



**HAL**  
open science

## Laser à solitons et vortex localisés

Patrice Genevet

► **To cite this version:**

Patrice Genevet. Laser à solitons et vortex localisés. Physique [physics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2009. Français. NNT: . tel-00435984

**HAL Id: tel-00435984**

**<https://theses.hal.science/tel-00435984>**

Submitted on 25 Nov 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 Nice Sophia Antipolis - UFR sciences  
Institut Non Linéaire de Nice

École doctorale "Sciences Fondamentales et  
Appliquées"

# T H È S E

présentée pour obtenir le titre de

**Docteur en Sciences**

de l'Université de Nice Sophia Antipolis

**Discipline : PHYSIQUE**

Présentée et soutenue par

Patrice GENEVET

## Laser à solitons et vortex localisés

Thèse dirigée par Jorge TREDICCE et Stéphane BARLAND

préparée et soutenue à l'Institut Non Linéaire de Nice à

Sophia Antipolis le 09 Octobre 2009

**Jury :**

<i>Président :</i>	Salvador BALLE	-	Universitat de les Illes Balears
<i>Rapporteurs :</i>	William FIRTH	-	University of Strathclyde
	Guy MILLOT	-	Université de Bourgogne
<i>Directeur :</i>	Jorge TREDICCE	-	Université de Nice Sophia Antipolis
<i>Co-Directeur :</i>	Stéphane BARLAND	-	CNRS (INLN)
<i>Examineurs :</i>	Federico CAPASSO	-	Harvard University



Pour toi Virginie



"Trouver son chemin est une affaire personnelle, une affaire de lectures, de rencontres, de famille quelquefois, d'amitié le plus souvent."

Alan Turing

## Remerciements

Mes trois années de thèse passées au laboratoire s'achèvent aussi il est temps de tous vous remercier pour l'ambiance dans laquelle a pu se dérouler ce travail.

Je tiens en particulier à te remercier, Jorge Tredicce, mon directeur de thèse, pour ta confiance ainsi que pour avoir entretenu des relations souvent plus proche de l'amitié que celles du simple rapport étudiant-directeur. Tu m'as offert l'opportunité de travailler avec des personnes très compétentes et humainement remarquables. Tes conseils se sont toujours révélés utiles et les discussions avec toi sont extrêmement formatrices. Merci Tred.

Je tiens à te remercier Stéphane alias "docteur Barland" pour ta patience, ton dévouement ainsi que pour ta capacité à partager tes connaissances. Tu n'as jamais hésité à m'aider, restant tard le soir pour perfectionner une "dernière" mesure. J'adresse également un grand merci à Massimo pour avoir répondu "patiemment" à toutes mes questions, quelquefois même sans hésiter à fouiller dans ce vieux cahier dans lequel est retranscrit (en italien bien sûr) le cours de Luigi. Bien heureusement, le travail n'est pas l'unique raison qui me pousse à vous remercier. Il y a entre autres, les randos, les journées d'escalades où je te revois Stéphane, accroché à la racine d'un arbre et disant "c'est nul, j'ai le vertige, c'est nul", les différentes confs où vous m'avez embarqué. Merci pour tout. Merci à vous trois. Ce travail est aussi le vôtre.

Un travail expérimental ne peut être mené à bien que si les expérimentateurs chargés de le réaliser sont en interaction avec un groupe de théoriciens. Je vous remercie donc, Lionel, Lorenzo et Giovanna pour nous avoir aidés tout au long de cette thèse.

Je tiens à remercier également Marcel Clerc pour sa sympathie et son invitation au workshop à Santiago.

J'aimerais aussi remercier Francesco, plus connu sous le nom de "docteur Pedaci", ainsi que Barbara, pour votre hospitalité et votre gentillesse lors de mon séjour au Colorado. Francesco, je me rappellerai toute ma vie le goût des truites du Rocky Mountain. Je me souviendrai aussi des soirées barbecues dans les campground essayant, après une ou deux bières, de parler italien ! Même s'il est très peu probable que vous lisiez c'est quelques lignes, je tiens quand même à vous remercier Doug et Alison pour votre bienveillance et votre générosité envers le "little Frenchy". L'escalade du Petit Grépon restera un moment fort de ma vie. Merci Doug.

Je souhaite remercier particulièrement Lauris, Florence, Karim, Emilie, Maryvonne, Axel ainsi que tout les étudiants du laboratoire pour votre sympathie. Merci pour ceux qui ont partagé, tout ces midis, les merveilleuses expériences culinaires du resto U.

Tous mes remerciements à Nicolas et Tom (les atomes froids) pour le fameux bivouac des Calanques ainsi que les multiples sorties d'escalades et de vélo.

Je tiens également à remercier toutes les personnes du service administratif, sans qui notre travail serait beaucoup plus fastidieux.

Merci aussi à Willie Firth et Guy Millot d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Malheureusement ces quelques lignes ne sont que le point de départ de votre travail.

Je remercie mes parents pour leur soutien et leur confiance inconditionnel tout au long de ces années. Vous m'avez offert la chance poursuivre mes études, et je vous en remercie. Tout ceci n'a été possible que grâce à vous.

Il ne me reste plus qu'une personne à remercier, Virginie, ma femme. Tu as toujours été là pour moi, m'apportant ton soutien dans les périodes de doutes, te réjouissant des réussites (mêmes mineures). Ta présence à mes côtés y est pour beaucoup dans la concrétisation de ce travail.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Les structures de Turing . . . . .	1
1.1.1	Historique . . . . .	1
1.1.2	Rôle de la diffusion . . . . .	3
1.2	De la biologie à l'optique non-linéaire . . . . .	5
1.3	Structures spatiales en optique . . . . .	10
1.3.1	Les équations de Maxwell . . . . .	10
1.3.2	Systèmes passifs . . . . .	12
1.3.3	Systèmes actifs . . . . .	18
1.4	Structures localisées . . . . .	22
1.4.1	Introduction . . . . .	22
1.4.2	Théorie générale pour des systèmes uni- dimensionnels . . . . .	22
1.4.3	Observations . . . . .	28
1.4.4	Pourquoi cet engouement pour les structures loca- lisées ? . . . . .	29
1.5	Localisation spatio-temporelle . . . . .	32
<b>2</b>	<b>Source de radiations lasers localisées</b>	<b>35</b>
2.1	Les différents lasers à solitons proposés . . . . .	36
2.1.1	Approches théoriques . . . . .	36
2.1.2	Expériences proposées . . . . .	37
2.2	Le laser à solitons . . . . .	39
2.2.1	Brève description de l'expérience . . . . .	39
2.2.2	Zone de fonctionnement du laser à solitons . . . . .	48
2.2.3	Preuve expérimentale de l'indépendance mutuelle . . . . .	67
2.3	Propriétés de cohérence des solitons lasers . . . . .	70
2.4	Propriétés modales des solitons lasers . . . . .	76
2.4.1	Profil de phase des solitons lasers . . . . .	82
2.5	Conclusion . . . . .	84

<b>3</b>	<b>Structures spatiales dans le laser à solitons de cavité</b>	<b>85</b>
3.1	Prédictions théoriques . . . . .	86
3.2	Génération de structures composites . . . . .	88
3.2.1	Observations expérimentales . . . . .	88
3.2.2	Multistabilité entre structures localisées . . . . .	92
3.2.3	Diagramme de bifurcation local des structures composites . . . . .	95
3.2.4	Allumage de structures complexes . . . . .	98
3.3	Cohérence des structures composites . . . . .	101
3.3.1	Cohérence des structures à deux pics . . . . .	101
3.3.2	Cohérence des structures à trois pics . . . . .	108
3.4	Vortex lasers localisés . . . . .	111
3.5	Vers un diagramme de bifurcation global . . . . .	118
3.6	Conclusion . . . . .	121
<b>4</b>	<b>Dynamique spatio-temporelle</b>	<b>123</b>
4.1	Cavité externe longue . . . . .	123
4.1.1	Formation de structures étendues . . . . .	124
4.1.2	Perte de cohérence des structures étendues . . . . .	128
4.1.3	Discussion sur le transitoire à l'allumage . . . . .	133
4.1.4	Structure pulsée contrôlable . . . . .	136
4.1.5	Effets de la diffraction . . . . .	138
4.2	Cavité externe courte . . . . .	141
4.3	Régime mode-locked . . . . .	149
4.4	Conclusion . . . . .	152
<b>5</b>	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>153</b>
<b>6</b>	<b>Annexe</b>	<b>159</b>
6.1	Cavité auto-imageante . . . . .	159
	<b>Bibliographie</b>	<b>163</b>

# Introduction

---

«L'intelligence est, hélas ! toujours une énigme, mais pas plus que la  
bêtise...»

Alan Turing

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Les structures de Turing</b>	<b>1</b>
1.1.1	Historique	1
1.1.2	Rôle de la diffusion	3
<b>1.2</b>	<b>De la biologie à l'optique non-linéaire</b>	<b>5</b>
<b>1.3</b>	<b>Structures spatiales en optique</b>	<b>10</b>
1.3.1	Les équations de Maxwell	10
1.3.2	Systèmes passifs	12
1.3.3	Systèmes actifs	18
<b>1.4</b>	<b>Structures localisées</b>	<b>22</b>
1.4.1	Introduction	22
1.4.2	Théorie générale pour des systèmes uni-dimensionnels	22
1.4.3	Observations	28
1.4.4	Pourquoi cet engouement pour les structures localisées ?	29
<b>1.5</b>	<b>Localisation spatio-temporelle</b>	<b>32</b>

---

## 1.1 Les structures de Turing

### 1.1.1 Historique

En 1952, le mathématicien anglais Alan Mathison Turing<sup>1</sup>, proposa un modèle chimique de réaction-diffusion susceptible d'expliquer l'origine des structures présentes dans la nature, issues du processus de mor-

---

1. un des pères fondateurs de l'informatique moderne à l'origine de la formalisation des concepts d'algorithme et de calculabilité

phogénèse. Turing démontra que, sous certaines conditions, un milieu contenant des réactifs chimiques distribués de façon homogène peut subir une brisure de la symétrie des conditions initiales amenant à une organisation spatiale des concentrations d'espèces chimiques en solution. Bien qu'oublié pendant plus d'une dizaine d'années, son papier [Turing 1952] intitulé "The Chemical Basis of Morphogenesis" fut ensuite intensivement étudié par une équipe de chercheurs belges parmi lesquels figurait Ilya Prigogine. Il sortit de ce travail un modèle théorique décrivant une réaction chimique connue sous le nom de "Brusse-lateur" ainsi qu'une des bases fondamentales de la thermodynamique hors équilibre (oscillations chimiques) [Prigogine 1968, Prigogine 1969]. Il fallut néanmoins attendre 1990 pour voir les prédictions théoriques se confirmer expérimentalement, suite aux travaux de Patrick De Kepper et son équipe [Castets 1990] suivis en 1991 par une équipe de chercheurs américains [Ouyang 1991] (Fig. 1.1).

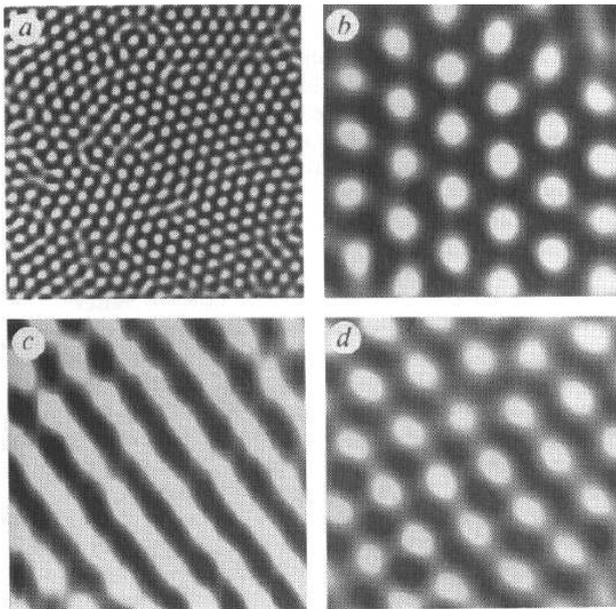


FIGURE 1.1 – Structures spatiales, dites de Turing, se formant sur un gel fin en forme de disque en contact avec un réservoir de réactifs chimiques (dioxyde de chlore-iode-acide malonique). En faisant varier les valeurs des concentrations des réactifs, différents motifs peuvent être observés : (a-b) des structures hexagonales, (c) des lignes, (d) des structures plus compliquées alliant lignes et hexagones. (images issues de [Ouyang 1991])

On remarquera que les types de structures obtenues chimiquement se retrouvent dans la nature. La structure hexagonale en Fig. 1.1 (a-

b) ressemble étrangement à la robe d'un léopard, alors que la Fig. 1.1 (c) présente des lignes caractéristiques du pelage d'un zèbre. Turing comprit que son résultat, à savoir la diffusion de "morphogène" dans une solution chimique dite de réaction-diffusion, pourrait être à l'origine de la morphogenèse.

Bien que les démonstrations expérimentales tardèrent, l'intérêt du travail de Turing dépassa largement le cadre, toujours d'actualité [Liaw 2001, Liu 2006, Marris 2006], dans lequel s'inscrivit son analyse. Ces récents travaux ont même montré qu'il est possible de reproduire numériquement les différents motifs qui apparaissent au cours de la croissance des léopards et des jaguars<sup>2</sup>. Si le modèle proposé permet de reproduire certains types de motifs biologiques, nous ne pouvons en conclure que ces motifs résultent d'une réaction-diffusion. De plus les paramètres utilisés permettant d'obtenir ces résultats n'ont pour l'instant aucune interprétation au niveau biologique. Néanmoins, Turing comprit une chose fondamentale : le rôle que pouvait jouer la diffusion dans un système non-linéaire ayant une étendue spatiale.

### 1.1.2 Rôle de la diffusion

On a souvent à l'esprit l'idée que le phénomène de diffusion, qui apparaît par exemple dans l'équation de diffusion de la chaleur, permet d'homogénéiser dans l'espace la quantité physique considérée (chaleur, concentration, densité ...). La diffusion, transport de quantité physique qui s'effectue sous l'influence de gradient de concentration de cette même quantité, est un mécanisme de couplage dans l'espace qui agit de sorte à répartir équitablement dans tout l'espace disponible la quantité physique<sup>3</sup>. Il existe malgré tout certaines conditions pour lesquelles le phénomène de diffusion provoque la déstabilisation d'un équilibre homogène, stable sans la diffusion, conduisant à la formation de structures.

L'idée de Turing est de considérer un système présentant un couplage

---

2. La complexité vient du fait que durant la croissance, ces animaux présentent une robe tachetée qui évolue en anneaux fractionnés, avec en plus pour le jaguar la présence d'une tache au centre des anneaux.

3. La diffusion d'une goutte d'encre dans un verre d'eau reste l'exemple le plus utilisé pour illustrer ce phénomène.

spatial ainsi que de la non-linéarité. Il remarque que sous certaines conditions, la diffusion provoque la déstabilisation d'un vecteur d'onde transverse  $q_0$  non nul (instabilité de modulation) à l'origine de la formation de la structure. La diffusion permettrait alors de véhiculer l'information de non-uniformité de l'échelle cellulaire microscopique à l'échelle caractéristique macroscopique (beaucoup plus grande que la taille des structures microscopiques qui la constituent).

Cette organisation spatiale d'une quantité, et donc la création d'ordre qui en résulte, laisse à penser que l'entropie du système  $\mathcal{S}$  diminue. Ceci semble en contradiction avec le second principe de la thermodynamique qui impose que l'entropie totale  $\mathcal{S}$  d'un système isolé augmente avec le temps. Or l'observation de structures spatiales est une conséquence directe de la non-linéarité de l'équation de diffusion (en chimie par exemple, la présence de processus cinétiques non-linéaire). Puisque proches de l'équilibre, les effets non-linéaires sont négligeables ; il est nécessaire de placer le système loin de l'équilibre thermodynamique, c'est à dire qu'il suffit d'apporter et d'évacuer de manière constante certaines quantités. Mais alors, la diminution d'entropie liée à la formation de la structure est largement compensée par la dissipation d'entropie vers le milieu extérieur.

## 1.2 De la biologie à l'optique non-linéaire

Par extension de l'idée de Turing, nous sommes naturellement amené à considérer tout système (physique, chimique, biologique) possédant de la non-linéarité ainsi que du couplage spatial (par l'intermédiaire de la diffusion et/ou de la diffraction en optique) comme un système candidat pour former des structures spatiales.

Bien que les mécanismes amenant à la formation de ces structures dépendent du système étudié, leur description mathématique est identique. Nous disons que le système subit une instabilité de modulation lorsque qu'une perturbation transverse du type  $e^{iq_0x}$  avec  $q_0$  non nul se trouve amplifiée, autrement dit lorsqu'il y a au moins une valeur propre du système proche de la solution d'équilibre qui devient positive pour une ou un ensemble de valeur de  $q$  (voir Fig. 1.2).

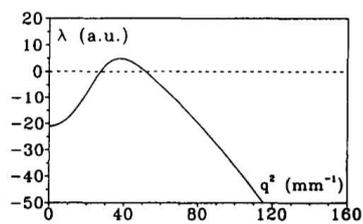


FIGURE 1.2 – Diagramme de stabilité typique pour un système de Turing. La partie réelle de la valeur propre du système linéarisé  $\Re(\lambda)$  est positive pour des valeurs de  $q$  non nulles, amenant à la formation de structures. (Fig. issue de [Arecchi 1995])

Outre la notion de couplage spatial nécessaire à l'obtention des ces structures, Turing fournit une piste mathématique permettant l'étude de systèmes susceptibles d'engendrer des structures spatiales. Les structures de Turing, solutions stationnaires stables du système, qui apparaissent dans des systèmes dissipatifs hors équilibre thermodynamique, peuvent alors être observées de façon identique dans des systèmes complètement différents. Bien qu'il soit impossible de comparer un système biologique avec une expérience d'hydrodynamique ou de chimie ; il est néanmoins intéressant d'observer que la description des structures en biologie [Murray 1989] nécessite l'utilisation de modèles mathématiques identiques à ceux utilisés en hydrodynamique, en chimie ou en optique. Bien entendu, et spécialement pour les systèmes complexes considé-

rés ci-dessus, les modèles mathématiques ne permettent que de rendre compte du comportement qualitatif du système. Ils permettent néanmoins de capturer et de comprendre les mécanismes responsables de ce comportement. Par exemple, l'agrégation de cellules d'amibe *Dictyostelium discoideum* lors du cycle de différenciation conduit à la formation d'ondes spirales<sup>4</sup>, structure typique de nombreuses réactions chimiques comme celle découverte par A.T. Winfree dans la réaction de Belousov-Zhabotinsky [Winfree 1972] (voir aussi [Jakubith 1990]).

Ce type de structure, (Voir Fig.1.3), qui est également observable en hydrodynamique [Morris 1993], dans les milieux granulaires vibrés verticalement [de Bruyn 2001], sous forme d'ondes électrochimiques dans les tissus cardiaques [Efimov 1995], s'obtient, par exemple lorsque l'on considère l'équation de Ginzburg-Landau complexe en 2 dimensions [Aranson 2002]. Cette équation, qui est d'une importance majeure en physique non-linéaire, permet également de décrire un système laser avec absorbant saturable de large section transverse. Comme nous le verrons, la phase de certaines des solutions de cette équation peut également présenter une forme spiralée [Crasovan 2000].

Nombreux sont les systèmes physiques ou écologiques qui présentent des structures spatiales. Nous noterons, par exemple, le cas de structures de type Turing observées dans un système à décharge de gaz [Astrov 1996, Ammelt 1997], les structures liées à l'organisation des végétaux dans les milieux arides et semi-arides [von Hardenberg 2001, Gilad b 21, Lejeune 2002], les structures spatiales en hydrodynamique résultantes de l'instabilité de Faraday [Edwards 1994], les structures spatiales dans les milieux granulaires [Melo 1994]. Cette liste non-exhaustive a pour intérêt de montrer le large spectre de domaines dans lequel s'in-

---

4. Le *Dictyostelium* possède l'unique propriété de pouvoir vivre à l'état de cellules isolées ou de colonies multicellulaires. Il se multiplie à l'état unicellulaire dans des conditions nutritionnelles favorables mais dans des conditions de carences alimentaires, les cellules s'engagent dans un cycle de différenciation et de morphogenèse. Celui-ci comporte d'abord une phase d'agrégation au cours de laquelle les amibes s'organisent en corps multicellulaires, notamment grâce à la propagation dans le milieu d'un signal chimique : la molécule d'AMP cyclique. L'AMPc, qui joue le rôle de chimio-attracteur, provient d'un groupe ou d'une cellule centrale, il est détecté par les récepteurs membranaires des autres cellules et relayé de proche en proche conduisant à la formation d'ondes spirales [Lee 1996, Falcke 1998].

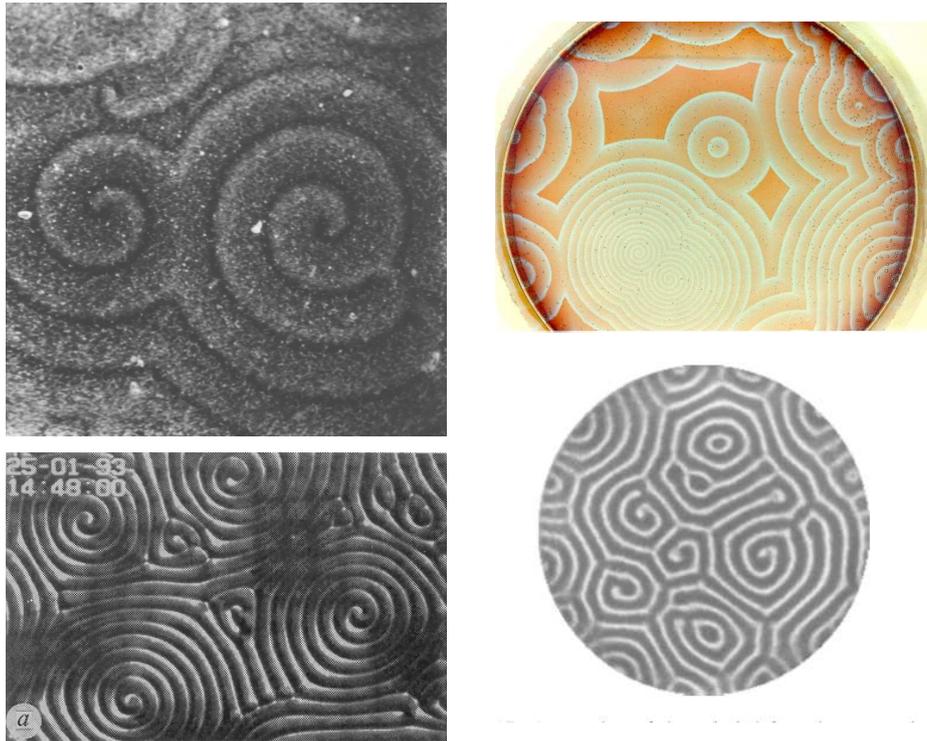


FIGURE 1.3 – a) L'agrégation de cellules d'amibe *Dictyostelium discoideum* lors du cycle de différenciation. Nous observons la formation d'une onde spirale. b) Onde chimique obtenue lors d'une réaction chimique dite de "Belousov-Zhabotinsky". c) Spirale : convection de Rayleigh-Bénard. d) Spirale se formant dans des granulaires vibrés verticalement. Nous remarquons que le type de structure apparaît dans des systèmes complètement différents, de la biologie à l'hydrodynamique en passant par la chimie. (image issues de [www.uni-magdeburg.de/abp/picturegallery.html](http://www.uni-magdeburg.de/abp/picturegallery.html) et [de Bruyn 2001])

clut le présent manuscrit.

Bien que des similarités soit observées entre les structures de Turing et les structures observées en hydrodynamique, elles se différencient néanmoins par leur mécanisme de génération. La principale différence tient dans la longueur d'onde de la structure générée, qui est intrinsèque dans le cas de Turing (issue de la compétition entre les effets de diffusion et de réaction) alors qu'en hydrodynamique, celle-ci est reliée à la géométrie du système (issue des contraintes et des lois de conservation imposées au fluide). Cette différence peut aussi être mise en évidence dans les systèmes optiques par l'intermédiaire d'un paramètre, le nombre de Fresnel

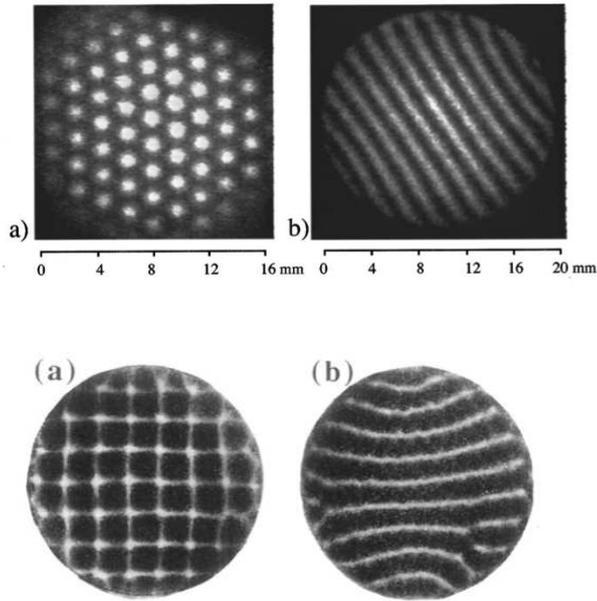


FIGURE 1.4 – Haut : Structures dans l'intensité transmise par une cellule à décharge de gaz, dites de Turing. Les zones de surintensité représentent les zones où la décharge a lieu. Principalement deux types de structures stationnaires apparaissent résultant de l'instabilité : a) une structure hexagonale et b) une structure en ligne. (image issues de [Ammelt 1997]). Bas : structures spatiales observées dans les milieux granulaires vibrées verticalement a) réseau carré, b) lignes (images issues de [Melo 1994].)

du système [Arecchi 1993, Arecchi 1995] :

$$\mathcal{F} = a^2/\lambda L \quad (1.1)$$

qui inclut les paramètres géométriques du système,  $a$  la taille transverse du dispositif,  $L$  la taille longitudinale et  $\lambda$  la longueur d'onde optique. La transition entre les structures contrôlées par les conditions aux limites et les structures dites auto-organisées n'est néanmoins pas aussi triviale. Nous différencierons : les structures "forcées" où la symétrie de la structure sera imposée par les conditions aux limites (géométrie du système, forçage spatial ...), des structures dites "spontanées", où la symétrie est contrôlée par les propriétés du milieu non-linéaire. Dans [Arecchi 1993, Arecchi 1995], les auteurs présentent la transition entre les régimes décrits précédemment lorsque  $\mathcal{F}$  est graduellement augmenté. La taille des structures spatiales contrôlées par les conditions

---

aux bords suit une loi en racine de  $\mathcal{F}$ , alors que les structures contrôlées par les propriétés du milieu non-linéaire ont une taille typique indépendante de  $\mathcal{F}$ . Le deuxième cas est celui qui va nous concerner pendant toute la suite de cette thèse.

## 1.3 Structures spatiales en optique

### 1.3.1 Les équations de Maxwell

La propagation dans l'espace et dans le temps des champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  associé, ainsi que leurs champs induits respectifs ( $\vec{D}$  et  $\vec{B}$ ) sont régis par les lois développées par Maxwell dans les années 1860 (voir [Newell 1992] et références incluses) :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (1.5)$$

auxquelles il faut ajouter la loi de conservation entre la charge électrique  $\rho$  et le courant  $\vec{J}$ .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (1.6)$$

Les champs sont reliés aux champs induits dans le milieu au travers des équations dites constitutives :

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H}, \quad \vec{D} = \varepsilon_o \vec{E} + \vec{P} \quad (1.7)$$

où  $\varepsilon_o$  est la permittivité du vide et  $\mu_o$  la perméabilité. Ces deux constantes sont reliées par la relation  $\varepsilon_o \mu_o c^2 = 1$  où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation (1.7) suggère que l'interaction d'un champ électrique  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  avec un milieu induit une polarisation  $\vec{P}(\vec{r}, t)$  de ce même milieu, qui agit ensuite comme une source du champ. Nous appelons la susceptibilité électrique  $\chi$  la grandeur qui relie ces deux quantités. C'est cette interaction champ-matière qui donne naissance aux phénomènes de réfraction, de biréfringence, de gain (amplification non-linéaire par exemple dans un milieu inversé) ou de pertes. C'est aussi celle qui permet la génération de faisceaux à des fréquences doubles, triples, qui

permet de comprendre l'effet Kerr optique. Pour le cas le plus simple, celui d'un milieu diélectrique dit isotrope et dans le cas où la réponse est linéaire, la polarisation  $\vec{P}$  vérifie :

$$\vec{P} = \varepsilon_o \chi_l \vec{E} \quad (1.8)$$

La modélisation la plus simple permettant d'obtenir l'expression de  $\chi_l$  est appelée le modèle de l'électron élastiquement lié au noyau proposé par Lorentz. Ce modèle, décrivant l'interaction entre un atome et un rayonnement de fréquence  $\omega_o$ , fait appel à la mécanique classique, supposant que les électrons qui gravitent autour du noyau sont soumis à une force d'attraction (noyau), une force de friction et au forçage par le champ  $\vec{E}$ .  $\chi_l$  permet entre autres de définir l'indice du milieu par  $n = \sqrt{1 + \Re e(\chi_l)}$ .

Cette approche décrit de façon très efficace le régime isotrope linéaire mais commence à être mise en défaut dès lors que le milieu diélectrique subit une polarisation induite différente suivant la polarisation du champ excitateur  $\vec{E}$ . L'expression (1.8) est modifiée en considérant  $\chi$  comme un tenseur d'ordre 2. Cette description permet de décrire les phénomènes dits de biréfringence apparaissant dans certains matériaux anisotropes.

L'apparition des lasers, et donc de champs électriques intenses, a permis de considérer le cas le plus général. C'est celui, intéressant pour décrire la formation de structures spatiales en optique, pour lequel la réponse du milieu  $\vec{P}$  n'est pas directement reliée au champ  $\vec{E}$  mais est une fonction de  $\vec{E}$ . Il s'agit du cas de toute l'optique non-linéaire. La susceptibilité s'écrit alors comme une fonction non-linéaire du champ. Dans ces conditions,  $\chi$  peut être souvent développé comme  $\chi = \chi_l \vec{E} + \chi_{NL}(\vec{E}^2, \vec{E}^3, \dots) = \chi_l \vec{E} + \chi^{(2)}(\vec{E}^2, |E|^2) + \chi^{(3)}(\vec{E}^3, |E|^2 \vec{E}) + \dots$

La relation générale :

$$\vec{P} = \varepsilon_o \chi \vec{E} \quad (1.9)$$

permet d'obtenir un ensemble fermé d'équations capable de décrire la propagation d'un champ dans un milieu quelconque. Nous remarquons que les différents ordres auxquels peuvent se manifester les effets non-linéaires peuvent faire intervenir des champs oscillant à des fré-

quences différentes, permettant ainsi de générer des signaux à la fréquence somme. Par exemple, au second ordre si  $\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$  nous obtenons un champ à  $\omega = \omega_1 + \omega_2$ <sup>5</sup>; de même au troisième ordre<sup>6</sup>.

Ce système fermé d'équations nous amène à l'usuelle équation d'onde qui rend compte de l'interaction brièvement décrite. En prenant le rotationnel de (1.4) et en utilisant (1.2) et (1.5) Nous obtenons :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

Si l'on choisi l'axe  $z$  pour axe optique, cette équation se réécrit :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\nabla_{\perp}^2 \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.11)$$

le terme  $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  (Laplacien transverse) représentant la diffraction, terme de gradient spatial. Ce terme joue donc le rôle de couplage spatial, comme la diffusion dans le cas proposé par Turing. Il est donc à l'origine des structures observées dans les différents systèmes que nous décriront un peu plus en détail dans la suite de cette section.

### 1.3.2 Systèmes passifs

La première mise en évidence de structures spatiales, en optique non-linéaire dans un système dissipatif, date de 1988[Grynberg 1988]. Les auteurs montrent qu'une instabilité amène à la formation d'hexagones, lorsque deux faisceaux contra-propagatifs interagissent avec un milieu possédant une non-linéarité de type Kerr ( $\chi^{(3)}$  dont l'indice de réfraction est une fonction de l'intensité du champ). Une simplification, initialement théorique, permettant de capturer les éléments essentiels à la formation de structures dans les milieux Kerr fut par la suite proposée [D'Alessandro 1991]. Dans ce travail théorique, la diffraction découple des effets non-linéaires. Les auteurs proposent de réduire la zone d'interaction où se produit la non-linéarité à une fine tranche de milieu Kerr (à

5. si  $\omega_1 = \omega_2$  nous génèrons un faisceau dit de seconde harmonique

6. On a gardé sous silence le fait qu'un couplage efficace n'est réalisé que lorsqu'on a à la fois la conservation de l'énergie  $\sum_i \omega_i = 0$  et un parfait accord de phase  $\sum_i \vec{k}_i = \vec{0}$ .

l'intérieur de laquelle la diffraction peut être négligée), et de ré-injecter le champ transmis par cette cellule après avoir diffracté (voir Fig. 1.5).

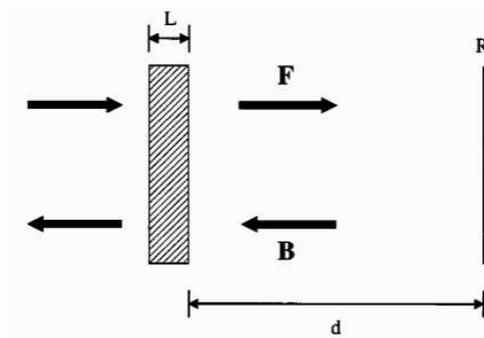


FIGURE 1.5 – schémas du montage optique proposé dans [D'Alessandro 1991]. Un miroir  $R$  permet de renvoyer le champ sortant de la cellule Kerr après une distance de propagation  $d$ .  $F$  champ propageant,  $B$  champ contra-propageant,  $L$  épaisseur de la cellule Kerr.

