce schéma expérimental, la puissance est limitée à cause du dérèglement de la cellule Pockels du laser Nd:YAG et la commutation n'est que de 50 pour cent au centre de l'impulsion.

Cette commutation est cependant une signature évidente de l'instabilité de la configuration où les deux ondes sont contra-rotatives.

6.3 Deuxième schéma expérimental

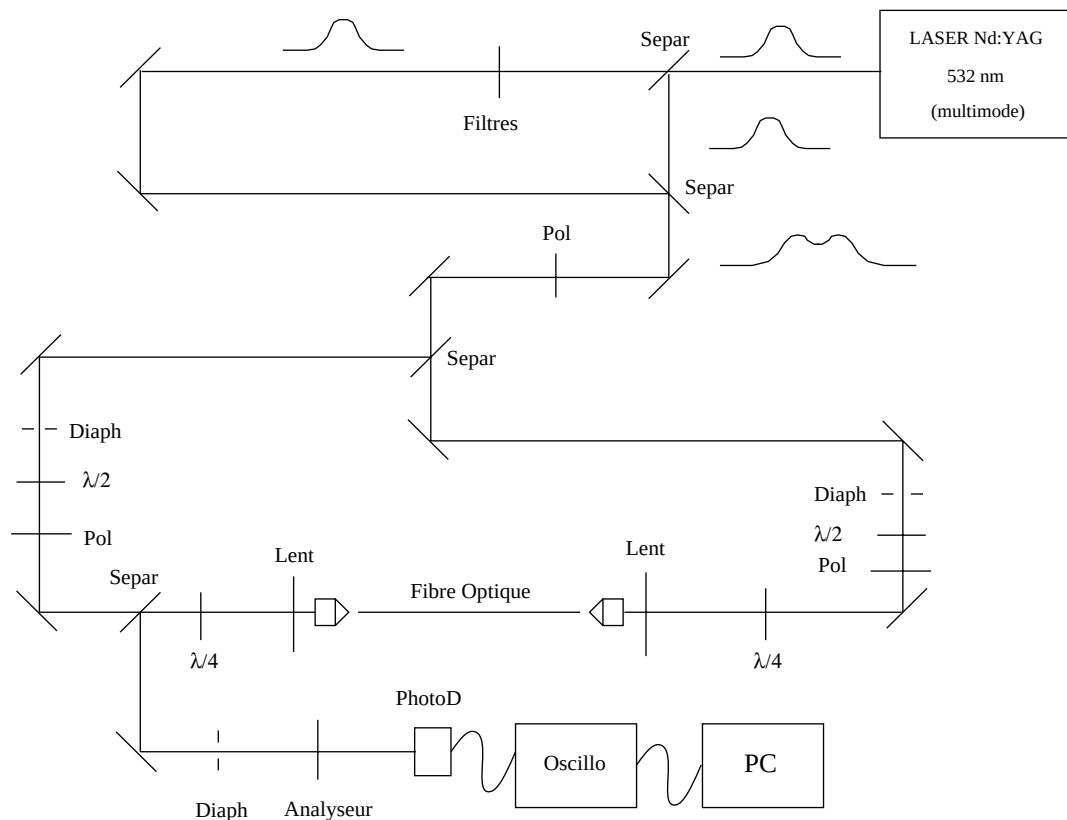


FIG. 6.6 - Schéma du deuxième montage expérimental. *Separ* : lame séparatrice, *Diaph* : diaphragme, $\lambda/2$: lame demi-onde, *Pol* : Polariseur, $\lambda/4$: lame quart-d'onde, *Lent* : lentille de focale 50 cm, *PhotoD* : photodiode, *Oscillo* : Oscilloscope, *PC* : ordinateur d'acquisition

La motivation de refaire un second montage expérimental a été d'étendre les observations à d'autres configurations que celles de deux ondes de polarisation circulaires nécessitant parfois des puissances plus importantes. La principale différence avec le montage précédent réside dans la mise en forme de l'impulsion à la sortie du laser Nd:YAG.

Nous avons dans un premier temps étudié la possibilité d'élargir une impulsion nanoseconde à l'aide d'un interféromètre de Perot-Fabry. L'impulsion incidente provenait d'un OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) et mesurait environ 3 ns de largeur à mi-hauteur pour une largeur spectrale d'une dizaine de cm^{-1} . Avec une cavité d'une longueur de 30 cm, l'impulsion

en sortie du Perot-Fabry mesurait environ 20 ns de large à mi-hauteur. Nous avons abandonné cette solution pour deux raisons : la première est la forme très disymétrique de l'impulsion et la deuxième est la perte de puissance consécutive aux passages dans la cavité Perot-Fabry (typiquement 20 dB de perte).

Dans ce nouveau montage, schématisé sur la figure 6.6 les impulsions de 22 ns sont finalement obtenues en superposant deux impulsions de 11 ns séparées temporellement. Ces deux impulsions sont obtenues en séparant le faisceau incident en deux ondes d'intensités voisines. Un délai optique d'une longueur de 5 m permet de créer un décalage temporel d'environ 17 ns. Les deux impulsions sont alors superposées sur une autre lame séparatrice. Des précautions particulières sont prises pour réaligner aussi parfaitement que possible les deux faisceaux. Ceci est indispensable si l'on désire que les deux impulsions soient injectées identiquement dans la fibre. L'avantage de ce schéma par rapport au précédent est que les puissances crêtes sont beaucoup plus importantes. En effet, lorsque l'on étire l'impulsion de 5 ns à 11 ns (en modifiant le délai de la cellule de déclenchement), la perte de puissance n'est pas trop importante. Par contre, en allongeant les impulsions jusqu'à 21 ns comme nous l'avons fait dans le premier montage, la perte de puissance est considérable.

Le schéma de l'expérience est alors comparable à celui utilisé précédemment. Le laser est toujours utilisé en régime multimode afin d'augmenter le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée. La largeur spectrale des impulsions est de l'ordre du cm^{-1} . Le faisceau laser est séparé en deux parties de même intensité à l'aide d'une lame séparatrice. Chaque faisceau est alors polarisé rectilignement à l'aide des polariseurs de Glan. Des lames quart d'onde sont ensuite utilisées si l'on désire polariser les ondes circulairement. Les deux faisceaux sont finalement injectés dans une fibre optique faiblement birefringente de 1.45 m à l'aide d'objectifs de microscope $\times 20$. En sortie de fibre, l'un des deux faisceaux est prélevé à l'aide d'une lame séparatrice. Son état de polarisation est déterminé avec un analyseur. L'enveloppe temporelle des impulsions est détectée par une photodiode et observée à l'oscilloscope après un moyennage sur 256 impulsions. La fibre est maintenue droite entre les deux supports et collée aux extrémités afin d'éviter toute biréfringence par courbure ou contrainte. La puissance crête est limitée par le seuil de dommage de la fibre (environ 300 W par onde).

Nous allons étudier cinq configurations possibles. Pour chaque cas, nous montrerons d'abord une simulation numérique. L'observation expérimentale des instabilités de polarisation est étudiée en observant l'énergie dans les deux états orthogonaux.

6.3.1 Polarisations circulaires

Considérons pour commencer le cas où les deux ondes sont polarisées avec des états circulaires. Expérimentalement, une lame quart d'onde est placée sur chaque faisceau et l'état de

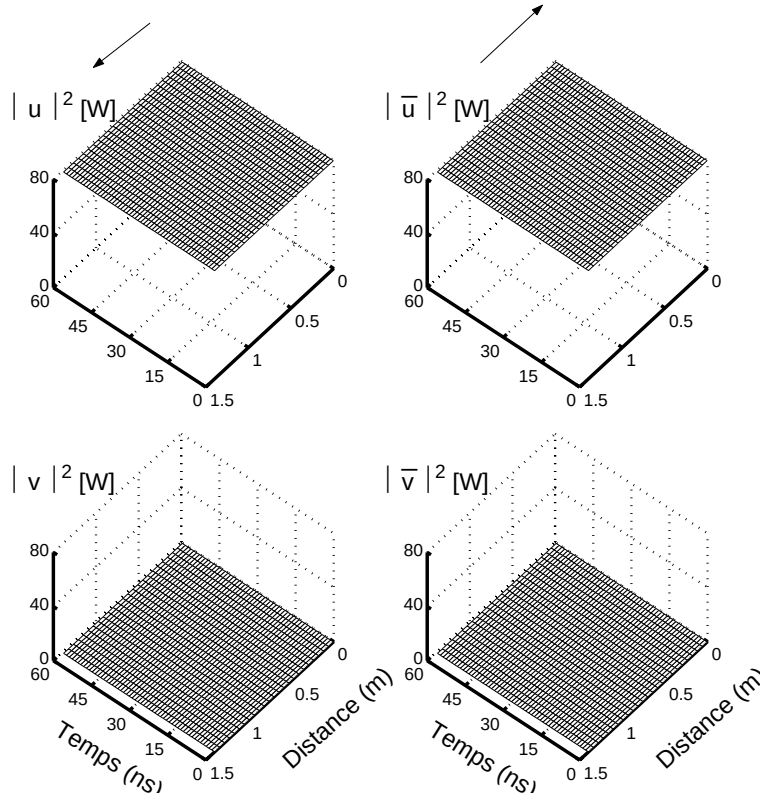


FIG. 6.7 - *Polarisations circulaires co-rotatives : Evolution théorique des puissances dans la base circulaire pour l'onde forward (à gauche) et l'onde backward (à droite) avec $P = \bar{P} = 80 W$*

polarisation est analysé dans la base circulaire ($|u|^2, |v|^2$). L'analyse de la stabilité d'une configuration se fait d'abord numériquement en perturbant légèrement l'état de polarisation de l'une des deux ondes.

Lorsque les deux polarisation sont corotatives, l'état est stable, toute la lumière se propage avec son état de polarisation initial. Un domaine stable de polarisation uniforme est ainsi formé à l'intérieur de la fibre comme le montre la figure 6.7.

Nous avons réalisé expérimentalement cette configuration et nous avons observé sa stabilité à basse et haute puissance. Ces résultats sont illustrés sur les figures 6.8 et 6.9. La présence ou non d'une onde contra-propagative ne modifie pas l'état de polarisation de l'onde analysée.

Lorsque les deux états de polarisation sont contra-rotatifs, la configuration est instable. Ceci est représenté sur la figure 6.10. Les deux ondes tournent leur polarisation pour être corotatives à chaque extrémité de la fibre. En conséquence, une paroi de domaines est formée qui sépare la fibre en deux états stables de polarisation orthogonales. La formation de cette paroi de domaines est liée à l'existence d'une solution de type soliton des équations de propagation.

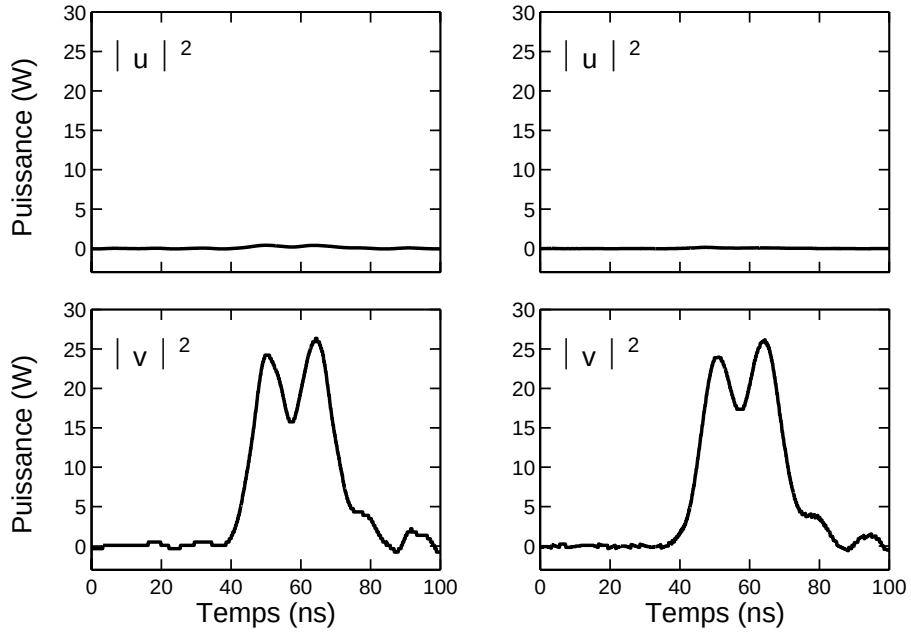


FIG. 6.8 - *Polarisations circulaires co-rotatives : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 26 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

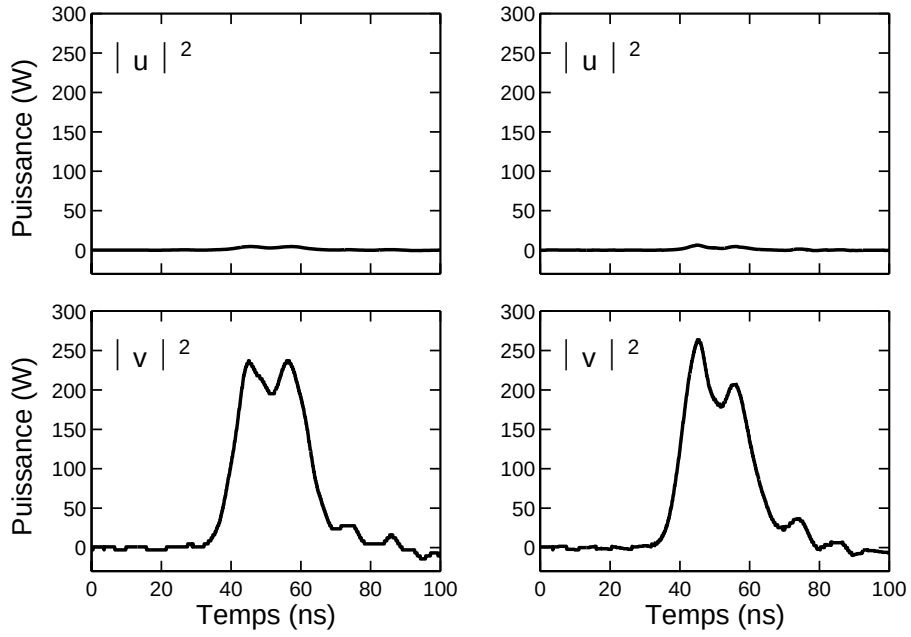


FIG. 6.9 - *Polarisations circulaires co-rotatives : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 235 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

