



HAL
open science

Les solitons optiques spatiaux vectoriels et leurs interactions

Michaël Delqué

► **To cite this version:**

Michaël Delqué. Les solitons optiques spatiaux vectoriels et leurs interactions. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2006. Français. NNT: . tel-00398835

HAL Id: tel-00398835

<https://theses.hal.science/tel-00398835>

Submitted on 25 Jun 2009

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 Franche-Comté

École Doctorale SPIM

Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

présentée par

Michaël Delqué

Les solitons optiques spatiaux vectoriels et leurs interactions

Thèse dirigée par T. Sylvestre

soutenue le 12 décembre 2006

Jury :

- Rapporteurs : P. Grelu, Professeur, Université de Bourgogne, Dijon
S. Randoux, Maître de conférence, HDR, Université de Lille 1, Lille
- Examineurs : H. Maillotte, Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST, Besançon
T. Sylvestre, Chargé de recherche CNRS HDR, Institut FEMTO-ST, Besançon
- Invités : C. Cambournac, Chargé de recherche, Institut d'optique, Orsay
G. Fanjoux, Maître de conférence, IUFM de Franche-Comté, Besançon

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mes parents et à ma famille. Ces longues études ne furent possibles que grâce à leur soutien. Je leur suis d'autant plus reconnaissant que rares furent les occasions où j'ai donné de mon temps pour leur décrire ma vie d'étudiant. Leurs interrogations ont du être nombreuses, j'espère ne pas leur avoir causé trop de soucis!

Merci aux courageux qui sont venus me voir soutenir, amis, famille ou belle-famille, j'étais heureux que vous soyez là.

Merci à tous les professeurs qui m'ont conforté dans mon envie de faire de la science, et de l'optique en définitive. Merci au Département d'Optique P.M. Duffieux dans son ensemble. J'y ai côtoyé des personnes très différentes, chacun m'apprirent quelque chose. Merci en particulier à Denis Bitschene et Robert Devillers sans qui mes résultats expérimentaux auraient été de bien moindre qualité. Merci à Joëlle dont la patience infinie pour régler nos petits soucis administratifs m'a toujours épatée.

Merci à toute l'équipe Optique Non Linéaire et à ses permanents. J'ai collaboré, profité ou abusé de chacun de ses membres à un moment ou à un autre de ma thèse. Ce fut toujours dans la même ambiance de haut niveau, tant humaine que scientifique. Je ne vois que de bon moments : Matthieu et la salle blanche, Fabrice et les cristaux doubleurs, Hervé et sa bienveillance de chef, Eric et la théorie, Gil qui a partagé mes galères "disulfure de carbonique" et qui pose toujours les questions qui m'embêtent, et bien entendu Thibaut qui a su m'encadrer de la meilleure des manières : de loin et de près en même temps, me laissant libre mais jamais perdu, me donnant sa confiance et me poussant toujours à une plus grande exigence scientifique. J'espère un jour retrouver, ici ou ailleurs, la qualité exceptionnelle de vie et de travail que j'ai trouvée dans notre équipe.

Merci aux doctorants, déjà partis ou non, pour tout ce que l'on a partagé. Yannick le motard et sa petite famille, Dominique l'alsacien freeware et frisbee, Audrey la bisontine, Andrei dragosta din tei et tous les autres que j'oublie. Merci particulièrement à Céline, qui fut pour moi une référence dans bien des domaines, même si dire cela va certainement l'énerver. Merci également à phononique Sarah, que j'ai souvent croisée, pour de très nombreuses et diverses raisons, toujours avec grand plaisir, le hasard fait bien les choses.

Quant à la jeunesse pas nécessairement ONL mais toujours fortement non linéaire, merci à eux pour avoir donné à ma thèse une saveur si particulière! Merci aux anciens : Alex, Gilles et Arnaud, qui nous ont laissé les clefs. Je pense aussi aux petits nouveaux, Jeremy, Jean-Luc, il faut garder le rythme! Les moins nouveaux, Remy Ferrari, Anne la geek, Jean-Charles chopper, super Kiki, Federico Materazzi et Virginie aussi, qui est déjà partie. Merci également à Ludo le mytho, il est permanent mais on l'aime quand même.

Et puis bien sûr un grand merci à Armand, qui est à la fois mon père et mon fils spirituel, toujours prêt à écouter de la bonne musique au bureau ou à m'ouvrir les yeux sur le monde. Nous avons presque vécu ensemble chaque jour pendant trois ans, j'en ai savouré chaque seconde.

Merci à mes amis, parce que le travail ne vaut rien sans la vie qui va autour. Par ordre chronologique, Willy, Mélanie, Sarah, Ludivine, le vieux Brice, les Taouins, Odile et Damien, et tous ceux que j'oublie.

Merci bien sûr à la bande des six, donc j'ai la chance de faire partie : Elodie Calimero et Woody Alain, le couple qui va plus vite que son ombre, la jolie petite Maud qui aimait se faire gratter le crâne en amphi et son chéri Arnaud, mon prof de moto.

Merci enfin à celle qui manquerait pour que nous soyons six et sans qui je ne serais pas entier, ma belle Christel. Merci à elle de m'avoir supporté, dans tous les sens du terme, et merci pour tout le reste, tout est plus beau à tes côtés.

Merci.

Table des matières

Table des matières	iv
Introduction	1
Aperçu historique	2
Structure du manuscrit	3
Bibliographie	4
Liste des publications de l'auteur	7
1 Théorie des dynamiques non linéaires en milieu Kerr	9
1.1 Modélisation analytique et numérique	9
1.1.1 Écriture de la polarisation non linéaire	10
1.1.2 Écriture de l'équation non linéaire de Schrödinger	12
1.1.3 Simulation numérique	18
1.2 Le système d'équations de Schrödinger non linéaires couplées (NLSC)	20
1.3 Description des phénomènes non linéaires	21
1.3.1 NLS scalaire : Autofocalisation et indice non linéaire	21
1.3.2 NLS vectorielle : intermodulation de phase (XPM) et biréfringence induite	25

1.3.3	La famille des solitons vectoriels de polarisation	26
1.4	Interaction vectorielle entre champs de fréquences différentes	29
	Conclusion	30
	Bibliographie	31
2	Le soliton elliptique fondamental	35
2.1	L'état de polarisation et ses représentations	35
2.1.1	Paramètres du problème	35
2.1.2	Changement de repère	37
2.1.3	État de polarisation et vecteur de Stokes	38
2.2	Le soliton elliptique fondamental et sa polarisation	39
2.2.1	Profil transverse de polarisation	39
2.2.2	Évolution longitudinale du SEF	41
2.2.3	La réalité expérimentale	43
2.3	Observation Expérimentale	49
2.3.1	Mise en place de l'expérience	51
2.3.2	Résultats	55
	Conclusion	64
	Bibliographie	65
3	Les solitons multimodes vectoriels	67
3.1	Explication du phénomène	67
3.1.1	Les solitons multimodes vectoriels : une superposition de modes	68
3.1.2	Les solitons multimodes vectoriels : un équilibre entre interactions	69

3.1.3	SMV et SEF : une seule et même famille	71
3.2	Les solitons multimodes vectoriels et leur instabilité	73
3.2.1	Mise en forme des SMV : les contraintes expérimentales	73
3.2.2	La propagation des SMV et leur instabilité	76
3.3	Observation expérimentale	81
3.3.1	Montage expérimental	81
3.3.2	Propagation du SMV	83
3.4	Comprendre et induire l'instabilité	87
3.4.1	Brisure et brisure induite des solitons multimodes vectoriels	88
3.4.2	Après la brisure : le soliton elliptique fondamental	98
3.4.3	Hors du régime soliton : Attraction / Répulsion	98
	Bibliographie	102
4	Collisions entre solitons scalaires et vectoriels	105
4.1	Introduction	105
4.2	Collision : soliton infrarouge et soliton dipolaire	106
4.2.1	Simulations Numériques	106
4.2.2	Résultats expérimentaux	111
4.3	Collision entre un soliton de polarisation circulaire et un soliton scalaire	116
	Bibliographie	123
	Conclusion et perspectives	125
A	Analogie mécanique et méthode des tirs	127
A.1	Établissement des équations du mouvement normalisées	127

A.2 Analogie mécanique	129
A.3 Résolution numérique : méthode des tirs	130
Bibliographie	133
B Génération de soliton vectoriel multicolore par diffusion Raman stimulée	135
B.1 Description théorique	135
B.2 L'effet Raman dans le CS ₂	136
B.3 Naissance du soliton multicolore	138
B.4 Observation expérimentale	141
Bibliographie	144
C Réalisation du miroir à saut de phase	145

Introduction

Les développements de l'optique depuis les années 60 grâce à l'invention du laser sont innombrables. Cohérence, directivité, monochromaticité et intensité de cette nouvelle source de lumière ont ouvert de nouvelles voies dans de nombreuses branches de la physique. Elle a rendu possibles toutes sortes de nouvelles observations expérimentales des aspects d'un seul et même phénomène fascinant : l'interaction entre lumière et matière.

Désormais, avec le laser, nous disposons d'un rayonnement électromagnétique si bien défini qu'il devient un outil pour sonder la matière. Une source dont la puissance et la cohérence sont telles qu'elle peut détruire la matière, la re-dessiner ou encore modifier ses caractéristiques optiques. C'est cette dernière propriété qui est le point de départ de toute l'optique non linéaire et de cette thèse en particulier. L'objet de cette étude est en effet le soliton, un rayonnement qui, parce qu'il modifie les propriétés optiques du milieu dans lequel il existe, parvient à se propager sans déformation, grâce à l'exacte compensation des effets de dispersion par cette modification du milieu.

Le phénomène solitonique auto-entretenu s'exprime donc comme un équilibre entre effets non linéaires et linéaires qui maintient les dimensions (spatiales et/ou temporelles) d'une onde. Il repose sur l'interaction entre cette onde et son milieu de propagation à travers ses réponses linéaires et non linéaires. C'est un phénomène générique de la physique ondulatoire non linéaire et il se retrouve dans de nombreux domaines de la science. C'est ainsi en hydrodynamique que la première onde solitaire fut observée en 1844 lors de la célèbre expérience de J. S. Russel [1]. Ici le soliton était une vague dans un canal étroit et peu profond, nul besoin de laser ni de source perfectionnée.

Dans le domaine de l'optique, comme nous l'avons dit, c'est la disponibilité de sources cohérentes et puissantes qui a rendu possible l'observation des phénomènes non linéaires à l'origine des solitons. La capacité de certains milieux à voir leur indice optique être modulé en présence d'un champ lumineux intense fut observée en 1964 par Chiao, Garmire et Townes [2]. Cette modulation d'indice peut alors impliquer un effet de lentille photoinduite résultant en une autofocalisation des faisceaux. On venait de découvrir l'effet qui permet de compenser la diffraction naturelle de la lumière qui tend à élargir les faisceaux. L'idée de parvenir à un équilibre entre les deux était née. On comprit rapidement qu'atteindre cet équilibre n'était pas si simple et qu'une configuration où la compensation devrait se faire sur deux dimensions transverses du faisceau était instable [3]. Puis les célèbres

travaux théoriques de Zakharov et Shabat [4] démontrèrent que si l'on considère une unique dimension transverse, une solution analytique stable existait alors : le soliton.

La même année que Chiao *et al.*, Maker, Terhune et Savage s'intéressèrent eux aussi, de façon indépendante, à l'influence des hautes intensités sur l'indice optique de certains milieux [5]. En s'intéressant aux caractéristiques vectorielles du champ, ils observèrent que la polarisation mesurée après propagation dépend elle aussi de l'intensité. Ils découvrirent ainsi un phénomène tout aussi fascinant que l'autofocalisation : la rotation non linéaire de polarisation.

Le cadre général dans lequel s'inscrit le présent travail de thèse est celui de l'étude d'un des nombreux développements à l'intersection de ces deux travaux de 1964. Nous allons en effet nous intéresser aux solitons vectoriels, c'est à dire aux faisceaux qui non seulement maintiennent leur profil grâce à l'autofocalisation, mais qui montrent également des dynamiques de polarisation complexes.

Bref état de l'art

Depuis les travaux de 1964, la prise en compte du caractère vectoriel de la lumière dans les effets non linéaires type Kerr¹ a permis la découverte de nouveaux phénomènes non linéaires comme les états liés de polarisation ou les ondes solitaires vectorielles [6–8]. De nouveaux régimes d'instabilité, telles les instabilités de polarisation, de modulation ou de brisure de symétrie ont également été décrits [9–16]. La plupart de ces nouvelles propagations non linéaires stationnaires ou instables sont décrites par un système de deux équations de Schrödinger non linéaires couplées.

Ce système fût tout d'abord étudié dans le cas de milieux biréfringents dans la configuration 1+1D, c'est à dire une unique dimension transverse libre plus une dimension de propagation, pour éviter l'instabilité qui naît des propagations en milieu 2+1D. Il fut ainsi démontré qu'il existe des solutions stationnaires sous la forme d'états liés de polarisation, c'est à dire des configurations où la biréfringence linéaire qui devrait disperser des enveloppes de polarisation différente est compensée par une modulation d'indice différente pour chacune des composante, donnant ainsi naissance à un soliton vectoriel [7, 8]. Les instabilités de polarisation et de modulation ont également été décrites dans les configurations de forte ou faible biréfringence des guides d'onde 1+1D [9, 12, 15, 17–25]. Le domaine d'existence de l'instabilité modulationnelle et de la génération de solitons vectoriels a été étendu au régime normal de dispersion des fibres optiques biréfringentes grâce à l'intermodulation de phase [10, 11, 14, 23, 26]. D'autres études se sont encore concentrées sur des solutions stationnaires [27, 28] ou d'évolution périodique [29–31].

¹Les milieux Kerr sont ceux dans lesquels la modulation non linéaire d'indice est simplement proportionnelle à l'intensité lumineuse. Elle est, idéalement, instantanée, sans saturation et locale.

Ainsi la plupart des démonstrations expérimentales ou théoriques ont été réalisées en milieu biréfringent et très peu de travaux ont porté sur les milieux isotropes depuis ceux de Maker *et al.* [5]. Mais, à partir de 1993, Haelterman, Sheppard et Snyder [32–34] démontrèrent qu’en plus des solitons scalaires de polarisation rectiligne ou circulaire, les milieux de Kerr isotropes supportent la propagation d’une nouvelle famille de solitons vectoriels de polarisation elliptique. C’est à cette famille que nous allons nous intéresser dans cette thèse. Notre étude, à caractère essentiellement expérimental, s’appuiera sur les techniques analytiques et théoriques développées par M. Haelterman et son équipe et sur les techniques expérimentales utilisées par C. Cambournac dans sa thèse [35].

Structure du manuscrit

Dans le premier chapitre nous décrirons les outils théoriques dont nous aurons besoin tout au long de notre étude. Nous nous attacherons à tirer les implications physiques des différents termes et interactions présents dans le système d’équations de Schrödinger non linéaires. Nous introduirons ainsi les notions d’autofocalisation, de soliton, de soliton vectoriel et notamment l’interaction réciproque de plusieurs fréquences optiques.

Ensuite, dans le second chapitre, nous rendrons compte de résultats portant sur le premier et seul membre stable de la famille des solitons vectoriels en milieu de Kerr isotrope : le soliton elliptique fondamental. Nous profiterons de ce chapitre pour faire quelques rappels sur la polarisation et ses modes de représentation. Nous présenterons alors des résultats numériques et leur confirmation expérimentale qui constituent la première observation de ce soliton qui présente simultanément une rotation longitudinale de polarisation et une courbure transverse d’ellipticité. Nous réaliserons cette propagation dans un guide plan qui assurera la propagation 1+1D décrite par Zakharov et Shabat [4] et nous constaterons l’influence de la dimension temporelle des impulsions sur les mesures.

Dans le troisième chapitre, nous étudierons les membres supérieurs de cette famille de solitons, à savoir les solitons multimodes vectoriels ou états liés de solitons. Ces solitons se composent généralement d’enveloppes de polarisations distinctes mutuellement piégées par intermodulation de phase et forment ainsi un guide d’onde multimode photoinduit. Nous observerons dans un premier temps numériquement et expérimentalement leur stabilité de propagation. Nous montrerons ensuite qu’ils sont sujets à une instabilité de brisure de symétrie dans les milieux Kerr isotropes, un phénomène suggérant une application directe à la commutation spatiale sans seuil de puissance.

Le quatrième chapitre sera consacré aux interactions multicolores dans les milieux de Kerr isotropes. Nous étudierons comment la collision avec un soliton infrarouge scalaire peut influencer la propagation de solitons multimodes vectoriels ou comment elle peut modifier la polarisation d’un soliton de polarisation circulaire.

Enfin, dans la conclusion, nous relaterons de façon exhaustive les principaux résultats scientifiques de cette étude et donnerons quelques perspectives pour l'application potentielle de ces solitons aux futures technologies tout-optiques.

Nous compléterons le manuscrit par trois annexes. La première donne quelques éléments d'explication sur la méthode de résolution numérique du système d'équations de Schrödinger non linéaires. Cette résolution permet de déterminer les solutions invariantes du système. La seconde est un rapide compte-rendu de la méthode de fabrication du miroir à saut de phase utilisé pour la mise en forme des solitons multimodes vectoriels. Enfin la troisième annexe rapporte les premiers résultats d'une expérience de génération d'un soliton spatial multicolore dans le guide plan de Kerr par diffusion Raman stimulée.

Bibliographie

- [1] J. S. Russel, "Report on waves," in *Report of the Fourteenth Meeting of the British Association for Advancement of Science* (Londres, 1844).
 - [2] R. Y. Chiao, E. Garmire, et C. H. Townes, "Self-Trapping of Optical Beams," *Physical Review Letters* **13**(15), 479 (1964).
 - [3] P. Kelley, "Self-Focusing of Optical Beams," *Physical Review Letters* **15**(26), 1005 (1965).
 - [4] V. E. Zakharov et A. B. Shabat, "Exact Theory of Two-Dimensional Self-Focusing and One-Dimensional Self-Modulation of Waves in Nonlinear Media," *Soviet Physics JETP* **34**(1), 62 (1972).
 - [5] P. D. Maker, R. W. Terhune, et C. M. Savage, "Intensity-Dependent Changes in the Refractive Index of Liquids," *Physical Review Letters* **12**(18), 507 (1964).
 - [6] G. Gregori et S. Wabnitz, "New Exact Solutions and Bifurcations in the Spatial Distribution of Polarization in Third-Order Nonlinear Optical Interactions," *Physical Review Letters* **56**(6), 600 (1986).
 - [7] M. V. Tratnik et J. E. Sipe, "Bound solitary waves in a birefringent optical fiber," *Physical Review A* **38**(4), 2011–2017 (1988).
 - [8] D. N. Christodoulides et R. I. Joseph, "Vector solitons in birefringent nonlinear dispersive media," *Optics Letters* **13**(1), 53–55 (1988).
 - [9] C. M. De Sterke et J. E. Sipe, "Polarization instability in a waveguide geometry," *Optics Letters* **16**(4), 202–204 (1991).
 - [10] M. Haelterman et A. P. Sheppard, "Vector soliton associated with polarization modulational instability in the normal dispersion regime," *Physical Review E* **49**(4), 3389–3399 (1994).
 - [11] S. G. Murdoch, R. Leonhardt, et J. D. Harvey, "Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers," *Optics Letters* **20**(8), 866–868 (1995).
-

-
- [12] S. F. Feldman, D. A. Weinberger, et H. G. Winful, "Polarization Instability in a twisted birefringent optical fiber," *Journal of the Optical Society of America B* **10**(7), 1191–1201 (1993).
- [13] Z. Chen, "Stability criterion of coupled soliton states," *Physical Review E* **57**(3), 3542–3550 (1998).
- [14] D. C. Hutchings, J. M. Arnold, et D. F. Parker, "Stationary mixed-polarization spatial solitons and their stability in semiconductor waveguides," *Physical Review E* **58**(5), 6649–6658 (1998).
- [15] R. Malendevich, L. Friedrich, G. I. Stegeman, J. M. Soto-Crespo, N. N. Akhmediev, et J. S. Aitchison, "Radiation-related polarization instability of Kerr spatial vector solitons," *Journal of the Optical Society of America B* **19**(4), 695–702 (2002).
- [16] Y. Silberberg et Y. Barad, "Rotating vector solitary waves in isotropic fibers," *Optics Letters* **20**(3), 246–248 (1995).
- [17] S. Trillo, S. Wabnitz, R. Stolen, G. Assanto, C. T. Seaton, et G. I. Stegeman, "Experimental observation of polarization instability in a birefringent optical fiber," *Applied Physics Letters* **49**(19), 1224–1226 (1986).
- [18] S. Wabnitz, "Modulational polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium," *Physical Review A* **38**(4), 2018–2021 (1988).
- [19] J. U. Kang, J. S. Aitchison, G. I. Stegeman, et N. Akhmediev, "One-dimensional spatial solitons in AlGaAs waveguides," *Optical and Quantum Electronics* **30**, 649–671 (1998).
- [20] D. Wang, R. Barillé, et G. Rivoire, "Influence of soliton propagation on the beam-polarization dynamics in a planar waveguide," *Journal of the Optical Society of America B* **15**(11), 2731–2737 (1998).
- [21] V. Boucher, H. Leblond, et X. Nguyen-Phu, "Polarization switching in a planar optical waveguide," *Physical Review E* **68** (2003).
- [22] M. N. Islam, C. E. Socolich, et J. P. Gordon, "Soliton intensity-dependent polarization rotation," *Optics Letters* **15**(1), 21–23 (1990).
- [23] N. Akhmediev et J. M. Soto-Crespo, "Dynamics of solitonlike pulse propagation in birefringent optical fibers," *Physical Review E* **49**(6), 5742–5755 (1994).
- [24] J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, et A. Ankiewicz, "Soliton propagation in optical devices with two-component fields : a comparative study," *Journal of the Optical Society of America B* **12**(6), 1100–1109 (1995).
- [25] G. De Angelis, P. Franco, et M. Romagnoli, "Vector-soliton induces depolarization," *Optics Communications* **157**, 161–164 (1998).
- [26] E. Seve, G. Millot, S. Wabnitz, T. Sylvestre, et H. Maillotte, "Generation of vector dark solitons trains by induced modulation instability in highly birefringent fibers," *Journal of the Optical Society of America B* **16**, 1642–1650 (1999).
- [27] N. N. Akhmediev, A. V. Buryak, J. M. Soto-Crespo, et D. R. Andersen, "Phase-locked stationary soliton states in birefringent nonlinear optical fibers," *Journal of the Optical Society of America B* **12**(3), 434–439 (1995).
-

- [28] B. C. Collings, S. T. Cundiff, et N. Akhmediev, “Polarization-locked temporal vector solitons in a fiber laser : experiment,” *Journal of the Optical Society of America B* **17**(3), 354–365 (2000).
 - [29] B. A. Malomed, “Polarization dynamics and interactions of solitons in a birefringent optical fiber,” *Physical Review A* **43**(1), 410–423 (1991).
 - [30] Y. Barad et Y. Silberberg, “Polarization Evolution and Polarization Instability of Solitons in a Birefringent Optical Fiber,” *Physical Review Letters* **78**(17), 3290–3293 (1997).
 - [31] E. A. Ostrovskaya, N. N. Akhmediev, G. I. Stegeman, J. U. Kang, et J. S. Aitchison, “Mixed-mode spatial solitons in semiconductor waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B* **14**(4), 880–887 (1997).
 - [32] M. Haelterman, A. P. Sheppard, et A. W. Snyder, “Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media,” *Optics Letters* **18**(17), 1406–1408 (1993).
 - [33] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “Bifurcation phenomena and multiple soliton-bound states in isotropic Kerr media,” *Physical Review E* **49**(4), 3376–3381 (1994).
 - [34] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “The elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr Media,” *Physics Letters A* **194**, 191–196 (1994).
 - [35] C. Cambournac, “Instabilités spatiales en milieu de Kerr : réseaux de solitons spatiaux et brisure de symétrie des solitons multimodes dans un guide plan,” Thèse, sciences pour l’ingénieur, U.F.R. Sciences et Techniques de l’Université de Franche-Comté. (2003).
-

Liste des publications de l'auteur

Revue internationale à comité de lecture

- M. Delqué, G. Fanjoux, et T. Sylvestre, *Polarization dynamics of the fundamental vector soliton of isotropic Kerr media*, Physical Review E (2006), en révision
- G. Fanjoux, J. Michaud, M. Delqué, H. Maillotte et T. Sylvestre, *Generation of multicolor vector Kerr solitons by cross-phase modulation, four-wave mixing and stimulated Raman scattering*, Optics Letters **31**, 23 (2006), à paraître
- G. Fanjoux, J. Michaud, M. Delqué, H. Maillotte et T. Sylvestre, *Observation expérimentale d'un soliton spatial bicolore dans un milieu de Kerr en présence de diffusion Raman stimulée*, Journal de Physique IV-Proceedings, (Oct. 2005)
- M. Delqué, T. Sylvestre, H. Maillotte, C. Cambournac, P. Kockaert et M. Haelterman, *Experimental observation of the elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr media*, Optics Letters **30**, 24 p.3383 (2005)
- M. Delqué, M. Chauvet, H. Maillotte et T. Sylvestre, *Numerical and experimental investigations of vector soliton bound-states in a Kerr planar waveguide*, Optics Communications **249**, p.285-291 (2005)

Conférences internationales à comité de lecture

- G. Fanjoux, J. Michaud, M. Delqué, H. Maillotte et T. Sylvestre, *Generation of multicolor vector spatial solitons in a Kerr planar waveguide*, EOS Topical meeting on Nonlinear Optics, TOM6 p.59-60 (16-19 Octobre 2006, Paris, France)
 - M. Delqué, T. Sylvestre, H. Maillotte, C. Cambournac, P. Kockaert et M. Haelterman, *Experimental Observation of the Elliptically Polarized Fundamental Vector Soliton of Isotropic Kerr Media*, Nonlinear Guided Waves and Their Applications/NLGW'2005, papier FA4 (6-9 septembre 2005, Dresde, Allemagne)
 - M. Delqué et T. Sylvestre, *Observation of the Elliptically Polarized Fundamental Vector Soliton of Isotropic Kerr Media*, Australasian Conference on Optics, Lasers
-

& Spectroscopy/**ACOLS'2005**, papier WB3 (5-9 décembre 2005, Rotorua, New Zealand)

- M. Delqué, M. Chauvet, H. Maillotte, et T. Sylvestre, *Numerical and experimental investigations of vector soliton bound states in a Kerr planar waveguide*, Nonlinear Guided Waves and Their Applications/**NLGW'2004**, papier TuC26 (28-31 mars 2004, Toronto, Canada)

Conférences nationales à comité de lecture

- G. Fanjoux, M. Delqué, J. Michaud, H. Maillotte et T. Sylvestre, *Les solitons optiques spatiaux vectoriels dans les milieux à non-linéarité Kerr*, 9èmes Rencontres du Non-Linéaire/**RNL'2006** (8-10 mars 2006, Paris)
 - G. Fanjoux, M. Delqué, J. Michaud, H. Maillotte et T. Sylvestre, *Observation expérimentale d'un soliton spatial bicolore dans un milieu Kerr résonant*, **Colloq'9** papier 121 (septembre 2005, Dijon)
 - M. Delqué, T. Sylvestre, H. Maillotte, C. Cambournac, P. Kockaert et M. Haelterman, *Observation Expérimentale du Soliton Elliptique Fondamental en Milieu Kerr Isotrope*, 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée/**JNOG'2005**, papier P9 p.162-164 (8-10 novembre 2005, Chambéry)
 - M. Delqué, M. Chauvet, H. Maillotte et Thibaut Sylvestre, *Etude de la stabilité des états liés de solitons optiques spatiaux*, 22èmes Journées nationales d'Optique Guidée/**JNOG'2003** papier p.29-31 (12-14 novembre 2003, Valence, France)
-

Chapitre 1

Théorie des dynamiques non linéaires en milieu Kerr

Dans ce premier chapitre nous allons nous intéresser au système d'équations qui modélise notre configuration expérimentale d'étude : les équations de Schrödinger non linéaires en milieu de Kerr isotrope. Nous nous efforcerons de donner à chaque terme du développement mathématique son interprétation physique. Ainsi, nous présenterons progressivement les différents phénomènes physiques sous-jacents.

Puis, en partant de la simple équation scalaire, nous serons conduits à considérer le phénomène à la base de l'existence des solitons spatiaux : l'autofocalisation, c'est à dire l'effet de lentille photo-induite. Nous pourrons ensuite rendre le modèle plus réaliste en prenant en compte la nature vectorielle de la polarisation en introduisant un système d'équations couplées. Apparaîtra alors la notion de biréfringence non linéaire qui trouvera son application dans tous les phénomènes de rotation non linéaire de polarisation décrits dans le manuscrit. Nous identifierons dès lors la famille de solitons qui fait l'objet de cette thèse : les solitons vectoriels en milieu Kerr isotrope. Enfin, l'équation de Schrödinger non linéaire sera complétée par les termes qui décrivent les interactions réciproques entre champs de fréquences différentes.

1.1 Modélisation analytique et numérique

Cette première partie porte sur l'établissement du système de 2 équations couplées auxquelles nous ferons référence régulièrement dans ce manuscrit. Nous donnerons en détail les différentes étapes permettant d'obtenir les équations de Schrödinger non linéaires couplées à partir de la polarisation non linéaire et des équations de Maxwell. Nous aborderons rapidement notre méthode numérique de simulation : la méthode de transformation de Fourier itérative par pas divisés.

1.1.1 Écriture de la polarisation non linéaire

A la source de l'effet soliton se trouve la capacité de certains milieux à générer, sous l'action d'un champ électrique (en l'occurrence celui du champ lumineux), une polarisation non linéaire. Le terme non linéaire signifiant ici que cette polarisation induite n'a plus les propriétés de proportionnalité par rapport au champ qui lui a donné naissance.

Dans de tels matériaux on peut observer la création de polarisations ne vibrant plus à la fréquence du champ appliqué ou encore des modifications de l'indice optique en fonction de l'intensité de ce champ. C'est ce dernier effet, appelé effet Kerr, qui est à l'origine des solitons décrits dans cette étude.

Le champ électrique appliqué \vec{E} est choisi se propageant suivant la direction des z positifs dans un milieu isotrope. On prend donc la composante $E_z = 0$. Ce champ s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} (E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y) e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (1.1)$$

c.c signifiant *Complexe Conjugué*, c'est à dire ici $\frac{1}{2} (E_x^* \vec{e}_x + E_y^* \vec{e}_y) e^{-i\omega_0 t}$

La polarisation en régime linéaire s'écrit classiquement :

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.2)$$

où $\chi^{(1)}$ est le coefficient de susceptibilité d'ordre 1, ou susceptibilité linéaire. Toutefois, lorsque l'amplitude du champ électrique est significativement élevée, il devient nécessaire de prendre en compte les termes de polarisation qui ne dépendent plus uniquement du champ de façon linéaire. La polarisation s'écrit alors de façon générale :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \dots \quad (1.3)$$

où les $\chi^{(i)}$ sont les coefficients de susceptibilité d'ordre i .

Dans un matériau centrosymétrique, le tenseur des susceptibilités d'ordre 2 est nul par des conditions de symétrie. Le milieu non linéaire que nous étudierons (CS_2 liquide) est centrosymétrique, la polarisation non linéaire qui apparaît a donc un caractère cubique (ordre 3), en première approximation.

La polarisation non linéaire s'écrit [1] :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.4)$$

où $\chi^{(3)}$ est le tenseur des susceptibilités d'ordre trois.

Le produit tensoriel : fera apparaître des termes de la forme :

- $\frac{1}{8}E_i E_j E_k$ ou $\frac{1}{8}E_i^* E_j^* E_k^*$ (avec $i,j,k=x$ ou y) vibrant à la fréquence $\pm 3\omega_0$ (cf. EQ. (1.1)). Il n'y a pas, à priori, d'accord de phase pour un tel champ, c'est à dire qu'il ne pourra pas être généré de manière cohérente, il ne se propage pas. Il ne sera pas à l'origine de phénomène soliton. Ce terme sera par conséquent omis.
- $\frac{1}{8}E_i E_j E_k^*$ ou $\frac{1}{8}E_i^* E_j^* E_k$ (avec $i,j,k=x$ ou y) vibrant à la fréquence $\pm\omega_0$. Cette fréquence étant la même que celle à l'origine du phénomène, il y a naturellement accord de phase puisqu'elle vérifie l'équation de propagation classique. Ces termes seront ceux qui attireront toute notre attention.

Dans un milieu isotrope, seuls trois éléments du tenseur des susceptibilités d'ordre trois $\chi^{(3)}$ sont indépendants. Nous pouvons montrer que [2] :

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} \delta_{ij} \delta_{kl} + \chi_{xyxy}^{(3)} \delta_{ik} \delta_{jl} + \chi_{xyyx}^{(3)} \delta_{il} \delta_{jk} \quad (1.5)$$

où δ_{ab} désigne le symbole de Kronecker :

$$\delta_{ab} = \begin{cases} 1 & \text{si } a = b, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

Nous en déduisons immédiatement :

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)} = \chi^{(3)} \quad (1.6)$$

Nous avons également [3] :

$$\chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} \text{ et } \frac{\chi_{xyyx}^{(3)}}{\chi^{(3)}} = B \quad (1.7)$$

$$\text{Soit : } \begin{cases} \chi_{xxyy}^{(3)} = \frac{1-B}{2} \chi^{(3)} \\ \chi_{xyxy}^{(3)} = \frac{1-B}{2} \chi^{(3)} \\ \chi_{xyyx}^{(3)} = B \chi^{(3)} \end{cases} \quad (1.8)$$

Les caractéristiques non linéaires du matériau sont alors totalement décrites par $\chi^{(3)}$ et B .

Nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_i^{NL} = & \frac{\varepsilon_0}{8} \sum_j \left[\left(\frac{1-B}{2} \right) \chi^{(3)} E_i E_j E_j^* + \left(\frac{1-B}{2} \right) \chi^{(3)} E_j E_i E_j^* \right. \\ & \left. + B \chi^{(3)} E_j E_j E_i^* \right] e^{-i\omega_0 t} + c.c. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Or, dans nos notations, nous avons :

$$\mathbf{P}_i^{NL} = \frac{1}{2} (P_i^{NL} + P_i^{NL*}) e^{-i\omega_0 t} \vec{e}_i \quad (1.10)$$

Soit donc, en identifiant EQ. (1.9) à EQ. (1.10) et en prenant en compte les 3 combinaisons possibles pour le champ conjugué qui apparaissent dans le développement de $\overrightarrow{E}(\vec{r}, t)^3$:

$$P_i^{NL} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \sum_j \left[\left(\frac{1-B}{2} \right) \chi^{(3)} E_i E_j E_j^* + \left(\frac{1-B}{2} \right) \chi^{(3)} E_j E_i E_j^* + B \chi^{(3)} E_j E_j E_i^* \right] \quad (1.11)$$

Le développement de la somme donne :

$$P_i^{NL} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \left[\left(\frac{1-B}{2} \right) \chi^{(3)} E_i |E_j|^2 + \left(\frac{1-B}{2} \right) \chi^{(3)} |E_j|^2 E_i + B \chi^{(3)} E_j^2 E_i^* + \chi^{(3)} E_i |E_i|^2 \right] \quad (1.12)$$

pour $i, j = x$ ou y , et $i \neq j$

Soit :

$$P_i^{NL} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} [(1-B)|E_j|^2 E_i + B E_j^2 E_i^* + |E_i|^2 E_i] \quad (1.13)$$

pour $i, j = x$ ou y , et $i \neq j$

La polarisation totale s'écrit :

$$P_i = P_i^L + P_i^{NL} \quad (1.14)$$

1.1.2 Écriture de l'équation non linéaire de Schrödinger

Le développement de l'équation non linéaire de Schrödinger ou NLS (pour *Non Linear Schrödinger equation*) se retrouve à quelques différences de notation près, dans toute la littérature comme un calcul classique en optique non linéaire [1, 4]. Ces différences de notation justifient à elles seules le tableau détaillé ci-dessous afin de poser clairement nos conventions.

Les grandeurs utilisées seront :

\vec{E}	Champ électrique, exprimé en $V.m^{-1}$
\vec{D}	Excitation électrique, exprimée en $F.V.m^{-2}$
\vec{B}	Champ magnétique, exprimé en $V.s.m^{-1}$
\vec{H}	Excitation magnétique, exprimée en $A.m^{-1}$
\vec{P}	Polarisation, exprimée en $F.V.m^{-2}$
\vec{M}	Aimantation du milieu, exprimée en $A.m^{-1}$
ρ	Densité de charges libres, exprimée en $A.S.m^{-3}$
\vec{j}	Densité de courant libre, exprimée en $A.m^{-2}$
$\varepsilon_0 = 8,854.10^{-12} F.m^{-1}$	Permittivité du vide
$\varepsilon_r = \varepsilon_L + \varepsilon_{NL}$	Permittivité relative du milieu de propagation
$\mu_0 = 4\pi.10^{-7} H.m^{-1}$	Perméabilité du vide
$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \simeq 2,998.10^8 m.s^{-1}$	Vitesse de la lumière dans le vide

Considérons comme point de départ les équations de Maxwell :

$$\vec{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.15a)$$

$$\vec{rot}(\vec{H}) = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.15b)$$

$$div(\vec{D}) = \rho \quad (1.15c)$$

$$div(\vec{B}) = 0 \quad (1.15d)$$

Le milieu non linéaire qui nous intéresse étant diélectrique, et en l'absence de charges libres on a :

$$\begin{cases} \vec{j} = \vec{0} \\ \rho = 0 \end{cases} \quad (1.16)$$

Nous pouvons, de plus, lier les \vec{D} , \vec{B} , \vec{E} et \vec{H} à l'aide des équations de la matière :

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \\ \vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \end{cases} \quad (1.17)$$

Les milieux utilisés étant non magnétiques, nous aurons : $\vec{M} = \vec{0}$

En combinant EQ. (1.15a) et EQ. (1.15b), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}} \left(\overrightarrow{\text{rot}} \left(\vec{E} \right) \right) &= -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \overrightarrow{\text{rot}} \left(\vec{H} \right) \\ &= -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D} \\ &= -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon_r \vec{E} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Or

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = c \quad (1.19)$$

Et donc :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left(\overrightarrow{\text{rot}} \left(\vec{E} \right) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\varepsilon_r \vec{E} \right) \quad (1.20)$$

De plus

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}} \left(\overrightarrow{\text{rot}} \left(\vec{E} \right) \right) &= \text{grad} \left[\text{div} \left(\vec{E} \right) \right] - \Delta \vec{E} \\ &= \text{grad} \left[\text{div} \left(\frac{\vec{D}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right) \right] - \Delta \vec{E} \end{aligned} \quad (1.21)$$

où Δ représente l'opérateur Laplacien : $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

Si nous admettons que ε_r est indépendant de la position (milieu homogène), nous pouvons sortir ce terme constant du Laplacien, et alors :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}} \left(\overrightarrow{\text{rot}} \left(\vec{E} \right) \right) &= \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \text{grad} \left[\text{div} \left(\vec{D} \right) \right] - \Delta \vec{E} \\ &= -\Delta \vec{E} \end{aligned} \quad (1.22)$$

d'après EQ. (1.15c) et EQ. (1.16)

Nous avons donc, en combinant EQ. (1.20) et EQ. (1.22) :

$$-\Delta \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon_r \vec{E} \quad (1.23)$$

Soit :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon_r \vec{E} = 0 \quad (1.24)$$

Remarque : Notre travail consistant en l'étude d'une propagation 1+1D de dimension transverse x , le terme en $\frac{\partial^2}{\partial y^2} \vec{E}$ est abandonné.

Le champ électrique, polarisé perpendiculairement à sa direction de propagation choisie identique à l'axe z , s'écrit :

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_x e^{-i(\omega_0 t - \beta_x z)} + c.c. \\ E_y e^{-i(\omega_0 t - \beta_y z)} + c.c. \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

dans le repère cartésien (x, y, z) et notre milieu étant isotrope, nous avons $\beta_x = \beta_y = \beta$

Nous utilisons ensuite l'approximation de l'enveloppe lentement variable (ou SVA pour *Slowly Varying Approximation*) qui stipule que l'enveloppe des champs impliqués dans l'étude ne se modifie que très lentement avec z . Cette approximation est particulièrement applicable à notre étude puisque la caractéristique des solitons spatiaux est d'avoir une enveloppe restant constante sur toute la longueur de propagation.

Quant aux cas de brisure de symétrie que nous recherchons, ils vérifieront cette approximation si le phénomène est spatialement plus étendu qu'une longueur d'onde de la lumière considérée.

Dans le développement de $\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}$, nous aurons donc : $\frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} \ll \beta \frac{\partial E_i}{\partial z}$ et on obtient :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \simeq 2i\beta \frac{\partial \vec{E}}{\partial z} - \beta^2 \vec{E} \quad (1.26)$$

En y introduisant EQ. (1.26), EQ. (1.24) devient, pour la composante E_i :

$$\left[\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + 2i\beta \frac{\partial E_i}{\partial z} - \beta^2 E_i \right] e^{i\omega_0 t - \beta z} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_r E_i e^{i\omega_0 t - \beta z}) = 0 \quad (1.27)$$

Il s'agit maintenant de déterminer la forme du second terme de (1.27), soit :

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_r E_i e^{i\omega_0 t - \beta z}) \quad (1.28)$$

Nous utiliserons la transformée de Fourier afin de réécrire l'EQ. (1.28) en nous affranchissant de la dérivée temporelle :

$$TF(1.28) = -\frac{1}{c^2} (-\omega^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_r(t) E_i(x, y, t) e^{i\beta z} e^{i(\omega_0 - \omega)t} dt \quad (1.29)$$

Nous pouvons nous permettre de sortir $\varepsilon_r(t)$ de l'intégrale si nous supposons la réponse du milieu instantanée, c'est à dire ε_r indépendante du temps.

Remarque : Cette approximation pourrait être contestable si la durée des impulsions utilisées était de l'ordre du temps de réponse ou de relaxation de la non-linéarité (ou inférieure), ce qui ne sera pas le cas dans nos expériences. En effet, le temps de réponse du CS_2 est de l'ordre de 150fs et son temps de relaxation de 2ps, alors que les impulsions laser seront toutes supérieures à 40ps.

Ainsi :

$$\begin{aligned} TF(\text{EQ. (1.28)}) &= +\frac{\varepsilon_r\omega^2}{c^2}e^{i\beta z}\underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} E_i(x,y,t)e^{-i\omega_0 t}e^{i\omega t} dt}_{(1.30)} \\ &= TF[E_i(x,y,t)e^{-i\omega_0 t}] \\ &= \widetilde{E}_i(x,y,\omega) * \delta(\omega - \omega_0) \end{aligned}$$

où * représente le produit de convolution

Nous pouvons immédiatement reconnaître dans l'EQ. (1.30) le vecteur d'onde k :

$$k^2(\omega) = \frac{\varepsilon_r\omega^2}{c^2}$$

Nous obtenons donc :

$$TF(1.28) = k^2(\omega)\widetilde{E}_i(x,y,\omega - \omega_0)e^{i\beta z} \quad (1.31)$$

Nous développons k autour de ω_0

$$k(\omega) \simeq k(\omega_0) + \underbrace{\frac{\partial k}{\partial \omega}}_{K_1}\bigg|_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\underbrace{\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}}_{K_2}\bigg|_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^2$$

$$\text{où } k(\omega_0) = \frac{\sqrt{\varepsilon_r(\omega_0)}}{c}\omega_0 \text{ avec } \varepsilon_r(\omega_0) = \frac{P_i}{\varepsilon_0 E_i}$$

Ce qui donne, avec EQ. (1.13) et EQ. (1.14) :

$$\begin{aligned} \varepsilon_r(\omega_0) &= \varepsilon_L(\omega_0) + \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)}\frac{[(1-B)|E_j|^2 + |E_i|^2]E_i + BE_j^2 E_i^*}{\varepsilon_0 E_i} \\ &= \varepsilon_L(\omega_0) + \frac{3}{4}\chi^{(3)}\left[(|E_i|^2 + (1-B)|E_j|^2) + BE_j^2 \frac{E_i^*}{E_i} \right] \end{aligned} \quad (1.32)$$

Ensuite vient :

$$\sqrt{\varepsilon_r(\omega_0)} \simeq n_0(\omega_0) + \underbrace{\frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}}{n_0(\omega_0)}}_{n_2} \left[(|E_i|^2 + (1-B)|E_j|^2) + BE_j^2 \frac{E_i^*}{E_i} \right] \quad (1.33)$$

où n_2 est appelé indice non linéaire. Sa signification sera détaillée au paragraphe 1.3.1.

En multipliant l'EQ. (1.33) par $\frac{\omega_0}{c}$:

$$k(\omega_0) \simeq \underbrace{\frac{k_0}{\frac{n_0(\omega_0)\omega_0}{c}}}_{\frac{n_0(\omega_0)\omega_0}{c}} + \underbrace{n_2 \frac{\omega_0}{c} \left[(|E_i|^2 + (1-B)|E_j|^2) + BE_j^2 \frac{E_i^*}{E_i} \right]}_{\Delta k_{NL}} \quad (1.34)$$

Nous pouvons donc écrire :

$$k(\omega) \simeq k_0 + \Delta k_{NL} + K_1(\omega - \omega_0) + \frac{K_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 \quad (1.35)$$

En développant $k^2(\omega)$ autour de k_0 , il vient :

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &\simeq k_0^2 + 2k_0(k(\omega) - k_0) \\ &\simeq k_0^2 + 2k_0 \left(\Delta k_{NL} + K_1(\omega - \omega_0) + \frac{K_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 \right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

Ainsi l'EQ. (1.31) devient :

$$TF(\text{EQ. (1.28)}) \simeq \left[k_0^2 + 2k_0 \left(\Delta k_{NL} + K_1(\omega - \omega_0) + \frac{K_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 \right) \right] \widetilde{E}_i(x, y, \omega - \omega_0) e^{i\beta z} \quad (1.37)$$

Il s'agit maintenant de réintroduire cette expression dans l'équation de propagation, et donc d'en déterminer la transformée inverse, et il vient facilement :

$$\begin{aligned} TF^{-1}(TF(\text{EQ. (1.28)})) &\simeq \left[(2k_0\Delta k_{NL} + k_0^2) E_i \right. \\ &\quad \left. + 2jk_0K_1 \frac{\partial E_i}{\partial t} - k_0K_2 \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} \right] e^{-i(\omega_0 t - \beta z)} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Nous substituons l'EQ. (1.38) dans l'EQ. (1.27) pour obtenir :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + 2i\beta \frac{\partial E_i}{\partial z} - \beta^2 E_i + (2k_0\Delta k_{NL} + k_0^2) E_i \\ + 2jk_0K_1 \frac{\partial E_i}{\partial t} - k_0K_2 \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \end{aligned} \quad (1.39)$$

Nous pouvons ensuite approximer $\beta \simeq k_0$ et comme on étudie une onde spatiale, nous pouvons annuler toutes les dérivées temporelles. EQ. (1.39) devient :

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + 2ik_0 \frac{\partial E_i}{\partial z} + 2k_0 \Delta k_{NL} E_i = 0 \quad (1.40)$$

Ou encore :

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} - i \Delta k_{NL} E_i = 0 \quad (1.41)$$

Soit, avec l'EQ. (1.33) et l'EQ. (1.34) :

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} - i \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0}{n_0^2(\omega_0)} [(|E_i|^2 + (1-B)|E_j|^2) E_i + B E_j^2 E_i^*] = 0 \quad (1.42)$$

Le système à résoudre, qui correspondra aux équations de Schrödinger non linéaires couplées (NLSC), s'écrira dans le repère (x, y, z) :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - i \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0}{n_0^2(\omega_0)} [(|E_x|^2 + (1-B)|E_y|^2) E_x + B E_y^2 E_x^*] = 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - i \underbrace{\frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0}{n_0^2(\omega_0)}}_{c_{NL}} [(|E_y|^2 + (1-B)|E_x|^2) E_y + B E_x^2 E_y^*] = 0 \end{cases} \quad (1.43)$$

1.1.3 Simulation numérique

Nous avons désormais l'expression analytique des équations d'évolution. Ces équations étant non intégrables, nous utiliserons une méthode numérique de résolution. Une méthode largement répandue est la méthode de transformation de Fourier itérative par pas divisés (SFM pour Split-step Fourier Method). Cette méthode numérique est détaillée et justifiée dans les Refs. [1, 4]. Nous n'en donnerons ici qu'une brève description.

Cette méthode simule les Eqs. EQ. (1.43) en supposant que si l'on évalue les champs avec un pas longitudinal Δz suffisamment faible, on peut considérer que les effets linéaires et non linéaires n'agissent pas simultanément mais l'un après l'autre.

Ainsi en partant, par exemple, de l'équation :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - i c_{NL} [(|E_x|^2 + (1-B)|E_y|^2) E_x + B E_y^2 E_x^*] = 0$$

On distingue la partie linéaire, c'est à dire la diffraction :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} = \hat{D} E_x \quad (1.44)$$

de la partie non linéaire, c'est à dire l'effet Kerr :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i c_{NL} \left[(|E_x|^2 + (1 - B)|E_y|^2) E_x + B E_y^2 E_x^* \right] = \hat{N} E_x \quad (1.45)$$

Avec \hat{D} et \hat{N} les opérateurs linéaire et non linéaire que nous allons numériquement appliquer successivement. Pour des raisons de précision que nous ne développerons pas ici, cette application se fera en fait ainsi :

1. Opérateur linéaire sur $\frac{\Delta z}{2}$
2. Opérateur non linéaire sur Δz
3. Opérateur linéaire sur $\frac{\Delta z}{2}$

L'application de l'opérateur linéaire se fera dans le domaine spectral afin de transformer la dérivée double en une simple multiplication. C'est dans cette étape que la transformée de Fourier intervient :

$$E_x(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_x(\Omega, z) e^{-i\Omega x} d\Omega \quad (1.46)$$

avec $\Omega = 2\pi\nu$ Et ainsi la diffraction s'écrit dans le domaine spectral :

$$\tilde{E}_x(\Omega, z + \frac{\Delta z}{2}) = \exp \left[-i \left(\frac{\Omega^2}{2k_0} \right) \frac{\Delta z}{2} \right] \tilde{E}_x(\Omega, z) \quad (1.47)$$

Quant au traitement de l'effet Kerr, il sera différent pour les termes de XPM incohérents et le terme de FWM. En indexant par (-) et (+) les champs avant et après l'effet non linéaire :

$$E_x^+(x, z + \frac{\Delta z}{2}) = \underbrace{\exp \left[i c_{NL} \left(|E_x^-(x, z + \frac{\Delta z}{2})|^2 + (1 - B)|E_y^-(x, z + \frac{\Delta z}{2})|^2 \right) \Delta z \right]}_{XPM} E_x^-(x, z + \frac{\Delta z}{2}) \\ + \underbrace{i c_{NL} B E_y^-(x, z + \frac{\Delta z}{2})^2 E_x^{-*}(x, z + \frac{\Delta z}{2}) \Delta z}_{FWM}$$

Nous verrons (*cf.* EQ. (1.50)) qu'exprimé dans le repère des polarisations circulaires droite et gauche, le système d'EQS. (1.43) ne fait plus apparaître de termes de FWM. La modélisation numérique dans ce repère est donc plus simple. Cependant dans certaines configurations, nous aurons besoin de simuler les termes de FWM entre composantes TE et TM, c'est pourquoi nous les avons décrits ici.

1.2 Le système d'équations de Schrödinger non linéaires couplées (NLSC)

Rappelons les EQ. (1.43) :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - \underbrace{i \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0}{n_0^2(\omega_0)}}_{c_{NL}} [(|E_x|^2 + (1-B)|E_y|^2) E_x + B E_y^2 E_x^*] = 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \underbrace{i \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0}{n_0^2(\omega_0)}}_{c_{NL}} [(|E_y|^2 + (1-B)|E_x|^2) E_y + B E_x^2 E_y^*] = 0 \end{cases} \quad (1.48)$$

Ces deux équations couplées sont à la base de toute étude concernant l'existence, la propagation ou la stabilité des solitons dans un milieu Kerr. Elles montrent toutes deux les termes correspondant aux trois types d'interaction qui ont lieu dans cette configuration non linéaire :

$c_{NL}|E_i|^2 E_i$: représente l'automodulation de phase (SPM pour *self-phase modulation*), c'est à dire l'action d'une composante du champ sur elle-même,

$c_{NL}(1-B)|E_i|^2 E_j$: représente l'intermodulation de phase (XPM pour *cross-phase modulation*), c'est à dire l'action d'une composante du champ sur une composante qui lui est orthogonale,

$c_{NL} B E_i^2 E_i^*$: représente le mélange à quatre ondes (FWM pour *four-wave mixing*). Ce terme, contrairement aux deux précédents, décrit une interaction cohérente, puisqu'il fait intervenir les élongations des champs, et donc leurs phases (relatives). Ce terme complexe sera à l'origine d'échanges d'énergie entre composantes, contrairement aux termes SPM et XPM qui ne modifient que la phase relative entre les composantes.