En contrôlant la distance à laquelle est placé le miroir de réflexion, nous pouvons contrôler le vecteur d'onde de la structure générée. L'idée de cette expérience repose sur un effet, appelé effet de Talbot [Talbot 1836], suivant lequel une modulation périodique de phase se retrouve identique après une distance, qui dépend de la périodicité de la modulation.

Il est d'usage en optique non-linéaire de séparer les échelles de variations du champ considérées rapides (opérant à l'échelle de la fréquence optique), des échelles lentes, par l'utilisation des notations (on se place dans le cas d'un champ scalaire) :

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}(\mathcal{E}(x, y, z)e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c.c.) \quad (1.12)$$

où  $\mathcal{E}$  est une fonction lentement variable de l'espace et du temps. L'Ansatz précédent consiste à se restreindre à l'optique paraxiale<sup>7</sup>. Si nous introduisons cette solution dans (1.11) dans le vide ( $P = 0$  et  $\omega_0 = k_0 c$ ) et en négligeant la dérivée seconde suivant  $z$  des amplitudes lentement variables, nous obtenons l'équation d'onde dans l'approxima-

7. Approximation qui consiste à n'autoriser, lors de la propagation, que des petites déviations par rapport à l'axe optique.

tion paraxiale (pour simplifier la discussion nous considérons un système à une dimension transverse) :

$$\frac{\partial \mathcal{E}(x, z)}{\partial z} = \frac{i}{2k_o} \frac{\partial^2 \mathcal{E}(x, z)}{\partial x^2} \quad (1.13)$$

On pose :

$$\mathcal{E}(x, z) = \mathcal{A}(z)e^{iqx} \quad (1.14)$$

alors  $\mathcal{E}(x, z)$  est solution de (1.13) si  $\mathcal{A}(z) = \mathcal{A}_o e^{-i\frac{q^2 z}{2k_o}}$ .

Cette expression permet d'illustrer clairement cet effet Talbot, puisqu'après une distance de propagation  $z_{tal} = \frac{4\pi k_o}{q^2}$  le profil de phase est inchangé. En revanche, lorsque  $z = z_{tal}/4$  ou  $z = 3z_{tal}/4$ , la modulation de phase est convertie en modulation d'amplitude. Pour une distance de propagation donnée, il existe donc un  $q$  où la modulation de phase convertie en intensité va, via l'effet Kerr, changer l'indice de réfraction de façon périodique. Nous remarquons qu'à  $z = z_{tal}/4$ , la modulation d'amplitude va renforcer l'effet d'une non-linéarité de type auto-focalisante (l'indice augmente en fonction de l'intensité du champ), alors que la distance  $z = 3z_{tal}/4$  conforterait une non-linéarité de type auto-défocalisante. La période de la structure spatiale formée sera donc sélectionnée par la longueur de la boucle de rétroaction optique. Le travail théorique proposé dans [D'Alessandro 1991] suscita un intérêt expérimental certain.

### 1.3.2.1 Dispositif à vapeur de sodium

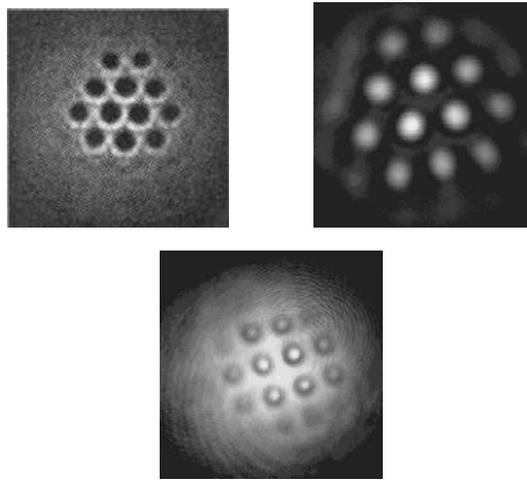
Plusieurs expériences, basées sur le schéma identique à celui théoriquement proposé, ont été rapportées [Grynberg 1994, Ackemann 1994]. Les résultats de ces expériences, en particulier les résultats du groupe du Professeur Lange, ont permis de fournir une compréhension profonde de la formation de structures dans les systèmes à vapeurs atomiques<sup>8</sup>. Le signe de la non-linéarité (auto-focalisante versus auto-défocalisante) est contrôlable via le désaccord avec la résonance atomique permettant ainsi d'engendrer une structure hexagonale positive ou négative

---

8. Les vapeurs atomiques ont la particularité d'être très peu sensibles aux défauts qui pourraient perturber la structure.

[Ackemann 1994, Ackemann 1995]. Les cellules de vapeurs atomiques ne sont néanmoins pas directement assimilables à un milieu à effet Kerr à cause de différents effets tels que l'absorption, la saturation, l'effet magnéto-optique, et requièrent une modélisation plus complexe. Un modèle théorique spécifique fut donc développé pour ce type de vapeurs [Scroggie 1996], travail théorique dans lequel les auteurs prédisent que sous certaines conditions de symétrie, le système supporte une solution de type structures carrées. Ce type de réseau fut effectivement observé par la suite [Aumann 1997].

FIGURE 1.6 – Structures spatiales du champ électrique, produites par une cellule de vapeur de sodium injectée soumise à une rétroaction optique. En haut à gauche : la structure en nid d'abeille apparaît lorsque la non-linéarité est de type défocalisante. En haut à droite : la structure en hexagone apparaît lorsque la non-linéarité est de type autofocalisante. En bas : La structure carrée est observée si la symétrie d'inversion est conservée. (Images issues de [Ackemann 1995],[Aumann 1997])



### 1.3.2.2 Valve optique à cristaux liquides

Les valves optiques à cristaux liquides soumises à une rétroaction optique ont aussi largement contribué à la compréhension de la formation de structures. Ce dispositif schématisé en Fig.1.7 fut initialement mis au point par Akhmanov et al. [Akhmanov 1988].

C'est un dispositif, dit électro-optique, qui a pour but de moduler le profil transverse d'un champ. Il se compose de deux parties séparées par un miroir. La première partie est constituée de molécules de cristaux liquides dans la phase nématique<sup>9</sup>. Le milieu nématique présente loca-

9. Les cristaux liquides, molécules allongées (sous forme de bâtonnets), présentent un ordre

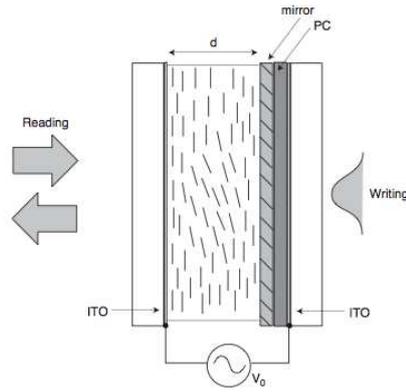


FIGURE 1.7 – schéma du montage d’une valve optique à cristaux liquides. Reading : champ de lecture, Writing : champ d’écriture, PC : photoconducteur, ITO : couche conductrice d’oxyde d’indium,  $V_o$  voltage appliqué. image issue de [Residori 2005].

lement une symétrie de rotation autour de l’axe défini par  $\vec{n}_{Dir}$ . Il n’y a plus, localement, la symétrie de rotation autour de n’importe quel axe. Le milieu considéré est alors un milieu biréfringent uniaxe avec un indice ordinaire  $n_o$  dans la direction perpendiculaire à  $n_{Dir}$  et un indice extraordinaire  $n_{ext}$  dans la direction de  $n_{Dir}$ . Outre l’orientation à longue portée, les molécules de cristaux liquides possèdent des propriétés électriques et magnétiques remarquables : elles se réorientent en présence d’un champ. Des électrodes d’ITO (Indium Tin Oxide) permettent d’appliquer une tension  $V$  dans la cellule qui contient les cristaux liquides. Lorsque nous appliquons une différence de potentiel dans la cellule, les cristaux liquides tendent à s’orienter parallèlement au gradient de tension appliqué, dès lors que la force exercée sur les cristaux est supérieure à la force de rappel entre molécules. Il existe donc une tension seuil à partir de laquelle les cristaux commencent à s’orienter. Nous appelons cette transition, la transition de Freederickzs [Fréedericksz 1933]. Passée cette tension seuil, les cristaux liquides s’orientent, modifiant l’indice extraordinaire  $n_{ext}$ . Le

---

d’orientation à longue portée alignés sous l’effet de forces élastiques. L’orientation moyenne est mesurée par un vecteur, le directeur du cristal liquide  $n_{Dir}$ . Les cristaux liquides sont maintenus entre les deux plaques de verre de la valve traitées soit chimiquement, soit mécaniquement pour réaliser un ancrage planaire, i.e. le directeur  $n_{Dir}$  des cristaux liquides est orienté parallèlement à la surface de la plaque de verre. L’ancrage fixe une orientation homogène suivant une direction connue.

changement d'indice est alors fonction (non-linéaire) de l'angle de basculement des cristaux, qui lui-même est fonction de la différence de tension aux bornes des électrodes. La deuxième partie de la valve se compose d'un photoconducteur<sup>10</sup>. Celui-ci induit une tension additionnelle qui dépend de l'intensité de la lumière incidente. L'orientation des cristaux liquides et donc  $n_{ext}$ , dépend alors de la distribution d'intensité sur le photoconducteur. Un profil d'intensité incident sur la face d'écriture se transforme, grâce au photoconducteur, en un masque de phase sur le faisceau. La valve optique à cristaux liquide agit donc comme ayant une parfaite non-linéarité Kerr. Ce dispositif est par conséquent un candidat idéal à l'expérience proposée par [D'Alessandro 1991], avec de surcroît plusieurs avantages :

- Le temps de réponse du système est très lent ( $\sim$  temps de réponse des cristaux liquides qui peut varier entre  $100ms$  à  $1s$ ) permettant de mesurer la dynamique spatio-temporelle avec une simple caméra.
- La transition de Freederickzs est atteinte de façon électrique permettant d'utiliser peu de puissance optique pour réorienter les cristaux liquides, offrant ainsi la possibilité d'agrandir le rapport d'aspect du système et donc de diminuer considérablement les effets dûs aux conditions aux bords.

La formation de structures est étudiée dans une configuration avec rétroaction optique où la conversion phase/amplitude est obtenue suivant deux méthodes différentes. La première consiste à utiliser, suivant l'idée de Talbot décrite précédemment, une longueur de diffraction  $L$  non nulle. Le champ d'injection est alors polarisé rectiligne parallèlement à  $\vec{n}_{Dir}$ . La seconde méthode requiert l'utilisation de deux polariseurs<sup>11</sup>. Dans ce cas la diffraction et les effets de polarisation interviennent ensemble pour la formation de structures.

---

10. Ce photoconducteur agit comme une résistance variable qui décroît à mesure que l'intensité du faisceau, dit d'écriture, augmente. Lorsque le photoconducteur est illuminé par le faisceau d'écriture, la résistance diminue, les charges électriques sont alors transférées vers la surface située à l'intérieur de la valve. Les lignes d'iso-potentiels ne sont plus parallèles, le champ à l'intérieur de la cellule augmente là où l'intensité du faisceau d'écriture est importante.

11. Le faisceau injecté est alors polarisé rectiligne avec un angle  $\Psi_1 = 45^\circ$  alors que le faisceau de ré-injection est polarisé avec un angle  $\Psi_2 = -\Psi_1 = -45^\circ$  (l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire interviennent de la même façon et le contraste est maximal).

Ce système est d'une efficacité redoutable grâce à la façon dont est maîtrisée la rétroaction. Une liasse de fibres collecte le champ après diffraction pour le ré-injecter sur le photoconducteur. La distance  $L$ , à laquelle est placée la face d'entrée de la liasse comparée au plan image de la face de lecture de la valve, détermine la longueur de diffraction (il n'y a pas de couplage entre fibres). La liasse peut aussi être tournée d'un angle  $\Delta = 2\pi/N$ , permettant de créer de la non-localité.

Comme dans l'expérience sur les vapeurs de sodium, cette expérience a permis de mettre en évidence un large éventail de structures spatiales, allant des hexagones (positifs, négatifs) aux quasi-cristaux (lorsque diffraction et polarisation interviennent simultanément [Pampaloni 1995]), en passant par les rouleaux (lorsque la rétroaction est tournée de  $180^\circ$  [Pampaloni 1993]) ...

Dans le cas où nous introduisons des polariseurs et avec  $L = 0$ , des structures se forment seulement si la rétroaction induit un couplage non-local, par exemple en tournant d'un angle quelconque ou en décalant d'une distance arbitraire la liasse de fibres servant à la rétroaction. Le rôle du couplage spatial identifié par Turing n'est plus tenu par la diffraction, il est alors nécessaire d'introduire un mécanisme de couplage externe. Des structures en pétales de domaines de polarisation sont observables lorsque nous introduisons de la rotation (voir les travaux pionniers de [Akhmanov 1992]) alors que des rouleaux apparaissent si l'on décale suffisamment la rétroaction [Ramazza 1998].

Pour clore cette petite parenthèse, nous retiendrons l'idée de la conversion de la phase en intensité, idée sur laquelle repose les expériences proposées pour l'étude de la morphogenèse optique dans les systèmes discutés ci-dessus.

### 1.3.3 Systèmes actifs

Le cas actif est certainement le cas le plus fascinant de la morphogenèse optique puisque les structures spatiales observées sont auto-générées. Le champ qui donne lieu à la structure n'est pas injecté dans le système : c'est le milieu non-linéaire qui lui donne naissance.

### 1.3.3.1 Les oscillateurs à photoréfractif

Le principe de fonctionnement d'un oscillateur à photoréfractif est basé sur le transfert d'énergie entre un champ de pompe et un champ circulant dans la cavité, par l'intermédiaire d'un réseau d'indice induit. En effet, le champ de pompe interfère, au niveau du cristal de photoréfractif, avec le champ circulant dans la cavité. Les franges d'interférences créent, par l'intermédiaire du cristal, un réseau d'indices qui diffracte l'énergie de la pompe vers le signal. Il n'y a pas de champ directement injecté dans la cavité, le champ circulant dans la cavité est spontanément généré à partir du bruit de diffusion de la pompe dans le cristal (pour une description complète, voir [Arecchi 1995]). De nouveau, ce type de dispositif est très lent, ce qui permet son étude spatio-temporelle à l'aide d'une simple caméra. L'insertion d'un iris dans la cavité permet de faire varier de façon continue le nombre de Fresnel du système. C'est en fait dans cette configuration qu'à été démontré le rôle du nombre de Fresnel discuté précédemment. Ce système est très riche. Il a notamment servi à observer l'existence de vortex optiques [Arecchi 1991] dont le rôle en optique non-linéaire avait été théoriquement discuté dans [Couillet 1989b].

### 1.3.3.2 Le cas des lasers

Les structures spatiales observées dans les lasers (pour light amplification by stimulated emission radiation) sont de deux types (de nouveau en fonction du nombre de Fresnel du système). Les premières, connues depuis les années cinquante [Shawlow 1958], ont une géométrie fixée par les conditions aux bords. Nous parlons alors des modes transverses d'une cavité qui peuvent être obtenus connaissant la géométrie du résonateur. L'étude des structures spatiales dans les lasers à faible nombre de Fresnel fut l'objet d'intenses études dans les années 90 aussi bien du point de vue théorique [Brambilla 1994] que du point de vue expérimental [Dangoisse 1992, Coates 1994]. Les secondes structures sont indépendantes de la géométrie du résonateur mais sont gouvernées par le milieu non-linéaire. Un exemple de ce phénomène d'auto-organisation dans les lasers est donné dans [Ackemann 2000, Menesguen 2006]. Les

auteurs considèrent des lasers à semiconducteurs de large section transverse pompés électriquement ou optiquement au dessus de la transparence et soumis à une injection d'un champ électrique homogène. Ce schéma expérimental fut d'une importance majeure pour la formation de structures spatiales puisqu'il fut le premier dispositif expérimental utilisé pour démontrer l'existence d'une classe particulière de structures spatiales (dites localisées) dans les lasers [Barland 2002]. La simplicité de mise en fonctionnement ainsi que le faible encombrement des lasers à semiconducteurs sont certainement à l'origine de la banalisation de leurs utilisations. Cette technologie étant largement répandue, il existe un grand nombre de références traitant du fonctionnement de ce type de lasers. Aussi, nous ne développerons pas toute la physique sous-jacente en détails. Nous illustrerons seulement les principes de fonctionnement basiques. Contrairement aux lasers traditionnels où l'amplification est obtenue par émission stimulée entre deux niveaux atomiques, le laser à semiconducteurs fonctionne par émission stimulée entre deux bandes électroniques dites bande de valence (BV) et bande de conduction (BC). L'origine physique de ces bandes d'énergie est liée au caractère périodique du réseau cristallin [Ashcroft 1976]. Les propriétés électriques d'un matériau sont alors entièrement déterminées par l'occupation électronique de ces bandes d'énergie. L'application d'un champ électrique accélère les électrons qui voient leur énergie augmenter. Un matériau conducteur possède une BC partiellement remplie à température nulle. Puisque cette bande n'est pas complètement occupée, les électrons de "surface" peuvent accéder à des états de plus hautes énergies. Ils sont libres de se déplacer le long de la bande d'énergie. ils peuvent donc se mouvoir dans l'espace direct sous l'action d'un champ électrique. Le matériau est conducteur. Par opposition, un isolant possède une BC vide à température nulle. Lors de l'application d'un champ électrique, les électrons ne peuvent pas accéder à des niveaux d'énergie supérieurs puisque la bande est complètement remplie. Les électrons ne se déplacent pas. La différence d'énergie entre le minimum d'énergie de la BC et le maximum d'énergie de la BV constitue une bande interdite (de largeur  $E_g = E_c - E_v$ ). Il se peut que  $E_g$  soit faible avec le minimum de la bande

de conduction placé au dessus du maximum de la bande valence (gap direct). Dans ce cas, lorsque la température n'est pas nulle, l'agitation thermique des électrons peut induire la création d'une paire électron-trou. L'électron saute de la BV à la BC laissant un trou libre inoccupé dans la BV. Lorsque cette transition est permise, le matériau est considéré comme semi-conducteur. Cette condition se traduit par  $E_g \sim k_b T$  (où  $k_b$  est la constante de Boltzman et  $T$  la température). La probabilité d'occupation électronique, à température  $T$ , est alors contrôlée par une loi de distribution dite de Fermi-Dirac. Le principe de fonctionnement d'un laser à semiconducteurs consiste à faire recombinaison des électrons de la BC avec des trous de la BV. Pour ce faire, il faut un excès d'électrons arrivant au niveau d'une zone de l'espace où ils peuvent se recombinaison avec des trous disponibles (le temps caractéristique de recombinaison est de l'ordre de la nano-seconde). La méthode consiste donc à mettre en contact deux matériaux semiconducteurs dopés, en excès d'électrons pour l'un (type n) et en excès de trous pour l'autre (type p) dans une cavité optique. Bien entendu, puisque le processus de recombinaison repose sur la présence d'une paire électron-trou susceptible de recombinaison, son efficacité augmente avec la densité de porteurs de charges. Il est donc nécessaire de confiner les porteurs dans une zone d'espace la plus petite possible de façon à obtenir une densité suffisante pour créer un effet laser avec des courants de pompage faible<sup>12</sup>. L'énergie libérée lors de cette recombinaison se traduit par l'émission de photons dont la longueur d'onde dépend de  $E_g$  et donc du matériau.

---

12. pour le pompage optique, les porteurs sont générés par absorption de photons à une énergie supérieure à l'énergie du rayonnement laser souhaité)

## 1.4 Structures localisées

### 1.4.1 Introduction

Les structures spatiales discutées ci-dessus, générées spontanément et directement contrôlées par les conditions aux bords du système, sont fortement corrélées spatialement. Ceci les rend peu commodes en termes d'applications puisqu'elles ne sont clairement pas reconfigurables. Si l'on perturbe une zone de la structure, celle-ci s'en trouve entièrement affectée. La manipulation de ces structures afin d'y encoder de l'information n'est donc pas possible. En revanche, une classe particulière de structures, appelée structures localisées, rend possible cette application. Ces structures ont la propriété d'être localisées dans l'espace, les rendant alors indépendantes les unes des autres ainsi qu'insensibles aux conditions aux bords. Leur longueur de corrélation spatiale est donc inférieure à la taille du système. Les structures localisées apparaissent dans des systèmes dynamiques non-linéaires dissipatifs, lorsque, pour une même valeur de paramètres, deux solutions sont possibles (lorsque le système est bistable) : une solution homogène stable et une solution stable mais spatialement modulée en intensité, i.e. une structure spatiale. Comme nous l'explicitons au paragraphe suivant, ces structures résultent de la connexion entre la solution stable et la solution modulée. Si cette connexion ne capture qu'un seul pic de la solution modulée, nous parlons de structure localisée, si le nombre de pics est plus important nous parlons d'unité cellulaire de structures. Les modèles supportant ce type de solutions sont multiples et montrent en fonction de la dimension transverse des motifs plus ou moins complexes, allant de la structure "basique" à un pic aux structures circulaires en passant par des portions d'hexagones.

### 1.4.2 Théorie générale pour des systèmes uni-dimensionnels

L'origine théorique de ces structures localisées n'est, pour le moment, établie qu'à 1D dans le cas où la solution homogène oscille à la fréquence de la solution modulée. Puisque les expériences décrites précédemment

entrent toutes dans le cadre de cette théorie, nous allons brièvement décrire en quoi elle consiste.

Dans [Woods 1999], Champneys A. R. et Woods P.D. s'intéressent au comportement d'un système dynamique qui possède au moins deux solutions qui coexistent (système bistable). Ils s'intéressent plus particulièrement aux systèmes hamiltoniens réversibles en espace (présence de symétrie  $x \rightarrow -x$ ) lorsque qu'une solution d'équilibre coexiste avec la structure spatiale périodique décrite dans l'espace des phases par une orbite périodique. Ils montrent alors qu'il existe des solutions dites "localisées", représentées par des orbites homoclines réversibles<sup>13</sup>. Lorsqu'une seule orbite périodique est considérée, comme c'est le cas pour Champneys et Woods, la stabilité de l'orbite homocline vis-à-vis des changements de paramètres est nulle.

D'un autre côté, Y. Pomeau considéra le cas où une solution homogène coexiste avec une solution périodiquement modulée en espace [Pomeau 1986]. Sachant que les orbites périodiques apparaissent de façon générique en famille de solution dont la période des orbites varie lorsque l'on se déplace dans la famille de solution, il montra que la connexion hétérocline entre la solution triviale et une solution périodiquement modulée est robuste. Si nous modifions légèrement un paramètre, l'orbite hétérocline correspondant au front décrit par Pomeau sélectionnera une orbite voisine à une période légèrement différente de la précédente. Il montra de plus qu'il existe toute une région  $\mathcal{L}$  (pour région de "locking") de l'espace des paramètres où un front stationnaire stable, à *vitesse nulle*, peut réaliser cette connexion.

En associant les travaux de Champneys, Woods et Pomeau, P. Couillet et ses collaborateurs établirent la théorie des structures localisées [Couillet 2000b, Couillet 2000a, couillet 2002]. Ils montrèrent que ces structures localisées peuvent être robustes à condition de considérer un système réversible bistable entre une solution homogène et une famille de solutions stationnaires mais périodiques en espace. Les structures localisées sont alors représentées dans l'espace des phases par des orbites

---

13. Orbite qui part de la variété instable de la solution homogène, coupe le plan de réversibilité et se connecte à la même solution homogène par la variété stable.

homoclines, qui réalisent la connexion entre la solution triviale et une famille de solutions périodiques. La famille d'orbite périodique apporte alors la robustesse nécessaire aux deux fronts "de Pomeau" constituant la structure localisée. Ils établirent par analogie avec [Pomeau 1986] qu'il existe une région  $\mathcal{L}$  de l'espace des paramètres où les deux fronts, nécessaires à l'obtention d'une structure localisée, sont stables. Il ressort de cette analyse que les structures localisées peuvent être vues comme deux fronts "de Pomeau" qui réalisent la connexion entre la solution homogène et "quelques" cellules de la structure modulée. Le nombre de pics de la structure localisée est fonction du nombre de cellules connectées à la solution homogène. En jouant sur les paramètres, un diagramme de bifurcation complexe peut être établi (on rappelle que la famille de solutions périodiques permet une certaine liberté sur les paramètres). Il prévoit que ces orbites homoclines apparaissent par bifurcations noeud-col successives avec un nombre de pics croissants lorsque l'on se rapproche de la région identifiée  $\mathcal{L}$  par Pomeau pour disparaître de nouveau par bifurcations noeud-col successives avec un nombre de pics décroissants lorsque l'on se s'écarte de cette région  $\mathcal{L}$ . Dans [Coullet 2004a, Coullet 2004b], les auteurs démontrent qu'il existe une région de paramètres, incluse dans l'espace  $\mathcal{L}$ , où la structure spatiale est entièrement décomposable, c'est-à-dire qu'il est possible d'effacer ou d'écrire autant de structures localisées que possible. De façon équivalente, M. Clerc et ses collaborateurs montrent que le diagramme de bifurcation discuté précédemment peut être obtenu en ne considérant que l'interaction de fronts connectant la solution homogène avec la solution spatialement modulée [Clerc 2005]. La théorie discutée ci-dessus n'est valable que lorsque l'on considère un système de dimension spatiale 1, bistable entre une solution homogène qui oscille à la fréquence de la solution modulée. Cette théorie n'a pas encore été étendue pour des dimensions spatiales supérieures, des études numériques laissent cependant présager un comportement identique à celui décrit précédemment pour un système à deux dimensions transverses [Lloyd 2008]. Les modèles numériques en deux dimensions prédisent par exemple la formation de structures localisées circulaires [pri], structures intrinsèques aux systèmes de dimensions transverses

supérieures à une, n'ayant aucune équivalence en dimension un et donc non-descriptible par cette théorie. Cette théorie prédit qu'une superposition entre les états à un, deux, trois ... maxima est possible pour une même valeur de paramètres. Un tel niveau de superposition n'ayant jamais été observé expérimentalement, plusieurs arguments théoriques ont été avancés et permettent de pencher le diagramme de bifurcation, diminuant le degré de multistabilité. L'origine d'une faible pente dans l'agencement des états à plusieurs maxima est intrinsèque à l'invariance par translation [Dawes 2008] mais peut être accentuée par un couplage non local [Firth 2007] ou une bifurcation supplémentaire de la branche modulée [Bortolozzo 2008]. Bien que cet agencement penché d'état ait été observé expérimentalement [Barbay 2008], il n'existe toujours pas de claire explication.

La théorie 1D proposé par P. Coulet et ses collaborateurs ne peut en revanche pas décrire la connexion entre une solution zéro (qui n'oscille pas) et une solution modulée en intensité qui oscille à la fréquence du champ électrique<sup>14</sup>.

En physique, l'apparition d'une phase cohérente est caractérisée par une transition de phase. C'est le cas en thermodynamique, par exemple, lorsque nous observons la transition entre un liquide et un superfluide ou bien encore entre un état conducteur et un état supra-conducteur. En optique, cette transition entre un état non cohérent à un état cohérent, où tous les photons qui composent le faisceau de lumière oscillent à la même fréquence et à la même phase, apparaît lorsqu'un laser passe le seuil. Le choix de la phase est complètement arbitraire et la fréquence est, en général, fixée par les conditions aux limites ainsi que par les résonances du milieu amplificateur. Lorsque cette transition apparaît dans un système avec une étendue spatiale de façon sous-critique, des structures localisées peuvent exister [Rosanov 1992]. L'idée de N.N. Rosanov et de ses collaborateurs permettant d'obtenir cette transition de façon sous critique est de considérer un laser avec un absorbant saturable. Dans leur modélisation, les auteurs considèrent un laser à large

---

14. En effet, les résultats théoriques précédents sont obtenus lorsque la solution homogène et la solution modulée dans l'espace oscillent toutes deux rapidement, à la fréquence du champ électrique.

section transverse contenant un absorbant saturable, régi par les équations de Maxwell-Bloch, dans l'approximation des enveloppes lentement variables [Fedorov 2000]. Les auteurs ont exploré les différentes modélisations de ce système, passant d'un laser de classe A (les différentes échelles de temps permettent d'éliminer abadiatiquement la dynamique de la polarisation et la dynamique de l'inversion de population) au cas plus complexe du laser de classe B (la dynamique des milieux actifs est prise en considération) [Rosanov 2002, Fedorov 2000]. En ne considérant que le cas simple d'un laser de classe A, l'évolution de l'enveloppe lentement variable du champ ( $E$ ) se réduit à l'équation [Rosanov 2002] :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = (i + d)\nabla_{\perp}^2 E + f(|E|^2)E \quad (1.15)$$

où la fonction  $E$  est l'amplitude lentement variable du champ électrique, le temps  $t$  est normalisé au temps de vie des photons dans la cavité,  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x'^2 + \partial^2/\partial y'^2$  est le Laplacien transverse en ayant choisi comme adimensionnement  $x' = x/\sqrt{\frac{L_c}{2k(1-R)}}$  (resp. pour  $y$ ) ( $L_c$  est la longueur de la cavité,  $k$  le nombre d'onde et  $R$  le produit des coefficients de réflexions). Le paramètre  $d$ , terme de diffusion, agit comme une courbe de gain, les hautes fréquences étant alors plus amorties. La fonction non-linéaire  $f(|E|^2) = -1 + \frac{g_o}{1+|E|^2} - \frac{a_o}{1+\beta|E|^2}$  décrit l'amplification non-linéaire ( $g_o$ ) ainsi que les pertes linéaires et non-linéaires liées à l'absorption ( $a_o$ ). Le facteur  $\beta$  représente le rapport entre l'intensité de saturation pour le gain et pour l'absorption. Si nous développons  $f$  en fonction des puissances de  $E$ , nous tombons sur l'équation de Ginzburg-Landau [Aranson 2002]. Le développement à l'ordre 5 permet d'aboutir l'équation communément appelé l'équation de Ginzburg-Landau d'ordre 5. La présence d'onde solitaire dans ce type d'équation est démontrée théoriquement à 1D [Fauve 1990]. Les auteurs de cette dernière référence montrent que des structures localisées sont stabilisées suite à une bifurcation sous-critique par un terme dissipatif d'ordre 5. Ils montrent, par une analyse perturbative à partir de la solution solitonique de l'équation de Schrödinger non-linéaire, que la taille des structures, indépendante de la dimension transverse considérée, est contrôlée par la dissipation.

On remarque de plus que l'équation 1.15 reste invariante par :

$$E(x, y, t) \rightarrow E(x, y, t)e^{i\phi_0} \quad (1.16)$$

La symétrie de phase de cette équation est typique des systèmes lasers. Comparativement aux systèmes avec injection optique où la phase et la fréquence sont fixées par le champ de maintien, les systèmes lasers sont libres d'adapter leur fréquence et vont avoir une phase arbitraire. Les structures spatiales localisées dans un système laser, sans injection, n'entrent alors pas dans le cadre de la théorie générale (1D) discutée au premier chapitre. Dans [Columbo 2008], les auteurs montrent qu'un laser de classe A bidirectionnel avec une cavité en anneau peut former des structures localisées seulement si la symétrie de phase est rompue par un faisceau d'injection. Ils montrent que si la symétrie de phase n'est pas brisée, des ondes de phases générées par les structures localisées se propagent. Ces ondes de phases peuvent alors chasser hors du dispositif d'autres structures localisées (puisqu'elles sont sensibles au gradient de phase présent dans le système.). Dans leur modèle, les deux solutions contra-propageantes sont des solutions non-nulles, fournissant donc un support pour la propagation des ondes de phases issues des structures localisées. Il est donc difficile d'avoir un système laser ayant la symétrie de phase susceptible de former des structures localisées puisque les ondes de phase fournissent un couplage à longue distance. La seule solution pour éviter ce couplage à longue distance est d'utiliser un système bistable ayant une solution nulle supprimant la propagation des ondes de phase. Le cas du laser avec absorbant saturable, discuté auparavant, semble être un candidat.

Bien que certains travaux numériques suggèrent que la présence de structures localisées dans un système laser soit intimement liée à une instabilité de modulation de la branche de haute intensité [Bache 2005], il n'existe pas, à notre connaissance, de description théorique générale, basée sur les arguments utilisés par P. Couillet et ses collaborateurs, qui décrirait la formation de structures localisées dans un système laser (même à une dimension transverse).

Le travail expérimental effectué pendant ces trois années de thèse

s'inscrit dans cette problématique.

### 1.4.3 Observations

#### 1.4.3.1 Historique

La première observation des structures localisées, dans les milieux dissipatifs, date de 1831 par M. Faraday, lorsqu'il observa, dans une fine couche de sable vibrée, la formation de ce qu'il appela des "little heaps"<sup>15</sup> pour petits tas [Faraday 1831]. Ce type de solution, qui existe dans des systèmes très variés, non seulement dans les granulaires vibrés [Umbanhowar 1996], mais aussi dans les systèmes à décharge de gaz [Astrov 2001], dans les liquides vibrés [Lioubashevski 1996], dans les ferro-fluides soumis à un champ magnétique [Richter y 13], en chimie [Lee 1994], se présentent sous forme de pics superposés à un fond homogène (voir 1.8).