Rappelons la forme analytique de ce soliton :

$$S_2 = -P \tanh(\xi), \quad \bar{S}_2 = -P \tanh(\xi) \quad (6.5)$$

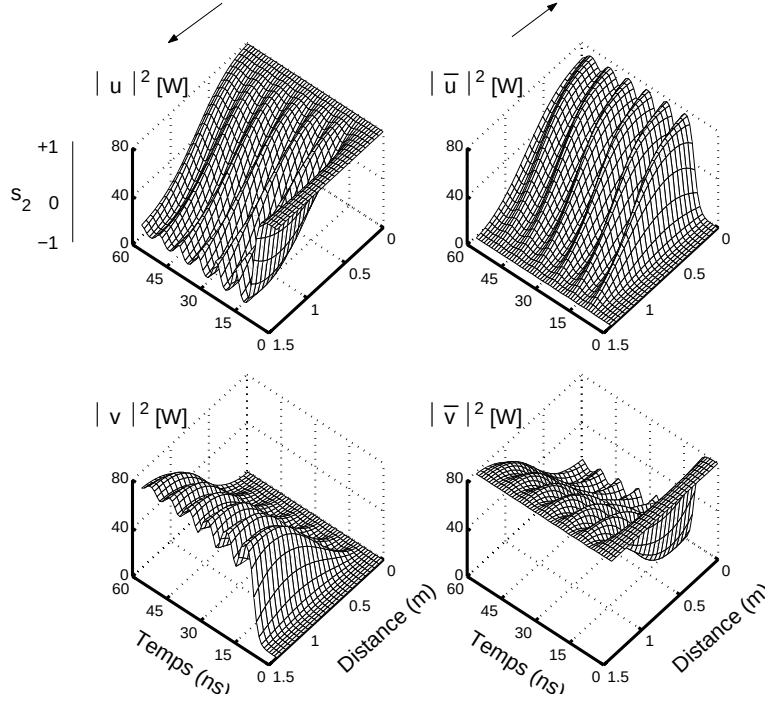


FIG. 6.10 - *Polarisations circulaires contra-rotatives : Evolution théorique des puissances dans la base circulaire pour l'onde forward (à gauche) et l'onde backward (à droite) avec $P = \bar{P} = 80 \text{ W}$*

avec $\xi = \frac{2}{\sqrt{3}}\Gamma P(z - z_0)$. Cette solution décrit clairement la commutation entre deux états de polarisation circulaires orthogonaux : $|u|^2, |\bar{u}|^2 \rightarrow P$ quand $z \rightarrow -\infty$ et $|v|^2, |\bar{v}|^2 \rightarrow P$ quand $z \rightarrow +\infty$. De la relation $\Gamma PL = \sqrt{3} \operatorname{arctanh}(0.9)$, nous obtenons une commutation de 90% avec une longueur de fibre de $L \simeq 1.27 \text{ m}$. C'est typiquement ce que nous observons sur la figure 6.10 pour une longueur de 1.45 m. La formation de la paroi de domaines a une signature particulière qui rend évidente son observation : un faisceau incident polarisés circulairement à droite ressortira polarisé circulairement à gauche et vice et versa. Les résultats de l'expérience sont représentés sur les figures 6.11 et 6.12. A faible puissance, l'état de configuration reste stable (figure 6.11). A haute puissance, nous observons le transfert d'une grande partie de la puissance sur la composante orthogonale à la composante incidente (figure 6.12). Ce résultat est clairement le signe de la formation d'une paroi de domaines qui sépare la fibre en deux états stables de polarisation orthogonales. Un taux de commutation plus important pourrait être observé en augmentant la puissance des impulsions lumineuses injectées. Malheureusement nous sommes limités par le seuil de dommage de la fibre que nous avons estimé être voisin de 300 W.

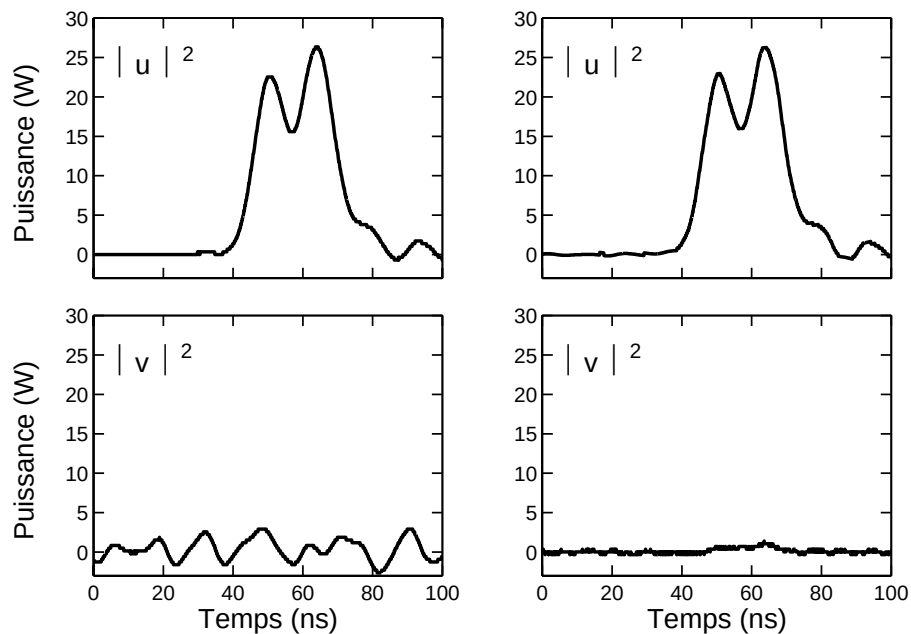


FIG. 6.11 - *Polarisations circulaires contra-rotatives : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 26 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

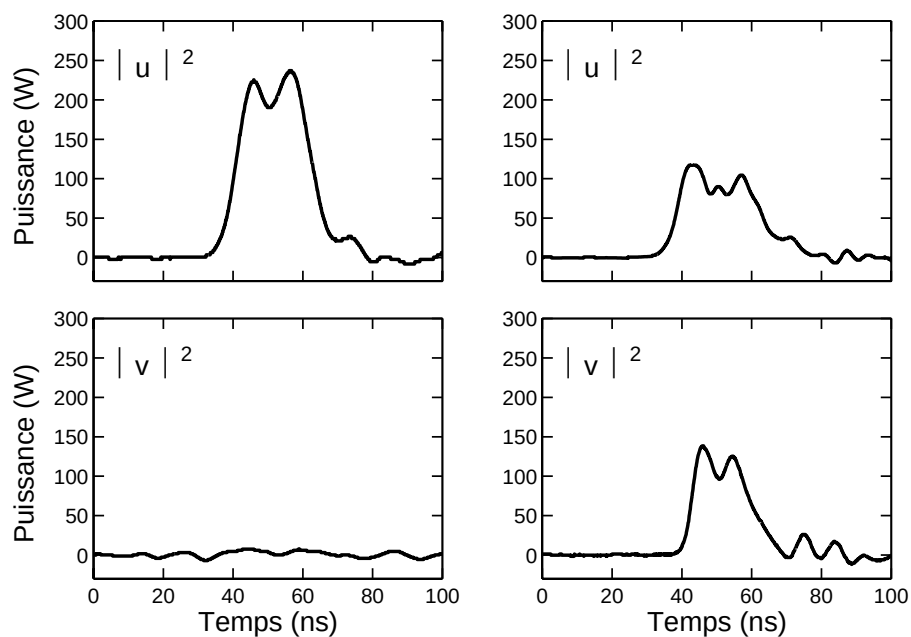


FIG. 6.12 - *Polarisations circulaires contra-rotatives : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 235 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

6.3.2 Polarisation rectilignes

Considérons maintenant le cas où les deux ondes ont des polarisations rectilignes. Dans ce cas, les lames quart d'onde sont retirées de l'expérience. L'état de polarisation est alors analysé

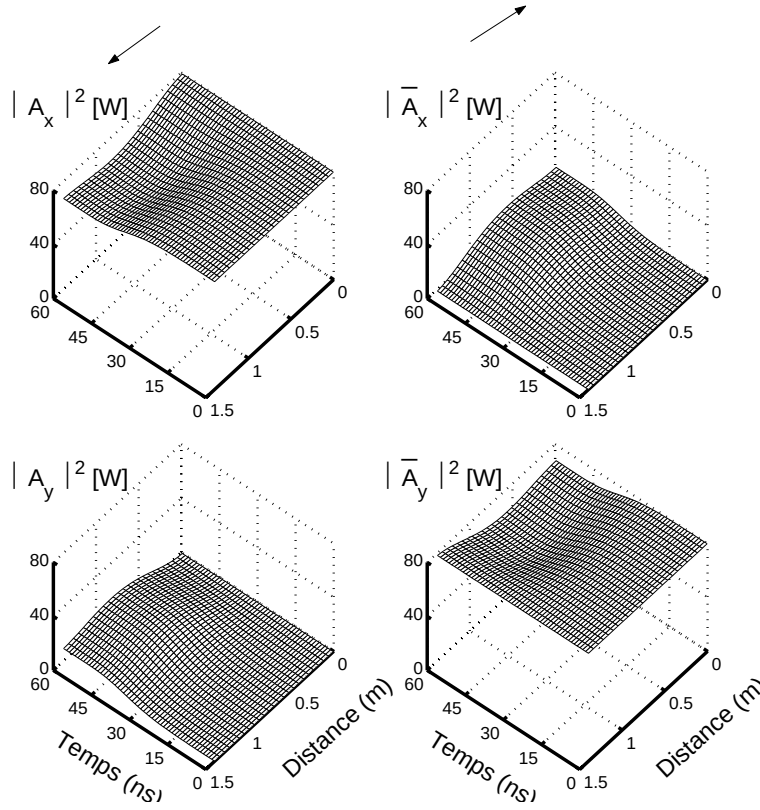


FIG. 6.13 - *Polarisations rectilignes orthogonales : Evolution théorique des puissances dans la base rectiligne pour l'onde forward (à gauche) et l'onde backward (à droite) avec $P = \bar{P} = 80 W$*

dans la base rectiligne ($|A_x|^2, |A_y|^2$).

Analysons dans un premier temps la stabilité en intégrant numériquement les équations d'évolution. La figure 6.13 illustre le cas de deux ondes ayant des états de polarisation rectilignes et orthogonaux alors que la figure 6.14 représente le cas où les polarisations sont parallèles. Nous remarquons déjà que l'instabilité est beaucoup plus importante dans le cas parallèle que dans la configuration orthogonale. Il est alors intéressant de tracer l'évolution de l'état de polarisation de l'onde en sortie de fibre dans le plan (s_1, s_3) de la sphère de Poincaré. La figure 6.15 représente l'état de polarisation en sortie de fibre pour la configuration orthogonale et pour la configuration parallèle. Rappelons que la polarisation est rectiligne lorsque l'extrémité du vecteur de Stokes repose dans le plan (s_1, s_3) (c'est-à-dire sur le cercle en pointillé sur la figure 6.15). Initialement, l'état de polarisation est rectiligne vertical (point A). Puis l'extrémité du vecteur de Stokes évolue avec le temps vers le point B situé lui aussi sur le cercle. L'état de polarisation final est donc également rectiligne. Remarquons également que la trajectoire empruntée dans le cas orthogonal suit le cercle, c'est-à-dire que la polarisation demeure toujours rectiligne. Par contre, la trajectoire est plus complexe dans le cas de deux polarisation parallèles et l'onde passe par un état intermédiaire où la polarisation est elliptique. Par contre l'état fi-

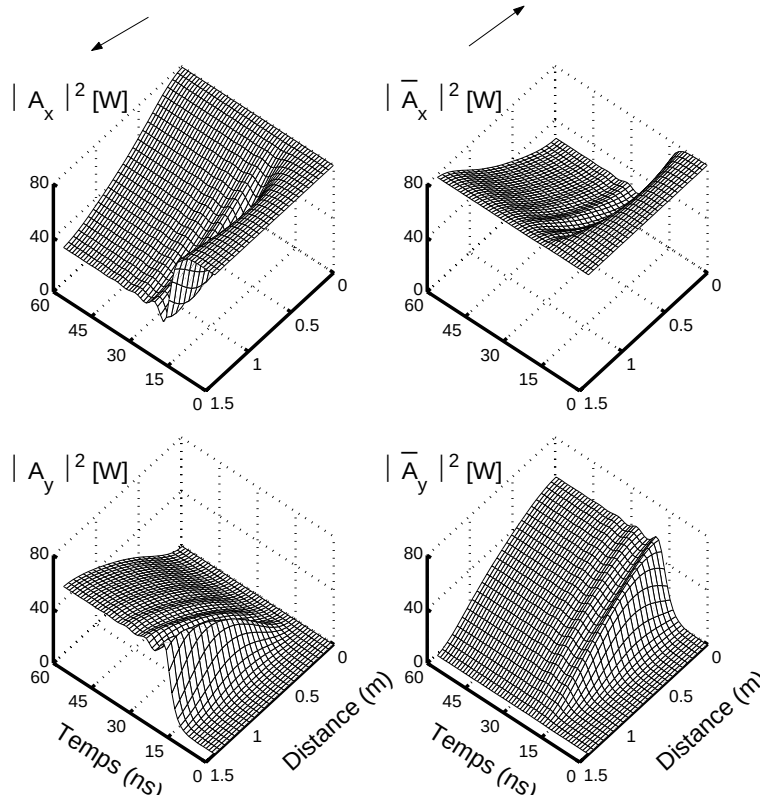


FIG. 6.14 - *Polarisations rectilignes parallèles : Evolution théorique des puissances dans la base rectiligne pour l'onde forward (à gauche) et l'onde backward (à droite) avec $P = \bar{P} = 80 \text{ W}$*

nal est lui aussi rectiligne. La trajectoire exacte dépend en fait de la force de la perturbation initiale. Dans nos simulations, les conditions initiales sont les suivantes : $s_3 = 0.999$ et $\bar{s}_3 = \pm 1$.