L'apparition du terme de FWM justifie l'utilisation d'un autre repère pour la représentation des champs. En effet si l'on se place dans un repère de polarisations circulaires, le système d'EQS. (1.48) ne fait plus intervenir que des termes d'interactions incohérentes.

Ce changement de repère s'écrit :

$$\begin{cases} U = \frac{E_x + iE_y}{\sqrt{2}} \\ V = \frac{E_x - iE_y}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad \begin{cases} E_x = \frac{U+V}{\sqrt{2}} \\ E_y = \frac{U-V}{\sqrt{2}i} \end{cases} \quad (1.49)$$

Dans cette représentation, les EQS. (1.48) s'écrivent [2] :

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - i c_{NL} [\{(1-B)|U|^2 + (1+B)|V|^2\} U] = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - i c_{NL} [\{(1-B)|V|^2 + (1+B)|U|^2\} V] = 0 \end{cases} \quad (1.50)$$

Les termes non linéaires ne font plus intervenir que les modules carrés des champs, soient leurs intensités, à un facteur de proportionnalité près. Ce système d'équations sera utilisé pour modéliser la propagation vectorielle de la lumière dans le guide. Il faut garder à l'esprit que cette transformation pratique n'est possible qu'en milieu isotrope. En effet, en présence de biréfringence linéaire, les termes de FWM sont présents dans les deux bases de représentation de la polarisation.

1.3 Description des phénomènes non linéaires

Dans ce paragraphe, nous étudierons les équations aux dérivées partielles du paragraphe précédent et analyserons leur sens physique. À partir du cas le plus simple, avec une seule composante de polarisation, nous introduirons le concept d'indice non linéaire. Le cas vectoriel plus général sera étudié ensuite ainsi que les notions nécessaires à la compréhension des phénomènes étudiés : soliton et soliton vectoriel.

1.3.1 NLS scalaire : Autofocalisation et indice non linéaire

Dans le cas où une seule composante de polarisation est présente, la propagation non linéaire du champ électromagnétique se réduit à une seule NLS. Le problème est alors dit **scalaire** :

$$\text{par exemple } \begin{cases} E_x \neq 0 \\ E_y = 0 \end{cases}$$

les EQS. (1.48) deviennent :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - i c_{NL} |E_x|^2 E_x = 0 \quad (1.51)$$

La polarisation non linéaire s'écrivant simplement (*cf.* EQ. (1.13)) :

$$P_x^{NL} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E_x|^2 E_x \quad (1.52)$$

Et la polarisation totale :

$$\begin{aligned} P_x &= P_x^L + P_x^{NL} = \varepsilon_0 \varepsilon_L E_x + \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E_x|^2 E_x \\ &= \varepsilon_0 \left(\varepsilon_L + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_x|^2 \right) E_x \end{aligned} \quad (1.53)$$

On identifie le terme $3/4\chi^{(3)}|E_x|^2$ à une permittivité non linéaire du matériau ε_{NL} où $\varepsilon_{NL} \ll \varepsilon_L$.

En ce qui concerne l'indice optique du milieu :

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon_L + \varepsilon_{NL}} = \sqrt{\varepsilon_L} \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_{NL}}{\varepsilon_L}} \\ &\approx n_0 \left(1 + \frac{\frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_x|^2}{2n_0^2} \right) \\ &\approx n_0 + \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}}{n_0} |E_x|^2 \\ &\approx n_0 + n_2 |E_x|^2 \quad \text{avec } n_2 = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}}{n_0} \text{ en } \text{m}^2/\text{V}^2 \end{aligned}$$

Les phénomènes décrits par le terme non linéaire de l'EQ. (1.51) peuvent donc être légitimement interprétés comme une modification auto-induite de l'indice directement proportionnelle au module carré de champ, ou à l'intensité. C'est ainsi qu'on introduit les notions d'**indice non linéaire** dans les milieux Kerr. Les phénomènes observables dans ces milieux dépendent évidemment du signe de n_2 .

Dans un milieu dont le coefficient n_2 (ou $\chi^{(3)}$) est positif, l'indice optique vu par un champ qui s'y propage augmente avec l'intensité de ce champ. Le champ étant lui-même attiré par les zones d'indice élevé, on observe alors un phénomène où le faisceau *s'effondre* sur lui-même : c'est l'**autofocalisation** décrite en FIG. (1.1).

Idéalement, ce phénomène n'a pas de limite (voir FIG. (1.1)) et fait tendre la largeur de tout faisceau vers une taille minimale limite, soit un filament, qui correspond à la compétition entre autofocalisation Kerr et ionisation multiphotonique du matériau. Cependant, lors de la propagation, le champ lumineux ne subit pas uniquement la non linéarité, mais également le phénomène linéaire de diffraction. Or, la diffraction (terme $\frac{i}{2k_0} \partial^2 E_x / \partial x^2$ dans l'EQ. (1.51)) provoque l'effet totalement inverse puisqu'elle élargit d'autant plus le faisceau qu'il est fin. La parfaite compensation de ces deux phénomènes donne naissance à un paquet d'ondes se propageant sans déformation de son profil d'amplitude : le **soliton** (FIG. (1.2)). Cet équilibre est réalisé à une largeur donnée du faisceau correspondant à une seule puissance appelée puissance soliton.

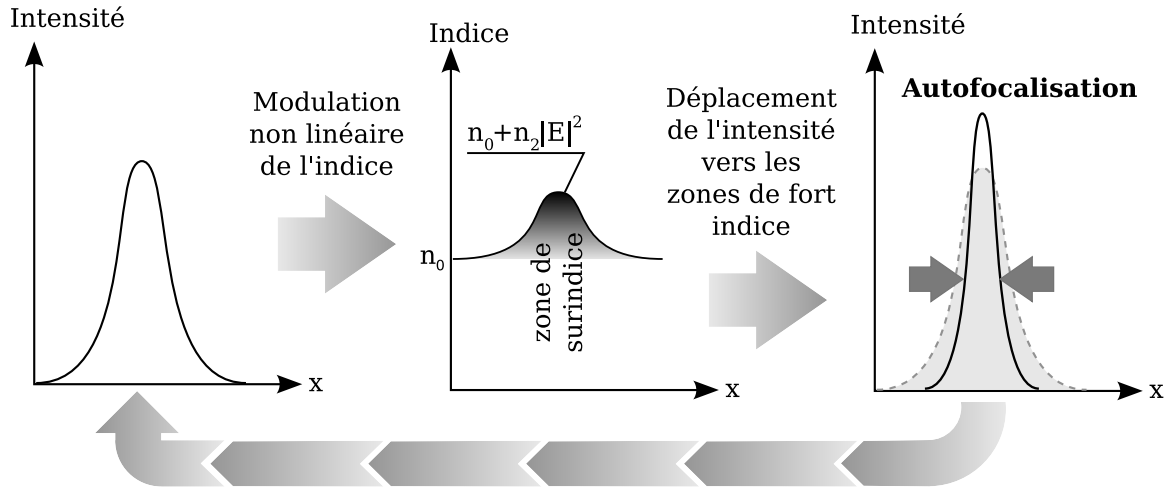


FIG. 1.1 – Phénomène d'autofocalisation observé dans les milieux à non linéarité Kerr positive ($n_2 > 0$).

Dans les milieux à $n_2 < 0$ (appelés milieux défocalisants), ce sont des *creux* d'intensité qui peuvent réaliser l'équilibre entre diffraction et effet Kerr. On les appelle *solitons sombres* par opposition aux *solitons brillants* (voir par exemple les Refs. [5–8]).

Le soliton scalaire de polarisation rectiligne

La solution analytique à l'EQ. (1.51) est, en plus de l'onde plane, le soliton scalaire :

$$E_x(x, z) = \frac{1}{k_0 w} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \operatorname{sech}\left(\frac{x}{w}\right) e^{iz(2k_0 w^2)^{-1}} \quad (1.54)$$

où $\operatorname{sech}(x/w)$ est la fonction sécante hyperbolique : $\operatorname{sech}(a) = \cosh^{-1}(a)$ et le paramètre w en fixe la largeur. On en déduit la puissance soliton (voir, par exemple, la Ref. [9]) :

$$P_s = \frac{2n_0}{n_2 k_0^2 w}$$

Remarque : Le paramètre que nous utiliserons pour quantifier la taille d'un faisceau est la largeur à mi-hauteur Δx (souvent appelée FWHM pour Full Width at Half Maximum) de son *intensité*, donc de $|E_x(x, z)|^2$. Cette valeur est liée sans ambiguïté à celle du paramètre w de la définition du champ de l'EQ. (1.54) :

$$\Delta x = w \ln(3 + 2\sqrt{2})$$

Vient alors :

$$P_s = \frac{1}{\Delta x} \frac{2n_0 \ln(3 + 2\sqrt{2})}{n_2 k_0^2} \quad (1.55)$$

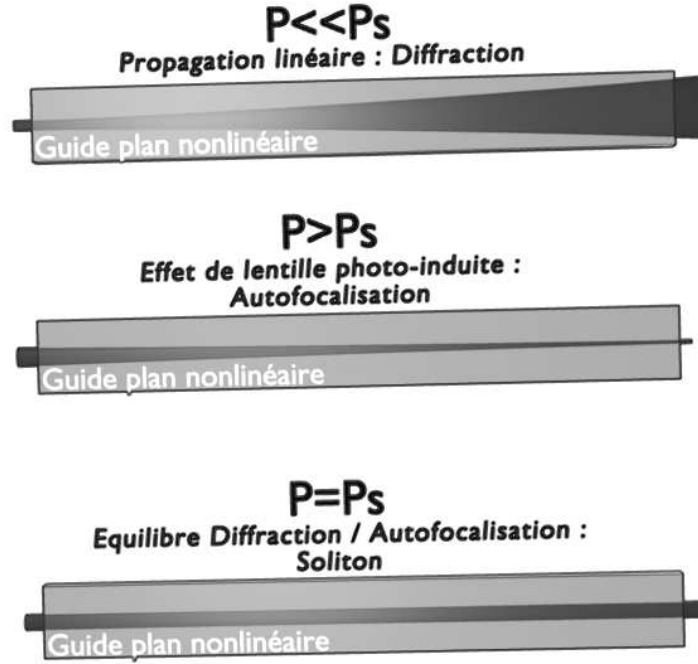


FIG. 1.2 – Le soliton : compensation de la diffraction par l'autofocalisation.

Cette solution fut pour la première fois déterminée dans un système sans dimension strictement équivalent par Zakharov & Shabat en 1972 [10], étudiée dans le domaine temporel par Hasegawa & Tappert [11] et généralisée par Tracy & Chen en 1988 [12]. Une première observation du phénomène de soliton spatial fut faite par Barthelemy *et al.* [13] en 1985 et ensuite par Aitchison *et al.* en 1990 [14].

Le soliton scalaire de polarisation circulaire

Dans le repère des polarisations circulaires, en annulant l'une des deux composantes (par exemple $V = 0$), l'EQ. (1.50) devient :

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - i c_{NL}(1-B)|U|^2 = 0 \quad (1.56)$$

Ici le terme d'automodulation de phase est identique à celui de l'EQ. (1.51) à un rapport $(1-B)$ près. La puissance soliton circulaire P_{SC} s'écrit alors :

$$P_{sc} = \frac{P_s}{1-B} = 4P_s \quad \text{pour } B = \frac{3}{4}$$

et l'indice non linéaire *circulaire* $n_{2c} = (1-B)n_2$, soit $n_2^u = \frac{n_2}{4}$ pour $B = \frac{3}{4}$. On remarque

ainsi (toujours pour $B = \frac{3}{4}$ qui sera notre paramètre expérimental) que l'automodulation de phase est 4 fois moins *efficace* dans la base des polarisations circulaires. En effet, pour former un soliton de la même largeur à mi-hauteur, il faut 4 fois plus de puissance en polarisation circulaire que pour un soliton de polarisation rectiligne. De la même manière, à une puissance donnée, la modification d'indice autoinduite d'un faisceau de polarisation circulaire sera 4 fois moindre que celle induite par un faisceau de polarisation rectiligne.

1.3.2 NLS vectorielle : intermodulation de phase (XPM) et biréfringence induite

On rappelle le système d'équations dans le repère des polarisations rectilignes (*cf.* Eqs. (1.48)) :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - i c_{NL} \left[(|E_x|^2 + (1-B)|E_y|^2) E_x + B E_y^2 E_x^* \right] = 0 \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - i c_{NL} \left[\underbrace{(|E_y|^2)}_{SPM} + \underbrace{(1-B)|E_x|^2}_{XPM} \right] E_y + \underbrace{B E_x^2 E_y^*}_{FWM} \end{cases} = 0 \quad (1.57)$$

Indépendamment des termes FWM ($B E_j^2 E_i^*$), les termes de SPM et XPM peuvent être interprétés, de la même manière qu'au paragraphe précédent, comme un changement d'indice :

induit par une composante sur elle-même : SPM On peut donc définir n_2^{xx} et n_2^{yy} , tous deux étant égaux à n_2

induit sur une composante par sa composante orthogonale : XPM On définit de la même manière $n_2^{xy} = n_2 B$ qui donnera la modification d'indice vue par E_x et induite par E_y . Inversement on définit n_2^{yx}

Ces notions doivent être prises avec précaution puisque le terme de mélange à quatre ondes¹ ne permet pas de limiter les interactions non linéaires à de seules modifications de l'indice.

Ces nuances ne sont en revanche pas présentes dans le repère des polarisations circulaires puisque aucun terme cohérent n'apparaît (on rappelle les Eqs. (1.50)) :

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - i c_{NL} [(1-B)|U|^2 + (1+B)|V|^2] U = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - i c_{NL} [(1-B)|V|^2 + (1+B)|U|^2] V = 0 \end{cases} \quad (1.58)$$

¹Le terme FWM peut être nul sous certaines conditions. Par exemple si les deux composantes sont couplées de façon incohérentes [15].

d'où on peut définir :

$$\begin{cases} n_2^{uu} = n_2^{vv} = (1 - B)n_2 \\ n_2^{vu} = n_2^{uv} = (1 + B)n_2 \end{cases} \quad (1.59)$$

Dans le milieu qui nous intéresse, le **disulfure de carbone** CS_2 , l'effet Kerr prend son origine dans la réorientation moléculaire et $B = \frac{3}{4}$. D'où :

$$n_2^{uv} = 7n_2^{uu}$$

On peut donc introduire sans ambiguïté la notion de biréfringence non linéaire induite. En effet, l'effet Kerr peut induire des modifications d'indice très différentes sur chacune des composantes orthogonales (comme illustré en FIG. (1.3)).

Par exemple pour un champ $U = V/2$, les modifications d'indice deviennent :

- vues par U : $n_2^{uu}|U|^2 + n_2^{vv}|V|^2 = n_2^{uu}|U|^2 + 7n_2^{uu}4|U|^2 = 29n_2^{uu}|U|^2$
- vues par V : $n_2^{vv}|V|^2 + n_2^{vu}|U|^2 = n_2^{vv}4|U|^2 + 7n_2^{uu}|U|^2 = 11n_2^{uu}|U|^2$

Cette biréfringence non linéaire sera à l'origine des phénomènes de rotation de polarisation observés en régime non linéaire.

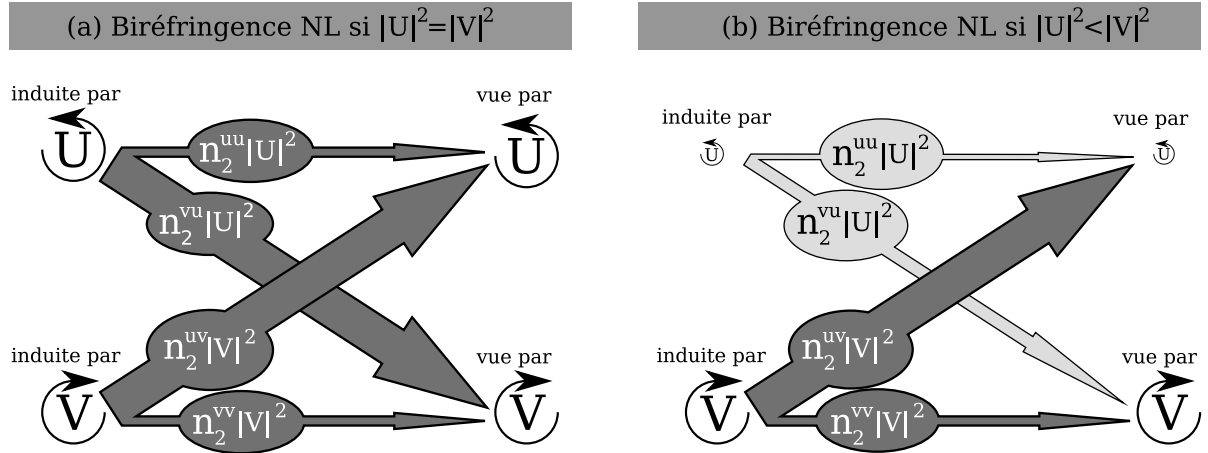


FIG. 1.3 – Illustration du phénomène de biréfringence non linéaire. (a) dans le cas $|U|^2 = |V|^2$, la modification non linéaire d'indice est la même sur les 2 composantes, la biréfringence induite est nulle. (b) dans le cas $|U|^2 \neq |V|^2$, les modifications d'indice sont différentes sur les 2 composantes, il y a biréfringence induite.

1.3.3 La famille des solitons vectoriels de polarisation

L'évolution non linéaire vectorielle d'un faisceau (biréfringence induite et rotation de polarisation) a très tôt fait l'objet d'études [16–18]. Cependant, dans le cas vectoriel quelconque, il n'existe aucune solution analytique en dehors des solitons scalaires bien connus.

Dans le cas $B = 0$ uniquement, il existe une solution analytique découverte en 1974 par Manakov [19]. Cette solution est dite *soliton Manakov*. Elle a la particularité de présenter des profils transverses identiques pour chacune des composantes de polarisation, à un facteur de proportionnalité près. Ces solitons ont été observés expérimentalement dans le domaine spatial [15].

Le cas général a fait l'objet de nombreuses recherches. Malomed en 1991 [20] a utilisé une méthode de perturbation par rapport au cas Manakov. Akhmediev [21,22] et Barad et Silberberg [23] se sont, eux, concentrés sur la configuration soliton temporel dans les fibres optiques fortement biréfringentes, en se basant sur les travaux d'Evangelides *et al.* [24]. On peut considérer l'évolution de la polarisation de façon globale. Les 2 composantes conservent, grâce à l'effet non linéaire, la même vitesse de phase malgré la biréfringence linéaire. L'étude équivalente a été menée dans les guides plans semi-conducteurs [25]. Et finalement de nombreuses configurations de solitons multi composantes sont semblables [26].

Ces travaux ont permis la compréhension progressive des différentes dynamiques de polarisation en régime NL dans diverses configurations avec de très bonnes confirmations expérimentales [23]. Ces nouvelles solutions avaient été clairement définies par Christodoulides & Joseph [27] ainsi que par Tratnik & Sipe [28] comme des **états liés de polarisation**. Ces nouvelles entités reposent sur la coexistence de plusieurs composantes et ne peuvent exister en l'absence de l'une d'entre elles. Ainsi apparut la notion de **soliton composite** ou **soliton vectoriel**.

En 1993, Haelterman & Sheppard [29] parvinrent à résoudre numériquement le système décrivant la propagation en milieu de Kerr **isotrope** (c'est à dire strictement l'EQ. (1.58)). De nouvelles solutions furent alors découvertes. Afin de comprendre cette résolution, il suffit de remarquer que le système d'EQS. (1.58) est en fait strictement équivalent au système mécanique décrivant le mouvement d'une particule dans un potentiel (la méthodologie est décrite en détail en annexe A.1) .

Ce potentiel s'écrit :

$$V(u, v) = -(u^2 + \beta_v v^2) + \frac{1-B}{2}(u^4 + v^4) + (1+B)u^2v^2 \quad (1.60)$$

où u, v (fonctions de t) sont des grandeurs normalisées décrivant les coordonnées dans le temps de la particule qui se déplace ou, de façon équivalente, les profils transverses des amplitudes $U(x)$ et $V(x)$ des champs. Quant à β_v , c'est un paramètre de phase introduit pour séparer dépendance temporelle et spatiale lorsqu'on cherche à normaliser le système NLS couplées (*cf.* annexe A.1). Ce système normalisé, qui décrit alors l'évolution de u, v s'écrit :

$$\begin{cases} u - \frac{1}{2}\ddot{u} - [(1-B)u^2 + (1+B)v^2]u = 0 \\ \beta_v v - \frac{1}{2}\ddot{v} - [(1-B)v^2 + (1+B)u^2]v = 0 \end{cases} \quad (1.61)$$

La nouvelle famille de solitons vectoriels ainsi découverte en milieu de Kerr isotrope [29–31] constitue l’objet de cette thèse. La FIG. (1.4) illustre quelques unes de ces nouvelles solutions et la trajectoire équivalente calculée dans le potentiel $V(u, v)$. La FIG. (1.4)(a,b) décrit une solution à un seul lobe, appelé soliton elliptique fondamental [31,32]. Sur la FIG. (1.4)(c,d) est décrite une solution avec deux lobes, parfois appelée soliton dipolaire [33].

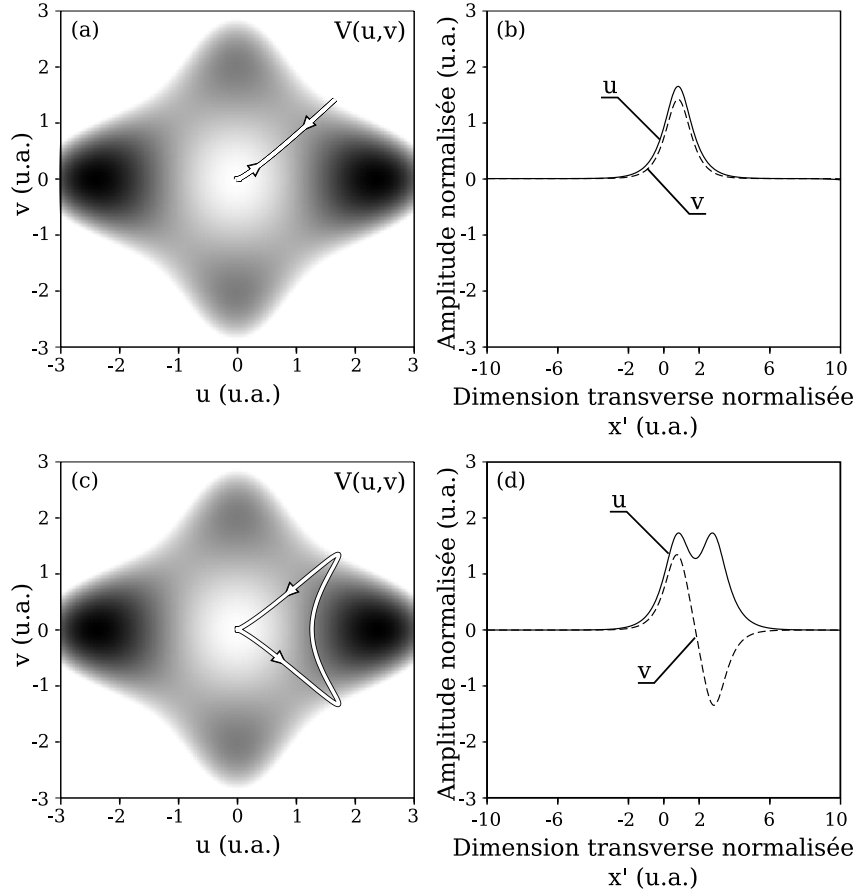


FIG. 1.4 – Résolution numérique du système d’EQS. (1.50) pour 2 configurations : le soliton elliptique fondamental (1 lobe) : (a) trajectoire de la particule dans le potentiel $V(u, v)$ dans l’analogie mécanique et (b) les profils correspondants pour les composantes (u, v) . De façon similaire pour un soliton vectoriel à 2 lobes : (c) trajectoire et (d) profils.

Ces solitons vectoriels que nous appellerons **SVKI** pour *Solitons Vectoriels en milieu de Kerr Isotrope* se distinguent de ceux déjà découverts (Manakov, milieux biréfringents, photoréfractifs...) par leur comportement en polarisation, tant dans la direction transverse que longitudinale. Ils montrent également des caractéristiques en terme de stabilité tout à fait particulières. En effet, les SVKI que nous appellerons *d’ordre supérieur*, c’est à dire présentant des profils avec plus d’un lobe, sont sujets à une instabilité de brisure de symétrie [33–36]. La moindre petite perturbation par rapport au profil idéal, même de niveau quantique [37], suffit à en provoquer la destruction au bout d’une certaine distance de propagation. Seul le premier membre de la famille, le **SEF** pour *Soliton Elliptique*

Fondamental est une solution stable dans les milieux Kerr non saturables [31,32].

1.4 Interaction vectorielle entre champs de fréquences différentes

Les phénomènes vectoriels ne se limitent pas aux interactions entre composantes de polarisation. L'intermodulation de phase peut également avoir lieu entre champs de couleurs (ou fréquences, ou longueurs d'onde) différentes. Dans ce travail nous serons amenés à considérer les phénomènes qui peuvent apparaître lorsque nous faisons se propager simultanément 2 solitons de couleurs différentes, vectoriels ou non. Nous nous intéresserons donc à ces couplages multicolores.

Ces interactions sont à l'origine du phénomène de guidage d'un faisceau par un soliton de couleur différente, déjà observé en milieu Kerr [38]. Il s'agit tout simplement du changement d'indice supportant la propagation d'un soliton qui est également vu par un faisceau secondaire. Ce faisceau de faible puissance et de couleur différente se propage alors dans le guide photoinduit. Lorsque les faisceaux véhiculent des intensités comparables, on parle alors de soliton multicolore (*cf.* annexe B).

De nouveaux termes sont à ajouter au système de NLS couplées (c'est à dire les Eqs. (1.57)) comme cela a été décrit dans la Ref. [39]. Nous appellerons ces nouveaux termes XPM_m pour XPM *multicolore*. Il en existe 2 types :

- $XPM_{m\parallel}$ pour XPM_m entre polarisations parallèles
- $XPM_{m\perp}$ pour XPM_m entre polarisations orthogonales

Dans le cas des milieux dont l'effet Kerr a comme origine la réorientation moléculaire, ce qui sera le cas de nos conditions expérimentales, les coefficients caractéristiques de ces deux termes seront :

- $XPM_{m\parallel}$: 2
- $XPM_{m\perp}$: -1

Ainsi, le système de NLS couplées (Eq. (1.48)) pour un champ $\vec{E} = (E_x, E_y)$ qui se propage simultanément avec un champ $\vec{F} = (F_x, F_y)$ de longueur d'onde différente, s'écrira, pour la composante x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - i c_{NL}^E \left[\left(\underbrace{|E_x|^2}_{SPM} + \underbrace{(1-B)|E_y|^2}_{XPM} \right) E_x + \underbrace{B E_y^2 E_x^*}_{FWM} \right] \\ - i c_{NL}^E \left(\underbrace{2|F_x|^2}_{XPM_{m\parallel}} - \underbrace{|F_y|^2}_{XPM_{m\perp}} \right) E_x = 0 \end{aligned} \quad (1.62)$$

Avec c_{NL}^E le coefficient non linéaire caractéristique du champ E . Il existe une équation semblable pour E_y et F_x, F_y où apparaîtra c_{NL}^F . Nous ne prenons pas en compte dans cette modélisation les nombreux termes de couplage cohérent entre champs de fréquences différentes qui découlent normalement du calcul rigoureux de la polarisation non linéaire. Nous les négligeons en supposant qu'ils représentent des termes oscillant rapidement, du fait du désaccord de phase entre composantes de fréquences différentes. Cette approximation est d'autant plus justifiée que les fréquences en présence sont très éloignées, ce qui sera le cas lors de nos expériences.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons interprété chacun des termes du système d'équations non linéaires de Schrödinger pour en comprendre les implications physiques. Nous avons introduit les différents effets qui sont décrits par ces équations aux dérivées partielles afin de parvenir progressivement au phénomène qui nous intéresse : le soliton vectoriel en milieu de Kerr isotrope.

Nous avons ainsi présenté le soliton de polarisation rectiligne, puis circulaire pour aboutir aux interactions vectorielles plus complexes. Dans cette démarche nous avons insisté sur les effets non linéaires d'autofocalisation et de biréfringence induite qui, conjugués, décrivent la propagation des solitons vectoriels. Nous avons rapidement présenté l'allure de quelques membres de cette nouvelle famille. Enfin nous avons pris en compte, dans notre modélisation, les interactions qui peuvent avoir lieu lorsque des champs vectoriels de fréquences différentes se rencontrent.

Bibliographie

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Optics and Photonics, Academic Press, San Diego, 1995).
 - [2] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 1992).
 - [3] H. S. Nalwa et S. Miyata, eds., *Nonlinear Optics of Organic Molecules and Polymers*, p. 593 (CRC Press).
 - [4] R. Grasser, “Génération et propagation de réseaux périodiques de solitons spatiaux dans un milieu de Kerr Massif,” Thèse, UFR Sciences et Techniques de l’Université de Franche-Comté (1998).
 - [5] P. Emplit, J. P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, et A. Barthelemy, “Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single mode fibers,” *Optics Communications* **62**(6), 374 (1987).
 - [6] A. M. Weiner, J. P. Heritage, R. J. Hawkins, R. N. Thurston, E. M. Kirschner, D. E. Leaird, et W. J. Tomlinson, “Experimental Observation of the Fundamental Dark Soliton in Optical Fibers,” *Physical Review Letters* **61**(21), 2445 (1988).
 - [7] D. N. Christodoulides et M. I. Carvalho, “Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media,” *Journal of the Optical Society of America B* **12**(9), 1628 (1995).
 - [8] Y. S. Kivshar et B. Luther-Davies, “Dark optical solitons : physics and applications,” *Physics Reports* **216**(1), 1 (1998).
 - [9] C. Cambournac, “Instabilités spatiales en milieu de Kerr : réseaux de solitons spatiaux et brisure de symétrie des solitons multimodes dans un guide plan,” Thèse, sciences pour l’ingénieur, U.F.R. Sciences et Techniques de l’Université de Franche-Comté. (2003).
 - [10] V. E. Zakharov et A. B. Shabat, “Exact Theory of Two-Dimensional Self-Focusing and One-Dimensional Self-Modulation of Waves in Nonlinear Media,” *Soviet Physics JETP* **34**(1), 62 (1972).
 - [11] A. Hasegawa et F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion,” *Applied Physics Letters* **23**(3), 142 (1973).
 - [12] E. R. Tracy et H. H. Chen, “Nonlinear self-modulation : An exactly solvable model,” *Physical Review A* **37**(3), 815 (1988).
 - [13] A. Barthelemy, S. Maneuf, et C. Froehly, “Propagation soliton et auto-confinement de faisceaux laser par non linéarité optique de kerr,” *Optics Communications* **55**(3), 201 (1985).
 - [14] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silberberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Vogel, et P. W. E. Smith, “Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide,” *Optics Letters* **15**(9), 471 (1990).
 - [15] J. U. Kang, G. I. Stegeman, J. S. Aitchison, et N. N. Akhmediev, “Observation of Manakov Spatial Solitons in AlGaAs Planar Waveguides,” *Physical Review Letters* **76**(20), 3699–3702 (1996).
-

- [16] P. D. Maker, R. W. Terhune, et C. M. Savage, “Intensity-Dependent Changes in the Refractive Index of Liquids,” *Physical Review Letters* **12**(18), 507 (1964).
 - [17] H. G. Winful, “Polarization instabilities in birefringent nonlinear media : application to fiber-optic devices,” *Optics Letters* **11**(1), 33 (1986).
 - [18] G. Gregori et S. Wabnitz, “New Exact Solutions and Bifurcations in the Spatial Distribution of Polarization in Third-Order Nonlinear Optical Interactions,” *Physical Review Letters* **56**(6), 600 (1986).
 - [19] S. V. Manakov, “On the theory of two-dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves,” *Soviet Physics JETP* **38**, 248 (1974).
 - [20] B. A. Malomed, “Polarization dynamics and interactions of solitons in a birefringent optical fiber,” *Physical Review A* **43**(1), 410–423 (1991).
 - [21] N. N. Akhmediev, A. V. Buryak, J. M. Soto-Crespo, et D. R. Andersen, “Phase-locked stationary soliton states in birefringent nonlinear optical fibers,” *Journal of the Optical Society of America B* **12**(3), 434–439 (1995).
 - [22] N. N. Akhmediev et A. V. Buryak, “Soliton states and bifurcation phenomena in three-core nonlinear fiber couplers,” *Journal of the Optical Society of America B* **11**(5), 804–809 (1994).
 - [23] Y. Barad et Y. Silberberg, “Polarization Evolution and Polarization Instability of Solitons in a Birefringent Optical Fiber,” *Physical Review Letters* **78**(17), 3290–3293 (1997).
 - [24] S. G. Evangelides, L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, et N. S. Bergano, “Polarization Multiplexing with Soliton,” *Journal of Lightwave Technologies* **10**(1), 28 (1992).
 - [25] E. A. Ostrovskaya, N. N. Akhmediev, G. I. Stegeman, J. U. Kang, et J. S. Aitchison, “Mixed-mode spatial solitons in semiconductor waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B* **14**(4), 880–887 (1997).
 - [26] Y. S. Kivshar, A. A. Sukhorukov, E. A. Ostrovskaya, T. J. Alexander, O. Bang, S. M. Saltiel, C. B. Clausen, et P. L. Christiansen, “Multi-component optical solitary waves,” *Physica A* **288**, 152–173 (2000).
 - [27] D. N. Christodoulides et R. I. Joseph, “Vector solitons in birefringent nonlinear dispersive media,” *Optics Letters* **13**(1), 53–55 (1988).
 - [28] M. V. Tratnik et J. E. Sipe, “Bound solitary waves in a birefringent optical fiber,” *Physical Review A* **38**(4), 2011–2017 (1988).
 - [29] M. Haelterman, A. P. Sheppard, et A. W. Snyder, “Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media,” *Optics Letters* **18**(17), 1406–1408 (1993).
 - [30] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “Bifurcation phenomena and multiple soliton-bound states in isotropic Kerr media,” *Physical Review E* **49**(4), 3376–3381 (1994).
 - [31] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “The elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr Media,” *Physics Letters A* **194**, 191–196 (1994).
 - [32] M. Delqué, T. Sylvestre, H. Maillotte, C. Cambournac, P. Kockaert, et M. Haelterman, “Experimental observation of the elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr media,” *Optics Letters* **30**(24), 3383 (2005).
-

-
- [33] C. Cambournac, T. Sylvestre, H. Maillotte, B. Vanderlinden, P. Kockaert, P. Emplit, et M. Haelterman, "Symmetry-Breaking Instability of Multimode Vector Solitons," *Physical Review Letters* **89**(8) (2002).
 - [34] Y. Silberberg et Y. Barad, "Rotating vector solitary waves in isotropic fibers," *Optics Letters* **20**(3), 246–248 (1995).
 - [35] P. Kockaert et M. Haelterman, "Stability and symmetry breaking of soliton bound states," *Journal of the Optical Society of America B* **16**(5), 732 (1999).
 - [36] M. Delqué, M. Chauvet, H. Maillotte, et T. Sylvestre, "Numerical and experimental investigations of vector soliton bound-states in a Kerr planar waveguide," *Optics Communications* **249**, 285–291 (2005).
 - [37] E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, N. Treps, et C. Fabre, "Quantum fluctuations and correlations of spatial scalar or multimode vector solitons in Kerr media," *Journal of Optics B* **6**, 295 (2004).
 - [38] R. De La Fuente, A. Barthelemy, et C. Froehly, "Spatial-soliton-induced guided waves in a homogeneous nonlinear Kerr medium," *Optics Letters* **16**(11), 793–795 (1991).
 - [39] R. De La Fuente et A. Barthelemy, "Spatial Soliton-Induced Guiding by Cross-Phase Modulation," *Journal of Quantum Electronics* **28**(2), 547 (1992).
-

Chapitre 2

Le soliton elliptique fondamental

Dans ce chapitre, seront étudiés en détail les différentes caractéristiques du soliton elliptique fondamental (SEF). Il est le premier et seul membre stable de la famille des solitons vectoriels en milieu Kerr isotrope. Nous commencerons par un rappel théorique concernant l'état de polarisation et ses différentes représentations. La polarisation du SEF ayant une allure et une dynamique complexe et précise, plusieurs méthodes seront utilisées afin de rendre compte de ses caractéristiques.

Nous constaterons ainsi que son état de polarisation est caractérisé par une courbure d'ellipticité dans la direction transverse et une rotation de son orientation dans la direction longitudinale. Nous observerons également que la dimension temporelle des champs a une influence non négligeable sur l'état de polarisation mesurable. L'ensemble de ces caractéristiques sera confirmé par des mesures expérimentales et ainsi la première observation expérimentale du soliton elliptique fondamental en milieu Kerr isotrope sera enfin réalisée [1].

2.1 L'état de polarisation et ses représentations

2.1.1 Paramètres du problème

Soit un champ électromagnétique monochromatique \vec{E} défini par ses composantes (E_x, E_y) dans le repère cartésien (x, y) du laboratoire. La polarisation de ce champ est décrite par les 4 paramètres a, b, ε et θ de la FIG. (2.1). a et b représentent, respectivement, la longueur du grand et du petit axe de l'ellipse de polarisation. θ est l'angle qui définit l'orientation de l'ellipse (de son grand axe), et ε l'angle lié à l'ellipticité e de la polarisation qui s'écrit :

$$e = \tan \varepsilon = \frac{b}{a} \quad (2.1)$$

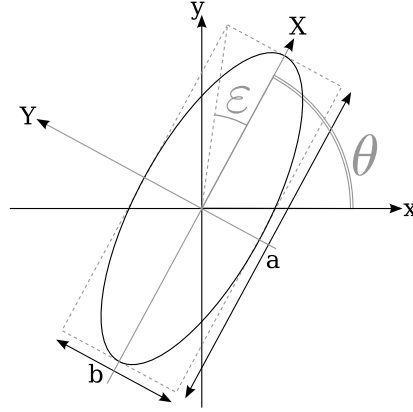


FIG. 2.1 – Polarisation quelconque et repères.

Soit (X, Y) un repère cartésien d'orientation θ par rapport au repère du laboratoire (cf. FIG. (2.1)). $(E_X, E_Y) = E_0(\cos \varepsilon, i \sin \varepsilon)$ est l'expression de \vec{E} dans ce nouveau repère où E_0 est une amplitude complexe. Dans (X, Y) , le grand axe de l'ellipse et l'axe X sont confondus. Le passage entre les deux repères s'écrit :

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$$= E_0 \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varepsilon - i \sin \theta \sin \varepsilon \\ \sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

À noter que le repère (X, Y) est inaccessible pour l'expérimentateur qui ne connaît pas, à priori, l'orientation de la polarisation. Les informations auxquelles il a accès sont celles portées par (E_x, E_y) .

Une grandeur importante du champ considéré est le rapport χ_l entre ces 2 composantes du champ dans le repère du laboratoire [2] :

$$\chi_l = \frac{E_y}{E_x} = \frac{\tan \theta + i \tan \varepsilon}{1 - i \tan \theta \tan \varepsilon} \quad (2.4)$$

A partir de cette grandeur, les paramètres de l'ellipse de polarisation sont données par :

$$\begin{cases} \tan 2\theta = \frac{2\Re(\chi_l)}{1-|\chi_l|^2} \\ \sin 2\varepsilon = \frac{2\Im(\chi_l)}{1+|\chi_l|^2} \end{cases} \quad (2.5)$$

où \Re et \Im sont, respectivement, les fonctions partie réelle et partie imaginaire, et le sens de rotation de l'ellipse est donné par le signe de ε , comme indiqué sur la FIG. (2.2).

Expérimentalement, ces *mesures* sont impossibles car nous n'avons pas accès aux parties réelles et imaginaires des composantes.

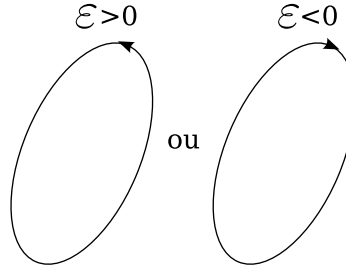


FIG. 2.2 – Convention de sens de rotation de la polarisation du champ.

2.1.2 Changement de repère

Nous allons maintenant nous intéresser au repère des polarisations circulaires (U, V) . Le passage dans ce repère se fait ainsi (*cf.* EQ. (1.49)) :

$$\begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

$$= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (\cos \varepsilon - \sin \varepsilon)e^{i\theta} \\ (\cos \varepsilon + \sin \varepsilon)e^{-i\theta} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Le rapport entre les deux composantes s'écrit maintenant :

$$\chi_c = \frac{V}{U} = \tan \left(\varepsilon + \frac{\pi}{4} \right) e^{-2i\theta} \quad (2.8)$$

dont on déduit :

$$\begin{cases} \theta = \frac{1}{2} \arg(\chi_c) \\ \tan \varepsilon = \frac{|\chi_c| - 1}{|\chi_c| + 1} = \frac{|V| - |U|}{|V| + |U|} \end{cases} \quad (2.9)$$

Or $\tan \varepsilon = e$, soit $e = (|V| - |U|)/(|V| + |U|)$ qui ne dépend plus que des modules des composantes, qui sont mesurables. En fait nous n'utiliserons pas, pour mesurer l'ellipticité :

$$e = \frac{|V| - |U|}{|V| + |U|} \quad (2.10)$$

mais

$$q = \frac{|U|^2 - |V|^2}{|U|^2 + |V|^2} \quad (2.11)$$

qui dépend directement des intensités mesurées et qui décrit lui aussi l'ellipticité sans ambiguïté. La mesure des intensités des 2 composantes du champ, dans le repère des polarisations circulaires, permet donc de déduire rapidement l'ellipticité d'un faisceau.

2.1.3 État de polarisation et vecteur de Stokes

Pour connaître entièrement l'état de polarisation du champ lumineux, mesurer son ellipticité n'est pas suffisant. Il faut connaître ε et θ . Pour décrire entièrement le champ, il faut encore ajouter la connaissance de E_0 . Une méthode couramment utilisée en optique pour décrire entièrement une onde est celle de la représentation par le **vecteur de Stokes**. Il comporte 4 composantes non indépendantes :

$$\begin{cases} s_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ s_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ s_2 = 2\Re[E_x E_y^*] \\ s_3 = 2\Im[E_x E_y^*] \end{cases} \quad (2.12)$$

Avec $s_0^2 = s_1^2 + s_2^2 + s_3^2$

La connaissance de ces 4 paramètres (en fait au moins 3) permet de déterminer les 3 grandeurs ε , θ et E_0 qui décrivent totalement le champ. En effet, $s_0 = |E_0|^2$ et si l'on écrit les paramètres de Stokes normalisés par s_0 on obtient :

$$\begin{cases} \tilde{s}_1 = \frac{s_1}{s_0} = \cos 2\theta \cos 2\varepsilon \\ \tilde{s}_2 = \frac{s_2}{s_0} = \sin 2\theta \cos 2\varepsilon \\ \tilde{s}_3 = \frac{s_3}{s_0} = -\sin 2\varepsilon \end{cases} \quad (2.13)$$

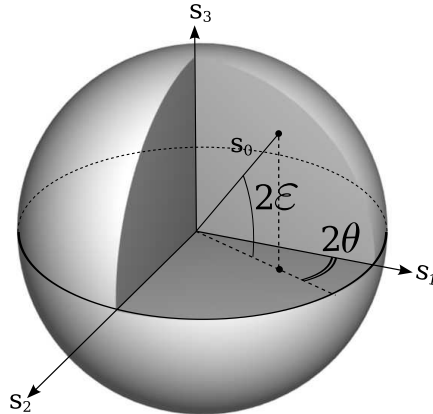


FIG. 2.3 – Représentation du vecteur de Stokes sur la sphère de Poincaré.

Ces 3 dernières expressions sont celles des coordonnées d'un vecteur de norme 1 repéré par les angles 2θ et 2ε dans un repère sphérique. On peut donc totalement représenter la polarisation du champ par un vecteur ainsi dirigé et de norme s_0 , comme indiqué sur la FIG. (2.3). L'extrémité de ce vecteur repose sur la sphère de Poincaré. On peut, de la

même manière, représenter les paramètres de Stokes normalisés sur une sphère de Poincaré de rayon 1. Les pôles $\varepsilon = \pm\pi/4$ correspondent à un champ de polarisation circulaire droite ou gauche (θ n'a plus de sens). L'équateur $\varepsilon = 0$ représente toutes les orientations des polarisations rectilignes.

Dans le repère (U, V) des polarisations circulaires, les EQ. (2.12) deviennent :

$$\begin{cases} s_0 = |U|^2 + |V|^2 \\ s_1 = 2\Re[UV^*] \\ s_2 = 2\Im[UV^*] \\ s_3 = |U|^2 - |V|^2 \end{cases} \quad (2.14)$$

et on peut remarquer $q = s_3/s_0$.

2.2 Le soliton elliptique fondamental et sa polarisation

2.2.1 Profil transverse de polarisation

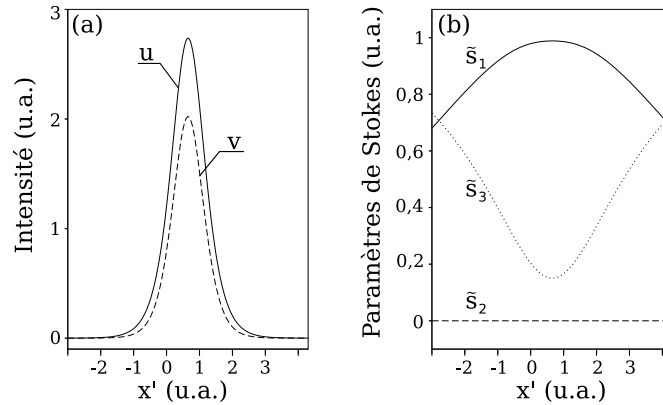


FIG. 2.4 – (a) Une solution fondamentale des équations de propagation. (b) Paramètres de Stokes correspondants.

On rappelle en FIG. (2.4)(a) l'allure d'une solution fondamentale aux EQS. (1.50). On peut remarquer que U et V n'ont pas des profils proportionnels. À partir de ces amplitudes, on calcule les paramètres de Stokes grâce aux EQS. (2.14). Ils sont illustrés (normalisés) en FIG. (2.4)(b). On peut déduire de ces courbes que l'état de polarisation n'est pas constant le long de la direction transverse x' . La courbure de $\tilde{s}_3 = q$ illustre la courbure d'ellipticité ($\tilde{s}_3 = -2 \sin 2\varepsilon$) prévue dans la Ref. [3]. Cette courbure signifie que **l'ellipticité de**

l'ellipse de polarisation n'est pas constante le long du profil. Quand $x \rightarrow \pm\infty$, la polarisation tend à être parfaitement circulaire ($x_0 = s_3$ et $s_1 = s_2 = 0$, V tend vers 0 plus vite que U).

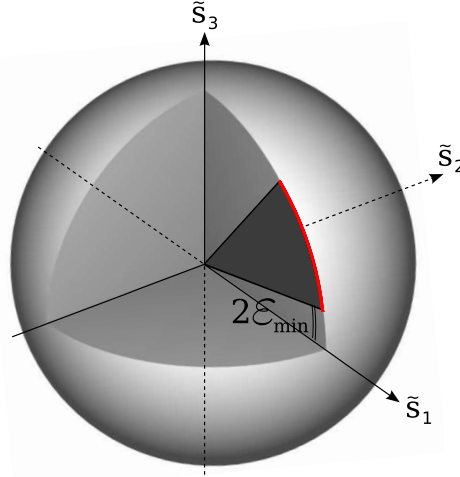


FIG. 2.5 – Représentation, sur la sphère de Poincaré, de l'état de polarisation transverse du soliton elliptique fondamental de la FIG. (2.4).

L'information sur l'orientation de l'ellipse n'étant pas directement visible sur ces représentations, nous allons utiliser les paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré pour décrire l'état de polarisation transverse du SEF. Ceci est réalisé dans la FIG. (2.5). Nous voyons en rouge sur cette figure l'ensemble des points représentant l'état de polarisation transverse du SEF. L'angle qui est coloré en gris foncé représente le domaine d'angle ε décrit par la polarisation, ce qui correspond à la courbure de \tilde{s}_3 de la FIG. (2.4)(b). L'angle ε_{min} est le minimum de cette courbure, soit l'ellipticité au maximum du soliton. Sur cette représentation tous les points sont situés dans un plan $\tilde{s}_2 = 0$. Ils présentent donc tous la même orientation θ de polarisation (ici $\theta = 0$). **On peut considérer que, suivant la direction transverse du profil du SEF, la polarisation est elliptique, d'ellipticité non uniforme mais d'orientation uniforme.**

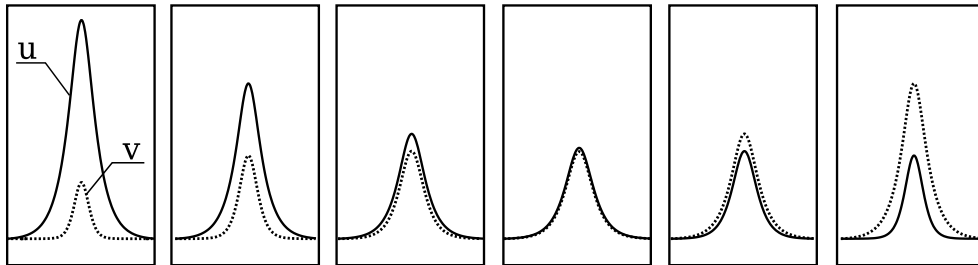


FIG. 2.6 – Quelques exemples de solitons elliptiques fondamentaux.

En ce qui concerne la répartition d'énergie entre U et V , toutes les combinaisons existent, depuis $U = 0$ jusqu'à $V = 0$, décrivant ainsi toute la branche des SEF. Quelques exemples sont illustrés en FIG. (2.6).

2.2.2 Évolution longitudinale du SEF

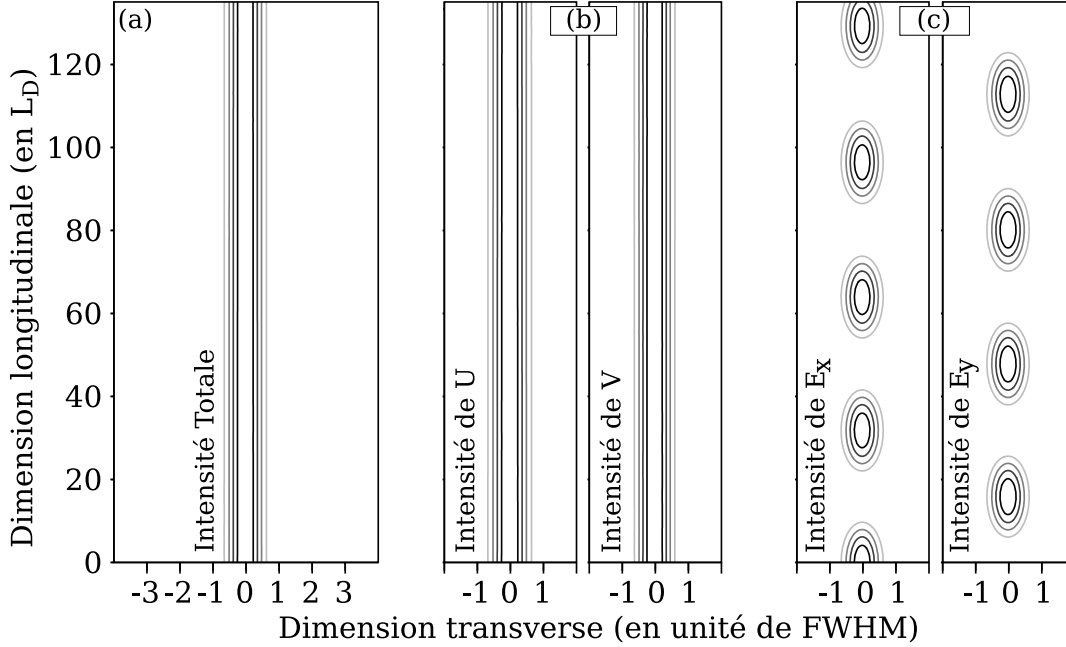


FIG. 2.7 – Simulations de propagation d'un SEF. Évolution, en niveau de gris : (a) de l'intensité totale, (b) des intensités des composantes circulaires et (c) des composantes rectilignes.

À l'aide de la méthode de transformée de Fourier par pas divisés décrite au paragraphe 1.1.3, nous avons simulé la propagation d'un SEF. Le résultat de ces simulations est illustré en FIG. (2.7). Afin de laisser à cette figure un caractère général, les distances sont exprimées en unités sans dimension :

Axe Transverse x : La distance est ici mesurée en unités de largeur à mi-hauteur Δx de l'intensité de U .