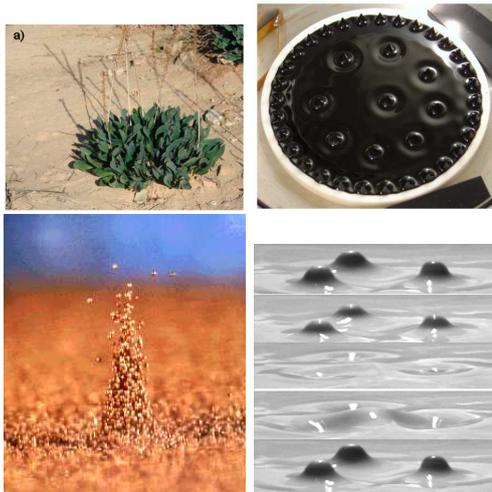


FIGURE 1.8 – Les structures spatiales localisées à une cellule s'observent dans une variété de systèmes par exemple en écologie (en haut à gauche), dans les fluides magnétiques (en haut à droite), dans le sable et les liquides vibrés verticalement (en bas). Elles sont également obtenues en optique et en chimie. (images issues de [Meron Sep, Richter y 13, Umbanhowar 1996])

Les systèmes optiques discutés en section 1.3 sont aussi capables de produire des structures localisées dès lors qu'un mécanisme permettant d'obtenir de la bistabilité entre en jeu (voir [Tlidi 1994], [Schäpers 2000] pour les vapeurs de sodium, [Neubecker 1995] pour la valve à cristaux liquides, bien que leur indépendance mutuelle n'ait pas

15. Ces structures ont aujourd'hui le nom d'oscillons (voir [Umbanhowar 1996]).

été mise en évidence, [Saffman 1994] pour les oscillateurs à photoréfractif, [Barland 2002] pour les lasers à semi-conducteur). Il est intéressant de discuter du fait que dans les systèmes conservatifs, les solitons propagatifs obtenus ne requièrent pas la présence d'un mécanisme de bistabilité (voir [Christodoulides 2003]). En revanche, lorsqu'il y a de la dissipation, la présence de structures localisées est entièrement liée à la présence de bistabilité. Pour générer une structure localisée, il faut suffisamment perturber le système de façon à passer la séparatrice [Schreiber 1997] qui délimite le bassin d'attraction de chacune des solutions. Si la perturbation est trop faible, le système reste dans sa solution initiale.

Lorsque ces structures localisées se forment dans un système avec cavité leur dénomination change, nous les appelons des solitons de cavité. Il n'y a pas de raison fondamentale pour distinguer les structures localisées, par exemple dans les valves optiques, des solitons de cavité, par exemple dans les lasers à semi-conducteur avec injection, tant leurs propriétés sont identiques. Cette dénomination ne permet pas non plus de rapprocher les solitons de cavité de leur homonymes temporels dans les systèmes conservatifs où les effets dispersifs sont compensés par l'intermédiaire des effets non-linéaires. Les solitons de cavité dans le cas avec injection sont, eux, non conservatifs et ne résultent pas nécessairement d'un effet de compensation entre diffraction et auto-focalisation puisqu'ils existent aussi lorsque la non-linéarité est défocalisante [Michaelis 1997].

#### 1.4.4 Pourquoi cet engouement pour les structures localisées ?

La réponse à cette question se trouve dans le besoin sans cesse grandissant de moyens de distribution de l'information et de la communication. Les dispositifs capables de se charger de cette distribution fonctionnent aujourd'hui essentiellement de façon électronique alors que le moyen le plus efficace pour transporter ces données reste la lumière. Le transfert et le traitement des signaux lumineux peuvent donc être grandement améliorés si l'on considère des dispositifs capables de se charger de cette (re-)distribution de façon tout-optique. Les dispositifs formant des solitons de cavité se placent tout naturellement dans cette classe de

dispositifs tout-optiques susceptibles de répondre aux attentes de cette demande grandissante. En effet, les structures localisées, sont par définition, localisées et donc peu sensibles aux conditions de bords. Du fait de leur réponse bistable et de leur insensibilité aux conditions de bords, les solitons de cavité peuvent être allumés et éteints à l'aide de faisceaux d'écriture de façon indépendants (sous réserve que la distance entre deux soit plus grande qu'une valeur minimale [Brambilla 1996, Tissoni 1999] en dessous de laquelle des états liés peuvent se former (voir Chapitre 3)). La propriété fondamentale des structures localisées est leur sensibilité à toute perturbation de la symétrie de translation [Firth 1996]. Une brisure de la symétrie de translation engendre un déplacement à une vitesse proportionnelle au gradient de la quantité qui brise la symétrie. Nous pouvons donc les utiliser pour stocker et manipuler de l'information optique. Puisque les structures localisées se déplacent à une vitesse proportionnelle au gradient de phase du champ de maintien, il est possible de les utiliser pour déplacer des bits d'information optique à vitesse contrôlable le long de la section transverse du dispositif [Pedaci 2008a]. Nous pouvons réaliser une matrice de structures localisées en modulant périodiquement la phase du faisceau de maintien [Pedaci 2006] de façon à organiser spatialement le stockage d'information optique (voir Fig. 1.9).

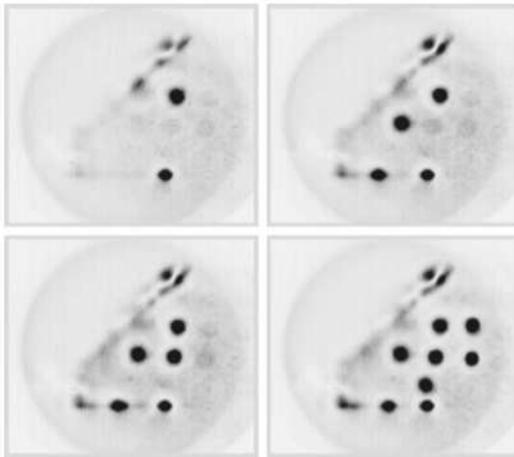


FIGURE 1.9 – Champ proche d'un laser à semiconducteurs à émission verticale injecté par un faisceau dont la phase est modulée pour former un réseau carré. Les solitons de cavité se placent alors aux extremum du profil de phase du champ de maintien pour différentes valeurs de pompage dans le semiconducteurs (de gauche à droite et de haut en bas  $I_{bias} = 557, 563, 565, 567$  mA. ). Images issues de [Pedaci 2006].

La forme ainsi que l'amplitude du signal émis par les structures sont

"quantifiées" à certaines valeurs. Nous pourrions notamment utiliser cette propriété pour restaurer un signal. Par exemple un signal très bruité mais ayant une extension transverse de la taille d'une structure localisée peut permettre d'allumer une seule structure localisée. Le rapport signal/bruit issu de la structure serait ainsi largement augmenté. Puisque l'allumage d'une structure n'est possible que lorsque la perturbation est suffisante pour faire, localement, basculer le système de l'autre côté de la branche instable, nous pourrions utiliser cette propriété pour restaurer un signal faiblement modulé.

La démarche d'investigation suivie par notre équipe consiste à comprendre et à mettre en évidence les propriétés des structures localisées pour ensuite proposer des dispositifs prototypes pour le traitement tout optique de l'information.

## 1.5 Localisation spatio-temporelle

Les mécanismes de formation de structures spatiales localisées sont, de nos jours, relativement compris<sup>16</sup> et expérimentalement confirmés. Ce type de solutions, stationnaires, peut être décrit en considérant un système monomode longitudinal dans l'approximation du champ moyen tel que, suivant la direction de propagation, il n'y ait pas de modulation de l'enveloppe du champ. La localisation de la lumière agit donc dans le plan transverse à la propagation.

Il est alors naturel de se demander quel serait le comportement du système, capable de générer des structures localisées dans le plan transverse, au delà de l'approximation du champ moyen.

Un travail théorique et numérique a été proposé dans cette direction [Brambilla 2004]. Les auteurs de cette dernière référence prédisent la formation de structures localisées dans le plan transverse à la propagation ainsi que dans le plan longitudinal. Ces structures sont appelées des "balles de lumière". Dans [Di Trapani 2003], les auteurs étudient la génération d'un paquet d'ondes complètement localisé, en espace et en temps dans un milieu non-linéaire (génération de second harmonique). Les conditions d'existence de ces "balles de lumière" ont été également étudiées dans un modèle théorique où le milieu non linéaire est un amplificateur avec un absorbant saturable dispersif en fréquences de large section transverse du type [Veretenov 2000, Rosanov 2002] :

$$\frac{\partial E}{\partial z} - i\Delta_{\perp}E + iD\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} = f(|E|^2)E \quad (1.17)$$

avec  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $\tau = t - z/v_{gr}$  est le temps dans le référentiel en mouvement à la vitesse de groupe  $v_{gr}$ , le long de la dimension longitudinale et  $D$  est le coefficient de dispersion. La présence de balles de lumière dans ce modèle est reporté pour le cas de dispersion anormale, i.e.  $D < 0$ .

Bien qu'aucune expérience ne puisse le confirmer, le laser avec absorbant saturable de large section transverse semble être un candidat

---

16. Il reste le cas où les structures localisées possèdent la symétrie de phase. Dans cette thèse, nous proposons un montage expérimental capable de générer ce type de structures.

à former à la fois des structures spatiales localisées ayant la liberté du choix de la phase, et des structures localisées en espace et en temps.



# Source de radiations lasers localisées

---

«Wonder is the beginning of all science.»

Aristotle

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Les différents lasers à solitons proposés</b>	<b>36</b>
2.1.1	Approches théoriques	36
2.1.2	Expériences proposées	37
<b>2.2</b>	<b>Le laser à solitons</b>	<b>39</b>
2.2.1	Brève description de l'expérience	39
2.2.2	Zone de fonctionnement du laser à solitons	48
2.2.3	Preuve expérimentale de l'indépendance mutuelle	67
<b>2.3</b>	<b>Propriétés de cohérence des solitons lasers</b>	<b>70</b>
<b>2.4</b>	<b>Propriétés modales des solitons lasers</b>	<b>76</b>
2.4.1	Profil de phase des solitons lasers	82
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>84</b>

---

Ce chapitre est destiné à l'étude du laser à solitons que nous avons mis au point au laboratoire. Ce système est capable de générer des structures spatiales localisées laser, *i.e.* sans avoir recours à une injection optique. Nous montrerons que des structures cohérentes composées d'un pic d'intensité coexistent avec un fond homogène non cohérent de faible intensité. Ces structures ont des propriétés similaires à celles observées dans les expériences précédentes, elles peuvent être allumées et éteintes de manière indépendante à l'aide d'une perturbation optique. Un comportement modal particulier des structures localisées, propre à l'utilisation d'un schéma expérimental avec une cavité externe longue, a été mis en évidence.

## 2.1 Les différents lasers à solitons proposés

### 2.1.1 Approches théoriques

Il existe différentes approches théoriques prévoyant la formation de structures spatiales localisées dans des systèmes lasers. L'idée de N.N. Rosanov et de ses collaborateurs fut de former des solitons spatiaux sans faisceau de maintien en considérant le cas d'un laser avec absorbant saturable [Rosanov 1992]. Ils montrent qu'il est possible de former des solitons lasers, structures appelées "autosolitons", en utilisant un modèle théorique où l'absorbant est dans un premier temps considéré comme ayant une réponse instantanée puis ensuite comme ayant un temps de relaxation fini [Rosanov 2002, Fedorov 2000].

En 2005, M. Bache et ses collaborateurs proposent une modélisation plus raffinée qui considère le cas du laser à solitons de cavité pour les matériaux lents de type semiconducteurs [Bache 2005]. Le système dynamique proposé décrit les effets de diffraction de l'enveloppe du champ ainsi que la dynamique temporelle du milieu absorbant et du milieu amplificateur. L'étude du système avec un milieu amplificateur possédant le même temps de réponse que le milieu absorbant fut ensuite menée [Prati 2007] (ce cas est celui va nous intéresser par la suite).

Les auteurs des ces dernières références montrent que dans un système laser avec absorbant saturable, la présence de solitons de cavité est reliée à une instabilité de la branche bifurquée dès lors que la diffraction entre en jeu. Les solitons de cavité dans ce système peuvent être indépendamment allumés et éteints à l'aide d'une perturbation optique non cohérente lorsque les points de l'espace perturbés sont suffisamment éloignés l'un de l'autre.

Comparativement aux systèmes avec injection optique où la phase et la fréquence sont fixées par le champ de maintien, les systèmes lasers sont libres d'adapter leur fréquence et vont choisir une phase arbitraire. Le travail expérimental que nous avons accompli consiste à construire un dispositif expérimental permettant d'étudier les propriétés des structures spatiales localisées dans un système ayant ces degrés de liberté.

### 2.1.2 Expériences proposées

En 2008, l'équipe de T. Ackemann et W. Firth de l'université de Strathclyde publie la première réalisation d'un laser à solitons de cavité [Tanguy 2008a, Ackemann 2009, Tanguy 2008b]. Pour leur expérience, ils utilisent un laser à émission verticale soumis à une rétroaction optique par un filtre sélectif en fréquence. Ils montrent que ce système supporte la formation de structures localisées qui peuvent être contrôlées indépendamment à différentes positions du plan transverse à la propagation par l'intermédiaire d'un faisceau d'écriture. Ils démontrent aussi la mobilité des structures en perturbant leur position initiale à l'aide du faisceau d'écriture. Un masque de lignes, inséré au niveau d'un champ proche dans la cavité, est ré-imagé sur le réseau. Ce masque permet de réduire la rétroaction optique, nuisible à la formation de solitons de cavité d'après les auteurs, qui ne serait visiblement pas assez filtrée du fait de la largeur finie du filtre en fréquence. L'effet de ce filtre est de réduire la rétroaction suivant des lignes horizontales, créant ainsi un confinement quasi-unidimensionnel. Ce système est très efficace en termes d'application puisque le faisceau de maintien initialement nécessaire est supprimé ; il semble cependant souffrir de certaines limitations. La première consiste à réduire considérablement la largeur de bande du filtre en fréquence. La seconde est plutôt d'ordre pratique. Dans ce système avec rétroaction, la stabilité des solitons de cavité est reliée de façon critique à l'alignement ainsi qu'au désaccord entre la cavité du micro-résonateur et le filtre en fréquence. Ces deux paramètres peuvent être mis au point que de manière mécanique ce qui rend le système difficilement exploitable. Dans cette thèse, nous proposons une approche alternative fondée sur l'utilisation d'un laser avec absorbant saturable. Ce type d'expérience avait été tentée auparavant par V.B. Taranenko et ses collaborateurs en utilisant un oscillateur photoréfractif avec un schéma expérimental qui compromet la possibilité d'obtenir des structures localisées indépendantes [Taranenko 1997]. Dans leur expérience, ils observèrent des structures bistables en forme de spots localisés de sur-intensité ayant des propriétés similaires à celle des solitons de cavité, mis à part leur

indépendance (voir Fig.2.1).

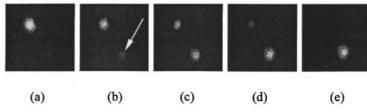


FIGURE 2.1 – Lorsque le faisceau d’écriture est utilisé pour allumer une seconde structure, la première s’éteint, prouvant qu’il existe une forte compétition entre les structures. (Image issue de [Taranenko 1997]).

Dans leur configuration, le milieu amplificateur et le milieu absorbant étaient disposés dans deux différents plans du résonateur, l’un étant le plan de Fourier de l’autre. Cette configuration semble ne favoriser la formation que d’un seul pic dans le champ proche. Ces structures ne sont donc pas assimilables à des solitons de cavité.

## 2.2 Le laser à solitons

Dans la première sous-section, nous allons présenter le principe de fonctionnement de notre système. La deuxième sous-section présentera en détail la zone de paramètres où les solitons de cavité existent. En sous-section 2.2.2.1, nous parlerons des méthodes d'allumage et d'extinction qui ont été utilisées. Pour pouvoir effectivement parler de soliton de cavité, certaines propriétés comme l'indépendance mutuelle des structures sont à démontrer. Dans la sous-section 2.2.3, nous montrerons qu'un faisceau d'écriture peut être utilisé pour prouver cette indépendance.

### 2.2.1 Brève description de l'expérience

Bien que la théorie prédisant la formation de solitons de cavité dans un laser avec absorbant saturable existe depuis les années 1990 [Rosanov 1992], il n'existait pas de vérification expérimentale probante. La motivation principale de réaliser ce type de laser à solitons de cavité n'est cependant pas simplement issue du manque de preuves expérimentales (associée à la curiosité du comportement des structures ayant une liberté de fréquence et de phase) mais plutôt de l'utilisation première des absorbants saturables. En effet, les lasers avec absorbant saturable sont couramment utilisés pour produire des pulses en régime de verrouillage modal passif (voir [Keller 2006] et références incluses). L'absorbant saturable est utilisé pour stabiliser ce verrouillage. L'idée de l'expérience que nous avons mise au point consiste à essayer de combiner les deux utilisations pour produire dans un premier temps des structures spatiales localisées stationnaires pour ensuite les faire fonctionner en régime pulsé. Nous espérons donc obtenir de la localisation transverse ainsi que de la localisation longitudinale. Le verrouillage modal ne peut s'obtenir que lorsqu'un grand nombre de modes sont potentiellement "actifs". Pour ce faire, la méthode la plus basique consiste à réduire l'intervalle spectral libre  $ISL_\nu = \frac{c}{2L}$  en augmentant la longueur  $L$  de la cavité. Le problème est que le nombre de Fresnel (voir Eq. 1.1) chute avec  $L$ . Pour maintenir un nombre de Fresnel important nécessaire à l'obtention de structures spatiales localisées [Lugiato 2003], il faut compenser la diffraction dans

la partie étendue de la cavité en utilisant un schéma expérimental auto-imageant.

De façon à éviter le type de compétition rencontré par V.B. Taranenko et al., certainement dû au fait que le milieu absorbant soit dans le plan de Fourier du milieu amplificateur, nous avons placé le milieu absorbant et le milieu amplificateur dans deux champs proches conjugués. Chacun des milieux actifs est contenu dans une cavité formant ainsi un laser à émission verticale par la surface (VCSEL), pompé électriquement. Ces lasers sont en tous points identiques, ils font  $200\mu\text{m}$  de diamètre, ils sont issus du même wafer de semiconducteurs et possèdent donc les mêmes propriétés électro-optiques. Ils ont été spécialement fabriqués par ULM Photonics, partenaire au sein du projet FunFacs, suivant une technologie particulière dite d'émission par le bas [Grabherr 1998]. Leur seuil se situe autour de  $400\text{mA}$  et leur longueur d'onde se situe autour des  $975\text{nm}$ . La Fig.2.2 représente la variation de la longueur d'onde d'émission de ces dispositifs en fonction de deux paramètres, le courant et la température de maintien de la monture. L'indice de réfraction  $n$  du milieu semiconducteur, et donc la longueur effective de la cavité, dépend de la température mais aussi du courant. En effet, le courant dissipé dans la cavité induit lui aussi, par effet Joule, une variation de l'indice de réfraction et donc une variation de la longueur d'onde d'émission.

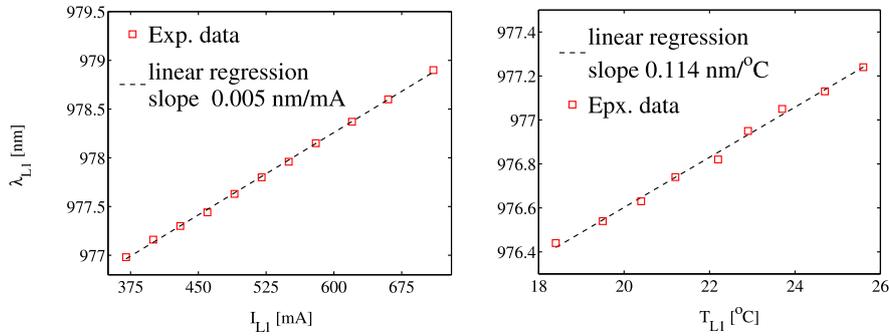


FIGURE 2.2 – À gauche Evolution de la longueur d'onde d'émission du VCSEL en fonction du courant. À droite : Evolution de la longueur d'onde d'émission du VCSEL en fonction de la température à laquelle est maintenu le dispositif. Une régression linéaire des deux courbes nous permet d'estimer la variation de température du dispositif suite à une variation de courant :  $0.044^{\circ}\text{C}/\text{mA}$ .

Le comportement linéaire de la longueur d'onde avec ces paramètres nous permet d'extraire le changement de température du dispositif en fonction du courant qui est de  $0.044^{\circ}C/mA$ .

La Fig.2.3 représente schématiquement le laser à solitons de cavité avec absorbant saturable. Ce laser à soliton est basé sur le couplage mutuel de deux micro-résonateurs. Les deux VCSELs sont montés face à face à une distance d'environ  $L = 60$  cm dans une cavité auto-imageante. Le premier VCSEL ( $L_1$ ) est utilisé comme un milieu amplificateur. Il est donc maintenu au-dessus de son courant de transparence mais en dessous de son propre seuil laser. Le deuxième laser ( $L_2$ ) joue le rôle de l'absorbant saturable. Il est donc maintenu en dessous de la transparence.

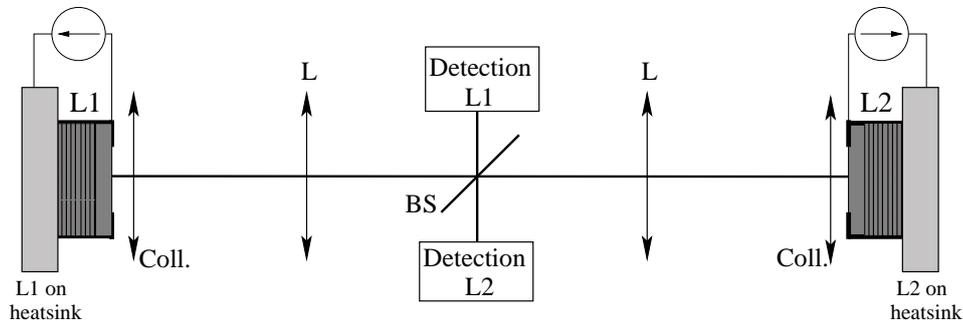


FIGURE 2.3 – Dessin schématique de l'expérience.  $L_1$  : laser maintenu au dessus de la transparence.  $L_2$  : laser maintenu au dessous de la transparence. BS : diviseur de faisceau. La détection de  $L_1$  ( $L_2$ ) inclut une caméra CCD qui permet d'imager le champ proche du milieu non-linéaire de  $L_1$  ( $L_2$ ) ainsi qu'un détecteur rapide qui enregistre les comportements dynamiques locaux. Chaque monture renfermant la micro-cavité laser est maintenue en température  $T_{L1}^o$  (resp.  $T_{L2}^o$ ). Les lentilles (L) et les collimateurs (Coll.) sont choisis pour obtenir une cavité auto-imageante.

Chaque dispositif est indépendamment contrôlé en température à l'aide d'un régulateur de température spécifique, précis à quelques  $m^{\circ}C$ . De façon à simplifier le montage expérimental, nous ne nous intéressons qu'au système symétrique, *i.e.* nous considérons seulement le cas auto-imageant où le champ proche de chaque VCSEL est imagé sur son vis-à-vis sans grandissement (facteur de magnification de 1). Nous utilisons donc deux collimateurs et deux lentilles identiques, placés de façon

symétrique et de façon à compenser la diffraction dans la partie externe de la cavité. Un séparateur de faisceau à 20% de réflexion inséré au centre de la cavité nous permet d'extraire deux faisceaux. Deux champs proches peuvent alors être simultanément imagés sur deux caméras CCD (pour l'anglais "charge coupled device"). Ces dispositifs permettent de ne visualiser que la moyenne temporelle de l'intensité émise par le système laser. La bande passante de ce type de caméra est d'environ 20Hz. L'utilisation de deux CCD permet donc de détecter simultanément la sortie du système couplé dans deux plans du résonateur. Nous avons choisi de visualiser les champs proches issus de chaque milieu actif. Le champ proche du milieu actif (issu de  $L_1$ ) est imagé dans un plan intermédiaire où l'on place un iris. Celui-ci va servir à sélectionner des petites parties du profil transverse pour permettre de résoudre localement la dynamique temporelle. Un photo-détecteur type Thorlabs PDA8GS (100 ps de temps de montée) couplé à un oscilloscope Lecroy Wavemaster 8600A (bande passante de 6GHz) évalue le comportement temporel de cette petite partie du champ proche de  $L_1$ .

La Fig.2.4 est obtenue lorsque les deux cavités sont stabilisées, à l'aide du contrôle en température, à deux températures différentes. Ces deux températures sont choisies de telle sorte que la longueur d'onde d'émission du laser  $L_1$  soit décalée d'environ 1nm vers le bleu par rapport au laser  $L_2$  pour une même valeur de courant de pompage (remarque : dans notre expérience,  $L_2$  joue le rôle d'un absorbant donc  $I_{L2}$  est ramené à quelques mA, ce qui a pour effet de décaler vers le bleu la résonance). Comme nous allons l'expliquer et le développer en détail par la suite, ce décalage des résonances de cavité nous permet de trouver une zone d'interaction lorsque le courant dans l'amplificateur est progressivement augmenté. La Fig.2.4 montre l'intensité émise par une zone centrale sélectionnée par l'iris d'environ 20  $\mu\text{m}$  de diamètre en fonction du courant de pompe du système ( $I_{L1}$ ). Cette courbe permet de mettre en évidence les trois régimes de fonctionnement de notre système. A chacune des trois zones, nous associons un profil transverse pour chacun des milieux actifs (Fig.2.5). Pour  $0 \leq I_{L1} \leq 100$  mA (zone A de la Fig.2.4), l'intensité émise, croissante avec  $I_{L1}$ , est attribuée à de l'émission spontanée.

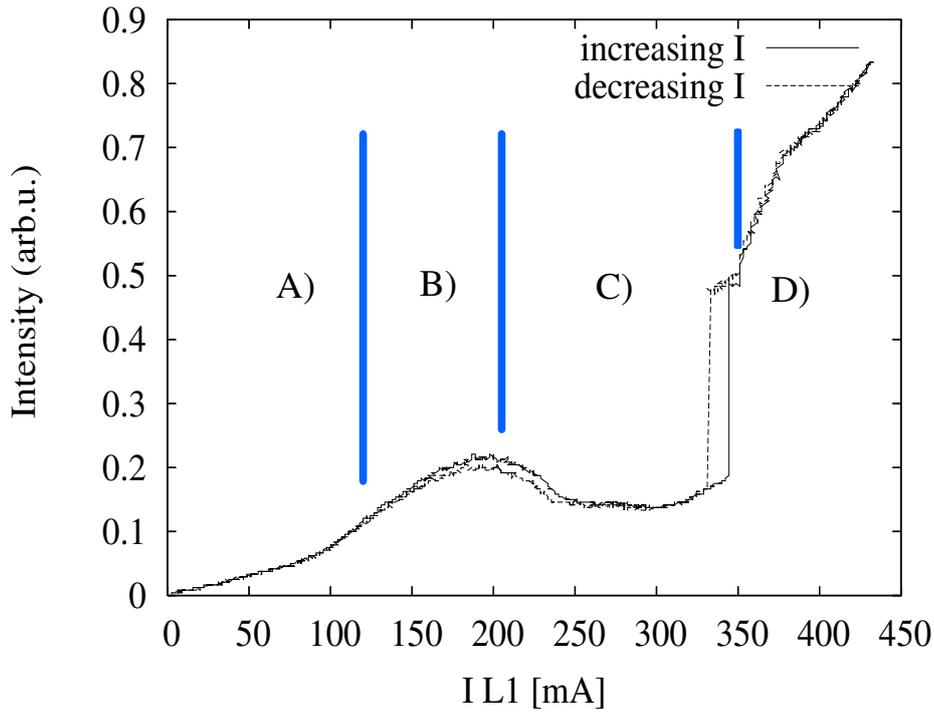


FIGURE 2.4 – Intensité émise par une partie de  $20 \mu\text{m}$  du profil transverse en fonction du courant dans le laser  $L_1$  ( $I_{L1}$ ). Cette courbe illustre les différents régimes de fonctionnement du laser à solitons de cavité. Dans la zone A, le système est en dessous du seuil. Dans la zone B, le système fonctionne grâce à la réduction des pertes due à la réflexion sur le miroir d'entrée de  $L_2$ . Les cavités ne sont pas couplées. La zone C est la zone de fonctionnement de notre laser. L'absorption par  $L_2$  coupe l'effet de rétroaction optique. Un cycle d'hystérésis entre les hautes et basses intensités est mis en évidence. Dans la zone D, une structure spatiale non stationnaire se développe. L'étude de ce comportement sera l'objet de la section 4.1.1. Le balayage du courant dans  $L_1$  est effectué lentement ( $0.2\text{Hz}$ ) de façon à pouvoir maintenir la température de la monture du dispositif constante durant l'expérience.

Le spectre optique du système dans la zone A ne présente pas d'émission cohérente. Le système est en-dessous du seuil laser. Le premier seuil du système ( $I_{th} \sim 100 \text{ mA}$ , région B de la Fig.2.4) est atteint lorsque la lumière, linéairement réfléchiée par le miroir de sortie du laser  $L_2$ , réduit suffisamment les pertes du système couplé pour qu'il puisse y avoir émission laser. La valeur du courant de seuil  $I_{th}$  n'est pas fonction de l'absorption ( $I_{L2}$ ). Dans la région B de la Fig.2.4, les lasers ne sont pas

couplés. Le décalage de la résonance de cavité du laser actif ( $L_1$ ), dû à la dissipation de courant, n'est pas encore assez important pour pouvoir combler le désaccord d'environ 1nm initialement imposé par la différence de température entre les substrats des cavités. En d'autres termes, la réduction de seuil observée est attribuée à la réduction des pertes due à la réflexion sur le miroir de bragg de  $L_2$ . Ce type réduction de seuil est typique des systèmes optiques actifs avec rétroaction [osmundsen 1983]. Lorsque  $I_{L1}$  est augmenté, d'après Fig.2.2, nous réduisons le désaccord entre  $L_1$  et  $L_2$  si bien que pour  $I_{L1} \geq 200$  mA (région C de la Fig.2.4), les cavités deviennent résonantes. L'intensité émise par le système sature puis diminue pour des valeurs croissantes de  $I_{L1}$ . Les résonances de cavités concordent et donc  $L_2$  fonctionne comme un absorbant. Le décalage en longueur d'onde en fonction du courant dans  $L_1$  est une aubaine puisqu'il suffit de scanner le courant en  $L_1$  pour trouver la zone d'interaction. La région C est celle qui nous intéresse pour la formation de structures localisées lasers. En effet, dans cette région, lorsque  $I_{L1}$  est augmenté, l'intensité émise reste faible et le spectre optique associé ne présente pas de pic bien défini. Le système est de nouveau en dessous de son seuil, la rétroaction est supprimée par l'absorption. Mais l'augmentation de  $I_{L1}$  au-dessus d'une valeur critique  $I_{L1}^c$  cause la formation d'un pic lumineux de sur-intensité marqué par une augmentation brutale de l'intensité émise localement par le système. Passée cette valeur critique (région D de la Fig.2.4), l'intensité locale croît avec  $I_{L1}$ , la zone transverse de 20  $\mu$ m inspectée révèle la formation de structures supplémentaires jusqu'à obtenir une structure spatiale qui envahi la totalité de la zone inspectée. La formation de ces structures à plusieurs pics ainsi que de la structures spatiale feront l'objet d'une étude particulière au Chap.3. Si  $I_{L1}$  est diminué après avoir passé  $I_{L1}^c$ , il apparaît une boucle d'hystérésis signalant la présence de bistabilité entre les hautes et basses intensités dans la région inspectée. L'intensité émise par le système lorsque  $I_{L1}$  est balayé dans la zone d'interaction permet de mettre en évidence le fonctionnement hystérétique du laser avec absorbant saturable. Lorsque  $I_{L1}$  augmente, l'effet laser démarre brutalement, *i.e.* le champ électrique dans la cavité sature localement l'absorbant, rédui-

sant alors localement les pertes. Si  $I_{L1}$  est ensuite diminué, l'effet laser persiste tant que le champ émis maintient un niveau d'intensité suffisant pour maintenir la saturation, en dessous duquel l'effet laser stoppe. L'absorption non saturable associée à l'absorption saturable cause alors des pertes trop importantes pour que le système fonctionne.

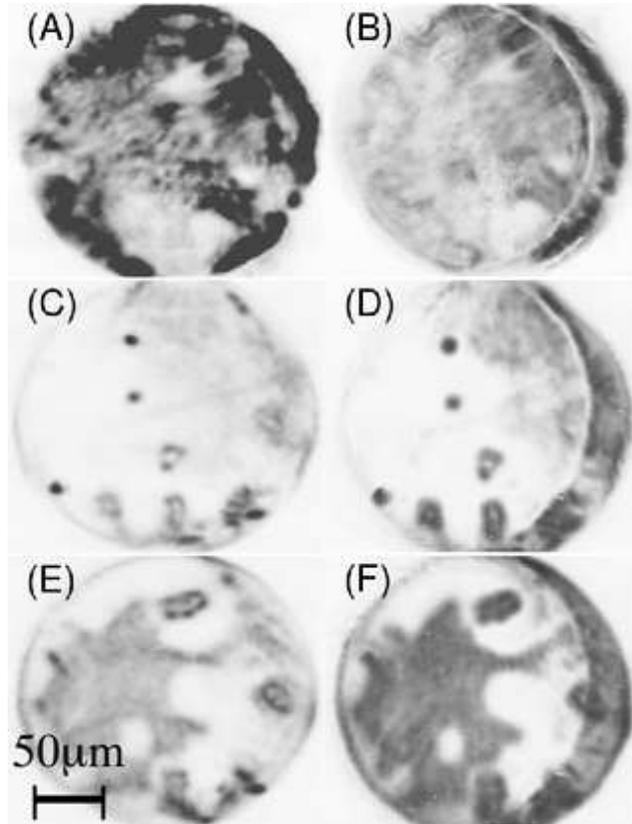


FIGURE 2.5 – (A) est le champ proche du milieu amplificateur et (B) le champ proche milieu absorbant lorsque le système fonctionne avec rétroaction optique (Zone B de la Fig.2.4). (C) et (D) présentent les mêmes champs proches mais lorsque l'absorption par  $L_2$  coupe l'effet de rétroaction (Zone C de la Fig.2.4). (E) et (F) montrent le type de structures spatiales présentes dans le système. Chaque paire d'images a été prise simultanément (Zone D de la Fig.2.4).