Dans les deux cas, l'onde subit une rotation de son état de polarisation. La polarisation est toujours rectiligne mais tournée d'un angle θ . La figure 6.16 représente l'évolution de l'angle de rotation de la polarisation en sortie de fibre en fonction de la puissance des ondes. Ces courbes ont été obtenues en intégrant numériquement les équations de propagation pour différentes puissances et en calculant l'angle de rotation en sortie de fibre obtenu lorsque le système a atteint son point d'équilibre (le point B sur la figure 6.15). Pour les deux configurations, on remarque l'existence d'une puissance seuil à partir de laquelle l'angle de rotation augmente rapidement. Cet effet est plus marqué pour les polarisations orthogonales. Dans ce cas, la puissance seuil est également plus importante. A faible puissance, l'état demeure stable. A haute puissance, une partie de l'énergie est transférée sur l'axe orthogonal.

Les résultats expérimentaux sont illustrés sur les figures 6.17 et 6.18 pour la configuration orthogonale et sur les figures 6.19 et 6.20 pour la configuration parallèle. A faible puissance (26 W sur chaque onde), l'état de polarisation reste stable pour les deux cas. La puissance des deux ondes est en dessous de la puissance seuil. Par contre, lorsque la puissance devient

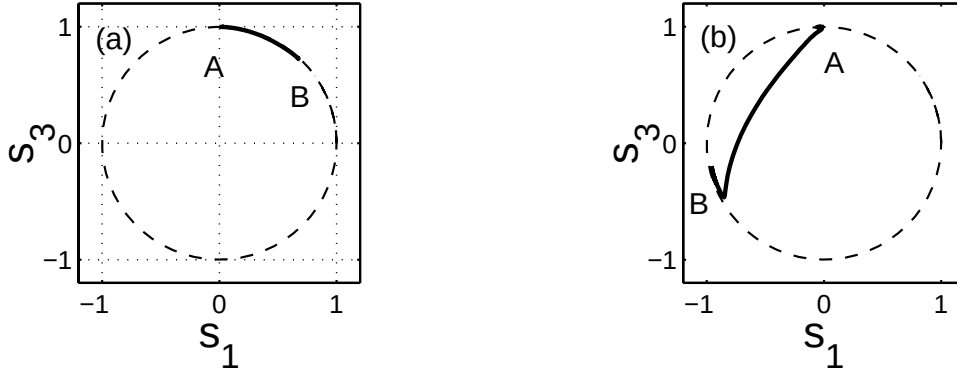


FIG. 6.15 - Evolution de l'état de polarisation dans le plan (s_1, s_3) de l'onde en sortie de fibre pour une puissance de 80 W sur chaque onde. (a) polarisations orthogonales (b) polarisations parallèles

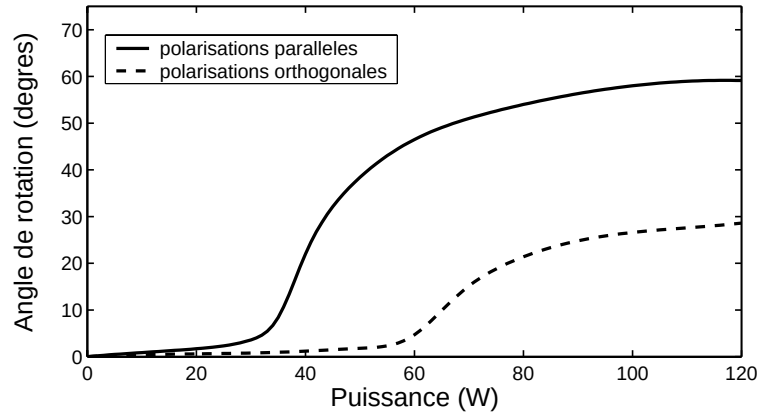


FIG. 6.16 - Evolution de l'angle dont tourne la polarisation en sortie de fibre en fonction de la puissance des ondes. En trait plein : polarisations parallèles, en trait pointillé : polarisations orthogonales

importante, nous observons un transfert d'énergie de la composante verticale sur la composante horizontale. Comme prévu par la théorie, ce transfert est plus important dans le cas où les deux ondes ont des polarisations parallèles.

Notons que la puissance crête est limitée par l'apparition de l'instabilité modulationnelle de Berkhoer et Zakharov qui apparait lorsqu'une onde polarisée rectilignement se propage dans une fibre optique isotrope [28]. Pour une fibre de 1.5 m, des raies d'instabilité apparaissent à partir de 150 W.

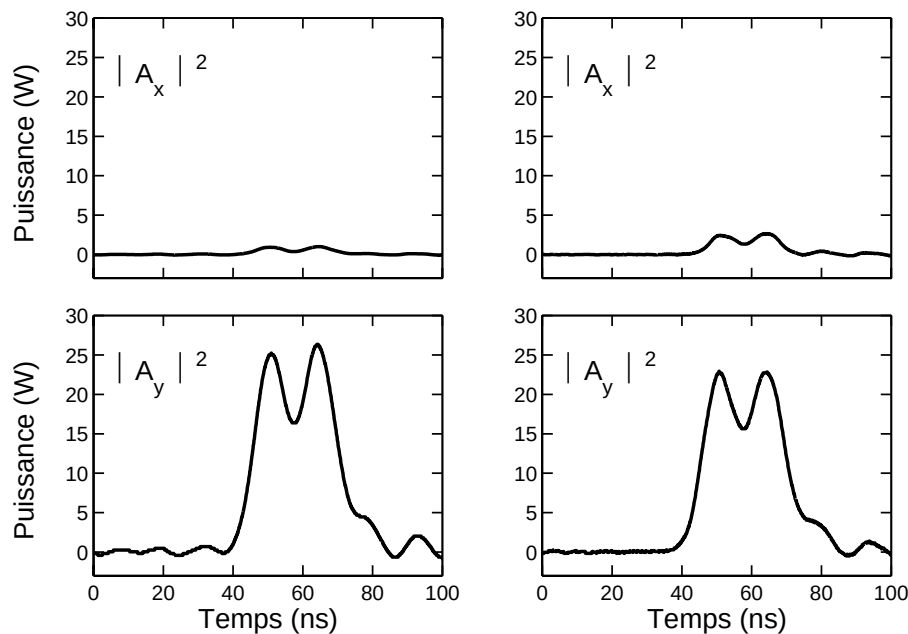


FIG. 6.17 - *Polarisations rectilignes orthogonales : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base rectiligne pour $P = \bar{P} = 26\text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

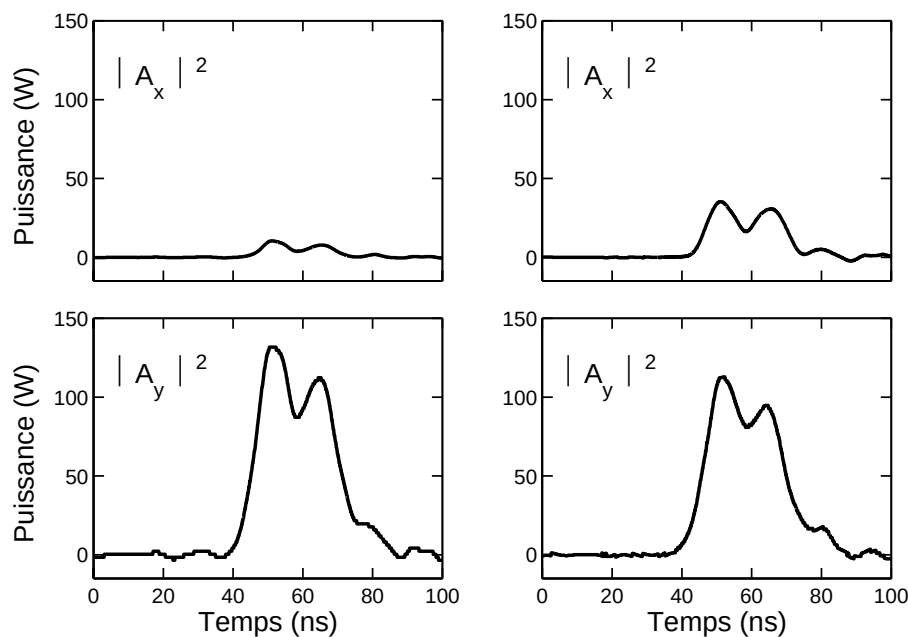


FIG. 6.18 - *Polarisations rectilignes orthogonales : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base rectiligne pour $P = \bar{P} = 130\text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

6.3.3 Polarisation rectiligne et circulaire

Analysons enfin l'instabilité de la configuration formée par une onde de polarisation rectiligne et une onde de polarisation circulaire. Dans cette situation, nous avons analysé l'état de

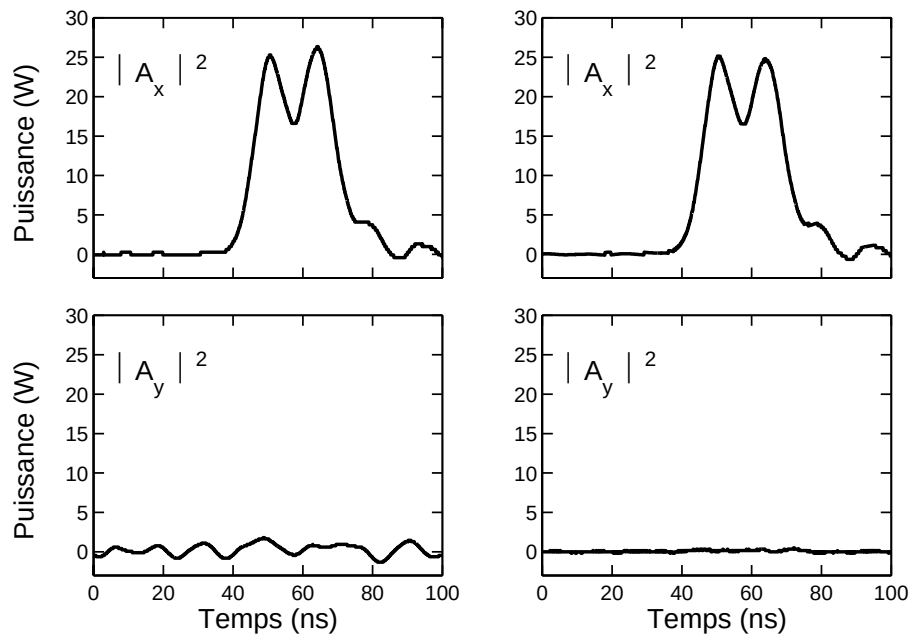


FIG. 6.19 - *Polarisations rectilignes parallèles : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base rectiligne pour $P = \bar{P} = 26 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

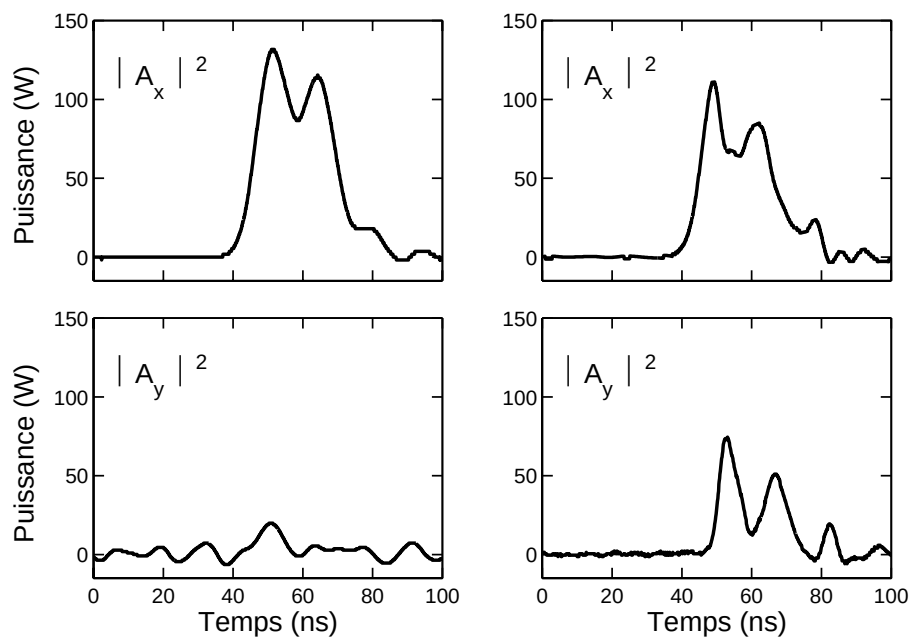


FIG. 6.20 - *Polarisations rectilignes parallèles : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base rectiligne pour $P = \bar{P} = 130 \text{ W}$: à gauche en l'absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

polarisation dans la base circulaire ($|u|^2, |v|^2$) car la lumière du faisceau étudié traverse une lame quart d'onde en sortie de la fibre. L'évolution théorique est représentée sur la figure 6.21.