Axe Longitudinal z : La distance de propagation est mesurée en unités de **longueurs de diffraction** L_D . Cette valeur est une longueur caractéristique de l'effet linéaire de diffraction. Elle représente la distance au bout de laquelle, en régime linéaire, un faisceau gaussien de largeur à mi-hauteur Δx en intensité à son *beam waist*¹ s'élargit d'un facteur $\sqrt{2}$.

$$L_D = \frac{\pi}{2 \ln 2} \frac{\Delta x^2 n_0}{\lambda_0} \quad (2.15)$$

En FIG. (2.7)(a) on constate la propagation invariante de l'intensité totale du faisceau. On remarque, en FIG. (2.7)(b), la propagation sans déformation de l'intensité des composantes U et V . Ce dernier point nous rappelle le caractère incohérent du couplage entre les polarisations circulaires opposées dans l'EQ. (1.50).

¹Le *beam waist*, est le lieu, pour un faisceau gaussien, où son front d'onde est strictement plan. Ce lieu est celui de la largeur minimale du faisceau.

L'invariance de U et V est la signature d'un **profil d'ellipticité de polarisation qui se propage de façon invariante** (cf. expression de $\tilde{s}_3 = q$ en EQ. (2.14)). L'évolution du décalage de phase entre les deux intervient dans les paramètres \tilde{s}_1 et \tilde{s}_2 , et donc dans la valeur de l'orientation de l'ellipse de polarisation θ . Le décalage de phase, manifestation de la biréfringence non linéaire (cf. paragraphe 1.3.2) entre les polarisations circulaires opposées est donc à l'origine d'une rotation de l'ellipse de polarisation du SEF. Cette rotation est visible lors de la propagation des composantes de polarisation rectiligne E_x et E_y , illustrée en FIG. (2.7)(c). On remarque un échange d'énergie périodique entre E_x et E_y qui est en fait une rotation de polarisation.

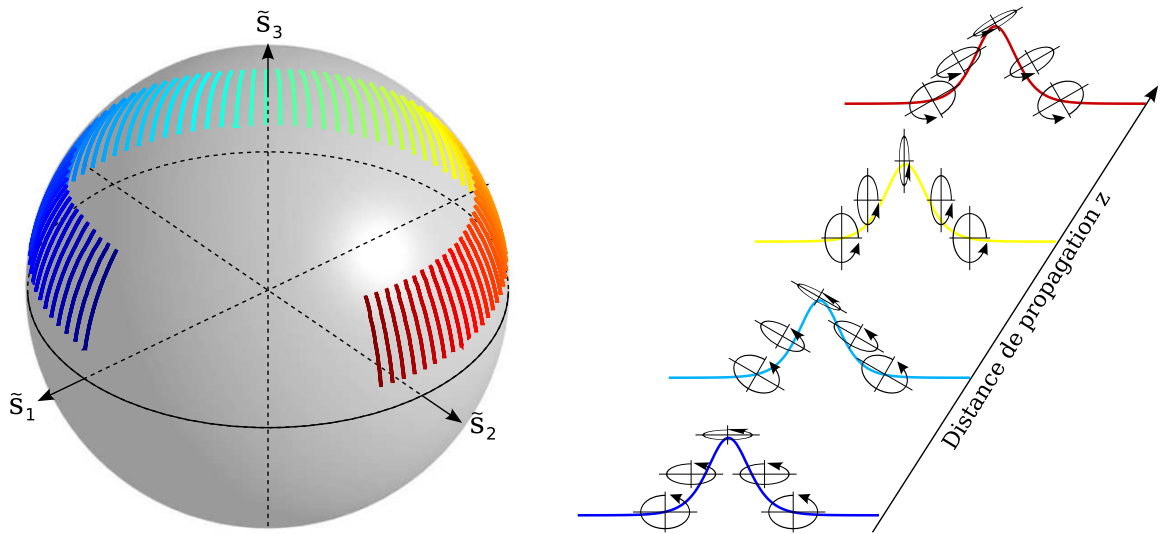


FIG. 2.8 – Simulations de propagation d'un SEF : évolution longitudinale de l'état de polarisation transverse sur la sphère de Poincaré et représentation équivalente des ellipses de polarisation sur le profil au fil de la propagation.

Le SEF est donc caractérisé, en plus de son évolution invariante en intensité totale, par :

Suivant la direction longitudinale :

1. Absence d'échange d'énergie entre composantes circulaires opposées, soit \tilde{s}_3 constant
2. Rotation régulière de l'axe de l'ellipse de polarisation

Évolution cyclique sur un *parallèle* de la sphère de Poincaré.

Suivant la direction transverse :

1. Courbure d'ellipticité
2. Orientation uniforme de l'ellipse

Profil qui s'étend sur un *méridien* de la Sphère de Poincaré

Ces différentes caractéristiques sont résumées sur la FIG. (2.8). Sur la gauche de cette figure sont représentés différents profils transverses de polarisation d'un SEF sur la sphère

de Poincaré. A chaque couleur correspond une étape dans la propagation longitudinale. On voit clairement que l'évolution se fait, longitudinalement, par une rotation autour de l'axe \tilde{s}_3 alors que les profils transverses restent sur des *méridiens* de la sphère de Poincaré. Est ensuite représentée qualitativement l'allure des ellipses de polarisation sur le profil du soliton pour quelques étapes de la propagation. On y voit les différences d'ellipticité des polarisations sur un profil transverse et leur rotation commune au fil de la propagation qui les laisse toutes identiquement orientées.

2.2.3 La réalité expérimentale

Biréfringence linéaire

Dans la configuration expérimentale que nous utiliserons, la propagation 1+1D est assurée par un guide d'onde plan. Or, cette géométrie de guide ne peut pas donner lieu à une propagation parfaitement isotrope et s'accompagne d'une biréfringence de forme. Afin de savoir si cette biréfringence linéaire rend le système d'EQS. (1.50) inapproprié pour décrire nos expériences, nous avons simulé son influence.

Dans le cas isotrope, nous avons vu que l'état de polarisation du SEF était caractérisé par une orientation identique sur tout le profil et une rotation régulière de cette orientation au fil de la propagation (*cf.* FIG. (2.8)). Pour représenter l'évolution globale de la polarisation du SEF, nous allons introduire les paramètres de Stokes intégrés S_i . L'intégration se faisant sur la direction x , ces paramètres ne contiennent plus d'information sur le profil transverse mais rendent uniquement compte de l'évolution longitudinale de la polarisation :

$$\vec{S} = \int \vec{s}.dx \quad (2.16)$$

L'utilisation de ces paramètres de Stokes intégrés implique une perte de cohérence si la polarisation n'est pas constante le long de la direction d'intégration. En effet si tel est le cas, cela revient à mesurer la polarisation globale d'un ensemble de champs qui ont des polarisations différentes. C'est équivalent à faire la mesure d'un champ partiellement polarisé où $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 < S_0^2$. Ainsi le point qui représente l'état de polarisation n'est plus sur la sphère de Poincaré mais **à l'intérieur**.

En FIG. (2.9) sont représentées des évolutions typiques de ces paramètres intégrés. La propagation en régime linéaire dans un milieu isotrope se réduirait à un point sur la sphère de Poincaré. En effet, l'absence de biréfringence, tant linéaire que non linéaire, laisse inchangée la polarisation de tout champ électromagnétique.

En FIG. (2.9)(a) est représentée la trajectoire de polarisation d'un champ en **régime**

linéaire en présence de biréfringence. On remarque une évolution dans un plan $S_1 = \text{constante}$. Ceci est à mettre en relation avec l'absence d'échange d'énergie, en régime linéaire, entre E_x et E_y . Ceci implique un facteur S_1 constant (*cf.* EQ. (2.12)). Dans cette configuration, la polarisation initiale ne change en rien le type de trajectoire. Il s'agira toujours de rotation autour de l'axe S_1 . Cette courbe ne rendant compte que d'effets linéaires, l'état de polarisation reste constant dans la direction transverse. Cette trajectoire est la seule de la FIG. (2.9) à rester strictement sur la surface de la sphère.

L'évolution en polarisation du **SEF en milieu isotrope** est décrite en FIG. (2.9)(b) par une simple trajectoire autour de l'axe S_3 légèrement à l'intérieur de la sphère. L'évolution de la polarisation dans un plan $S_3 = \text{constante}$ est la conséquence directe de l'absence d'échange d'énergie entre U et V . En effet, dans cette configuration, le paramètre S_3 ne peut pas évoluer (*cf.* EQ. (2.14)). Cette trajectoire est représentée en noir sur la FIG. (2.9)(b). Le fait que la trajectoire soit à l'intérieur de la sphère n'est pas évident sur cette représentation mais elle l'est effectivement, très légèrement. Le type de trajectoire empruntée ne dépend en aucun cas de la polarisation initiale et il s'agira toujours d'une rotation autour de l'axe S_3 .

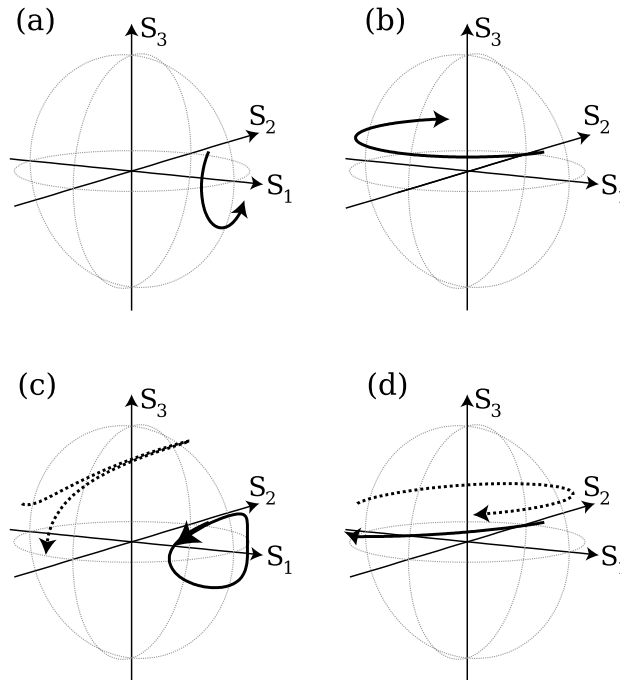


FIG. 2.9 – Simulations de propagation des paramètres de Stokes intégrés sur $7L_D$. (a) Propagation linéaire, (b) SEF en milieu parfaitement isotrope, (c) propagation non linéaire en milieu biréfringent pour deux polarisations initiales différentes et (d) propagation non linéaire en milieu faiblement biréfringent pour deux polarisations initiales également.

La FIG. (2.9)(c) montre la trajectoire empruntée dans le cas d'une **propagation non linéaire dans un milieu à biréfringence linéaire** du même ordre de grandeur que la biréfringence non linéaire. On remarque que plus aucun paramètre de Stokes ne reste constant. On constate également que les trajectoires dépendent fortement de la

polarisation initiale. Ce type de trajectoire est commun à toutes les études concernant les solitons en milieu à biréfringence moyenne [4–6].

La FIG. (2.9)(d) illustre la trajectoire en polarisation d'un faisceau en **régime non linéaire dans un milieu à faible biréfringence linéaire** (inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à la biréfringence non linéaire). Cette configuration est celle de nos expérimentations. On remarque immédiatement que les trajectoires sont très proches de celles obtenues en milieu parfaitement isotrope. La dépendance à la polarisation initiale est extrêmement réduite. Tout cela d'autant plus que les longueurs de propagation sont faibles. On constate donc que, dans ces conditions, l'approximation d'isotropie est valable, le paramètre S_3 restant quasi constant. Nous ne prendrons donc plus en compte la biréfringence dans la suite de nos travaux, puisque nos conditions expérimentales reproduiront cette configuration de faible et négligeable biréfringence.

Dimension temporelle

Expérimentalement la source utilisée est un laser pulsé (600ps, 7kHz). Or jusqu'à présent nous n'avons jamais pris en considération la dimension temporelle finie du champ. Nous avons toujours considéré des ondes continues (configuration dite CW pour *Continuous Waves*).

Le temps de relaxation de l'effet Kerr dans notre milieu de propagation expérimental, le CS_2 , étant très court (2ps) par rapport à la longueur des impulsions (600ps), nous n'étudierons pas les éventuelles conséquences d'un effet Kerr retardé. En revanche nous nous intéressons aux déformations que pourraient subir les paramètres de polarisation s'ils sont mesurés après intégration de la dimension temporelle. Cette intégration se manifestera expérimentalement puisqu'elle correspond au temps d'intégration des capteurs CCD.

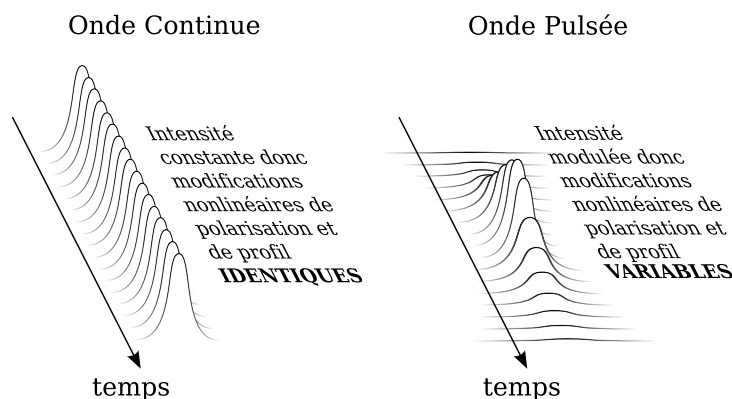


FIG. 2.10 – Illustration qualitative des déformations induites par la dimension finie des impulsions.

La FIG. (2.10) compare les deux régimes : continu et pulsé. Dans le cas continu, toutes les *tranches temporelles* ont la même intensité. La modification non linéaire de polarisation les affecte toutes de la même manière et elles restent identiques en profil et en polarisation. En considérer une ou une infinité revient au même, l'intégration temporelle n'a aucun impact sur la mesure. Dans le cas pulsé, au contraire, chaque tranche temporelle qui constitue l'impulsion a une intensité différente. **L'effet Kerr, tant en ce qui concerne la forme des profils (autofocalisation) que sur les modifications de polarisation, agira différemment sur chaque tranche. Elles auront donc toutes des profils et polarisations différents.** L'intégration temporelle aura alors un impact fort sur la mesure effectuée :

- le profil mesuré sera intermédiaire entre le profil le plus étroit (celui où l'effet d'autofocalisation est le plus fort, soit la crête de l'impulsion) et le profil le plus large (ceux des fronts montant et descendant de l'impulsion).
- la polarisation mesurée sera une combinaison de toutes les polarisations des différentes tranches temporelles. Par conséquent, on peut s'attendre à une polarisation caractéristique d'une lumière *partiellement polarisée*.

Nous avons étudié en simulation quelle était la déformation à laquelle nous devons nous attendre. En FIG. (2.11) sont illustrés les résultats de simulations pour 3 étapes allant vers une meilleure modélisation des conditions expérimentales. La FIG. (2.11)(a) montre l'évolution en polarisation (paramètres de Stokes en gris et intégrés en noir) du SEF en régime CW déjà vue sur la FIG. (2.8).

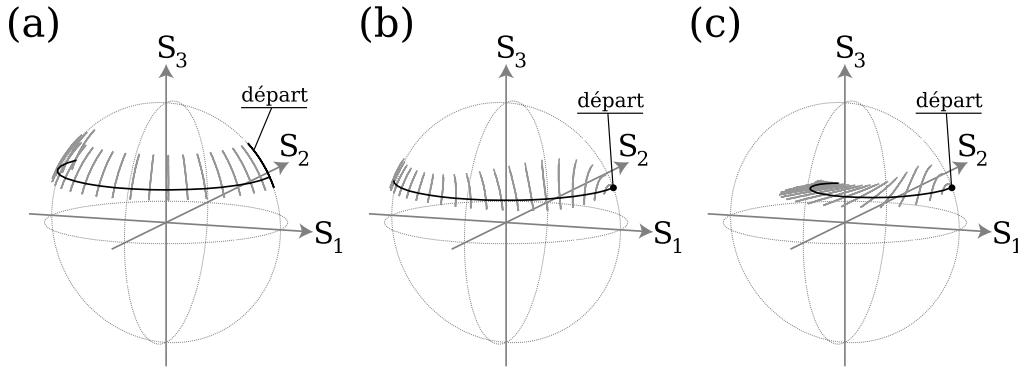


FIG. 2.11 – Simulations de propagation des paramètres de Stokes Intégrés sur $7L_D$. (a) Propagation **CW** (purement spatiale) de la solution SEF obtenue numériquement, (b) génération du SEF à partir de 2 enveloppes (pour U et V) sécantes hyperboliques proportionnelles en **régime CW** et (c) génération du SEF à partir de 2 enveloppes gaussiennes en **configuration spatio-temporelle**.

Remarque : Lorsque nous parlons de simulations spatio-temporelles, nous entendons la simulation des EQS. (1.48), purement spatiales, sur des matrices étant, elles, spatio-temporelles. Nous sommes dans l'approximation monochromatique sans dispersion définie dans la Ref. [7] et nous ne prenons pas en compte le temps de réponse de l'effet Kerr comme cela a été fait en Ref. [8] puisque ici les impulsions utilisées

expérimentalement seront bien plus longue (600ps contre 40ps), et donc grandes devant le temps de réponse de l'effet Kerr dans le CS₂ (2ps). Numériquement, les tranches temporelles se propagent indépendamment, et sont ensuite intégrées une fois la simulation terminée. Notre simulation n'est donc pas strictement spatio-temporelle mais elle rend compte des implications temporelles que nous allons observer.

En FIG. (2.11)(b) est illustrée de la même façon la génération d'un SEF à partir de composantes U et V qui n'ont pas les profils idéaux. En effet, dans cette simulation, les profils des deux composantes circulaires sont des sécantes hyperboliques strictement proportionnelles. Il en est donc de même pour les composantes E_x et E_y . Ainsi l'état de polarisation est le même tout le long de la dimension transverse. Ceci explique que le départ de la simulation corresponde à un état de polarisation transverse représenté sur la sphère de Poincaré par un point. Au fil de la propagation, l'état de polarisation transverse évolue vers la solution SEF, ce qui est clairement visible sur la figure. Cependant, il n'y a toujours pas d'échange d'énergie entre composantes circulaires opposées et donc l'évolution des paramètres de Stokes intégrés se fait toujours dans un plan $S_3 = \text{constante}$ (trait noir).

La FIG. (2.11)(c) reproduit les conditions les plus proches possibles de celles que nous retrouverons lors de nos expériences. Tout d'abord les composantes présentes en début de simulation ont des profils spatiaux gaussiens strictement proportionnels. Nous nous attendons donc à observer une mise en forme progressive tendant vers la solution SEF, comme sur la FIG. (2.11)(b). Mais cette fois-ci nous prenons également en compte la dimension et le profil temporel gaussien des impulsions. Ce qui est illustré sur la figure est en fait la polarisation intégrée sur la dimension temporelle (celle que nous mesurons expérimentalement). Ceci a des conséquences bien visibles sur les observations. Tout d'abord l'état de polarisation transverse ne tend plus de façon claire vers celui du SEF. Ceci s'explique aisément par le fait que certaines tranches temporelles de faible énergie ne subissent en grande majorité que l'effet linéaire de diffraction. Elles ne tendent pas vers un état stationnaire. L'état intégré est ainsi en continuelle évolution. Enfin, la polarisation mesurée *rentre à l'intérieur de la sphère de Poincaré*. Ceci correspond à une lumière qui n'est plus totalement polarisée, ce à quoi nous nous attendions.

Afin d'avoir une idée plus précise de la déformation induite par l'intégration temporelle, nous avons étudié les profils transverses simulés pour deux configurations identiques (profils gaussiens en entrée). Cependant la première simulation est CW alors que la seconde est spatio-temporelle. Dans les deux cas les profils d'entrée sont les mêmes, décrits en FIG. (2.12). Sur cette figure, les graphes (a) et (b) montrent les profils transverses en polarisation rectiligne et circulaire, respectivement, ainsi que le profil du facteur d'ellipticité q . Les profils d'entrée des composantes de polarisation étant des gaussiennes proportionnelles, l'état de polarisation est le même le long du profil transverse. Le profil du facteur q est donc plat, tout comme ceux des paramètres de Stokes (FIG. (2.12)(c)) et des angles caractéristiques de l'ellipse (FIG. (2.12)(d)).

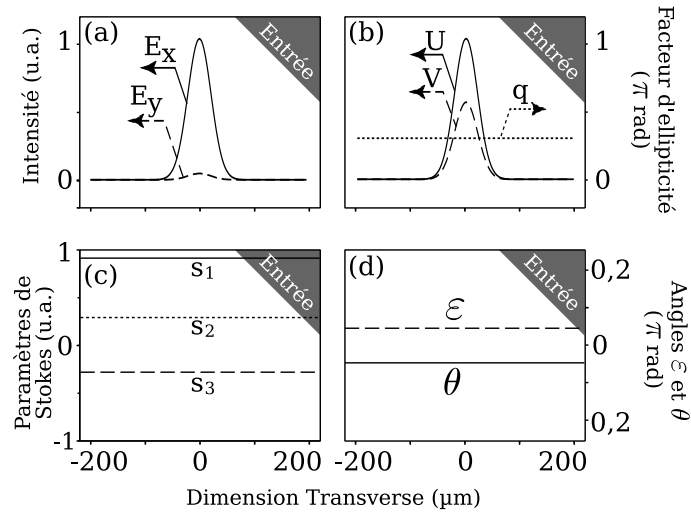


FIG. 2.12 – Profils d’entrée de simulation. (a) Composantes de polarisation TE et TM, (b) composantes de polarisation circulaire et facteur d’ellipticité, (c) paramètres de Stokes et (d) angles de l’ellipse de polarisation.

Les résultats des simulations sont présentés en FIG. (2.13). Dans les deux cas, on a défini le régime soliton comme celui où la largeur à mi-hauteur du faisceau de sortie égale celui du faisceau d’entrée. Ce régime ne correspond pas, dans les deux simulations, à une même puissance. En effet, dans la simulation spatiotemporelle, les tranches temporelles de faible intensité (début et fin de l’impulsion) s’élargissent fortement. Le profil intégré est donc lui aussi élargi. Il faut donc une puissance supérieure pour obtenir un profil intégré ayant la même largeur que le profil d’entrée.

Les FIG. (2.13)(a,b) montrent les résultats en configuration CW, et les FIG. (2.13)(c,d) en configuration spatiotemporelle. Les différences sont flagrantes sur les profils des paramètres de Stokes. L’intégration temporelle semble induire une baisse de contraste sur les profils. Ces différences sont plus facilement interprétables en étudiant les profils des angles θ et ε de l’ellipse de polarisation. On voit tout d’abord que la courbure de l’angle ε d’ellipticité est réduite. Cette courbure, purement non linéaire, est inexistante sur les tranches temporelles de faible intensité. L’intégration dans le temps réduit ainsi le contraste de ce profil.

En ce qui concerne le profil de l’angle d’orientation de l’ellipse θ , l’explication est semblable. La propagation solitonique, comme nous l’avons vu, est caractérisée par un angle d’orientation de la polarisation qui est constant le long du profil. Ceci correspond au plateau qui se forme dans la simulation CW (FIG. (2.13)(b)) et au fait que les états de polarisation tendent à être sur des méridiens de la sphère de Poincaré (cf. FIG. (2.11)(a,b)). De plus, cette orientation tourne régulièrement lors de la propagation. Or dans la configuration impulsionnelle, comme chaque tranche temporelle a une intensité différente, la largeur des plateaux ainsi que la valeur à laquelle ils se forment (correspondant à la totalité de la rotation subie) sont différentes. Ensuite, lors de l’intégration temporelle, le tout est

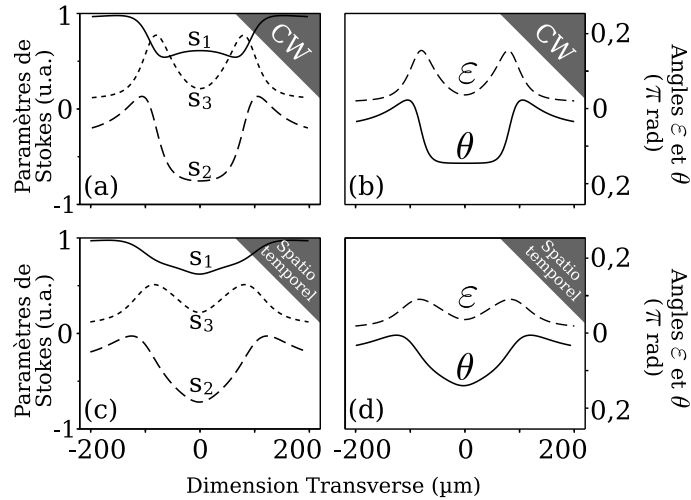


FIG. 2.13 – Profils de sortie de simulation. (a,b) Paramètres de Stokes et de l'ellipse de polarisation en configuration CW et (c,d) en configuration pulsée.

pondéré par l'intensité de chacun des points (x, t) . Le profil intégré de θ ne montre donc plus de plateau mais une courbure. Cette courbure correspond à l'inclinaison que prend l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré (cf. FIG. (2.11)(c) : l'état de polarisation ne tend plus vers un méridien). Encore une fois, l'intégration temporelle provoque une forte déformation par rapport à la courbe CW.

Ces simulations nous montrent clairement que la dimension temporelle a une influence non négligeable sur ce que nous pourrions observer expérimentalement. Cependant ces déformations sont d'origine simple et n'empêchent en aucun cas d'observer les phénomènes mis en jeu.

2.3 Observation Expérimentale

L'existence de la famille des SVKI est démontrée théoriquement [3, 9–11] et leurs différentes caractéristiques sont bien connues. Leur observation expérimentale est cependant délicate.

Observer un tel soliton dans le domaine temporel, en utilisant comme milieu (1+1D), la fibre optique, s'est avéré, jusqu'à présent, impossible. Les grandes longueurs d'interaction rendent la biréfringence résiduelle des fibres trop importante. Cette biréfringence, conséquence pour l'instant inévitable du processus de fabrication, est aléatoire le long de la fibre et empêche toute propagation d'être considérée isotrope sur une longueur suffisante pour observer les SVKI. Une polarisation rectiligne, par exemple, ne peut se maintenir en régime non linéaire [12] dans les fibres standards à biréfringence résiduelle. Tous ces

phénomènes de conversion de polarisation furent observés [13, 14] et la fibre optique fut alors réservée à l'observation des solitons Kerr en milieu biréfringent (p.ex. en Ref. [5]).

L'autre configuration (1+1D) est celle du guide plan qui montre également une biréfringence. Cette biréfringence de forme est la conséquence de l'asymétrie de profil d'indice entre la direction du guide x et la direction qui lui est orthogonale y . Elle fut très tôt désignée comme source potentielle d'instabilité de polarisation [15]. Dans des conditions où cette biréfringence ne peut plus être négligée, une instabilité appelée *instabilité de l'axe rapide* a rapidement été mise en évidence [16–18]. La biréfringence du guide rend instable l'un des axes propres (TE, TM) du guide en régime non linéaire. D'autres effets non linéaires (diffusions Raman ou Rayleigh stimulées), participent également à cette déstabilisation [19, 20].

L'interprétation de l'instabilité induite par ces différents phénomènes, linéaires ou non, tant dans les fibres que dans les guides plans, est assez simple. La présence d'une biréfringence trop importante, ou de diffusion stimulée, rend le système EQ. (1.50) invalide car ils apportent des couplages cohérents entre U et V .

Comment reproduire expérimentalement les conditions requises pour l'observation des SVKI? Nous allons utiliser la configuration guide plan puisqu'elle nécessite des longueurs d'interaction faibles pour limiter l'influence de la biréfringence (quelques centimètres pour observer un soliton). Il nous faudra cependant limiter au maximum cette biréfringence de forme du guide. Nous pouvons dans ce but optimiser deux paramètres :

- Élargir autant que possible le guide. Cependant, il faut assurer une propagation monomode car la répartition de l'énergie sur plusieurs modes impliquerait une nouvelle biréfringence, modale cette fois.
- Diminuer la différence d'indice coeur/gaine du guide en choisissant avec soin les milieux utilisés, tout en maintenant un guidage efficace.

Quant aux effets de diffusion stimulée, nous prendrons garde de rester en dessous des seuils au delà desquels ils pourraient perturber sensiblement notre observation. Par exemple, nous serons limités en largeur minimale de soliton observable. En effet un soliton de faible largeur nécessitant plus de puissance (*cf.* EQ. (1.55)), le risque de se trouver au dessus des seuils est plus important.

Enfin pour que nos observations soient valides, nous vérifierons qu'elles rendent compte de propagation sur des distances suffisantes ($\geq L_D$) pour mettre en évidence un effet soliton sans ambiguïté.

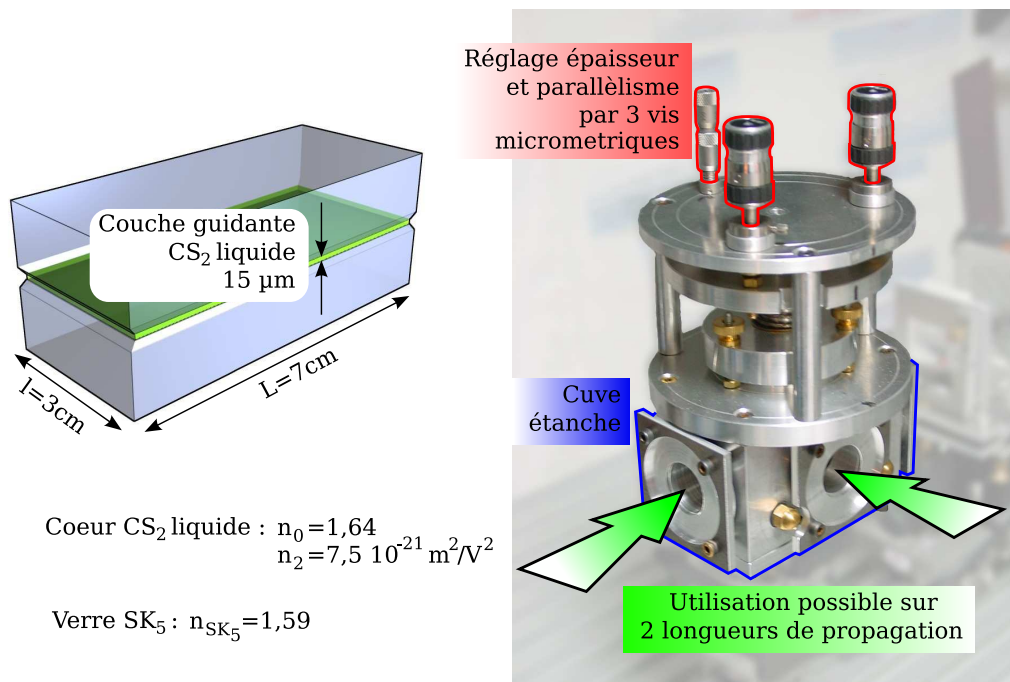


FIG. 2.14 – Description du guide d’onde plan et de l’enceinte qui le contient. Les arêtes des blocs sont taillées en biseau et polies à la même rugosité que les faces guidantes afin d’assurer une injection propre, les autres faces étant plus rugueuses. La cuve métallique étanche qui permet le réglage précis de la géométrie du guide a été réalisée par D. Bit-schene.

2.3.1 Mise en place de l’expérience

Le guide d’onde plan

Le guide d’onde utilisé est le même que celui décrit dans les Refs. [8,21]. Il est composé de deux blocs de verre SK₅ ($n_{\text{SK}_5} = 1,59$) séparés par une fine couche de disulfure de carbone CS₂ ($n_0 = 1,64$). Les trois milieux définissent ainsi un guide d’onde plan illustré sur la FIG. (2.14) : dans la direction y , l’onde est guidée dans le CS₂ d’indice optique supérieur à celui du verre. La direction x , quant à elle, est la direction libre transverse dans laquelle l’effet soliton aura lieu. Chacun des blocs de verre mesure $3 \times 7\text{cm}$ et le confinement du guide dans une cuve étanche ouverte sur les 4 côtés permet l’utilisation du guide sur les 2 dimensions : largeur 3cm et longueur 7cm.

L’épaisseur du guide est réglable à volonté grâce à l’état liquide de la couche guidante. Pour nos expériences, un bon compromis est obtenu à une largeur d’environ $15\mu\text{m}$. La biréfringence est alors très faible ($\Delta n < 3 \cdot 10^{-7}$ entre les modes fondamentaux TE et TM) et on peut injecter en minimisant les pertes. De plus le guide devient suffisamment large pour que les imperfections des blocs ne perturbent pas les modes qui s’y propagent.

Cependant, avec une telle épaisseur, le guide est fortement multimode (23 modes TE et autant TM). Ce problème est résolu expérimentalement en soignant les conditions d'injection afin de peupler en grande majorité les seuls modes fondamentaux (TE et TM). Il suffit de focaliser le faisceau en entrée de guide avec un angle inférieur à l'ouverture numérique des modes fondamentaux. Cette condition sera réalisée en choisissant la lentille utilisée pour l'injection dans le guide et la taille du faisceau avant injection avec soin. Cette démarche est schématisée en FIG. (2.15). Le calcul de ces angles caractéristiques est un calcul classique d'optique guidée. Dans le cas précis de notre guide (épaisseur $15\mu\text{m}$, $n_{\text{CS}_2} = 1,64$ et $n_{\text{SK}_5} = 1,59$) on a $\alpha_1 \approx 1^\circ$ pour les modes TE comme pour les modes TM. Donc pour un faisceau d'environ 3mm de rayon, on doit choisir une lentille d'injection dont la focale est supérieure à 17cm.

Le guide est donc multimode mais la propagation est quasi monomode en pratique.

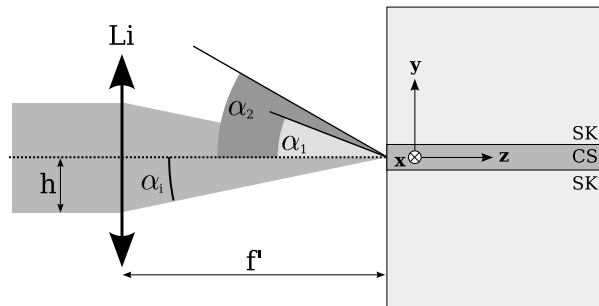


FIG. 2.15 – Schéma de principe de l'injection dans le seul mode fondamental du guide plan. h est la dimension du faisceau avant injection et f' la focale de la lentille d'injection. α_i est l'angle d'injection expérimental. α_1 et α_2 sont les angles correspondants aux ouvertures numériques des deux premiers modes du guide plan. Si $\alpha_i < \alpha_1$, l'énergie injectée sera couplée dans le seul mode fondamental.

Montage expérimental

Le montage utilisé pour l'observation du soliton elliptique fondamental est relativement simple car il peut se faire en ligne comme illustré sur la FIG. (2.16). La source utilisée est un microlaser émettant à 532nm des impulsions de 600ps à une cadence de 6kHz. La puissance moyenne qu'il délivre est de l'ordre de 25mW, soit environ 10kW en puissance crête¹. Un système composé d'une lame demi onde et d'un polariseur P en sortie de laser permet de régler la puissance utilisée et de l'ajuster à la puissance soliton.

¹Les autres caractéristiques de ce laser Microchip Nanolaser (JDS Uniphase) sont :

- Diamètre du faisceau : 0,2mm (largeur à $1/e^2$)
- Ellipticité du faisceau : 1,1 :1
- Divergence du faisceau : 2mrad
- Stabilité en puissance (sur 6 heures de fonctionnement) : $\pm 3\%$ pic à pic

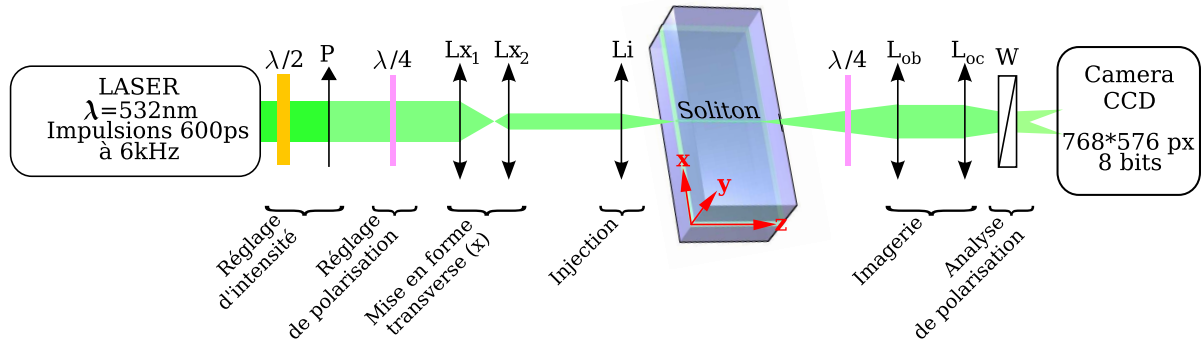


FIG. 2.16 – Schéma du montage expérimental.

Une lame quart d'onde orientable permet ensuite de choisir l'ellipticité de la polarisation, soit le rapport d'énergie entre les composantes U et V . Si l'un de ses axes est orienté parallèlement à l'axe du polariseur P , la polarisation reste linéaire, pour un angle de $\pi/4$, la polarisation devient circulaire. Les autres orientations correspondent aux ellipticités intermédiaires.

Ensuite un système afocal de type *télescope* dans la direction x modifie la taille du faisceau dans la seule dimension x . Il est composé de deux lentilles cylindriques L_{x1} et L_{x2} de focales 300 et 150mm. La lentille d'injection (L_i de focale $f' = 20\text{cm}$) focalise le faisceau en entrée de guide. Le point focal a alors des dimensions (FWHM) d'environ $50\mu\text{m}$ en x et $15\mu\text{m}$ en y . La longueur de propagation dans le guide est de 3 cm.

La sortie du guide est imagée sur une caméra CCD à l'aide d'un système d'imagerie objectif/oculaire (L_{ob}, L_{oc}) avec grandissement. Ainsi, l'image du guide se forme sur le capteur CCD avec une échelle de $0,89\mu\text{m}/\text{pixel}$. La lentille L_{ob} ayant une focale $f'_{ob} = 45\text{mm}$ et un diamètre $\varnothing = 1\text{cm}$, on ne peut espérer une résolution optique meilleure que $\lambda f/\varnothing \approx 2\mu\text{m}$. Le système d'analyse en polarisation, composé d'une lame quart d'onde et du biprisme de Wollaston W assure l'imagerie séparée des composantes (U, V) en orientant la lame quart d'onde à $\pi/4$ des axes du guide, ou (E_x, E_y) en enlevant la lame d'onde. Ce système permet également la mesure des paramètres de Stokes, comme ceci est décrit dans le paragraphe suivant.

Mesure des paramètres de Stokes

L'identification claire du SEF suppose la mesure de son état de polarisation avec précision. Nous allons ici décrire la méthode utilisée pour la mesure expérimentale des paramètres de Stokes.

Soit un champ électromagnétique $E(x, t) = (E_x(x, t), E_y(x, t))$ que l'on veut analyser

en polarisation. On définit la matrice de Jones J , ou matrice de cohérence :

$$J(x) = \begin{pmatrix} \langle E_x(x, t) E_x^*(x, t) \rangle & \langle E_x(x, t) E_y^*(x, t) \rangle \\ \langle E_y(x, t) E_x^*(x, t) \rangle & \langle E_y(x, t) E_y^*(x, t) \rangle \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

où $\langle \dots \rangle$ correspond à une intégration sur la dimension temporelle t .

On peut exprimer les paramètres de Stokes à l'aide de cette matrice :

$$\begin{cases} s_0(x) = J_{xx}(x) + J_{yy}(x) \\ s_1(x) = J_{xx}(x) - J_{yy}(x) \\ s_2(x) = J_{xy}(x) + J_{yx}(x) \\ s_3(x) = i(J_{xy}(x) - J_{yx}(x)) \end{cases} \quad (2.18)$$

Mesurer la matrice de Jones permet ainsi de retrouver les paramètres de Stokes et donc l'état de polarisation.

L'intensité du champ $E(x, t)$ mesurée en sortie d'un système lame d'onde + polariseur par un système intégrant la dimension temporelle s'écrit :

$$I(\Theta, \Phi, x) = \langle \hat{E}(\Theta, \Phi, x, t) \hat{E}^*(\Theta, \Phi, x, t) \rangle \quad (2.19)$$

$$\text{où } \hat{E}(\Theta, \Phi, x, t) = E_x(x, t) \cos \Theta + E_y(x, t) e^{i\Phi} \sin \Theta \quad (2.20)$$

avec Θ l'angle entre l'axe x et l'axe du polariseur et Φ le déphasage induit par la lame d'onde entre E_x et E_y ($\Phi = \pi/2$ pour une lame quart d'onde). En injectant l'EQ. (2.20) dans l'EQ. (2.19), on remarque, avec l'EQ. (2.17) :

$$\begin{cases} J_{xx}(x) = I(0, 0, x) \\ J_{yy}(x) = I(\frac{\pi}{2}, 0, x) \\ J_{xy}(x) = \frac{1}{2} [I(\frac{\pi}{4}, 0, x) - I(-\frac{\pi}{4}, 0, x)] + \frac{i}{2} [I(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, x) - I(-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, x)] \\ J_{yx}(x) = \frac{1}{2} [I(\frac{\pi}{4}, 0, x) - I(-\frac{\pi}{4}, 0, x)] - \frac{i}{2} [I(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, x) - I(-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, x)] \end{cases} \quad (2.21)$$

La mesure de 6 intensités nous donnera donc accès à J , puis à l'état de polarisation. Ces 6 intensités sont :

- $I(0, 0, x), I(\frac{\pi}{2}, 0, x)$: soit la mesure, sans lame d'onde, par un polariseur orienté suivant l'axe x , respectivement y ,
- $I(\frac{\pi}{4}, 0, x), I(-\frac{\pi}{4}, 0, x)$: soit la mesure, sans lame d'onde, par un polariseur orienté à $\frac{\pi}{4}$, respectivement $-\frac{\pi}{4}$ de l'axe x ,
- $I(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, x), I(-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, x)$: soit la mesure, avec une lame quart d'onde dont les axes sont orientés sur les axes (x, y) , par un polariseur orienté à $\frac{\pi}{4}$, respectivement $-\frac{\pi}{4}$ de l'axe x .

L'utilisation d'un biprisme de Wollaston qui, au lieu de couper l'une des deux directions de polarisation, ne fait que les séparer spatialement, permet d'imager sur la caméra CCD chaque couple d'intensité en une seule fois. 3 images suffisent donc à mesurer l'état de polarisation. Se présentent alors 2 méthodes pour cette mesure :

- enregistrement instantané des 3 images (en séparant le faisceau en 3 et en faisant, avec 3 systèmes d'analyse et 3 caméras, des mesures séparées dans l'espace, au même instant)
- enregistrement successif des 3 images (en utilisant 1 seul système d'analyse et 1 seule caméra, mais en séparant les mesures dans le temps)

La stabilité dans le temps du laser étant très bonne et le SEF étant un phénomène intrinsèquement stable, nous utiliserons la seconde méthode sans perte d'information.

Cette même stabilité permettra par ailleurs de ne pas se contenter de 3 images mais en fait de 3 séries d'images. Les conditions d'injection dans le guide resteront les mêmes pendant ces séries, mais la propagation se fera à différents endroits du guide et l'image sera prise à différents endroits de la caméra CCD. Le moyennage des séries nous débarrasse ainsi du bruit induit par le guide et des inhomogénéités du capteur CCD.

Remarque : *Nous avons vu dans le paragraphe 2.2.3 que la dimension temporelle des impulsions laser déformait les mesures de polarisation. Il faut bien comprendre que ce phénomène a lieu à l'étape de mesure des 6 intensités, qui sont en fait les intensités intégrées temporellement. Ensuite vient le passage au calcul de la matrice J puis de \vec{s} qui décrit la polarisation. **La mesure qui sera effectuée rendra donc compte de la polarisation impliquant les intensités intégrées $I(\Theta, \Phi, x)$ et non de l'intégration de la polarisation des tranches temporelles.***

2.3.2 Résultats

Conditions d'entrée

Le faisceau d'entrée sera constitué de 2 composantes circulaires d'intensités différentes mais de profil identique. La différence entre leurs intensités donnera l'ellipticité (plate) initiale. Tous les rapports d'intensité entre U et V sont bien sur possibles pour observer le SEF puisqu'elles décrivent la famille SEF en allant du soliton de polarisation rectiligne au soliton de polarisation circulaire. La démonstration de la propagation d'un SEF se fera en comparant les profils d'intensité et surtout de polarisation mesurés avec ceux obtenus en simulation. Cependant il est bien évident que plus le contraste de courbure de ces profils sera grand, plus leur mesure sera facile et précise. Nous déterminerons donc tout d'abord pour quelle valeur de ratio U/V la courbure d'ellipticité du SEF est la plus grande.

Les résultats de ces calculs sont présentés sur la FIG. (2.17). Le rapport d'énergie entre

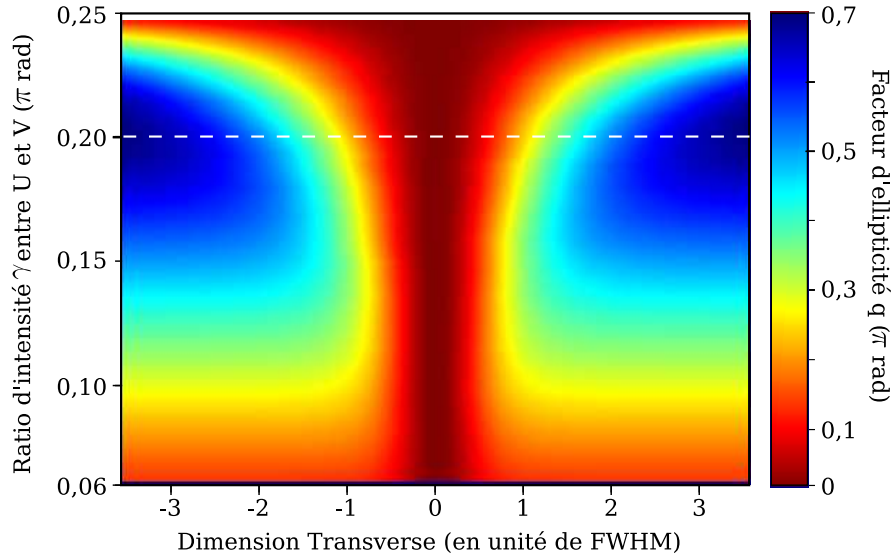


FIG. 2.17 – Profil d’ellipticité transverse du SEF en fonction du ratio d’intensité γ entre U et V .

U et V est représenté par un angle γ tel que $U \propto \cos \gamma$ et $V \propto \sin \gamma$. Ce graphe montre, en fonction de γ , le profil d’ellipticité transverse du SEF. Afin de pouvoir comparer ces profils, nous les avons tous décalés pour qu’ils aient la même valeur en $x = 0$. On peut ainsi rendre bien visible l’amplitude de la courbure. Le maximum de dynamique est obtenu pour $\gamma \propto 0,2\pi$ rad (la ligne pointillée blanche de la figure), soit $|U|^2/|V|^2 = 1,9$.

Nous nous efforcerons donc d’être, expérimentalement, proches de ce rapport **idéal**.

Mesures

La FIG. (2.18) montre les mesures expérimentales définissant le faisceau d’entrée. L’état de polarisation en début de propagation montre une composante $E_x \gg E_y$. L’ellipse de polarisation est donc orientée quasiment suivant l’axe \vec{x} . En ce qui concerne les composantes circulaires on a $|U|^2/|V|^2 = 1,8$ (soit $\gamma = .204$). Ce rapport est tout à fait comparable à la valeur idéale 1,9 (soit $\gamma = .200$) et permettra des mesures avec un très bon contraste (*cf.* FIG. (2.17)).

Remarque : *Toutes les mesures présentées sont des moyennes. Comme nous l’avons déjà dit, nous avons fait des images sur plusieurs endroits du capteur CCD et du guide afin de nous affranchir de leurs inhomogénéités. Mais, de plus, le temps d’intégration du capteur (60ms) étant bien plus long que l’intervalle entre 2 impulsions (0,17ms), chacune de ces images était en fait une moyenne effectuée sur plus de 300 tirs. Ceci n’empêche en aucun cas d’effectuer les mesures grâce à la stabilité du laser et parce*

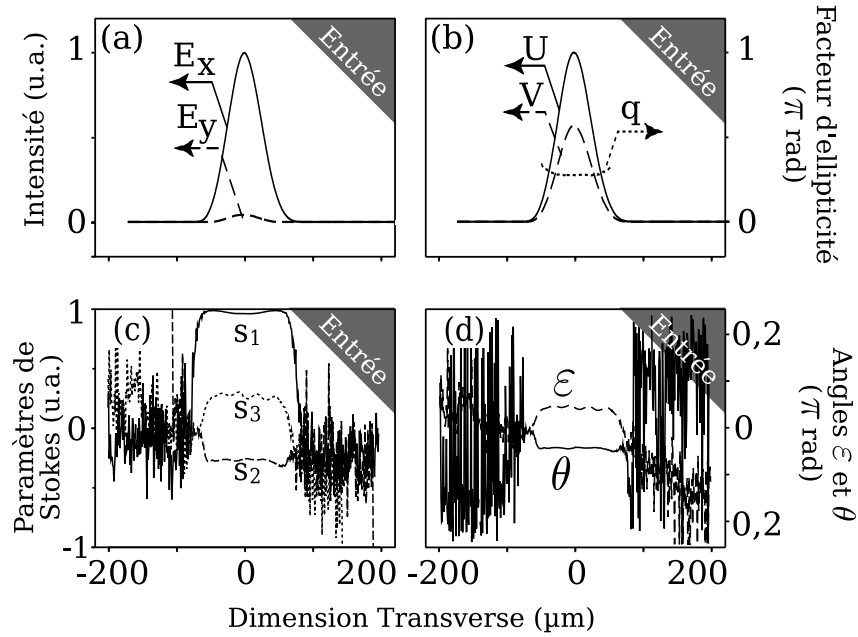


FIG. 2.18 – Profils expérimentaux d’entrée. (a) Composantes de polarisation TE et TM, (b) composantes de polarisation circulaire et facteur d’ellipticité, (c) paramètres de Stokes et (d) angles de l’ellipse de polarisation.

que notre montage n’induit aucune ambiguïté sur l’état de polarisation du faisceau injecté.

La comparaison avec les profils de sortie en régime linéaire (c’est à dire à faible puissance) en FIG. (2.19) amène plusieurs remarques. Tout d’abord on voit clairement l’élargissement des profils du à la diffraction. La largeur à mi-hauteur du faisceau passe de $50\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$ sur 3cm de propagation. À ceci correspondent 2 longueurs de diffraction L_D . Cette valeur est confirmée par la formule analytique de $L_D = 2,27\Delta x^2 n_0 / \lambda = 1,7\text{cm}$.

On remarque également que l’état de polarisation est légèrement modifié. Par exemple la valeur de q passe de $0,25$ à $0,38$. On pourrait penser que ceci est la conséquence d’une propagation dans un milieu biréfringent, ce qui rendrait invalide l’hypothèse de propagation isotrope. Cependant, en étudiant plus en détail cette modification de polarisation, on remarque que le paramètre s_1 est lui aussi modifié. Or si l’on observait la propagation linéaire d’un faisceau en milieu biréfringent, ce paramètre devrait rester constant (*cf.* FIG. (2.9)(a)). L’origine de l’anisotropie est donc ailleurs. Elle prend en fait son origine dans les contraintes que subissent les hublots de la cuve étanche dans laquelle le guide est inséré. Ces fenêtres modifient alors la polarisation de la même façon que des lames d’ondes. Nous ne sommes pas parvenus à supprimer totalement ce défaut qui fausse légèrement la comparaison entrée/sortie. Cependant, si la polarisation est sensiblement modifiée par les hublots en entrée et/ou en sortie de guide, elle ne subit pas de biréfringence dans le guide, c’est à dire dans le milieu non linéaire. Notre hypothèse de propagation isotrope reste ainsi valable.

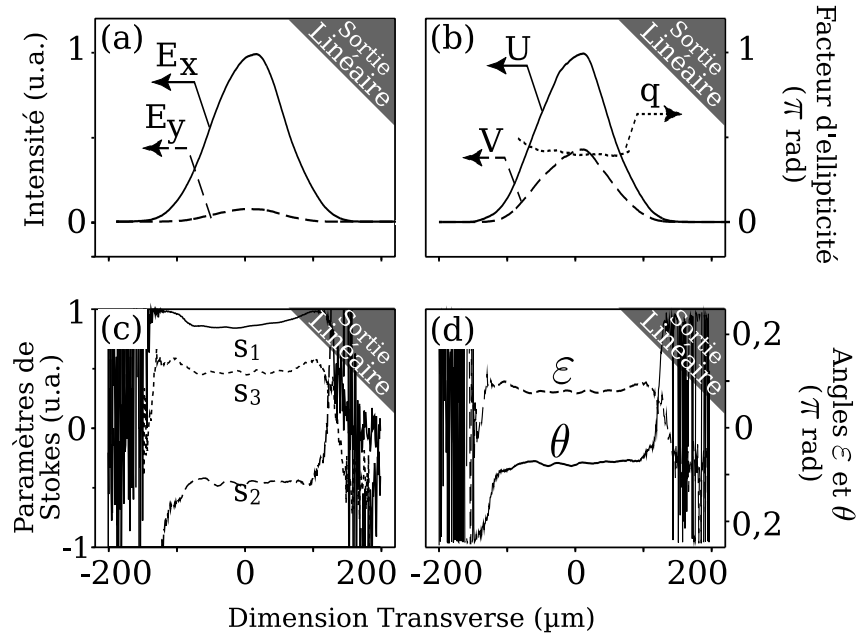


FIG. 2.19 – Profils expérimentaux de sortie en régime linéaire. (a) Composantes de polarisation TE et TM, (b) composantes de polarisation circulaire et facteur d'ellipticité, (c) paramètres de Stokes et (d) angles de l'ellipse de polarisation.