La Fig.2.5 donne un aperçu du champ proche des profils transverses du milieu amplificateur (colonne de gauche) et du milieu absorbant (colonne de droite) lorsque le système fonctionne dans les différents régimes discutés ci-dessus, lorsque  $I_{L2} = 15$  mA (les zones sombres représentent les hautes intensités d'émission). Nous remarquons premièrement que l'image du champ proche issue de  $L_1$  (colonne de gauche) est identique à celle issue de  $L_2$  et de même taille. Ceci est imposé par le fait que le

milieu absorbant soit dans le plan conjugué du milieu amplificateur et vis-et-versa. Les Fig.2.5 (A), (B) sont obtenues lorsque le système fonctionne avec de la rétroaction par le miroir de sortie de  $L_2$ . Le système est dans le régime noté B) de la Fig.2.4. Nous observons la formation d'une structure spatiale complexe non stationnaire lorsque  $I_{L1}$  dépasse  $I_{th}$ . Les lasers n'étant pas couplés, nous n'avons pas fait d'études approfondies de ce régime. Nous remarquons aussi que  $L_2$  est légèrement décalé sur la gauche ( Fig.2.5 (A), (B)). Nous effectuons ce décalage pour identifier la région de paramètres où  $L_2$  fonctionne comme un absorbant. La région de l'espace où les lasers sont en vis-à-vis en régime d'absorption (zone C de la Fig.2.4 ) sera donc caractérisée par une faible émission, alors que dans la zone d'espace où il n'y a pas de vis-à-vis l'émission est plus importante du fait de la rétroaction. Ceci est clairement visible dans la Fig.2.5 (D). Nous remarquons aussi que les champs proches (C) et (D) possèdent des spots de sur-intensité. La courbe 2.4 est obtenue lorsque le détecteur inspecte une zone centrée sur l'un de ces spots. Nous remarquons aussi la présence d'une structure plus complexe, apparemment composée de plusieurs spots. L'étude de ce type de structures plus complexes ainsi que de la structure spatiale présentée en Fig.2.5 (E) et (F) fera l'objet des chapitres suivants. Nous pouvons d'ores et déjà observer la formation de zones de sur-intensité. Les zones circulaires de faible intensité peuvent être dues aux variations de paramètres des lasers (comme par exemple leur fréquence de résonance, l'indice du matériau, la densité de courant de pompe ...). Des structures peuvent en effet apparaître dans ces zones pour des valeurs de paramètres différents (gain plus élevé, en général). Ce type de structures ne sont pas visible avec des lasers ayant peu servi (voir Chap.4, Fig.4.3).

Cette succession de régime de fonctionnement, obtenue pour une valeur particulière de paramètres, nous donne donc une idée du système que nous nous proposons d'utiliser pour étudier la formation des structures localisées lasers. Dans la section suivante, nous discuterons de façon détaillée les conditions nécessaires à réunir pour reproduire ces phénomènes donnant ainsi une idée de l'espace des paramètres sur lequel le système peut fonctionner. Nous détaillerons les conditions à réunir pour

obtenir les résultats discutés ci-dessus. Les spots de sur-intensités présenté à la Fig.2.5 c) et d) ressemble au solitons de cavité connus dans le cas avec injection. En effet, ceux-ci sont bistables avec les paramètres du système. Ils possèdent tous une taille identique d'environ  $10 \mu\text{m}$  ainsi qu'une forme identique à celle présentée à la Fig.2.6.

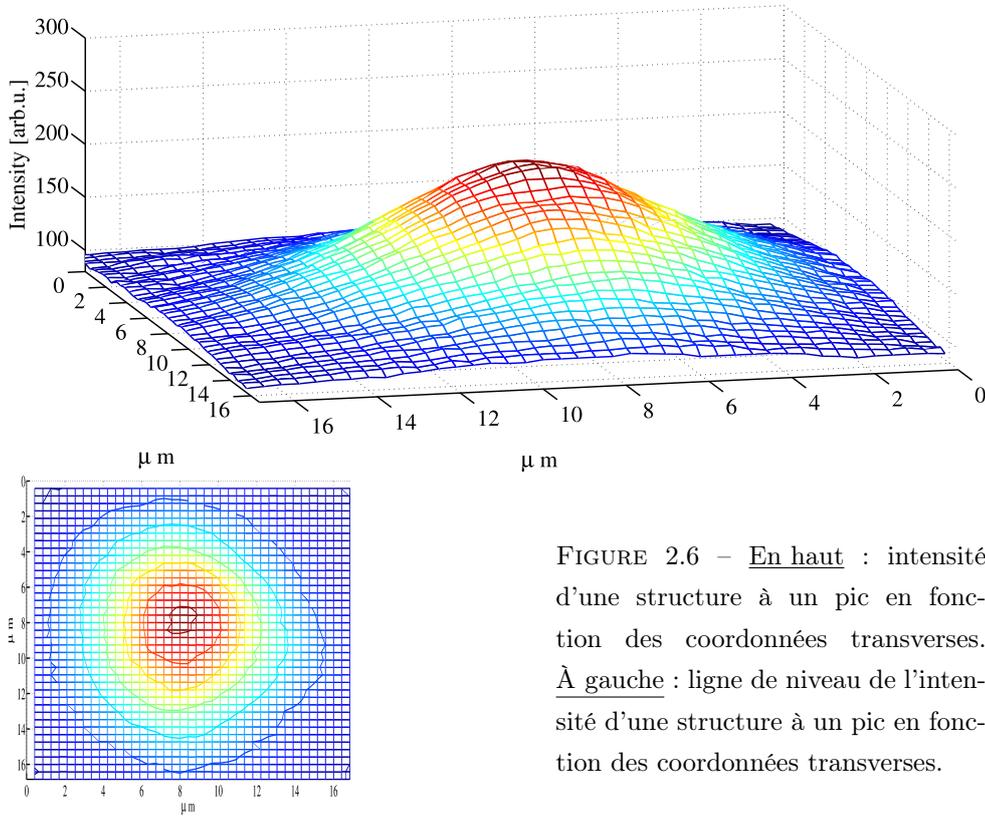


FIGURE 2.6 – En haut : intensité d'une structure à un pic en fonction des coordonnées transverses. À gauche : ligne de niveau de l'intensité d'une structure à un pic en fonction des coordonnées transverses.

Ces spots de sur-intensité qui apparaissent de façon sous-critique sur le profil transverse de notre résonateur sont assimilables à des micro-lasers à condition qu'un certain nombre de propriétés soient vérifiées. L'une des propriétés commune aux lasers classiques est l'apparition d'une phase cohérente lorsque le système est en-dessus du seuil (ici lorsque le spot est allumé).

La Fig.2.7 montre le spectre optique associé au fond homogène et à un des spots localisés. Le saut d'intensité observé pour  $I_{L1}^c$  caractérisant la formation d'un spot sur la section transverse du système est accompagné de la formation d'un pic très prononcé et étroit dans le

spectre optique. Le spectre associé au fond homogène (en pointillé noir) est quant à lui beaucoup plus large et moins intense. Ce type de spectre est caractéristique d'un état non cohérent.

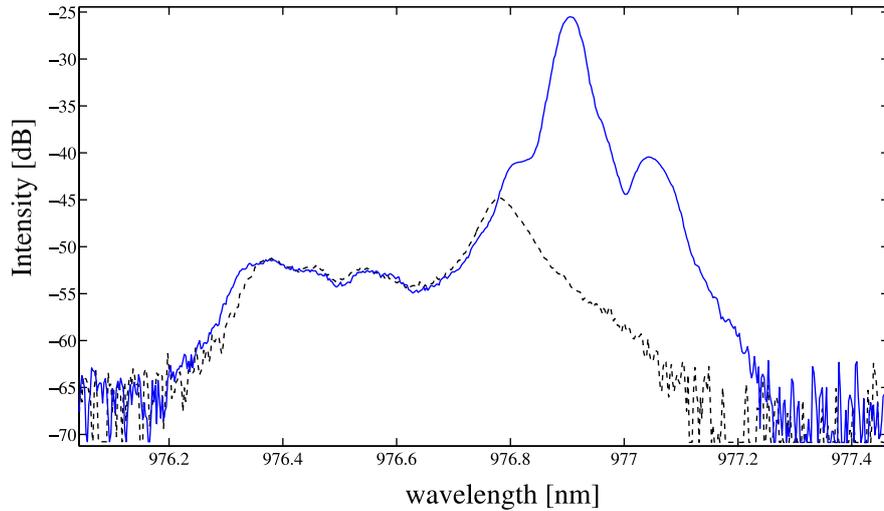


FIGURE 2.7 – Spectre optique de l'état de basse intensité (en pointillé noir) superposé au spectre optique d'une structure localisée (bleu plein). Le spectre de la structure localisée est décalé vers le rouge et est bien plus haut (environ  $20dB$ ) et plus étroit ( $0.1\text{ nm}$  contre  $0.8\text{nm}$ ) que celui d'émission spontanée. Ce comportement est caractéristique d'une émission laser.

Les autres propriétés, communes aux structures localisées traditionnelles vont être étudiées par la suite. Nous commencerons par caractériser l'allumage et l'extinction de ces objets pour ensuite démontrer la possibilité de contrôler deux structures indépendamment l'une de l'autre. Dans la dernière section (2.3), nous étudierons les propriétés de cohérence de ces micro-lasers.

### 2.2.2 Zone de fonctionnement du laser à solitons

Les différents régimes discutés en 2.2.1 ont été obtenus pour une valeur particulière des paramètres du système. Dans cette sous-section, nous allons montrer que ces résultats peuvent être obtenus dans une gamme de paramètres très large si un nombre de conditions minimales est réuni.

La première condition consiste à décaler la résonance de cavité de  $L_1$  ( $\omega_{c,L_1}$ ) vers le bleu par rapport à  $\omega_{c,L_2}$ . Si  $L_1$  est décalé vers le rouge, nous n'observons que le régime avec rétroaction de la zone B) de la Fig.2.4. Dans ce cas, la condition de résonance ( $\theta = \omega_{c,L_1} - \omega_{c,L_2} \sim 0$ ) ne sera jamais obtenue, et ce pour toutes les combinaisons ( $I_{L_1}, I_{L_2}$ ). La deuxième condition consiste à maintenir  $L_2$  en régime d'absorption. Si  $I_{L_2}$  est plus grande que la valeur de transparence, la réponse du système n'est plus bistable. La troisième condition concerne le taux de couplage entre les deux micro-cavités. Les résultats présentés dans cette thèse ont tous été obtenus avec un séparateur de faisceaux au centre de la cavité ayant 20% de réflexion. Le cycle de bistabilité disparaît sur la totalité de l'espace des paramètres si nous en utilisons un de 50%, indiquant qu'un couplage minimum est nécessaire pour saturer l'absorbant. Le séparateur de faisceau utilisé est probablement faiblement polarisant puisque tous les résultats sont obtenus suivant une polarisation verticale. Si l'on observe, au travers d'un polariseur, les résultats précédents sont reproduits seulement dans une polarisation, il n'y a rien dans la polarisation orthogonale. Nous informons le lecteur que l'évolution du système en fonction de ce degré de liberté n'a pas été étudié. Il serait intéressant de travailler avec un séparateur de faisceau non polarisant pour déterminer si il peut y avoir également un comportement particulier lié à la polarisation.

Puisque l'existence des structures spatiales localisées est intrinsèquement liée à la présence de bistabilité [Rosanov 2002, Lugiato 2003], nous avons établi l'espace des paramètres où la réponse est localement bistable. La Fig.2.8 montre l'intensité locale émise par le système lorsque  $I_{L_1}$  est balayé dans la zone d'absorption (zone C) Fig.2.4), pour différentes valeurs de  $I_{L_2}$ . Nous avons choisi comme paramètres initiaux (courbe a)) :  $\Delta T^o = T_1^o - T_2^o = -9.2 \text{ } ^\circ C$  et  $I_{L_2} = 16 \text{ mA}$ . Pour  $I_{L_1} = 0 \text{ mA}$ , il y a donc une valeur finie négative de  $\theta$  due à cette différence de température qui est ramenée à une valeur proche de zéro pour  $I_{L_1}$  autour de 370 mA. La zone observée correspond à la partie mise en évidence de la Fig.2.9, et fait environ  $15\mu\text{m}$  de diamètre. Le saut brusque d'intensité correspond à la formation du spot de sur-intensité

sur le profil transverse de  $L_1$  présenté en Fig.2.9 b). Nous rappelons que le profil transverse de  $L_2$  est identique. La courbe a) montre clairement la présence d'un cycle d'hystérésis autour de  $I_{L1} = 370$  mA. Lorsque  $I_{L2}$  est augmentée, le minimum d'intensité (zone que nous avons interprétée par celle où les résonances de cavité coïncident) augmente, si bien que pour des valeurs trop importantes, le cycle d'hystérésis disparaît (voir courbe b),c),d)).

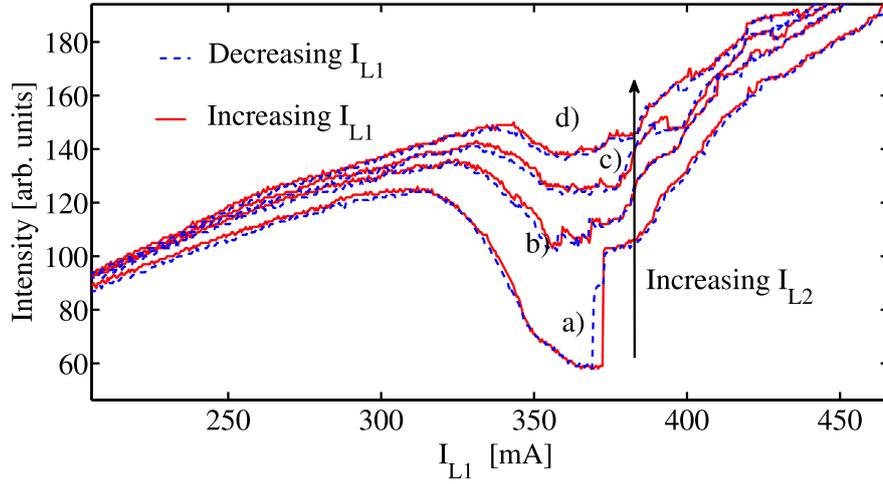


FIGURE 2.8 – Intensité émise par une partie du dispositif lorsque  $I_{L1}$  est balayée. La différence de température de maintien des dispositifs,  $\Delta T^o = T_1^o - T_2^o = -9.2$  °C, est fixe. La ligne continue rouge est obtenue lorsque  $I_{L1}$  est augmentée et la ligne en pointillé bleue lorsque  $I_{L1}$  est diminuée pour différentes valeurs de  $I_{L2}$ . la courbe a) correspond à la valeur de  $I_{L2} = 16$  mA, la b)  $I_{L2} = 30$  mA, la c)  $I_{L2} = 38$  mA, la d)  $I_{L2} = 46$  mA. La région observée fait environ  $15 \mu\text{m}$  et correspond à la partie mise en évidence de la Fig.2.9. Nous constatons que le cycle de bistabilité disparaît pour des valeurs de  $I_{L2}$  trop importantes.

Lorsque les deux lasers sont en interaction, la valeur de  $I_{L2}$  permet de jauger le taux d'absorption (ou de manière équivalente le taux de champ qui sera réinjecté dans  $L_1$ ) . Ce comportement est clairement mis en évidence avec les courbes b),c),d) de la Fig.2.8. Nous remarquons qu'à mesure que nous diminuons le niveau d'absorption, la chute observée dans l'intensité émise par le système couplé est de moins en moins prononcée, et le cycle de bistabilité disparaît.

Ce type de comportement est typique des spots de sur-intensité et

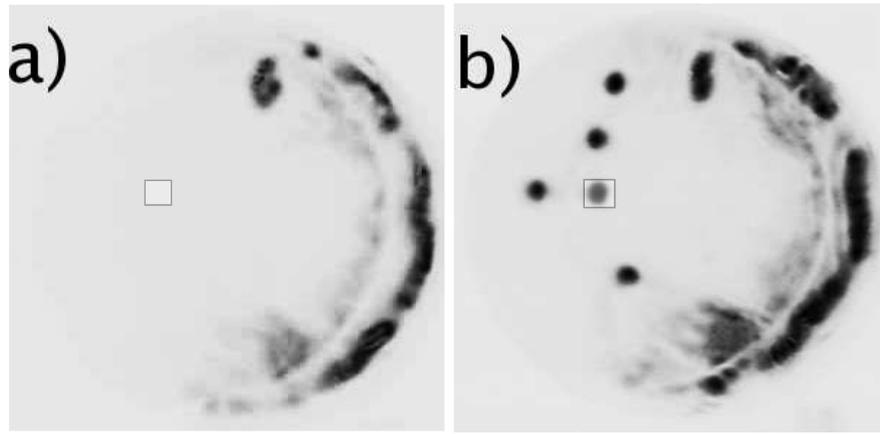


FIGURE 2.9 – Champ proche du milieu amplificateur ( $L_1$ ). Les zones sombres représentent les hautes intensités. Figure de gauche : le système est dans l'état de faible intensité de la Fig.2.8 a). Figure de droite : le système a bifurqué vers la solution à haute intensité. La position du détecteur de la figure 2.8 est indiquée par un carré. Le diamètre des spots obtenus est de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ .

peut être reproduit de façon qualitativement identique à différent endroit du dispositif. Nous observons par exemple à la Fig.2.9 la présence de 5 spots de sur-intensité de taille identique d'environ  $10 \mu\text{m}$ . Il peut cependant y avoir des différences quantitatives, liées par exemple à la largeur de la zone bistable ou encore à la valeur exacte de courant ( $I_{L1}^c$ ) à laquelle nous observons le saut d'intensité. La zone de paramètres de bistabilité des cinq structures présentées à la Fig.2.9 n'est donc pas nécessairement identique pour toutes les structures. Il se peut néanmoins que chacune des zones de paramètres se chevauchent, induisant alors de la multistabilité si la totalité de la section transverse est considérée. Nous essayerons de développer cette idée au chapitre suivant.

Ces différences ont déjà été mises en évidence dans des expériences précédentes [Hachair 2004, Tanguy 2008a] et ont été attribuées aux inhomogénéités locales du dispositif<sup>1</sup>. L'utilisation des propriétés des solitons

1. La position à laquelle apparaissent les structures est contrôlée par la présence d'inhomogénéités dans les deux dispositifs. En effet, les positions des structures localisées, dans le cas où un seul des deux lasers est injectés par un faisceau de maintien, sont différentes des positions occupées par les structures lasers. Ceci semble indiquer que les inhomogénéités présentes dans les deux dispositifs interviennent de concert pour déterminer les positions où les solitons lasers peuvent être formés.

de cavité a même permis de dresser une cartographie des inhomogénéités du dispositif [Pedaci 2008b].

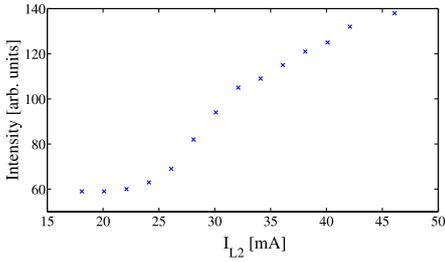


FIGURE 2.10 – Minimum d'intensité émise par le dispositif, lorsqu'il y a absorption, en fonction de  $I_{L2}$ . Les valeurs minimales de l'intensité sont issues du minimum des courbes de la Fig.2.8, juste avant le saut d'intensité.

A la Fig.2.10, nous traçons le minimum d'intensité dans la zone d'absorption en fonction de  $I_{L2}$ . La valeur de  $I_{L2}$  à partir de laquelle l'augmentation du minimum d'intensité suit une loi linéaire avec  $I_{L2}$  (effet laser), autour de 35 mA, ressemble à la valeur de la transparence de ce type de laser. Pour des valeurs de  $I_{L2} \sim 35$  mA, le cycle de bistabilité disparaît.

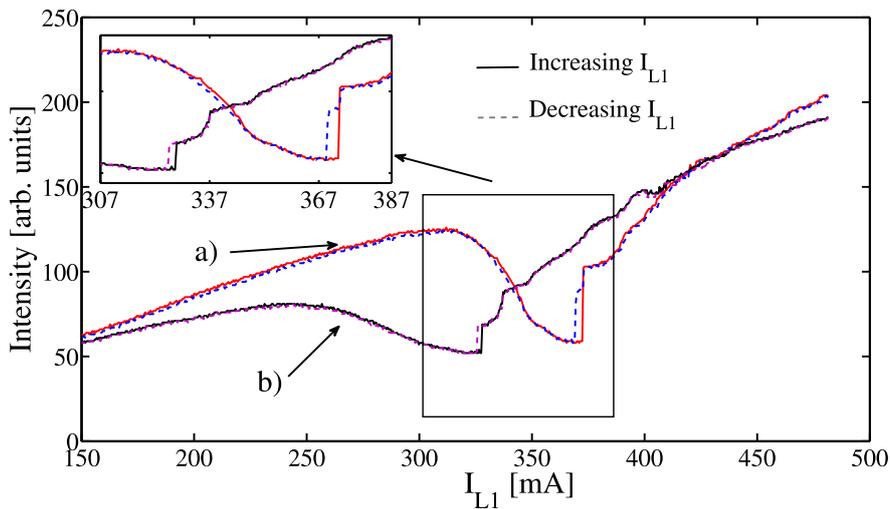


FIGURE 2.11 – Intensité locale émise par le système lorsque le courant dans  $L_1$  est balayé pour différentes valeurs de désaccords en température. La courbe a) est obtenue pour  $\Delta T^o = -9.2 C^o$ ,  $I_{L2} = 16.5$  mA. Le cycle de bistabilité apparaît pour  $I_{L1} = 370$  mA. La courbe b) est obtenue pour  $\Delta T^o = -7.5 C^o$ ,  $I_{L2} = 7$  mA, la région d'interaction se rapproche du seuil du système déplaçant ainsi le cycle de bistabilité vers  $I_{L1} \sim 320$  mA.

La Fig.2.11 montre l'intensité émise par le système en fonction de

$I_{L1}$  pour deux écarts différents de température de maintien du substrat des dispositifs ( $\Delta T^o$ ). En modifiant  $\Delta T^o$ , nous déplaçons la zone de paramètres à laquelle a lieu l'interaction ainsi que la valeur de  $I_{th}$  pour laquelle la réponse bistable est observée. Puisque  $\Delta T^o$  doit être négatif pour compenser le décalage de la résonance de  $L_1$  avec le courant, nous comprenons que l'augmentation de  $\Delta T^o$  (rapprochement vers zéro) va rapprocher la zone d'interaction et de bistabilité proche du seuil du système.

La Fig.2.11 montre cet effet de déplacement de la zone C) de la Fig.2.4 avec  $\Delta T^o$ . Pour  $\Delta T^o = -7.5 C^o$ ,  $I_{L2} = 7$  mA (courbe b)), le cycle de bistabilité apparaît pour  $I_{L1} \sim 320$  mA alors que pour  $\Delta T^o = -9.2 C^o$ ,  $I_{L2} = 16.5$  mA (courbe a)) il est autour de  $I_{L1} \sim 370$  mA. Nous remarquons une variation de hauteur du saut d'intensité ainsi que la présence de plateaux d'intensité. L'origine de ces différentes marches en intensité est liée à la présence de structures plus complexes, dont la nature sera étudiée au chapitre suivant.

Nous observons également que l'intensité décroît moins pour des  $\Delta T^o$  plus faibles. La raison de ce comportement n'est pas claire mais semble tenir du fait que pour des  $\Delta T^o$  plus faible, l'interaction a lieu à des valeurs de gain plus faible et donc que l'intensité émise juste avant l'interaction est faible. De cette façon, lorsque l'absorption entre en jeu, la réduction d'intensité causée par l'extinction du système est faible.

La Fig.2.12 résume la portion de l'espace de paramètres où nous obtenons une réponse bistable. Nous rappelons que lorsque l'écart en température est changé, nous pouvons retrouver la zone de bistabilité en changeant  $I_{L1}$  tel que l'effet de décalage de la résonance de cavité avec le courant [Hachair 2005b] s'oppose au désaccord des résonances de cavité occasionné par le changement de différence de température. La Fig.2.12 a) illustre ce comportement. La dépendance obtenue indique qu'il est possible de varier  $I_{L1}$  and  $T_1^o$  pour obtenir la condition de résonance nécessaire à l'obtention d'une réponse bistable. Nous aurions aussi pu faire varier  $T_2^o$  en sens opposé. Nous remarquons que la pente de la droite obtenue est le résultat du rapport des dépendances (linéaire voir Fig.2.2) de la résonance de cavité avec le courant de pompage et

la température de maintien du dispositif,  $\frac{\partial \lambda_c}{\partial I_{L1}}, \frac{\partial \lambda_c}{\partial T_1^o}$ . Cette pente indique qu'il faut diminuer de 23.5 mA le courant dans  $L_1$  pour chaque augmentation de  $\Delta T^o = 1C^o$  degrés, maintenant ainsi  $\lambda_c$  inchangé. Nous rappelons qu'au paragraphe 2.2.1, les dépendances individuelles des lasers étaient :  $\frac{\partial \lambda_c}{\partial T_1^o} = 0.114nm/^oC$  et  $\frac{\partial \lambda_c}{\partial I_{L1}} = 0.005nm/mA$ . Le rapport entre ces deux dépendances fournit la variation de courant équivalente à une variation de température du dispositif de maintien du laser. Ce rapport vaut  $22.8mA/C^o$ .

Nous pouvons alors conclure de cette étude que la condition d'interaction entre les lasers peut être obtenue pour un grand intervalle de  $I_{L1}$ , allant de 120 à 400 mA, en contrôlant  $\Delta T^o$ .

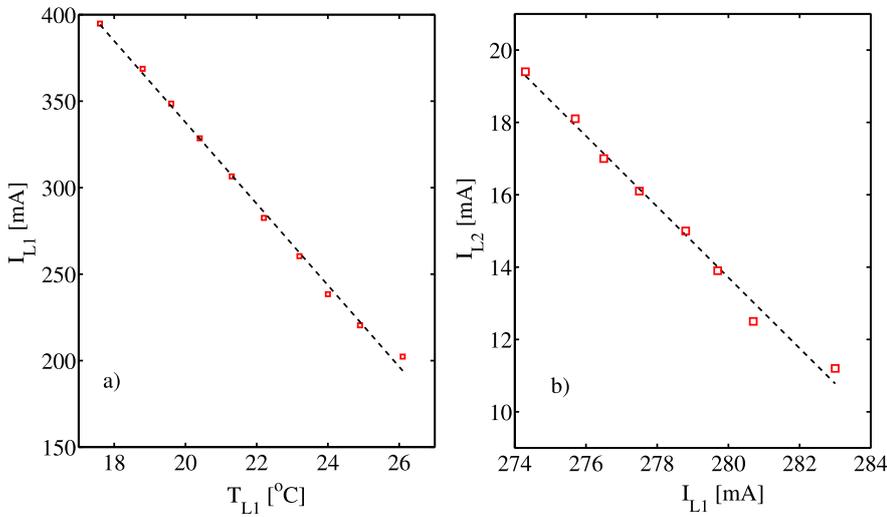


FIGURE 2.12 – Espace des paramètres où l'on observe une réponse bistable. a) Valeurs de  $I_{L1}$  où l'on trouve une réponse bistable en fonction de  $T_1^o$  à  $I_{L2}$  fixe.  $I_{L2} = 10mA$ ,  $T_2^o = 28.9^oC$ . b) Valeurs de  $I_{L2}$  où l'on trouve une réponse bistable en fonction de  $I_{L1}$  à  $\Delta T^o$  fixe.  $T_1^o = 22.4^oC, T_2^o = 28.9^oC$

Nous remarquons que la zone d'interaction entre les résonateurs, limitée par la largeur finie des résonances de cavité, est de l'ordre de quelques angstroms (voir Fig. 2.8). Cette zone d'interaction est largement plus importante que la zone de bistabilité (autour de 0.05 nm, *i.e.* 15 GHz) qui n'existe que sur un très petit domaine. Il est alors possible de légèrement déplacer le cycle de bistabilité à l'intérieur de cette zone d'interaction pour  $\Delta T^o$  constant en contrôlant le courant de chacun des

milieux actifs.

La Fig.2.12 b) repère le cycle de bistabilité dans l'espace des paramètres  $(I_{L1}, I_{L2})$ . Nous montrons que le domaine de bistabilité se déplace si l'on change  $I_{L1}$  et  $I_{L2}$  en sens opposé. La droite obtenue a une pente  $-1$ , indiquant qu'une augmentation d'absorption (diminution de  $I_{L2}$ ) doit être compensée par une augmentation du gain (augmentation de  $I_{L1}$ ). Cette dépendance inverse est naturelle car nous utilisons le même milieu actif pour l'absorbant et pour l'amplificateur. Nous notons que cette compensation permettant de maintenir un niveau de gain constant dans le système a pour effet de décaler les résonances de cavité dans des directions opposées. Le décalage en sens opposé des résonances de cavité avec le courant risque alors de réduire l'interaction entre les cavités. Cette compensation est donc possible sur un intervalle de courant de l'ordre de 10mA après lequel la condition de résonance est perdue. Il faut néanmoins noter que les 10mA de liberté sur le choix de la valeur de  $I_{L2}$  permettent de choisir différents rapports entre gain et absorption.

L'absorption causée par  $L_2$  a été, jusqu'alors, considérée comme à l'origine de la chute d'intensité dans la région d'interaction. Nous avons confirmé cette interprétation de différentes manières. La première consiste à remarquer que la chute d'intensité n'intervient que lorsque les cavités sont en interaction et lorsque  $I_{L2}$  est suffisamment faible. La Fig.2.12 b) nous montre que la bistabilité est obtenue même lorsque les résonances de cavité se déplacent en sens opposé. Alors qu'une augmentation de courant dans l'amplificateur va décaler vers le rouge la résonance de la cavité de l'amplificateur, il faut diminuer le courant dans l'absorbant, manœuvre qui décale la résonance de la cavité contenant l'absorbant vers le bleu. Ceci indique que le mécanisme de bistabilité ne vient pas du filtre en fréquence des cavités, contrairement à [Tanguy 2008a], mais bien à de l'absorption saturée.

Nous pouvons également observer la réflexion de la cavité contenant l'absorbant lorsque celle-ci n'est pas complètement en vis-à-vis avec le milieu actif, comme discuté précédemment à la Fig.2.5 (D). En conservant la condition d'auto-imagerie, le champ proche de  $L_2$  peut être imagé sur  $L_1$  mais légèrement décalé transversalement. Si les cavités interagissent

dans cette condition (et avec  $I_{L_2}$  faible), nous observons, de la zone d'espace transverse où les lasers sont en vis-à-vis, une faible émission alors que la partie sans vis-à-vis, à cause de la rétroaction sur le substrat de  $L_2$ , est très intense. Ceci est clairement visible sur le champ proche de  $L_2$  présenté en Fig.2.13 (les zones sombres correspondent aux hautes intensités).

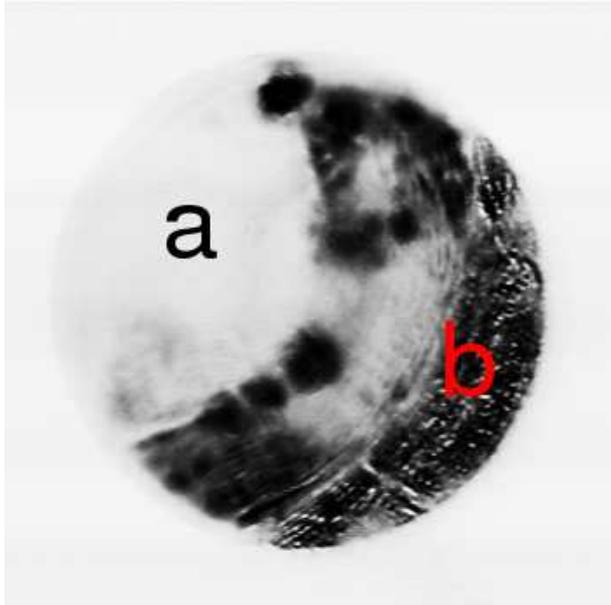


FIGURE 2.13 – Champ proche du milieu absorbant ( $L_2$ ) lorsque les paramètres sont réglés pour qu'il puisse y avoir une interaction entre les cavités.  $L_2$  est maintenu en dessous de la transparence ( $I_{L_2}$  faible). Dans la zone d'espace où les lasers sont en vis-à-vis (repéré par la lettre a), l'intensité émise est faible, probablement en raison de l'absorption de  $L_2$ . Dans la zone où les lasers ne sont pas en vis-à-vis (repéré par le b en rouge), la rétroaction sur le substrat de  $L_2$  cause un effet laser. Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

La lettre a (en noir) repère la partie où les micro-cavités sont en vis-à-vis, délimitée par la zone circulaire blanche. L'absorption par  $L_2$  supprime la rétroaction de cette zone d'espace, faisant passer le système dans l'état éteint. La lettre b (en rouge) repère la partie où le milieu amplificateur ( $L_1$ ) est soumis à de la rétroaction optique par réflexion sur le substrat de  $L_2$ . Le système est dans un état de fonctionnement par rétroaction. Il semble donc que  $L_2$  absorbe le champ émis par  $L_1$ , supprimant l'effet laser par rétroaction.