On va particulièrement s'intéresser à l'onde forward polarisée rectilignement en entrée de la fibre. Nous observons que son état de polarisation en sortie de fibre devient rapidement circulaire puisque toute la puissance, initialement répartie sur les deux composantes circulaires, est transférée sur la composante $|v|^2$. Dans le même temps, l'onde backward voit sa polarisation évoluer de circulaire à rectiligne.

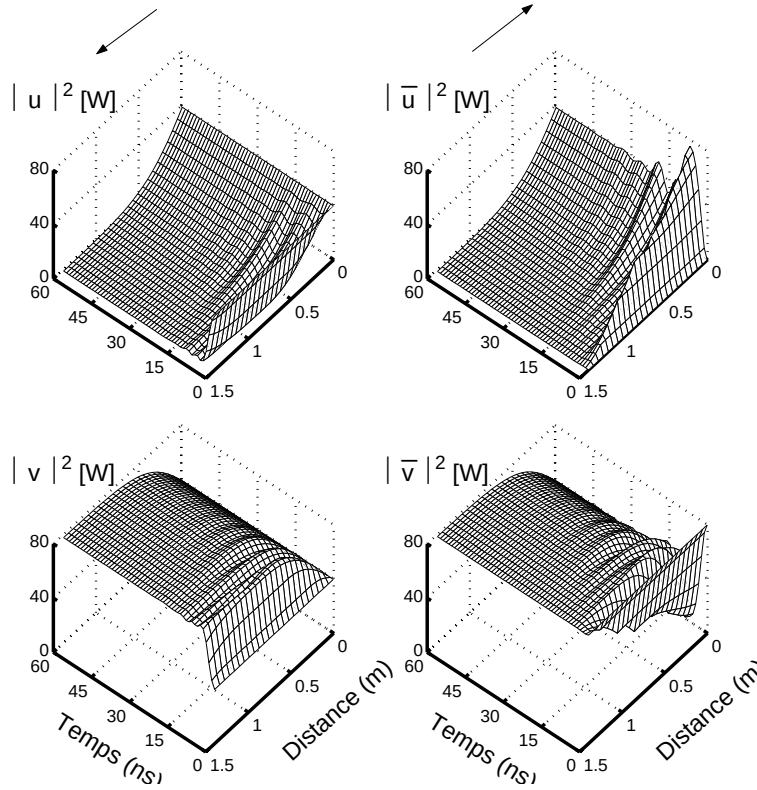


FIG. 6.21 - *Polarisations rectiligne-circulaire : Evolution théorique des puissances dans la base circulaire pour l'onde forward (à gauche) et l'onde backward (à droite) avec $P = \bar{P} = 80$ W*

Les résultats expérimentaux sont visibles sur les figures 6.22 et 6.23. Nous ne nous intéressons qu'à l'onde forward polarisée rectilignement. Lorsqu'elle se propage seule dans la fibre, son état de polarisation est conservé et la puissance est répartie sur les deux composantes circulaires. En présence de l'onde backward, nous observons un transfert de la puissance sur la composante circulaire $|v|^2$. Les deux ondes sont ainsi co-rotatives à cette extrémité de la fibre. La lumière voit donc son état de polarisation passé de rectiligne à circulaire. En fait, l'état de polarisation circulaire de l'onde backward agit comme un attracteur pour tout état de polarisation de l'onde forward : si le niveau de puissance est suffisamment important, l'état de polarisation de l'onde forward en sortie sera toujours circulaire, et ce quelle que soit la polarisation en entrée. De plus, cette transformation se fait sans perte de puissance.

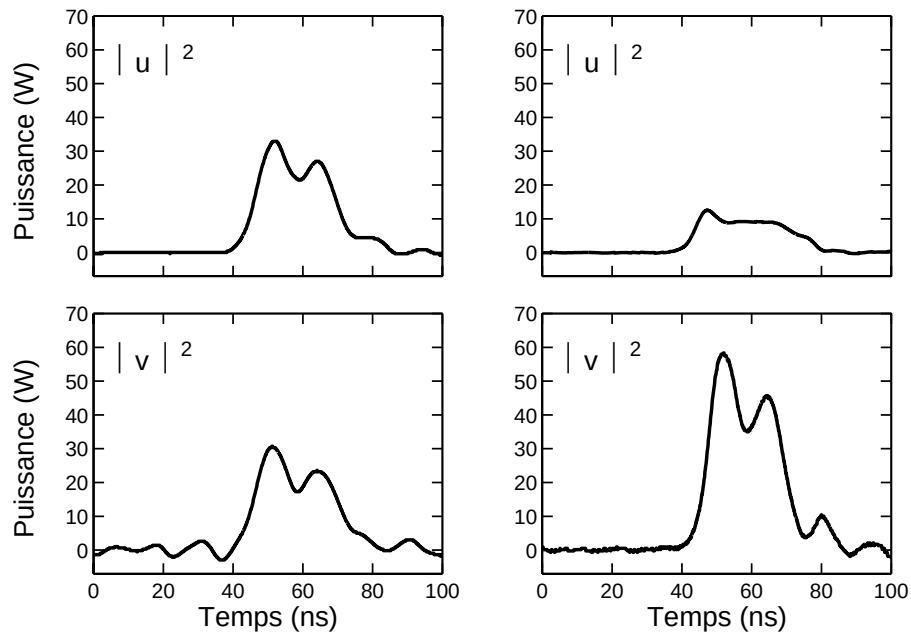


FIG. 6.22 - *Polarisations rectiligne-circulaire : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 65\text{ W}$: à gauche en absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

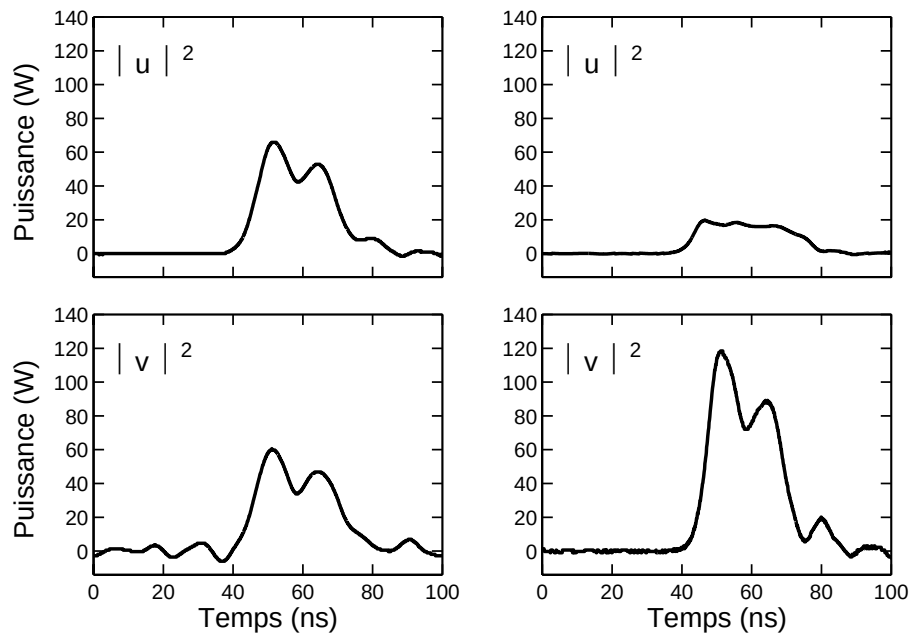


FIG. 6.23 - *Polarisations rectiligne-circulaire : Puissance mesurée pour l'onde forward dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 130\text{ W}$: à gauche en absence de l'onde backward, à droite en présence de l'onde backward*

6.4 Conclusion et perspectives

Nous avons étudié la stabilité des états de polarisation de deux ondes se propageant en sens opposé dans une fibre optique isotrope. Toute nos observations expérimentales sont en bon

accord qualitatif avec les prédictions numériques. Nous avons en particulier observé que seule une configuration était stable : celle formée par deux ondes ayant des polarisations circulaires co-rotatives. Toute autre configuration est soumise à une instabilité dès que la puissance des ondes devient trop importante.

Nous avons également mis en évidence la formation d'un "soliton" en paroi de domaines créé en injectant dans la fibre deux ondes avec des polarisations circulaires contra-rotatives. La paroi sépare deux domaines uniformes et stables de polarisation à l'intérieur desquels les deux ondes sont co-rotatives. Dans le cas d'une fibre de longueur infinie, cette paroi est une solution particulière des équations de propagation appelée soliton en parois de domaines de polarisation.

Le cas où les deux ondes ont des polarisations rectilignes a également été abordé expérimentalement. Le système se révèle plus instable pour les polarisations parallèles que pour les polarisations orthogonales. Dans les deux situations, les simulations numériques montrent que chaque onde reste polarisée rectilignement mais que la direction de polarisation est tournée en sortie de fibre. L'angle de rotation est fonction de la puissance des ondes injectées.

Enfin, nous avons étudié la configuration où une onde est polarisée circulairement et l'autre onde est polarisée rectilignement. Nous observons que cette dernière onde voit sa polarisation passer de l'état rectiligne à l'état circulaire. L'état de polarisation circulaire agit en fait comme un attracteur pour l'onde se propageant en sens inverse. Cette propriété est particulièrement intéressante pour la réalisation d'un polariseur non-linéaire.

Les résultats obtenus pourraient être améliorés en utilisant des sources lasers continues. En modulant la phase de l'onde, on pourrait élargir son spectre et s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée. Il faudrait dans ce cas être capable de maîtriser l'isotropie de la fibre sur plusieurs dizaines de mètres. Des résultats obtenus par P. Kockaert et M. Haelterman ont montré qu'il était possible d'obtenir une isotropie effective sur 50 m avec une fibre spun semblable à celle que nous avons utilisée [78]. L'observation des phénomènes chaotiques seraient alors possible en utilisant des sources dont le profil temporel est lisse et avec des détecteurs avec un temps de réponse inférieur à la période des oscillations. La technique FROG pourrait également être utilisée pour caractériser les modulations chaotiques des composantes de polarisation.

Conclusion

Ce travail de thèse a porté sur une étude essentiellement expérimentale des solitons en parois de domaines. Les résultats obtenus ont permis de conforter un certain nombre de prévisions théoriques.

Dans la première partie, nous avons étudié l'instabilité modulationnelle dans une fibre optique bimodale. Le processus a d'abord fait l'objet d'une étude théorique basée sur une analyse linéaire de la stabilité des équations de propagation. Une première expérience a permis de mesurer l'évolution de la fréquence de modulation avec la longueur d'onde. Ces résultats, en bon accord avec les prévisions théoriques, nous ont permis de déterminer avec précision la longueur d'onde pour laquelle les deux modes ont des vitesses de groupe identiques. Nous avons alors mis en évidence l'instabilité modulationnelle de Berkhoer et Zakharov prédite en 1970 et jusque là non observée. Cette instabilité apparaît lorsque les deux ondes se propagent avec des vitesses de groupe identiques lorsque le coefficient d'inter-modulation de phase est supérieur au coefficient d'auto-modulation de phase. Une forte dépendance de la fréquence de modulation avec la puissance a été observée expérimentalement [108]. Ce résultat est caractéristique de l'instabilité de Berkhoer et Zakharov dans laquelle la dispersion est uniquement compensée par la non linéarité Kerr. Nous avons également démontré que l'instabilité modulationnelle spontanée pouvait conduire à la suppression paramétrique de la raie Raman associée au mode LP_{11} [109]. Dans la chapitre suivant, nous nous sommes alors intéressé à la génération expérimentale de parois de domaines. L'existence de ce nouveau type de soliton associé à l'instabilité de Berkhoer et Zakharov a été prédite en 1994 par Haelterman et Sheppard [55] mais aucune étude expérimentale n'avait été conduite jusqu'alors. La génération de ces parois de domaines s'est d'abord effectuée dans la fibre bimodale, comme suite logique de l'étude sur l'instabilité modulationnelle spontanée. Les parois ont été générées par instabilité induite en injectant en plus de la pompe une onde signal de faible amplitude et décalée en fréquence. Les impulsions obtenues en sortie de fibre ont été caractérisées par des mesures de la fonction d'autocorrélation en intensité et du spectre en puissance [82]. Face aux difficultés intrinsèques liées à l'utilisation d'une fibre bimodale, nous avons alors reconduit ces expériences dans une fibre optique isotrope. Des parois de domaines représentant une transition entre deux états de polarisation circulaires orthogonaux ont été générées avec un débit de 0.6 THz [78]. L'utilisation d'un dispositif FROG a permis l'observation directe de l'intensité et de la phase des structures obtenues [81]. Ces résultats sont encourageants et contribueront, nous l'espérons, à la poursuite de travaux sur l'utilisation des solitons en parois de domaines pour les systèmes de télécommunications. Il reste encore de nombreux problèmes à résoudre comme le codage de ces trains de parois de domaines afin de transmettre l'information. Le dernier chapitre de cette première partie a été consacré à une étude théorique, réalisée en collaboration avec Marc Haelterman (Université Libre de Bruxelles), sur l'existence des parois de domaines en présence de la diffusion Raman. Les résultats obtenus constituent une extension au cas vectoriel des travaux de Y. Kivshar sur les ondes de chocs induites par effet Raman. Nous avons montré par une analyse relativement simple que les équations de propagation admettaient encore comme solution un soliton en parois

de domaines. Les termes Raman ne se manifestent que par une modification de la puissance dans chacun des domaines. L'existence d'un nouveau type d'onde solitaire a également été mis en évidence. Il reste maintenant à étudier la stabilité de ces solutions.