Finalement en sortie de guide, pour une puissance moyenne de 4mW (intensité maximum $4,4 \cdot 10^{11} \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) on parvient à un régime où la largeur à mi-hauteur du faisceau en sortie égale celle d'entrée. Cette configuration est illustrée en FIG. (2.20).

On remarque tout d'abord que les composantes n'ont plus, comme c'était le cas en entrée ou en régime linéaire, des profils gaussiens. Les profils sont maintenant de type sécante hyperbolique, conséquence de la modulation de phase non linéaire. Ce fait est plus visible en FIG. (2.21) où nous avons ajusté les profils expérimentaux de U et V par des gaussiennes rouges en (a) et des sécantes hyperboliques en (b). L'ajustement a été optimisé pour les ailes des profils, car la différence entre gaussienne et sécante hyperbolique y est surtout visible. Dans les deux cas on remarque un décalage en ce qui concerne le maximum des profils. Ceci montre une légère asymétrie dans le profil expérimental du soliton elliptique. Nous ne sommes pas parvenus à supprimer cette faible asymétrie qui peut prendre son origine dans une légère désorientation (autour de l'axe y) du guide ou une aberration du système imageur. En ce qui concerne les ailes des profils, le quasi parfait ajustement par les courbes en (b) confirme la remise en forme sécante hyperbolique. Aucun ajustement par des gaussiennes en (a) n'a permis une si bonne modélisation des profils expérimentaux.

On note également en FIG. (2.20) que si aucun échange d'énergie n'est notable en ce qui concerne les polarisations U et V , il n'en est pas de même pour E_x et E_y . Ceci rend compte de la rotation de polarisation attendue lors de la propagation d'un SEF.

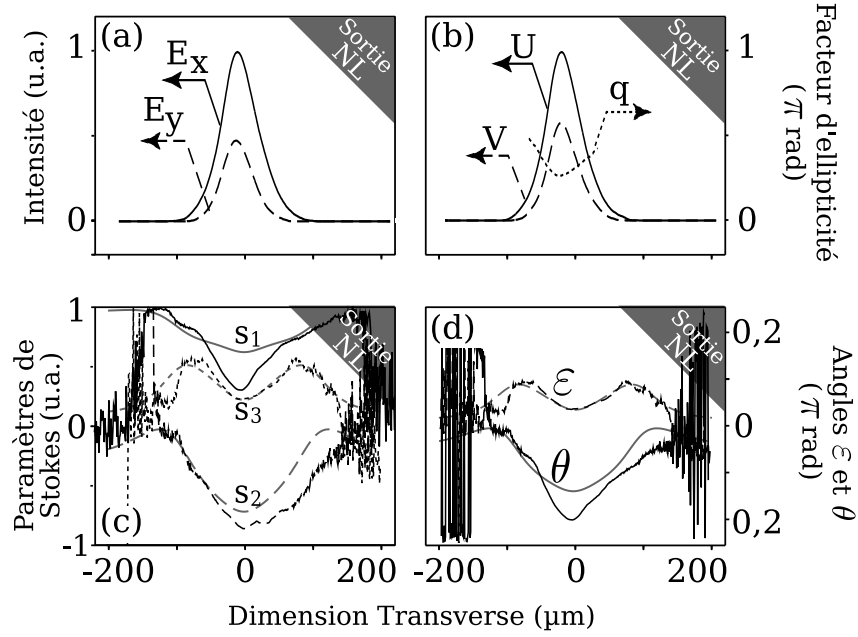


FIG. 2.20 – Profils expérimentaux de sortie en régime soliton. (a) Composantes de polarisation TE et TM, (b) composantes de polarisation circulaire et facteur d'ellipticité, (c) paramètres de Stokes et (d) angles de l'ellipse de polarisation. En gris sont rappelés les résultats de simulation.

Ce qui est remarquable, c'est que lors de notre expérience, cette rotation correspond à l'amplification de la composante E_y . Or cette composante, en milieu biréfringent, est la composante instable qui, en régime non linéaire, tend à disparaître, comme ce fut déjà observé et étudié dans les Refs. [20, 22, 23]. Cette observation confirme encore une fois que dans notre configuration expérimentale, la biréfringence est négligeable. Enfin il est évident que l'état de polarisation n'est plus constant transversalement puisque les profils des paramètres de polarisation ne sont plus plats. On remarque en particulier la courbure attendue de l'angle d'ellipticité ϵ qui est intimement lié (*cf.* EQ. (2.9)) au fait que les enveloppes de U et de V ne sont plus proportionnelles. En effet on mesure : $FWHM(U) = 53\mu\text{m}$ et $FWHM(V) = 45\mu\text{m}$. La comparaison directe avec les résultats des simulations spatio-temporelles, rappelés en gris sur la FIG. (2.20), montre l'excellent accord auquel nous sommes parvenus, tant qualitativement que quantitativement.

L'observation des mêmes paramètres, dans les mêmes conditions, mais après 7cm de propagation, c'est à dire en utilisant le guide d'onde (*cf.* FIG. (2.16)) sur sa longueur et non plus sa largeur, est illustrée en FIG. (2.22). L'expérience est donc réalisée sur une longueur correspondant maintenant à $4L_D$. Plus de propagation signifie plus de bruit et de perturbation, en particulier du fait des impuretés qui se déposent sur les faces guidantes. De plus, les ailes temporelles de l'impulsion s'élargissent toujours sous l'effet de la diffraction, et en utilisant la même puissance que lors de l'expérience sur 3cm, le faisceau de sortie est nécessairement plus large. Sa largeur à mi-hauteur est désormais de $66\mu\text{m}$.

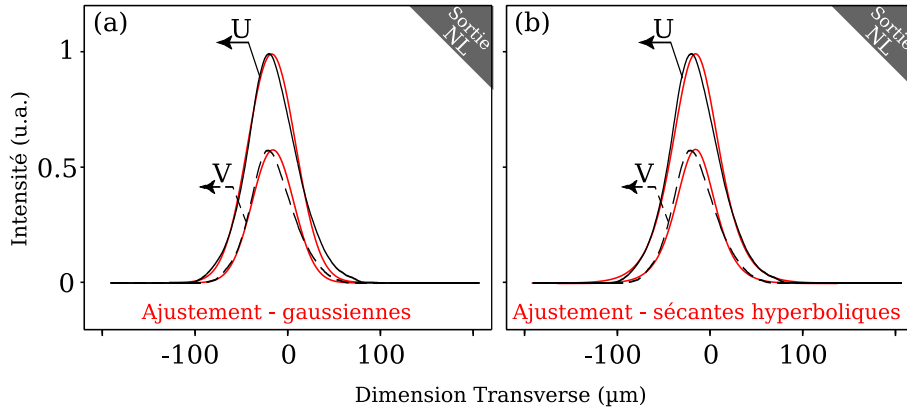


FIG. 2.21 – Ajustement des profils expérimentaux de U et V en régime soliton. (a) Ajustement par des courbes gaussiennes et (b) par des courbes sécantes hyperboliques carrées.

Augmenter la puissance afin de parvenir à $50\mu\text{m}$ nous aurait empêché de comparer les résultats avec l'expérience précédente et surtout nous aurait rapproché des seuils des effets non linéaires indésirables, en particulier l'effet Raman. Les résultats obtenus et présentés en FIG. (2.22) sont néanmoins de bonne qualité. L'accord avec la simulation équivalente (en gris) est plutôt bon et les principaux effets sont bien représentés. Seule la grande courbure de ϵ ou s_3 et la mauvaise qualité de s_2 distinguent de façon sensible les résultats expérimentaux et numériques. Ces imperfections indissociables des conditions expérimentales ont tout de même permis d'observer la courbure de ϵ avec une bonne précision, confirmant la propagation du SEF, ainsi que la courbure de θ , qui est la trace du régime impulsif.

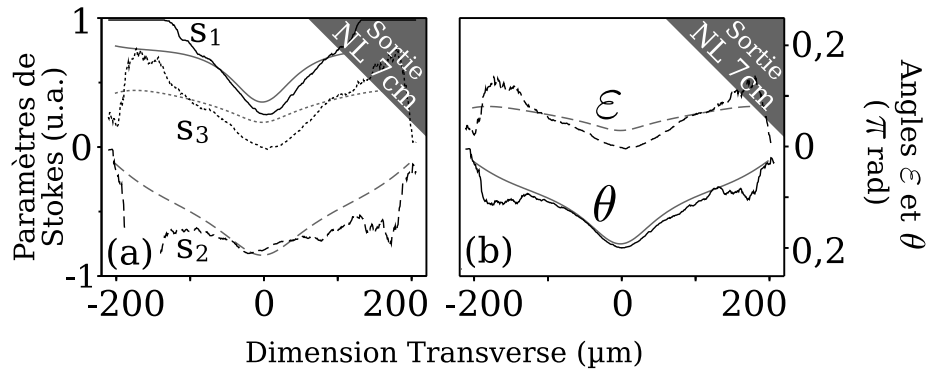


FIG. 2.22 – Profils expérimentaux de sortie en régime soliton **après 7cm**. (a) paramètres de Stokes et (b) angles de l'ellipse de polarisation. En gris sont rappelés les résultats de simulation.

Les résultats concernant la propagation sur 3 ou 7cm sont résumés sur la FIG. (2.23). On y voit le bon accord entre nos prédictions numériques (évolution grisée et état de polarisation final en pointillés) et les mesures expérimentales (traits continus). On y re-

marque également les décalages que nous avons déjà remarqués sur les Figs. (2.22) et (2.20). Ce désaccord quantitatif est lié aux conditions réelles de l'expérience. Néanmoins on identifie sans ambiguïté la rotation de polarisation et la courbure d'ellipticité que nous attendions. Nous voyons aussi l'inclinaison des états de polarisation qui résulte de la dimension temporelle finie des champs.

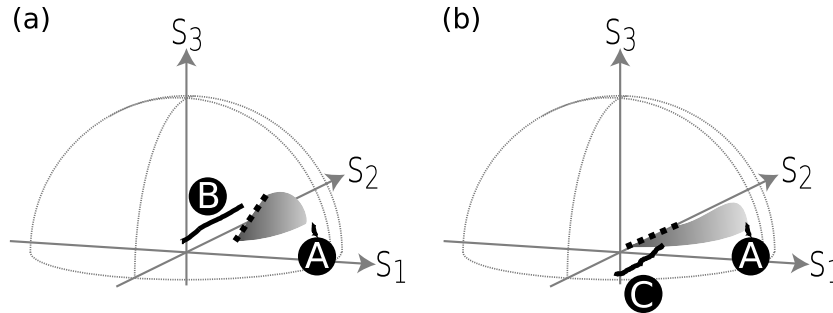


FIG. 2.23 – Évolution de la polarisation du soliton vectoriel sur (a) 3 cm et (b) 7 cm. A : Polarisation initiale, B : après 3 cm, C : après 7 cm. Les zones grisées et les traits pointillés montrent les résultats numériques. Les traits continus représentent les données expérimentales.

Vers une lame d'onde non linéaire

Le comportement en polarisation du SEF est désormais bien caractérisé et confirmé expérimentalement. Il montre des propriétés intéressantes, tant transversalement que longitudinalement, en terme de manipulation de polarisation. Sa propagation stricte, avec la rotation de polarisation qui la caractérise, est intéressante puisqu'en faisant propager le même soliton sur des distances différentes, on obtient des polarisations distinctes. Mais le phénomène le plus intéressant correspond, à longueur de propagation fixe, au comportement en polarisation lorsqu'on fait varier la puissance totale, c'est à dire lorsqu'on sort de la seule stricte propagation soliton.

La FIG. (2.24)(a) montre l'évolution, calculée numériquement, de la répartition d'énergie entre E_x et E_y après 3 cm de propagation, en fonction de la puissance totale d'entrée, exprimée en puissance soliton P_s . On se rapproche de l'expérience réalisée très tôt par Thorne [24] dans le CS_2 massif qui visait à utiliser la rotation de polarisation non linéaire pour éliminer les impulsions faibles et inutiles dans un train. On observe qu'il est possible d'obtenir un large éventail de répartition d'énergie entre E_x et E_y . Il est bien évident qu'en dehors de la valeur de puissance soliton, la propagation n'est pas invariante. Toutes les autres valeurs impliquent une propagation où le faisceau voit sa taille évoluer (élargissement pour $P < P_s$ et focalisation pour $P > P_s$). Cette expérience est également assez similaire à celles illustrées dans [25–27] et effectuée dans une fibre optique avec une faible biréfringence, qui visait des applications de mise en forme d'impulsion ou de discriminateur d'intensité. Cependant, dans notre cas isotrope, étant donnée l'**absence d'échange d'énergie U et V quel que soit le régime de propagation**, l'ellipticité

globale de la polarisation reste identique à celle d'entrée pour toutes les valeurs de P . On obtient ainsi un rotateur de polarisation commandé en puissance avec conservation de l'ellipticité.

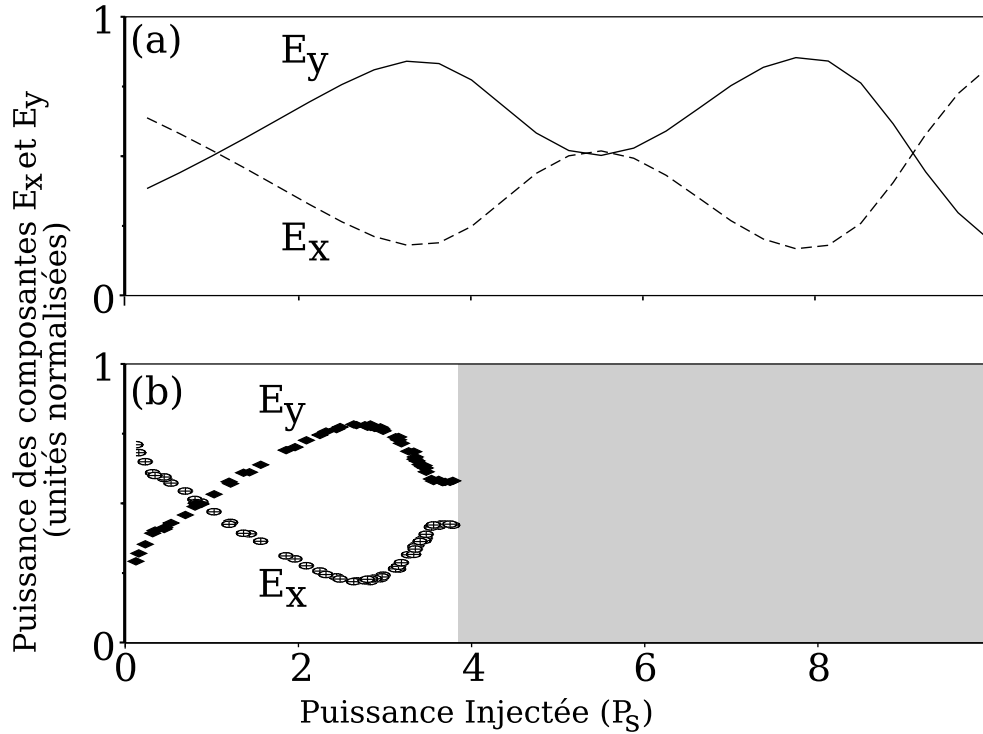


FIG. 2.24 – Énergies résultantes sur E_x et E_y après 3cm de propagation, en fonction de l'intensité initiale. (a) Simulations et (b) résultats expérimentaux. Les paramètres d'entrée sont : FWHM= $42\mu\text{m}$, $\varepsilon = +0,7\pi$, $\theta = -0,2\pi$.

L'expérience correspondante est illustrée en FIG. (2.24)(b) et on observe un comportement semblable. Les limitations en puissance de notre source expérimentale nous ont empêché d'aller vers des puissances très élevées (zone grisée). La comparaison avec les simulations n'aurait de toute façon pas apporté de satisfaction puisque nous atteignons les seuils d'apparition d'autres phénomènes non linéaires, en particulier l'effet Raman, qui ne sont pas pris en compte numériquement. Il faut également noter que ces résultats correspondent à des caractéristiques précises (spatiales et de polarisation) en ce qui concerne le champ injecté. D'autres configurations, d'autres points de fonctionnement de ce rotateur de polarisation, peuvent être obtenus avec d'autres paramètres. Tout dépend de l'effet recherché (vitesse de rotation, inversion de rapport, saturation...).

En FIG. (2.25) on illustre d'ailleurs la rotation de polarisation réalisée par un SEF de $50\mu\text{m}$ de large sur 3cm en fonction de son ellipticité d'entrée (mesurée au maximum d'intensité). Ces résultats sont numériques. Il faut voir dans ce graphe le balayage de toute la famille SEF, de $\varepsilon = 0$ (soliton rectiligne) à $\varepsilon = \pi/4$ (soliton de polarisation circulaire). Sur une distance de seulement 3 cm, on peut aisément obtenir une rotation de π radians, soit un axe de polarisation qui effectue un demi-tour. Pour la valeur maximale $\varepsilon = \pi/4$, soit un soliton de polarisation circulaire, mesurer une rotation de polarisation

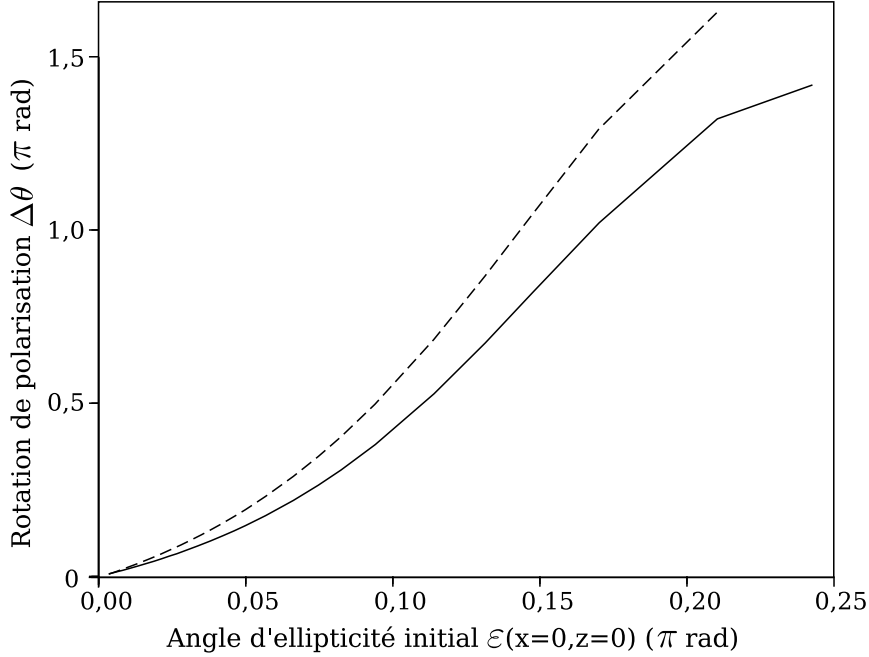


FIG. 2.25 – Rotation de l'ellipse de polarisation $\Delta\theta = \theta(x = 0, z = 3\text{cm}) - \theta(x = 0, z = 0)$ après 3 cm de propagation d'un SEF de $50\mu\text{m}$ en fonction de l'ellipticité ε d'entrée mesurée au centre du soliton (résultats numériques). Le tracé en pointillé illustre la rotation correspondante pour l'onde plane.

n'a plus de sens puisqu'on ne peut définir d'axe de polarisation. Néanmoins on distingue clairement que lorsqu'on s'approche de cette valeur, la rotation sature et atteint une vitesse maximale. La comparaison avec la rotation non linéaire d'une onde plane qui aurait comme caractéristiques d'amplitude et de polarisation celles du maximum du SEF est décrite par la courbe pointillée sur le même graphe. Cette rotation est décrite par [28] :

$$\Delta\theta = \frac{1}{2}\Delta n \frac{\omega_0}{c} z \quad (2.22)$$

où $\Delta n = 2n_2 B(|V|^2 - |U|^2)$ est la biréfringence non linéaire induite sur les composantes de polarisation circulaire.

On remarque que dans le cas de l'onde plane, la rotation est plus rapide que celle du SEF. Cette situation est bien sûr irréalisable expérimentalement, à cause de la nature théorique de l'onde plane, mais aussi et surtout parce qu'elle est une solution instable et que le phénomène d'instabilité de modulation empêche sa propagation, même en 1+1D [8, 29]. Quant au SEF, sa rotation est logiquement toujours inférieure à celle de l'onde plane correspondante puisqu'il n'a la même intensité qu'à son maximum. Ainsi sur une même longueur de propagation, les paramètres de contrôle de notre lame d'onde non linéaire peuvent tout autant être la puissance que l'ellipticité d'entrée.

Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes attachés à une description précise et complète de la polarisation du soliton elliptique fondamental, connu pour être le seul membre stable de la famille des solitons vectoriels de polarisation en milieu de Kerr isotrope. Nous avons caractérisé son état de polarisation transverse et son évolution longitudinale. Nous sommes ensuite parvenus à confirmer expérimentalement ces propriétés. Nous avons ainsi observé la courbure transverse d'ellipticité du SEF et sa rotation longitudinale de polarisation. Cette première observation du SEF a également démontré que, dès lors qu'une étude précise de l'état de polarisation était réalisée, il fallait prendre en compte le caractère impulsionnel des champs afin de bien comprendre et décrire les résultats. Enfin nous avons réalisé quelques observations des dynamiques de polarisation qu'il est possible d'obtenir en balayant les facteurs puissance et polarisation initiales dans notre configuration. Nous avons ainsi identifié des régimes qui trouveraient leur application comme lames d'ondes non linéaires.

Bibliographie

- [1] M. Delqué, T. Sylvestre, H. Maillotte, C. Cambournac, P. Kockaert, et M. Haelterman, “Experimental observation of the elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr media,” *Optics Letters* **30**(24), 3383 (2005).
 - [2] R. M. A. Azzam et N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light* (Elsevier Science Pub Co, 1999).
 - [3] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “The elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr Media,” *Physics Letters A* **194**, 191–196 (1994).
 - [4] B. A. Malomed, “Polarization dynamics and interactions of solitons in a birefringent optical fiber,” *Physical Review A* **43**(1), 410–423 (1991).
 - [5] Y. Barad et Y. Silberberg, “Polarization Evolution and Polarization Instability of Solitons in a Birefringent Optical Fiber,” *Physical Review Letters* **78**(17), 3290–3293 (1997).
 - [6] E. A. Ostrovskaya, N. N. Akhmediev, G. I. Stegeman, J. U. Kang, et J. S. Aitchison, “Mixed-mode spatial solitons in semiconductor waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B* **14**(4), 880–887 (1997).
 - [7] C. Froehly, B. Colombeau, et M. Vampouille, *Progress In Optics*, vol. XX, chap. 2, p. 78 (1983).
 - [8] C. Cambournac, H. Maillotte, E. Lantz, J. M. Dudley, et M. Chauvet, “Spatiotemporal behavior of periodic arrays of spatial solitons in a planar waveguide with relaxing Kerr nonlinearity,” *Journal of the Optical Society of America B* **19**(3), 574–585 (2002).
 - [9] M. Haelterman, A. P. Sheppard, et A. W. Snyder, “Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media,” *Optics Letters* **18**(17), 1406–1408 (1993).
 - [10] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “Bifurcation phenomena and multiple soliton-bound states in isotropic Kerr media,” *Physical Review E* **49**(4), 3376–3381 (1994).
 - [11] Y. Silberberg et Y. Barad, “Rotating vector solitary waves in isotropic fibers,” *Optics Letters* **20**(3), 246–248 (1995).
 - [12] J. T. Chen, Q. D. Liu, P. P. Ho, et R. R. Alfano, “Comparison of nonlinear effects of linearly and circularly polarized picosecond pulses propagating in optical fibers,” *Journal of the Optical Society of America B* **12**(5), 907–912 (1995).
 - [13] K. J. Blow, N. J. Doran, et D. Wood, “Polarization instabilities for solitons in birefringent fibers,” *Optics Letters* **12**(3), 202–204 (1987).
 - [14] G. De Angelis, P. Franco, et M. Romagnoli, “Vector-soliton induces depolarization,” *Optics Communications* **157**, 161–164 (1998).
 - [15] C. M. De Sterke et J. E. Sipe, “Polarization instability in a waveguide geometry,” *Optics Letters* **16**(4), 202–204 (1991).
 - [16] D. Wang, R. Barillé, et G. Rivoire, “Influence of soliton propagation on the beam-polarization dynamics in a planar waveguide,” *Journal of the Optical Society of America B* **15**(11), 2731–2737 (1998).
-

- [17] L. Friedrich, R. Malendevich, G. I. Stegeman, J. M. Soto-Crespo, N. N. Akhmediev, et A. J. S., “Radiation related polarization instability of fast Kerr spatial solitons in slab waveguides,” *Optics Communications* **186**, 335–341 (2000).
 - [18] R. Malendevich, L. Friedrich, G. I. Stegeman, J. M. Soto-Crespo, N. N. Akhmediev, et J. S. Aitchison, “Radiation-related polarization instability of Kerr spatial vector solitons,” *Journal of the Optical Society of America B* **19**(4), 695–702 (2002).
 - [19] R. Barillé, J. P. Bourdin, et G. Rivoire, “Instabilities due to Rayleigh wing scattering in a spatial soliton,” *Optics Communications* **171**, 291–299 (1999).
 - [20] R. Barillé et G. Rivoire, “Spatial solitons in nonlinear liquid waveguides,” *PRA-MANA - journal of physics* **57**(5&6), 1139–1161 (2001).
 - [21] C. Cambournac, “Instabilités spatiales en milieu de Kerr : réseaux de solitons spatiaux et brisure de symétrie des solitons multimodes dans un guide plan,” Thèse, sciences pour l’ingénieur, U.F.R. Sciences et Techniques de l’Université de Franche-Comté. (2003).
 - [22] V. Boucher et X. Nguyen Phu, “Polarization field in optical spatial vector solitons,” *Optics Communications* **199**, 223–229 (2001).
 - [23] V. Boucher, H. Leblond, et X. Nguyen-Phu, “Polarization switching in a planar optical waveguide,” *Physical Review E* **68** (2003).
 - [24] J. M. Thorne, T. R. Loree, et G. H. McCall, “Base-line noise reduction in laser pulse trains,” *Applied Physics Letters* **22**(5), 259 (1973).
 - [25] R. H. Stolen, J. Botineau, et A. Ashkin, “Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers,” *Optics Letters* **7**(10), 512 (1982).
 - [26] K. Kitayama, Y. Kimura, et S. Seikai, “Fiber-optic logic gate,” *Applied Physics Letters* **46**(4), 317 (1985).
 - [27] H. G. Winful, “Self-Induced polarization changes in birefringent optical fibers,” *Applied Physics Letters* **47**(3), 213 (1985).
 - [28] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 1992).
 - [29] R. Malendevich, L. Jankovic, G. I. Stegeman, et J. S. Aitchison, “Spatial modulation instability in a Kerr slab waveguide,” *Optics Letters* **26**(23), 1879–1881 (2001).
-

Chapitre 3

Les solitons multimodes vectoriels

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser, numériquement et expérimentalement, aux solitons vectoriels que nous appellerons multimodes. Leur structure spatiale plus complexe repose sur des composantes de polarisation dont les profils présentent plusieurs maxima, débouchant sur des dynamiques elles aussi plus complexes. Notre étude consistera à mieux comprendre leur existence, leur propagation et leurs manifestations d'instabilité.

Nous commencerons tout d'abord par décrire de façon phénoménologique ces solitons multimodes afin de bien comprendre les phénomènes qui permettent leur existence. Nous étudierons ensuite numériquement les caractéristiques de leur propagation, en particulier les phénomènes d'instabilité. Nous exposerons alors les résultats expérimentaux que nous avons obtenus concernant deux membres de cette famille de solitons : à 2 puis 3 lobes. Nous introduirons enfin quelques méthodes que nous avons testées et qui ont pour but de contrôler les instabilités observées.

3.1 Explication du phénomène

Les solitons multimodes vectoriels (SMV) ont un comportement semblable au SEF : rotation de polarisation, courbure d'ellipticité, mais leur propagation peut être instable. De plus, leur structure spatiale plus complexe rend plus difficile la compréhension de leur existence. Dans cette première partie nous allons en donner une description phénoménologique à travers des interprétations qui permettent de comprendre leur propagation. Nous envisagerons les SMV, d'une part, comme une superposition de modes d'un guide autoinduit, et de l'autre, comme un équilibre des interactions entre solitons. Enfin nous remarquerons dans un troisième paragraphe que les SMV peuvent être considérés comme un composite de solitons elliptiques fondamentaux.

Nous montrons en FIG. (3.1) les allures de quelques membres d'ordre supérieur de

la famille des solitons vectoriels en milieu de Kerr isotrope. Ces profils stationnaires sont issus de la résolution numérique des équations 1.58 de la même façon que ce qui est illustré en FIG. (1.3) et expliqué en Annexe A. Nous rappelons ces équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - iC_{NL} [(1-B)|U|^2 + (1+B)|V|^2] U = 0 \\ \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - iC_{NL} [(1-B)|V|^2 + (1+B)|U|^2] V = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Le fait que ce système accepte ce type de solutions stationnaires fut révélé de façon analytique mais la détermination de ces solutions est nécessairement numérique [1]. Des solutions analytiques pour le soliton dipolaire (celui de la FIG. (3.1)(a)) sont déterminées grâce à la méthode variationnelle dans la thèse de P. Kockaert [2]. Ce ne sont cependant que des solutions approchées.

Des solitons comparables sont déjà bien connus en milieu photoréfractif. Ils ont en effet déjà été étudiés [3, 4] et observés dans ces milieux en configuration 1+1D [5] mais aussi 2+1D grâce à l'effet de saturation présent dans ces milieux [6, 7]. Dans les milieux Kerr isotropes, ces solutions sont décrites théoriquement depuis les travaux de M. Haelterman [8] et furent observées pour la première fois par C. Cambournac [9].

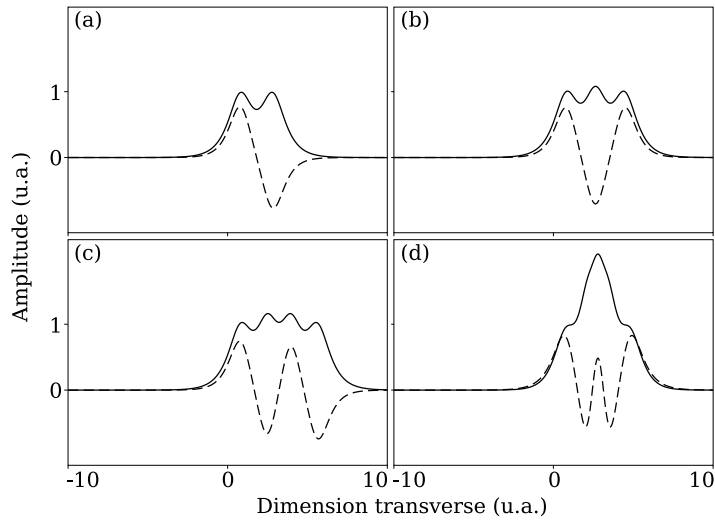


FIG. 3.1 – Quelques exemples de SMV obtenus par résolution numérique des Eqs. 3.1. Le trait plein correspond à la composante U , et les pointillés à la composante V .

3.1.1 Les solitons multimodes vectoriels : une superposition de modes

Les profils spatiaux de ces solitons sont complexes mais pourtant logiques si on les considère du point de vue modal. Par exemple, le SMV à deux lobes, souvent appelé soliton

dipolaire, représenté sur la FIG. (3.1)(a), est clairement constitué des deux premiers modes du guide double coeur qu'il génère par effet Kerr. Le SMV illustré FIG. (3.1)(b), lui, semble reposer sur la propagation simultanée du premier et troisième mode du guide induit. En effet, le guide à trois coeurs qui est photoinduit supporte un mode antisymétrique mais celui-ci n'entre pas en jeu dans sa photoinduction. Ainsi de suite pour les autres solitons. La propagation des solitons vectoriels répond donc finalement aux mêmes principes que pour le soliton scalaire qui crée le guide dont il est le mode, à la différence près que les solitons vectoriels sont construits à partir de plusieurs modes du guide qu'ils induisent.

3.1.2 Les solitons multimodes vectoriels : un équilibre entre interactions

L'intérêt pour les interactions entre solitons est venu dès lors que l'idée d'utiliser ce type d'impulsion dans les transmissions par fibre optique est apparue. Le soliton temporel qui se propage idéalement sans déformation est le bit d'information parfait. Cependant il a très tôt été envisagé [10] que des interactions entre les solitons successifs pourraient empêcher la propagation efficace des séquences de solitons. Ces interactions furent finalement observées dans le domaine temporel [11] mais aussi spatial [12, 13].

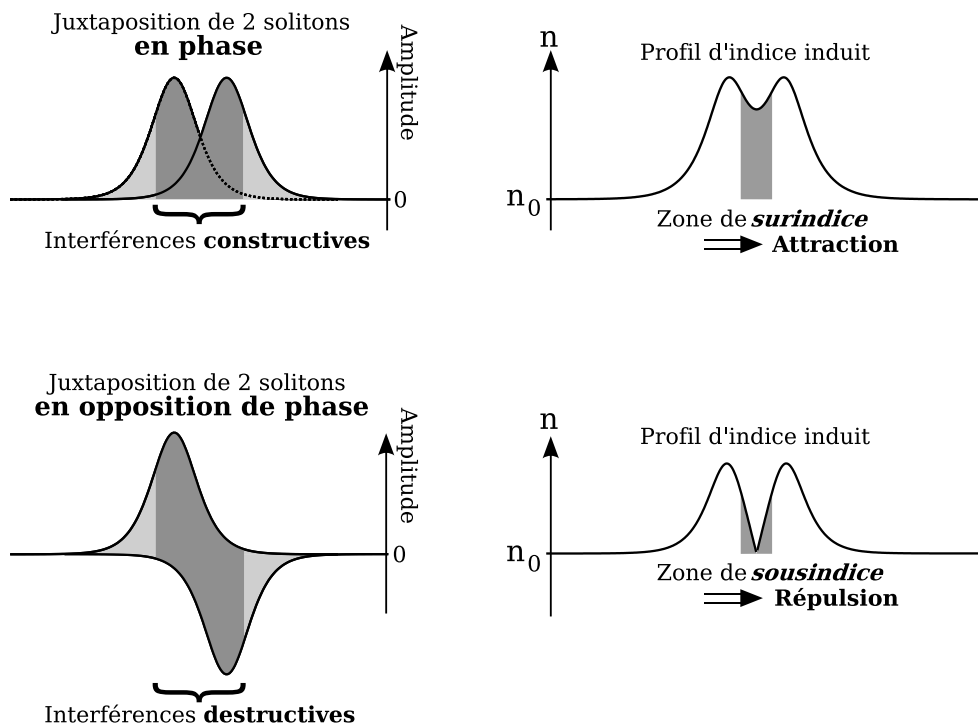


FIG. 3.2 – Les interactions entre solitons scalaires.

L'explication de ces phénomènes est en fait très simple et résumée dans la FIG. (3.2). On comprend aisément que deux solitons en phase dont les enveloppes se recouvrent,

voient une interférence constructive sur le lieu de ce recouvrement. L'intensité augmente et par conséquent l'indice aussi, par effet Kerr. Ainsi, chaque soliton voit, sur le côté du recouvrement, un indice plus fort que s'il n'avait pas de voisin et se propageait seul. Sa trajectoire est déviée vers le *surplus d'indice*, c'est à dire le recouvrement. Ainsi les deux solitons vont s'attirer. Le mécanisme est opposé dans le cas de deux solitons en opposition de phase. Les interférences destructives vont créer un *creux d'indice* pour chacun des solitons, sur le côté du recouvrement, les solitons vont se repousser. Toutes les autres valeurs de déphasage montrent également un tel comportement d'attraction/répulsion, mais en plus le couplage entre les 2 guides induits provoque un échange d'énergie et l'énergie finit en majorité dans l'un des deux solitons. Quant au déphasage de $\pi/2$, il n'induit pas de déviation initiale dans les trajectoires des deux faisceaux, mais l'échange d'énergie est bien présent et un seul des solitons survit. Ceci a été observé expérimentalement en 1992 [14].

La FIG. (3.3) illustre ces phénomènes observés en simulation :

- FIG. (3.3)(a) Attraction entre solitons en phase puis fusion
- FIG. (3.3)(b) Répulsion entre solitons en opposition de phase
- FIG. (3.3)(c) Échange d'énergie entre solitons déphasés de $\pi/2$

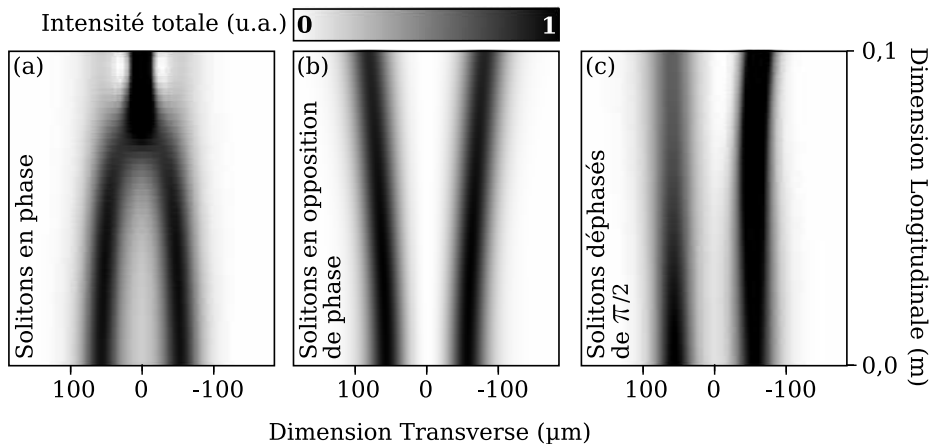


FIG. 3.3 – Simulation de propagation de solitons scalaires se recouvrant légèrement (séparés de 1, 2 FWHM). (a) Solitons en phase, (b) en opposition de phase et (c) déphasés de $\pi/2$.

Il est clair que deux solitons scalaires suffisamment proches pour que leurs enveloppes se recouvrent ne peuvent se propager en conservant entre eux une distance constante [15]. Cependant, en tirant partie de composantes multiples, c'est à dire de solitons vectoriels, il est devenu possible de parvenir à une compensation parfaite entre ces interactions [16] : les solitons multimodes vectoriels.

L'étude des profils des SMV montre aisément comment cela est possible. Par exemple, en observant le SMV représenté sur la FIG. (3.1)(a), on voit qu'il est constitué :

- d'une composante (trait plein) où sont juxtaposées des enveloppes en phase, sensées s'attirer.

- d’une composante (pointillés) où sont juxtaposées des enveloppes en opposition de phase, sensées se repousser.

La superposition des deux composantes et leur couplage par XPM empêchent la réalisation des dynamiques d’attraction et de répulsion qui auraient lieu si les deux composantes étaient indépendantes. On parvient ainsi à une compensation entre ces interactions, un équilibre, qui rend la propagation invariante : c’est le SMV. Cet équilibre repose bien entendu sur le fait que seule la XPM couple les deux composantes de polarisation. L’existence de couplage cohérent, qui impliquerait des échanges d’énergie, interdirait tout équilibre. C’est donc ici que l’isotropie du milieu prend toute son importance, puisque c’est elle qui assure le couplage parfaitement incohérent en milieu Kerr dans l’EQ. (3.1).

3.1.3 SMV et SEF : une seule et même famille

Dans le paragraphe précédent nous avons décrit les SMV comme un équilibre entre les différentes interactions qui ont lieu dans chacune des composantes. Ce point de vue est évident si l’on étudie les SMV en détaillant ses composantes de polarisation. Cependant dans le chapitre précédent, qui concernait le SEF, nous avons vu que les allures de ces profils sont intimement liées au comportement en polarisation dès lors que les composantes sont couplées. Qu’en est-il pour les SMV ? En quoi peut-on rapprocher leur comportement de celui des SEF ?

En FIG. (3.4) sont illustrées la propagation d’un SMV dipolaire et son évolution en polarisation (l’allure de ses composantes est celle de la FIG. (3.1)(a)).

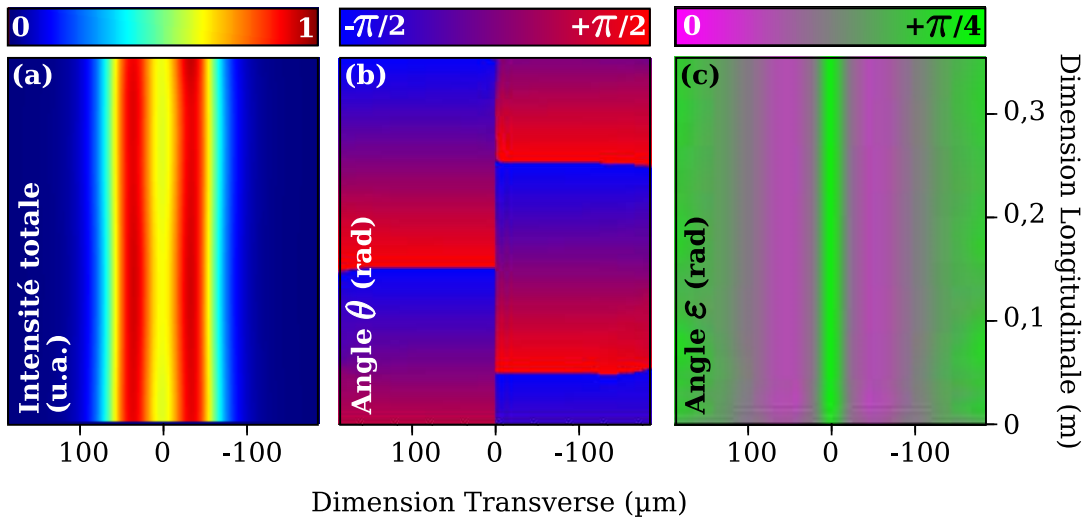


FIG. 3.4 – Simulation de propagation d’un soliton multimode vectoriel à deux lobes. (a) Intensité totale, (b) angle d’orientation de l’ellipse de polarisation θ et (c) angle d’ellipticité ε .

Le graphe de la FIG. (3.4)(a) montre l’évolution longitudinale sans déformation de

l'intensité totale. On observe que les deux lobes d'intensité se propagent parallèlement en conservant une répartition d'énergie symétrique, contrairement aux configurations illustrées sur la FIG. (3.3). Le graphe FIG. (3.4)(b) représente l'évolution de l'angle θ lors de la propagation, c'est à dire l'orientation du grande axe de l'ellipse de polarisation. On remarque deux choses :

- le SMV subit une évolution longitudinale linéaire de ce paramètre θ . En effet on observe une rotation régulière de la polarisation au fil de la propagation
- le SMV exhibe **un saut de θ** en son centre. Ce saut de $\pi/2$ rad bien visible au centre de la FIG. (3.4)(b) et qui subsiste tout au long de la propagation correspond à une caractéristique de ce SMV : **les deux lobes ont des polarisations elliptiques dont les orientations sont orthogonales.**

La FIG. (3.4)(c) montre quant à elle la propagation de l'angle ε , c'est à dire de l'ellipticité de la polarisation. On observe une propagation invariante de ce paramètre. De plus le profil transverse de ε montre deux creux, chacun étant centré sur un des deux lobes, de façon comparable à la courbure d'ellipticité du SEF (*cf.* FIG. (2.4)).

Finalement la propagation de ce SMV fait ressortir plusieurs points :

- chacun des lobes est polarisé orthogonalement. Ceci est parfaitement décrit si l'on étudie les profils du SMV dans la base des polarisations rectilignes E_x, E_y et non plus circulaires. L'équation 1.49 nous permet de représenter le SMV dans ces deux bases en FIG. (3.5). On voit ainsi clairement qu'aux composantes U et V correspondent deux profils orthogonaux E_x et E_y qui constituent chacun un des lobes. **Il faut ajouter à ces profils le fait que E_x et E_y , déduits de l'EQ. (1.49), sont déphasés de $\pi/2$.**
- chacun de ces deux lobes subit une rotation régulière de sa polarisation au fil de la propagation
- chacun de ces deux lobes est caractérisé par une courbure d'ellipticité

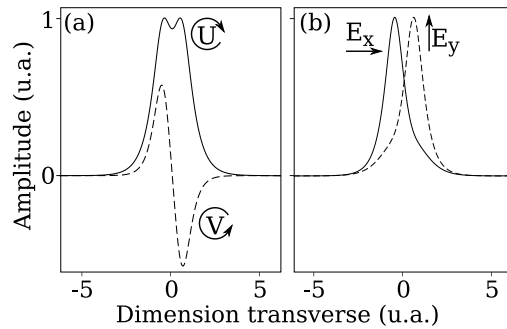


FIG. 3.5 – Profils d'amplitude d'un soliton multimode vectoriel à deux lobes dans la base des polarisations circulaires en (a) et rectilignes en (b). Dans le graphe (b), les deux composantes sont déphasées de $\pi/2$.

Ces trois points sont illustrés en FIG. (3.6). Ils nous font considérer ce SMV d'une troisième façon : comme la juxtaposition de deux SEF (courbure d'ellipticité transverse et rotation longitudinale de polarisation) dont les polarisations orthogonales et le déphasage de $\pi/2$ permet de les maintenir liés sans les détruire. Cette valeur de déphasage se retrouve

d'ailleurs dans d'autres configurations où des solitons forment des états liés, par exemple dans les cavités laser fibrées [17]. C'est un **état lié de solitons vectoriels**, autre nom souvent utilisé pour décrire ces solitons vectoriels d'ordre supérieur.

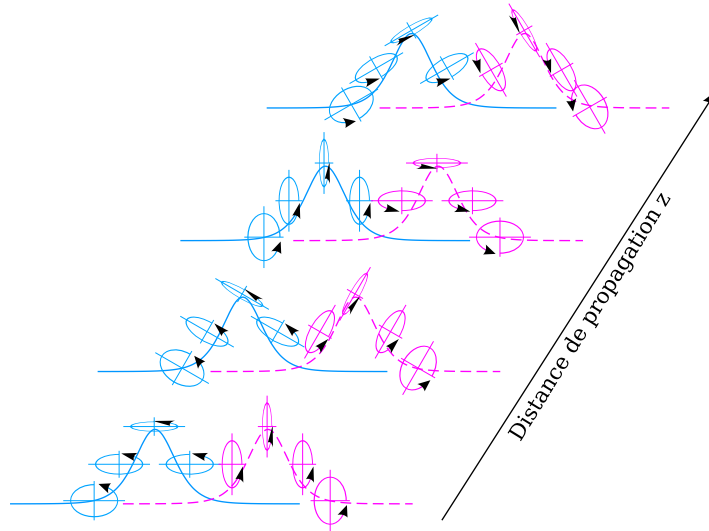


FIG. 3.6 – Illustration du comportement en polarisation du SMV à deux lobes.

3.2 Les solitons multimodes vectoriels et leur instabilité

Cette partie a pour but de décrire l'étude numérique qui a porté sur la propagation des SMV. L'objectif est de prévoir à quels phénomènes nous devons nous attendre expérimentalement. En particulier nous observerons comment il sera possible de générer les SMV à partir d'enveloppes non idéales, comme nous l'avons déjà fait avec le SEF. Nous nous attarderons ensuite sur le phénomène d'instabilité qui caractérise la propagation de ces solitons en milieu Kerr. Ils ne peuvent, en effet, se propager indéfiniment et nous chercherons à décrire la cause de la brisure de l'état lié : l'amplification, durant la propagation de l'état lié, de composantes dont la symétrie détruit le soliton vectoriel.

3.2.1 Mise en forme des SMV : les contraintes expérimentales

La mise en forme parfaite d'un SMV du type de celui décrit en FIG. (3.5), par exemple, nécessiterait un masque d'amplitude pour définir U et d'un masque d'amplitude et de phase pour V , les deux composantes devant ensuite être parfaitement superposées spatialement. Un tel système paraît difficile à mettre en place et peu flexible.

Se placer dans la base des polarisations rectilignes, où les profils sont plus simples,

peut paraître intéressant. Cependant dans cette base les composantes doivent répondre à une condition de déphasage ($\pi/2$ rad) qui n'existe pas entre les composantes circulaires. Diviser le faisceau, régler la polarisation de chacune des composantes, puis les recombinaison en contrôlant parfaitement leur relation de phase semble également complexe à mettre en oeuvre.

Nous allons donc tirer parti du fait que les SMV sont des solutions des équations de Schrödinger non linéaires couplées pour les générer à partir d'enveloppes imparfaites. Ces enveloppes devant converger vers les solutions SMV. Il s'agit de choisir la mise en forme la plus simple, flexible et robuste en travaillant sur les polarisations circulaires afin de nous affranchir d'une recombinaison contrôlée en phase des composantes. Une telle mise en forme, plausible expérimentalement, est celle décrite sur la FIG. (3.7).

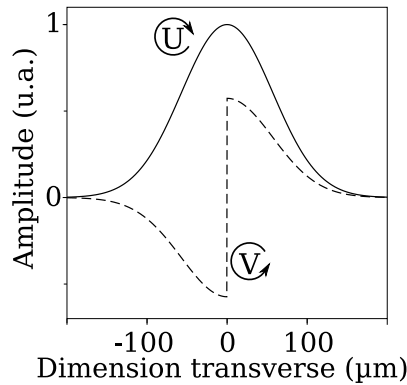


FIG. 3.7 – Mise en forme approchée du SMV à deux lobes.

La composante symétrique U est approximée par une gaussienne, elle ne présente pas le motif à deux lobes. Quant à la composante antisymétrique V , elle repose sur une gaussienne dont les deux côtés ont été mis en opposition de phase.

Précisions sur la relation de phase entre composantes de polarisation : *Il n'y a pas de condition de phase entre U et V , comme nous l'avons déjà évoqué. En effet le SMV existe pour toutes les valeurs de déphasage entre les deux composantes circulaires. Ceci s'explique simplement par le fait qu'à ces valeurs de décalage de phase correspond l'orientation θ de la polarisation. Pour une valeur de ce déphasage, nous nous situerons à un instant différent de la rotation de polarisation caractéristique des solitons vectoriels (cf. FIG. (3.6)), du même soliton. Des valeurs de déphasage différentes entre U et V ne sont donc pas strictement équivalentes mais elles mettent en jeu le même soliton. En ce qui concerne les polarisations rectilignes, la relation de phase est toujours la même, c'est la répartition d'intensité sur les profils de E_x et E_y qui rend compte de la rotation de polarisation.*

Nous avons simulé la propagation de ces composantes approchées. Ces résultats sont illustrés en FIG. (3.8)(a-d) où nous les avons comparés à la propagation des composantes issues de la résolution numérique en (e-h). La comparaison entre les deux propagations

montre, sur les intensités comme sur l'état de polarisation, la convergence de la solution approchée vers la solution exacte. On observe en (a), l'adoption par U d'un profil à deux lobes et en (b) la naissance des deux lobes bien séparés. La rotation de polarisation, illustrée en (c), se met en place de façon similaire à celle de la solution idéale et conserve le saut de θ en $x = 0$. La courbure d'ellipticité (d) est elle aussi induite au fil de la propagation, et rend compte de la remise en forme relative des profils d'amplitude de U et V .