Une autre méthode consiste à mesurer le courant induit par l'absorp-

tion lorsque les champs proches de chaque micro-cavité sont parfaitement superposés (parfait vis-à-vis) (voir Fig.2.14).  $L_2$  est alors connecté directement à un ampèremètre.

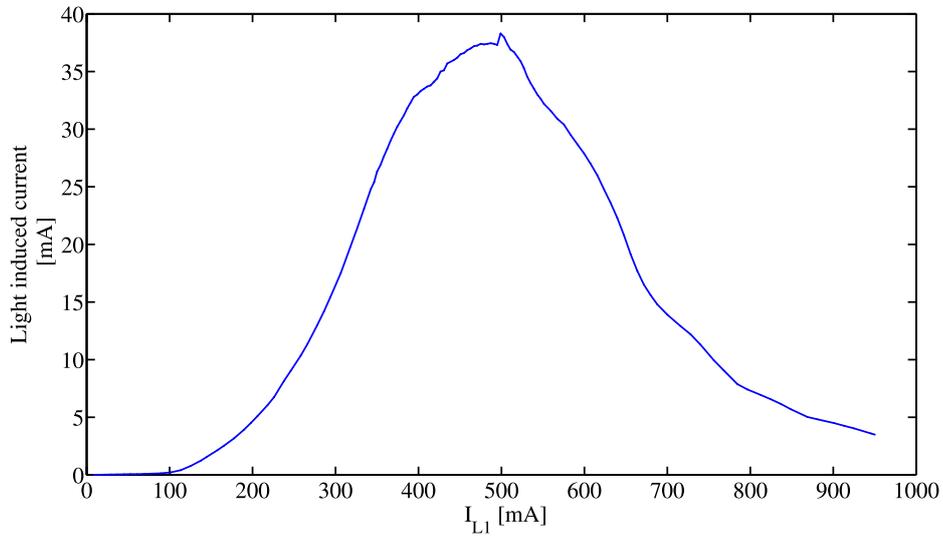


FIGURE 2.14 – Courant induit dans  $L_2$  en fonction de  $I_{L1}$ .  $L_2$  est connecté à un ampèremètre. Nous observons une sorte de résonance dans le courant induit liée à l'absorption par  $L_2$ .  $L_1$  et  $L_2$  sont en parfait vis-à-vis.  $\Delta T^o$  est tel que la bistabilité apparaît pour  $I_{L1} \sim 380$ mA.

La présence de courant induit dans la région C de la Fig.2.4, qui n'est pas présent pour la région A et B, peut s'élever jusqu'à plus de 35 mA. Au delà de la zone C, les lasers peuvent continuer d'interagir, ce qui pourrait expliquer la largeur de cette "résonance". Nous remarquons que dans ces conditions,  $L_2$  est comme branché en court-circuit. Le laser absorbant peut être assimilé dans ces conditions à un détecteur. L'absorption agit alors comme ayant un temps de réponse très rapide. L'absorption n'est alors plus saturable, faisant ainsi disparaître le cycle de bistabilité. Les types de structures spatiales observées, présentées en Fig.2.15 lorsque  $L_2$  est mis en court-circuit, sont similaires aux structures présentes dans la zone A de la Fig.2.4, c'est à dire des structures étendues (les spots typiques de sur-intensité ont disparus).

La Fig.2.15 présente les différents champs proches du milieu absorbant lorsque  $L_2$  est en fonctionnement normal et en court-circuit pour

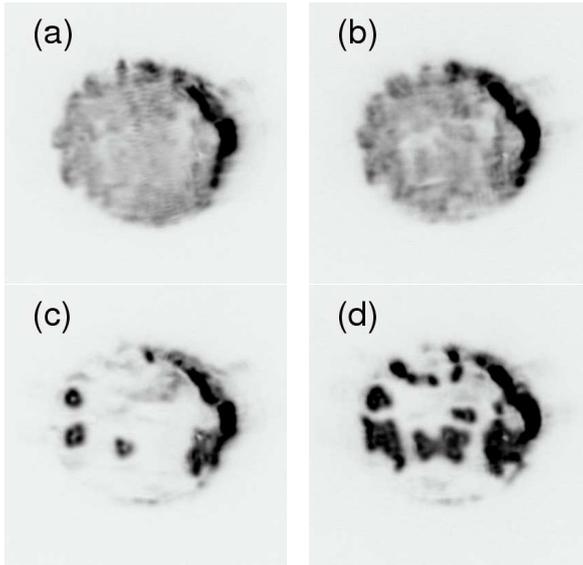


FIGURE 2.15 – a)  $L_2$  est en court-circuit pour  $I_{L1} = 309.8\text{mA}$  correspondant à la zone bistable. c) Même valeur de paramètre que pour a) sauf que  $L_2$  est connecté à l'alimentation avec  $I_{L2} = 0\text{mA}$ . b)  $L_2$  en court-circuit pour  $I_{L1} = 334.1\text{mA}$  (zone de où la structure se forme). Le type de structure est similaire à a). d) Même valeur de paramètre que pour b) sauf que  $L_2$  est connecté à l'alimentation avec  $I_{L2} = 0\text{mA}$ .

deux valeurs de  $I_{L1}$  dans le régime d'interaction. a) et c) sont pris pour  $I_{L1}$  dans la zone de bistabilité. Nous constatons clairement la différence entre les structures spatiales dans les deux cas. Bien que pour a) et c) la présence d'absorption soit visible (à l'aide du léger décalage de  $L_2$  sur la gauche), la structure en a) semble envahir la totalité du dispositif alors que pour c) seulement quelques spots sont présents. Si nous augmentons  $I_{L1}$ , la structure se développe (d)) mais le champ proche en court-circuit n'évolue pas de façon notable. L'hypothèse que nous avons retenu pour expliquer ce comportement est reliée au temps de réponse de l'absorbant qui dans un premier cas est fini et dépend du milieu alors que dans le second, il est beaucoup plus rapide.

Nous pouvons conclure de cette étude que la région de bistabilité existe sur une large zone de l'espace des paramètres sous réserve que certaines conditions soient réalisées. Le grand nombre de paramètres accordables dont nous disposons permettent de contrôler la position de la zone de bistabilité pour différentes valeurs de gain et d'absorption dans le système. Dans tous les cas, deux critères fondamentaux doivent être satisfaits : le premier consiste à utiliser  $L_2$  comme un absorbant, c'est à dire que  $I_{L2} < 35\text{mA}$ . Le deuxième consiste à obtenir une condition de résonance pour des valeurs de gain suffisamment importantes. Pour

remplir ce deuxième critère,  $\Delta T^o$  doit être non seulement négatif, mais suffisamment négatif pour que la condition de résonance soit atteinte pour des valeurs de  $I_{L1}$  supérieures à la valeur de seuil du système  $I_{th}$ . La valeur de seuil du système  $I_{th}$  dépend des pertes linéaire de la cavité, une réduction de la réflectivité du séparateur de faisceaux au centre de la cavité devrait permettre au système de fonctionner pour des valeurs de  $\Delta T^o$  plus proches de zéro.

### 2.2.2.1 Allumage et extinction de structures localisées

Dans cette sous-section, nous considérons le cas où les paramètres du système sont tels que la réponse du dispositif est bistable. Dans les expériences avec injection, une perturbation optique cohérente avec le faisceau d'injection permet d'allumer ou d'éteindre les solitons de cavité [Brambilla 1996, Hachair 2005a]. Les solitons sont allumés avec une perturbation qui est en phase avec le faisceau de maintien et éteints avec une perturbation en opposition de phase. Dans notre système, il n'y a pas de faisceau de référence, cette méthode ne peut donc pas être appliquée. L'allumage et l'extinction des solitons constitue un problème majeur du laser à solitons de cavité.

Une méthode, pas contrôlable, consiste à approcher les paramètres du système de façon que l'on soit proche des bords des branches du cycle de bistabilité. Une quelconque perturbation (par exemple le bruit, une perturbation mécanique ...) permet alors l'allumage et l'extinction spontanées d'une structure. Ce type de méthode n'est certainement pas viable en termes d'application mais permet d'observer la dynamique d'allumage et d'extinction sans avoir recours à un faisceau d'écriture. Un comportement complexe lié à l'extension longitudinale de la cavité a été mis en évidence et sera discuté en section 2.3.

La Fig.2.16 présente l'allumage spontané d'une structure à un pic d'intensité, résolu à l'aide d'une détection temporelle à 6 GHz de bande passante. Nous remarquons que la durée du régime transitoire est de l'ordre de 0.5, 0.6  $\mu$ s pour une longueur de cavité de  $L \sim 60$ cm. Après un comportement complexe, où l'intensité subit un régime pulsé, la struc-

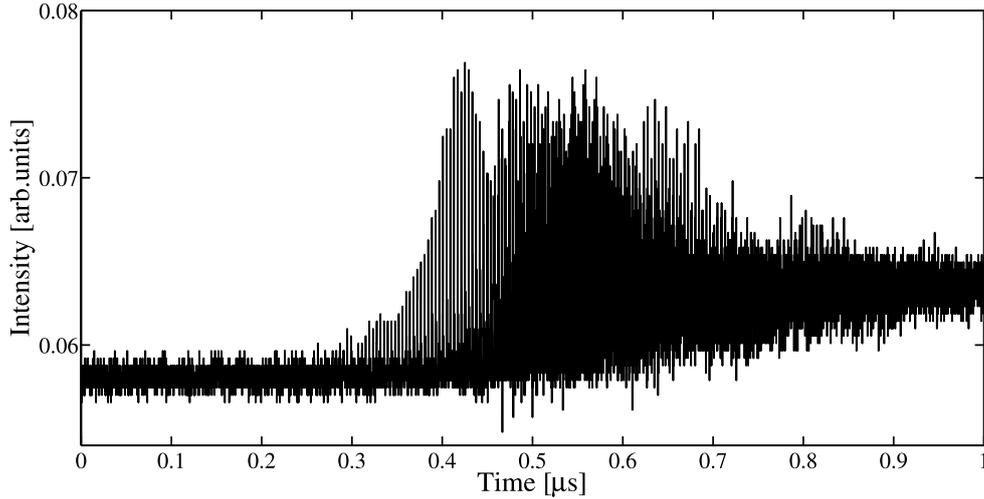


FIGURE 2.16 – Allumage spontané d’une structure à un pic résolu dans le temps. La structure atteint un état stationnaire après un régime transitoire assez long ( $\sim 600$ ns). Pendant ce transitoire plusieurs séries de pulses distants d’un temps d’aller-retour dans la cavité  $\tau_c$  s’intercalent.

ture atteint un régime stationnaire.

L’un des intérêts des solitons de cavité dans les lasers à semiconducteurs est lié à la possibilité de stocker de l’information optique. La possibilité d’allumer et d’éteindre rapidement les structures permettrait de les utiliser comme bits d’information optique. Bien que le laser à solitons de cavité soit considéré comme une avancée dans la génération de ce type de structures, le dispositif que nous proposons semble souffrir de manque de rapidité. La durée du transitoire nécessaire à l’allumage d’un de ces spots (qui comme nous le verrons possèdent toutes les caractéristiques des solitons de cavité), dans un système avec cavité externe, est très longue comparée au système avec injection (environ 800 ps) [Hachair 2005a]. Le dispositif n’est donc visiblement pas compétitif, il faudrait par conséquent trouver une méthode qui diminuerait sensiblement le transitoire. Nous remarquons que le transitoire est constitué de séries de pulses distants d’un temps d’aller-retour dans la cavité  $\tau_c$  (étudié en détail au Chap.4). Le changement de  $\tau_c$  doit donc avoir un effet sur la durée du transitoire. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons reconstruit notre cavité avec une longueur de cavité externe plus courte.

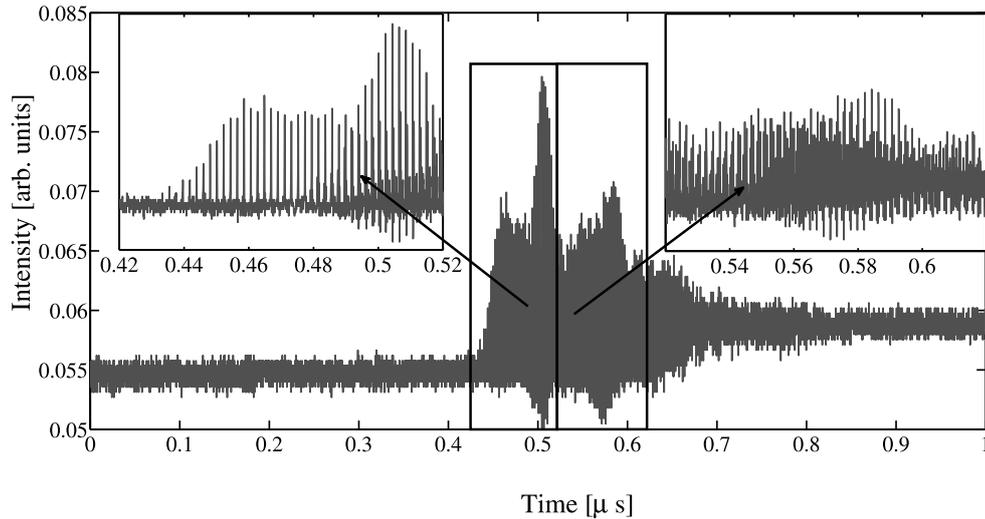


FIGURE 2.17 – Allumage spontané d’une structure à un pic résolu dans le temps pour une cavité externe de longueur  $L \sim 32.5\text{cm}$ . La structure atteint un état stationnaire après un régime transitoire plus court qu’en Fig.2.16.

La Fig.2.17 présente de nouveau l’allumage spontané d’une structure à un pic d’intensité mais cette fois-ci pour une cavité auto-imageante de longueur  $L \sim 32.5\text{cm}$ . La structure atteint de nouveau un régime stationnaire suite à un régime transitoire complexe de pulsation, mais la durée du transitoire a diminué. Il semble donc que la longueur de la cavité externe joue un rôle dans la durée d’allumage. Un laser à solitons de cavité compact, obtenu par croissance hépitaxiale du milieu absorbant et du milieu actif sur le même dispositif, réduirait probablement le temps d’allumage à des valeurs compétitives comme prédit dans [Mahmoud Aghdami 2008].

Si l’étude de l’allumage spontané de ces structures nous a permis d’étudier la durée du transitoire (voir Chap.4 section 4.1 ), il est difficile d’utiliser cette méthode pour contrôler indépendamment les structures localisées. Il est donc nécessaire de créer une perturbation optique. Cette perturbation servira à influencer le type de solution choisi par le système lorsque celui-ci est maintenu dans le régime bistable. Les travaux numériques précédents ont permis de mettre en évidence différentes méthodes d’allumage et d’extinction des structures dans le laser

à solitons de cavité. En effet, dans [Mahmoud Aghdami 2008], les auteurs discutent de ces différentes méthodes. Ils montrent que les solitons lasers peuvent être allumés et éteints à l'aide de perturbations "semi-cohérentes" ou "incohérentes". La méthode incohérente consiste à jouer localement sur l'inversion de population. Ce type de perturbation est facile à mettre en oeuvre dans le cadre d'un système pompé optiquement [Barbay 2006] mais devient difficile à réaliser pour notre système avec pompage électrique. Il nous reste donc la méthode semi-cohérente, qui consiste à envoyer un faisceau issu d'un laser externe. La référence [Mahmoud Aghdami 2008] montre que la quantité d'énergie nécessaire à l'allumage est différente de celle nécessaire pour éteindre les solitons, toutes deux dépendantes de la longueur d'onde du faisceau de perturbation. Pour notre expérience, nous nous sommes grandement inspirés de ces travaux. La méthode la plus efficace est celle où la longueur d'onde du faisceau de perturbation est le plus proche possible de la longueur d'onde d'émission naturelle de la structure (inférieur à 0.1 nm).

La Fig.2.18 schématise l'expérience avec le faisceau de perturbation. Celui-ci est issu d'un laser à semiconducteurs de type edge emitter émettant par la tranche autour de 975 nm. Il est contrôlé en température et soumis à une rétroaction optique par un réseau de façon à pouvoir modifier sa longueur d'onde d'émission. La configuration choisie est la configuration Littrow. Ce faisceau, naturellement polarisé verticalement, est aligné à l'aide d'une lame demi-onde avec la polarisation des structures localisées. Ce faisceau passe ensuite dans un filtre spatial. Il est enfin préparé pour en faire un faisceau de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre au niveau du champ proche de l'absorbant.

La Fig.2.19 présente une succession d'images du champ proche pour des valeurs de paramètres telles que la réponse du système soit bistable. La figure a) est obtenue lorsque le système est localement sur la branche homogène. Une perturbation localisée dirigée sur le milieu absorbant permet l'allumage d'un spot localisé de sur-intensité (figure b)). Lorsque nous coupons le faisceau d'écriture, la structure persiste (figure c)). Nous remarquons que la seule différence entre l'image a) et c) est la présence du spot. Il n'y a pas eu d'autres modifications du profil



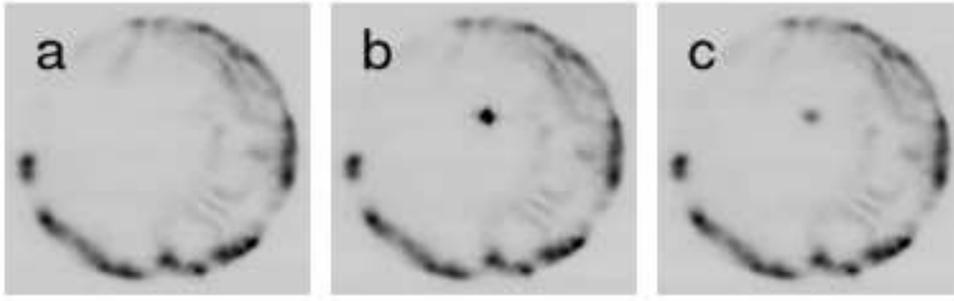


FIGURE 2.19 – Champ proche du milieu amplificateur. Les zones sombres correspondent aux hautes intensités. a) Le système est localement sur la branche homogène. b) Allumage d’une structure à un pic à l’aide d’un faisceau d’écriture de quelques mW dirigé sur le milieu absorbant. Le faisceau d’écriture émet à une longueur d’onde proche de moins de 0.1nm de la structure localisée. c) Lorsque le faisceau de perturbation est éteint, la structure reste allumée.

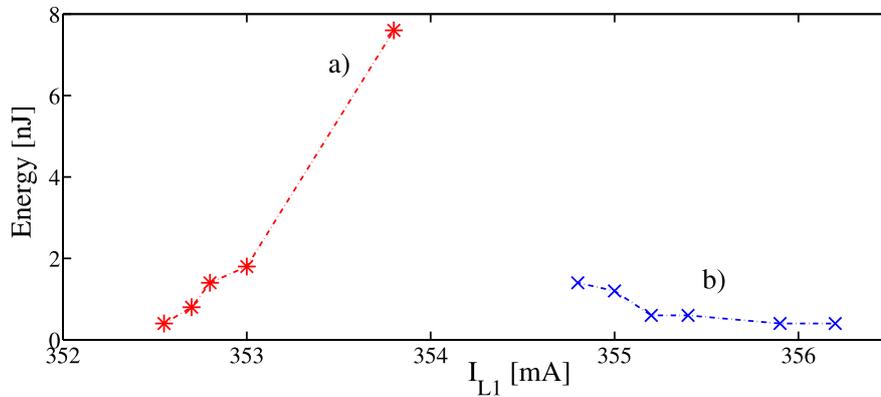


FIGURE 2.20 – Energie du faisceau d’écriture pulsé nécessaire pour allumer [courbe b)] et éteindre [courbe a)] une structure en fonction de  $I_{L1}$ . La structure considérée est bistable entre 352.4 et 356.4 mA. L’énergie nécessaire diminue à mesure que les paramètres se rapprochent des bords du cycle de bistabilité. ( $I_{L2} = 9.1mA$  and  $\Delta T^o = -9^oC$ ).

Nous remarquons que l’énergie nécessaire pour permuter l’état de la structure décroît à mesure que  $I_{L1}$  s’approche des bords du cycle de bistabilité. Nous constatons aussi que dans notre expérience, la limitation en puissance du faisceau d’écriture ne nous a pas permis d’allumer et

observe l’extinction de la structure, sachant qu’il y a une dispersion très importante sur l’extinction (voir section 2.3)

d'éteindre la structure avec la même valeur de  $I_{L1}$ . Ceci est clairement visible dans la Fig.2.20 puisque la courbe pour l'énergie du faisceau d'écriture nécessaire à l'allumage ne partage aucune valeur de  $I_{L1}$  avec la courbe d'extinction. Cette superposition devrait se produire pour des puissances d'écriture plus importantes qui malheureusement n'étaient pas accessibles avec le dispositif expérimental utilisé.

Si l'on veut démontrer l'indépendance de ces structures de façon à pouvoir conclure que ce sont des structures localisées indépendantes et donc de pouvoir les interpréter comme des solitons de cavité, il faut trouver une méthode alternative qui permette leur allumage et leur extinction. Bien que ces structures semblent non corrélées les unes aux autres en champ proche, une démonstration de leur indépendance mutuelle ne peut être vérifiée que par leur allumage et leur extinction successifs à l'aide d'une perturbation. Il faut donc être capable d'allumer et d'éteindre ces structures pour une même valeur de paramètres. La méthode choisie pour l'extinction consiste à tirer parti de deux effets : la mobilité des structures ainsi que l'existence de régions dans la section transverse du dispositif où les structures sont instables. Dans [Firth 1996, Scroggie 2005], les auteurs montrent que, théoriquement, les structures localisées se déplacent à une vitesse proportionnelle au gradient de toute perturbation de la symétrie de translation. Un faisceau d'écriture, qui modifie localement l'absorption du milieu absorbant, agit alors comme un piège pour les structures, du fait des gradients d'absorption qu'il induit. Si l'on déplace le faisceau d'écriture dans le plan transverse, la structure suit le déplacement du faisceau (voir Fig.2.21). Nous noterons que malgré tout, nous ne parvenons pas à déplacer la structure n'importe où. Certaines zones semblent inaccessibles pour les structures. Ces zones correspondent par exemple aux cercles présents dans la Fig.2.5 (E) .

Comme brièvement discuté auparavant, la présence d'inhomogénéité dans la section transverse du dispositif [Pedaci 2008b] implique que les structures ne sont pas stables dans toute la section transverse pour la même valeur des paramètres. Pour éteindre ces structures, nous pouvons alors les déplacer à l'aide du faisceau d'écriture vers une région

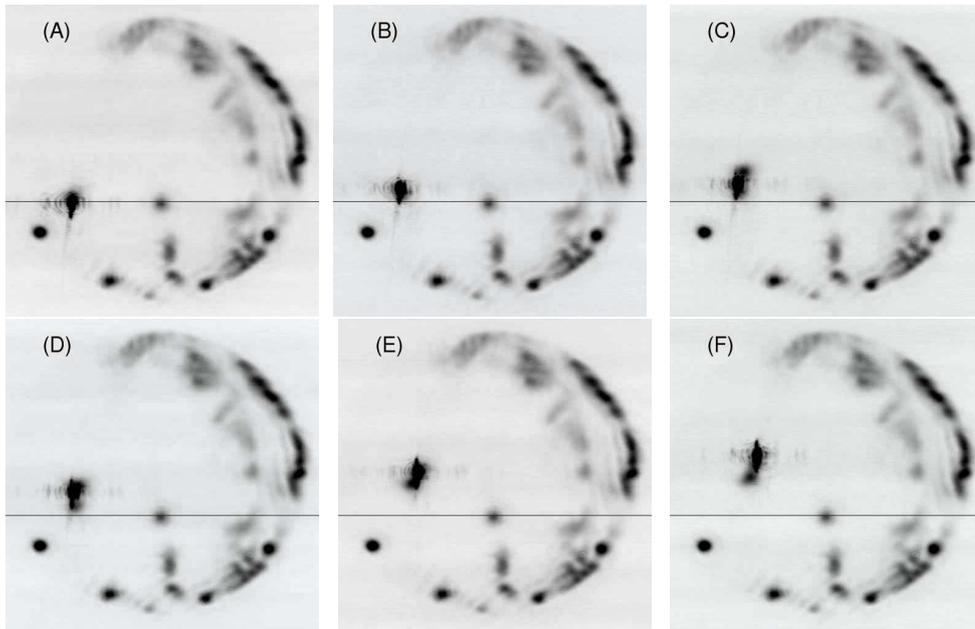


FIGURE 2.21 – Champ proche du milieu absorbant. Le faisceau d’écriture piège une structure (A). Lorsqu’il est déplacé, la structure piégée suit le faisceau d’écriture sur une distance au moins supérieure à son diamètre (B,C,D,E,F). La ligne horizontale repère la position de départ. Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

où la structure n’est pas stable. Si le faisceau d’écriture est éteint, la structure s’éteint<sup>4</sup>. Cette méthode n’est certainement pas utilisable en termes d’application mais les indications théoriques présentées dans [Mahmoud Aghdami 2008] laissent à penser que la méthode de contrôle avec un faisceau d’écriture pulsé est viable.

Dans [Brambilla 1996], les auteurs montrent que dans un modèle injecté avec absorbant saturable, il est possible d’éteindre une structure en appliquant un faisceau d’écriture, en phase avec le faisceau de maintien, à côté d’une structure localisée. Nous avons alors essayé d’éteindre les structures en appliquant les faisceaux à côté des structures mais les résultats ne sont pas concluants.

4. le film est disponible dans le CD

### 2.2.3 Preuve expérimentale de l'indépendance mutuelle

Les structures analysées jusqu'à présent semblent posséder les ingrédients nécessaires pour être des solitons de cavités puisqu'elle apparaissent de façon sous-critique, coexistant avec un fond de lumière homogène et incohérent. Elles sont chacune un état cohérent, elles peuvent être allumées et éteintes à l'aide d'un faisceau de perturbation. Elles peuvent être déplacées à l'aide d'un faisceau de perturbation. Bref, elles semblent réunir tous les critères caractérisant les solitons de cavité. Cette interprétation est validée du fait que ces structures sont indépendamment contrôlables, comme le montre la Fig.2.22.

La Fig.2.22 montre une succession d'images obtenues pour une même valeur de paramètres dans le régime bistable<sup>5</sup>. Le système est préparé dans l'état de faible intensité (Fig.2.22 A)). Nous appliquons alors le faisceau d'écriture au niveau d'un point de l'espace transverse . Ce faisceau génère alors une structure à un pic au niveau du point d'écriture (B). Lorsque le faisceau d'écriture est éteint, la structure persiste (C) comme c'était le cas à la Fig.2.19. Nous appliquons ensuite le même faisceau d'écriture à un endroit différent, éloigné d'au moins  $40\mu\text{m}$  de la première structure. Nous allumons ainsi un second spot (D). Nous noterons encore que la présence d'inhomogénéités semble jouer un rôle pour la stabilisation des structures. Il est donc possible d'observer des structures à différents endroits mais toutes les positions ne sont pas des positions stables pour la même valeur des paramètres. Si le faisceau d'écriture est de nouveau éteint, les deux structures restent allumées "indéfiniment" (E). Pour éteindre ces spots, nous allons procéder comme décrit précédemment en les déplaçant dans une région où elles sont instables (F,H). La méthode pour éteindre ces structures n'est certainement pas optimale, elle permet néanmoins de contrôler par l'intermédiaire d'un faisceau externe des structures localisées indépendantes.

En conclusion de cette section, nous avons mis en évidence la présence de structures localisées à un pic d'intensité qui remplissent les critères nécessaires à leur interprétation en termes de solitons de cavité, dans un

---

5. Le film est disponible dans le CD.

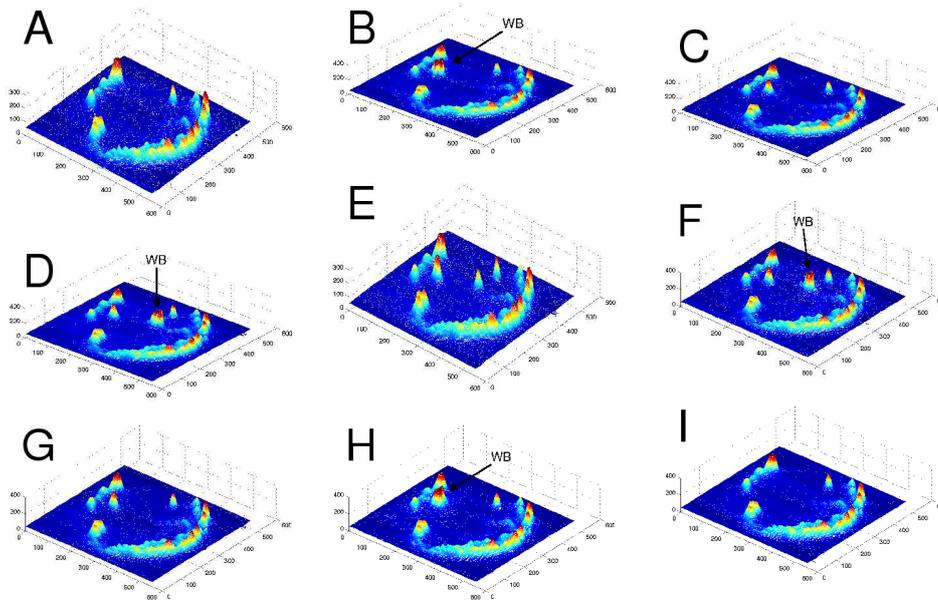


FIGURE 2.22 – Distribution d’intensité au niveau du champ proche du milieu amplificateur. Séquence d’allumage et d’extinction de deux structures localisées indépendantes, effectuée pour une même valeur des paramètres, à l’aide d’un faisceau d’écriture. A) Les deux structures considérées sont éteintes. B) L’injection d’un faisceau d’écriture allume une structure. C) Le caractère bistable de cette structure fait qu’elle reste allumée même lorsque le faisceau d’écriture est éteint. D) L’injection du faisceau d’écriture à un endroit différent permet d’allumer un second spot. E) Les deux structures persistent lorsque le faisceau d’écriture est de nouveau éteint. F) En réappliquant le faisceau d’écriture au voisinage de la seconde structure permet de l’attirer vers une nouvelle position. Si le faisceau d’écriture est éteint dans cette configuration, la deuxième structure s’éteint G). Nous réitérons le même procédé pour éteindre la première structure (H,I). Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

dispositif laser avec un absorbant saturable. Bien que les moyens expérimentaux disponibles ne nous aient pas permis de réaliser un contrôle optimal des structures, nous avons démontré que notre système sans faisceau de maintien est un laser à solitons de cavité. Il s’ensuit un intérêt technologique puisque cette démonstration ouvre la voie à la réalisation d’un laser à solitons de cavité monolithique, en faisant croître l’une sur l’autre les deux cavités, comme proposé par [Fischer 1999]. La version

---

avec une longue cavité externe présente quant à elle un intérêt plus fondamental qui sera développé dans la section suivante.

## 2.3 Propriétés de cohérence des solitons lasers

Dans cette section, nous allons discuter des propriétés de cohérence des solitons de cavité dans le laser à solitons de cavité. C'est une question qui ne se pose naturellement pas dans les systèmes avec injection puisque le champ cohérent de maintien fixe la phase et la fréquence des structures. Pour notre système par contre, il n'existe aucun travail ni expérimental ni théorique qui traite de la cohérence des solitons de cavité laser. Pour pouvoir tester ces propriétés, nous avons deux possibilités qui s'offrent à nous. La première, celle qui a déjà fait ces preuves auparavant et donc qui semble être la plus évidente consiste à observer le champ lointain du système lorsque deux structures sont présentes simultanément sur le champ proche du dispositif. Si des franges apparaissent, alors les deux structures sont cohérentes. Il y a cependant une deuxième méthode qui est beaucoup plus efficace puisqu'elle permet de sélectionner facilement et individuellement les structures susceptibles d'être (ou de ne pas être) cohérentes. Cette méthode repose sur l'observation de franges d'interférence en champ proche. Nous avons donc construit un interféromètre de Mach-Zehnder, schématisé en Fig.2.23, au travers duquel sont imagés par les deux bras de l'interféromètre le même champ proche issu de  $L_2$ .

Nous faisons l'image sur la CCD des deux champs proches issus de  $L_2$  passant par chacun des deux bras de l'interféromètre. La longueur des bras de l'interféromètre est quasiment égale de façon à pouvoir obtenir une image identique par les deux bras. Un exemple de la distribution d'intensité observée après l'interféromètre est donné en Fig. 2.24.