La deuxième partie de ce travail de thèse est consacrée aux instabilités de polarisation qui apparaissent lorsque deux ondes se propagent en sens opposés dans une fibre optique isotrope. Une première expérience a porté sur la génération d'un soliton en paroi de domaines de polarisation. En injectant dans la fibre optique deux faisceaux lasers de polarisation circulaires contra-rotatives, nous avons observé une commutation de l'état de polarisation des deux ondes [110]. Cette commutation est associée à la formation d'un soliton en parois de domaines prédit par Mikhailov et Zakharov en 1987. L'utilisation de ce soliton en paroi de domaines pour des mémoires optiques a été évoquée par Wabnitz et Daino [107]. Cette étude a été complétée par un second montage expérimental où cinq arrangements différents des états de polarisation ont été étudiés. Nous avons vérifié que conformément à la théorie, le seul état stable était celui formé par deux polarisations circulaires et co-rotatives. Les instabilités observées peuvent évidemment s'avérer nuisibles à la contra-propagation de deux faisceaux dans tout milieu diélectrique isotrope et seule l'utilisation de polarisations circulaires co-rotatives permet de s'en affranchir. Nous avons enfin mis en évidence le rôle particulier de l'état de polarisation circulaire qui agit comme un attracteur pour l'état de polarisation de l'onde contra-propagative. Cette propriété est particulièrement intéressante pour la mise au point d'un polariseur non-linéaire.

En perspective directe, nous pensons que l'utilisation de lasers continus devrait améliorer significativement la comparaison quantitative entre l'expérience et la théorie. L'inscription du soliton en paroi de domaines pourrait se faire manuellement en tournant simplement la lame quart d'onde de 90 degrés. Rappelons que la théorie prévoit également un déplacement de la paroi de domaines à l'intérieur de la fibre lorsque les deux ondes ont des puissances différentes. Ce phénomène pourrait être observé expérimentalement en prélevant une portion d'un des faisceaux au milieu de la fibre (à l'aide d'un coupleur 95/5 par exemple). En analysant l'état de polarisation de cette onde, nous devrions observer le déplacement du soliton en parois de domaines à une vitesse déterminée par le rapport de puissance des deux faisceaux lasers. Il serait enfin envisageable de réaliser une observation expérimentale du comportement chaotique des états de polarisation des ondes qui apparaît pour des grandes longueurs de fibre (voir figure 5.6).

Nous envisageons plusieurs extensions à ce travail :

Afin de rendre crédible pour des applications, les résultats obtenus sur les parois de domaines temporelles dans la fibre isotrope, il serait nécessaire de les reproduire aux longueurs d'ondes utilisées par les systèmes de télécommunications : $\lambda \simeq 1550 \mu m$. En utilisant des fibres à dispersion décalée, il est possible d'obtenir un régime de dispersion normale à cette longueur d'onde et de propager des parois de domaines. La figure 6.24 représente la propagation d'un

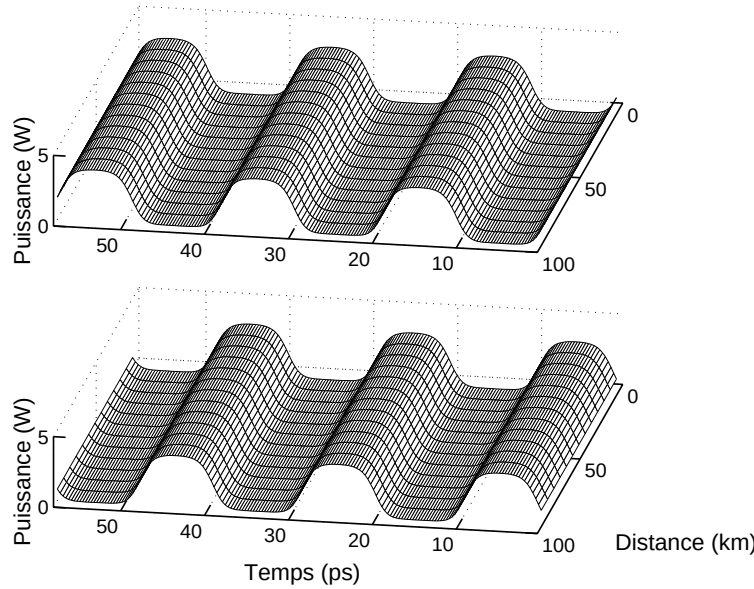


FIG. 6.24 - *Propagation d'un train de solitons en parois de domaines à la longueur d'onde telecom : $\lambda = 1550 \text{ nm}$.*

train de parois de domaines dans une telle fibre sur une distance de 100 km. Le débit est de 50 Gbit/s et la puissance crête des impulsions est d'environ 4 W (les paramètres typiques d'une fibre à dispersion décalée à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ sont les suivants : $\beta_2 = 21.7 \text{ ps}^2/\text{km}$, $A_{\text{eff}} = 25 \mu\text{m}^2$ et $n_2 = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$). Notons que le niveau de puissance pourrait être réduit en utilisant des fibres à très forte non linéarité. Des études numériques de la propagation de ces parois de domaines sur des lignes de transmission ont montré une grande stabilité et une gigue temporelle très faible [54]. Il existe à notre connaissance trois types de systèmes à fibre optique susceptibles de propager des parois de domaines : la fibre bimodale avec des domaines de modes transverses, la fibre isotrope avec des domaines de polarisation et une fibre ayant un profil d'indice particulier (en W) avec des domaines de couleur [54]. La fibre isotrope semble actuellement la plus probante.

L'utilisation de sources lasers continues permettraient d'améliorer les résultats sur la génération des parois de domaines. Il serait alors envisageable de stabiliser les parois de domaines et d'enrayer le processus de récurrence en amplifiant le train d'impulsions au fur et à mesure de sa création. Cette amplification pourrait se faire en utilisant l'effet Raman stimulé : pour cela il suffirait d'injecter dans la fibre une onde contra-propagative décalée en fréquence de 13.5 THz (maximum de la courbe de gain Raman) par rapport à la fréquence de la pompe. Une fois amplifié, le train de solitons en parois de domaines pourra se propager sans déformation.

Une utilisation particulièrement intéressante de l'instabilité modulationnelle est la conversion de fréquence : en injectant une onde signal décalée en fréquence de $-\Omega$ par rapport à la pompe et située dans la fenêtre de gain d'instabilité, il est possible de créer une onde idler située à $+\Omega$ de la fréquence de la pompe. Une application potentielle est la conversion de fréquence

de 1300 nm vers 1550 nm, qui correspond à une fréquence de modulation $\Omega \simeq 18 \text{ THz}$. Pour obtenir une fréquence d'instabilité aussi élevée, l'idée consiste à se placer au voisinage du point de dispersion nulle [111, 112, 113, 114]. En incluant les termes de dispersion d'ordres supérieurs, on montre en effet l'existence de l'IM en régime de dispersion normale et avec des fréquences de modulation augmentant linéairement au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point de dispersion nulle. Il est ainsi possible d'obtenir des fréquences d'instabilité allant jusqu'à 50 THz.

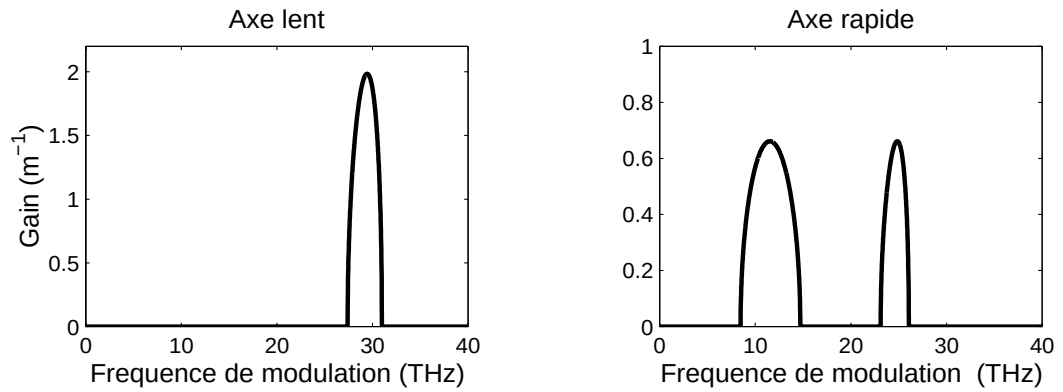


FIG. 6.25 - Raies d'instabilité sur l'axe lent et sur l'axe rapide au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle. La pompe est injectée sur l'axe lent avec une puissance de 500 W.

Une étude préliminaire de l'instabilité modulationnelle de polarisation dans une fibre faiblement biréfringente prédit l'apparition de deux fenêtres d'instabilité (figure 6.25) avec des gains identiques. Il serait intéressant d'observer expérimentalement la génération de ces deux raies d'instabilité en régime spontané puis de réaliser des expériences d'instabilité induite mettant en évidence un régime de forte conversion de fréquence. Cette étude trouverait des applications à la commutation "tout optique" entre les longueurs d'ondes des réseaux de télécommunications. Une méthode utilisant l'effet Raman pour assister un processus de mélange à trois ondes a été proposée récemment pour réaliser une conversion de longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$ vers $1.5 \mu\text{m}$ [115]. La principale limitation de cette technique est qu'elle n'est pas bidirectionnelle, c'est-à-dire que la conversion de fréquence ne peut se faire que des basses longueurs d'ondes aux hautes longueurs d'ondes (et ce à cause de l'asymétrie du spectre Raman). La méthode que nous envisageons ne présente pas cette asymétrie et permet la conversion de longueur d'onde dans un sens comme dans l'autre. Il est de plus possible de modifier la position des courbes de gain en modifiant simplement la longueur d'onde de la pompe de quelques nanomètres.

Une autre extension à ce travail concerne l'instabilité de modulation dans une fibre optique présentant une biréfringence circulaire pure (ou activité optique). Dans une telle fibre, les composantes circulaires droite et gauche ne se propagent pas avec des vitesses de groupes

identiques [116, 117]. Il est possible de créer une biréfringence circulaire par torsion d'une fibre isotrope. Malheureusement le nombre de tours pour obtenir des valeurs significatives du désaccord de vitesse de groupe semble irréaliste en pratique (typiquement 10 000 tours/m). Un système équivalent peut être imaginé en utilisant deux ondes de polarisations circulaires avec des fréquences différentes. Le désaccord de vitesse de groupe entre les deux composantes est alors augmenté en modifiant l'écart de fréquence entre les deux ondes. Lorsque le désaccord de vitesse de groupe est nul, deux raies d'instabilité (une Stokes et une anti-Stokes) apparaissent sur chaque composante de polarisation. La théorie prévoit que la polarisation de la lumière dans les raies d'instabilité passe de rectiligne à circulaire lorsque le désaccord de vitesse de groupe augmente.

Annexe A

Méthode de relaxation

La méthode de relaxation est une méthode numérique permettant de trouver des solutions à un système d'équations non linéaires. Elle repose sur la méthode de la tangente de Newton que l'on généralise à plusieurs dimensions. L'algorithme est expliqué de manière générale dans le livre "Numerical Recipies in C" [65]. Nous présentons ici uniquement le détail des calculs pour son application à notre système d'équations.