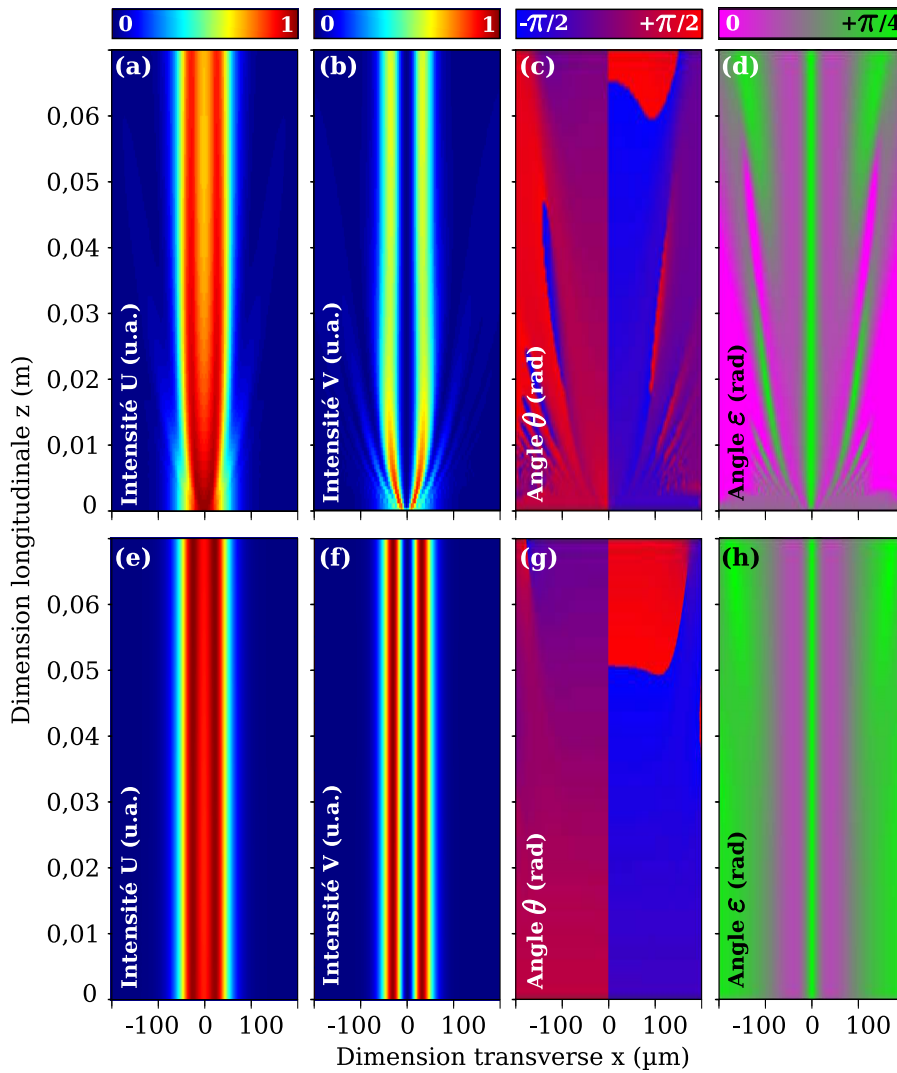


FIG. 3.8 – Simulation de la propagation des intensités de U (a), de V (b), θ (c) et ε (d) à partir de la mise en forme de la FIG. (3.7). Idem en (e-h) mais à partir de la solution exacte.

Les profils résultants de la propagation sur 7cm sont décrits en FIG. (3.9)(a) comparés aux profils obtenus à la fin de la propagation de la solution idéale (b). On observe clairement que le faisceau mis en forme imparfaitement a effectivement convergé vers la

solution SMV. Il subsiste bien évidemment des différences sensibles, en particulier sur les ailes des amplitudes. Leur présence est facilement expliquée par le fait que, lors de la remise en forme des composantes, le soliton expulse une partie de son énergie, sous forme de radiations linéaires, bien visibles sur les FIG. (3.8)(a,b) et évidemment absentes sur les FIG. (3.8)(e,f), où aucune remise en forme n'a lieu. Ces radiations polluent les ailes des composantes mais n'empêchent en aucun cas la formation du SMV.

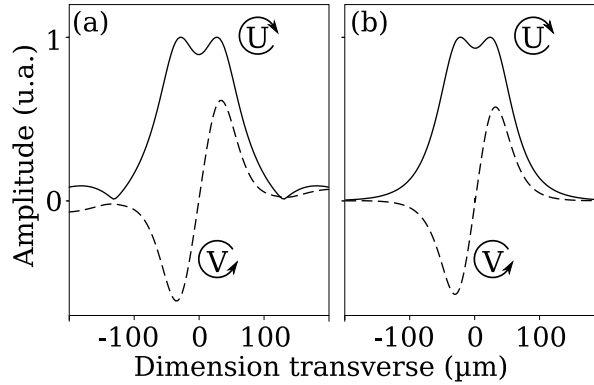


FIG. 3.9 – Profils de U et V en fin de propagation (simulation numérique). (a) A partir des enveloppes de la FIG. (3.7) et (b) à partir de la solution exacte déterminée numériquement.

3.2.2 La propagation des SMV et leur instabilité

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, il est possible de générer et de faire se propager un SMV à partir de composantes qui ne sont pas parfaites. Si l'on étudie cette propagation sur de grandes longueurs, on observe le comportement illustré en FIG. (3.10)(a). On constate que le SMV se maintient sur une longueur bien plus grande que celle simulée précédemment en FIG. (3.8). Afin de donner un ordre de grandeur, on définit la longueur de propagation typique¹ L_D comme en EQ. (2.15). Cependant désormais Δx ne représente plus la FWHM du faisceau mais la taille du plus petit *motif* du SMV. C'est en effet cette dimension qui sera caractéristique des plus grandes fréquences spatiales et donc de la dynamique de diffraction. On choisit ainsi comme Δx la FWHM d'un des 2 lobes du SMV. Ce paramètre est facilement mesurable sur les enveloppes E_x ou E_y , où les lobes sont clairement définis, mais aussi sur V , qui sera aisément mesurable expérimentalement. Ici $\Delta x = 65\mu\text{m}$ et $L_D \approx 3\text{cm}$. La simulation de la FIG. (3.10)(a) montre alors une propagation stable du SMV sur près de 8 longueurs de diffractions.

Cependant nous constatons qu'au delà de cette distance, le SMV semble se déséquilibrer, perdre sa symétrie, et finalement se détruire. Il en résulte alors des radiations linéaires et un SEF.

¹Rappel : $L_D = \pi/(2 \ln 2)\Delta x^2 n_0/\lambda_0$

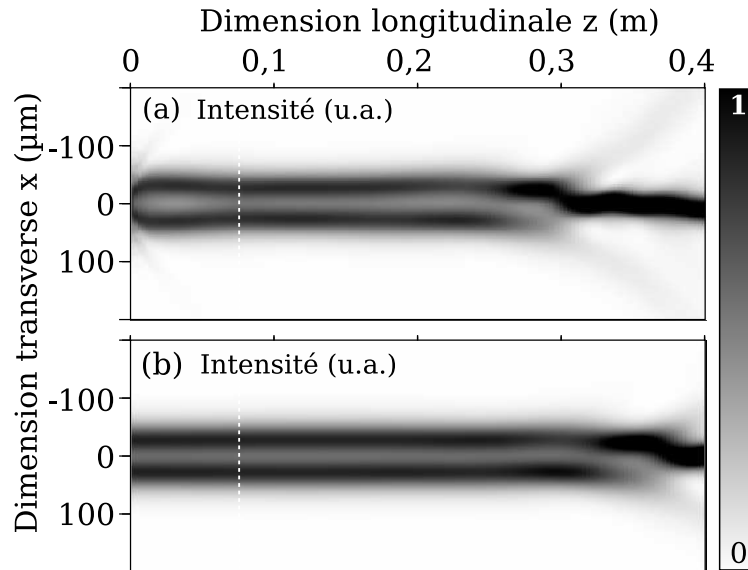


FIG. 3.10 – Propagation de l’intensité totale d’un SMV généré : (a) à partir d’enveloppes approchées de la FIG. (3.7) et (b) à partir de la solution déterminée numériquement. Les pointillés blancs situent le lieu où les profils de la FIG. (3.9) ont été mesurés.

On pourrait penser que cette brisure de l’état lié est due à des enveloppes d’entrée trop éloignées des enveloppes idéales. Mais la simulation illustrée en FIG. (3.10)(b) indique le contraire. En effet cette simulation a été réalisée en partant des profils calculés numériquement à partir des équations de Schrödinger non linéaires. Nous avons d’autre part pris soin de choisir un pas longitudinal suffisamment petit et une fenêtre transverse assez large pour éviter les problèmes numériques. L’état lié se propage de façon invariante sur une plus grande distance mais nous observons tout de même la brisure de l’état lié et le SEF qui en résulte.

Cette dynamique est la conséquence du caractère instable des SMV. La brisure est le résultat de l’amplification, au fil de la propagation, de perturbations, aussi petites soient-elles, présentes sur les profils initiaux [18]. Il se trouve en effet que le SMV a tendance à amplifier, à partir de ce bruit, des composantes de polarisation dont la symétrie est opposée à celle des composantes du champ du SMV [19], expliquant en cela la brisure de symétrie observée. L’effet Kerr permet la remise en forme des faisceaux ou le maintien du SMV, à la manière d’un attracteur, mais la propagation du SMV ne peut aboutir qu’à l’amplification destructrice de composantes indésirables.

Cette instabilité a tout d’abord été observée numériquement [20] avant d’être caractérisée analytiquement par P. Kockaert et M. Haelterman [19]. Ces derniers travaux ont montré que lorsque $B > 0$ dans l’EQ. (3.1), c’est à dire lorsque $XPM > SPM$, les états liés de solitons vectoriels sont instables. Dans notre cas $B = 3/4$, d’où $XPM = 7SPM$ et on s’attend donc à observer clairement l’instabilité de ces états liés. La méthode utilisée pour statuer sur l’instabilité de ces solutions est une méthode perturbative. On perturbe les solutions exactes et on étudie analytiquement quelles sont les perturbations qui sont

amplifiées par le système. C'est ainsi que les composantes destructrices amplifiées ont été identifiées. Des méthodes similaires [3,21] ont également mis en valeur des critères de stabilité et les modes amplifiés déstabilisants. Ces modes amplifiés sont dits oscillants [22]. En effet ils sont caractérisés par une amplification qui fait passer périodiquement l'asymétrie destructrice d'une composante de l'état lié à l'autre. À noter que dans les milieux photoréfractifs, où le même genre de solutions existe, la saturation de l'effet non linéaire permet la propagation 1+1D stable de ces solitons multimodes [22].

Ce comportement est confirmé par la simulation illustrée en FIG. (3.11). Nous y avons à nouveau calculé la propagation d'un SMV à partir des profils calculés numériquement et nous obtenons la propagation invariante de l'intensité totale en (a). En FIG. (3.11)(b) est représentée la différence entre l'amplitude à une distance z et l'amplitude initiale pour la composante U , soit la modification longitudinale du profil. La même chose est décrite en FIG. (3.11)(c) pour la composante V . On distingue, lors de la propagation, que bien que le profil d'intensité ne semble pas encore être perturbé, des modes sont amplifiés dans le soliton sur chacune des composantes. Et comme nous nous y attendions, le mode amplifié ayant la même polarisation que U , en FIG. (3.11)(b), a une symétrie opposée à U : il est antisymétrique. La situation est inverse en FIG. (3.11)(c), où le mode ayant la même polarisation que V est symétrique alors que V est antisymétrique.

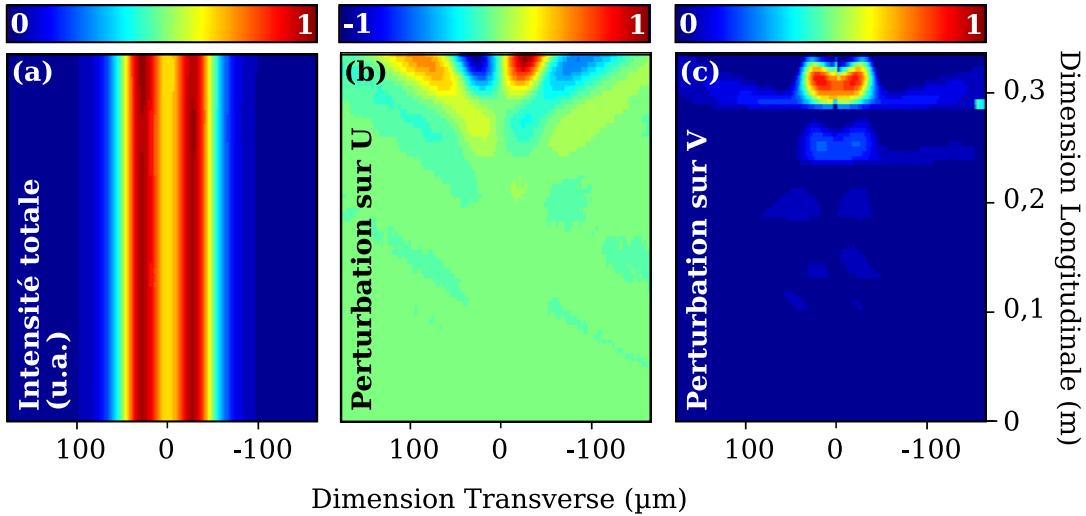


FIG. 3.11 – (a) Propagation de l'intensité totale d'un SMV. (b) Différence entre l'amplitude de U et son amplitude initiale en $z = 0$. (c) Idem pour la composante V .

La FIG. (3.12), extraite du travail d'E. Lantz *et al.* [18] montre le même genre de résultat. On y trace en trait continu la différence entre le champ à une distance z déduite d'une simulation numérique et le champ initial. On voit que cette différence est amplifiée exponentiellement durant la propagation, jusqu'à la brisure. La brisure a lieu lorsque l'intensité du mode amplifié devient comparable à celle des modes du SMV et perturbe donc le guide induit. Le trait pointillé montre l'amplification exponentielle analytique du mode destructeur. Le bruit initial ajouté aux profils de l'état lié était un bruit de niveau quantique, soit le bruit le plus faible qu'il soit possible d'obtenir en théorie. Ces travaux

ont ainsi montré que dans les conditions de bruit les plus favorables, cet état lié ne pourra se propager sur une distance supérieure à $70L_D$.

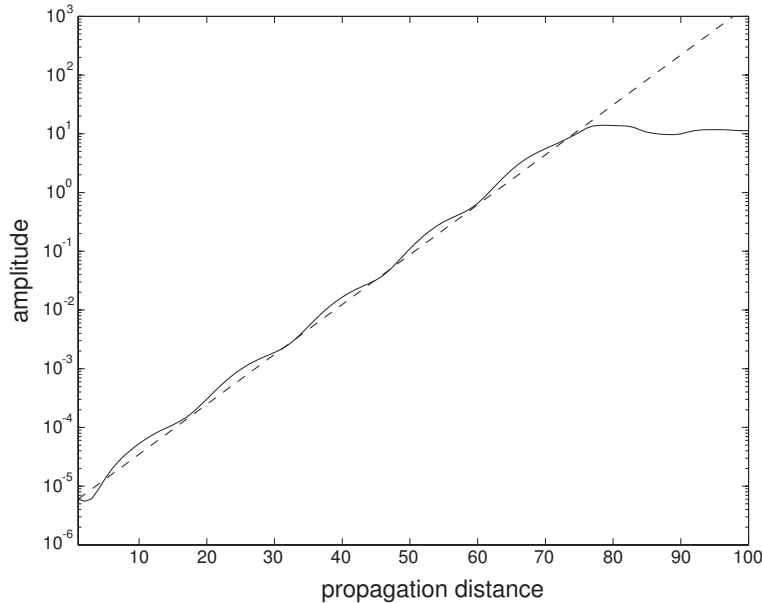


FIG. 3.12 – **Extrait de la Ref. [18]**. Trait continu : Différence entre champ à la distance z et champ initial. La perturbation initiale, de niveau quantique, est le mode propre déterminé théoriquement. Trait pointillé : amplification exponentielle analytique du mode propre.

Ces résultats peuvent paraître très handicapants pour une éventuelle application des états liés. Il faut en fait plutôt y voir l'opportunité de dynamiques de commutation sans seuil, c'est à dire de structures guidantes dont la géométrie est déclenchable avec une très faible énergie de contrôle. Ce type d'application est tout à fait équivalente à celle qui a été imaginée dans le cas des coupleurs fibrés [23–25]. En effet la structure guidante est la même (deux coeurs couplés) et les instabilités aussi, puisque le même type de modes est amplifié durant la propagation : les deux configurations sont très semblables.

D'autre part, tant que le bruit initial est inconnu, comme c'est le cas pour l'instant dans les expériences qui ont déjà été réalisées [26], les dynamiques de brisures deviennent imprévisibles tir à tir et pourraient trouver leur utilité dans la génération de nombres aléatoires.

En ce qui concerne nos simulations, elles sont réalisées sur des domaines transverses et longitudinaux discrets, sur des profils calculés à une précision et résolution finie, elle ne peut donner lieu à une propagation infiniment invariable. Il en sera de même dans nos expériences, où il est impossible de définir les enveloppes exactes et de supprimer la totalité du bruit expérimental.

Quant à la distance à laquelle la brisure a lieu, elle sera d'autant plus courte que les perturbations en entrée seront importantes et surtout proches des modes destructeurs

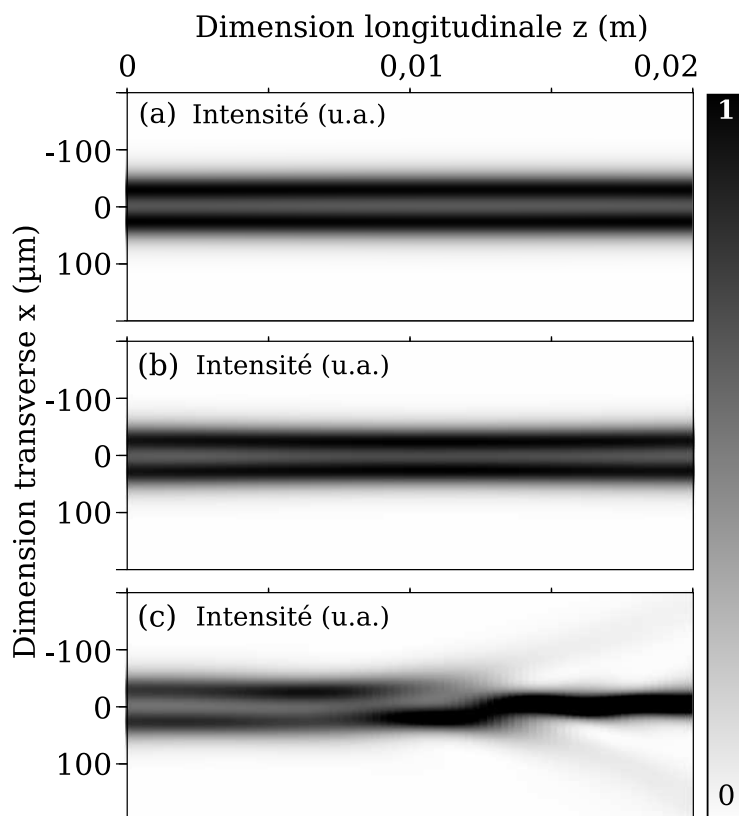


FIG. 3.13 – (a) Propagation de l'intensité totale d'un SMV. (b) Même simulation mais avec une perturbation supplémentaire sur U en $x = 0$. (c) Même simulation et perturbation identique mais cette fois-ci centrée sur le lobe de droite du SMV.

amplifiés. La FIG. (3.13) est une illustration de ce phénomène déjà constaté en Ref. [18]. En (a) on calcule la propagation d'un SMV sur une distance assez courte pour que la brisure *spontanée* n'ait pas lieu. En (b) la simulation est la même en dehors d'une perturbation qui a été ajoutée. Cette perturbation est constituée d'un enveloppe gaussienne de $60\mu\text{m}$ de large et d'amplitude égale à $1/10$ de celle de U . Elle vient s'ajouter à U en son centre ($x = 0$). Le SMV semble très peu perturbé par cette enveloppe supplémentaire. On remarque à peine un léger resserrement des 2 lobes : la composante U qui attire les lobes l'un vers l'autre est en effet un peu plus intense grâce à la perturbation.

Le FIG. (3.13)(c), enfin, montre la même simulation, avec la même perturbation, mais cette fois-ci centrée sur le lobe de droite du SMV. Désormais la propagation est bien moins stable, alors que l'énergie de perturbation est la même qu'en (b). Cependant dans ce cas, l'ajout décentré de la gaussienne viole la symétrie initiale de U et mettra fin rapidement à la propagation du SMV.

3.3 Observation expérimentale

La mise en évidence expérimentale de la propagation et de l'instabilité des SMV en milieu de Kerr isotrope a été pour la première fois réalisée par C. Cambournac [26]. Nos expériences n'auront pas pour but premier de refaire ces observations mais bien d'essayer de mieux comprendre les phénomènes en jeu et de tenter de les maîtriser.

3.3.1 Montage expérimental

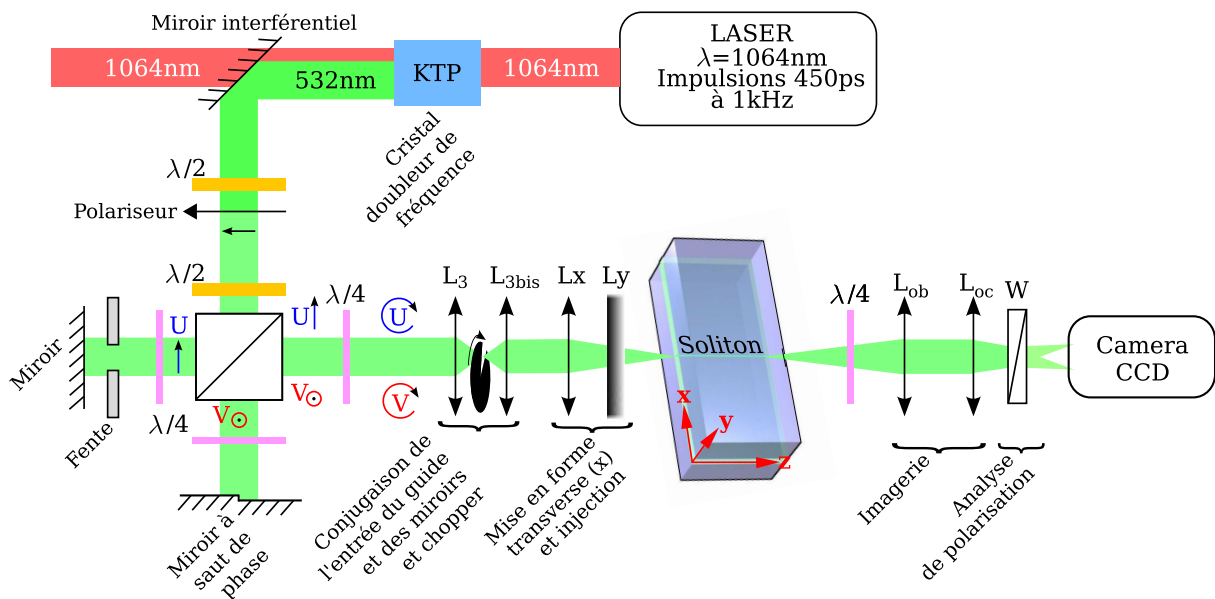


FIG. 3.14 – Schéma du montage expérimental. La longueur de propagation dans le guide sera de 7cm. Les caractéristiques du système imageur sont les mêmes que dans la FIG. (2.16) : CCD 8 bits (768*576px ; 0,89 μ m/px) et résolution optique $\approx 2\mu$ m.

Le montage est décrit en FIG. (3.14) et inspiré du montage utilisé en Ref. [26]. Le surplus de puissance nécessaire par rapport au SEF nous a poussé à changer de source. Il s'agit désormais d'un laser émettant à 1064nm des impulsions de 450ps avec un taux de répétition de 1kHz, sa puissance moyenne étant de 90mW². Nous utilisons un cristal KTP (KTiOPO₄) afin de réaliser un doublage de fréquence et d'obtenir des impulsions à 532nm (le rendement de conversion en puissance étant d'environ 40%). Seul le rayonnement vert est ensuite utilisé. Il est donc séparé du faisceau infrarouge à l'aide d'un

²Les autres caractéristiques de ce laser Powerchip Nanolaser (JDS Uniphase) sont :

- Diamètre du faisceau : 2mm (largeur à $1/e^2$)
- Ellipticité du faisceau : 1,2 :1
- Polarisation rectiligne (avec un rapport $> 100 : 1$)
- Divergence du faisceau : 2mrad
- Stabilité en puissance (sur 1 heure de fonctionnement) : $\pm 3\%$ pic à pic

miroir interférentiel dont la réflexion maximale est à 532nm et la transmission maximale à 1064nm. Ces impulsions sont ensuite divisées dans un montage type interféromètre de Michelson à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. La répartition d'énergie entre les bras du Michelson est choisie à l'aide d'une lame demi onde placée devant le cube. Chacun des bras servira à mettre en forme l'une des deux composantes circulaires du champ :

- U , qui doit simplement présenter un profil gaussien, est modifié par une fente afin de pouvoir régler sa taille indépendamment de celle de V .
- V , qui doit contenir le saut de phase, est mis en forme grâce à une réflexion sur un miroir dans lequel a été gravé une marche. Ce saut de $\lambda/4$ induit, après réflexion, un déphasage de $\lambda/2$ soit π entre les deux côtés du faisceau. Ainsi les deux moitiés de V sont en opposition de phase. Ce miroir a été réalisé par nos soins, en salle blanche, avec l'aide de M. Chauvet. La démarche de fabrication est décrite en Annexe C.

Ce miroir est un wafer de silicium gravé, il a donc un coefficient de réflexion relativement faible (30%) qui ajoute des pertes dans notre montage, tout comme la fente qui permet de régler la taille de U . Ces pertes imposent d'autant plus l'utilisation d'une source de puissance supérieure.

Les deux faisceaux polarisés linéairement dans le Michelson sont ensuite recombinaés et transformés en polarisations circulaires opposées par une lame quart d'onde réglée à $\pi/4$ de l'axe x . Le système 4f constitué de L_3 ($f=200\text{mm}$) et L_{3bis} ($f=200\text{mm}$) conjugue les miroirs du Michelson avec la face d'entrée du guide pour limiter les déformations dues à la diffraction. Le chopper mécanique présent au centre de ce système 4f nous assure qu'une seule impulsion sera mesurée à chaque prise d'image³. La lentille cylindrique L_x ($f=150\text{mm}$) donne au faisceau global ($U+V$) sa dimension transverse x en entrée de guide et la lentille cylindrique L_y ($f=100\text{mm}$) assure l'injection du maximum d'énergie dans les modes fondamentaux du guide.

En sortie de guide le système imageur est le même qu'en FIG. (2.16) : la sortie du guide est imagée sur une caméra CCD à l'aide d'un système d'imagerie objectif/oculaire (L_{ob}, L_{oc}) avec grandissement. Ainsi l'image du guide se forme sur le capteur CCD avec une échelle de $0,89\mu\text{m}/\text{pixel}$. La lentille L_{ob} ayant une focale $f'_{ob} = 45\text{mm}$ et un diamètre $\varnothing = 1\text{cm}$, on ne peut espérer une résolution optique meilleure que $\lambda f/\varnothing \approx 2\mu\text{m}$. Le système d'analyse en polarisation, composé d'une lame quart d'onde et du biprisme de Wollaston W assure l'imagerie séparée des composantes (U, V) en orientant la lame quart d'onde à $\pi/4$ des axes du guide, ou (E_x, E_y) en enlevant la lame d'onde.

³Le phénomène que nous étudions étant instable, nous ne pouvons plus tirer d'information des moyennes, comme nous le faisons pour le SEF. Il faut mesurer une seule impulsion à la fois. Le taux de répétition du laser est de 1kHz et le temps d'intégration du capteur CCD de la caméra de mesure est de 90ms. Pour être certain de n'enregistrer qu'une seule impulsion par image, il faut descendre le taux de répétition du laser à environ 10Hz (100 fois moins). Ce chopper coupe donc 99 impulsions sur 100. Cet élément important de notre montage a été réalisé au laboratoire. La partie électronique qui contrôle la vitesse de rotation a été réalisée par J.-C. Beugnot.

3.3.2 Propagation du SMV

Résultats : l'état lié de soliton à deux lobes

Dans ce paragraphe nous allons rapidement montrer des résultats expérimentaux similaires à ceux rapportés en Ref. [26] et donc déjà connus. Ils sont cependant indispensables pour bien situer notre étude et de plus réalisés sur une longueur de 7cm, soit deux fois plus que dans les précédentes expériences pour des dimensions de faisceau comparables.

La FIG. (3.15) montre les mesures réalisées. En (a) on observe l'allure des deux composantes qui sont injectées dans le guide. On y remarque des lobes d'intensité faible sur les côtés des profils. Ils sont la trace diffractive de la mise en forme des faisceaux (les bords de la fente pour U , la marche du miroir pour V). Ils sont minimisés grâce au montage 4f et ne perturberont pas sensiblement la propagation de l'état lié. En (b) sont représentés les mêmes champs après propagation en régime linéaire sur les 7cm du guide. On observe une claire diffraction des deux composantes. V a bien entendu tendance à plus s'élargir que U car son profil comporte des composantes spectrales plus élevées.

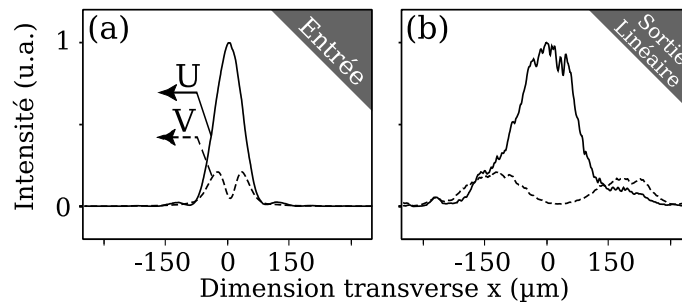


FIG. 3.15 – (a) Profils expérimentaux d'entrée. (b) Profils expérimentaux de sortie en régime linéaire.

En FIG. (3.16), nous avons illustrés 3 exemples de ce que l'on peut obtenir en régime non linéaire. À chaque impulsion laser correspond une figure de sortie différente. Chaque impulsion ayant des propriétés légèrement différentes (puissance, dimensions et position transverse), l'instabilité des SMV aboutira, après 7cm, à des résultats différents. Nous parvenons à ce type de propagation pour une puissance moyenne d'environ 2mW, soit approximativement 4kW en puissance crête.

La FIG. (3.16)(a) montre une situation où le SMV s'est propagé sans briser. On note la remise en forme des faisceaux (surtout U) et la conservation de la symétrie d'entrée. En (b) on observe une configuration où la majorité de l'énergie a basculé à droite. Le lobe gauche de V est désormais quasi inexistant et U a perdu sa symétrie. On distingue déjà le SEF à droite et la radiation linéaire à gauche qui se dessine. En (c) la situation est intermédiaire. Les deux lobes de V sont encore bien présents mais n'ont plus des intensités égales. Quant à U , il ne semble pas encore perturbé. La brisure de symétrie semble amorcée.

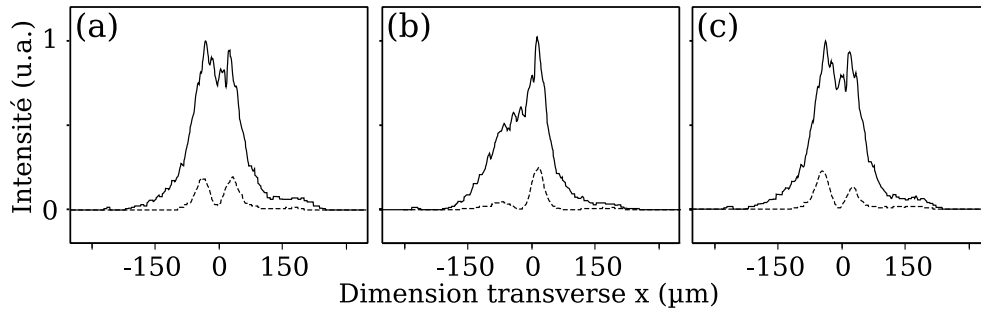


FIG. 3.16 – Quelques profils expérimentaux obtenus en régime non linéaire. Profils d'intensité de U (trait continu) et V (pointillés).

Résultats : un état lié d'ordre supérieur

Dans ce paragraphe nous rapporterons les résultats qui constituent la première observation d'un soliton multimode vectoriel d'ordre supérieur (c'est à dire dont le nombre de lobes est supérieur à 2) et de son instabilité [27]. Il s'agit de parvenir à générer l'état lié de soliton qui présente 3 lobes, c'est à dire celui qui est décrit en FIG. (3.1)(b). Des simulations caractéristiques de sa propagation et de son instabilité sont illustrées en FIG. (3.17). Le profil plus complexe de cet état lié permet des dynamiques plus variées, nous ne sommes plus réduits à une simple alternative gauche / droite. Nous observons, sur cette figure, 3 des dynamiques différentes obtenues pour 3 perturbations initiales différentes.

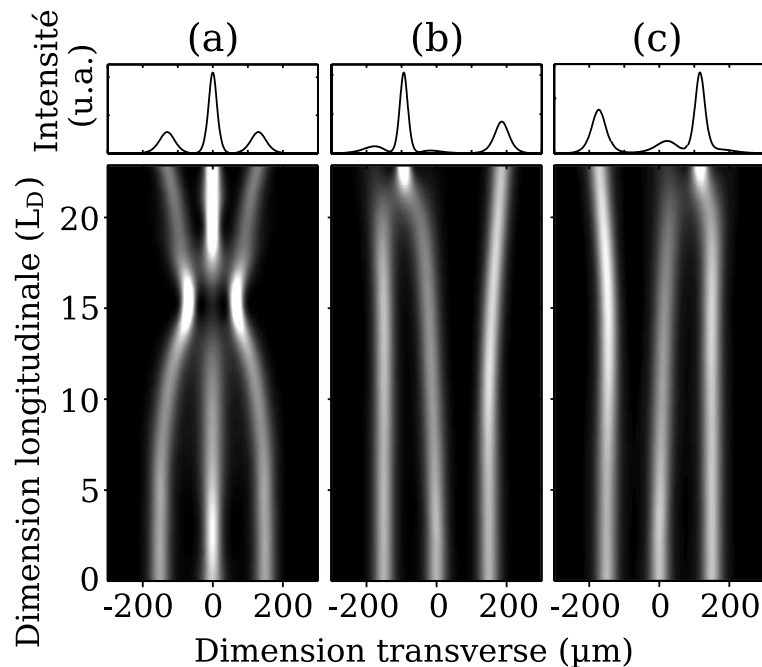


FIG. 3.17 – Quelques simulations de propagation d'un état lié de soliton d'ordre supérieur.

En FIG. (3.17)(a) l'état lié est perturbé par une augmentation de 20% du lobe central de U . Cette perturbation ne viole pas la symétrie originelle de l'état lié, la dynamique

de brisure, induite par cette perturbation, ne donnera pas lieu à une brisure de symétrie. Nous constatons simplement que les trois lobes s'attirent à cause du surplus d'énergie centrale et que la majorité de l'énergie se retrouve dans un seul soliton, centré. Dans le cas de la FIG. (3.17)(b), où la même augmentation d'amplitude a cette fois été appliquée au lobe de droite de U , on remarque une dynamique tout aussi intéressante, qui implique la fusion des 2 lobes de gauche et la propagation quasi indépendante du lobe de droite, qui est dévié. Cette fois-ci nous observons bien une brisure de symétrie. Enfin une autre configuration est obtenue en FIG. (3.17)(c). Ici nous avons augmenté de 10% l'amplitude de U et diminué celle de V de 5%, le tout du côté gauche. On observe une dynamique où, à nouveau, l'un des lobes semble se propager indépendamment en étant dévié alors que les deux autres fusionnent. Nous allons tenter d'observer ces dynamiques expérimentalement.

La mise en forme des deux composantes est légèrement différente de celle effectuée au paragraphe précédent puisque désormais l'enveloppe de V doit montrer 2 noeuds. Le montage est décrit dans la FIG. (3.18). Ce montage diffère du montage de la FIG. (3.14) par deux points importants :

- Le miroir utilisé pour la mise en forme de V est désormais un miroir à double saut de phase. Nous avons en fait gravé sur le même miroir différents motifs à 1,2,3... marches afin de pouvoir réaliser ces expériences.
- La source utilisée est désormais un laser plus puissant⁴.

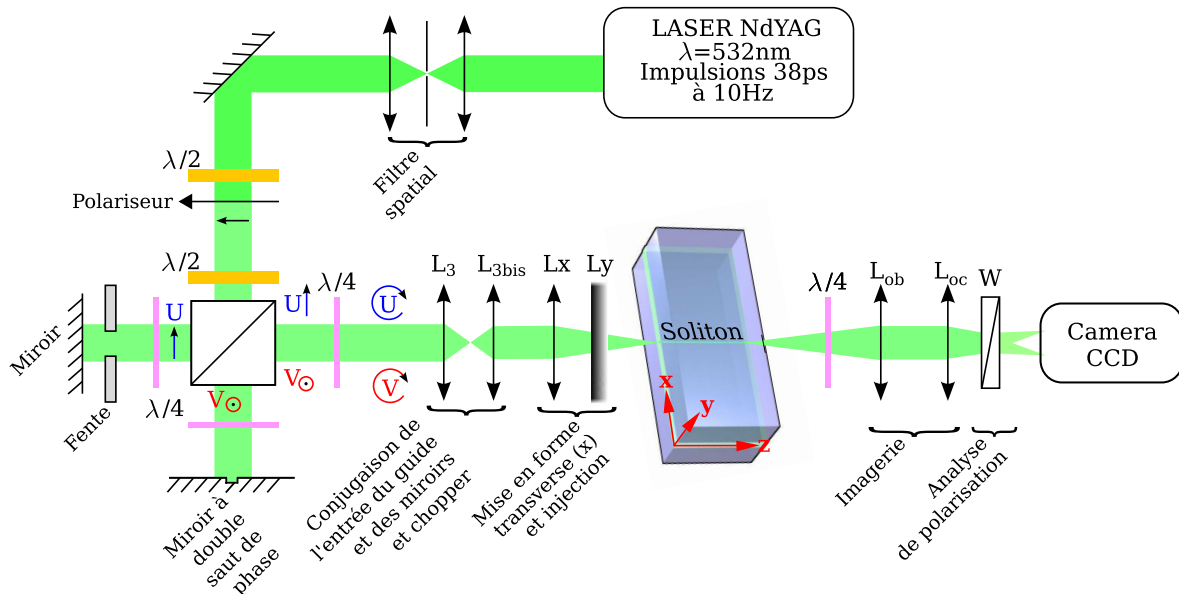


FIG. 3.18 – Schéma du montage expérimental. La longueur de propagation dans le guide sera de 3cm. Les caractéristiques du système imageur sont les mêmes que dans la FIG. (2.16) : CCD 8 bits ($768 \times 576\text{px}$; $0,89\mu\text{m}/\text{px}$) et résolution optique $\approx 2\mu\text{m}$.

En effet nous ne sommes pas parvenus à générer cet état lié avec la source utilisée précédemment. La puissance maximale en entrée de guide, après mise en forme, était

⁴La source est un laser Nd :YAG Quantel doublé en fréquence délivrant des impulsions de 38ps à une cadence de 10Hz.

trop faible. Une autre source dont les impulsions sont beaucoup plus puissantes (plusieurs centaines de kW en puissance crête) a donc été utilisée. Cependant nous avons perdu en stabilité et en propreté du faisceau. Un filtre spatial a alors été ajouté, constitué d'un système afocal de 2 lentilles et d'un trou source. Ceci implique de nouvelles pertes, largement compensées par le gain en puissance et entraînent également une augmentation du bruit d'intensité. Les mesures ont été réalisées sur 3 cm de propagation.

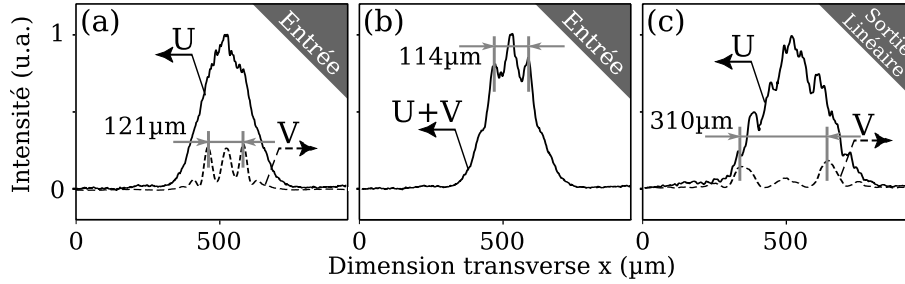


FIG. 3.19 – Observation de l'état lié de soliton vectoriel à 3 lobes. (a) profils d'intensité de U et V en entrée de guide et (b) intensité totale. (c) profils en sortie de guide en régime linéaire.

La FIG. (3.19) montre les mesures réalisées. En (a) on observe l'allure des deux composantes qui sont injectées dans le guide. On y constate la forme à trois lobes de la composante V comme prévu. En (b) nous montrons l'intensité totale du soliton et nous y avons reporté la dimension caractéristique que nous avons choisie : l'écartement entre les deux lobes extrêmes de l'état lié. En (c) sont représentés les champs après propagation en régime linéaire sur 3cm. On observe une claire diffraction des deux composantes. V a bien entendu tendance à plus s'élargir que U car son profil comporte des composantes spectrales plus élevées.

En FIG. (3.20) nous avons illustré ce que l'on peut obtenir en régime non linéaire. La FIG. (3.16)(a) montre une situation où le SMV s'est propagé sans briser. Nous remarquons que la distance entre les lobes externes de l'état lié est semblable à celle mesurée en entrée. On remarque surtout qu'en dehors d'un piédestal venant du début et de la fin de l'impulsion qui diffractent, le profil total est très semblable au profil initial. L'allure est symétrique.

En (b) nous avons mesuré les profils des deux composantes lorsqu'elles se propagent séparément. La sortie est alors parfaitement stable. U autofocalise fortement alors que V , à cause de sa plus faible intensité, diffracte. Nous voyons ainsi que le profil observé en FIG. (3.20)(a) est bien la conséquence du guidage mutuel des deux composantes. Cependant, en présence des deux composantes, la propagation est instable et le profil observé en FIG. (3.20)(a) n'est qu'un événement parmi d'autres. En FIG. (3.20)(c,d) nous montrons deux exemples d'événements observables. Nous observons en (b) une situation où les deux lobes de gauche ont fusionné alors que le lobe de droite est toujours présent, à l'image de la simulation de la FIG. (3.17)(b). En (c) on observe une situation intermédiaire, où la brisure semble déclenchée mais pas aboutie.

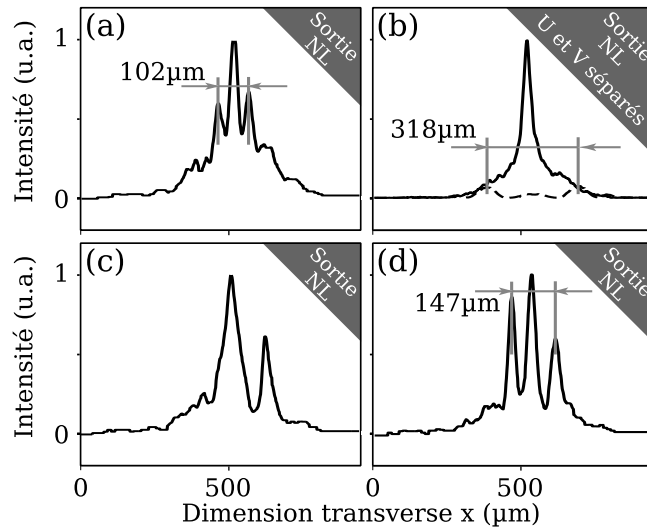


FIG. 3.20 – Mesures en sortie de guide en régime non linéaire après propagation des profils de la FIG. (3.19)(a). (a,c,d) montrent des profils obtenus dans les mêmes conditions d'injection, on observe ainsi l'instabilité de l'état lié. (b) illustre les profils observés lorsque les deux composantes sont injectées séparément : U autofocalise et V diffracte.

3.4 Comprendre et induire l'instabilité

Nous avons ainsi observé deux membres de la famille des solitons vectoriels multi-modes. Notre but est maintenant de mieux comprendre leur instabilité et éventuellement la contrôler. Pour ce faire nous nous placerons dans la configuration la plus simple, c'est à dire celle du soliton dipolaire qui nous permet d'utiliser une source bien plus stable et propre.

L'état de polarisation expérimental

Jusqu'à présent, seules les intensités de U et V ont été mesurées. Par ce biais nous avons accès à l'ellipticité du champ, en particulier par le paramètre q (*cf.* EQ. (2.11)). Mais qu'en est-il de l'orientation de la polarisation ? Nous avons l'information en mesurant E_x et E_y . Or si l'on effectue cette mesure **en entrée de guide**, on observe, tir à tir, des profils différents. Certains d'entre eux sont tracés en FIG. (3.21). En (a) on reconnaît la FIG. (3.5)(b) où E_x porte le lobe gauche et E_y le droit. En (b) la situation est opposée, et en (c) intermédiaire. Il semble que l'état de polarisation en entrée ne soit pas totalement contrôlé lors de nos expériences. En effet, contrairement au montage utilisé pour le SEF (FIG. (2.16)), U et V sont séparés puis recombinaison. Du fait de l'instabilité spatiale du faisceau, le passage par le Michelson induit des trajets légèrement différents tir à tir. La recombinaison se fait alors avec un décalage de phase différent.

Ainsi dans le montage, les amplitudes réelles de U et V sont parfaitement définies,

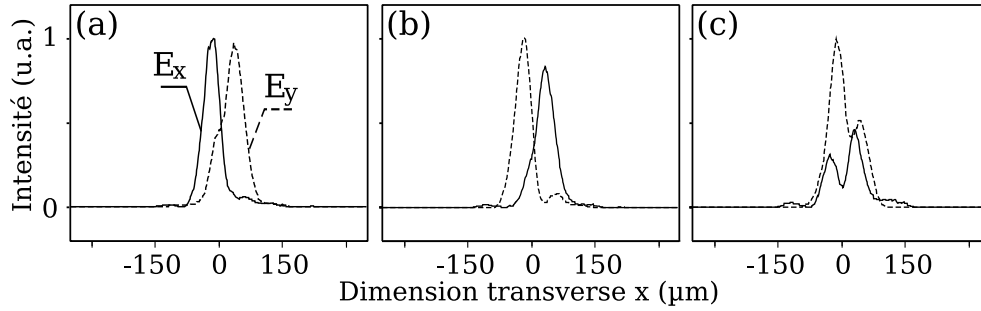


FIG. 3.21 – Quelques profils expérimentaux de E_x et E_y en entrée de guide.

et l'ellipticité de la polarisation, par conséquent, l'est aussi. Mais leur relation de phase ne l'est pas, donc E_x , E_y et θ non plus. Comme nous l'avons déjà dit, ceci n'empêche en aucun cas la formation du SMV. Ceci revient juste, tir à tir, à injecter le même SMV à des instants différents de sa rotation de polarisation.

Cependant cela a-t-il une influence sur la brisure de l'état lié ? Nous avons étudié cette question en réalisant les simulations de la FIG. (3.22). En (a) on montre la propagation et la brisure d'un SMV, et les profils correspondants (entrée et sortie) dans la base des polarisations rectilignes (E_x , E_y). En (b) on réalise la même simulation, à partir des mêmes profils U et V , mais en les déphasant de $0,8\pi$, par exemple. L'allure des profils E_x et E_y en entrée est ainsi changée.

On remarque que la propagation est également modifiée : la brisure est différente et l'énergie a basculé de l'autre côté. Ainsi, la dynamique de brisure de l'état lié dépend de l'orientation de la polarisation du SMV en début de propagation. Ceci est logique. En effet les composantes qui sont amplifiées lors de la propagation provoquent la brisure de l'état lié lorsque leur intensité est telle qu'elle perturbe le guide d'onde photoinduit par le SMV seul. Cette perturbation se fait, tout comme la création du guide, par XPM et SPM. Or ces interactions dépendent évidemment de l'état de polarisation des champs en présence. Une même perturbation provoquera donc un changement d'indice différent si l'état de polarisation du SMV (ici l'orientation de sa polarisation) est différent, et donc une brisure différente. Les brisures de symétrie que nous allons observer ne trouvent donc pas uniquement leur origine dans les défauts et instabilités de mise en forme spatiale des faisceaux, mais aussi dans la nature aléatoire de l'orientation de polarisation que nous donnons au champ en entrée de guide. Nous constatons par conséquent que la brisure de symétrie est sensible aux asymétries d'amplitude et de phase.

3.4.1 Brisure et brisure induite des solitons multimodes vectoriels

Nous savons maintenant nous placer dans une configuration où coexistent propagation et instabilité du SMV. En effet, la brisure de symétrie dépend fortement de l'espacement

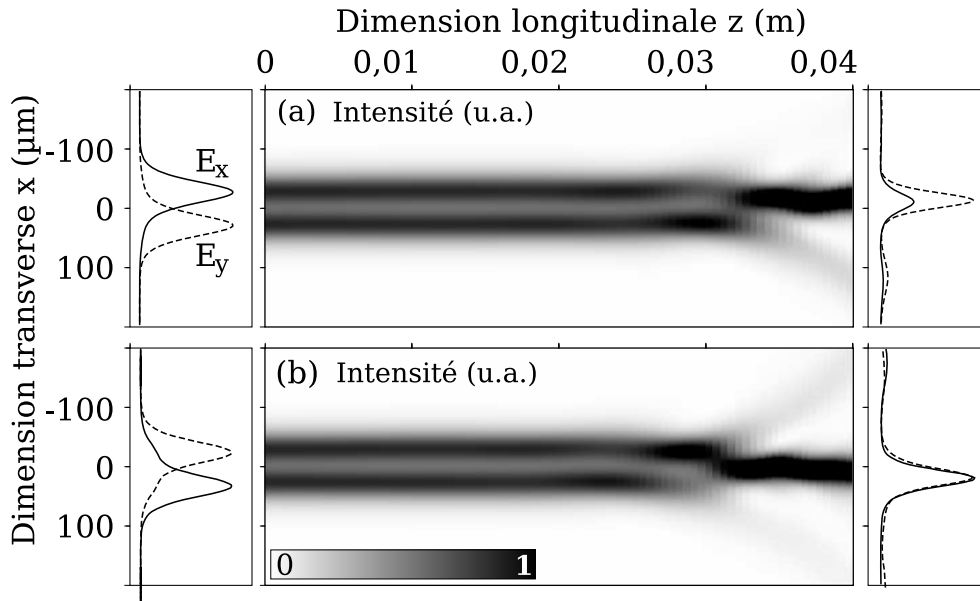


FIG. 3.22 – Simulation de propagation et de brisure du même SMV. (a) U et V sont déphasés de 0π et (b) de $0,8\pi$.

entre les lobes de l'état lié. Ceci s'explique par le fait que plus ils sont éloignés, moins les SEF équivalents décrits en FIG. (3.6) sont couplés et donc la brisure de symétrie arrivera plus tard puisque les lobes sont quasi indépendants. Alors on n'observera aucune brisure de symétrie. A l'inverse, si les deux lobes sont très proches, la brisure arrivera très tôt et aucune propagation de l'état lié ne sera observée.

Nous garderons donc la configuration de la FIG. (3.16) où tous les types d'événements sont représentés. Il s'agit de tirer parti de cette situation aléatoire pour parvenir à induire la brisure, et peut-être choisir le côté où elle aura lieu.

Le comportement instable

Dans notre configuration, il faut trouver des mesures, des grandeurs qui permettent de quantifier l'instabilité du SMV. Nous nous sommes donc intéressés à la position du barycentre de l'énergie sur chacune des composantes U et V et à la position du maximum de ces profils. Ces positions ont été déterminées tir à tir afin d'évaluer leur comportement, à partir de la série d'images dont sont tirés les profils de la FIG. (3.16). La FIG. (3.23) montre ce type de mesures, réalisées sur le faisceau d'entrée. Il faut préciser que ces mesures ont été effectuées sans aucune modification du montage au cours du temps. Toutes les images ont été prises au même endroit du capteur CCD. Les variations visibles ne sont donc le résultat que de l'instabilité du système de mise en forme des faisceaux, laser compris.

Les FIG. (3.23)(a) et (c) montrent le comportement dans le temps de la position du

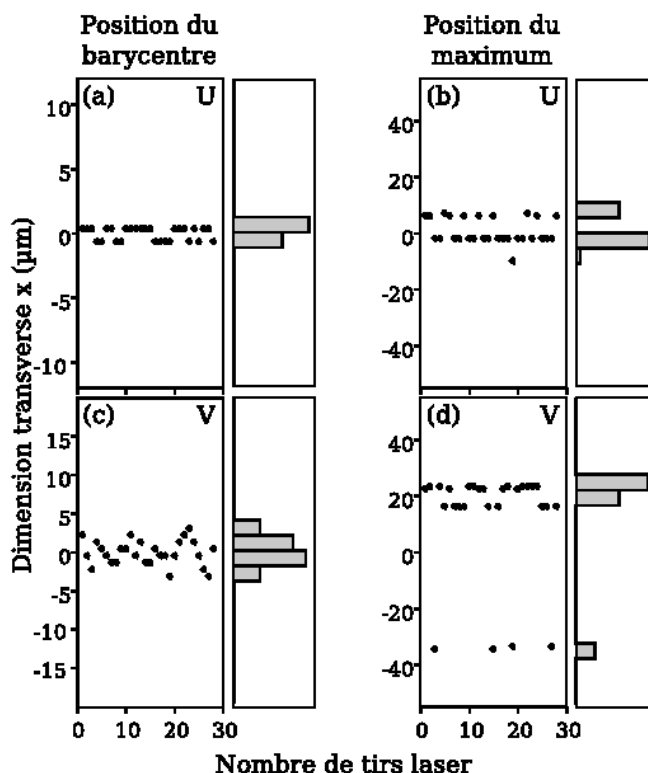


FIG. 3.23 – Position, en entrée de guide, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

barycentre de l'énergie de U et de V . On observe une bonne stabilité, surtout sur U , mais la variation est tout de même sensible et caractéristique des instabilités spatiales du laser. Les positions des maxima (b,d) des profils varient bien plus que leur barycentre : sur U tout d'abord, où l'amplitude de variation atteint plus de $10\mu\text{m}$, et sur V également, où on observe que le maximum peut se déplacer sur l'un ou l'autre de ses lobes. On voit par contre qu'une majorité des tirs (22/28) est sur le même lobe. On peut supposer que notre configuration n'est pas parfaitement symétrique. Quoiqu'il en soit, si notre système était parfaitement stable, aucune variation au cours du temps ne devrait être visible. Ce n'est évidemment pas le cas. L'instabilité spatiale du laser, amplifiée par les multiples réflexions dans le montage, est à l'origine de ces variations.