La Fig.2.24 a) est issue du premier bras de l'interféromètre et montre une partie du profil transverse de  $L_2$  lorsque le deuxième bras est fermé, que l'on peut mathématiquement appeler  $|A_1|^2$ . Nous repérons par un carré rouge la présence d'une structure localisée au centre du dispositif. La Fig.2.24 b) est de nouveau l'image du champ proche de  $L_2$  mais issue du deuxième bras de l'interféromètre lorsque cette fois-ci le premier bras est fermé (noté :  $|A_2|^2$ ). La Fig.2.24 c) est obtenue en faisant la somme mathématique pixel par pixel des deux images précédentes (

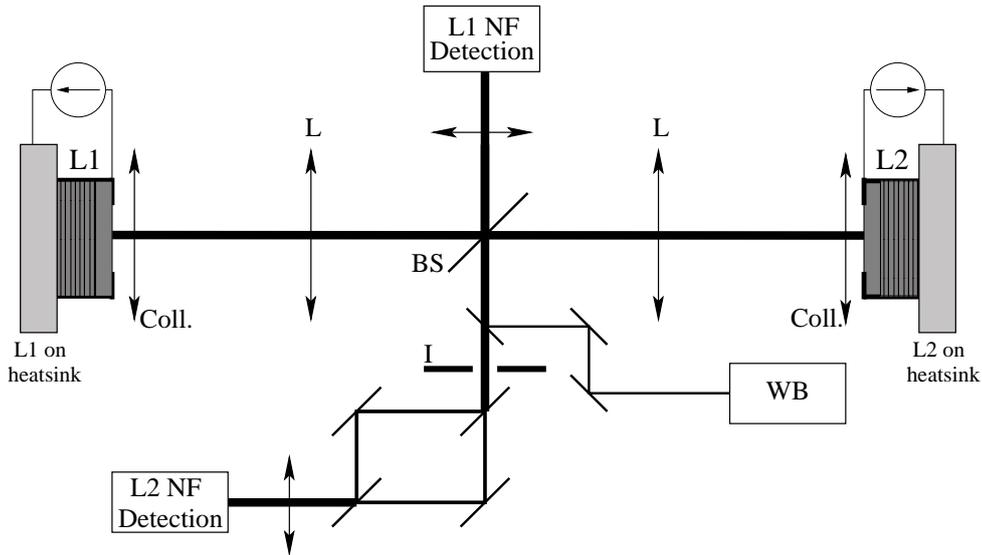


FIGURE 2.23 – Dessin schématique de l'expérience permettant de tester les propriétés de cohérence des structures localisées.  $L_1$  : laser maintenu au dessus de la transparence.  $L_2$  : laser maintenu au dessous de la transparence. BS : diviseur de faisceau. La détection de  $L_1$  ( $L_2$ ) se compose d'une caméra CCD qui permet d'imager le champ proche du milieu non-linéaire de  $L_1$  ( $L_2$ ) et d'un détecteur temporel. La nouveauté comparée au dispositif présenté en Fig.2.18 est la présence d'un interféromètre sur le bras de détection issu de  $L_2$ .

$|A_1|^2 + |A_2|^2$ ). Si l'on ouvre en même temps les deux bras de l'interféromètre avec un angle non nul entre les deux faisceaux ( $|A_1 + A_2|^2$ ), nous obtenons l'image de la Fig.2.24 d). La présence de franges d'intensité indique que la structure interfère avec elle-même.

Nous préparons ensuite le système de sorte que plusieurs structures à un pic d'intensité soient présentes dans le champ proche et nous réitérons la même mesure que précédemment (on note que chacune des structures ne sont pas nécessairement toutes dans le régime de bistabilité).

L'image de la Fig.2.25 d) est clairement différente de c) puisque les structures interfèrent. De plus d) nous renseigne sur plusieurs points ; le premier constat consiste en la présence d'un angle non nul entre les vecteur d'onde  $K_y$  des deux faisceaux (présence de franges horizontales). La seconde conclusion est qu'effectivement les structures sont une à une des structures lasers, cohérentes avec elles-mêmes puisqu'il apparaît des

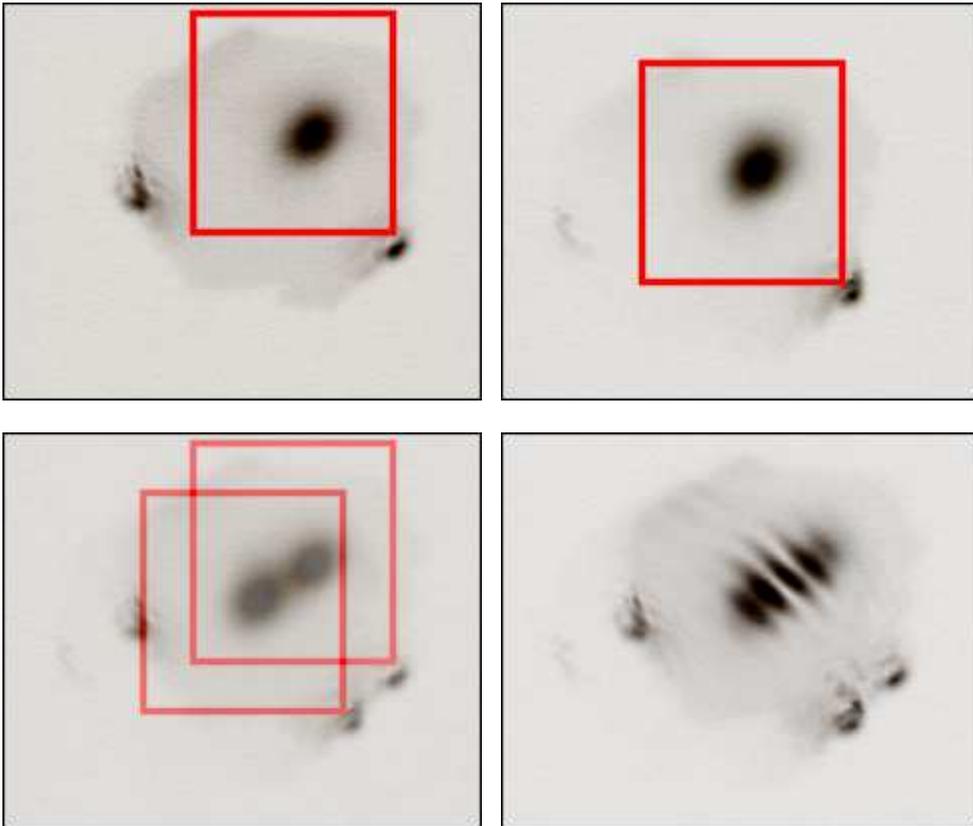


FIGURE 2.24 – Distribution d'intensité du champ proche de  $L_2$  après l'interféromètre. (a) Image d'un soliton de cavité après le passage par le bras 1 de l'interféromètre, (b) Image du même soliton de cavité après le passage par le bras 2 de l'interféromètre, (c) somme directe point par point de l'intensité de chaque image, (d) interférogramme de (a) et (b). On observe des franges d'interférence.

franges d'interférence. Un point, très important est que le fond homogène est quant à lui non-cohérent puisque les franges d'interférence disparaissent en dehors de la zone de superposition des structures. Nous remarquons aussi que la structure en forme allongée en haut à droite est également cohérente avec elle-même. Cette image fournit donc une indication supplémentaire sur la génération de structures lasers.

Le fait que ces franges d'interférence soient nettes nous laisse penser que les structures sont en régime de fonctionnement monomode longitudinal. Il existe néanmoins un comportement temporel complexe qui apparaît de façon aléatoire. Ce comportement, brièvement présenté à la

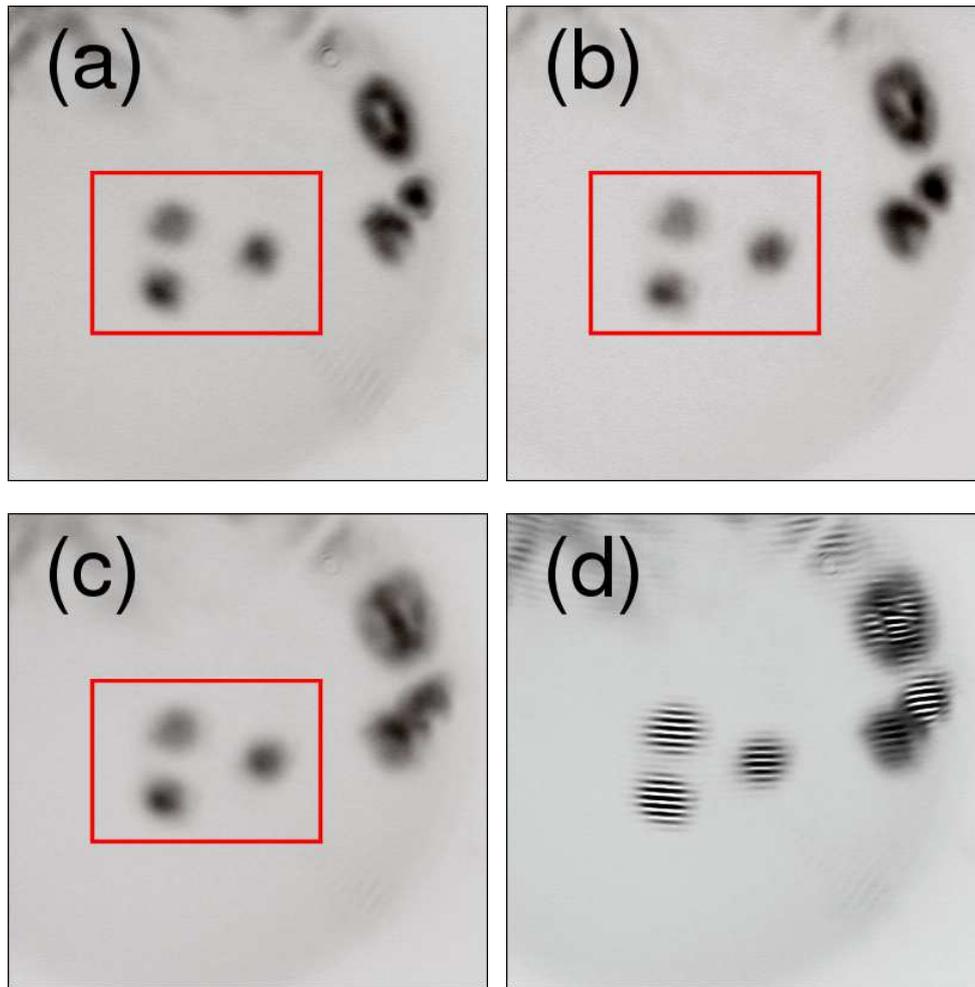


FIGURE 2.25 – Distribution d'intensité du champ proche de  $L_2$  après l'interféromètre. (a) Image de  $L_2$  après le passage par le bras 1 de l'interféromètre, (b) Image de  $L_2$  après le passage par le bras 2 de l'interféromètre, (c) somme directe point par point de l'intensité de chaque image, (d) interférogramme de (a) et (b). On observe des franges d'interférences lorsque les structures localisées interfèrent avec elles-mêmes.

Fig.2.26, n'a pas fait l'objet d'étude statistique spécifique.

Comme nous l'avons fait remarquer en introduction de cette section, la méthode d'interférométrie en champ proche que nous avons choisi d'utiliser va nous permettre de déterminer facilement la cohérence mutuelle des solitons de cavité dans notre laser à soliton.

À la Fig.2.27, nous proposons d'étudier la cohérence mutuelle des solitons de cavité laser en faisant interférer en champ proche différentes

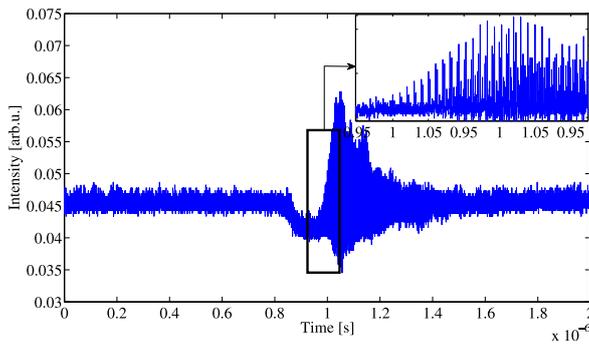


FIGURE 2.26 – Nous remarquons une chute d'intensité, comme si la structure s'éteignait, suivie d'un transitoire constitué de plusieurs séries de pulses, similaire au transitoire observé à l'allumage (voir 2.16).

structures entre elles. La Fig.2.27 a) est l'image issue de  $L_2$  après que le faisceau est passé par le bras 1 de l'interféromètre lorsque le deuxième bras est fermé. La Fig.2.27 b) est l'image issue du deuxième bras lorsque le premier bras est fermé. Nous décalons volontairement vers le bas l'image b) de telle façon que la structure du haut de l'image b) se superpose en champ proche avec la structure du bas à gauche de l'image a) (rectangle rouge). La Fig.2.27 c), obtenue en faisant la somme mathématique pixel par pixel des deux images précédentes, montre cette superposition. La Fig.2.27 d) est obtenue lorsque les deux bras de l'interféromètre sont ouverts. Cette fois-ci, nous ne notons pas de différence entre la somme mathématique et la somme obtenue par interférométrie ( $|A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2$ ). Les structures sont donc non-cohérentes entre elles. Le même comportement a été observé pour chacune des combinaisons de superpositions.

Nous remarquons que les propriétés de cohérence des structures localisées dans un laser à solitons de cavité sont inédites. Ces propriétés permettent de considérer ces structures pour leur utilisation dans tous les types d'application, de façon identique aux lasers. Le fait qu'une structure n'interfère qu'avec elle-même mais pas avec ses voisines ouvre, par contre, un nouveau champ d'application de ces structures pour la manipulation de multiples objets (type molécules) de façon indépendante. Il n'est plus nécessaire d'avoir plusieurs lasers pour éviter les problèmes d'interférences.

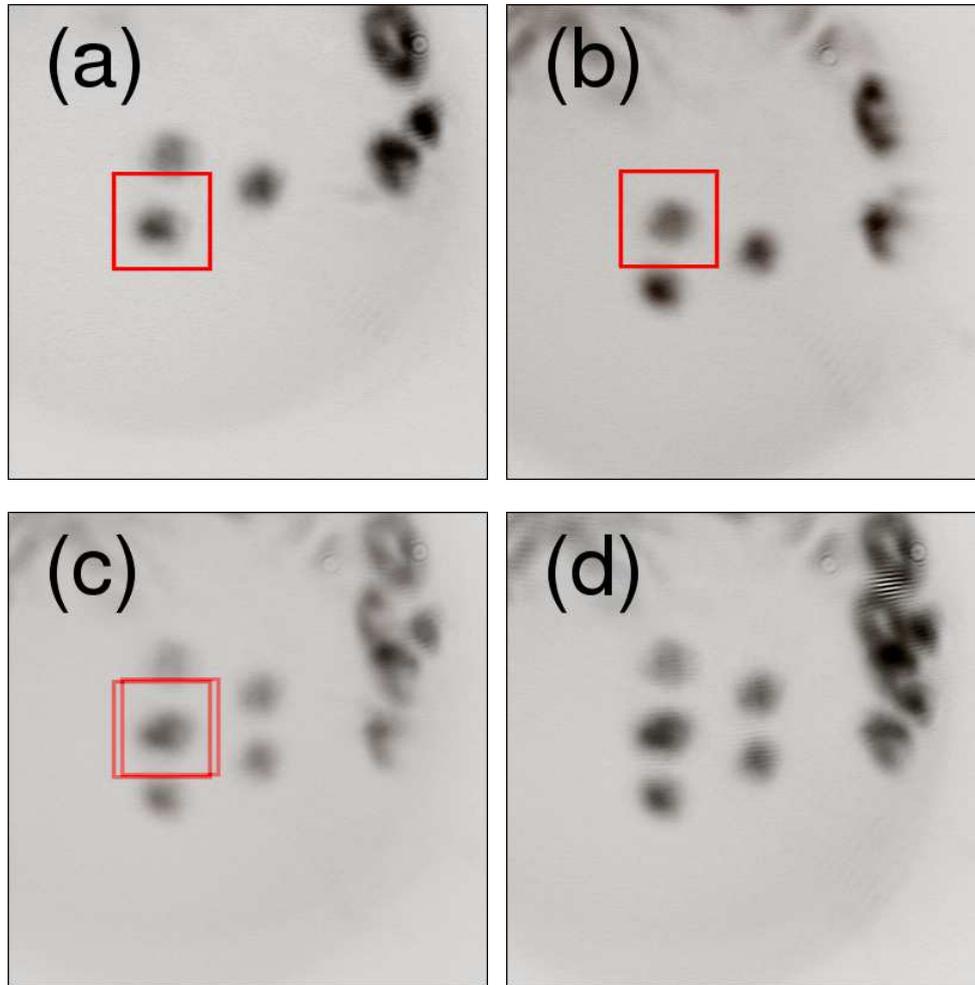


FIGURE 2.27 – Distribution d'intensité du champ proche de  $L_2$  après l'interféromètre. (a) Image de  $L_2$  après le passage par le bras 1 de l'interféromètre, (b) Image de  $L_2$  après le passage par le bras 2 de l'interféromètre. Nous avons volontairement décalé b) vers le bas. (c) somme directe point par point de l'intensité de chaque image. (d) Interférogramme de (a) et (b). Cette fois-ci, nous n'observons pas de franges d'interférence. Les structures localisées suffisamment éloignées sont incohérentes entre elles.

## 2.4 Propriétés modales des solitons lasers

Dans cette section, nous allons montrer que les solitons lasers peuvent changer de mode de cavité longitudinal lorsque les paramètres sont variés. Ce changement de mode longitudinal des structures lasers entraîne une large dispersion dans les valeurs de courants pour lesquelles la structure laser s'éteint. En effet, nous tenons à faire remarquer un comportement étrange lors de l'allumage et de l'extinction des structures localisées lorsqu'un paramètre ( $I_{L1}$ ) est balayé autour de la zone de bistabilité. Ce comportement est présenté en Fig.2.28.

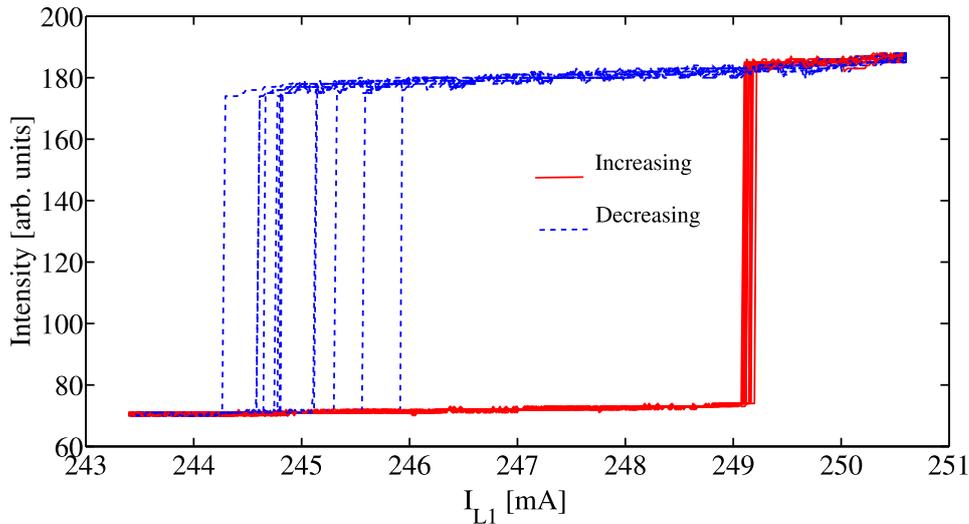


FIGURE 2.28 – Allumages et extinctions successifs d’une structure d’un soliton de cavité lorsque le courant dans l’amplificateur est balayé à 400mHz. Nous observons une large dispersion des valeurs de  $I_{L1}$  pour lesquelles la structure s’éteint.

Premièrement, nous ne remarquons pas de changement notable d’intensité en fonction de  $I_{L1}$  lorsque la structure est allumée.

Ce qui est frappant, par contre, c’est la très grande dispersion de valeurs de  $I_{L1}$  pour lesquelles la structure s’éteint ( $\sim 3$  mA) comparé à celles observées lors de l’allumage ( $\sim 0.5$  mA). Il semble même y avoir un ensemble discret de valeurs de  $I_{L1}$  pour lesquelles le système bascule entre la solution laser et la solution homogène.

Ce comportement particulier peut s’expliquer à l’aide des propriétés modales des structures localisées dans un système laser avec cavité ex-

terne. Nous avons commencé par remarquer que lorsque les paramètres, tel que  $I_{L1}$ , étaient variés, les franges d'interférence de la structure avec elle-même se décalaient par sauts discrets. Pour mesurer correctement ces sauts de franges avec les paramètres, nous avons réalisé un interféromètre dans lequel la structure interfère avec un faisceau de référence à partir de la structure elle-même. En effet, puisque les structures ne sont pas mutuellement cohérentes et qu'il n'y a pas de faisceau de maintien, la seule possibilité consiste à créer une onde de référence à partir d'un morceau de la structure elle-même. Sur l'un des bras de l'interféromètre, nous sélectionnons alors, à l'aide d'un iris, un morceau de la structure pour ensuite en faire, à l'aide d'une lentille, une onde quasi-plane. La Fig.2.29 (à droite) schématise le montage expérimental utilisé.

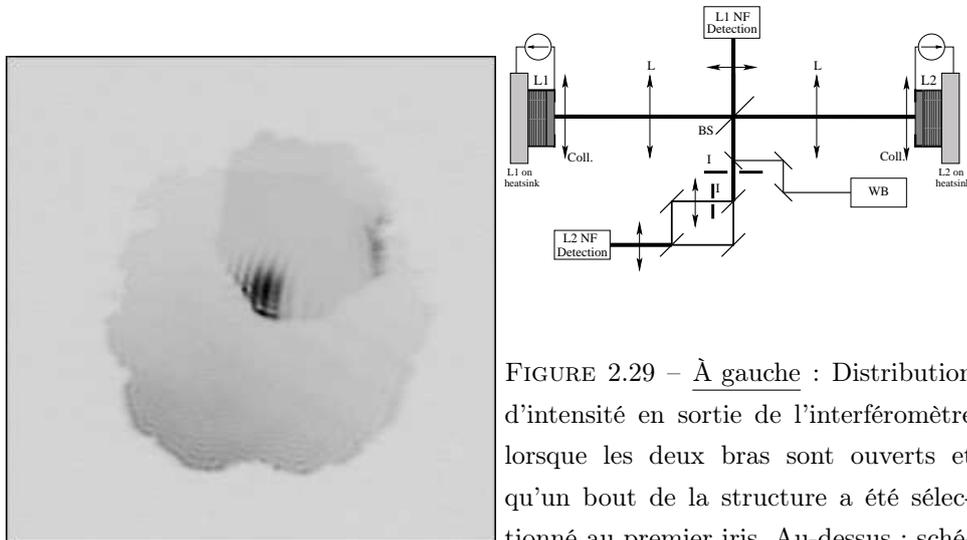


FIGURE 2.29 – À gauche : Distribution d'intensité en sortie de l'interféromètre lorsque les deux bras sont ouverts et qu'un bout de la structure a été sélectionné au premier iris. Au-dessus : schémas de l'expérience.

Le champ proche du système est imagé dans un champ proche intermédiaire avant l'interféromètre de façon à sélectionner à l'aide d'un premier iris une structure<sup>6</sup>. Ensuite, dans l'un des bras de l'interféromètre, le second iris isole un morceau de la structure sélectionnée pour créer l'onde de référence. La Fig.2.29 (à gauche) est un exemple typique d'interférogramme que l'on obtient lorsque l'on fait interférer les champs

6. L'utilisation de cet iris prendra tout son sens lors de l'étude des propriétés de cohérence des états à plusieurs pics

issus des deux bras chacun arrivant avec un angle non nul et différent sur la CCD <sup>7</sup>.

Dans la suite de cette discussion, nous allons montrer que l'intensité en sortie de l'interféromètre nous permet de mesurer les sauts de modes d'émission des structures localisées. Pour ce faire, il faut que l'intervalle spectral libre de l'interféromètre soit plus important que celui du laser à solitons. En effet, en alignant parfaitement notre interféromètre, nous obtenons un profil d'intensité de la structure qui dépend du déphasage d'un bras par rapport à l'autre (la longueur des deux bras n'étant pas identique) suivant :

$$\Delta\phi_n = k_n \cdot \Delta L = \frac{2\pi\nu_n}{c} \Delta L \quad (2.1)$$

avec  $k$  le vecteur d'onde et  $\Delta L = |L_a - L_b|$  la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre ( $L_a$  et  $L_b$ ). Mais alors si la fréquence d'émission de la structure change d'un mode de cavité (l' $ISL = \frac{c}{2L_c}$  est environ 255MHz pour une cavité de  $L_c = 60\text{cm}$  et 460MHz pour une cavité de  $L_c = 32.5\text{cm}$ ), le déphasage d'un bras par rapport à l'autre est de :

$$\Delta\phi_{n+1} = (k_n + \Delta k) \cdot \Delta L = \frac{2\pi}{c} \left( \nu_n + \frac{c}{2L_c} \right) \Delta L \quad (2.2)$$

La variation de différences de phase associée à un saut d'un mode de cavité externe est donc :

$$\Delta\phi_{n+1} - \Delta\phi_n = \pi \frac{\Delta L}{L_c} \quad (2.3)$$

Donc lorsque la structure change de mode, l'intensité à la sortie de l'interféromètre change <sup>8</sup>. La mesure de l'intensité à la sortie de l'interféromètre nous permet donc de distinguer les changements de mode.

7. (Nous avons volontairement imagé les deux iris. Le petit cercle est l'image du premier iris avant l'interféromètre. Celui ci sélectionne la structure. Le grand cercle est l'image du second iris, celui qui sélectionne un petit morceau de la structure. Nous voyons apparaître des franges d'interférences (présence de lignes d'intensité) au niveau de la structure sélectionné au premier iris.

8. Pour éviter l'aliasing, il faut que le nombre de sauts de mode enregistrés (noté  $m$ ) soit tel que  $m \frac{\Delta L}{L_c} < 1$ . Soit pour une cavité externe de l'ordre de 32.5cm et une différence entre les deux chemins ( $\Delta L$ ) étant de l'ordre de 5 à 6 cm, l'intensité passe de sa valeur minimale à sa valeur maximale sur environs 5 sauts successifs (négligeant la possibilité d'une distribution radiale de la phase qui comme nous le verrons, est faible).

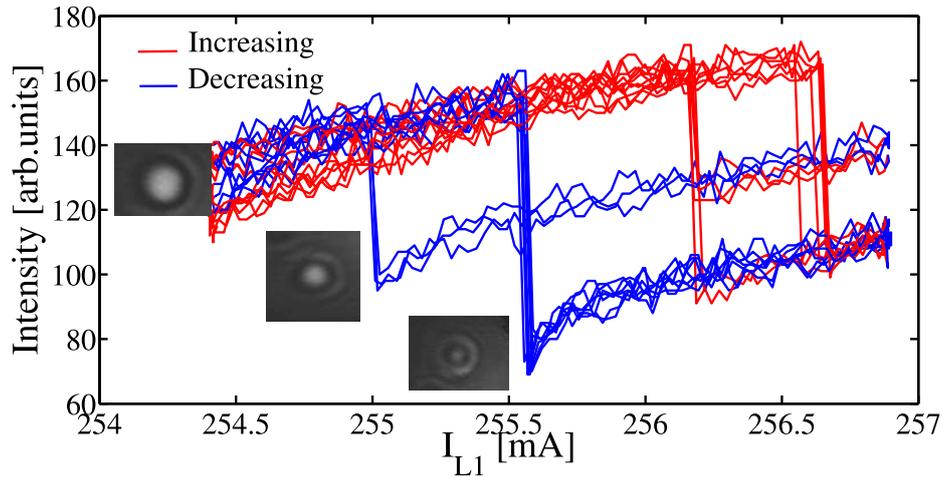


FIGURE 2.30 – Intensité d’un soliton de cavité interférant avec une onde plane constituée à partir d’un morceau de lui-même lorsque l’interféromètre est bien aligné en fonction de  $I_{L1}$ . Les sauts d’intensité correspondent aux changements de différences de phase entre les deux bras de l’interféromètre causées par le changement de mode de cavité externe de la structure.

La Fig.2.30 montre l’intensité d’un soliton de cavité interférant avec une onde plane constituée à partir d’un morceau de lui-même en sortie de l’interféromètre bien aligné en fonction de  $I_{L1}$ . Nous mettons en évidence de la multistabilité dans des sauts d’intensité de l’interférence en fonction  $I_{L1}$ . Ces sauts d’intensité correspondent aux changements de différences de phase entre les deux bras de l’interféromètre. Puisque les deux bras n’ont pas exactement la même longueur, un changement de mode de cavité externe du soliton de cavité induit un saut d’intensité dans l’interférence. Cette observation est enrichie d’une mesure hétérodyne. Le faisceau issu du soliton de cavité est combiné avec un faisceau de référence<sup>9</sup>.

La Fig.2.31 montre le spectre de puissance du battement entre ces deux faisceaux, pour un même ensemble de paramètres. Cette figure nous montre deux choses : la première est que les solitons lasers ne fonctionnent que sur un seul mode de la cavité externe (dans le régime bistable). La deuxième observation est que le pic de battement se

9. Faisceau issu d’un laser accordable en configuration Littrow, accordable par pas de  $51GHz$  et continûment sur  $6GHz$ , stable à moins d’un  $MHz$ .

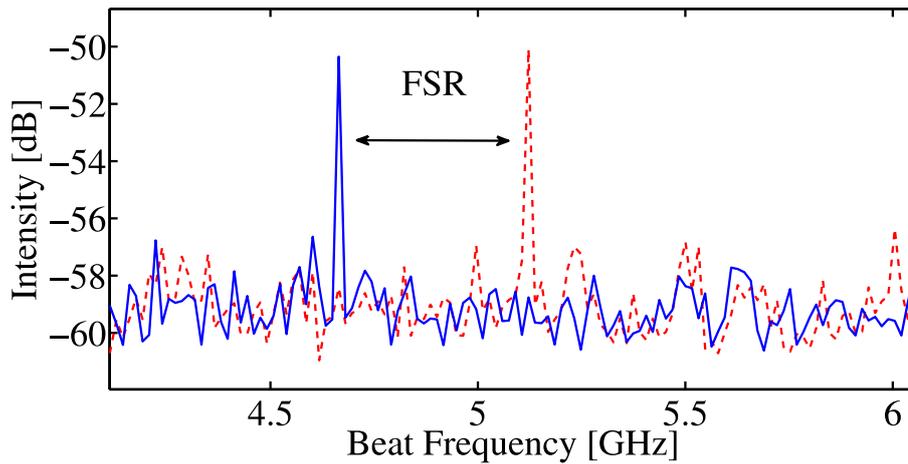


FIGURE 2.31 – Spectre de puissance du battement du signal temporel d'un soliton de cavité avec un faisceau de référence. Les deux courbes sont obtenues pour un même ensemble de paramètres. Nous observons un saut spontané entre ces deux modes espacés en fréquence d'environ un intervalle spectral libre de la cavité externe.

déplace de façon discrète (les sauts correspondent à l'ISL de la cavité externe). Lorsque le courant est modifié, nous observons des sauts de fréquence d'un intervalle régulier qui correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité externe. Nous observons également des sauts spontanés qui peuvent être induits par le bruit. La méthode d'interférométrie permet donc de mettre en évidence le comportement modal des solitons de cavité. Nous remarquons que les structures peuvent fonctionner, pour une même valeur de paramètres, à différentes fréquences dont l'intervalle les séparant est approximativement l'intervalle spectral libre de la cavité externe. Ceci nous permet d'ajouter un phénomène de décohérence entre les structures lasers, puisqu'elles peuvent ne pas fonctionner nécessairement sur le même mode de cavité externe. Il est important de se rendre compte que cette méthode ne permet pas d'observer la phase à laquelle le soliton est créé.

Le comportement modal permet aussi de comprendre la dispersion lors de l'extinction des structures rencontrée en Fig.2.28.

La Fig.2.32 est obtenue dans les mêmes conditions que la Fig.2.28 à la différence qu'ici, nous mesurons l'intensité en sortie de l'interféromètre.

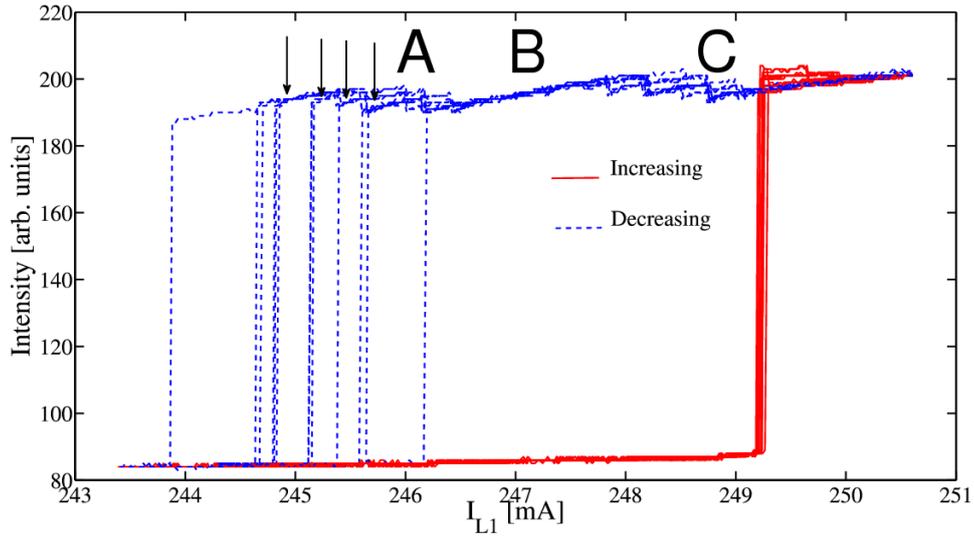


FIGURE 2.32 – Intensité d’un soliton de cavité interférant avec une onde de référence constituée à partir d’un morceau de lui-même lorsque l’interféromètre est bien aligné en fonction de  $I_{L1}$ . Les faibles sauts d’intensité lorsque la structure est allumée correspondent aux changements de différences de phase entre les deux bras de l’interféromètre causée par le changement de mode de cavité externe de la structure. Nous remarquons que la dispersion à l’extinction vient du changement de mode de cavité externe.