La méthode de relaxation a donc été utilisée ici pour rechercher des solutions de type "Parois de Domaines" aux équations NLS couplées. Nous avons vu que lorsque l'on recherchait des solutions stationnaires, ces équations pouvaient se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \ddot{u} = -au + cu^3 + ev^2u \\ \ddot{v} = -bu + dv^3 + eu^2v \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

où a, b, c, d et e sont des coefficients caractéristiques de la fibre et u et v sont les amplitudes des ondes. Dans un premier temps, on se ramène à un système d'équations du premier ordre en introduisant au besoin de nouvelles variables. Notre système initial est équivalent au système suivant :

$$\begin{cases} \dot{u}_2 = -au_1 + cu_1^3 + ev_1^2u_1 = g_1(u_1, v_1) \\ \dot{u}_1 = u_2 = g_2(u_2) \\ \dot{v}_2 = -bv_1 + dv_1^3 + eu_1^2v_1 = f_1(u_1, v_1) \\ \dot{v}_1 = v_2 = f_2(v_2) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

On a introduit de nouvelles variables u_2 et v_2 . Le temps est alors discrétisé en intervalles de largeur dt . On note : $u_i(k * dt) = u_{ik}$ et on définit les quantités suivantes :

$$\begin{cases} E_k^1 = u_{2k} - u_{2k-1} - dt g_1\left(\frac{u_{1k}+u_{1k-1}}{2}, \frac{v_{1k}+v_{1k-1}}{2}\right) \\ E_k^2 = u_{1k} - u_{1k-1} - dt g_2\left(\frac{u_{2k}+u_{2k-1}}{2}\right) \\ E_k^3 = v_{2k} - v_{2k-1} - dt f_1\left(\frac{u_{1k}+u_{1k-1}}{2}, \frac{v_{1k}+v_{1k-1}}{2}\right) \\ E_k^4 = v_{1k} - v_{1k-1} - dt f_2\left(\frac{v_{2k}+v_{2k-1}}{2}\right) \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Le but est alors de trouver les valeurs u_1 , u_2 , v_1 et v_2 qui annulent ces quantités. Les équations seront alors vérifiées et les valeurs trouvées de u_1 et v_1 seront les amplitudes temporelles qui sont solutions des équations de propagation. Après calculs, on obtient :

$$\begin{cases} E_k^1 = u_{2k} - u_{2k-1} - a dt (u_{1k} + u_{1k-1})/2 - c dt (u_{1k} + u_{1k-1})^3/8 - e dt (u_{1k} + u_{1k-1})(v_{1k} + v_{1k-1})^2/8 \\ E_k^2 = u_{1k} - u_{1k-1} - dt (u_{2k} + u_{2k-1})/2 \\ E_k^3 = v_{2k} - v_{2k-1} - b dt (v_{1k} + v_{1k-1})/2 - d dt (v_{1k} + v_{1k-1})^3/8 - e dt (v_{1k} + v_{1k-1})(u_{1k} + u_{1k-1})^2/8 \\ E_k^4 = v_{1k} - v_{1k-1} - dt (v_{2k} + v_{2k-1})/2 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

On calcule maintenant les variations des E_i^k en posant $dE_i^k = E_i^{kN} - E_i^{kA}$. L'indice A désigne les valeurs actuelles des paramètres et l'indice N les valeurs recherchées.

$$\begin{cases} dE_1^k = \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{1k}} du_{1k} + \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{1k-1}} du_{1k-1} + \frac{\partial E_1^k}{\partial v_{1k}} dv_{1k} + \frac{\partial E_1^k}{\partial v_{1k-1}} dv_{1k-1} + \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{2k}} du_{2k} + \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{2k-1}} du_{2k-1} \\ dE_2^k = \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{1k}} du_{1k} + \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{1k-1}} du_{1k-1} + \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{2k}} du_{2k} + \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{2k-1}} du_{2k-1} \\ dE_3^k = \frac{\partial E_3^k}{\partial u_{1k}} du_{1k} + \frac{\partial E_3^k}{\partial u_{1k-1}} du_{1k-1} + \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{3k}} dv_{3k} + \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{1k-1}} dv_{1k-1} + \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{2k}} dv_{2k} + \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{2k-1}} dv_{2k-1} \\ dE_4^k = \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{1k}} dv_{1k} + \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{1k-1}} dv_{1k-1} + \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{2k}} dv_{2k} + \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{2k-1}} dv_{2k-1} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Les différents termes ont pour expression :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{1k}} = \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{1k-1}} = a dt/2 - 3c dt (u_{1k} + u_{1k-1})^2/8 - e dt (v_{1k} + v_{1k-1})^2/8 = M^k \\ \frac{\partial E_1^k}{\partial v_{1k}} = \frac{\partial E_1^k}{\partial v_{1k-1}} = -e dt (v_{1k} + v_{1k-1})(u_{1k} + u_{1k-1})/4 = N^k \\ \frac{\partial E_1^k}{\partial u_{2k}} = -\frac{\partial E_1^k}{\partial u_{2k-1}} = 1 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{1k}} = \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{1k-1}} = b dt/2 - 3d dt (v_{1k} + v_{1k-1})^2/8 - e dt (u_{1k} + u_{1k-1})^2/8 = P^k \\ \frac{\partial E_3^k}{\partial u_{1k}} = \frac{\partial E_3^k}{\partial u_{1k-1}} = -e dt (u_{1k} + u_{1k-1})(v_{1k} + v_{1k-1})/4 = Q^k \\ \frac{\partial E_3^k}{\partial v_{2k}} = -\frac{\partial E_3^k}{\partial v_{2k-1}} = 1 \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{1k}} = -\frac{\partial E_2^k}{\partial u_{1k-1}} = 1 \\ \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{2k}} = \frac{\partial E_2^k}{\partial u_{2k-1}} = -dt/2 \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{1k}} = -\frac{\partial E_4^k}{\partial v_{1k-1}} = 1 \\ \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{2k}} = \frac{\partial E_4^k}{\partial v_{2k-1}} = -dt/2 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

En imposant $dE_i^k = 0$ et $E_i^{kN} = 0$, on obtient alors :

$$\begin{cases} M^k(u_{1k}^N - u_{1k}^A + u_{1k-1}^N - u_{1k-1}^A) + N^k(v_{1k}^N - v_{1k}^A + v_{1k-1}^N - v_{1k-1}^A) + (u_{2k}^N - u_{2k}^A) - (u_{2k-1}^N - u_{2k-1}^A) = -E_1^{kA} \\ (u_{1k}^N - u_{1k}^A) - (u_{1k-1}^N - u_{1k-1}^A) - dt(u_{2k}^N - u_{2k}^A)/2 - dt(u_{2k-1}^N - u_{2k-1}^A)/2 = -E_2^{kA} \\ P^k(v_{1k}^N - v_{1k}^A + v_{1k-1}^N - v_{1k-1}^A) + Q^k(u_{1k}^N - u_{1k}^A + u_{1k-1}^N - u_{1k-1}^A) + (v_{2k}^N - v_{2k}^A) - (v_{2k-1}^N - v_{2k-1}^A) = -E_3^{kA} \\ (v_{1k}^N - v_{1k}^A) - (v_{1k-1}^N - v_{1k-1}^A) - dt(v_{2k}^N - v_{2k}^A)/2 - dt(v_{2k-1}^N - v_{2k-1}^A)/2 = -E_4^{kA} \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Ce système d'équations peut s'écrire sous une forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} M^k & -1 & N^k & 0 & M^k & +1 & N^k & 0 \\ -1 & -dt/2 & 0 & 0 & +1 & -dt/2 & 0 & 0 \\ Q^k & 0 & P^k & -1 & Q^k & 0 & P^k & +1 \\ 0 & 0 & -1 & -dt/2 & 0 & 0 & +1 & -dt/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{1k-1}^N \\ u_{2k-1}^N \\ v_{1k-1}^N \\ v_{2k-1}^N \\ u_{1k}^N \\ u_{2k}^N \\ v_{1k}^N \\ v_{2k}^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1^k \\ S_2^k \\ S_3^k \\ S_4^k \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

avec :

$$\begin{cases} S_1^k = -E_1^{kA} + M^k(u_{1k}^A + u_{1k-1}^A) + N^k(v_{1k}^A + v_{1k-1}^A) + u_{2k}^A - u_{2k-1}^A \\ S_2^k = -E_2^{kA} - dt(u_{2k}^A + u_{2k-1}^A)/2 + u_{1k}^A - u_{1k-1}^A \\ S_3^k = -E_3^{kA} + P^k(v_{1k}^A + v_{1k-1}^A) + Q^k(u_{1k}^A + u_{1k-1}^A) + v_{2k}^A - v_{2k-1}^A \\ S_4^k = -E_4^{kA} - dt(v_{2k}^A + v_{2k-1}^A)/2 + v_{1k}^A - v_{1k-1}^A \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Pour simplifier les notations, on peut noter :

$$X_{k-1}^k = \begin{pmatrix} M^k & -1 & N^k & 0 \\ -1 & -dt/2 & 0 & 0 \\ Q^k & 0 & P^k & -1 \\ 0 & 0 & -1 & -dt/2 \end{pmatrix} \quad X_k^k = \begin{pmatrix} M^k & +1 & N^k & 0 \\ +1 & -dt/2 & 0 & 0 \\ Q^k & 0 & P^k & +1 \\ 0 & 0 & +1 & -dt/2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

et

$$Y_{k-1} = \begin{pmatrix} u_{1k-1}^N \\ u_{2k-1}^N \\ v_{1k-1}^N \\ v_{2k-1}^N \end{pmatrix} \quad Y_k = \begin{pmatrix} u_{1k}^N \\ u_{2k}^N \\ v_{1k}^N \\ v_{2k}^N \end{pmatrix} \quad S^k = \begin{pmatrix} S_1^k \\ S_2^k \\ S_3^k \\ S_4^k \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

La matrice totale s'écrit finalement sous la forme :

$$\begin{pmatrix} X_1^2 & X_2^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & X_2^3 & X_3^3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & X_3^4 & X_4^4 & 0 & 0 \\ \vdots & & & \ddots & \ddots & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_{N-1}^N & X_N^N \\ CB & CB & CB & CB & CB & CB \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ Y_3 \\ \vdots \\ Y_{N-1} \\ Y_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ \vdots \\ S_N \\ CB \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Chaque X_i^j représentant une matrice 4×4 , la matrice totale $[M]$ est une matrice $4N \times 4N$. Les quatre dernières lignes de cette matrice désignées par CB sont constituées par les conditions aux bords imposées. Le principe est alors très simple. On part d'une condition initiale arbitraire (mais pas trop loin de la solution recherchée) pour les valeurs des u_{ik} et v_{ik} . A partir de ces valeurs, on calcule les termes de la matrice $[M]$ et du second membre $[S]$. Le vecteur $[Y]$ contenant les nouvelles valeurs des u_{ik} et des v_{ik} s'obtient alors immédiatement par $[Y] = [M]^{-1}[S]$. Ces valeurs sont alors utilisées comme nouvelles conditions initiales. En général, l'algorithme converge vers la solution en moins de dix itérations.

La figure A.1 représente l'intensité du champ au cours des différentes itérations. La fonction de départ est une fonction créneau. Après deux itérations, la solution trouvée est déjà

quasiment la solution stationnaire.

La méthode de relaxation s'avère donc très efficace pour rechercher les solutions stationnaires. Par contre, elle nécessite la connaissance de conditions aux bords et l'algorithme ne garantit pas forcément la convergence vers la solution souhaitée.

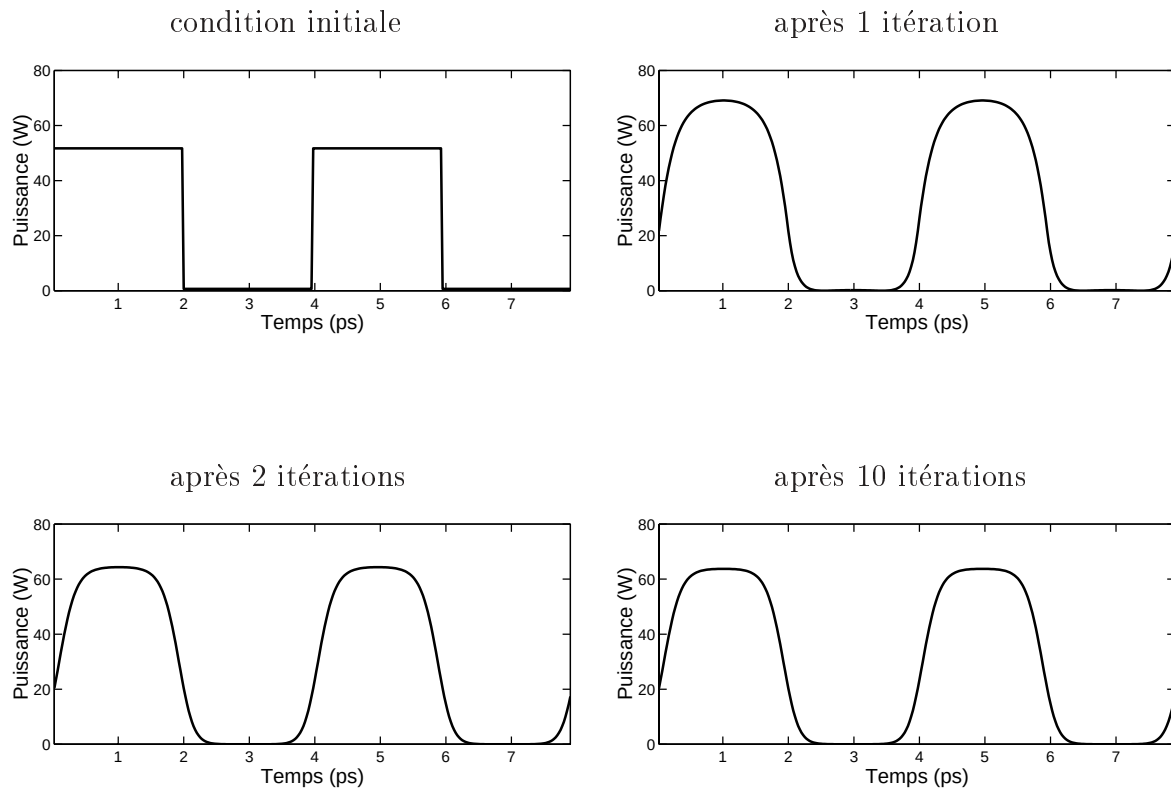


FIG. A.1 - Solution trouvée par la méthode de relaxation après 0,1,2 et 10 itérations

Annexe B

Calibration en puissance

Expérimentalement, il est indispensable de pouvoir mesurer la puissance crête des impulsions injectées dans la fibre optique. Ces impulsions sont visualisées à l'oscilloscope à la sortie de la fibre, et on désire connaître le rapport entre la valeur maximale du signal électrique lue en mV sur l'oscilloscope et la puissance crête réelle en W de l'impulsion à l'entrée de la fibre. Nous expliquons dans cette annexe la procédure utilisée.

B.1 Mesure de l' énergie d'une impulsion

Dans un premier temps, on cherche à calibrer la photodiode en énergie, c'est-à-dire à connaître le rapport entre l'énergie d'une impulsion et la valeur lue à l'oscilloscope. La mesure de l'énergie d'une impulsion se fait au moyen d'un Joule-mètre. Pour avoir une bonne précision, il est nécessaire de travailler avec des énergies moyennes relativement élevées (quelques mJ). Une série de filtres neutres calibrés est donc placé avant la photodiode et on mesure la valeur crête en mV indiquée par l'oscilloscope.