Ces mêmes mesures, effectuées cette fois-ci sur 150 tirs en sortie de guide en régime non linéaire, sont illustrées en FIG. (3.24). On remarque en (a) que le barycentre de U est un peu plus variable dans sa position qu'en entrée, signe que l'instabilité au cours de la propagation a bien lieu, mais cela reste faible. Le barycentre de V , en (c), par contre, est réparti de façon bien plus large qu'en entrée. Il est bien évident qu'en régime non linéaire, où se mélangent propagation et brisures plus ou moins abouties du SMV, l'enveloppe de V qui porte les deux lobes et qui est plus faible en intensité, est la plus variable des deux. C'est ce qui explique la *dispersion* de la position de son barycentre.

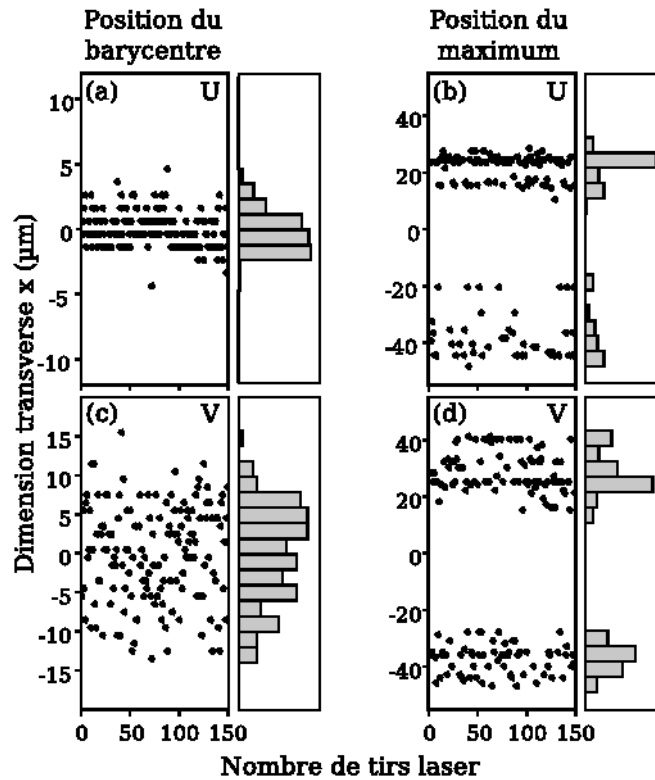


FIG. 3.24 – Position, en régime non linéaire, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

Le comportement du maximum de U , en (b), est bien différent de son comportement en entrée. Il se rapproche maintenant de celui de V (en (d)), finalement semblable à son comportement en entrée (FIG. (3.23)(d)). On note en effet que les maxima de U et de V , en régime non linéaire, se répartissent autour de deux positions moyennes. Ceci est la preuve que, désormais, les deux composantes ont un profil à deux lobes. On voit ainsi la remise en forme du faisceau U , qui n'est plus en cloche. Chacun des tirs, qui se répartissent autour des deux positions moyennes, peut correspondre à un SMV, plus ou moins déséquilibré, jusqu'à la situation extrême de brisure. Une chose est claire, la statistique est à peu près symétrique. Il y a le même ordre de grandeur de maxima positionnés à gauche qu'à droite. L'asymétrie de départ, détectée en FIG. (3.23)(d), n'affecte donc pas le sens de la brisure de symétrie, et d'autres perturbations ont pris le dessus.

Influence d'une perturbation aléatoire

Dans la situation décrite au paragraphe précédent, rien ne permet de prévoir si la brisure aura lieu et de quel côté. Nous allons voir s'il est possible de forcer la brisure en ajoutant aux profils un faisceau secondaire de faible intensité, appelé sonde. Le montage expérimental est le même que précédemment mais légèrement modifié comme cela

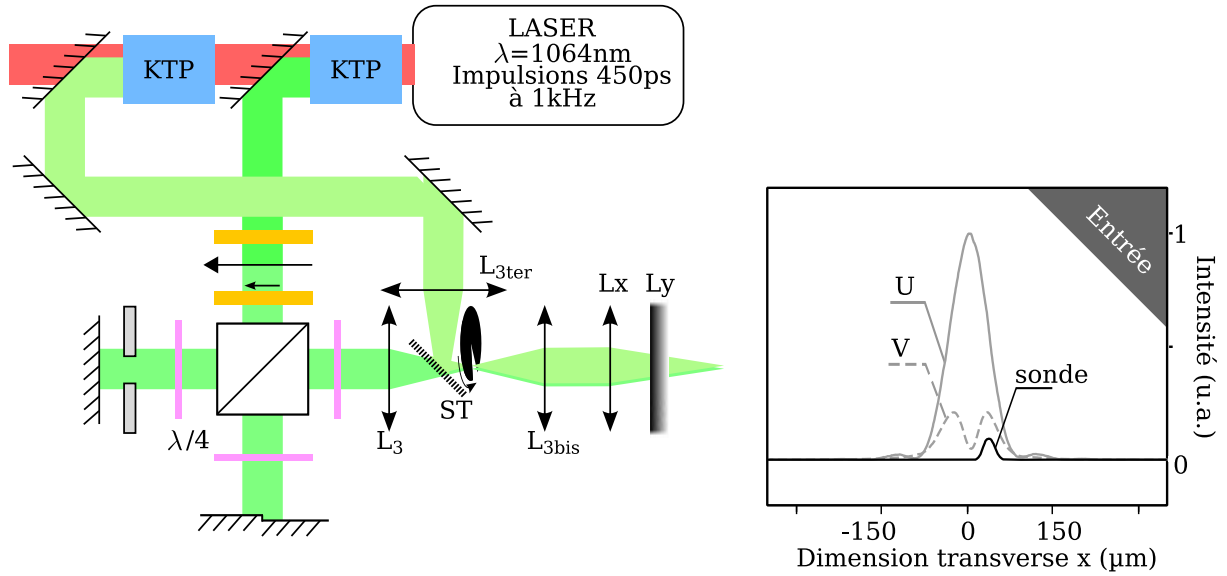


FIG. 3.25 – Modification du montage expérimental pour l'utilisation d'un faisceau sonde.

est illustré en FIG. (3.25). Le résidu infrarouge est utilisé pour réaliser un second double de fréquence. La puissance infrarouge étant moindre, le rendement de conversion à 532nm est inférieur, mais puisque le faisceau sonde doit être de faible intensité, cela ne pose pas de problème. La sonde passe elle aussi par le montage 4f mais avec une lentille L_{3ter} ($f=100\text{mm}$) qui est différente de L_3 afin de régler la dimension spatiale de la sonde indépendamment des profils du SMV. La combinaison du SMV et de la sonde se fait par une lame semi-transparente ST (transmission 80%, réflexion 20%). Les profils d'entrée résultants sont illustrés en FIG. (3.25). Afin d'induire de manière forte la brisure de symétrie, la sonde a été décentrée par rapport au SMV, et sa polarisation est la même que celle de U . Elle n'interfère donc qu'avec U et induira sur cette composante une asymétrie qui devrait déséquilibrer le SMV.

Les résultats statistiques concernant le faisceau mis en forme en entrée sont décrits en FIG. (3.26). On remarque, en la comparant à la FIG. (3.23), que le comportement de V n'a pas changé, puisque la sonde n'interfère pas avec cette composante. Le profil de U , lui, est devenu bien plus variable tir à tir et la position de son maximum semble prendre deux valeurs privilégiées. Il faut ici comprendre que la sonde est recombinaisonnée avec U tout comme U et V sont recombinaisonnés : avec une différence de phase aléatoire. Tir à tir les interférences entre U et la sonde sont constructives ou destructives. U voit son intensité augmenter ou diminuer au niveau de la localisation de la sonde. Quand les interférences sont constructives, le maximum est situé à l'endroit de ces interférences, et lorsqu'elles sont destructives, il est situé de l'autre côté de U , définissant ainsi les deux positions privilégiées de la FIG. (3.26)(b).

La même mesure, réalisée après propagation non linéaire, est résumée en FIG. (3.27). Il faut comparer cette figure aux résultats sans sonde de la FIG. (3.24). Nous voyons des localisations des barycentres qui sont relativement semblables, montrant que l'énergie va

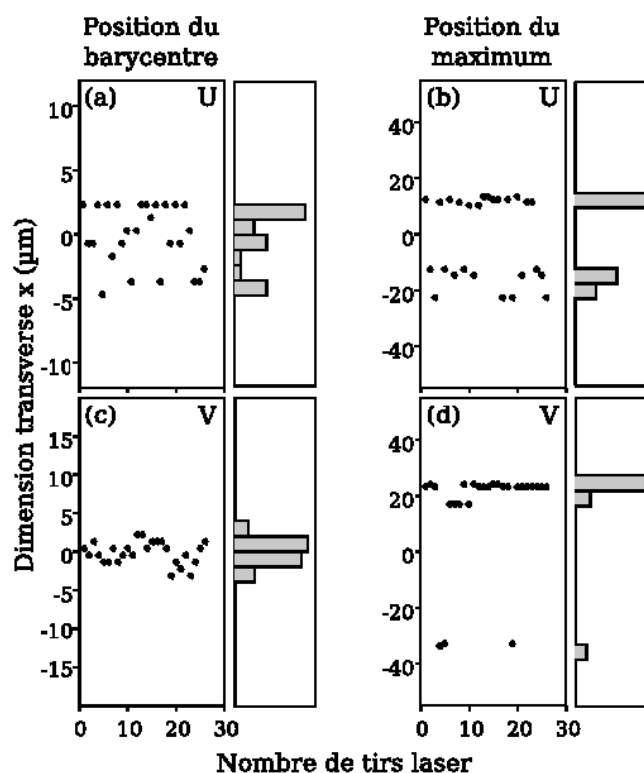


FIG. 3.26 – Position, en entrée de guide avec la sonde, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

toujours grossièrement dans la même direction. En revanche, la localisation des maxima est différente. Ce n'est plus une répartition autour de deux valeurs moyennes mais plutôt une dispersion large autour de 0. Il faut voir ici la manifestation d'un phénomène qui est également clair quand on regarde les images une à une :

- Sans la sonde, le SMV arrive peu perturbé, les brisures sont de proportion faible et peu abouties. Les profils résultants restent à peu près calqués sur une propagation SMV parfaite.
- Avec la sonde, le SMV arrive très perturbé, la proportion de brisure est supérieure et surtout les brisures sont abouties. Donc le SEF est quasi formé et s'est propagé avec un angle aléatoire tir à tir, ce qui explique que les maxima soient répartis de façon large n'ayant plus nécessairement de rapport avec la localisation des lobes du SMV.

L'ajout de la sonde, qui a joué le rôle d'une perturbation à amplifier, a, comme on s'y attendait, provoqué des brisures plus précoces du SMV. Cependant le caractère aléatoire des interférences avec la sonde n'a pas rendu le système plus prévisible. Si on veut parvenir à contrôler la brisure, il nous faut une perturbation qui soit identique tir à tir, et qui soit telle qu'elle domine le caractère aléatoire régi par le système de mise en forme et la phase aléatoire entre U et V .

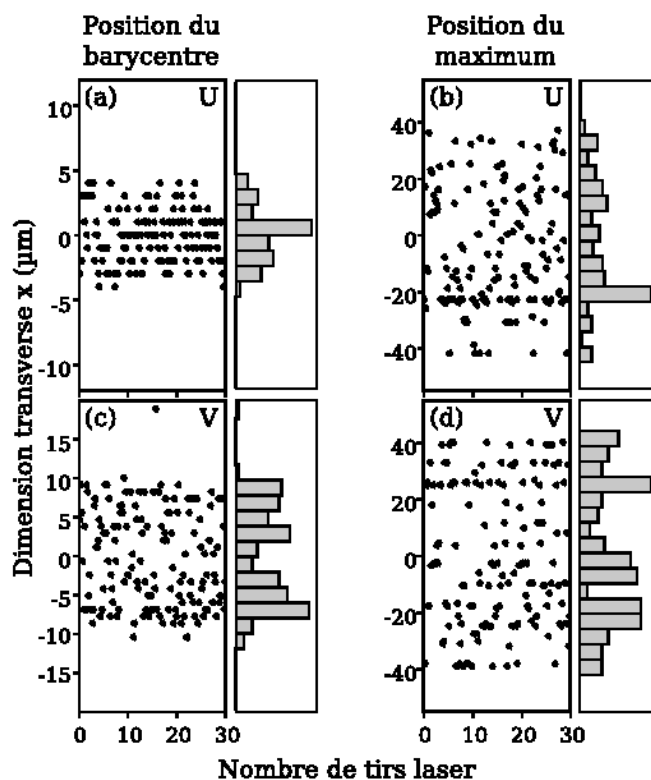


FIG. 3.27 – Position, en sortie de guide en régime non linéaire avec la sonde, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

Brisure induite par asymétrie initiale de V

Pour obtenir une perturbation qui soit identique tir à tir, il ne faut pas que le système repose sur un faisceau supplémentaire puisque celui-ci aurait une phase aléatoire par rapport aux autres composantes. Une méthode simple consiste à déformer l'une des composantes du SMV. Nous allons rendre V asymétrique en déplaçant simplement le miroir à saut de phase par rapport au faisceau comme cela est décrit en FIG. (3.28). Ainsi nous ferons varier la répartition d'énergie entre les lobes de gauche et de droite. Un exemple de profil que l'on peut obtenir est illustré en FIG. (3.28). Les deux faisceaux restent centrés, mais la répartition d'énergie de V à gauche et à droite est modifiée. U , lui, ne subit aucune modification.

Nous allons chercher à évaluer comment évoluent les quatre paramètres (positions des barycentres et maxima de U et V) après propagation non linéaire en fonction de cette répartition d'énergie.

Les résultats sont représentés sur la FIG. (3.29) pour les quatre paramètres, en fonction de l'asymétrie d'entrée. Cette répartition gauche/droite de V est calculée comme le ratio de l'énergie présente dans le lobe de gauche et de l'énergie totale de V . Une répartition de 0,5 signifie donc que la situation est symétrique, une valeur inférieure indique un lobe

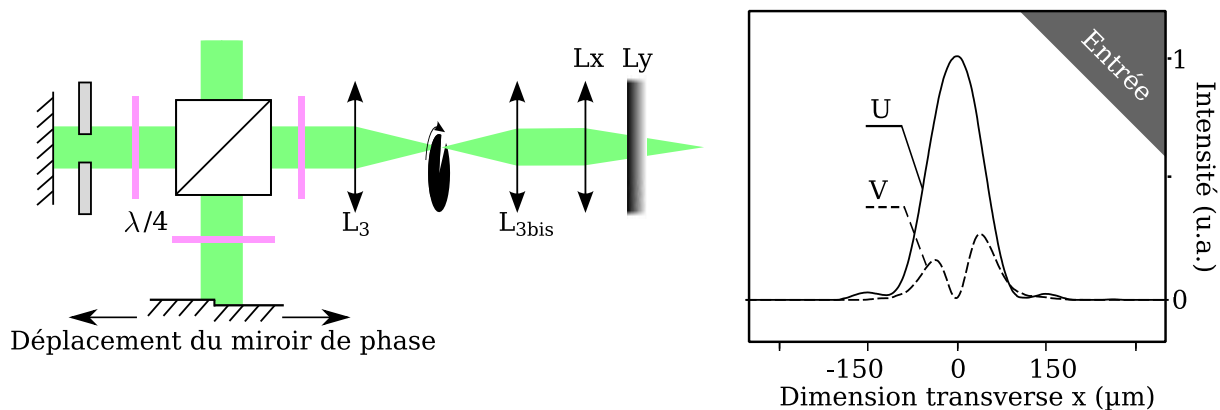


FIG. 3.28 – Modification du montage expérimental pour rendre asymétrique le profil de V .

de gauche plus faible que le droit, et inversement.

Concernant les positions des barycentres (a,c), on remarque un léger déplacement clairement dépendant de l'asymétrie. Ce déplacement peut avoir comme origine :

- la modification de la position angulaire du miroir de phase au fil de sa translation. Cet effet, très faible, est dû au jeu présent dans les éléments mécaniques de positionnement du miroir.
- l'influence directe de l'asymétrie du faisceau V . En effet le déplacement du saut de phase, sur lequel les interférences annulent le champ, à différents endroits de la gaussienne crée un creux d'énergie qui déplace le barycentre.
- des brisures de symétrie dont la dynamique dépend de l'asymétrie d'entrée

Cette dernière hypothèse est confirmée par l'étude des positions des maxima de U et V . On identifie clairement deux zones sur les FIG. (3.29)(b,d). La zone grisée, où la dynamique de brisure est imprévisible, autour de la répartition symétrique 0,5. Dans ce domaine, l'asymétrie induite est trop faible pour induire la brisure, et ce sont toutes les perturbations aléatoires du montage (instabilités laser, différence de phase entre U et V), qui décident de la brisure. En dehors de cette zone, le côté où la brisure a lieu est parfaitement déterminé. L'asymétrie de départ est telle qu'elle prend le dessus sur les perturbations aléatoires et c'est elle qui décide de la brisure :

- à gauche si le lobe de gauche initial est le plus intense (asymétrie $> 0,54$)
- à droite dans le cas contraire (asymétrie $< 0,44$)

Il est important de noter que pour de telles valeurs, bien que le faisceau ne soit, dès le départ, pas symétrique, le début de propagation est tout de même semblable à une mise en forme soliton, montrant deux lobes bien distincts qui se maintiennent à distance constante. Une telle asymétrie ne nous met donc pas totalement en dehors du régime état lié. Ceci se confirme sur la simulation de la FIG. (3.30) où l'asymétrie est de 0,44. Les deux lobes restent effectivement distincts en début de propagation et un guide à deux coeurs est formé. Dans ce type de configuration, la dynamique de brisure est moins abrupte que, par exemple, celle de la FIG. (3.22). La remise en forme importante imposée par l'asymétrie initiale empêche le système d'at-

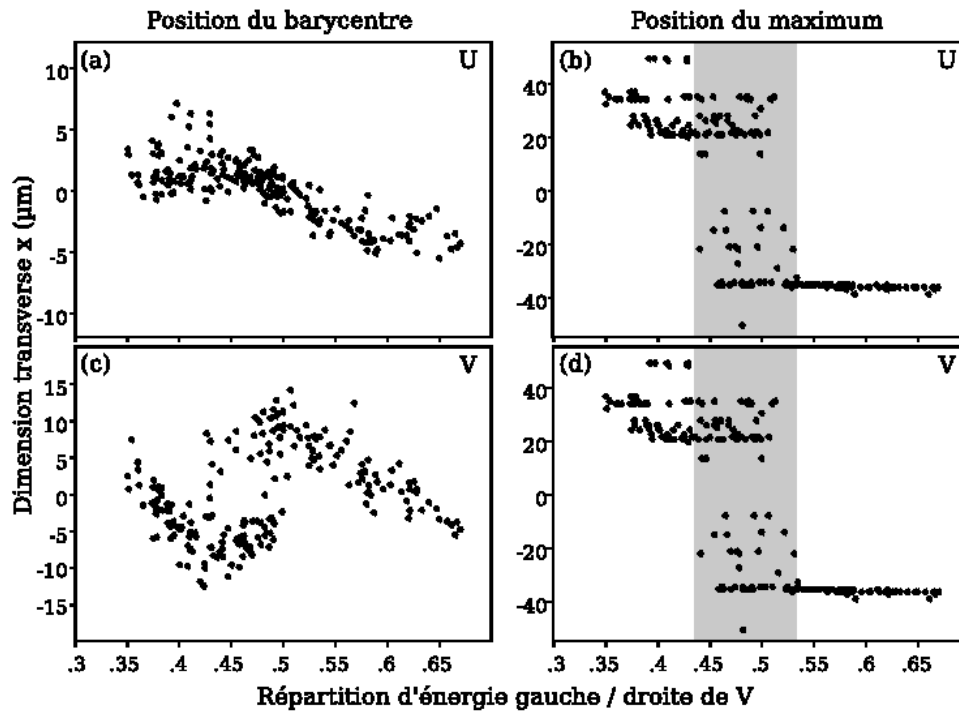


FIG. 3.29 – Position des barycentres et maxima de U (a,b) et V (c,d) après propagation non linéaire en fonction de l’asymétrie initiale de V .

teindre une propagation strictement invariante du type soliton multimode. L’évolution vers la seule solution stable (un SEF) se fait plus progressivement. On ne distingue plus de brisure franche.

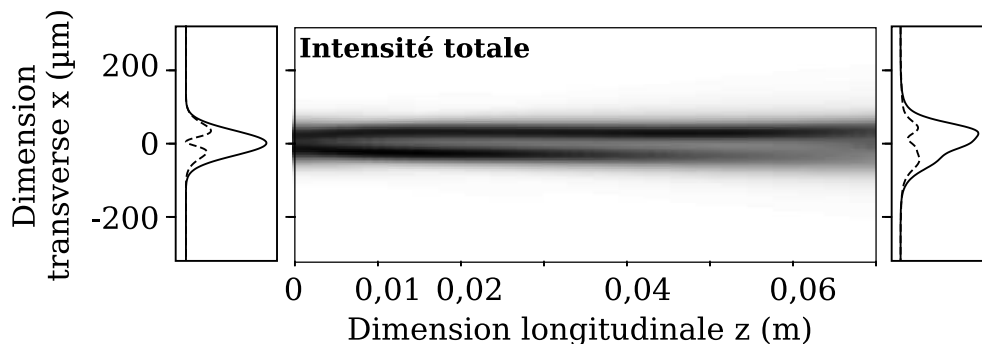


FIG. 3.30 – Simulation de la propagation d’un SMV asymétrique (asymétrie de 0,44).

Nous avons cherché à reproduire le comportement de la FIG. (3.29) en simulant des propagations bruitées. Les résultats sont illustrés en FIG. (3.31). Le déplacement des barycentres de U et V sont relativement fidèles à ceux observés expérimentalement. Quant aux maxima des profils (b,d), leurs déplacements sont en accord avec le comportement expérimental. On observe la zone d’instabilité (grisée), qui est d’autant plus large que le bruit d’entrée est grand (ici 1% en amplitude sur les champs). En effet plus le bruit est grand, plus il masque l’asymétrie initiale. Ainsi pour un faisceau au départ très bruité, il

faudra une asymétrie très grande pour que celle-ci puisse déclencher la brisure. Par contre lorsque le bruit est nul et en l'absence de phase aléatoire entre U et V (trait gris dans la FIG. (3.31)) la zone d'indétermination est réduite à son minimum.

Remarque : *L'allure des courbes, bruitées ou non, présentées en FIG. (3.31), dépend fortement de la façon dont on rend compte numériquement de l'asymétrie d'entrée. En effet, les résultats sont sensiblement différents si on rend V asymétrique en déplaçant le saut de phase par rapport au faisceau gaussien qu'on laisse immobile ou si on fait l'inverse. Nos simulations correspondent à une situation intermédiaire qui concorde qualitativement avec la situation expérimentale.*

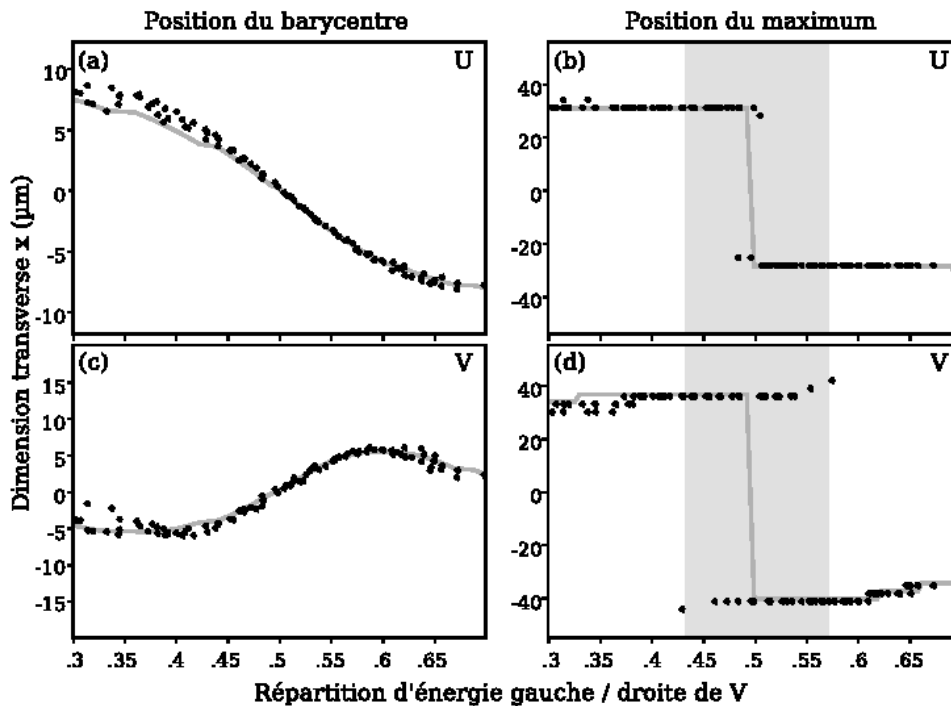


FIG. 3.31 – Position des barycentres et maxima de U (a,b) et V (c,d) après propagation non linéaire en fonction de l'asymétrie initiale de V .

Nous sommes finalement parvenus à non seulement déclencher la brisure mais également à choisir sa direction. L'utilisation d'une telle configuration comme jonction Y reconfigurable et ultra rapide ne semble pas impossible. De nombreux points sont cependant encore à approfondir, comme l'étude des pertes lors de la propagation d'un signal dans cette structure, la connexion éventuelle à un milieu de transport d'information (fibre optique), etc...

3.4.2 Après la brisure : le soliton elliptique fondamental

Nous disposons maintenant d'une méthode simple pour induire une brisure et obtenir une sortie parfaitement définie et stable. Nous en tirerons parti pour vérifier si la brisure des états-liés donne effectivement naissance à un SEF.

Nous utilisons le montage décrit en FIG. (3.28). Un déséquilibre sur V suffisant est choisi pour forcer la brisure d'un seul côté. Ce déséquilibre initial est illustré en FIG. (3.32)(a) où l'on voit clairement que le lobe droit est plus intense que le gauche. Une fois injecté dans le guide en régime non linéaire, nous nous sommes assurés que, tir à tir, la sortie était toujours la même : une brisure à droite. Nous avons alors pu effectuer une mesure et des moyennes afin d'éliminer le bruit sur les profils.

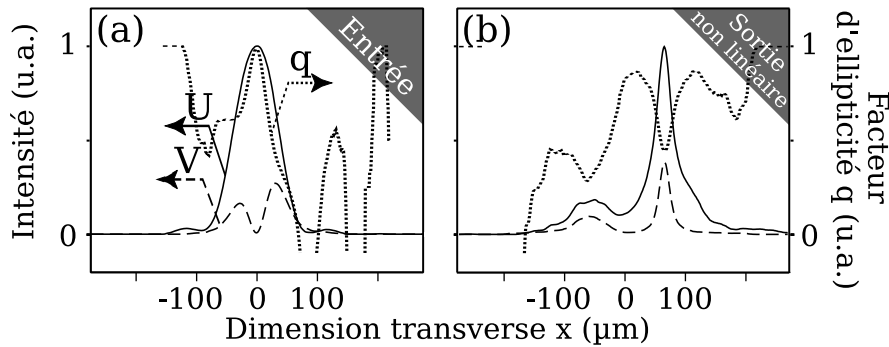


FIG. 3.32 – Profils expérimentaux : (a) composantes de polarisation circulaire et facteur d'ellipticité en entrée de guide et (b) après propagation non linéaire.

Le résultat est illustré en FIG. (3.32)(b) où nous distinguons clairement qu'une majeure partie de l'énergie a basculé à droite et qu'une radiation plus faible est présente à gauche. Le phénomène intéressant sur ce graphe est la nette, profonde et symétrique courbure d'ellipticité à l'endroit où la majorité de l'énergie est située. On note également que le profil de ce faisceau énergétique est de type sécante hyperbolique. Cette mesure nous permet de faire le rapprochement entre cette partie résultante de la brisure et un SEF. Il semble donc qu'une fois le SMV détruit, le champ converge vers la seule solution stable en milieu de Kerr isotrope : le SEF, comme attendu.

3.4.3 Hors du régime soliton : Attraction / Répulsion

Comme cela a été vu dans le paragraphe 3.1.2, la propagation invariante du SMV repose sur l'équilibre entre les interactions portées par chacune des composantes. Par exemple, pour un soliton dipolaire comme celui étudié dans les paragraphes précédents :

- Attraction des deux lobes en phase sur la composante U
- Répulsion des deux lobes en opposition de phase de la composante V

Chacune de ces interactions est pondérée par la puissance des composantes. La propagation invariante n'a donc lieu que pour un seul rapport d'énergie entre U et V . Pour les autres valeurs de répartition d'énergie, c'est l'une des deux tendances (attraction ou répulsion) qui doit dominer la propagation. Nous allons observer ce phénomène expérimentalement.

A l'aide du montage de la FIG. (3.14) et à partir de la mise en forme de la FIG. (3.15)(a) nous étudierons l'influence du rapport d'énergie totale U/V sur ce qui est observé après 7cm de propagation. Les résultats sont illustrés en FIG. (3.33). La colonne de gauche décrit les résultats expérimentaux et celle de droite les simulations correspondantes.

La FIG. (3.33)(a) montre ce qui est observé à faible puissance totale. En abscisse la dimension est celle de l'axe transverse x . L'ordonnée est graduée en ratio R de l'énergie de V par rapport à l'énergie totale :

- $R = 1$ désigne $U = 0$
- $R = 0$ désigne $V = 0$

On remarque en régime linéaire les larges dimensions des deux composantes dues à la propagation purement diffractive. On observe également, comme attendu, l'invariance des profils en fonction de R , en dehors bien sûr d'un facteur de proportionnalité.

La FIG. (3.33)(b) est réalisée à la puissance soliton, c'est à dire celle choisie dans les paragraphes précédents de ce chapitre. On peut y distinguer plusieurs zones :

- Pour $R \lesssim 0,3$, la composante U domine la propagation et autofocalise fortement. Les deux lobes de V sont plus rapprochés qu'en entrée.
- Pour $R \approx 0,3$, nous sommes dans la zone soliton.
- Pour $R \gtrsim 0,3$, c'est V qui domine la propagation. Les deux lobes s'écartent et guident une partie de l'énergie de U .

Plus R dépasse 0,5, plus la polarisation se rapproche d'une polarisation purement circulaire V . Or nous avons vu au paragraphe 1.3.1 que l'autofocalisation était 4 fois moins efficace en polarisation circulaire qu'en polarisation rectiligne. Ainsi quand $R \rightarrow 0$, il n'y a pas assez d'énergie pour former deux solitons. Les deux lobes de V s'élargissent et finalement subissent une propagation linéaire. Ce phénomène n'a pas lieu pour $R = 0$ car même si la polarisation est circulaire également, toute l'énergie est concentrée en un seul lobe, qui parvient à autofocaliser.

La FIG. (3.33)(c) représente la même expérience, mais réalisée à une puissance supérieure à la puissance soliton ($P \approx 2P_s$). Le comportement observé confirme nos précédentes interprétations. Pour R faible, U autofocalise et guide V vers le centre. Pour R grand, deux lobes sont bien distincts et très distants, du fait de la répulsion des deux faisceaux en opposition de phase. Pour $R = 1$, les deux lobes sont larges, pour la même raison qu'en FIG. (3.33)(b). Ici, en revanche, la puissance totale est supérieure et pour des valeurs intermédiaires de R , chacun des lobes est suffisamment énergétique pour créer des solitons vectoriels qui se repoussent. Nous ne sommes pas parvenus à générer, à une telle

puissance, un rapport $R = 0$ en sortie de guide, c'est pourquoi une zone blanche est présente sur le graphique. Ceci indique qu'en injectant en entrée une polarisation purement circulaire (U), nous obtenons en sortie une polarisation qui est elliptique. Cela ne vient pas de la biréfringence puisque nous n'avons pas rencontré ce problème pour les deux autres valeurs de puissance [FIG. (3.33)(a,b)]. Il faut voir ici l'intervention d'autres

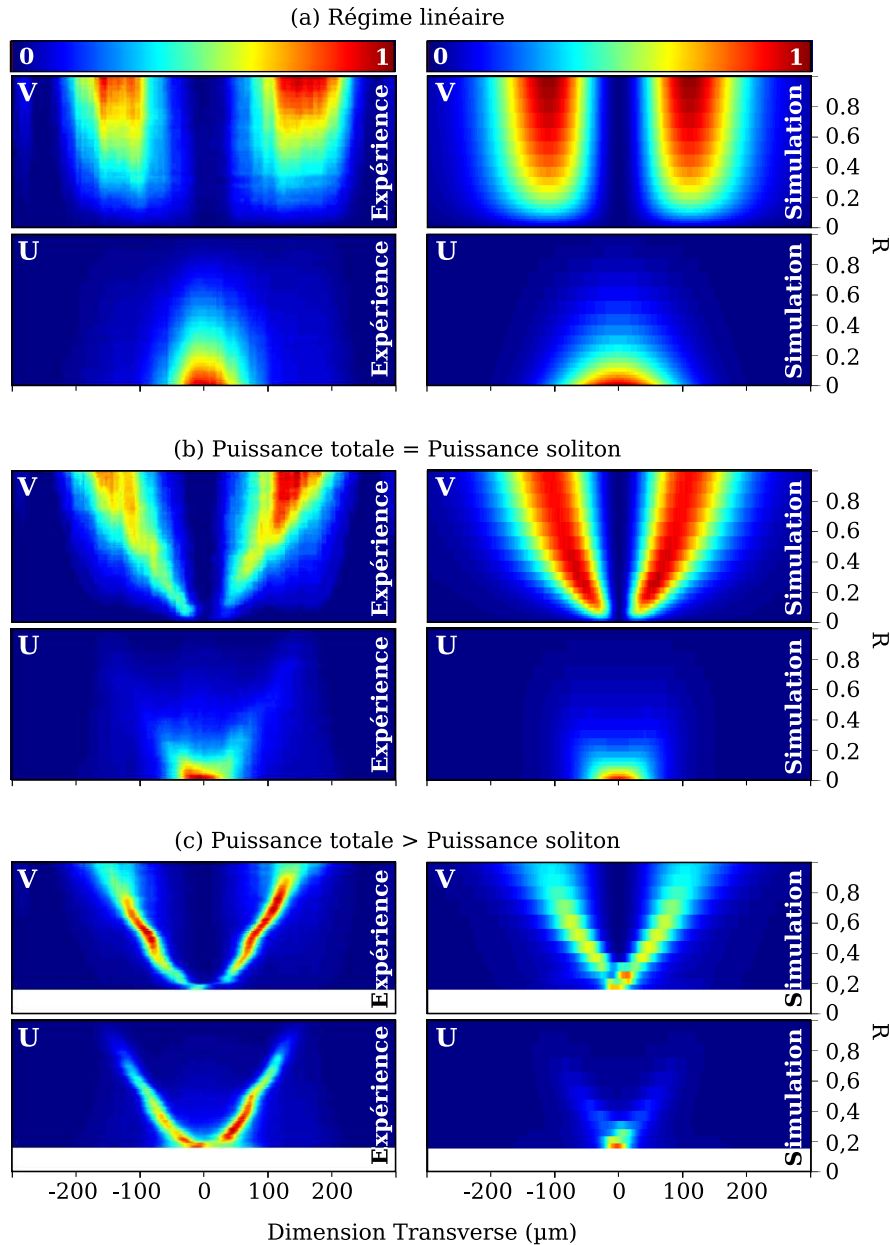


FIG. 3.33 – Résultats expérimentaux (à gauche) et numériques (à droite) illustrant le profil obtenu pour U et V après 7cm de propagation pour différentes répartitions d'énergie R entre U et V . (a) à faible puissance, (b) à la puissance soliton (le soliton multimode se forme pour $R \approx 0,3$ et (c) à une puissance deux fois supérieure à la puissance soliton.

effets non linéaires apparaissant à ces valeurs d'intensité, en particulier l'effet Raman, amenant des couplages différents entre U et V , qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. Nous avons choisi de représenter les résultats numériques sans la zone proche de $R = 0$ pour une meilleure comparaison avec l'expérience. L'accord entre les deux reste sensiblement bon, montrant une évolution de même nature, mais il faut garder à l'esprit qu'expérimentalement, des effets autres que Kerr commencent à entrer en compétition. Par exemple la très forte autofocalisation observée numériquement à $R \approx 0,2$ n'est pas aussi marquée expérimentalement, puisque les autres effets non linéaires empêchent la formation de faisceaux si petits, à la manière d'une saturation de l'effet Kerr.

Les résultats présentés ici sont, pour chaque valeur de R , des images moyennes sur plusieurs dizaines de tirs. Nous ne visualisons pas les instabilités qui ont lieu pour les valeurs faibles de R . Cependant nous avons mis en évidence expérimentalement la compétition entre attraction et répulsion qui a lieu dans ce genre de configuration. Et dans le cas d'une puissance plus élevée que la puissance soliton, nous avons obtenu un système créant deux guides initialement couplés et dont l'angle de déviation est réglable. De plus dès lors que R est assez grand (typiquement lorsque R est supérieur à $R_{soliton}$), il n'y a plus d'instabilité et la structure guidante est stable. Nous aboutissons ainsi, dans cette configuration, à une jonction Y à géométrie variable.

Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la propagation et à l'instabilité des solitons multimodes vectoriels en confrontant les résultats expérimentaux aux simulations numériques. La propagation et l'instabilité des états liés de solitons vectoriels à 2 et 3 lobes ont ainsi été observées expérimentalement. Nous avons ensuite profité d'une configuration où les dynamiques étaient parfaitement aléatoires pour tenter de contrôler la brisure de symétrie du soliton dipolaire. Perturber ce soliton par une sonde de faible intensité a été envisagé mais nous sommes uniquement parvenus à changer la statistique de brisure. Ensuite, une asymétrie initiale sur les profils du soliton a été appliquée et cette fois-ci nous sommes parvenus à déclencher la brisure mais également à choisir sa direction, à partir d'une certaine valeur d'asymétrie. En gardant à l'esprit une application future en traitement ou adressage de l'information, nous avons ainsi démontré une structure en Y réglable basée sur un soliton dipolaire.

En déclenchant la brisure de symétrie, nous avons pu mesurer le profil d'ellipticité du soliton résultant et avons ainsi confirmé qu'il s'agissait d'un soliton elliptique fondamental. Les phénomènes d'attraction et de répulsion qui sont visibles à partir des enveloppes du soliton dipolaire ont été observés en jouant sur leurs intensités relatives.

Bibliographie

- [1] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “Bifurcation phenomena and multiple soliton-bound states in isotropic Kerr media,” *Physical Review E* **49**(4), 3376–3381 (1994).
 - [2] P. Kockaert, “Dynamique non linéaire vectorielle de la propagation lumineuse en fibres optiques et caractérisation des phénomènes ultracourts associés,” Thèse, Université libre de Bruxelles (2000).
 - [3] E. A. Ostrovskaya, Y. S. Kivshar, D. V. Skryabin, et W. J. Firth, “Stability of Multihump Optical Solitons,” *Physical Review Letters* **83**(2), 296–299 (1999).
 - [4] J. R. Salgueiro, A. A. Sukhorukov, et Y. S. Kivshar, “Spatial optical solitons supported by mutual focusing,” *Optics Letters* **28**(16), 1457–1459 (2003).
 - [5] M. Mitchell, M. Segev, et D. N. Christodoulides, “Observation of Multihump Multimode Solitons,” *Physical Review Letters* **80**(21), 4657–4660 (1998).
 - [6] W. Krolikowski, E. A. Ostrovskaya, C. Weidmann, M. Geisser, G. McCarthy, Y. S. Kivshar, C. Denz, et B. Luther-Davies, “Observation of Dipole-Mode Vector Solitons,” *Physical Review Letters* **85**(7), 1424–1427 (2000).
 - [7] D. Neshev, G. McCarthy, W. Krolikowski, E. A. Ostrovskaya, Y. S. Kivshar, G. F. Calvo, et F. Agullo-Lopez, “Dipole-mode vector solitons in anisotropic nonlocal self-focusing media,” *Optics Letters* **26**(15), 1185 (2001).
 - [8] M. Haelterman, A. P. Sheppard, et A. W. Snyder, “Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media,” *Optics Letters* **18**(17), 1406–1408 (1993).
 - [9] C. Cambournac, T. Sylvestre, H. Maillotte, P. Kockaert, B. Vanderlinden, P. Emplit, et M. Haelterman, “Observation de la brisure de symétrie de l’état lié de solitons dans un milieu de Kerr isotrope,” in *Rencontre du Non-Linéaire* (Université de Paris-Sud, 91450 Orsay, 2002).
 - [10] J. P. Gordon, “Interaction forces among solitons in optical fibers,” *Optics Letters* **8**(11), 596 (1983).
 - [11] F. M. Mitschke et L. F. Mollenauer, “Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers,” *Optics Letters* **12**(5), 355 (1987).
 - [12] F. Reynaud et A. Barthelemy, “Optically controlled interaction between two fundamental soliton beams,” *Europhysics Letters* **12**, 401 (1990).
 - [13] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silberberg, D. E. Leaird, M. K. Oliver, J. L. Jackel, et P. W. E. Smith, “Experimental observation of spatial soliton interactions,” *Optics Letters* **16**(1), 15–17 (1991).
 - [14] M. Shalaby, F. Reynaud, et A. Barthelemy, “Experimental observation of spatial soliton interactions with a $\pi/2$ relative phase difference,” *Optics Letters* **17**(11), 778 (1992).
 - [15] A. W. Snyder, D. J. Mitchell, et M. Haelterman, “Parallel spatial solitons,” *Optics Communications* **116**, 365–368 (1995).
 - [16] Z. Chen, M. Acks, E. A. Ostrovskaya, et Y. S. Kivshar, “Observation of bound states of interacting vector solitons,” *Optics Letters* **25**(6), 417–419 (2000).
-

-
- [17] P. Grelu, F. Belhache, F. Gутty, et J. M. Soto-Crespo, “Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser,” *Journal of the Optical Society of America B* **20**(5), 863 (2003).
- [18] E. Lantz, T. Sylvestre, H. Maillotte, N. Treps, et C. Fabre, “Quantum fluctuations and correlations of spatial scalar or multimode vector solitons in Kerr media,” *Journal of Optics B* **6**, 295 (2004).
- [19] P. Kockaert et M. Haelterman, “Stability and symmetry breaking of soliton bound states,” *Journal of the Optical Society of America B* **16**(5), 732 (1999).
- [20] Y. Silberberg et Y. Barad, “Rotating vector solitary waves in isotropic fibers,” *Optics Letters* **20**(3), 246–248 (1995).
- [21] D. E. Pelinovsky et Y. S. Kivshar, “Stability criterion for multicomponent solitary waves,” *Physical Review E* **62**(6), 8668–8676 (2000).
- [22] Y. Kivshar et G. P. Agrawal, *Optical solitons : From fibers to photonic crystals*, Optics and Photonics Series (San Diego, 2003).
- [23] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, et G. I. Stegeman, “Soliton switching in fiber nonlinear directional couplers,” *Optics Letters* **13**(8), 672 (1988).
- [24] Y. S. Kivshar, “Switching dynamics of solitons in fiber directional couplers,” *Optics Letters* **18**(1), 7 (1993).
- [25] N. N. Akhmediev et A. Ankiewicz, “Novel Soliton States and Bifurcation Phenomena in Nonlinear Fiber Couplers,” *Physical Review Letters* **70**(16), 2395–2398 (1993).
- [26] C. Cambournac, T. Sylvestre, H. Maillotte, B. Vanderlinden, P. Kockaert, P. Emplit, et M. Haelterman, “Symmetry-Breaking Instability of Multimode Vector Solitons,” *Physical Review Letters* **89**(8) (2002).
- [27] M. Delqué, M. Chauvet, H. Maillotte, et T. Sylvestre, “Numerical and experimental investigations of vector soliton bound-states in a Kerr planar waveguide,” *Optics Communications* **249**, 285–291 (2005).
-

Chapitre 4

Collisions entre solitons scalaires et vectoriels

Dans les chapitres précédents, nous avons pu constater la richesse des dynamiques spatiales et de polarisation des solitons vectoriels en milieu de Kerr isotrope. Cette richesse prend son origine dans les interactions qui ont lieu entre les composantes du champ. Comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe 1.4, des interactions comparables peuvent avoir lieu, dans ce milieu, entre des composantes de deux champs différents, de fréquences différentes. Dans ce chapitre nous allons rendre compte de phénomènes reposant sur ces interactions qui nous ont paru intéressants.

Nous rapporterons d'abord les résultats obtenus en essayant de déclencher ou contrôler la brisure de symétrie d'un soliton dipolaire en le faisant entrer en collision avec un soliton scalaire infrarouge. Nous verrons que, tout comme dans le cas décrit au paragraphe 3.4.1, le montage permet de changer la statistique de brisure mais pas de contrôler la brisure. Nous décrirons ensuite une expérience où, grâce à une collision avec le même soliton scalaire infrarouge, nous parvenons à modifier la polarisation d'un soliton de polarisation circulaire.

4.1 Introduction

La mise en application des interactions entre champs de fréquences différentes a eu lieu en 1991 [1] en observant pour la première fois qu'un soliton infrarouge pouvait guider un faisceau vert de faible intensité. Le comportement fut rapidement décrit et mis en équation [2] pour conduire au système introduit en 1.62 :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i}{2k_0^E} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - i c_{NL}^E \left[\left(\underbrace{|E_x|^2}_{SPM} + \underbrace{(1-B)|E_y|^2}_{XPM} \right) E_x + \underbrace{B E_y^2 E_x^*}_{FWM} \right] \\
- i c_{NL}^E \left(\underbrace{2|F_x|^2}_{XPM_{m\parallel}} - \underbrace{|F_y|^2}_{XPM_{m\perp}} \right) E_x = 0
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Avec $c_{NL}^E = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0^E}{(n_0^E)^2 \omega_0}$ le coefficient non linéaire caractéristique du champ E . Il existe des équations semblables pour E_y et F_x, F_y où apparaîtra $c_{NL}^F = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} k_0^F}{(n_0^F)^2 \omega_0}$. Tout comme nous l'avons expliqué au paragraphe 1.4, nous ne prenons pas en compte les termes de couplage cohérents entre les champs de fréquence différentes de type $F_x^2 E_x^*$. Ainsi il n'y aura pas d'échange d'énergie entre ces champs, uniquement des modulations de phase croisées. Les collisions entre ces composantes seront donc élastiques. Nous verrons dans nos expériences que cette affirmation était justifiée.

Les termes SPM , XPM et FWM sont bien entendu identiques à ceux du système de NLSC avec un seul champ vectoriel. Quant aux termes $XPM_{m\parallel}$ et $XPM_{m\perp}$, ils agissent exactement comme le terme de XPM , c'est à dire qu'ils induisent un changement d'indice, mais avec des facteurs différents. On remarque ainsi que le terme $XPM_{m\perp}$ induit un effet Kerr de signe opposé. Cette propriété de créer une structure *antiquidante* a été confirmée en Ref. [2].

4.2 Collision : soliton infrarouge et soliton dipolaire

Notre première application des couplages multicolores consistera en l'étude d'une collision entre un soliton multimode vectoriel à deux lobes vert (équilibre instable) et d'un soliton scalaire infrarouge (stable). Nous sommes parvenus, au chapitre précédent, à influencer la dynamique de brisure du soliton dipolaire grâce à une perturbation aléatoire de même longueur d'onde ou par un déséquilibre initial (*cf.* 3.4.1). Nous étudierons, dans cette partie, une nouvelle méthode pour déclencher la brisure de symétrie du soliton dipolaire : le faire entrer en collision avec un soliton scalaire infrarouge.

4.2.1 Simulations Numériques

La modélisation numérique d'une interaction multicolore est strictement identique aux simulations précédentes si ce n'est qu'il y a désormais quatre équations à propager (les EQ. (4.1)). Une telle simulation de collision est illustrée en FIG. (4.1).

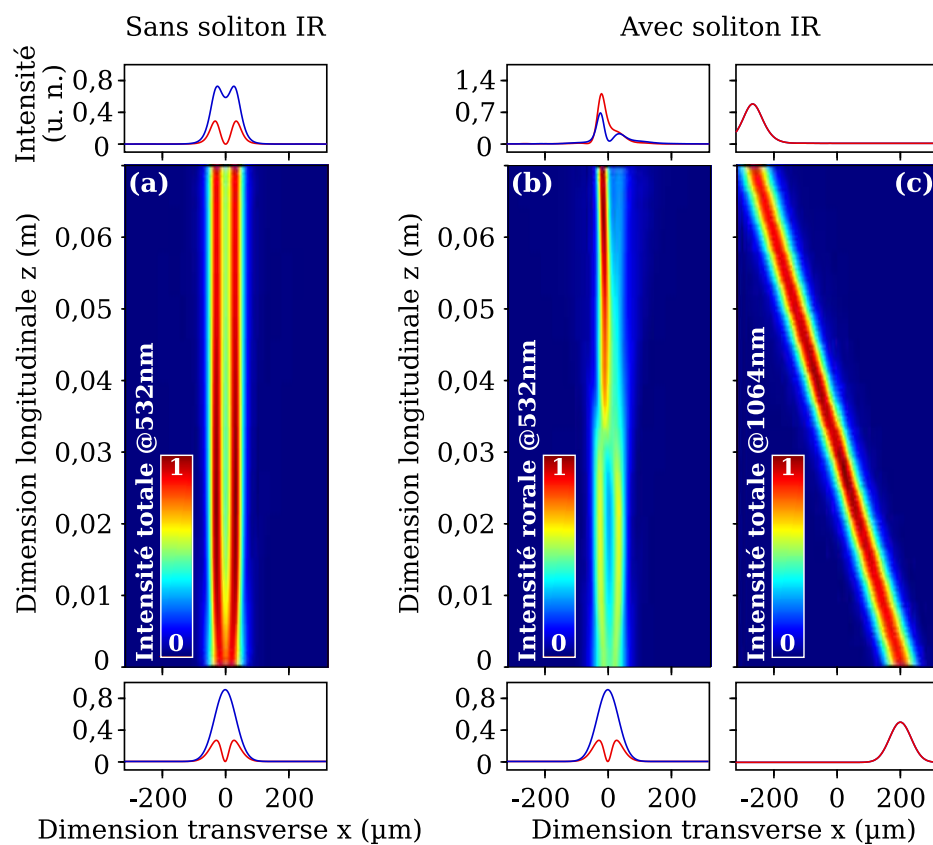


FIG. 4.1 – (a) Simulation de la mise en forme et de la propagation d’un soliton dipolaire. (b) Même propagation perturbée par une collision avec le soliton infrarouge de polarisation TE décrit en (c).

La FIG. (4.1)(a) montre la propagation non perturbée d'un soliton dipolaire qui se met en forme et se maintient sur 7cm. La configuration est parfaitement symétrique et non bruitée. Sur cette figure sont également représentés les profils d'intensité des composantes U et V en entrée et sortie de simulation.

En FIG. (4.1)(b) la propagation du même SMV a été perturbée par le soliton infrarouge de polarisation TE décrit en FIG. (4.1)(c). On remarque la trajectoire oblique de ce soliton qui l'amène à rencontrer le SMV. On voit également qu'il semble sortir imperturbé de la collision (en intensité comme en polarisation). En revanche, ce n'est pas du tout le cas du SMV. Alors qu'il se maintient en l'absence du soliton infrarouge, la présence de celui-ci détruit le SMV, induit sa brisure, et un SEF survit à la collision.

Cette brisure induite est la conséquence des termes XPM_m entre vert et infrarouge. Le soliton infrarouge, plus stable que le SMV et surtout plus puissant (la puissance crête du vert est de 3,3kW et celle de l'infrarouge de 6,7kW) n'est que très peu perturbé par la collision. Le SMV, lui, subit une perturbation forte et brise.