Nous obtenons globalement le même comportement, avec un allumage de la structure autour de  $I_{L1} = 249.2\text{mA}$  et une extinction ayant une large dispersion autour de  $I_{L1} = 245\text{mA}$ . Cette méthode se distingue par le fait que nous repérons, en plus, les sauts de mode. Premièrement, nous observons que l’intensité à laquelle nous arrivons lorsque la structure s’allume n’est pas toujours identique, indiquant que la fréquence d’émission lors de l’allumage peut être différente. Nous n’avons pas encore essayé de contrôler la fréquence d’émission des structures lors de leur allumage. Ce contrôle serait peut être réalisable en contrôlant la fréquence d’émission du faisceau de perturbation. Ce serait alors possible d’encoder de l’information en fréquence. Nous voudrions également faire remarquer que la faible dispersion dans les valeurs de courant lors de l’allumage vient du fait que la solution homogène perd sa stabilité toujours pour la même valeur de paramètres. Pour les valeurs de  $I_{L1}$  élevées, la structure peut, lorsqu’un paramètre est modifié sauter de mode(zone C). Il

existe un ensemble de valeurs de  $I_{L1}$  au centre du régime de bistabilité pour lesquelles la structure ne change pas de mode (zone B). Pour des valeurs de  $I_{L1}$  plus faibles, nous observons l'extinction des structures. Les solitons de cavité peuvent de nouveau changer de mode de cavité externe ou s'éteindre (zone A). Les flèches en noir indiquent l'extinction de chacune des structures fonctionnant sur les différents modes de cavité externes. Nous comprenons alors que la dispersion de valeurs de  $I_{L1}$  pour l'extinction est reliée au fait que la structure peut fonctionner à différentes fréquences, chacune ayant une stabilité différente. Nous comprenons aussi pourquoi il y a un nombre discret de valeurs de  $I_{L1}$  pour lesquelles l'extinction a lieu. Le changement de stabilité (extinction ou saut de mode longitudinal) de la structure est illustré de façon très claire à la Fig.2.33.

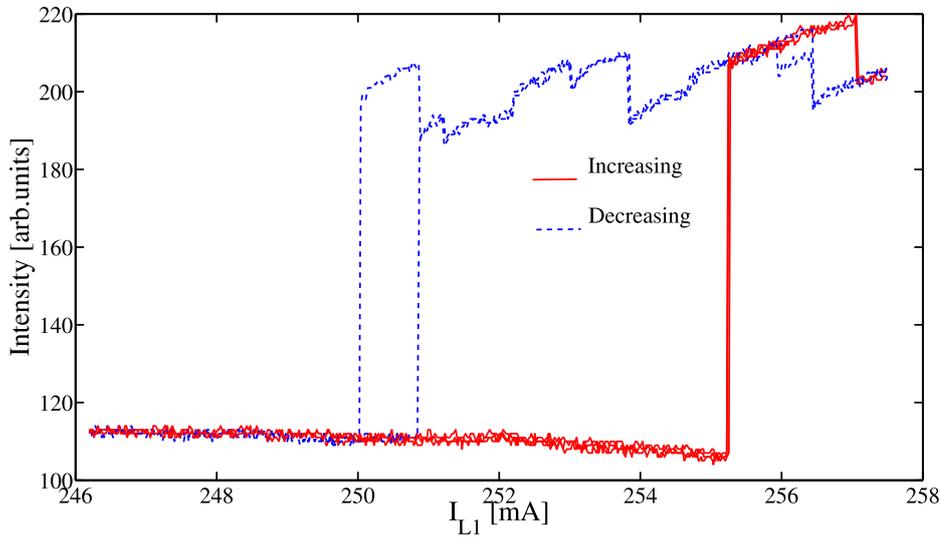


FIGURE 2.33 – Intensité d'un soliton de cavité interférant avec une onde de référence lorsque l'interféromètre est bien aligné en fonction de  $I_{L1}$ . Cette figure illustre la possibilité qu'a la structure de s'éteindre ou de changer de mode de cavité externe.

#### 2.4.1 Profil de phase des solitons lasers

L'interférogramme d'une structure avec son onde "plane" arrivant avec un angle non nul permet d'accéder au profil de phase de la structure. Ce qui est remarquable est que le profil de phase, visible à l'aide de la

présence de frange d'interférence, ne semble pas varier beaucoup. Si la structure avait un profil de phase qui évoluait beaucoup avec le rayon, nous observerions des déviations dans les franges d'intensité, ce qui n'est pas vraiment évident d'après la Fig.2.34.

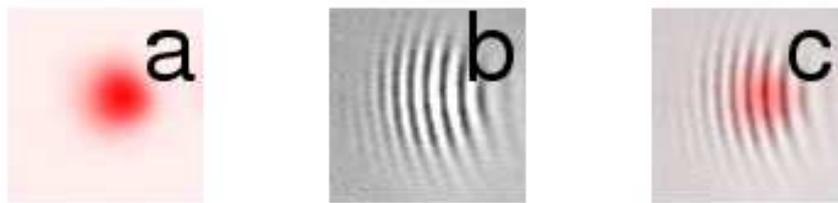


FIGURE 2.34 – a) Profil d'intensité d'un soliton de cavité (image colorée en rouge). b) Interférogramme du même soliton de cavité de la figure a) avec une onde de référence. Le réseau de frange caractérise la phase du soliton. c) Somme de a) et b). Nous observons peu de déviations dans les lignes d'intensité indiquant que le profil de phase des solitons de cavité change peu suivant le rayon de la structure.

Néanmoins, lorsque l'interféromètre est parfaitement aligné, les cercles concentriques qui apparaissent à la Fig.2.30 ne peuvent s'expliquer que par une (faible) variation radiale de la phase. Cette variation radiale de la phase, qui est également observée dans les simulations numériques, est connue pour être faible (voir [Rosanov 2002] et références incluses).

## 2.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous dirons que le système composé de deux micro-cavités lasers couplées est, sous certaines conditions, assimilable à un laser à solitons de cavité capable de produire des structures lasers indépendantes et bien souvent incohérentes entre elles. Bien que ce système soit basé sur l'utilisation d'un absorbant saturable, et donc sur des principes de fonctionnement théoriquement mis en évidence auparavant, il requiert une modélisation spécifique qui prendrait en compte le fait que les milieux actifs soient mis en cavité.

# Structures spatiales dans le laser à solitons de cavité

---

«L'esprit n'use de sa faculté créatrice que quand l'expérience lui en  
impose la nécessité.»  
Henri Poincaré

## Sommaire

---

<b>3.1 Prédiction théorique</b> . . . . .	<b>86</b>
<b>3.2 Génération de structures composites</b> . . . . .	<b>88</b>
3.2.1 Observations expérimentales . . . . .	88
3.2.2 Multistabilité entre structures localisées . . . . .	92
3.2.3 Diagramme de bifurcation local des structures composites . . . . .	95
3.2.4 Allumage de structures complexes . . . . .	98
<b>3.3 Cohérence des structures composites</b> . . . . .	<b>101</b>
3.3.1 Cohérence des structures à deux pics . . . . .	101
3.3.2 Cohérence des structures à trois pics . . . . .	108
<b>3.4 Vortex lasers localisés</b> . . . . .	<b>111</b>
<b>3.5 Vers un diagramme de bifurcation global</b> . . . . .	<b>118</b>
<b>3.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>121</b>

---

Outre l'intérêt technologique évident qui résulte de la simplification expérimentale proposée au Chap.2 pour la génération de structures localisées, la formation de solitons dans un système laser présente un intérêt plus fondamental. Ce chapitre est destiné à l'étude des structures localisées à plusieurs pics, ou clusters de solitons, de leur diagramme de bifurcation ainsi que leur profil de phase. Nous montrons que le laser à solitons peut générer des structures localisées en forme d'anneau d'intensité. Nous démontrons que ces structures possèdent une charge

topologique non-nulle et peuvent donc être interprétées comme étant des vortex optiques localisés.

### 3.1 Prédiction théoriques

Au Chap.1 section 1.4, nous considérons qu'un système laser de classe A avec absorbant saturable de large section transverse puisse être décrit par une équation du type :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = (i + d)\nabla_{\perp}^2 E + f(|E|^2)E \quad (3.1)$$

avec

$$f(|E|^2) = -1 + \frac{g_o}{1 + |E|^2} - \frac{a_o}{1 + \beta|E|^2} \quad (3.2)$$

Comme nous l'avons fait remarquer, cette équation reste invariante par un décalage de la phase de  $\phi_0$  et par une translation des coordonnées transverses.

Les effets sur les structures de cette liberté du choix d'un certain nombre de variables ont été mis en évidence par N. Rosanov et ses collaborateurs [Vladimirov May, Fedorov 2003]. Le résultat de ces études théoriques diffère si l'on se place à une ou à deux dimensions transverses. Dans [Vladimirov May], les auteurs prédisent, dans ce même modèle à une dimension transverse, l'existence d'états liés stables et stationnaires de deux structures lasers avec des déphasages relatifs de 0 et  $\pi$ . Dans la suite, nous comparerons alors les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques. Les auteurs montrent aussi que la liberté de phase dans un système laser de dimension deux permet de générer des structures ayant une charge topologique (la phase du champ électrique tourne d'un nombre entier de  $2\pi$  le long de la circonférence d'une structure circulaire). Ce type de structures, possédant une charge topologique non nulle, ne peut exister qu'en dimension transverse supérieure à une.

Nous remarquerons que ces structures possèdent, comme conséquence directe de la dissipation, les propriétés génériques des structures localisées (à savoir qu'elles sont bistables et localisées transversalement) mais également une singularité de phase (aussi appelée défaut de phase

[Coullet 1989b, Aranson 2002, ?]) en leur coeur. La propagation d'un champ hélicoïdal type  $TEM_{01}^*$  dans un milieu conservatif peut, si l'amplitude du champ est suffisante, se propager sans diffracter. Ce type de solution est alors appelée un vortex soliton (voir [Desyatnikov 2005] et références incluses). Il est important de remarquer que par opposition aux vortex localisés, ce type de solitons spatiaux ne partagent pas les propriétés des structures localisées, ils ne sont pas bistables et ne peuvent donc pas, par exemple, être allumés et éteints par des perturbations externes.

Une structure localisée de type vortex peut être décrite par (en coordonnées polaires) :

$$E = A(r)\exp(im\theta - i\alpha t) \quad (3.3)$$

où  $\alpha$  est la fréquence de la radiation laser et l'entier  $m$  est la charge topologique de la structure localisée. Les structures avec  $m \neq 0$  correspondent à des vortex lasers localisés. En introduisant la solution 3.3 dans 3.1, nous tombons sur une équation différentielle pour l'amplitude  $A(r)$  :

$$\frac{d^2 A}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dA}{dr} - \frac{m^2}{r^2} A + \frac{i\alpha + f(|A|^2)}{i + d} A = 0 \quad (3.4)$$

où l'on considère comme conditions aux limites  $A(r) \sim r^{|m|}$  si  $r \rightarrow 0$  et  $A(r) \rightarrow 0$  si  $r \rightarrow \infty$ . Comme  $A$  est complexe, nous pouvons réécrire  $A(r) = |A(r)|\exp(i\psi(r))$ . Les plans de phase constants sont alors définis par  $\phi = m\theta + \psi(r) = \text{const}$ . Ces plans peuvent donc avoir une forme spirale [Crasovan 2000], ce qui ne serait pas possible dans le cas  $A$  réel. La stabilité de ces vortex localisés a premièrement été démontrée dans le cadre de l'équation de Ginzburg-Landau d'ordre 5 avec beaucoup de diffusion [Crasovan 2000] puis fut ensuite étendue au cas du laser avec absorbant saturable [Fedorov 2003]. Ce type de structures localisées n'a jamais été observé expérimentalement.

## 3.2 Génération de structures composites

Dans cette section, nous montrerons que notre laser à solitons permet de générer, par bifurcation secondaire de la structure à un pic, des structures composées de plusieurs pics d'intensité. Dans cette section, nous nous attacherons à décrire les différentes structures composées dans un système laser. Nous montrerons que les paramètres du système permettent de contrôler la stabilité relative des structures composites. Nous exploiterons cette particularité pour contrôler l'allumage de chacune des structures composites à l'aide d'un faisceau d'écriture.

### 3.2.1 Observations expérimentales

Au cours du Chap.2, nous avons évoqué la présence de plateaux dans l'intensité émise par le système lorsque  $I_{L1}$  est balayé dans la zone d'absorption, visible dans la Fig.2.11. Nous avons volontairement passé sous silence leur origine pour pouvoir en discuter en détail dans ce paragraphe. Nous verrons donc que ces marches viennent du fait que les structures à un seul maximum ne sont pas les seuls objets localisés observables dans ce système. Pour observer ces objets, le système est maintenu dans la région C de la Fig.2.4. En modifiant  $I_{L2}$  (équivalent à modifier l'absorption et le décalage d'une résonance d'une cavité vis-à-vis de l'autre, comme discuté dans le chapitre précédent), nous pouvons former ces structures complexes.

Un exemple montrant quelques-unes de ces structures d'intensité plus complexes est présenté à la Fig.3.1. Nous observons quatre types de structures : un soliton laser décrit au chapitre précédent, deux structures qui semblent être composées de deux solitons lasers accolés, une structure qui semble être composée de trois solitons lasers liés les uns aux autres suivant une forme hexagonale et une structure d'un genre nouveau de forme circulaire (à droite). L'utilisation de la caméra CCD fournit une image moyennée de l'intensité des structures. Les possibles comportements temporels rapides (supérieurs à 20 Hz) ne seront pas résolus avec ce dispositif. Comme nous le verrons, nous utiliserons des détecteurs temporels plus rapides pour se rendre compte de la dynamique

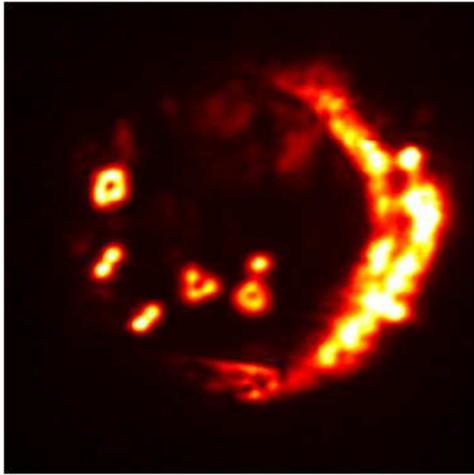


FIGURE 3.1 – Champ proche du milieu amplificateur lorsque différents types de structures spatiales localisées sont formés. Nous trouvons : un soliton laser, deux structures qui semblent composées de deux solitons lasers accolés, une structure qui semble composée de trois solitons lasers accolés en forme hexagonale ainsi qu'une structure de forme circulaire. Les zones brillantes correspondent aux hautes intensités.

temporelle. La Fig.3.1 montre que le système supporte la coexistence entre les solitons lasers et différents types de structures plus complexes. La présentation de la forme ainsi que la taille des différents objets observés est l'intérêt de cette sous-section. Durant la sous-section 3.2.3, nous montrerons comment il est possible de générer l'une ou l'autre des solutions. Nous nous attacherons alors à extraire le diagramme de bifurcation de ces structures. Si les structures complexes sont le résultat de "l'accrochage" entre eux de solutions à un seul maximum, la liberté du choix de la phase de chacun des constituants doit certainement influencer sur l'organisation spatiale de la structure composée. Nous étudierons donc le profil de phase des solutions composées ainsi que leur profil spatial de façon à essayer de clarifier ce point.

La Fig.3.2 présente la distribution d'intensité d'une structure à deux maxima en fonction des coordonnées transverses. Nous remarquons que la structure à deux pics fait environ la même longueur que deux structures à un pic accolés. Néanmoins l'intensité entre les deux maxima ne tombe pas à zéro. La même remarque peut être faite pour une structure composée de trois maxima à la différence que l'intensité tombe à zéro seulement au centre de la structure.

La Fig.3.3 présente la distribution d'intensité d'une structure de forme circulaire. Bien que ce type de structures semble être canonique dans des systèmes de dimension transverse supérieure à une, elle n'avait

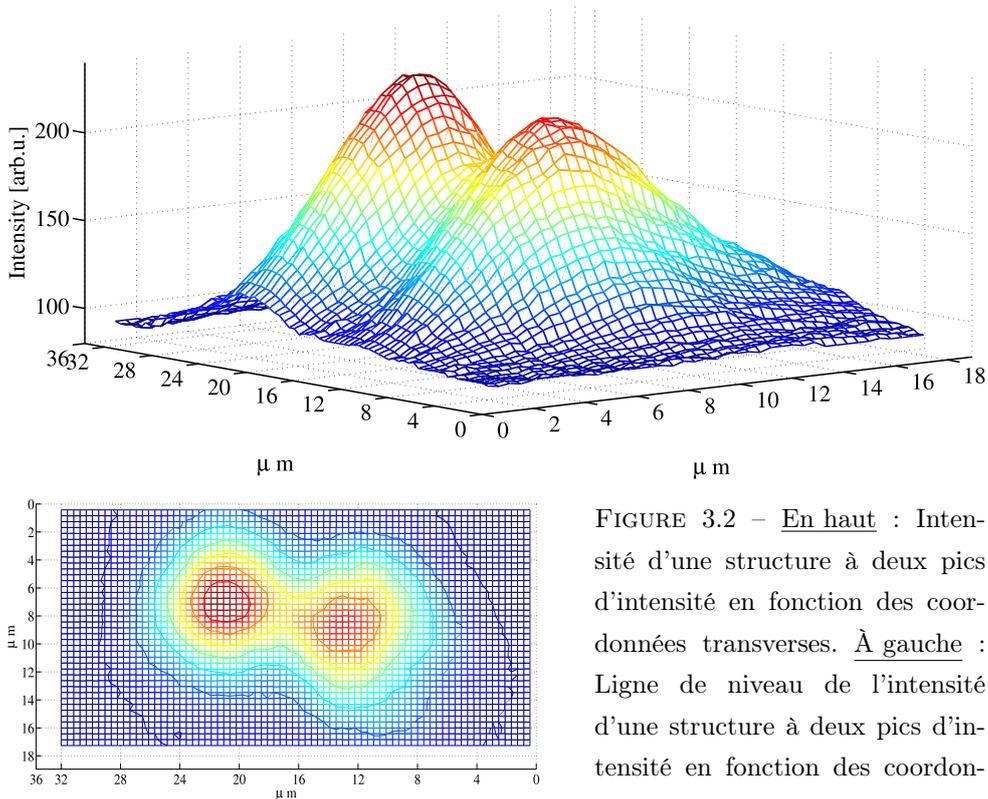


FIGURE 3.2 – En haut : Intensité d'une structure à deux pics d'intensité en fonction des coordonnées transverses. À gauche : Ligne de niveau de l'intensité d'une structure à deux pics d'intensité en fonction des coordonnées transverses.

jusqu'alors jamais été observée expérimentalement. Ce qui est remarquable dans ce cas est que l'intensité au centre de la structure tombe à zéro. La structure qui est présentée en Fig.3.3 n'est pas parfaitement symétrique. Il semble que les paramètres tels que l'alignement permettent de rendre symétrique ce type de structures. Il semble aussi que si le système est volontairement (légèrement) désaligné, nous passons d'une structure circulaire à une structure à trois maxima. Il est néanmoins difficile de contrôler ainsi que de quantifier ces paramètres d'alignement. Nous remarquons encore que la présence de défaut dans le dispositif permet ce type de comportement. En effet, dans les expériences précédentes avec injection, la présence d'un défaut qualifié de profond permet la génération de soliton de cavité au niveau du défaut. Si nous appliquons alors un gradient de phase faible à cette structure, celle-ci ne va pas nécessairement se mettre à se déplacer mais peut rester piégée. Pour des gradients plus forts, la structure peut se détacher et part à toute vitesse

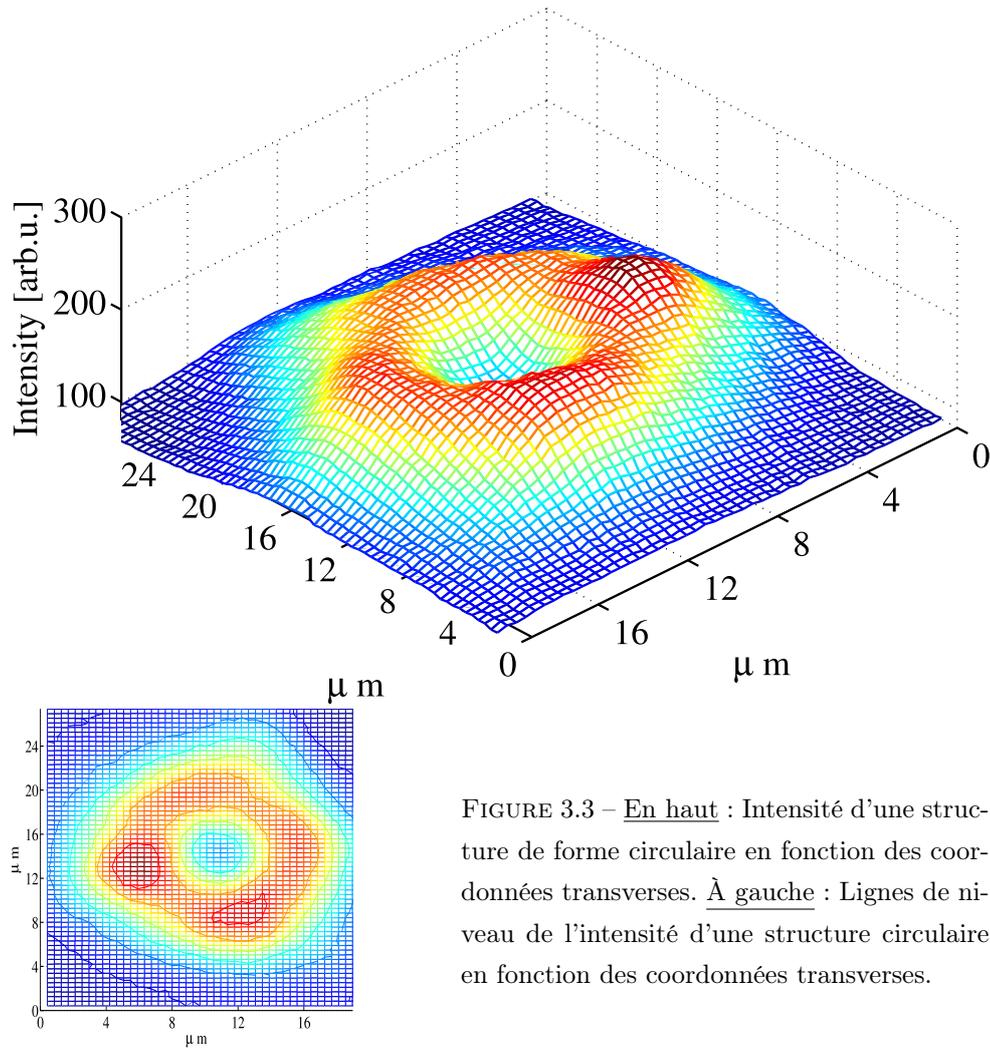


FIGURE 3.3 – En haut : Intensité d'une structure de forme circulaire en fonction des coordonnées transverses. À gauche : Lignes de niveau de l'intensité d'une structure circulaire en fonction des coordonnées transverses.

[Caboche 2009]. Donc pour des valeurs de gradients faibles, les structures restent alors piégées par les inhomogénéités du dispositif. Dans notre cas, la structure circulaire, qui semble être obtenue lors d'un "bon" alignement, se brise si un gradient est appliqué au système (résultant d'un mauvais alignement), pour former une structure à trois maxima (voir Fig. 3.4). Les défauts pourraient alors être à l'origine de la difficulté à mettre en mouvement ce type de structures.

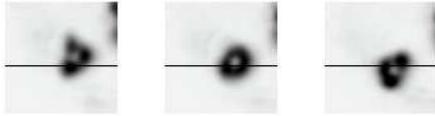


FIGURE 3.4 – Champ proche du milieu amplificateur lorsqu’une structure spatiale localisée circulaire (au centre) est soumise à un gradient vers le haut (à gauche) puis vers le bas (à droite).

La structure circulaire se "brise" en structure composée. Nous remarquons que cette structure est probablement "accrochée" sur un défaut situé à gauche de la structure (point invariant de chacune des images). Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

### 3.2.2 Multistabilité entre structures localisées

De façon à comprendre l’origine des différents types de solutions observés, nous avons étudié le diagramme de bifurcation du système. Pour ce faire, nous sélectionnons à l’aide de l’iris placé au niveau d’un champ proche intermédiaire, une petite zone spatiale de l’ordre de  $25 - 30 \mu\text{m}$  de diamètre. Nous plaçons ensuite les paramètres tels que la réponse du système puisse être bistable. Si  $I_{L1}$  est augmenté, nous observons un saut d’intensité qui, d’après le chapitre précédent, correspond au fait que le système fonctionne localement comme un laser. Si  $I_{L1}$  est alors diminué lorsque le système est préparé dans l’état laser, l’intensité émise par le système présente de l’hystérésis, caractéristique d’une réponse bistable, et retourne dans l’état de basse intensité en suivant une sorte d’escalier.

A la section 2.4, nous avons montré que la cavité externe longue permettait de voir fonctionner nos solitons lasers suivant différentes fréquences pour une même valeur de paramètres. Un régime de multistabilité entre les différentes fréquences a donc clairement été mis en évidence. Dans cette sous-section, nous allons montrer qu’à chacune des marches d’intensité correspond un type de structures et qu’il existe, en outre, de la multistabilité entre les différentes structures spatiales.

La Fig.3.5 montre qu’il y a de la bistabilité entre la solution soliton laser et la structure à deux pics d’intensité. Le système est préparé tel que les états (a) et (b) coexistent tous les deux avec la solution homogène. Lorsque  $I_{L1}$  est augmenté à partir de la solution homogène, le système saute spontanément sur la solution à deux pics (courbe bleue en

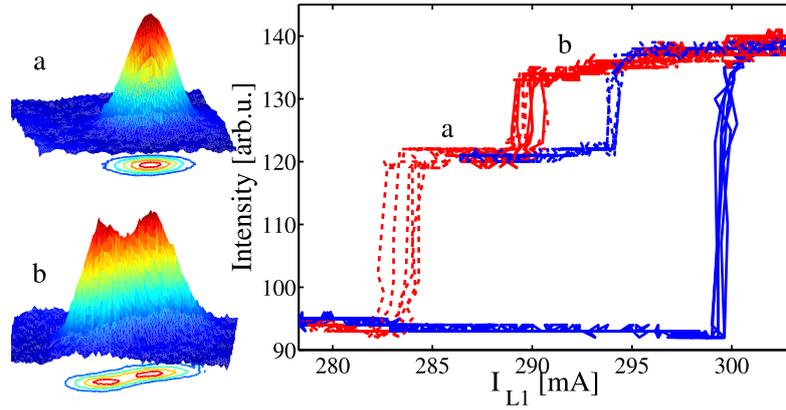


FIGURE 3.5 – Intensité émise par une partie du champ proche du système d’environ  $30 \mu\text{m}$  en fonction de  $I_{L1}$ . Le saut d’intensité lorsque  $I_{L1}$  est augmenté à partir de la solution homogène est dû à la formation d’une structure à deux pics. Si  $I_{L1}$  est diminué depuis la solution à deux pics, le système retourne dans l’état éteint en passant par la solution à un pic. Si  $I_{L1}$  est augmenté à partir de la solution à un pic, le système reste sur la solution à un pic, caractéristique de la bistabilité entre le soliton laser et la structure composite. a) Exemple d’une structure à un pic ou soliton laser. b) Exemple d’une structure à deux pics.

plein). Si  $I_{L1}$  est alors diminué depuis l’état (b), nous retrouvons la présence des marches en intensité, caractéristiques du changement d’états, jusqu’à l’extinction de la structure (courbe rouge en pointillés). Si par contre  $I_{L1}$  est augmenté à partir de la solution (a) (courbe bleue en pointillés), le système ne saute pas sur la solution à deux pics immédiatement. Le système reste sur la solution à un pic jusqu’à ce qu’elle perde sa stabilité. Le système saute ensuite sur la solution à deux bosses. Cette courbe met donc en évidence la présence de multistabilité entre la solution homogène, la solution à un pic et la solution à deux bosses.

Comme nous l’avons fait observé précédemment, des structures circulaires peuvent être obtenue par bifurcation secondaire de la structure à deux bosses. En effet, à la Fig.3.6, nous montrons qu’il y a aussi de la bistabilité entre la solution à deux pics et la solution circulaire. Afin de mettre ceci en évidence, la valeur du courant dans  $I_{L1}$  a été balayée pour chacun des états observés, révélant ainsi chaque domaine de stabilité, délimité par les flèches continues noires. Nous remarquons dans

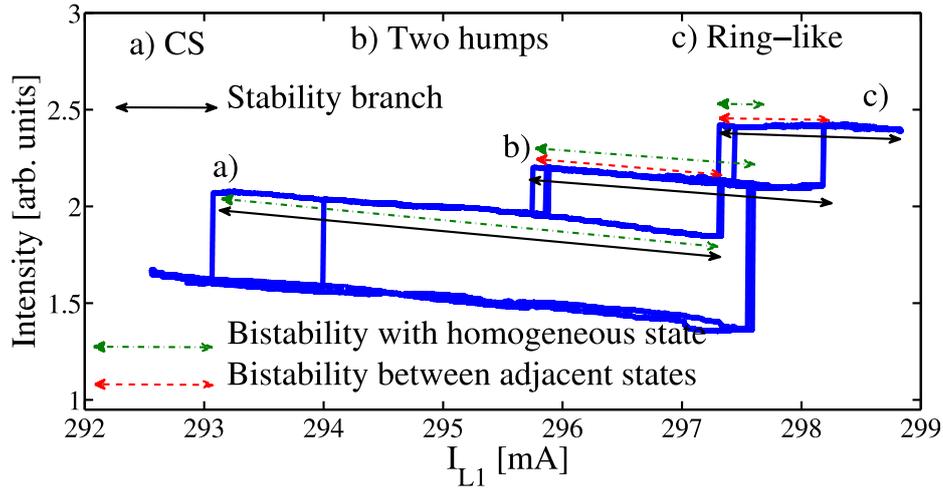


FIGURE 3.6 – Intensité émise par une partie du champ proche du système d’environ  $30 \mu\text{m}$  en fonction de  $I_{L1}$ . a) Structure à un pic ou soliton laser. b) Structure à deux pics. c) Structure circulaire. La flèche noire continue délimite la longueur de stabilité de l’état considéré. La flèche verte en pointillés délimite la zone de bistabilité entre l’état considéré et la solution homogène. La flèche en pointillés rouge indique la bistabilité entre les états adjacents. Nous ne notons pas de multistabilité entre l’état soliton laser et structure circulaire dans ce cas là puisque a) ne semble pas être bistable avec c).

cette courbe que la solution à une bosse à un domaine de stabilité plus grand que celui de la structure à deux pics. Nous remarquons aussi que cette solution à un pic perd sa stabilité avant que la solution homogène ne se déstabilise (c’est la raison pour laquelle le système peut sauter depuis l’état homogène sur une solution complexe sans passer par un soliton laser). Il semble aussi que la solution à un pic perde sa stabilité avant que la structure circulaire ne devienne stable. Bien que nos observations montrent cette caractéristique, nous ne pouvons pas conclure sur la généralité de ce comportement d’autant que, comme nous allons le montrer dans la sous-section suivante, ce diagramme varie lorsque les paramètres sont changés. La longueur de chacune des branches (Fig.3.6 flèche noire)<sup>1</sup> ainsi que leur longueur de superposition (avec la solution homogène Fig.3.6 flèche en pointillés verte, avec l’état adjacent Fig.3.6

1. Cette mesure sera cependant difficile à évaluer d’après les résultats présentés en section 2.3.

flèche en pointillés rouge) en fonction des paramètres n'ont pas été étudiées en détails. De façon à caractériser complètement le système, une étude quantitative du diagramme de bifurcation et de son évolution avec les paramètres reste donc à effectuer.

### 3.2.3 Diagramme de bifurcation local des structures composites

Le degré de multistabilité entre solutions peut être modifié en changeant les paramètres du système. Dans la suite de cette section, nous nous attacherons donc à caractériser le diagramme de bifurcation des différentes structures en étudiant ces marches d'intensité ainsi que leur dépendance en fonction des valeurs de courants dans les résonateurs.

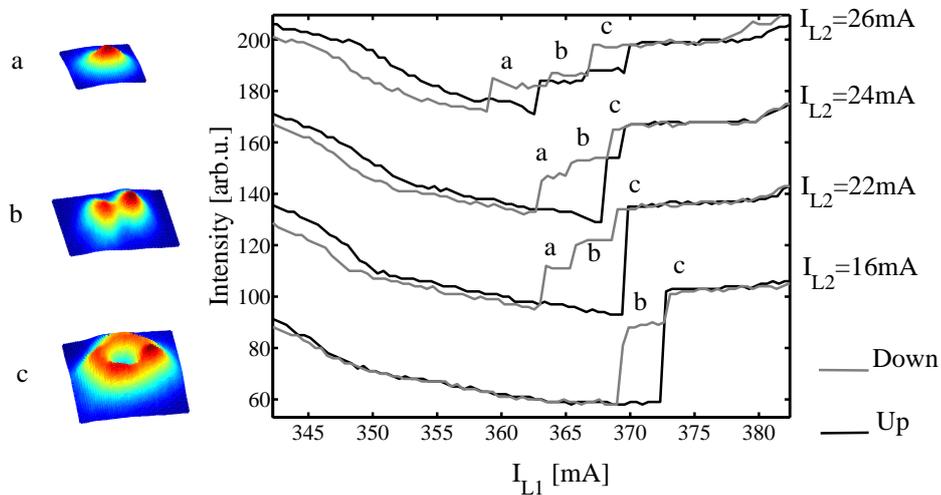


FIGURE 3.7 – Intensité émise localement par le système lorsque  $I_{L1}$  est modulé (très lentement de façon à avoir un contrôle en température stable et constant) pour différentes valeurs de  $I_{L2}$ . En noir : valeurs de  $I_{L1}$  croissantes. En gris valeurs de  $I_{L1}$  décroissantes. Les courbes correspondant aux différentes valeurs de  $I_{L2}$  ont été décalées verticalement pour plus de clarté. a) Exemple d'une structure à un pic ou soliton laser. b) Exemple d'une structure à deux pics. c) Exemple d'une structure circulaire. Lorsque  $I_{L2}$  diminue, les structures plus complexes deviennent bistables avec la solution homogène.