Soit E , l'énergie moyenne mesurée par le Joule-mètre en 1s. L'énergie d'une impulsion s'obtient par : $E_o = E/25$, compte tenu de la fréquence de répétition du laser Nd:YAG (25 Hz). Soit T , le facteur de transmission en énergie des filtres calibrés et V , la valeur maximale lue sur l'oscilloscope. le facteur de correspondance est donc $f = (E_o \times T)/V = (E \times T)/(25V)$ mJ/mV.

B.2 Estimation de la puissance crête

Connaissant l'énergie totale de l'impulsion, il faut maintenant en déduire sa puissance crête. Pour cela, il est nécessaire de faire une hypothèse sur la forme de l'impulsion. L'observation à l'oscilloscope montre qu'il est raisonnable de considérer une impulsion Gaussienne :

$$P(t) = P_c \exp \left(- \left[\frac{2t\sqrt{\log(2)}}{\Delta} \right]^2 \right) \quad (\text{B.1})$$

où P_c représente la puissance crête de l'impulsion et Δ sa largeur totale à mi-hauteur. L'énergie totale de l'impulsion est donnée par :

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt \quad (\text{B.2})$$

On en déduit le rapport entre la puissance crête de l'impulsion P_c et son énergie :

$$P_c = \frac{2\sqrt{\log(2)}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E}{\Delta} \right) \simeq 0.9394 \left(\frac{E}{\Delta} \right) \quad (\text{B.3})$$

Si on note V_0 la valeur maximale lue sur l'oscillo, la puissance crête réelle de l'impulsion est donnée en fonction de la valeur lue à l'oscilloscope par la relation :

$$P_c \simeq 0.9394 \left(\frac{f V_0}{\Delta} \right) \quad (\text{B.4})$$

L'estimation des largeurs des impulsions de l'ordre de la nanoseconde est particulièrement délicate car elle nécessite l'utilisation de photodiodes ultra-rapides couplées à un oscilloscope à très large bande.

B.3 Estimation de la puissance crête à l'entrée de la fibre

Au cours des expériences, les impulsions sont visualisées à la sortie de la fibre. Or on désire connaître leurs puissances crêtes à l'entrée de la fibre. Pour cela, il faut tenir compte de différentes pertes : les pertes dans la fibre T_{fib} , les pertes dans l'objectif de sortie T_{obj} , les pertes des différents miroirs conduisant à la photodiode T_{mir} où T_{xxx} représentent les facteurs de transmission en intensité. En notant comme précédemment V_0 la valeur maximale lue sur l'oscilloscope, la puissance crête réelle de l'impulsion à l'entrée de la fibre est donnée par la relation :

$$P_c \simeq 0.9394 \left(\frac{f V_0}{\Delta} \right) / (T_{fib} T_{obj} T_{mir}) \quad (\text{B.5})$$

On voit donc qu'il sera nécessaire de connaître aussi précisément que possible la largeur de l'impulsion et les pertes des différents éléments optiques. En particulier, $T_{fib} = 10^{-\alpha z/10}$, où α représente les pertes en dB/km et z la longueur de la fibre en km et $T_{obj} \simeq 0.81$ (association de plusieurs lentilles).

Annexe C

Autocorrélateur et Spectromètre

Dans cette annexe nous précisons le fonctionnement de l'autocorrélateur optique et les quantités mesurées expérimentalement.

C.1 L'autocorrélateur optique

La figure C.1 représente le schéma de principe de l'autocorrélateur. Le faisceau incident est séparé en deux faisceaux d'intensités voisines à l'aide d'une lame séparatrice 50/50. L'un des faisceaux se réfléchit sur un coin de cube mobile alors que l'autre faisceau suit un chemin optique fixe. Les deux faisceaux se propagent parallèlement avant d'être envoyés dans le cristal doubleur (KDP) en configuration croisée à l'aide d'une lentille convergente de faible focale (typiquement 5 cm). Le signal Ultra-Violet ainsi obtenu par l'interaction des deux faisceaux est détecté par un photomultiplicateur (PM). Les signaux UV provenant du doublage de chacun des deux faisceaux sont stopés par un diaphragme. Le signal électrique provenant du photomultiplicateur est traité à l'aide d'un ensemble intégrateur-moyenleur BOXCAR. La fonction d'autocorrélation est alors enregistrée au moyen d'un ordinateur.

Le déplacement du coin de cube se fait à l'aide d'une courroie reliée à un moteur pas à pas. Le moteur est commandé par un ordinateur qui permet en outre de définir le délai temporel entre deux déplacements. Le pas minimal de déplacement du coin de cube correspond à un délai optique de 70 fs. Cette résolution nous permet d'analyser des impulsions dont la largeur est supérieure à la picoseconde.

A un instant t et pour un délai τ , le signal UV créé par l'interaction des deux faisceaux décalés en temps dans le cristal doubleur est proportionnel au produit des champs :

$$E_{UV} = \alpha E(t)E(t - \tau) \quad (C.1)$$

L'ensemble photomultiplicateur et Boxcar réalise l'intégration sur le temps de l'intensité de ce signal :

signal :

$$S_{spectro}(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 = |TF[E(t)]|^2 \quad (C.3)$$

Nous mesurons ainsi le spectre de puissance du champ incident.

Bibliographie

-
- [1] AKIRA HASEGAWA and FREDERICK TAPPERT. *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers*. Appl. Phys. Lett., **23**, 142, (1973).
 - [2] L.F. MOLLENAUER R.H. STOLEN and J.P. GORDON. *Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*. Phys. Rev. Lett., **45**(13), 1095, (1980).
 - [3] V.E. ZAKHAROV ET A.B. SHABAT. *Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media*. Sov. Phys. JETP, **34**, 62–69, (1972).
 - [4] J.E. ROTHENBERG. *Modulationnal instability for normal dispersion*. Phys. Rev. A, **42**, 682, (1990).
 - [5] E. SEVE P. TCHOFO DINDA G. MILLOT M. REMOISSENET J.M. BILBAUT and M. HAELTERMAN. *Modulationnal Instability and critical regime in a highly birefringent fiber*. Phys. Rev. A, **54**, 3519, (1996).
 - [6] S. WABNITZ. *Modulational polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium*. Phys. Rev. A., **38**, 2018, (1988).
 - [7] S.G. MURDOCH R. LEONHARDT and J.D. HARVEY. *Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers*. Optics Letters, **20**, 866, (1995).
 - [8] S.G. MURDOCH R. LEONHARDT and J.D. HARVEY. *Tuneable THz beat frequency generation in optical fibers*. Optics Communications, **130**, 25, (1996).
 - [9] S.G. MURDOCH R. LEONHARDT and J.D. HARVEY. *Nonlinear dynamics of polarization modulation instability in optical fiber*. J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 3403, (1997).
 - [10] G.P. AGRAWAL. *Modulation Instability Induced by Cross-Phase Modulation*. Phys. Rev. Lett., **59**, 880, (1987).
 - [11] G.P. AGRAWAL, P.L. BALDECK ET R.R. ALFANO. *Modulation instability induced by cross-phase modulation in optical fibers*. Phys. Rev. A, **39**(7), 3406, (1989).
 - [12] C.J. MCKINSTRIE and G.G. LUTHER. *The Modulational Instability of Colinear Waves*. Physica Scripta, **30**, 31, (1990).
 - [13] V.E. ZAKHAROV and A.V. MIKHAILOV. *Polarization domains in nonlinear optics*. Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., **45**, 279, (1987).
 - [14] M. HAELTERMAN and A.P. SHEPPARD. *Polarization domain walls in diffractive or dispersive Kerr media*. Optics Letters, **19**, 96, (1994).

-
- [15] T. TANIUTI and H. WASHIMI. *Self-trapping and instability of hydrodynamic waves along the magnetic field in a cold plasma*. Phys. Rev. Lett., **21**, 209, (1968).
 - [16] T.B. BENJAMIN and J.E. FEIR. *The disintegration of wave trains on deep water*. **27**, 417, (1967).
 - [17] J.M. BILBAULT, P. MARQUIÉ, and B. MICHAUX. *Modulational instability of two counterpropagating waves in a experimental transmission line*. Phys. Rev. E, **51**, 817, (1995).
 - [18] K. TAI A. HASEGAWA and A. TOMITA. *Observation of Modulational Instability in Optical Fibers*. Phys. Rev. Lett., **56**, 135, (1986).
 - [19] D. GLOGE. *Weakly Guiding Fibers*. Applied Optics, **10**, 2252, (1971).
 - [20] G.P. AGRAWAL. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, 1989.
 - [21] THOMSON-CSF. *L'optique guidée monomode et ses applications*. Masson, 1983.
 - [22] S.J. GARTH and C. PASK. *Nonlinear effects in elliptical-core few-mode optical fibers*. J. Opt. Soc. Am B, **9**, 243, (1992).
 - [23] A.W. SNYDER and W.R. YOUNG. *Modes of optical waveguides*. J. Opt. Soc. Am B, **68**, 297, (1978).
 - [24] D. MARCUSE. *Light Transmission Optics*. Van Nostrand Reinhold, New York, 1982.
 - [25] I.H. MALITSON. *Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica*. J. Opt. Soc. Am. B., **55**, 1205, (1965).
 - [26] Y.R. SHEN. *Principles of nonlinear optics*. Wiley, New York, 1984.
 - [27] N.J. SMITH. *Solitons in Optical Communications and Fibre Lasers*. PhD thesis, University of Strathclyde, Department of Physics & Applied Physics, Glasgow, 1994.
 - [28] A.L. BERKHOER and V.E. ZAKHAROV. *Self excitation of waves with different polarizations in nonlinear media*. Sov. Phys. JETP, **31**(3), 486, (1970).
 - [29] P.D. DRUMOND T.A.B. KENNEDY J.M. DUDLEY R. LEONHARDT and J.D. HARVEY. *Cross-phase modulational instability in high-birefringence fibers*. Optics Communications, **78**, 137, (1990).
 - [30] P. TCHOFO-DINDA, G. MILLOT, E. SEVE, and M. HAELTERMAN. *Demonstration of a nonlinear gap in the modulational instability spectra of wave propagation in highly birefringent fibers*. Opt. Lett., **21**(20), 1640, (1996).
 - [31] H. GOLDSTEIN. *Classical Mechanics*. Addison-Wesley (New York), 1965.

-
- [32] G. CAPPELLINI and S. TRILLO. *Bifurcations and three-wave-mixing instabilities in nonlinear propagation in birefringent dispersive media*. Phys. Rev. A, **44**, 7509, (1991).
 - [33] S. TRILLO and S. WABNITZ. *Dynamics of the nonlinear modulational instability in optical fibers*. Optics Letters, **16**, 986, (1991).
 - [34] C. DE ANGELIS M. SANTAGIUSTINA and S. TRILLO. *Four-photon homoclinic instabilities in nonlinear highly birefringent media*. Phys. Rev. A, **51**(1), 774–791, (1995).
 - [35] A. HASEGAWA and W.F. BRINKMAN. *Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability*. IEEE. J. Quant. Electron., **16**, 694, (1980).
 - [36] R.H. STOLEN and J.E. BJORKHOLM. *Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **18**, 1062, (1982).
 - [37] R.H. STOLEN M.A. BOSCH and C. LIN. *Phase matching in birefringent fibers*. Optics Letters, **6**, 213, (1981).
 - [38] R.K. JAIN and K. STENERSEN. *Phase-Matched Four-Photon Mixing Processes in Birefringent Fibers*. Appl. Phys. B, **35**, 49, (1984).
 - [39] K. STENERSEN and R.K. JAIN. *Small-Stokes-Shift Frequency Conversion in Single-Mode Birefringent fibers*. Optics Communications, **51**, 121, (1984).
 - [40] R.H. STOLEN J.E. BJORKHOLM and A. ASHKIN. *Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides*. Applied Physics Letters, **24**, 308, (1974).
 - [41] R.H. STOLEN. *Phase-Matched-Stimulated Four-Photon Mixing in Silica-Fiber Waveguides*. IEEE Journal of Quantum Electronics, **11**, 100, (1975).
 - [42] E. LANTZ D. GINDRE H. MAILLOTE and J. MONNERET. *Phase matching for parametric amplification in a single-mode birefringent fibre : influence of the non-phase matched waves*. J. Opt. Soc. Am. B, **14**, 116, (1997).
 - [43] B. LAVOREL G. MILLOT R. SAINT-LOUP H. BERGER L. BONAMY J. BONAMY and D. ROBERT. J. Chem. Phys., **93**, 2185, (1990).
 - [44] B.K. KIM J.N. BLAKE S.Y. HUANG and H.J. SHAW. *Use of highly elliptical core fibers for two-mode fiber devices*. Optics Letters, **12**, 729, (1987).
 - [45] DAN OSTLING and HELGE E. ENGAN. *Polarization-Selective Mode Coupling in Two-Mode Hi-Bi Fibers*. Journal of Lightwave Technology, **15**, 312, (97).
 - [46] R.H. STOLEN. Phys. Chem. Glasses., **11**, 83, (1970).
 - [47] R. HELLWARTH. *Third-order optical susceptibilities of liquids and solids*. Prog. Quantum Electron., **5**, 1, (1977).