Finalement on peut considérer de façon encore plus simple le phénomène observé. Le soliton infrarouge crée sur son passage un profil d'indice qui, par XPM_m , est également vu par le SMV. Ce guide rend anisotrope le milieu de propagation du SMV, dont l'existence repose sur l'absence de biréfringence. Le SMV n'est donc plus une solution invariante du système dès lors que son enveloppe recouvre celle du soliton infrarouge. Une fois la collision passée, le faisceau résultant converge vers la solution stable en milieu à nouveau isotrope : un SEF. Cette interprétation est confirmée par l'étude des profils des composantes U et V . En effet on remarque que dans cette simulation de brisure, la répartition d'énergie entre ces deux composantes en sortie n'a plus rien à voir avec celle d'entrée. Lors de nos précédentes expériences ou simulations, le fait qu'une brisure ait lieu ou non laissait toujours le même rapport d'énergie entre U et V . En effet, comme nous l'avons déjà dit plusieurs fois, le couple de NLS en milieu isotrope interdit des échanges d'énergie entre ces composantes. Désormais, dans la configuration multicolore, il y a quatre équations, et les échanges entre U et V sont permis. C'est donc une perturbation très brutale que l'on applique au SMV.

Nous avons voulu simuler dans quelle mesure la collision avec le soliton infrarouge change le comportement instable du SMV. La FIG. (4.2) illustre les dynamiques simulées d'un SMV qui se propage seul. Nous représentons comme dans le chapitre précédent les positions des barycentres et des maxima de U et de V tir à tir après propagation sur 7cm à partir d'enveloppes légèrement bruitées en amplitude (8%). On observe le comportement déjà décrit expérimentalement en FIG. (3.24) :

- Position relativement stable des barycentres,
- Position aléatoire des maxima autour de deux valeurs symétriques, rendant compte de la brisure de symétrie.

Nous avons ensuite réalisé la même simulation mais en ajoutant la propagation du soliton infrarouge TE dont le chemin croise celui du SMV comme en FIG. (4.1). Les résultats sont représentés en FIG. (4.3). Désormais les comportements sont tout autres.

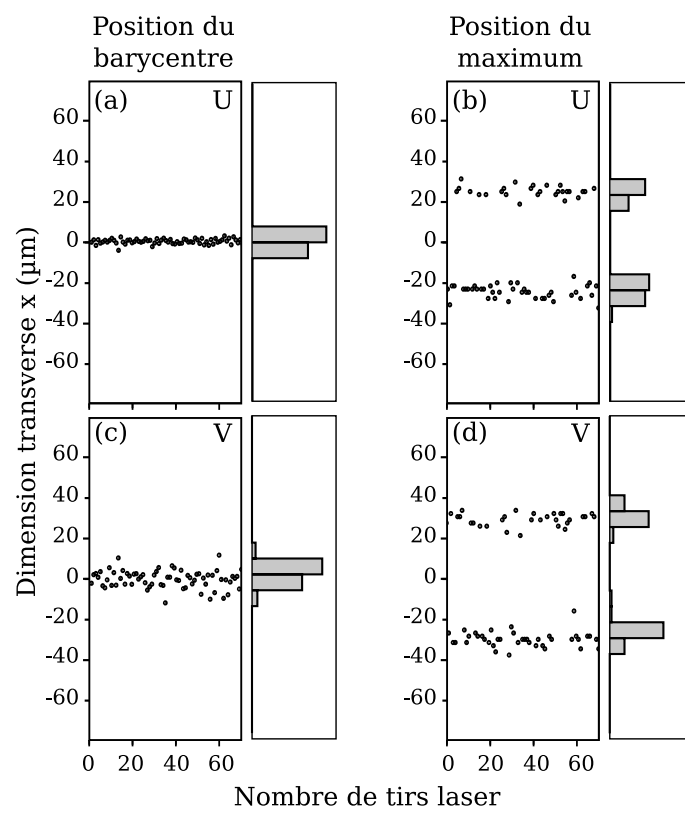


FIG. 4.2 – Position, en régime non linéaire, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

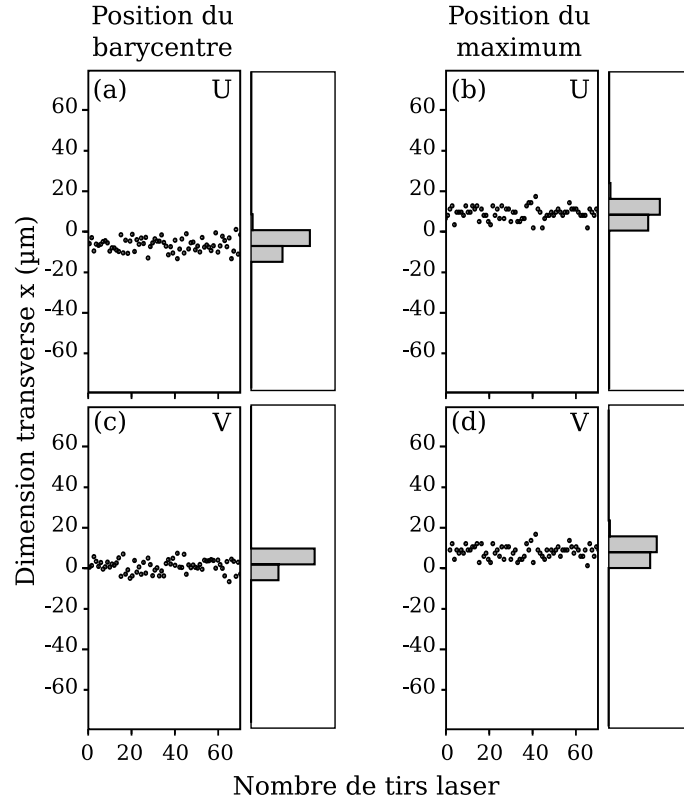


FIG. 4.3 – Position, en régime non linéaire après collision avec un soliton infrarouge, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

On remarque tout d'abord que, si les barycentres restent stables en position, ils se sont légèrement déplacés et ne sont plus centrés autour de $x = 0$. Si l'on considère l'action du soliton infrarouge comme celle d'une zone oblique de changement d'indice, ce déplacement des barycentres se comprend aisément comme un effet de lame à faces parallèles qui *translate* les faisceaux. Les positions des maxima ne sont plus non plus centrées autour de $x = 0$ pour les mêmes raisons. De plus, leur comportement est totalement différent de celui de la FIG. (4.2) en l'absence de soliton infrarouge. En effet il n'y a plus d'indétermination en ce qui concerne ces positions. La collision avec le soliton infrarouge, ou de façon équivalente la rencontre avec le guide oblique qu'il induit, a totalement détruit le SMV. Le bruit présent en entrée n'est pas suffisant pour mener à des figures de sortie aléatoires. C'est le soliton infrarouge qui décide de la dynamique de brisure.

Par contre on remarque que les positions des maxima ne recouvrent pas nécessairement celles des barycentres illustrant en cela que les profils du champ vert résultant de la collision sont encore chahutés et certainement multiples. Cependant nous savons qu'ils convergeront de toute façon vers un SEF. Notre méthode semble donc gommer le caractère aléatoire du SMV et passer outre son instabilité. Il est par contre bien évident que cela ne peut avoir lieu que si la collision arrive avant la brisure, afin que ce soit la collision qui provoque la destruction de l'état lié. Nous allons tenter de réaliser expérimentalement cette configuration.

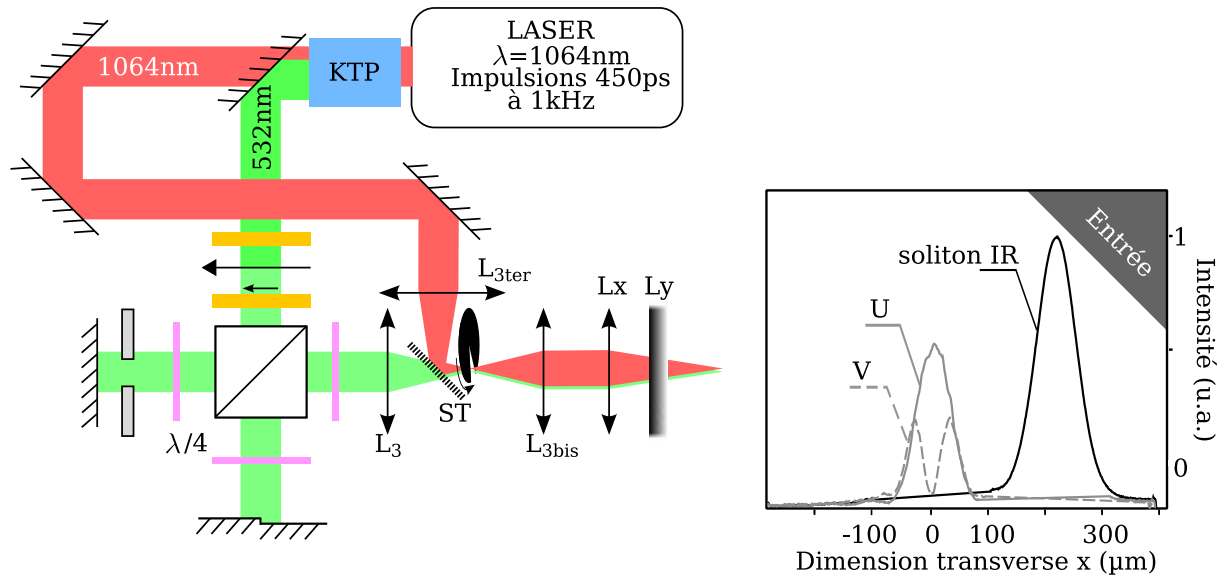


FIG. 4.4 – Montage expérimental pour l’observation de la collision entre un SMV vert et un soliton infrarouge de polarisation rectiligne.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Le montage utilisé pour réaliser la collision entre un SMV et un soliton infrarouge est représenté en FIG. (4.4). Il est semblable au montage de la FIG. (3.25) à la différence que la sonde verte est remplacée par le soliton infrarouge. La grande différence en fréquence des deux solitons amène évidemment des problèmes d’injection. En fait nous avons privilégié une injection très propre du SMV vert. Le faisceau infrarouge, de profil simplement gaussien et de polarisation TE est injecté avec moins d’efficacité. En effet la taille en y du faisceau infrarouge au point de focalisation en entrée de guide est supérieure à celle du vert puisque la longueur d’onde est plus grande. L’infrarouge est moins bien couplé dans le guide mais notre marge de puissance était suffisante pour générer le soliton et l’énergie toujours couplée dans le mode fondamental. En ce qui concerne la propagation dans la guide, il est bien évident que les modes à 532 et 1064nm sont différents. Nous n’avons pas, pour l’instant, pris en compte ce paramètre et avons considéré que les deux modes se superposaient suffisamment.

L’autre différence est que SMV et faisceau perturbateur ne doivent pas être injectés superposés ni de façon colinéaire. En effet, leurs trajectoires doivent être différentes et se croiser. On réalise aisément cela en déplaçant et/ou en orientant la lame semi-transparente ST de façon appropriée. Nous avons également représenté dans cette figure les profils obtenus en entrée de guide. On remarque les composantes U et V du SMV vert et à côté l’enveloppe du faisceau infrarouge.

En FIG. (4.5)(a) sont représentés les résultats expérimentaux de la propagation indépendante des deux solitons. **Ces profils sont obtenus lorsqu’ils se propagent non**

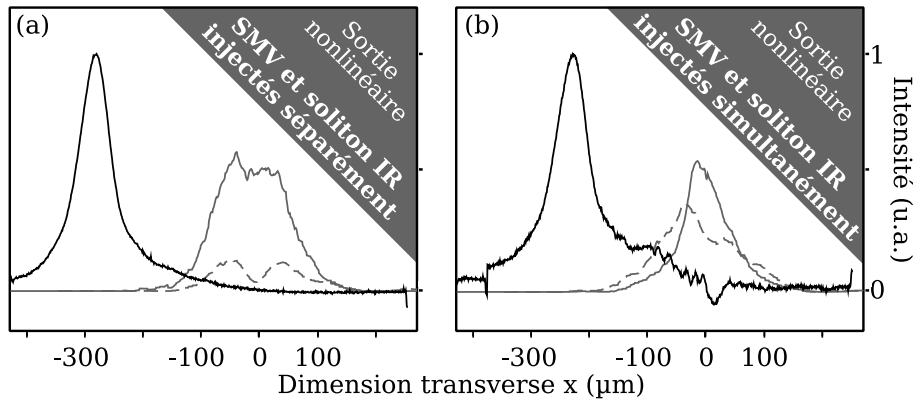


FIG. 4.5 – Profils de sortie de guide en régime non linéaire du soliton infrarouge (noir) et des composantes du SMV U et V (gris continu et pointillés). (a) Quand SMV et soliton infrarouge sont injectés séparément et (b) simultanément.

simultanément, donc sans interagir. Les mesures ont été réalisées sans chopper mécanique, ce sont des moyennes sur plusieurs dizaines de tirs laser. Elles ont une signification statistique qui nous est utile pour évaluer l'influence du soliton infrarouge. On remarque que le soliton infrarouge est désormais de l'autre côté du SMV, démontrant sa trajectoire oblique. On observe également la remise en forme sécante hyperbolique, caractéristique d'une propagation soliton.

Concernant les profils des composantes U et V du SMV, il ne faut pas oublier leur valeur statistique : ce profil est la moyenne de brisures à gauche, à droite, ainsi que de propagations état-lié. Ce profil moyen est ultra-stable dans le temps. L'information fondamentale à en tirer est sa symétrie. Les lobes de gauche et droite de U et V étant approximativement égaux, on peut en déduire que nous sommes dans une situation de répartition symétrique des événements de sortie.

En FIG. (4.5)(b) nous montrons la même mesure, toujours sans chopper, mais cette fois-ci réalisée en injectant simultanément les deux solitons : ils doivent entrer en collision dans le guide. On observe que le soliton infrarouge sort non perturbé de la collision, comme attendu. En ce qui concerne le champ du SMV, c'est tout le contraire. Les profils n'ont plus rien à voir ni avec les profils d'entrée (FIG. (4.4)), ni avec ceux de sortie en l'absence de soliton infrarouge (FIG. (4.5)(a)). Non seulement leurs formes sont différentes, mais la répartition d'énergie entre U et V est totalement différente, comme nous l'avons observé dans la simulation de la FIG. (4.1). Ces profils perturbés sont également stables dans le temps : il semble que nous soyons parvenus à changer statistiquement la dynamique de brisure du SMV.

Afin de connaître dans quelle mesure la statistique a été modifiée, il nous faut faire des mesures tir à tir reproduisant les simulations des FIG. (4.2) et FIG. (4.3). Nous avons remis en place le chopper et réalisé d'abord l'expérience en l'absence du faisceau infrarouge. Les résultats sont illustrés en FIG. (4.6) (ce sont nos mesures du chapitre

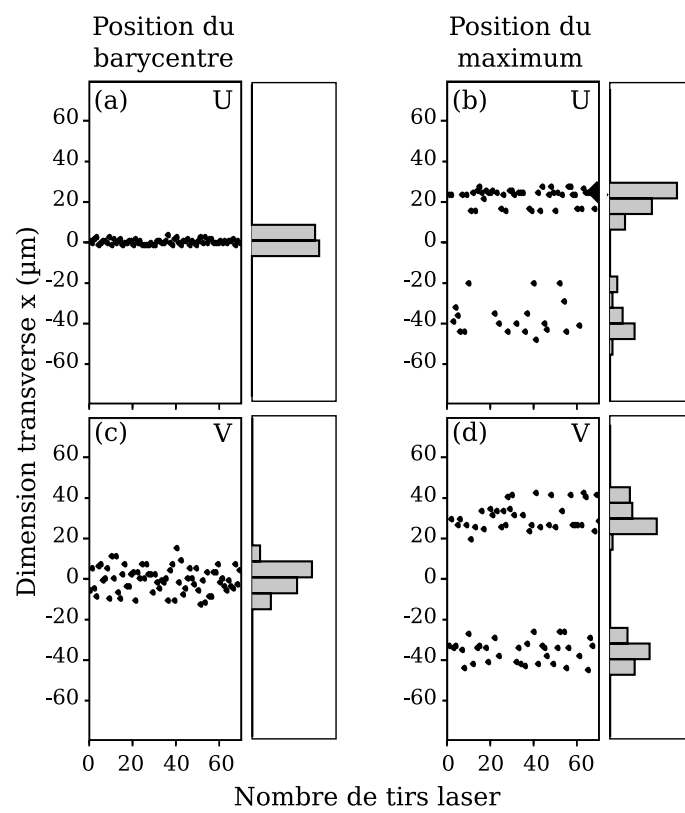


FIG. 4.6 – Position, en régime non linéaire, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

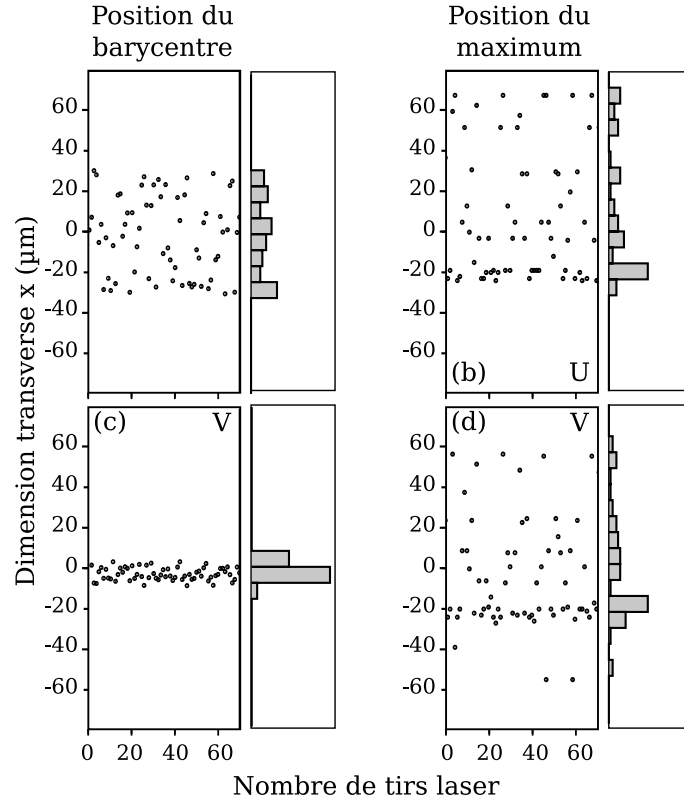


FIG. 4.7 – Position, en régime non linéaire, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

précédent de la FIG. (3.24)). La comparaison avec les simulations de la FIG. (4.2) donne un bon accord, démontrant des conditions expérimentales bien modélisées numériquement. Les barycentres de U et de V sont stables et les positions des maxima sont préférentiellement situées autour de deux valeurs moyennes, comme prévu.

La même expérience, réalisée avec le soliton infrarouge, donne les résultats de la FIG. (4.7). On remarque tout de suite que la présence du soliton infrarouge a grandement modifié la statistique des brisures. Les positions des barycentres restent classiquement réparties, même si celui de U semble être dispersé. Les positions des maxima, eux, illustrent le changement de comportement. Les deux lobes ne sont plus présents et la répartition est large, même si un pic semble apparaître vers $-20\mu\text{m}$. Ce pic correspond, en FIG. (4.5), au décalage vers les $x < 0$ que semblent subir les profils moyennés de U et V . On peut voir ici l'effet *lame d'onde* du soliton IR. Cependant la situation est toute autre que lors de nos simulations de la FIG. (4.3), où on était parvenu à rendre la sortie parfaitement déterminée. Dans nos expériences, nous avons changé le comportement mais il est toujours aléatoire.

L'augmentation du bruit dans les simulations ne permet pas de rendre compte d'un comportement semblable à celui observé expérimentalement. Les simulations ont donc été refaites en prenant en compte un paramètre pour l'instant négligé : la différence de

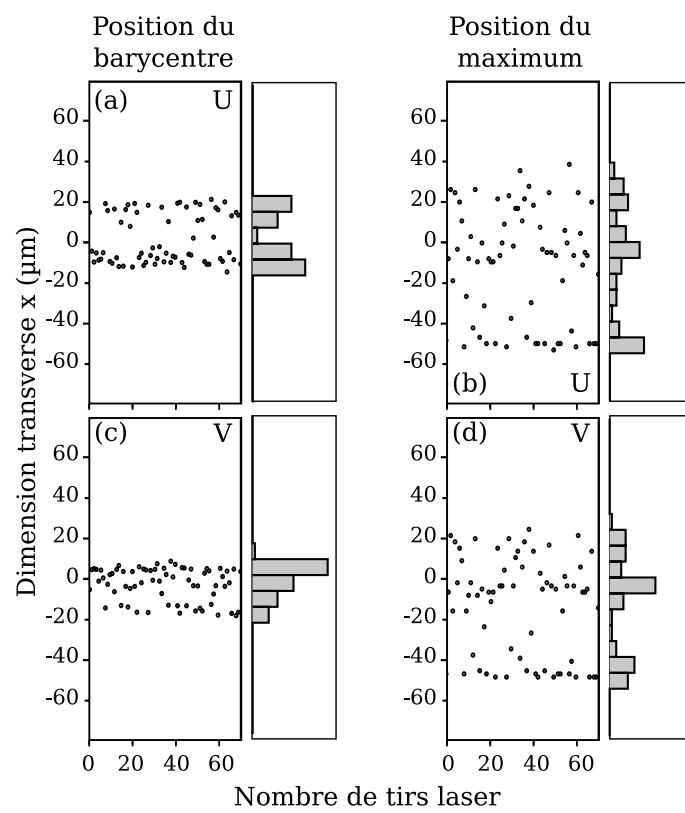


FIG. 4.8 – Position, en régime non linéaire, du barycentre de U (a) et de son maximum (b). *Idem* pour V en (c) et (d).

phase aléatoire entre U et V . Tout comme ce paramètre avait une influence lorsque nous cherchions à déstabiliser le SMV avec une petite perturbation au paragraphe 3.4.1, il peut également jouer un rôle lors de l'interaction avec le soliton infrarouge. Les résultats de cette simulation sont représentés en FIG. (4.8). En comparant cette figure avec la FIG. (4.3) où la phase entre U et V était fixe, on comprend immédiatement à quel point ce paramètre est déterminant. En effet, la FIG. (4.8) montre qu'avec une relation de phase initiale aléatoire entre U et V , la présence du soliton infrarouge ne rend plus la sortie du système totalement déterminée. Les barycentres de U et V sont moins stables, et les positions des maxima sont très largement réparties. Le décalage vers les $x < 0$ est également visible, même si la répartition obtenue n'est pas quantitativement comparable à celle observée expérimentalement.

Tout cela se comprend aisément quand on considère la collision comme un passage du SMV à travers le guide induit par le soliton infrarouge. Ce guide, à cause des coefficients de XPM_m très différents (facteurs 2 et -1), est fortement biréfringent. La dynamique résultant de la collision dépendra alors évidemment de la polarisation du SMV. Or, comme nous l'avons déjà dit, si la différence de phase entre U et V n'a pas d'influence sur la formation du SMV, elle décide par contre de l'étape dans laquelle est sa polarisation dans son cycle de rotation. Un déphasage différent à l'injection signifie une orientation différente de la polarisation SMV lors de la collision, et donc une dynamique résultante différente. Ainsi, tir à tir, les figures de sortie sont aléatoires.

Nous avons finalement pu observer expérimentalement que la collision avec un soliton infrarouge changeait fortement les dynamiques de brisure. Mais le montage ne permettant pas un contrôle total de la polarisation injectée, la collision ne débouche pas sur une sortie parfaitement déterminée. Encore une fois, comme dans le cas de la sonde de faible intensité, nous sommes parvenus à modifier la statistique de brisure mais pas à en choisir la direction.

4.3 Collision entre un soliton de polarisation circulaire et un soliton scalaire

Comme nous venons de le voir, la collision entre un soliton infrarouge et un soliton vectoriel vert provoque une brusque modification de sa polarisation. En effet cette collision agit comme le passage du soliton vert à travers une zone non isotrope.

Nous avons alors envisagé de mettre en pratique ce phénomène non plus sur un SMV pour le détruire mais sur un soliton de polarisation circulaire. Nous observerons ainsi s'il est possible d'en modifier la polarisation sans pour autant le détruire. Peut-il, après cette forte perturbation, continuer sa propagation soliton? Nous savons, depuis l'expérience réalisée entre deux solitons de même fréquence par Shalaby et Barthelemy [3], que ces configurations peuvent donner des dynamiques intéressantes et surtout très flexibles grâce

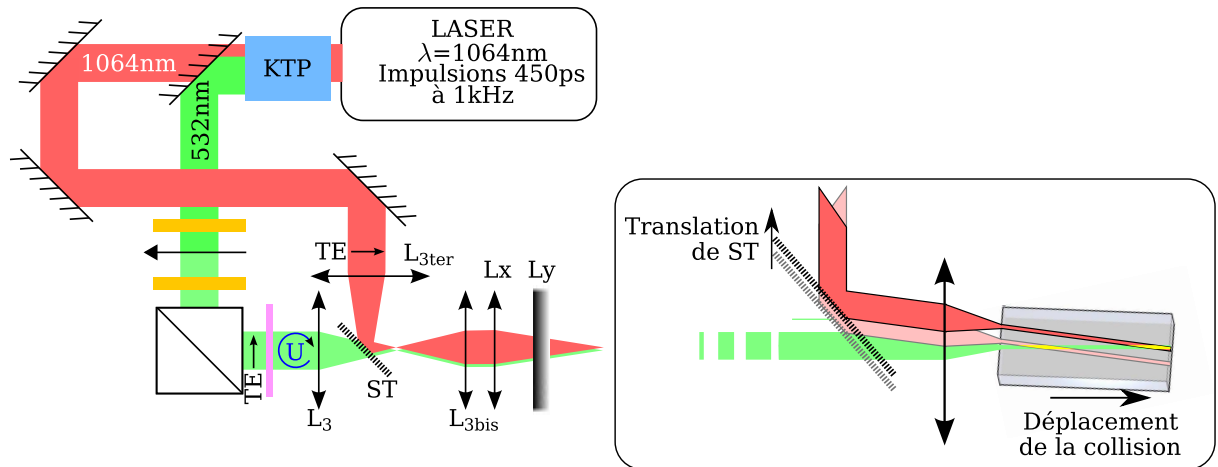


FIG. 4.9 – Montage expérimental pour l’observation de la collision entre un soliton vert de polarisation circulaire et un soliton infrarouge de polarisation rectiligne.

au grand nombre de paramètres de contrôle. L’idée de tirer parti de telles configurations multicolores est apparue dans les travaux de Tran *et al.* [4], prenant en compte des solitons scalaires.

Dans le domaine temporel, de récents travaux ont démontré un attracteur de polarisation [5–7]. C’est à dire un mécanisme où un signal de polarisation quelconque voit sa polarisation converger vers celle d’une pompe (de même fréquence) injectée de façon contra-propagative, le tout dans une fibre optique isotrope. Cette configuration est bien entendue très différente de la nôtre. Par exemple, la longueur d’interaction est de l’ordre du mètre alors que dans notre cas elle est limitée au lieu de la collision. D’autre part les couplages cohérents entre les champs contra-propagatifs ont lieu [8] alors qu’ils sont négligés entre nos composantes de fréquences différentes. Cependant la comparaison est intéressante et l’idée de parvenir à un équivalent spatial de ce système l’est tout autant.

Le montage utilisé est décrit en FIG. (4.9). Il est très proche du montage précédent à la différence que les bras du montage type Michelson sont maintenant inutiles puisqu’une seule composante verte est injectée. Sont injectés dans le guide un simple faisceau vert unilobe U de polarisation circulaire et un faisceau infrarouge de polarisation TE. Afin de provoquer la collision, nous les injectons, comme dans l’expérience précédente, avec des directions légèrement différentes. Nous étudierons, de plus, l’influence de la distance à laquelle la collision a lieu. Ceci sera facilement réalisé en translatant la lame semi-transparente ST comme cela est expliqué dans l’encart de la FIG. (4.9).

Notre étude consistera à observer la figure de sortie en fonction de la position d’arrivée du soliton IR, donc du lieu de la collision. Un exemple type des profils observés est représenté en FIG. (4.10).

La FIG. (4.10)(a) montre les profils injectés dans le guide. On note la présence de la composante circulaire U en $x = 0$ et celle du faisceau infrarouge vers $x = 200\mu\text{m}$. La

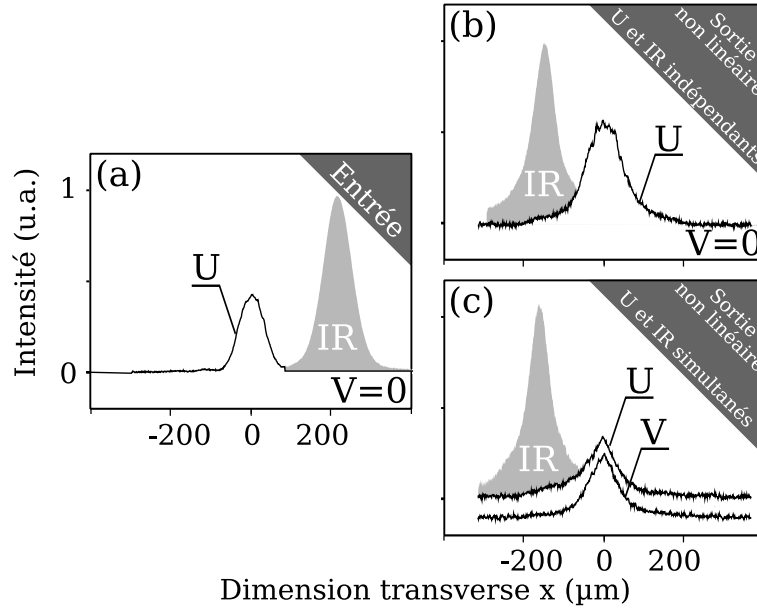


FIG. 4.10 – Profils expérimentaux d’intensité issus du montage de la FIG. (4.9). (a) Profils d’entrée du soliton vert U et infrarouge. (b) Profils de sortie observés lorsque les deux faisceaux sont injectés séparément. (c) Profils observés lorsqu’il y a collision.

composante V verte est nulle.

La FIG. (4.10)(b) montre ce qui est observé en sortie de guide, après 7cm de propagation, lorsque les deux faisceaux sont injectés séparément, donc sans collision. On observe le maintien du faisceau vert en polarisation circulaire, du fait de l’isotropie du milieu. Sa largeur à mi-hauteur était, en entrée, de $75\mu\text{m}$ et elle est désormais de $100\mu\text{m}$. Nous ne sommes pas en propagation strictement soliton. Nous ne sommes pas non plus en propagation purement linéaire car elle impliquerait une largeur d’environ $150\mu\text{m}$. Nous nous situons dans une zone intermédiaire, tout de même non linéaire. Le faisceau infrarouge, lui, est parfaitement soliton. Sa largeur en entrée était de $80\mu\text{m}$. Elle est, en sortie, de $75\mu\text{m}$. Sa remise en forme sécante hyperbolique est claire. Il s’est déplacé d’environ $350\mu\text{m}$ vers les $x < 0$ sur les 7cm de propagation. Ainsi il a débuté à *droite* du faisceau vert et termine à *sa gauche*. Les trajectoires des deux faisceaux se croisent donc effectivement.

En FIG. (4.10)(c) sont représentés les profils observés quand les deux faisceaux sont injectés simultanément. Le soliton infrarouge reste inchangé et sa polarisation également. Ce n’est pas du tout le cas du faisceau vert. En effet la collision a provoqué une profonde modification de sa polarisation. Désormais la composante circulaire V (dont le profil a été décalé vers le bas sur la figure pour mieux la distinguer) a une intensité comparable à celle de U . De plus le faisceau total a maintenant une largeur d’environ $75\mu\text{m}$. Ceci s’explique par le fait que la polarisation n’est plus parfaitement circulaire. En effet comme nous l’avons vu au 1.3.1, la puissance nécessaire pour former un soliton de polarisation circulaire est 4 fois supérieure à celle d’un soliton de polarisation rectiligne. Le faisceau vert, qui a conservé la même puissance totale, a acqui une polarisation elliptique très éloignée de sa

polarisation circulaire originelle. Il subit donc une autofocalisation plus efficace.

Concernant l'action de la collision sur le soliton vert circulaire, ces résultats montrent que :

- Le soliton infrarouge n'est pas sensiblement perturbé par la collision.
- On ne remarque pas de déviation du soliton vert.
- La polarisation du soliton vert est fortement modifiée, le faisant passer de circulaire à très elliptique. Les intensités de U et V étant très proches, sa polarisation est très proche d'une polarisation rectiligne.
- Le changement de polarisation permet une remise en forme du profil qui peut aboutir à la création d'un soliton de taille identique au faisceau d'entrée à partir d'une propagation qui, auparavant, tendait à s'élargir.
- Comme nous l'avions supposé en négligeant les couplages cohérents entre champs de fréquences différentes, on observe pas d'échange d'énergie entre ces champs.

Une fois ces premières observations faites, nous allons réaliser l'expérience consistant à déplacer le lieu de la collision dans le guide. Nous rappelons que ce déplacement est facilement réalisable par le biais de la translation de la lame semi-transparente ST qui permet le couplage des deux faisceaux (*cf.* FIG. (4.9)). Nous allons ainsi déplacer la collision et observer les profils en sortie de guide. La position finale du soliton infrarouge nous indique sa position initiale puisque nous savons qu'il se décale d'environ $350\mu\text{m}$ par rapport à l'origine.

Afin de bien comprendre ce qui se passe nous allons d'abord décrire la simulation équivalente en FIG. (4.11)

Nous y avons représenté les profils de sortie de U en (a) et V en (b) codés en fausses couleurs. Ces profils transverses de sortie sont mesurés pour différentes positions finales du soliton infrarouge, correspondant à l'axe des ordonnées sur le graphe. On identifie clairement le soliton infrarouge dont la position finale varie entre $-400\mu\text{m}$ et $+200\mu\text{m}$ et les composantes vertes U et V en $x = 0$.

Lorsque le soliton infrarouge a sa position finale en $x > 0$, cela signifie qu'il est parti à droite du faisceau vert et qu'il est arrivé également à droite. Il n'y a pas eu de collision, les deux faisceaux ne se sont pas croisés et arrivent comme en FIG. (4.10)(b) : le faisceau vert conserve sa polarisation purement circulaire U et adopte une largeur d'environ $100\mu\text{m}$.

Quand la position finale du soliton infrarouge est proche de $x = 0$, les deux faisceaux sont entrés en collision près de la face de sortie du guide. Les interactions non linéaires multicolores commencent à avoir lieu. Ensuite, quand le soliton infrarouge arrive avec une position entre $x = -400\mu\text{m}$ et $x = 0$, cela indique que la collision a eu lieu au cours de la propagation dans le guide.

Pour des valeurs inférieures ($x < -400\mu\text{m}$), nous sommes dans la configuration où le

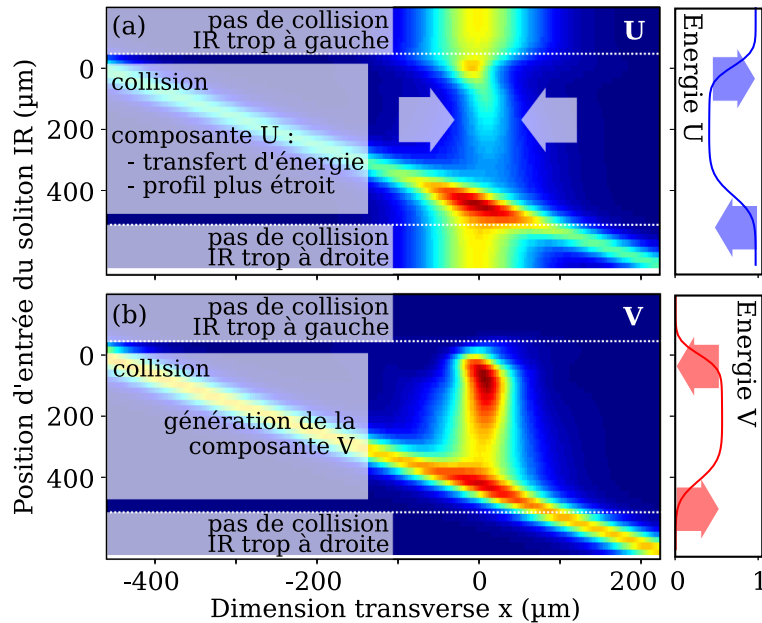


FIG. 4.11 – Profils simulés des intensités transverses de U en (a) et V en (b) en fonction de la position finale du soliton infrarouge (en ordonnée).

soliton est parti à gauche du faisceau vert et est arrivé à gauche également, donc sans collision.

La zone intéressante est celle où la collision a eu lieu à l'intérieur du guide. Dans ces conditions les profils de sortie sont semblables à ceux de la FIG. (4.10)(c). Nous y observons plusieurs choses :

- Le soliton infrarouge n'est pas perturbé, comme prévu.
- La largeur du faisceau vert diminue : sa polarisation n'est plus purement circulaire donc l'autofocalisation est plus efficace.
- L'échange d'énergie (ou modification de la polarisation) décrit un plateau.

Ce dernier point démontre que le résultat de la collision, en terme de polarisation, ne dépend pas de l'endroit où elle a eu lieu. Une collision au début où à la fin du guide impliquera une répartition d'énergie entre U et V identique. Ceci s'explique par deux éléments fondamentaux :

- La collision agit comme le passage du faisceau vert par une zone biréfringente. La polarisation du champ vert n'évoluant pas dans le guide (puisque'il est isotrope), elle est donc identique au moment de la collision, que cette collision ait lieu au début ou à la fin du guide. Quant à la zone de biréfringence, elle est également toujours la même tout au long du guide puisque le faisceau infrarouge est soliton. Cette zone modifie donc la polarisation du faisceau vert toujours de la même façon, quelque soit sa position.
- Une fois que le transfert d'énergie a eu lieu, le milieu redevient isotrope. Or dans cette configuration, nous savons que quelque soit le régime de propagation (linéaire ou non linéaire), les échanges d'énergie entre U et V sont interdits. Ainsi la répartition

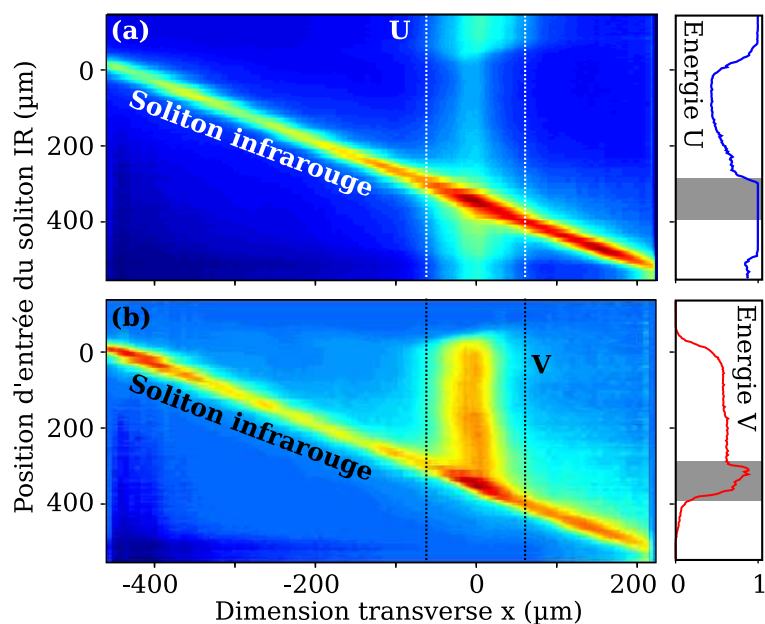


FIG. 4.12 – Profils expérimentaux des intensités transverses de U en (a) et V en (b) en fonction de la position finale du soliton infrarouge (en ordonnée).

entre U et V est conservée. Sa valeur en sortie ne dépend pas du lieu de la collision. Elle est par contre une trace indiquant que la collision a eu lieu et elle apporte des informations sur le soliton infrarouge puisqu'elle dépend de la biréfringence qu'il a induit.

Les résultats expérimentaux sont illustrés en FIG. (4.12). On y constate une dynamique tout à fait similaire à celle obtenue numériquement. On y remarque que le transfert d'énergie entre les composantes vertes décrit bien un plateau (en dehors des zones grisées très bruitées où la mesure est délicate) et qu'il est visible, comme prévu, seulement lorsque les deux faisceaux se sont croisés dans le guide. On mesure également une autofocalisation plus efficace dans cette zone. On remarque tout de même des différences sensibles en ce qui concerne le profil des composantes vertes. Expérimentalement ce profil semble constant sur la zone de collision des 2 solitons. Ce n'est pas le cas numériquement. On peut penser que ces différences viennent du fait que dans les simulations, l'autofocalisation n'a pas de limite alors qu'expérimentalement, l'effet Raman peut la saturer en transférant une partie de l'énergie sur de nouvelles composantes spectrales. Des études plus poussées sont nécessaires.

On voit également que le soliton infrarouge n'est pas sensiblement modifié par la collision. La répartition d'énergie entre les composantes de ce soliton doit être observée avec précaution. En effet cette décomposition est faite par l'analyseur de polarisation du faisceau vert. C'est donc la combinaison d'une lame quart d'onde à 532nm et du biprisme de Wollaston, ce qui n'est pas du tout adapté à une mesure de polarisation à 1064nm ! Seule la position de ce soliton est une information réellement valable.

Cette étude préliminaire nous apporte beaucoup d'informations sur les phénomènes entrant en jeu dans ce genre de collision entre solitons. Notre configuration, où l'un des deux solitons semble imperturbable et pilote la polarisation de l'autre, est intéressante. Cependant il ne fait aucun doute que nombre d'autres combinaisons sont possibles, leur comportement dépendant de l'énergie portée (voir Ref. [4]) par chacun des faisceaux ou de leur polarisation. Une étude de l'influence de l'angle sous lequel ils se rencontrent, semblable à celle menée par Kang dans la Ref. [9] donnerait aussi des informations supplémentaires. Il semble que beaucoup de points restent à étudier, comme le type de modification de polarisation qu'il est possible d'obtenir, mais également la capacité de l'un des deux faisceaux à guider tout ou partie de l'énergie de l'autre, ce que nous n'avons pas observé expérimentalement.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons cherché à profiter des interactions entre champs de fréquences différentes pour ajouter un moyen de contrôle sur les dynamiques des solitons vectoriels. Ces interactions supplémentaires sont totalement équivalentes à celles qui ont naturellement lieu entre les composantes du soliton vectoriel, en dehors de facteurs d'interaction différents.

Nous avons alors profité de notre bonne connaissance de la propagation de certains solitons vectoriels pour les confronter à une collision avec un soliton infrarouge de polarisation rectiligne. Nous avons considérées les interactions incohérentes et nos résultats expérimentaux l'ont confirmé car aucune collision inélastique n'a été observée.

Nous avons d'abord essayé de contrôler la brisure de symétrie d'un soliton dipolaire instable grâce à cette collision. Nous avons observé que, malgré la forte perturbation que nous apportions, la dynamique restait aléatoire car notre montage ne permettait pas un contrôle de la phase du soliton vectoriel. Un changement dans la statistique de brisure a tout de même été obtenu.

Enfin, lors d'une seconde expérience nous avons mesuré la capacité du soliton infrarouge de polarisation rectiligne à modifier la polarisation d'un soliton vert de polarisation circulaire initialement. Cette étude montre une bonne stabilité de ce type de montage pour contrôler la polarisation d'un faisceau et demande à être approfondie.

Bibliographie

- [1] R. De La Fuente, A. Barthelemy, et C. Froehly, “Spatial-soliton-induced guided waves in a homogeneous nonlinear Kerr medium,” *Optics Letters* **16**(11), 793–795 (1991).
 - [2] R. De La Fuente et A. Barthelemy, “Spatial Soliton-Induced Guiding by Cross-Phase Modulation,” *Journal of Quantum Electronics* **28**(2), 547 (1992).
 - [3] M. Shalaby et A. Barthelemy, “Experimental spatial soliton trapping and switching,” *Optics Letters* **16**(19), 1472 (1991).
 - [4] H. T. Tran, R. A. Sammut, et W. Samir, “Interaction of self-guided beams of different frequencies,” *Optics Letters* **19**(13), 945 (1994).
 - [5] S. Pitois et M. Haelterman, “Optical fiber polarization funnel,” in *Nonlinear Guided Waves and their Applications* (2001).
 - [6] S. Pitois, A. Sauter, et G. Millot, “Simultaneous achievement of polarization attraction and Raman amplification in isotropic optical fiber,” *Optics Letters* **26**(6), 599 (2004).
 - [7] A. Sauter, “Attraction de polarisation et instabilité modulationnelle incohérente dans les fibres optiques,” Thèse, Laboratoire de Physique de l’Université de Bourgogne (2006).
 - [8] S. Pitois, G. Millot, et S. Wabnitz, “Nonlinear polarization dynamics of counterpropagating waves in an isotropic optical fiber : theory and experiments,” *Journal of the Optical Society of America B* **18**(4), 432 (2001).
 - [9] J. U. Kang, G. I. Stegeman, et J. S. Aitchison, “Weak-beam trapping by bright spatial solitons in AlGaAs planar waveguides,” *Optics Letters* **20**(20), 2069 (1995).
-

Conclusion et perspectives

La prise en compte du caractère vectoriel de la polarisation de la lumière a permis la découverte de nouvelles solutions stationnaires des équations de propagation dans les matériaux à non-linéarité cubique où l'augmentation de l'indice de réfraction est proportionnel à l'intensité de la lumière. Ces solutions se présentent sous la forme d'états liés de polarisation, ouvrant ainsi la voie vers le concept de soliton vectoriel dont les composantes de polarisation sont mutuellement piégées et stabilisées par la non-linéarité du milieu. Le but de cette thèse a été de réaliser une étude détaillée et complète, tant sur le plan théorique que par le biais de validations expérimentales, portant sur cette famille originale de solitons vectoriels dans les milieux de Kerr isotropes en configuration 1+1D. Tout au long de cette étude, nous avons tenté de démontrer leur existence, d'étudier leur stabilité et leurs propriétés dynamiques de polarisation riches et variées, ainsi que des collisions éventuelles avec des solitons scalaires.

Une partie importante de ce travail a porté sur la caractérisation expérimentale complète du premier membre de cette famille de solitons vectoriels de polarisation : le soliton elliptique fondamental. Ce soliton vectoriel n'avait jamais été observé auparavant en raison de la biréfringence des milieux utilisés, par exemple la fibre optique. Nous sommes parvenus, grâce à l'utilisation d'un guide plan quasi isotrope, à faire la démonstration d'un soliton elliptique fondamental spatial. Nous avons en particulier montré que sa polarisation présente une courbure d'ellipticité le long de son profil transverse et une rotation de son axe au fil de sa propagation. Ces nouvelles mesures ont également montré que leur analyse ne pouvait se faire sans la prise en compte de la dimension temporelle finie des champs. En effet, la génération du soliton elliptique fondamental à partir d'une source impulsionnelle implique des déformations non négligeables sur les mesures de ses caractéristiques de polarisation et elles ont été clairement identifiées. Nous avons également profité des dynamiques de polarisation qui sont permises dans cette configuration en sortant du régime strictement soliton. Le balayage de la puissance et de la polarisation initiale du faisceau ont rendu possible une manipulation de l'état de polarisation final et ainsi démontré un fonctionnement en lame d'onde non linéaire qui reste encore à approfondir.

La seconde partie de ce travail a été consacrée aux membres d'ordre supérieur de cette même famille des solitons vectoriels de polarisation : les solitons multimodes vectoriels. Leur propagation a été caractérisée en terme de polarisation et de dynamique spatiale. La propagation de deux de ces solitons a été confirmée expérimentalement et nous avons ainsi

pu observer leur instabilité qui était prévue théoriquement. Les dynamiques de brisure de symétrie ont été démontrées et nous avons mis en place quelques dispositifs visant à les contrôler. Un changement de la statistique de brisure a été obtenu grâce à l'injection d'une faible sonde, puis finalement un contrôle total en utilisant des profils légèrement asymétriques. Ces résultats ouvrent de nouvelles voies vers l'application de ces structures guidantes à géométrie variable aux systèmes de commutation spatiale sans seuil de puissance ou de combinaison cohérente de faisceaux multimodes. Quant au régime aléatoire, il se montre tout à fait intéressant en matière de génération de nombres aléatoires. Au delà de ces applications potentielles, certains travaux fondamentaux sont nécessaires afin de parfaitement décrire les comportements observés, en particulier l'étude de la conservation de la quantité de mouvement lors des brisures de symétrie et son influence sur les angles d'éjection du soliton elliptique fondamental et de la radiation linéaire associée.

La troisième démonstration expérimentale présentée dans ce travail est celle de l'influence, sur les solitons vectoriels, de la collision avec un soliton scalaire. Nous avons montré que ce genre de collision changeait radicalement la statistique de brisure d'un soliton multimode vectoriel. Un contrôle de la brisure n'a pas été possible mais nous avons montré que la construction d'un montage qui définirait parfaitement la phase du soliton vectoriel permettrait ce contrôle. Nous avons également mené une autre étude concernant la collision de deux solitons : l'un de polarisation circulaire vert et l'autre scalaire infrarouge. Cette expérience préliminaire a permis une modification de la seule polarisation du soliton circulaire sans pour autant dévier les deux faisceaux. Ces premiers résultats présentent un intérêt tout particulier pour une éventuelle application au contrôle de polarisation de faisceaux.

Enfin les dynamiques vectorielles exposées dans ce travail ouvrent d'autres perspectives dans le domaine des interactions entre composantes fréquentielles. L'observation du soliton Raman exposée en annexe permet d'imaginer la formation d'un soliton reposant sur de multiples composantes et peut-être sur une lumière blanche. De plus l'application de nos techniques expérimentales à l'observation de la propagation et de l'instabilité des solitons multimodes vectoriels dans les milieux quadratiques serait un résultat tout à fait inédit.

Annexe A

Analogie mécanique et méthode des tirs

Dans cette annexe nous donnons les détails des calculs permettant de normaliser le système EQ. (1.50) et de le résoudre numériquement.

A.1 Établissement des équations du mouvement normalisées

Nous partons des équations du système EQ. (1.50). Par exemple :

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - ic_{NL} [(1 - B) |U|^2 + (1 + B) |V|^2] U = 0 \quad (\text{A.1})$$

On pose

$$\begin{cases} U = \sqrt{|U_0|^2} \tilde{u} \\ V = \sqrt{|U_0|^2} \tilde{v} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où $I_0 = n_0 \varepsilon_0 (|U_0|^2)/2$ et donc $|U_0| = \sqrt{2I_0/(n_0 c \varepsilon_0)}$

Ainsi

$$\begin{cases} U = \sqrt{\frac{2}{n_0 c \varepsilon_0}} I_0 \tilde{u} = a \sqrt{I_0} \tilde{u} \\ V = a \sqrt{I_0} \tilde{v} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

où $a = \sqrt{2/(n_0 c \varepsilon_0)}$

EQ. (A.1) devient :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} - iI_0 a^2 c_{NL} [(1-B) |\tilde{u}|^2 + (1+B) |\tilde{v}|^2] \tilde{u} = 0 \quad (\text{A.4})$$

On pose ensuite

$$\begin{cases} \tilde{u} = \frac{\hat{u}}{N} \\ \tilde{v} = \frac{\hat{v}}{N} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

où $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$ et $L_D = (k_0 \Delta x^2)/(4 \ln(2))$ est la longueur de diffraction (Δx est la FWHM en intensité du faisceau) et $L_{NL} = |c/(n_2 \omega_0 I_0)|$ est la longueur non linéaire.

EQ. (A.4) devient :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x^2} - i \frac{I_0 a^2 c_{NL}}{N^2} [(1-B) |\hat{u}|^2 + (1+B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \quad (\text{A.6})$$

ou encore :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x^2} - iI_0 a^2 c_{NL} \frac{L_{NL}}{L_D} [(1-B) |\hat{u}|^2 + (1+B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \quad (\text{A.7})$$

On définit :

$$\begin{cases} x' = \alpha x \\ z' = \sigma z \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

α et σ étant deux facteurs quelconques dont on peut fixer la valeur librement.

EQ. (A.7) devient :

$$\sigma \frac{\partial \hat{u}}{\partial z'} - \frac{i\alpha^2}{2k_0} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x'^2} - iI_0 a^2 c_{NL} \frac{L_{NL}}{L_D} [(1-B) |\hat{u}|^2 + (1+B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \quad (\text{A.9})$$

on choisi alors $\sigma = \alpha^2/k_0$ et EQ. (A.9) devient :

$$\sigma \frac{\partial \hat{u}}{\partial z'} - \frac{i\sigma}{2} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x'^2} - iI_0 a^2 c_{NL} \frac{L_{NL}}{L_D} [(1-B) |\hat{u}|^2 + (1+B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \quad (\text{A.10})$$

et puisque $I_0 c_{NL} a^2 = (I_0 n_2 \omega_0 / c) = 1/L_{NL}$, EQ. (A.10) devient :

$$\sigma \frac{\partial \hat{u}}{\partial z'} - \frac{i\sigma}{2} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x'^2} - \frac{i}{L_D} [(1-B) |\hat{u}|^2 + (1+B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \quad (\text{A.11})$$

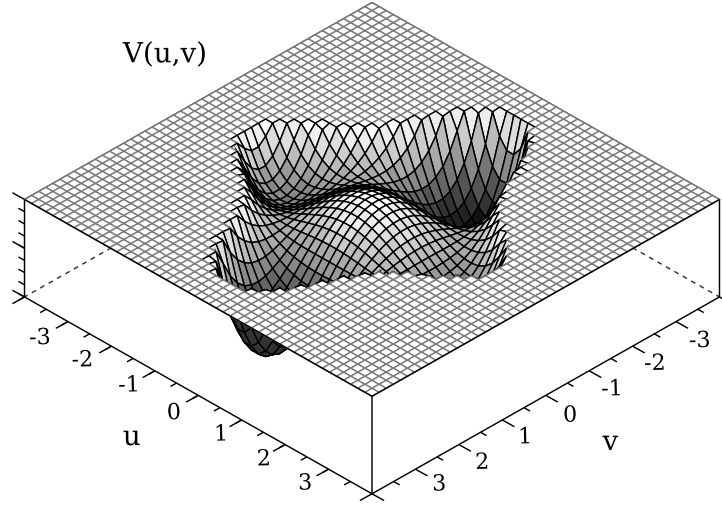


FIG. A.1 – Illustration d'un potentiel $V(u, v)$ calculé dans l'analogie mécanique. Les valeurs positives du potentiel (grille grise sur la figure) ne sont pas représentées car elles divergent vite vers $+\infty$.

on fixe encore $\sigma = 1/L_D$ et EQ. (A.11) devient :

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial z'} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x'^2} - i [(1 - B) |\hat{u}|^2 + (1 + B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \quad (\text{A.12})$$

On obtient finalement le système de NLS normalisées :

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{u}}{\partial z'} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x'^2} - i [(1 - B) |\hat{u}|^2 + (1 + B) |\hat{v}|^2] \hat{u} = 0 \\ \frac{\partial \hat{v}}{\partial z'} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial x'^2} - i [(1 - B) |\hat{v}|^2 + (1 + B) |\hat{u}|^2] \hat{v} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

A.2 Analogie mécanique

On écrit

$$\begin{cases} \hat{u} = u(x) e^{i\beta_u z'} \\ \hat{v} = v(x) e^{i\beta_v z'} \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

avec $u(x), v(x) \in \mathfrak{R}$ afin de séparer les parties dépendant des dimensions longitudinales z' et transverses x' (on se place dans le cas d'une onde continue.) De plus on normalise $\beta_u = 1$.

Eq. (A.13) devient

$$u - \frac{1}{2}\ddot{u} - [(1-B)u^2 + (1+B)v^2] u = 0 \quad (\text{A.15})$$

$$\beta_v v - \frac{1}{2}\ddot{v} - [(1-B)v^2 + (1+B)u^2] v = 0 \quad (\text{A.16})$$

Et si l'on écrit $(2(\text{A.15})\dot{u} + 2(\text{A.16})\dot{v})$, on obtient :

$$2u\dot{u} + 2\beta_v v\dot{v} - (\ddot{u}u + \ddot{v}v - 2[(1-B)(u^3\dot{u} + v^3\dot{v}) + (1+B)(u^2v\dot{v} + v^2u\dot{u})]) = 0 \quad (\text{A.17})$$

ce qui est en fait :

$$\frac{\partial}{\partial x'} \left[\underbrace{\frac{1}{2}(\dot{u}^2 + \dot{v}^2)}_{E_c} - \underbrace{u^2 - \beta_v v^2 + \frac{1-B}{2}(u^4 + v^4) - (1+B)u^2v^2}_{E_p} \right] = 0 \quad (\text{A.18})$$

soit l'équation de la conservation de l'énergie (cinétique E_c + potentielle E_p) d'un système mécanique simple : une particule dans un potentiel $V(u, v)$ illustré en FIG. (A.1) :

$$V(u, v) = -(u^2 + \beta_v v^2) + \frac{1-B}{2}(u^4 + v^4) - (1+B)u^2v^2 \quad (\text{A.19})$$

A.3 Résolution numérique : méthode des tirs

Cette technique décrite en détail dans [1] est à la base des solutions décrites en [2-4]

La résolution numérique nécessite la connaissance des équations du mouvement (Eqs. (A.15) et (A.16)) et des conditions initiales. Les conditions initiales sont les valeurs de u, \dot{u}, v, \dot{v} à $x' \rightarrow -\infty$. Les solitons que nous étudions étant de dimension spatiale finie :

$$\lim_{x' \rightarrow -\infty} u, v = 0 \quad (\text{A.20})$$

On détermine donc les conditions initiales en résolvant Eq. (A.15) & (A.16) pour u et v très petits, c'est à dire en négligeant les termes non linéaires :

$$\begin{cases} u - \frac{1}{2}\ddot{u} = 0 \\ \beta_v v - \frac{1}{2}\ddot{v} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

soit, à x'_{min} étant la coordonnée d'origine tendant idéalement vers $-\infty$:

$$\begin{cases} u_0 = Ae^{\sqrt{2}x'_{min}} \\ \dot{u}_0 = A\sqrt{2}e^{\sqrt{2}x'_{min}} \\ v_0 = Be^{\sqrt{2\beta_v}x'_{min}} \\ \dot{v}_0 = B\sqrt{2\beta_v}e^{\sqrt{2\beta_v}x'_{min}} \end{cases} \quad (\text{A.22})$$

Dans les faits on normalise $A = 1$ et les conditions initiales deviennent :

$$\begin{cases} u_0 = e^{\sqrt{2}x'_{min}} \\ \dot{u}_0 = \sqrt{2}e^{\sqrt{2}x'_{min}} \\ v_0 = Ce^{\sqrt{2\beta_v}x'_{min}} \\ \dot{v}_0 = C\sqrt{2\beta_v}e^{\sqrt{2\beta_v}x'_{min}} \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

Le système est donc totalement déterminé, et deux paramètres restent libres : β_v et C . La résolution numérique se passera ainsi :

1. on fixe la valeur de β_v
2. on optimise la valeur de C pour déterminer la solution recherchée sur un intervalle $[-x'_{min}, x'_{max}]$

Il faut garder à l'esprit que la résolution est totalement symétrique et qu'à chaque solution $(\beta_v, \mathbf{u}, \mathbf{v})$ correspond une solution $(\beta'_v, \mathbf{u}, \mathbf{v})$.

Sur la FIG. (A.1), on imagine aisément le type de trajectoire que peut suivre le système dans le plan (u, v) . Nous cherchons celles qui ont comme point d'origine $(u(-\infty), v(-\infty)) = (0, 0)$ (un point d'équilibre instable) et qui terminent en ce point également. La FIG. (A.2) montre un exemple de trajectoire calculée et les profils des 2 composantes u, v qui en sont déduits.

Pour chaque valeur de β_v existe une et une seule solution de chaque famille de solitons vectoriels : une solution soliton elliptique fondamental (un lobe), une solution avec 2 lobes, 3 lobes, etc... Chacune étant caractérisée par une valeur de C différente. La FIG. (A.3) en montre 3 exemples.

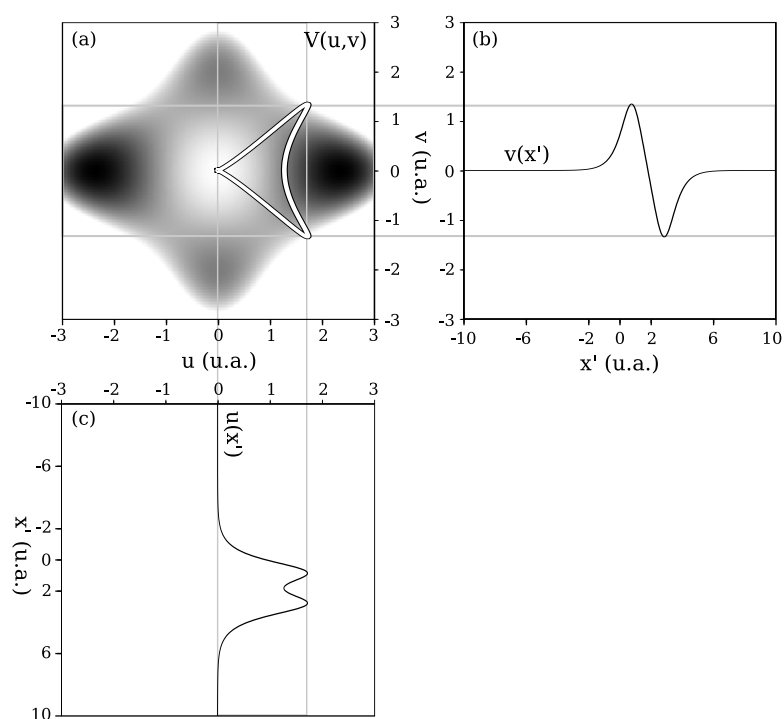


FIG. A.2 – Illustration de la résolution numérique de EQ. (A.15) & (A.16). (a) Trajectoire calculée numériquement (en blanc) sur le potentiel $V(u, v)$ en courbe de niveau et niveau de gris pour $\beta_v = 1, 4$, $x'_{min} = -10$ et $C = 0,788940345$. (b) et (c) profils correspondants de $u(x')$ et $v(x')$.

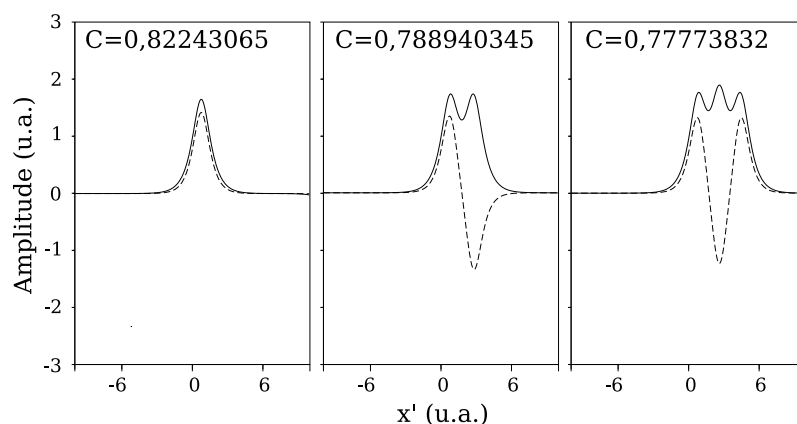


FIG. A.3 – Trois exemples de solutions obtenues numériquement à $\beta_v = 1, 4$ et $x'_{min} = -10$ pour trois valeurs de C . Sur les trois graphiques, u est en trait plein alors que v est en pointillés.

Bibliographie

- [1] G. Van Simaey, “Instabilité, solitons et solhiatons. Une approche expérimentale de la dynamique nonlinéaire en fibre optique.” Thèse, Université Libre de Bruxelles (2002).
- [2] M. Haelterman, A. P. Sheppard, et A. W. Snyder, “Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media,” *Optics Letters* **18**(17), 1406–1408 (1993).
- [3] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “Bifurcation phenomena and multiple soliton-bound states in isotropic Kerr media,” *Physical Review E* **49**(4), 3376–3381 (1994).
- [4] M. Haelterman et A. P. Sheppard, “The elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr Media,” *Physics Letters A* **194**, 191–196 (1994).

Annexe B

Génération de soliton vectoriel multicolore par diffusion Raman stimulée

Cette partie a pour but de rendre compte des premières observations expérimentales d'un soliton multicolore généré spontanément dans le CS_2 et de la description des phénomènes sous-jacents. Ce travail est donc étroitement lié aux caractéristiques du CS_2 . Dans ce matériau, les niveaux de puissance pour former un soliton de quelques microns de large et ceux pour observer l'effet Raman sont relativement proches. Lors des expériences décrites dans les chapitres précédents, nous devions nous placer dans des configurations où l'effet Raman était négligeable. En effet les composantes spectrales générées par effet Raman perturbent fortement l'évolution en polarisation de la composante originelle et les dynamiques décrites précédemment ne sont plus observables. Cependant nous avons également remarqué que lorsque ces composantes étaient présentes, elles semblaient changer de manière très sensible l'allure spatiale du faisceau total, comme si un guidage mutuel multicolore avait lieu, à la manière du guidage mutuel entre composantes de polarisation. Nous nous sommes alors intéressés au phénomène et avons observé la propagation d'un soliton spatial multicolore. Les résultats rapportés dans cette annexe ont été en grande partie obtenus par G. Fanjoux et J. Michaud. Ma contribution dans ce travail a consisté en la première observation de la cascade Raman dans le guide plan et du soliton multicolore spatial.

B.1 Description théorique

Le soliton multicolore est un soliton vectoriel dont les composantes ont des longueurs d'onde différentes : il ne s'agit plus de composantes de polarisation comme dans les chapitres précédents. La propagation de ce soliton repose, tout comme celle des solitons

vectoriels de polarisation, sur l'interaction réciproque entre ses composantes et sur l'auto-modulation de phase de chacune d'entre elles. Cependant la différence fondamentale avec les chapitres précédents provient du fait que toutes les composantes du soliton vectoriel ne sont pas présentes dès le début de la propagation. En effet, nous allons utiliser comme source un laser qui n'émet qu'une seule longueur d'onde, les autres composantes étant ensuite générées par effet Raman dans le CS_2 au cours de la propagation. Nous ne parlerons plus de composantes de polarisation circulaires ou rectilignes car le faisceau injecté correspond à un champ polarisé linéairement, monochromatique, appelé pompe. Les ordres Raman qui apparaîtront ensuite seront désignés par leur nom historique : Stokes (de fréquence inférieure à celle de la pompe) et anti-Stokes (de fréquence supérieure à celle de la pompe).

B.2 L'effet Raman dans le CS_2

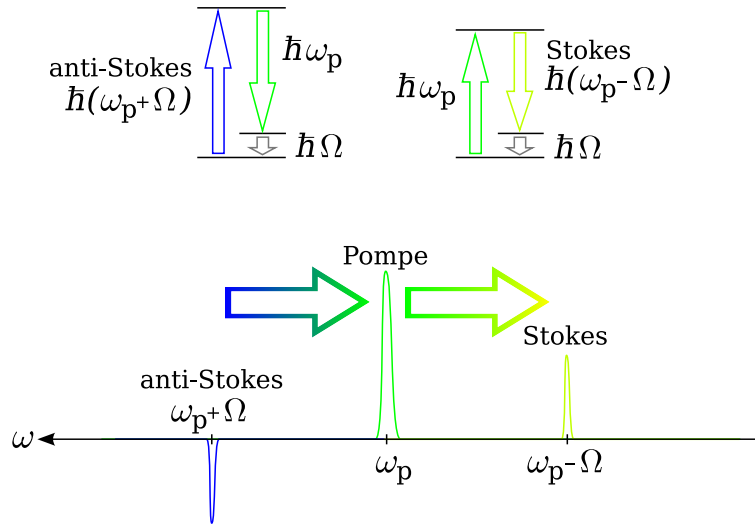


FIG. B.1 – Illustration phénoménologique de l'effet Raman.

Nous ne prétendons pas donner ici une définition complète et totalement rigoureuse de l'effet Raman mais uniquement une description phénoménologique¹ qui nous aidera à comprendre nos observations. L'effet Raman est la conséquence de l'interaction entre un champ lumineux et un niveau énergétique vibrationnel du milieu de propagation. Comme cela est expliqué schématiquement en FIG. (B.1), le rayonnement d'un faisceau pompe de pulsation ω_p échange une partie de son énergie (celle du niveau vibrationnel des molécules) avec le milieu. Cette énergie correspond exactement à l'énergie d'une transition vibrationnelle moléculaire $\hbar\Omega$, l'énergie restante est alors rayonnée sous forme d'un photon de pulsation $\omega_p - \Omega$, donc vers les plus basses fréquences. Cette nouvelle composante spectrale est appelée bande Stokes. Par le même phénomène, la présence de la pompe à ω_p stimule l'échange d'énergie entre un rayonnement qui serait à $\omega_p + \Omega$ et qui résulterait

¹Une description plus complète se trouve dans la littérature, par exemple en Ref. [1]

en une radiation à ω_p après absorption par le milieu d'un photon à Ω . C'est le sens de la bande anti-Stokes de la FIG. (B.1), qui est représentée négative, ceci signifiant une *désamplification*. L'effet Raman est donc une interaction inélastique entre lumière et matière résultant en une absorption par le milieu d'une partie de l'énergie du rayonnement et l'émission en contre partie d'une nouvelle composante spectrale de fréquence inférieure. Les caractéristiques spectrales (position et largeur) de la nouvelle composante dépendent du milieu de propagation : pour le CS₂, le décalage Raman est $\Omega/(2\pi) = 19,6\text{Thz}$ et la largeur de la raie est $\Delta\Omega/(2\pi) = 15\text{GHz}$. De plus, dès lors que la première bande Stokes devient suffisamment énergétique, elle peut elle aussi donner naissance à une bande Stokes en subissant l'effet Raman, donnant naissance à une cascade. C'est ce type de cascade que l'on peut observer dans le CS₂ lorsqu'on injecte de hautes puissances.

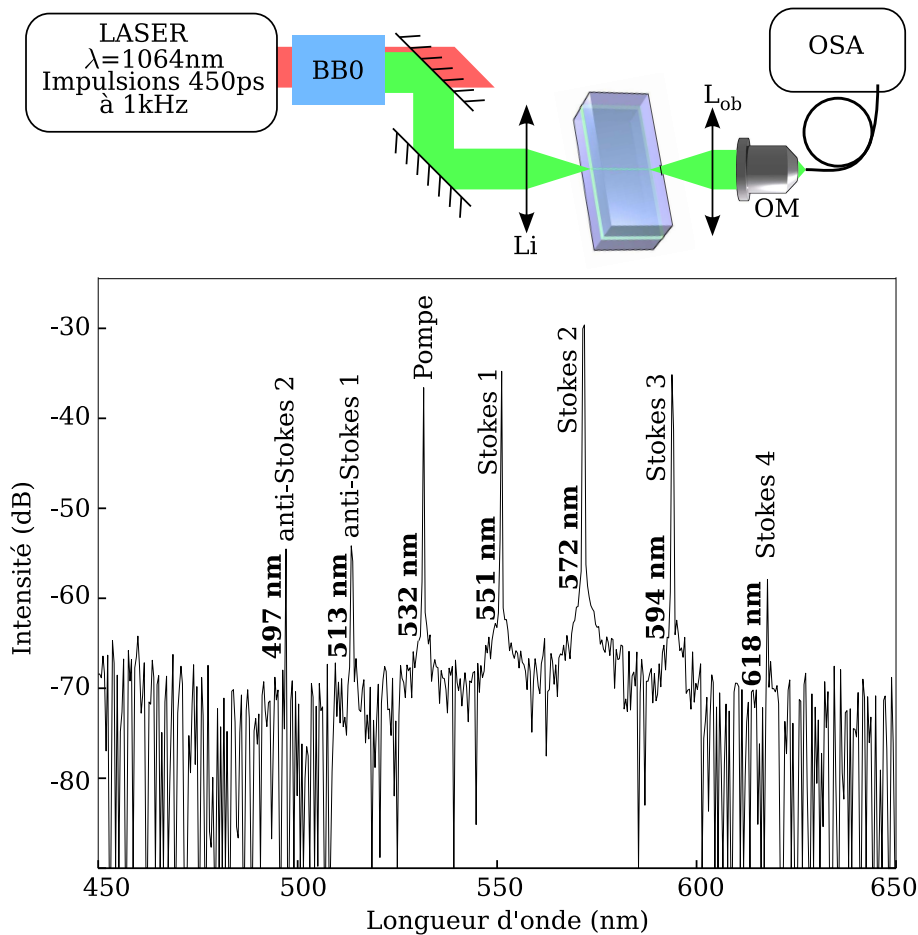


FIG. B.2 – Observation des raies Raman du CS₂.

Le montage est décrit en FIG. (B.2). Il consiste à injecter un maximum de puissance dans le guide et à analyser spectralement le rayonnement résultant en l'injectant dans une fibre à l'aide d'un objectif de microscope (OM), la fibre étant connectée à un analyseur de spectre optique (OSA). Le spectre mesuré est également illustré sur cette figure. **Il est important de noter que les intensités relatives des différentes raies n'ont pas de réelle signification sur ce graphe.** On distingue la pompe à 532nm et la cascade

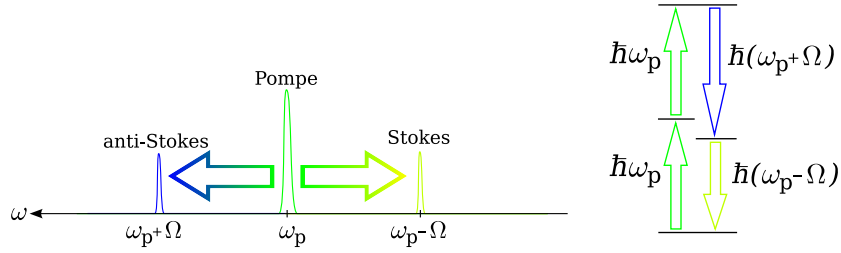


FIG. B.3 – Illustration phénoménologique du mélange à quatre ondes.

Raman vers les grandes longueurs d'onde (551, 572, 594 et 618nm). Il faut bien voir ici que l'écart en longueur d'onde entre les ordres n'est pas constant, mais que par contre l'écart en fréquence l'est (19,6 THz), correspondant à l'énergie échangée avec le milieu.

Ce qui peut paraître étonnant, c'est la présence de nouvelles raies anti-Stokes (513 et 497nm) alors que nous avons vu (voir FIG. (B.1)) que ces raies devraient subir une désamplification et donc ne pas apparaître ici. Leur existence est en fait la conséquence d'un autre effet non linéaire : le mélange à quatre ondes (ou FWM pour *Four Wave Mixing*). Ce phénomène classique d'optique non linéaire est schématisé dans la FIG. (B.3). Il s'agit d'un processus cohérent qui correspond à la conversion de 2 photons pompe en 2 autres photons, 1 Stokes et 1 anti-Stokes. Pour que ce couplage soit efficace, plusieurs conditions doivent être vérifiées :

- conservation de l'énergie : $2\omega_p = \omega_s + \omega_{as}$,
- conservation de la quantité de mouvement : $2\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_{as}$

Cette dernière condition implique un accord de phase à respecter : $\Delta\vec{k} = 2\vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_{as} = \vec{0}$. Dans notre cas, ce phénomène est stimulé par la présence de la raie Raman Stokes et résulte en l'apparition de la raie anti-Stokes. Comme ces composantes ont des fréquences différentes, aucun accord de phase ne sera, à priori, réalisé à cause de la dispersion chromatique. Nous verrons que la modulation de phase non linéaire permettra la réalisation de cet accord de phase. Dès lors que l'effet Raman crée une cascade, les ordres supérieurs Stokes donnent naissance eux aussi à un mélange à quatre ondes, ce qui explique l'apparition d'ordres anti-Stokes supérieurs, visibles sur la FIG. (B.2).

B.3 Naissance du soliton multicolore

Nous venons de voir comment de nouvelles composantes spectrales pouvaient spontanément apparaître après la propagation d'un champ de haute intensité dans le CS₂. Il s'agit maintenant de comprendre comment ces composantes entrent en interaction et peuvent donner naissance à un soliton multicolore.

Les solitons reposant sur plusieurs composantes spectrales sont déjà bien connus dans les milieux quadratiques [2]. Les couplages entre composantes sont néanmoins très différents de ceux qui ont lieu dans les milieux Kerr comme le CS₂ [3]. D'autres solitons

spatiaux multicolores ont également été observés dans les gaz Raman [4]. Cependant dans les milieux Kerr, la génération de solitons multicolores n'avait pas encore été totalement réalisée [5–8]. D'un point de vue théorique, il a été démontré que de tels solitons peuvent exister dans les milieux Kerr focalisant, ne prenant en compte que la modulation de phase croisée comme couplage entre les composantes. Mais dans le cas où le décalage de phase entre les composantes est faible, ou si la puissance est suffisante pour induire une modification de phase non linéaire qui compense le décalage, le couplage cohérent par mélange à quatre ondes doit être pris en compte. En considérant à la fois auto-modulation de phase, modulation de phase croisée et mélange à quatre ondes, Chen *et al.* [6] ont montré qu'un soliton multicolore impliquant trois faisceaux de fréquences différentes pouvait exister (limité par l'écart en fréquence entre composantes). Un autre travail récent [7] a montré qu'au dessus d'un certain seuil de puissance, le mélange à quatre ondes aboutissait à l'instabilité des solitons bicolores et qu'il apparaissait un soliton à trois couleurs reposant sur la compensation du couplage paramétrique par l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée.

Dans cette partie, nous allons observer si de tels solitons peuvent exister dans le CS₂. Nous allons présenter des résultats numériques et expérimentaux qui montrent comment la génération spontanée de nouvelles composantes spectrales permettra effectivement la propagation d'un soliton à trois couleurs (pompe, Stokes 1 et anti-Stokes 1).

L'évolution des 3 composantes est décrite par les équations de Schrödinger non linéaires couplées suivantes :

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = \frac{i}{2k_0^p} \frac{\partial^2 E_p}{\partial x^2} + ic_{NL}^p [P_p + 2P_+ + 2P_-] E_p + 2ic_{NL}^p E_p^* E_+ E_- e^{-i\Delta kz} - g_+ P_+ E_p + g_- P_- E_p \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} = \frac{i}{2k_0^{\pm}} \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial x^2} + ic_{NL}^{\pm} [P_{\pm} + 2P_p + 2P_{\mp}] E_{\pm} + ic_{NL}^{\pm} E_p^* E_p^2 e^{i\Delta kz} \pm g_{\pm} P_p E_{\pm} \quad (\text{B.2})$$

avec E_p le champ pompe, E_+ , E_- les champs Stokes et anti-Stokes et $P_i = |E_i|^2$. Les coefficients non linéaires c_{NL}^i sont définis comme en EQ. (4.1). Les λ_i sont les longueurs d'onde des différentes composantes, et $\Delta k = 2k_p - k_+ - k_- = \beta_2 \Omega^2$ correspond au décalage de phase linéaire imposé par la dispersion chromatique avec k_i les constantes de propagation, β_2 la dispersion de vitesse de groupe du CS₂ et Ω le décalage Raman. Le couplage Raman est inclus sous forme phénoménologique à travers un gain (une perte) pour les composantes Stokes (anti-Stokes). Pour rendre compte de la saturation de la puissance de la raie Stokes du fait des cascades, le gain pour la composante Stokes est définie comme : $g_+ = \frac{g_r}{1 + \mathcal{P}/\mathcal{P}_{sat}}$ alors que $g_- = g_r$ avec g_r le gain Raman [1]. \mathcal{P} est la puissance intégrée sur la dimension x de la composante Stokes et \mathcal{P}_{sat} un paramètre

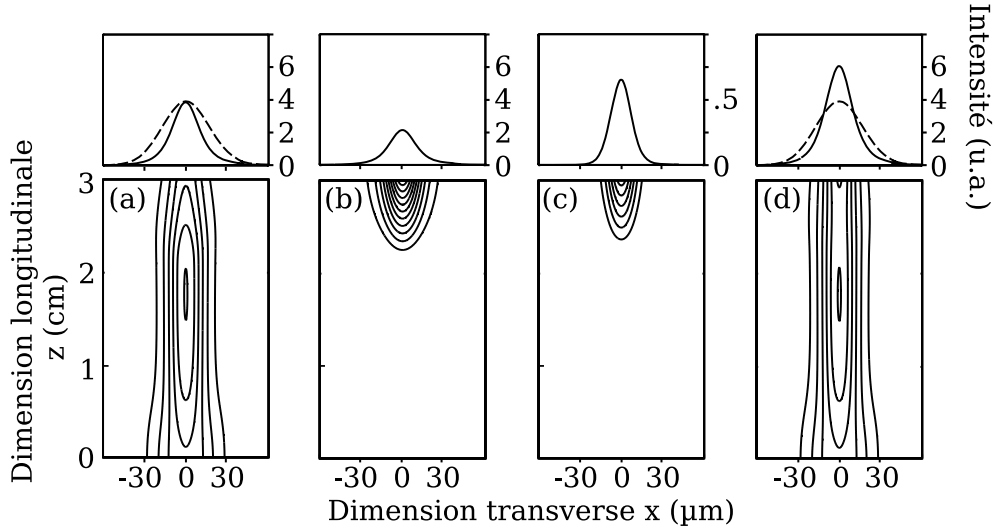


FIG. B.4 – Simulation numérique de la génération d'un soliton spatial à trois composantes fréquentielles. En bas : images en courbes de niveau de la pompe (a), de la composante Stokes (b), anti-Stokes (c) et du faisceau total (d). En haut : profils transverse en entrée de guide (discontinu), en sortie (continu). Les paramètres sont : largeur d'entrée = $40 \mu\text{m}$, $\mathcal{P}_{sat} = 0.02 \text{ W/m}$, $g_r = 23.2 \text{ cm/MW}$. $\mathcal{P}_p = 1.6 \mathcal{P}_s$.

qui sera ajusté. Notre modèle ne prend pas en compte le FWM avec les ordres Raman supérieurs. Ils seront d'ailleurs négligeables lors de nos expériences.

La simulation numérique (purement spatiale) des Eqs. B.1 & B.2 nous permet d'identifier les mécanismes non linéaires qui supportent la génération du soliton multicolore. Dans les Figs. B.4(a-d) sont illustrées les images en courbe de niveau de l'évolution longitudinale des profils spatiaux d'intensité de la pompe, des composantes Stokes et anti-Stokes et du faisceau total. Lors de ces simulations, nous avons défini signal d'entrée pour les composantes Stokes et anti-Stokes correspondant au bruit quantique. Comme on peut le voir en FIG. (B.4)(a), la pompe (de profil gaussien en entrée) subit une autofocalisation puisque la puissance initiale est supérieure à celle du soliton scalaire \mathcal{P}_s . Les Figs. B.4(b,c) montrent une génération des composantes Stokes et anti-Stokes efficace après 2 cm de propagation. Ces deux nouveaux faisceaux restent piégés spatialement par la pompe. Ensuite il est clair en FIG. (B.4)(d) que, malgré les énergies variables des trois composantes, le profil total se propage de façon invariante après la remise en forme en début de propagation. La génération de ce soliton est confirmée par l'allure des profils transverses représentés en haut de la FIG. (B.4). On y voit la remise en forme sécante hyperbolique de la pompe et le même type de profil pour les autres composantes. Nous avons également vérifié que le soliton se maintient sur une plus grande longueur de propagation. Cette propagation soliton se comprend simplement comme le piégeage mutuel des différentes composantes par modulation de phase croisée.

Les Figs. B.5 montrent les puissances intégrées \mathcal{P} et les largeurs à mi-hauteur des trois composantes du soliton en fonction de la direction longitudinale z . On y distingue deux

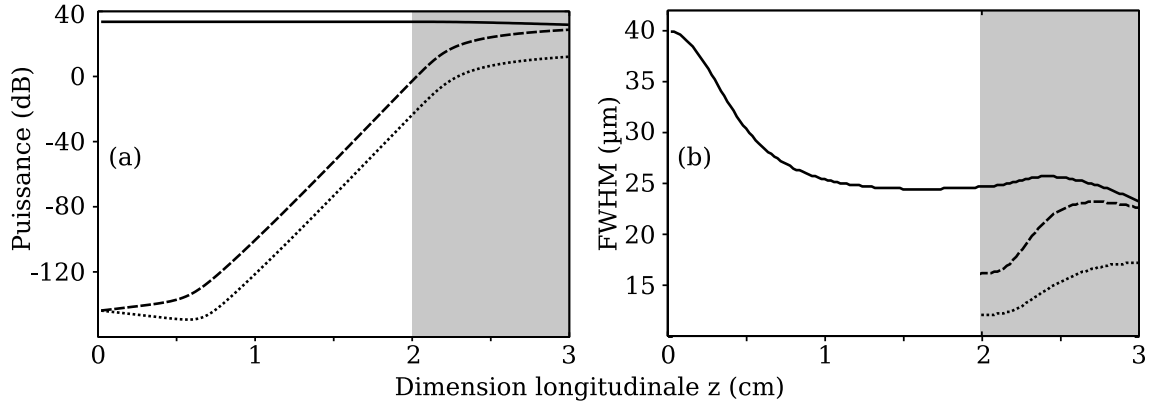


FIG. B.5 – Evolution longitudinale des : (a) puissances et (b) largeur de la pompe (continu), de la composante Raman Stokes (discontinu) et Raman anti-Stokes (pointillés).

régimes de faible et forte conversion. La première phase (fond blanc) est caractérisée par une croissance exponentielle des composantes Stokes et anti-Stokes avec un très grand écart concernant leurs puissances ($\approx 20\text{dB}$). En dépit du décalage de phase induit entre ces deux bandes par la dispersion chromatique, le mélange à quatre ondes peut avoir lieu. En effet l'accord de phase est auto-induit grâce à ce grand écart de puissance [9]. La bande anti-Stokes est tout d'abord atténuée alors que la bande Stokes est amplifiée. Les modulations de phase non linéaire agissent alors différemment sur les deux composantes. Finalement pour une certaine valeur de rapport d'énergie entre les deux (ici 20dB), l'accord de phase est réalisé et la composante anti-Stokes suit l'évolution de la composante Stokes par amplification paramétrique [10]. Ce régime de faible conversion correspond en fait au simple guidage par XPM des composantes Raman par la pompe du fait de leurs intensités petites devant celle de la pompe [11].

Ensuite, dans le régime que nous appellerons de haute conversion (fond gris), la puissance des composantes Raman devient du même ordre que celle de la pompe et un guidage mutuel des composantes peut avoir lieu pour former un soliton multicolore. Ceci est confirmé par la FIG. (B.5)(b) qui montre que la pompe et la composante Stokes acquièrent la même largeur en sortie de guide. La composante anti-Stokes est, elle, légèrement moins large car sa plus faible puissance implique un fort guidage par les autres composantes. Il faut remarquer que l'énergie transférée par diffusion Raman stimulée empêche la formation d'un soliton d'ordre supérieur à partir de la seule pompe qui porte pourtant au départ une puissance supérieure à la puissance soliton. Ce transfert d'énergie permet la stabilisation de la largeur du soliton Kerr formé par la pompe.

B.4 Observation expérimentale

Le montage expérimental qui va nous permettre d'observer ce phénomène est illustré en FIG. (B.6). La source et le système de mise en forme du faisceau est semblable au

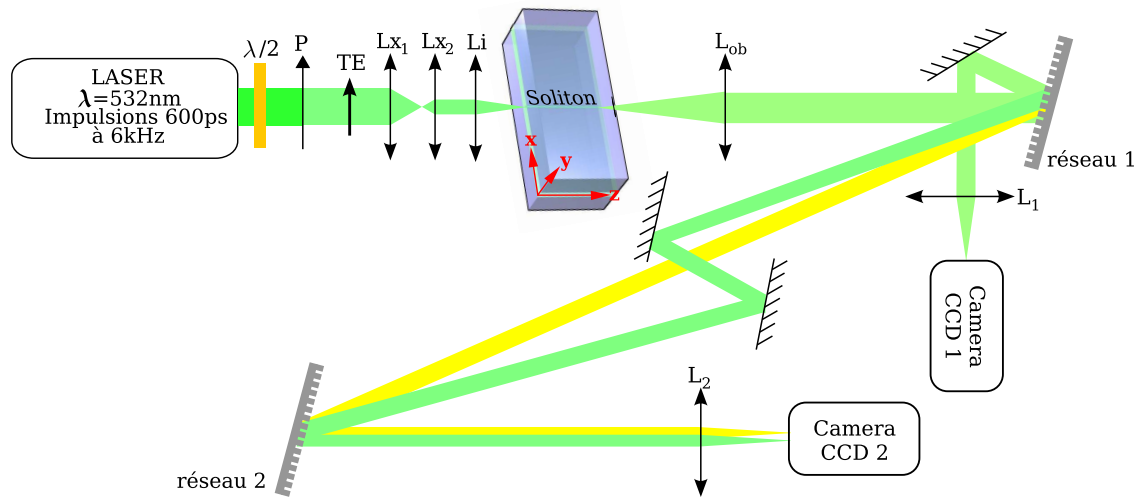


FIG. B.6 – Montage expérimental.

montage utilisé pour la mesure du soliton elliptique fondamental (voir FIG. (2.16)) en dehors de la polarisation, qui ici est rectiligne TE. Le faisceau pompe est ensuite injecté dans le guide pour s'y propager sur une longueur de 3cm. En sortie de guide, pour pouvoir imager indépendamment les différentes composantes spectrales, nous utilisons un système à double réseaux (2400 lignes/mm) qui permet d'imager sur différentes caméras CCD la pompe, la composante Stokes et le faisceau total. La composante anti-Stokes, de très faible puissance, n'a pas encore été analysée.

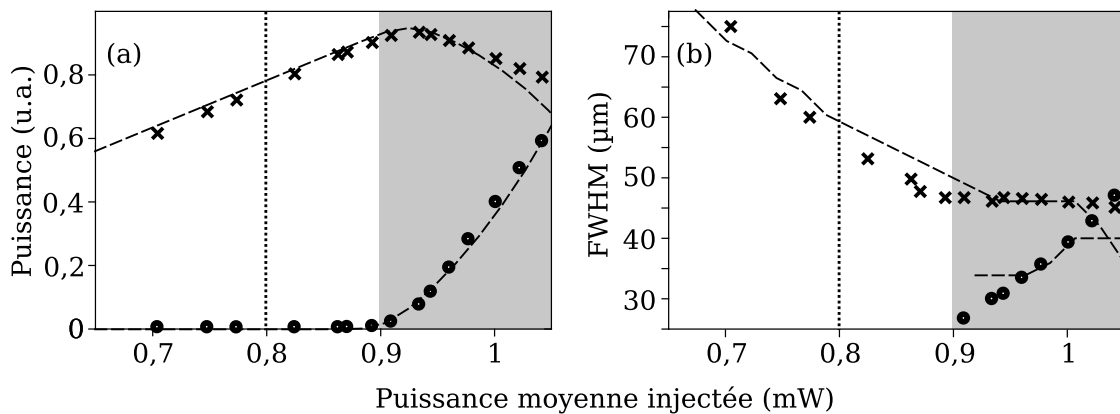


FIG. B.7 – (a) puissance expérimentale en sortie et (b) largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance d'entrée pour la pompe (\times) et la composante Stokes (\bullet). Trait pointillé : résultats numériques. Le repère vertical pointillé indique la puissance soliton (0.8 mW en puissance moyenne).

Les Figs. B.7(a,b) montrent les valeurs expérimentales des puissances et largeurs de la pompe et du premier ordre Stokes en sortie de guide en fonction de la puissance injectée. Les prédictions numériques (trait discontinu) sont en très bon accord avec les mesures

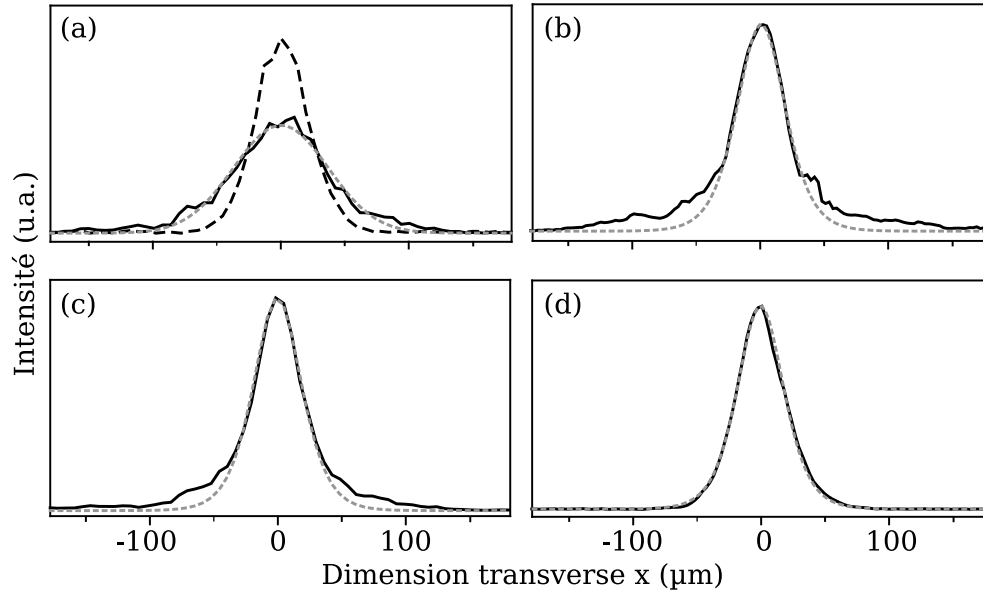


FIG. B.8 – Trait noir continu : profils expérimentaux en sortie de guide de l'intensité (a) en régime linéaire, puis (b) de la pompe, (c) du faisceau total et (d) de la composante Stokes en régime non linéaire. Les courbes en pointillés gris correspondent en (a) à une gaussienne et en (b-d) à un profil sécante hyperbolique. Le profil discontinu en (a) représente le profil d'entrée expérimental.

expérimentales. De façon similaire aux Figs. B.5, deux régimes de faible et haute conversion sont clairement observables. Le soliton multicolore est généré dès que ses composantes ont des profils similaires qui signifient alors un couplage par modulation de phase croisée équilibré. La modulation de phase croisée est alors l'effet prédominant dans le maintien des profils et donc dans la génération du soliton multicolore. Il faut tout de même remarquer que ce soliton n'a intrinsèquement pas d'équilibre stable du fait de la diffusion Raman stimulée et du mélange à quatre ondes qui induisent continuellement des transferts d'énergie entre les composantes. Cependant l'entité globale formée par toutes les composantes préserve son profil spatial et se propage comme un soliton multicolore.

Les Figs. B.8(a,b) montrent les profils d'intensité expérimentaux pour la pompe en régime linéaire et non linéaire. Les Figs.B.8(c,d) illustrent les profils d'intensité du soliton multicolore total et de sa composante Stokes. Les Figs.B.8(b,c,d) correspondent aux profils des faisceaux quand le premier ordre Stokes devient aussi puissant que la pompe (cf. FIG. (B.7)).

On constate en FIG. (B.8)(a) l'élargissement du faisceau en régime linéaire, alors qu'un soliton multicolore de profil sécante hyperbolique est clairement formé en régime de conversion haute sur la FIG. (B.8)(c). La pompe (FIG. (B.8)(b)) et la composante Stokes (FIG. (B.8)(d)) ont alors approximativement la même puissance et la même largeur. On peut noter que les résultats numériques s'accordent très bien avec les profils expérimentaux (FIG. (B.8)(b,c)) surtout au centre, où le *nettoyage de faisceau* induit par

l'effet soliton a lieu. On voit par contre que la composante Stokes montre un profil en sécante hyperbolique très propre (FIG. (B.8)(d)). Ceci est dû au fait que cette composante n'est générée que lorsque la pompe atteint un régime de type soliton. De plus, étant généré par un phénomène non linéaire, elle ne subit pas l'influence des parties bruitées non solitoniques.

Cette expérience nous apporte donc la confirmation que dans notre milieu Kerr, la propagation de solitons vectoriels est non seulement possible mais qu'elle peut être spontanément générée à partir d'une seule composante fréquentielle. Nous constatons également un phénomène qui empêche l'apparition des solitons d'ordre supérieur et leurs dynamiques périodiques. Le transfert d'énergie vers les composantes spectrales supplémentaires permet la conservation d'un profil relativement large par rapport à l'énergie transportée, à la manière d'une saturation de l'effet Kerr.

Bibliographie

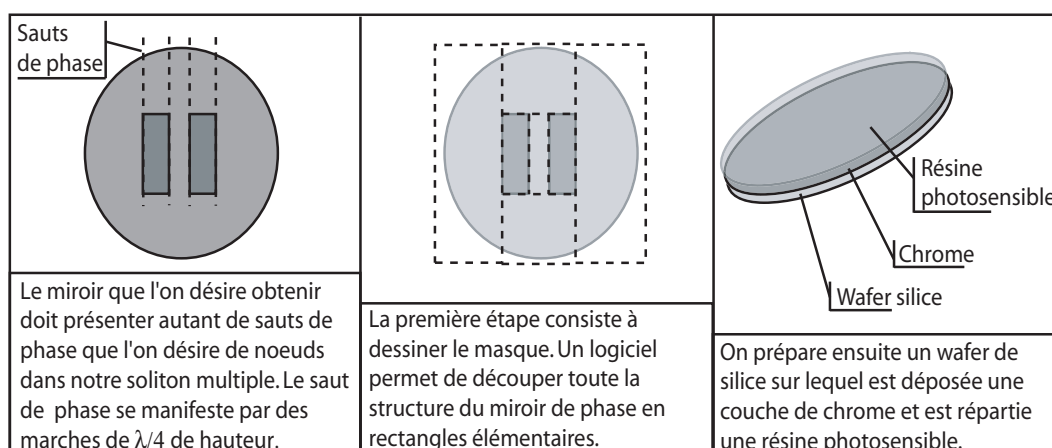
- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 1992).
- [2] W. E. Torruellas, L. Torner, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, G. I. Stegeman, et C. R. Menyuk, "Observation of Two-Dimensional Spatial Solitary Waves in a Quadratic Medium," *Physical Review Letter* **74**(25) (1995).
- [3] G. Assanto et G. I. Stegeman, "Simple physics of quadratic spatial solitons," *Optics Express* **10**, 388 (2002).
- [4] D. D. Yavuz, D. R. Walker, et M. Y. Shverdin, "Spatial Raman solitons," *Physical Review A* **80**(041803) (2003).
- [5] H. T. Tran, R. A. Sammut, et W. Samir, "Multi-frequency spatial solitons in Kerr media," *Optics Communications* **113**, 292 (1994).
- [6] Y. Chen et J. Atai, "Parametric spatial solitary waves," *Optics Letters* **19**(17), 1287 (1994).
- [7] P. B. Lundquist, D. R. Andersen, et Y. S. Kivshar, "Multicolor solitons due to four-wave mixing," *Physical Review E* **57**, 3551 (1998).
- [8] V. Boucher et X. Nguyen-Phu, "Generation of Multicolor Spatial Solitons by Stimulated Raman Scattering," *Applied Optics* **41**(21), 4390 (2002).
- [9] S. Coen, D. A. Wardle, et J. D. Harvey, "Observation of Non-Phase-Matched Parametric Amplification in Resonant Nonlinear Optics," *Physical Review Letters* **89**(27), 273,901 (2002).
- [10] Y. R. Shen et N. Bloembergen, "Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering," *Physical Review* **137**(6A), 1787 (1965).
- [11] R. De La Fuente et A. Barthelemy, "Spatial Soliton-Induced Guiding by Cross-Phase Modulation," *Journal of Quantum Electronics* **28**(2), 547 (1992).

Annexe C

Réalisation du miroir à saut de phase

La mise en forme du faisceau V est particulièrement délicate. Il s'agit de réfléchir un faisceau laser sur un miroir présentant un relief constitué d'autant de marches de hauteur $\lambda/4$ que l'on désire de minima sur l'enveloppe. La fabrication du miroir a été réalisée grâce aux techniques de salle blanche mises en oeuvre à l'Institut FEMTO-ST (<http://www.femto-st.fr/>). Pour nos besoins nous avons fabriqué, en suivant les étapes de fabrication décrites dans les figures suivantes, un miroir en silicium qui nous permet d'utiliser un ou deux sauts de phase (pour nos enveloppes à deux et trois lobes).

Une fois ces étapes réalisées, il nous faut vérifier la qualité du saut et sa hauteur afin d'être sûr de mettre en forme au mieux le faisceau V. Nous avons donc réalisé une image au microscope à force atomique (AFM) représentée en FIG. (C.2(b)). On y voit un saut franc, de bonne qualité et surtout d'une hauteur de 130nm, ce qui correspond relativement bien à $\lambda/4 = 133\text{nm}$.



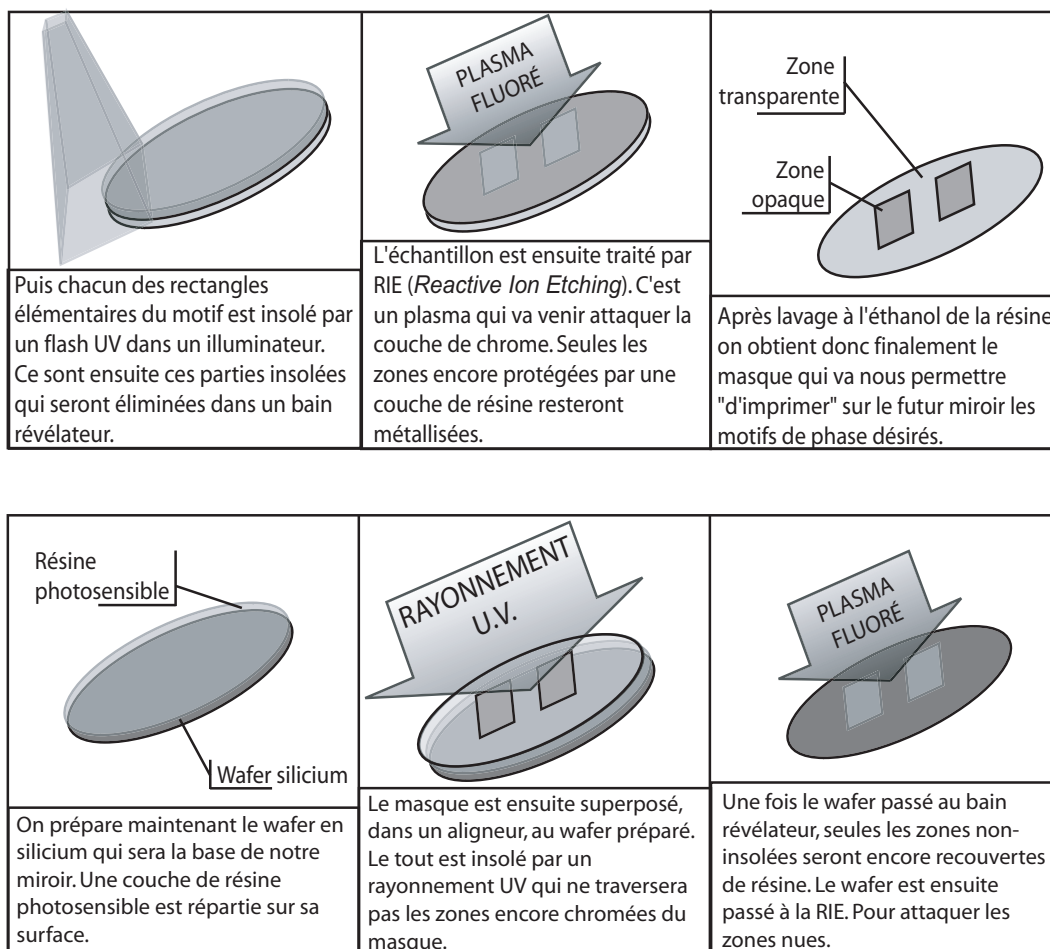
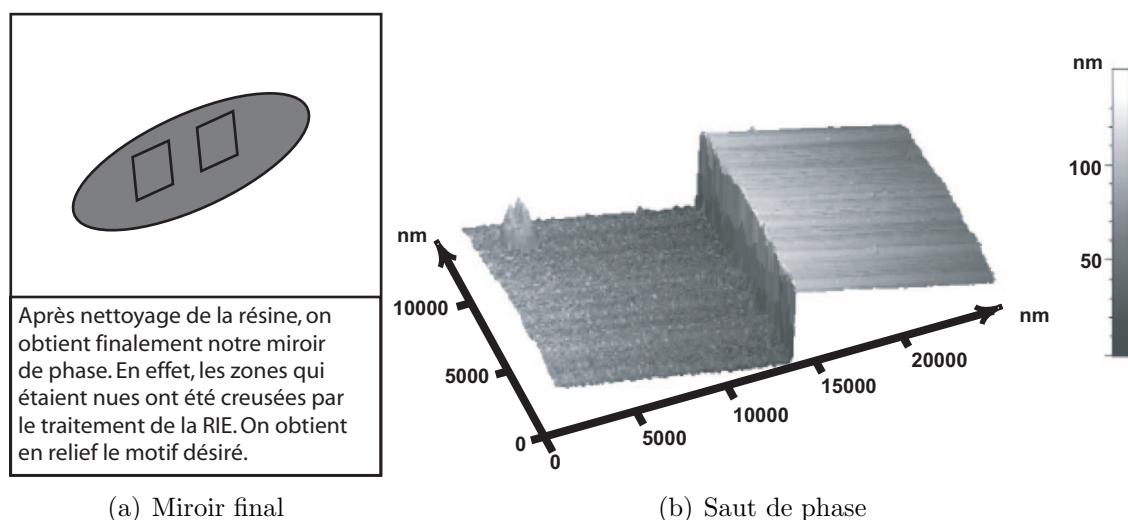


FIG. C.1 – Étapes de réalisation du miroir de phase utilisé pour la mise en forme de V



(a) Miroir final

(b) Saut de phase

FIG. C.2 – En (a) étape finale de la fabrication du miroir. En (b) image AFM d'un saut de phase du miroir. Le saut fait 130nm de hauteur