-
- [48] C.V. RAMAN. *A new type of optical radiation*. Indian J.Phys., page 387, (1928).
- [49] P. TCHOFO-DINDA, G. MILLOT, and S. WABNITZ. *Polarization switching and suppression of stimulated Raman scattering in birefringent optical fibers*. J. Opt. Soc. Am. B., **15**, 1433–1441, (1998).
- [50] S.J. GARTH and R.A. SAMMUT. *Theory of stimulated Raman scattering in two-mode optical fibers*. J. Opt. Soc. Am B, **10**, 2040, (1993).
- [51] E.A. GOLOVCHENKO P.V. MAMYSHEV A.N. PILIPETSKI and E.M. DIANOV. *Numerical analysis of the Raman spectrum evolution and soliton pulse generation in single-mode fibers*. J. Opt. Soc. Am; B, **8**, 1626, (1991).
- [52] S. TRILLO and S. WABNITZ. *Parametric and Raman amplification in birefringent fibers*. J. Opt. Soc. Am. B, **9**(7), 1061–1082, (1992).
- [53] M. Haelterman and A.P. SHEPPARD. *Vector soliton associated with polarization modulational instability in the normal-dispersion regime*. Phys. Rev. E, **49**, 3389, (1994).
- [54] M. Haelterman and M. BADOLO. *Dual-frequency wall solitary waves for nonreturn-to-zero signal transmission in W-type single-mode fibers*. Optics Letters, **20**, 2285, (1995).
- [55] M. Haelterman and A.P. SHEPPARD. *Extended modulational instability and new type of solitary wave in coupled nonlinear Schrodinger equations*. Phys. Lett. A, **185**, 265, (1994).
- [56] Y.S. KIVSHAR and W. KROLIKOWSKI. *Lagrangian approach for dark solitons*. Opt. Commun., **114**, 353–362, (1995).
- [57] Y.S. KIVSHAR and S.K. TURITSYN. *Vector dark solitons*. Opt. Lett., **18**, 337–339, (1993).
- [58] J.P. HAMAIDE, PH. EMPLIT and M. Haelterman. *Dark-soliton jitter in amplified optical transmission systems*. Opt. Lett., **16**, 1578–1580, (1991).
- [59] W. ZHAO, and E. BOURKOFF. *Generation, propagation, and amplification of dark solitons*. J. Opt. Soc. Am. B, **9**, 1134–1144, (1992).
- [60] A.M. WEINER, J.P. HERITAGE, R.J. HAWKINS, R.N. THURSTON, E.M. KIRSCHNER, D.E. LEAIRD, and W.J. TOMLINSON. *Experimental observation of the fundamental dark soliton in optical fibers*. Phys. Rev Lett., **61**(21), 2445–2448, (1988).
- [61] J.E. ROTHENBERG, and K. HEINRICH. *Observation of the formation of dark-soliton trains in optical fibers*. Opt. Lett., **17**, 261–263, (1992).

-
- [62] G. MILLOT E. SEVE S. WABNITZ and M. HAELTERMAN. *Observation of induced modulational polarization instabilities and pulse-train generation in the normal-dispersion regime of a birefringent optical fiber.* J. Opt. Soc. Am. B, **15**, 1266, (1998).
 - [63] E. SEVE G. MILLOT and S. WABNITZ. *Buidup of terahertz vector dark-soliton trains from induced modulation instability in highly birefringent optical fiber.* Optics Letters, **23**, 1829, (1998).
 - [64] S.V. MANAKOV. Sov. Phys. JETP, **38**, 248, (1974).
 - [65] *Numerical Recipies in C.* Cambridge University Press, 1992.
 - [66] A. HASEGAWA. *Generation of a train of soliton pulses by induced modulationnal instability in optical fibers.* Optics Letters, **9**, 288, (1984).
 - [67] K. TAI A. TOMITA J.L. JEWELL and A. HASEGAWA. *Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 Thz repetition rate by induced modulational instability.* Appl. Phys. Lett., **49**, 236, (1986).
 - [68] N.N. AKHMEDIEVA V.M. ELEONSKII and N.E. KULAGIN. *Generation of periodic trains of picosecond pulses in an optical fiber : exact solutions.* Sov. Phys. JETP, **62**, 894, (1985).
 - [69] S. TRILLO S. WABNITZ E.M. WRIGHT and G.I. STEGEMAN. *Optical solitary waves induced by cross-phase modulation.* Optics Letters, **13**, 871, (1988).
 - [70] S. TRILLO and S. WABNITZ. *Ultrashort pulse train generation through induced modulational polarization instability in a birefringent Kerr-like medium.* J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 238, (1989).
 - [71] G. MILLOT E. SEVE S. WABNITZ and M. HAELTERMAN. *Dark-soliton-like pulse-train generation from induced modulational polarization instability in a birefringent fiber.* Optics Letters, **23**, 511, (1998).
 - [72] E. INFELD. *Quantitive Theory of the Fermi-Pasta-Ulam Recurrence in the Nonlinear Schrodinger Equation.* Phys. Rev. Lett., **47**, 717, (1981).
 - [73] N.N. AKHMEDIEV V.M. ELEONSKII and N.E. KULAGIN. Theor. Math. Phys., **72**, 183, (1987).
 - [74] E.M. DIANOV P.V. MAMYSHEV A.M. PROKHOROV and S.V. CHERNIKOV. *Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers.* Optics Letters, **14**, 1008, (1989).
 - [75] S.V. CHERNIKOV J.R. TAYLOR P.V. MAMYSHEV and E.M. DIANOV. *Generation of soliton pulse train in optical fibre using two cw singlemode diode lasers.* Electronics Letters, **28**, 931, (1992).

-
- [76] G. MILLOT E. SEVE S. WABNITZ and S. TRILLO. *Observation of a novel large-signal four-photon instability in optical wave mixing*. Phys. Rev. Lett., **80**, 504–507, (1998).
 - [77] M.V. BERRY. *Quantal phase factors accompanying adiabatic changes*. Proc. R. Soc. Lond. A, **392**, 45, (1984).
 - [78] P. KOCKAERT M. HAEFTERMAN S. PITOIS and G. MILLOT. *Isotropic polarization modulational instability and domain walls in spun fibers*. Applied Physics Letters, **75**, 2873, (1999).
 - [79] K.W. DELONG R. TREBINO J. HUNTER and W.E. WHITE. J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 2206, (1994).
 - [80] J.M. DUDLEY M.D. THOMSON F. GUTTY S. PITOIS P. GRELU and G. MILLOT. *Complete intensity and phase characterisation of optical pulse trains at terahertz repetition rates*. Electronics Letters, **35**, 2042, (1999).
 - [81] F. GUTTY S. PITOIS P. GRELU G. MILLOT M.D. THOMSON and J.M. DUDLEY. *Generation and characterization of 0.6 THz polarization domain-wall trains in an ultralow-birefringence spun fiber*. Optics Letters, **24**, 1389, (1999).
 - [82] S. PITOIS G. MILLOT P. GRELU and M. HAEFTERMAN. *Generation of optical domain-wall structures from modulational instability in a bimodal fiber*. Phys. Rev. E, **60**, 994, (1999).
 - [83] M. REMOISSENET. *Waves called solitons*. Springer-Verlag, 1994.
 - [84] YURI S. KIVSHAR. *Dark-soliton dynamics and shock waves induced by the stimulated Raman effects in optical fibers*. Phys. Rev. A, **42**, 1757, (1990).
 - [85] D.N. CHRISTODOULIDES. *Fast and slow Raman shock-wave domains in nonlinear media*. Optics Communications, **86**, 431, (1991).
 - [86] G.P. AGRAWAL and C. HEADLEY III. *Kink solitons and optical shocks in dispersive nonlinear media*. Phys. Rev. A, **46**, 1573, (1992).
 - [87] Y.S. KIVSHAR and B.A. MALOMED. *Raman-induced optical shocks in nonlinear fibers*. Optics Letters, **18**, 485, (1993).
 - [88] H.M. GIBBS F.A. HOPF D.L. KAPLAN and R.L. SHOEMAKER. Phys. Rev. Lett., **46**, 474, (1981).
 - [89] D.M. PEPPER and A. YARIV. *Optical Phase conjugation*. R.A. Fisher (Academic, New York), 1983.

-
- [90] W.J. FIRTH and C. PARE. *Transverse modulational instabilities for counterpropagating beams in Kerr media*. Optics Letters, **13**, 1096, (1988).
 - [91] C.T. LAW and A.E. KAPLAN. Optics Letters, **14**, 734, (1989).
 - [92] Y. SILBERBERG and I. BAR-JOSEPH. Phys. Rev. Lett., **48**, 1541, (1982).
 - [93] A.E. KAPLAN and C.T. LAW. *Isolas in four-wave mixing optical bistability*. IEEE J. Quantum Electron., page 1529, (1985).
 - [94] D.J. GAUTHIER M.S. MALCUIT A.L. GAETA and R.W. BOYD. *Polarization bistability of counterpropagating laser beams*. Phys. Rev. Lett., **64**, 1721, (1990).
 - [95] G. GREGORI and S. WABNITZ. *New Exact Solutions and Bifurcations in the Spatial Distribution of Polarization in Third-Order Nonlinear Optical Interactions*. Phys. Rev. Lett., **56**, 600, (1986).
 - [96] S. WABNITZ and G. GREGORI. *Symmetry-breaking and intrinsic polarization instability in degenerate four-wave mixing*. Optics Communications, **59**, 72, (1986).
 - [97] A.L. GAETA R.W. BOYD J.R. ACKERHALT and P.W. MILONNI. *Instabilities and Chaos in the Polarizations of Counterpropagating Light Fields*. Phys. Rev. Lett., **58**, 2432, (1987).
 - [98] M.V. TRATNIK and J.E. SIPE. *Nonlinear polarization dynamics. II. Counterpropagating-beam equations : New simple solutions and the possibilities for chaos*. Phys. Rev. A, **35**, 2976, (1987).
 - [99] J. YUMOTO and K. OTSUKA. *Frustrated optical instability : self-induced periodic and chaotic spatial distribution of polarization in nonlinear optical media*. Phys. Rev. Lett., **54**, 1806, (1985).
 - [100] S. TRILLO and S. WABNITZ. *Intermittent spatial chaos in the polarization of counter-propagating beams in a birefringent optical fiber*. Phys. Rev. A, **36**, 3881, (1987).
 - [101] M.V. TRATNIK and J.E. SIPE. *Nonlinear polarization dynamics. III. Spatial polarization chaos in counterpropagating beams*. Phys. Rev. A, **36**, 4817, (1987).
 - [102] D.J. GAUTHIER M.S. MALCUIT and R.W. BOYD. *Polarization instabilities of counterpropagating laser beams in sodium vapor*. Phys. Rev. Lett., **61**, 1827, (1988).
 - [103] M.V. TRATNIK and J.E. SIPE. *Polarization Solitons*. Phys. Rev. Lett., **58**, 1104, (1987).
 - [104] A.E. KAPLAN. Optics Letters, **8**, 560, (1983).
 - [105] D. DAVID D.D. HOLM and M.V. TRATNIK. *Hamiltonian chaos in nonlinear optical polarization dynamics*. Physics Reports, **187**, 281, (1990).

-
- [106] L.D. LANDAU and E.M. LIFSHITZ. *Phys. Z. Sowjetunion*, **8**, 153, (1935).
 - [107] S. WABNITZ and B. DAINO. *Polarization domains and instabilities in nonlinear optical fibers*. *Phys. Lett. A*, **182**, 289, (1993).
 - [108] G. MILLOT S. PITOIS P. TCHOFO DINDA and M. HAELTERMAN. *Observation of modulational instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive fiber*. *Optics Letters*, **22**, 1686, (1997).
 - [109] S. PITOIS P. TCHOFO DINDA and G. MILLOT. *Influence of parametric four-wave mixing effects on stimulated Raman scattering in bimodal optical fibers*. *Optics Letters*, **23**, 1456, (1998).
 - [110] S. PITOIS G. MILLOT and S. WABNITZ. *Polarization Domain Wall Solitons with Counterpropagating Laser Beams*. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1409, (1998).
 - [111] FUMIHIKO ITO KEN ICHI KITAYAMA and HISAO YOSHINAGA. *Experimental verification of frequency level-off of modulational instability in the minimum dispersion region*. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 2503, (1989).
 - [112] YOH IMAI YOSHITAKA MIYAZAKI and TAKURO NISHIKAWA. *Dependence of four-photon mixing spectrum around zero-dispersion wavelength on fiber length*. *Optics Communications*, **149**, 326, (1989).
 - [113] SOLANGE B. CAVALCANTI JOSE C. CRESSONI HEBER R. DA CRUZ and ARTHUR S. GOUVEIA-NETO. *Modulational instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers via an extended nonlinear Schrodinger equation*. *Phys. Rev. A*, **43**, 6162, (1991).
 - [114] A.G. SHAGALOV. *Modulational instability of nonlinear waves in the range of zero dispersion*. *Physics Letters A*, **239**, 41, (1998).
 - [115] T. SYLVESTRE P. TCHOFO DINDA H. MAILLOTE E. LANTZ A.B. MOUBISSI and S. PITOIS. *Wavelength conversion from 1.3 μ m to 1.5 μ m in single-mode optical fibres using Raman-assisted three-wave mixing*. *J. Opt. A : Pure Apl. Opt.*, **2**, 132, (2000).
 - [116] CURTIS R. MENYUK. *Pulse propagation in an elliptically birefringent Kerr medium*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**, 2674, (1989).
 - [117] SANDRA F. FELDMAN DOREEN A. WEINBERGER and HERBERT G. WINFUL. *Polarization instability in a twisted birefringent optical fiber*. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1191, (1993).