Les courbes présentées à la Fig.3.7, décalées verticalement pour plus de clarté, montrent l'intensité émise par une section du profil trans-

verse d'environ  $30 \mu\text{m}$  de diamètre lorsque que le gain est varié pour différentes valeurs de  $I_{L2}$  (absorption). La présence de marches dans l'intensité correspond aux différentes distributions d'intensité montrées à gauche de la figure. a) correspond à une structure à un pic d'intensité (encore appelé soliton laser). b) correspond à une structure à deux maxima et c) correspond à une structure de forme circulaire. Nous observons que pour des hautes valeurs de courant dans  $L_2$  ( $I_{L2} > 26 \text{ mA}$ ), la séquence de bifurcation entre structures est telle qu'il n'y a pas de multistabilité (courbe du haut). En effet, lorsque  $I_{L1}$  est augmenté, le système passe brusquement de la solution homogène à la solution à un pic (a) puis ensuite brusquement à la solution à deux pics (b) et finalement saute sur la solution de forme circulaire (c). Lorsque que  $I_{L1}$  est ensuite diminué, nous observons une suite successive de cycles d'hystérésis indiquant de la bistabilité entre chaque paire d'états adjacents. Pour  $I_{L2} = 24 \text{ mA}$  (deuxième courbe en partant du haut), les états (a) et (b) coexistent tous les deux avec la solution homogène. Nous rappelons la présence de bistabilité entre (a) et (b) (suggérée par les sauts d'intensité abrupts) est démontré à l'aide de la Fig.3.6. Si l'on augmente l'absorption ( $I_{L2} = 22 \text{ mA}$  correspondant à la troisième courbe en partant du haut), la structure circulaire peut devenir bistable avec la solution homogène. Nous soulignons de nouveau la présence de multistabilité dans ce cas-là (voir Fig.3.6). Finalement si l'on augmente encore l'absorption ( $I_{L2} = 16 \text{ mA}$  correspondant à la dernière courbe en bas), la solution (a) n'est plus spontanément générée ou finie par ne plus exister. Outre le fait d'avoir un paramètre de contrôle qui permette de choisir le type de solution générée spontanément lorsqu'un paramètre est balayé, ce diagramme de bifurcation montre qu'il est possible de choisir l'agencement des différents états.

Bien que la présence de multistabilité ait été observée et brièvement commentée dans un travail numérique [Fedorov 2003], il n'existe pas de théorie générale capable de décrire l'agencement des différents états dans le cas laser. Dans le cas avec signal injecté (le cas  $1D$  transverse correspondrait à la théorie générale des structures localisées de [Coullet 2000b]), la théorie prédit qu'il est possible de trouver un espace

de paramètre pour lequel tous les états sont multistables. Le diagramme de bifurcation homocline résultant a une forme de serpent (puisqu'il y a une succession de bifurcations noeud-col superposés formant ainsi un diagramme en forme de serpent). De récents travaux numériques ont montré que l'ajout de termes de couplage non local permet de jouer avec l'agencement des différents états [Firth 2007]. Les auteurs montrent que la valeur du couplage non-local permet de pencher ce diagramme tel que le degré de multistabilité soit faible, de façon à ne faire intervenir que les premiers états (1,2, 3 bosses).

Ici, bien que notre système n'entre pas dans la catégorie des expériences descriptibles par la théorie générale de [Coullet 2000b]<sup>2</sup>, il semble qu'un comportement semblable soit ici mis en évidence.

Nous faisons remarquer au lecteur que si la structure de forme circulaire est "brisée" suite à un léger désalignement, l'agencement entre les états, constituant le diagramme de bifurcation, reste identique (voir Fig.3.8).

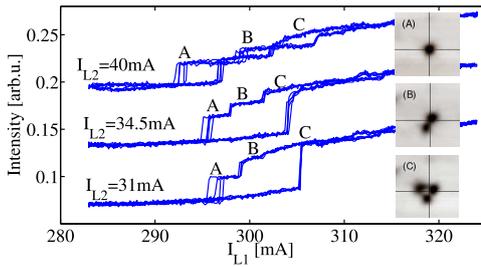


FIGURE 3.8 – Intensité émise localement par le système lorsque  $I_{L1}$  est modulé (très lentement de façon à avoir un contrôle en température stable et constant) pour différentes valeurs d'absorption ( $I_{L2}$ ). Le diagramme de bifurcation est qualitativement semblable lorsque la structure circulaire est remplacée par une structure à trois maxima .

Pour conclure cette étude locale du système, nous retiendrons que le courant dans  $L_2$  permet de changer la pente du diagramme de bifurcation. Le changement de  $I_{L2}$  induit un changement du niveau d'absorption mais décale aussi (très légèrement,  $10\text{mA} \sim 15\text{GHz}$ ) la résonance de cavité de  $L_2$ . L'augmentation de  $I_{L2}$  induit inévitablement une augmentation de la température dans le dispositif. Nous observons que l'agencement des états est très incliné pour des valeurs de courant dans l'absorbant élevés, nous pourrions supposer que la température puisse

2. Ce travail ne décrit pas l'apparition d'une fréquence lors de formation de la structure localisée

être à l'origine de cette inclinaison. Il est néanmoins difficile de conclure sur la raison exacte du changement de l'agencement des états.

### 3.2.4 Allumage de structures complexes

Puisque les différentes solutions peuvent être obtenues à partir de la solution homogène, il est possible de créer une solution laser complexe à l'aide d'une perturbation de la solution homogène. Nous utilisons pour ce faire le même faisceau d'écriture que celui utilisé pour allumer des solitons lasers au chapitre 2 section 2.2.2.1).

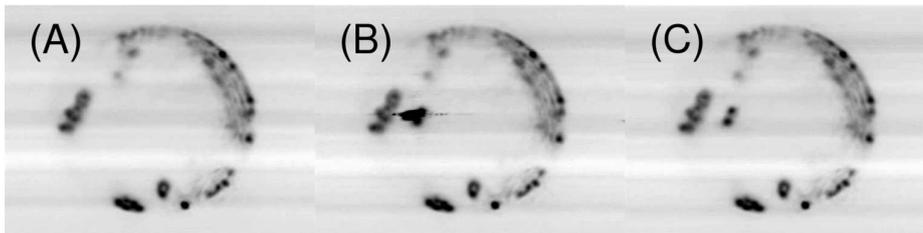


FIGURE 3.9 – Distribution d'intensité du champ proche du milieu amplificateur présentant la séquence d'allumage d'une structure à deux pics. Les paramètres sont réglés pour que le système ait une réponse bistable entre la solution homogène et la solution à deux pics. A partir de l'état homogène (A), une perturbation optique permet d'allumer une structure à deux pics (B) qui subsiste lorsque le faisceau d'écriture est éteint (C). Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

La séquence en Fig.3.9 montre l'allumage d'une structure à deux bosses à partir de la solution homogène. Le système est maintenu dans l'état homogène (A). Une perturbation optique localisée d'environ  $20 \mu\text{m}$  permet d'allumer une structure à deux pics (B) qui persiste lorsque la perturbation est éteinte (C).

De même, la séquence en Fig.3.10 montre l'allumage d'une structure circulaire à partir de la solution homogène<sup>3</sup>. Le système est maintenu dans l'état homogène (figure a)). Une perturbation optique localisée d'environ  $20 \mu\text{m}$  permet d'allumer une structure circulaire (figure b)) qui persiste lorsque la perturbation est éteinte (figure c)).

3. le film est disponible dans le CD

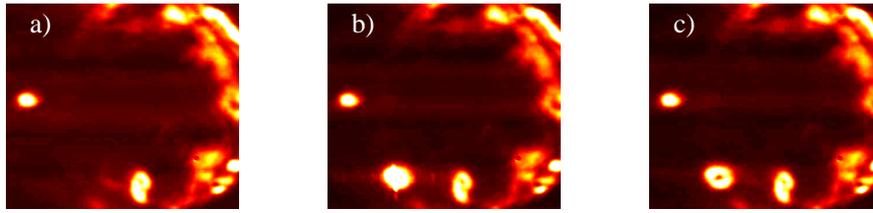


FIGURE 3.10 – Distribution d’intensité du champ proche du milieu absorbant présentant la séquence d’allumage d’une structure circulaire. Les paramètres sont réglés pour que le système ait une réponse bistable entre la solution homogène et la solution circulaire. A partir de l’état homogène a), une perturbation optique permet d’allumer une structure circulaire b) qui subsiste lorsque le faisceau d’écriture est éteint c). Les zones sombres correspondent aux basses intensités.

Nous n’avons pas essayé de contrôler l’allumage spécifique d’une solution à un pic ou à deux pics ou encore d’une solution circulaire lorsque ces solutions coexistent avec la solution homogène, par l’intermédiaire d’un faisceau d’écriture de tailles et d’intensité différentes. Dans [Pesch 2005], les auteurs montrent qu’il est possible, dans un système avec rétroaction par un miroir, d’allumer des structures localisées de différentes tailles en contrôlant le diamètre du faisceau d’écriture. Nous supposons qu’un mécanisme permettant la sélection de la structure existe aussi dans notre expérience mais n’a pas été examiné dans le détail. Il est par contre possible de passer d’une solution à l’autre en perturbant mécaniquement le système (léger coup sur la table!).

Comme il est possible de le voir en Fig.3.6, il existe de nouveau une dispersion importante à l’extinction de chacun des états (le soliton laser, la structure à deux bosses, la solution circulaire). L’origine de cette dispersion a été attribuée, dans le cas d’un soliton laser, au fait que le soliton fonctionne sur différents modes longitudinaux. Cette dispersion à l’extinction est de nouveau présente dans le cas des structures complexes et pourrait avoir la même origine, mais ceci n’a pas été vérifié. Nous tenons aussi à faire remarquer qu’il est possible que le changement d’état s’accompagne d’un changement de mode longitudinal (de même qu’en section 2.4, la structure à deux bosses ainsi que la structure circulaire

change de mode longitudinal, visible par le saut de frange à la sortie de l'interféromètre). Ceci n'a pas été étudié lors de ces travaux.

### 3.3 Cohérence des structures composites

D'après les modèles théoriques, les structures localisées lasers sont une classe de solutions d'un système possédant une symétrie de phase libre de choisir la fréquence à l'allumage. Dès lors que ces structures sont suffisamment proches, comme il semble être le cas pour une structure composite à deux et à trois pics, elles interagissent. Les études théoriques ont montré que de cette interaction résulte une synchronisation de la fréquence et de la phase des structures lasers formant la structure laser composite. Pour identifier ce type de comportement, nous nous intéresserons aux propriétés de cohérence de ces structures. L'étude de leurs propriétés de cohérence nous renseignera sur le type de synchronisation entre les pics d'intensités que nous présumons être des solitons lasers accolés. Nous utilisons donc un schéma expérimental identique à celui utilisé au Chap 2 en section 2.3 (présenté à nouveau en Fig.3.11).

Nous rappelons que le principe de cette expérience est d'imager sur la CCD les deux champs proches issus de  $L_2$  passant par chacun des deux bras de l'interféromètre. La longueur de chacun des bras de l'interféromètre est quasiment identique de façon à pouvoir faire l'image du champ proche de  $L_2$  par les deux bras.

#### 3.3.1 Cohérence des structures à deux pics

La Fig.3.12 en haut à gauche est issue du premier bras de l'interféromètre et montre une partie du profil transverse de  $L_2$  lorsque le deuxième bras est fermé. Nous repérons par un carré rouge la présence de deux structures localisées à deux pics. La Fig.3.12 en haut à droite est de nouveau l'image du champ proche de  $L_2$  mais issue du deuxième bras de l'interféromètre lorsque cette fois-ci le premier bras est fermé. De nouveau, la présence du carré rouge repère les structures localisées à deux pics qui sont volontairement décalées vers le haut. La Fig.3.12 en bas à gauche, qui est obtenue en faisant la somme mathématique pixel par pixel des deux images précédentes, montre le résultat de cette superposition. En ouvrant simultanément les deux bras de l'interféromètre, avec un angle non nul entre les deux faisceaux, nous obtenons l'image

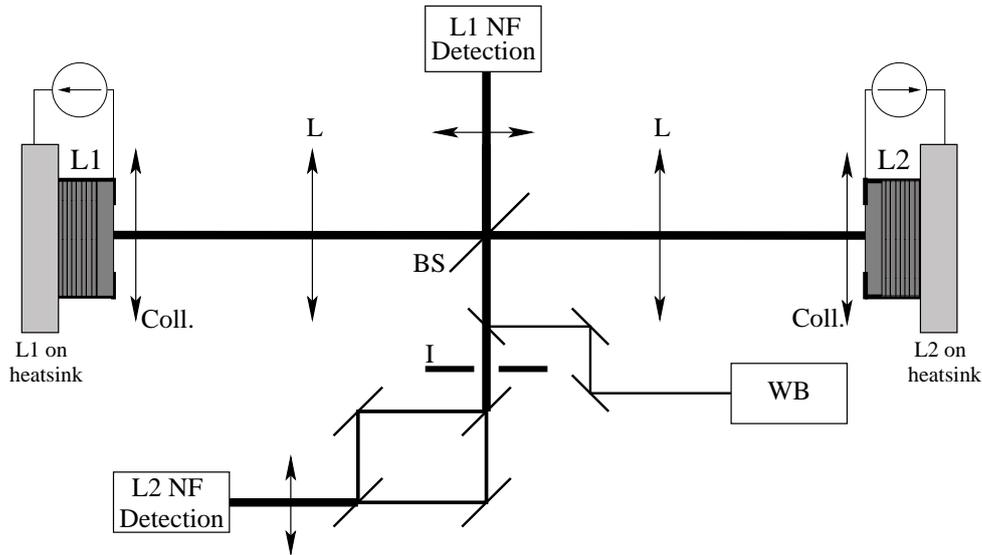


FIGURE 3.11 – Dessin schématique de l'expérience permettant de tester les propriétés de cohérence des structures localisées à deux pics.  $L_1$  : laser maintenu au dessus de la transparence.  $L_2$  : laser maintenu au dessous de la transparence. BS : diviseur de faisceau. La détection de  $L_1$  ( $L_2$ ) se compose d'une caméra CCD qui permet d'imager le champ proche du milieu non linéaire de  $L_1$  ( $L_2$ ) et d'un détecteur temporel. La nouveauté comparée au dispositif présenté en Fig.2.18 est la présence d'un interféromètre sur le bras de détection issu de  $L_2$ .

de la Fig.3.12 en bas à droite. La présence de franges d'intensité indique que les structures sont cohérentes. Si nous décalons l'image d'en haut à droite suffisamment pour qu'il n'y ait qu'une superposition entre la structure composite de gauche avec la structure composite de droite, les franges d'interférences disparaissent, indiquant que les deux structures à deux pics ne sont pas cohérentes entre elles (comme c'était le cas pour les solitons lasers). Néanmoins, nous remarquons que les structures composites, constituées de deux pics d'intensité, semblent être constituées de deux pics synchronisés. À la Fig.3.13 nous ne nous intéressons qu'à une seule de ces structures composites.

La Fig.3.13 a) présente la distribution d'intensité d'une de ces structures. La Fig.3.13 b), issue du deuxième bras de l'interféromètre, est décalée de telle sorte que le pic d'en bas à gauche se superpose avec celui du haut à droite (voir Fig.3.13 c)). Si nous ouvrons en même temps

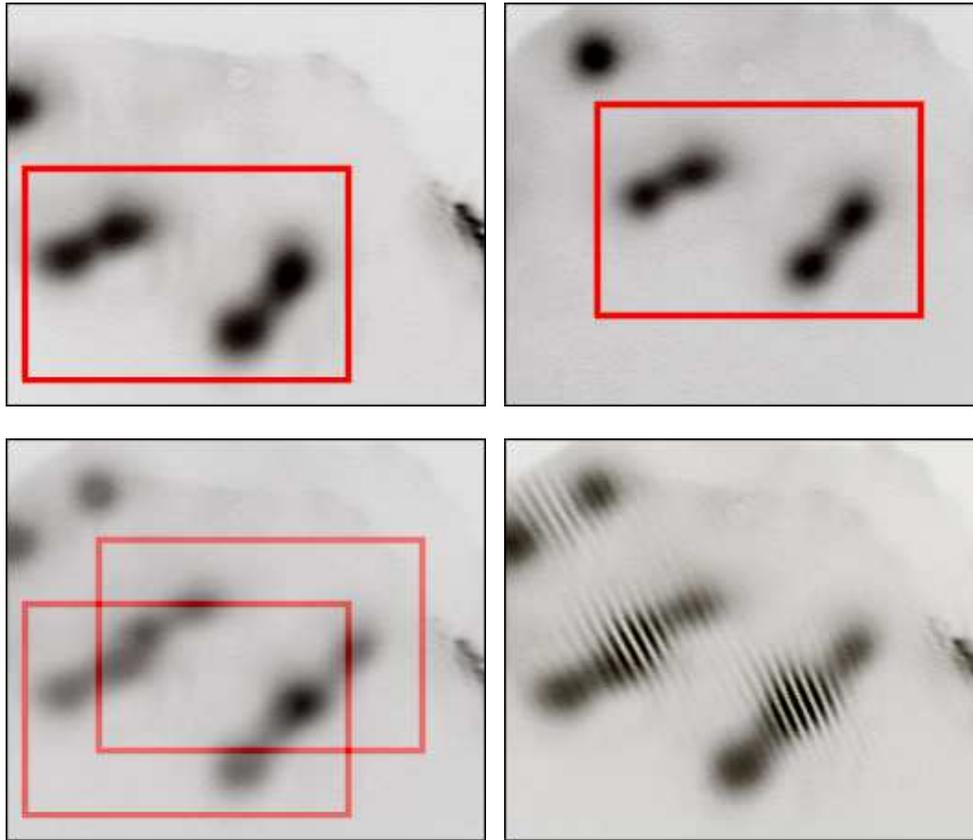


FIGURE 3.12 – Distribution d'intensité du champ proche de  $L_2$  après l'interféromètre. En haut à gauche Image de deux structures à deux pics après le passage par le bras 1 de l'interféromètre (le bras 2 étant maintenu fermé). En haut à droite Image des mêmes structures après le passage par le bras 2 de l'interféromètre mais décalé vers le haut pour que le pic du bas de chacune des structures se superpose avec celui du haut de la même structure de l'image par le premier bras. En bas à gauche Somme mathématique point par point de l'intensité de chaque image. En bas à droite Interférogramme des deux figures du haut (les deux bras de l'interféromètre sont ouverts). Nous observons des franges d'interférences au niveau de la superposition de chacune des structures entre elles.

les deux bras de l'interféromètre avec un angle non nul entre les deux faisceaux, nous obtenons l'image de la Fig.3.13 d). La présence de franges d'intensité indique que la structure du haut interfère avec la structure du bas. Les deux pics d'intensité sont donc verrouillés à la même fréquence. En revanche, cette expérience ne nous apprend rien sur la différence de phase entre les structures. Pour étudier cette différence de phase, nous

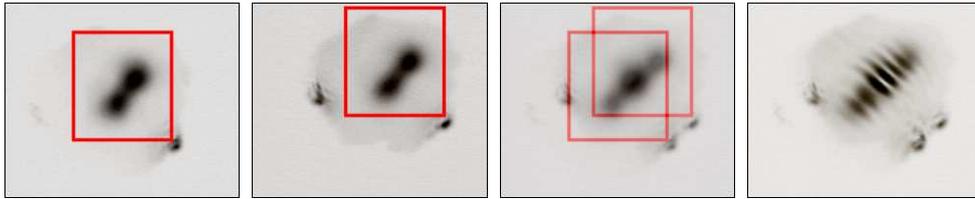


FIGURE 3.13 – Distribution d'intensité du champ proche de  $L_2$  après l'interféromètre. (a) Image d'une structure localisée à deux pics après le passage par le bras 1 de l'interféromètre. (b) Image de la même structure après le passage par le bras 2 de l'interféromètre mais décalée vers le haut pour que le pic du bas se superpose avec celui du haut. (c) Somme directe point par point de l'intensité de chaque image, (d) interférogramme de (a) et (b). Nous observons des franges d'interférences indiquant que les deux pics constituant une structure composite sont synchronisés.

ré-utilisons la méthode qui consiste à "fabriquer" une onde quasi-plane en sélectionnant un morceau de la structure dans le deuxième bras de l'interféromètre (le montage expérimental est le même que celui de la Fig.2.29 ). De cette façon, l'onde de référence éclaire à la fois la structure avec laquelle nous avons obtenu notre onde de référence mais aussi la deuxième structure, qui comme nous l'avons observé est cohérente et doit aussi interférer avec l'onde de référence.

À la Fig.3.14, nous montrons deux états de synchronisation des structures à deux bosses : en phase (ligne du haut) et en opposition de phase (ligne du bas). La figure a) montre le profil d'intensité d'une structure à deux pic d'intensité et la figure b) montre le résultat de l'interférence de cette structure avec l'onde de référence. Dans les deux cas, l'onde de référence est construite à partir du pic inférieur. Sur la figure b) ligne du haut, les franges d'interférences sont continues indiquant que la structure du haut est en phase avec la structure de bas. À la figure b) ligne du bas, nous montrons que les structures peuvent évoluer en opposition de phase. Les lignes d'interférences sont alors décalées d'une demi-ligne entre le premier et le deuxième pic.

De part le fait que la structure à deux pics soit composée de deux pics d'intensité en phase ou en opposition de phase, nous nous attendons à trouver des différences sur la distance entre les pics d'intensité. Nous remarquerons que les travaux expérimentaux précédents, dans

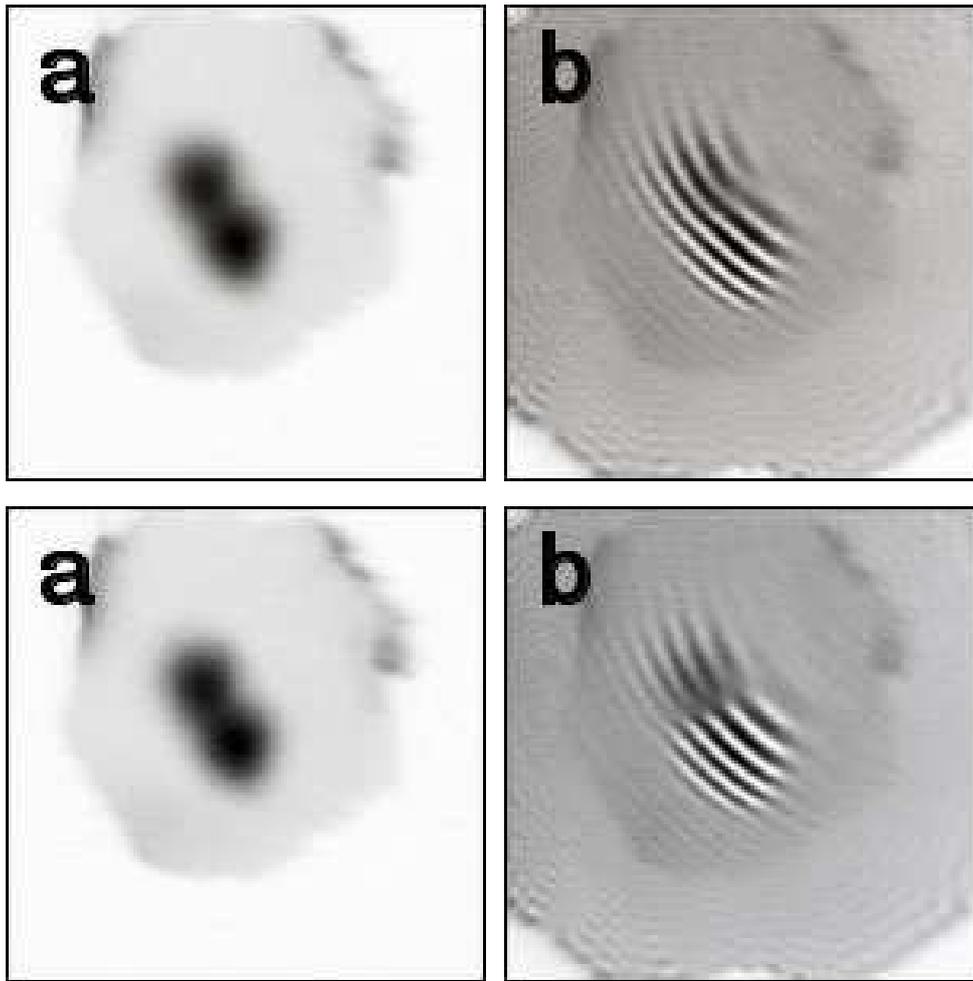


FIGURE 3.14 – a) Haut et bas : Distribution d'intensité en sortie du premier bras de l'interféromètre lorsque l'autre est fermé. b) Haut : Distribution d'intensité en sortie des deux bras de l'interféromètre. Les franges d'interférences sont continues indiquant que les deux structures sont en phase. b) Bas : Distribution d'intensité en sortie des deux bras de l'interféromètre. Les franges d'interférences sont décalées d'une demi-ligne entre le premier et le deuxième pic indiquant que les deux pics sont en opposition de phase.

le cas où la fréquence et la phase sont fixées, deux structures localisées "s'accrochent" suivant un ensemble de distances préférentielles [Schäpers 2000]. La Fig.3.15 montre une superposition des lignes de niveau de l'intensité d'une structure en phase (lignes continues) avec celles d'une structure en opposition de phase (lignes pointillées). À notre

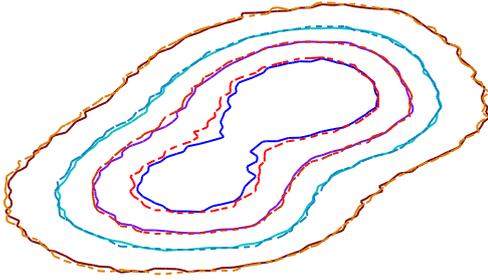


FIGURE 3.15 – Superposition entre les lignes de niveaux de l'intensité des structures à deux pics en phase (lignes continues) et en opposition de phase (lignes en pointillés) de la Fig. 3.14. Le coefficient de corrélation de l'intensité pixel par pixel entre les deux images est 0.9985. Nous concluons que les deux types de structures, avec les pics en phase ou en opposition de phase, sont identiques.

grande surprise, il n'apparaît pas de différence flagrante. Pour estimer les similitudes entre les deux distributions d'intensité, nous avons calculé le coefficient de corrélation spatiale des deux images qui est de 0.9985. Nous pouvons donc conclure qu'il existe deux "états" de déphasage possibles entre les pics d'intensité constituant une structure à deux pics, en phase et en opposition de phase. La possibilité de former des états liés de solitons lasers avait été auparavant étudiée théoriquement [Vladimirov May]. Les auteurs obtiennent un ensemble d'équations qui gouvernent la distance, la différence de vitesse et la différence de phase entre deux solitons solutions de l'Eq.1.15. Ils montrent qu'une paire à vitesse nulle stable peut se former si le déphasage entre les deux pics d'intensité est de 0 ou  $\pi$ . La solution avec un déphasage de  $\pi$  apparaît être stable sans diffusion ( $d = 0$ , cf Eq.1.15) alors que pour stabiliser la solution sans déphasage, il existe une valeur seuil de la diffusion  $d$  au dessus de laquelle la structure constituée de deux pics en phase est stable. Le cas où les deux pics sont décalés de  $\pi/2$  est par contre toujours instable. Il semble donc que dans notre expérience, nous ayons une valeur de diffusion supérieure à la valeur seuil théoriquement responsable de la stabilisation de la structure à deux pics en phase.

Puisque les structures à deux pics ont été observées suivant différentes orientations (voir Fig.3.16) et que celle-ci ne change que très peu avec l'alignement, il est difficile de statuer sur ce qui fixe leur orientation.

De même qu'au chapitre précédent, la structure à deux pics n'est pas



FIGURE 3.16 – Distribution d'intensité du champ proche du milieu absorbant. Nous observons trois structures à deux pics d'intensité chacune ayant une orientation différente et un soliton laser. Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

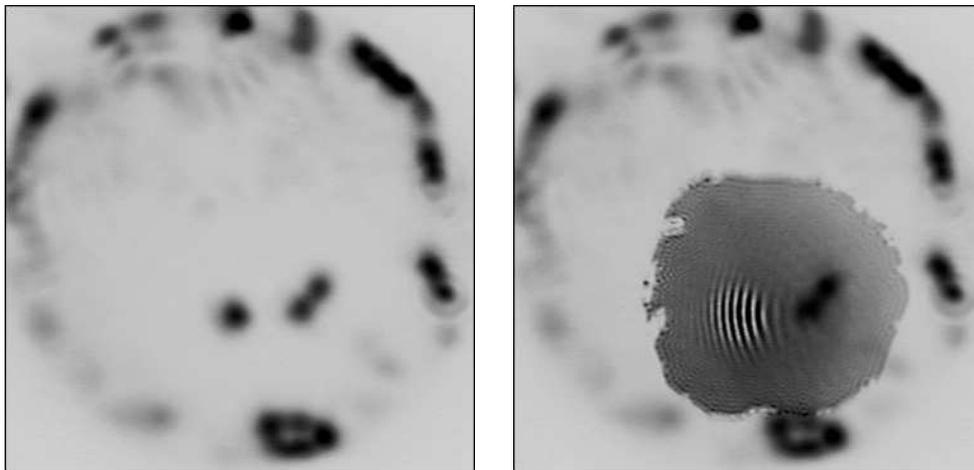


FIGURE 3.17 – Distribution d'intensité du champ proche du milieu absorbant. À gauche : Une structure à deux pics et un soliton laser. À droite : L'onde de référence créée à partir du soliton laser n'interfère pas avec la structure à deux pics. Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

cohérente avec des structures voisines suffisamment éloignées de celle-ci. La Fig.3.17 montre que la structure à deux pics n'interfère pas avec l'onde de référence construite à partir du soliton laser situé à environ  $30\mu\text{m}$ . Si nous augmentons le courant de pompage, il se crée un filament d'intensité qui connecte les deux types de structures (voir Section 4.1.1 ci-après). Dans ce cas, des franges de faible contraste indiquant un comportement multi-modes (apparition de pics séparés de l'intervalle

spectrale libre de la cavité externe dans l'analyseur de puissance) apparaissent. Il semble que le fait d'avoir une distance importante entre deux structures aide à leur dé-synchronisation.

### 3.3.2 Cohérence des structures à trois pics

A la Fig.3.4, nous montrons qu'il existe un état lié à trois pics d'intensité lorsque la structure circulaire, dont les propriétés seront discutées à la section suivante, se déstabilise. Dans cette sous-section nous allons brièvement discuter de l'organisation spatiale de la phase dans une structure à trois pics d'intensité.

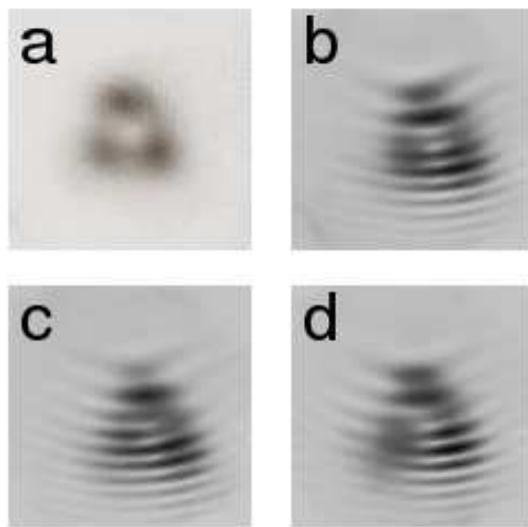


FIGURE 3.18 – Distribution d'intensité du champ proche de  $L_2$  après l'interféromètre. (a) Image d'une structure localisée à trois pics après le passage par le bras 1 de l'interféromètre. (b,c,d) Interférogramme de la structure avec une onde de référence construite à partir du pic d'intensité en bas à droite.

La Fig.3.18 présente les différentes distributions de la phase observées pour une structure composée de trois pics d'intensité accolés. L'image (a) présente la distribution d'intensité de la structure considérée. Les images (b,c,d) représentent les interférogrammes de cette structure avec une onde de référence construite à partir du pic d'intensité en bas à droite pour des conditions d'alignements légèrement différentes (nous n'observons pas de modification notable du profil d'intensité de la structure). Nous remarquons que chacun des pics interfère avec l'onde de référence indiquant que la structure est composée de pics d'intensité accrochés en fréquence. Les franges d'interférences persistent si nous choisissons de

construire l'onde de référence à partir d'un autre pic d'intensité. En (b), les lignes d'interférences sont continues entre les deux pics du bas mais semblent s'écarter avec le pic du haut indiquant que les deux pics du bas sont à la même phase mais qu'il sont décalés en phase avec le pic du haut. En (c), il apparaît une frange d'interférence de plus à gauche au niveau de la liaison entre le pic d'en bas à gauche et le pic du haut. L'apparition d'une ligne supplémentaire dans les franges d'interférences à gauche par rapport à droite résulte d'une dislocation de la phase. En (d), nous apercevons de nouveau une dislocation mais cette fois-ci entre le pic d'en bas à droite et le pic d'en-haut. Nous n'avons pas eu d'évidence de structure à trois pics d'intensité où la phase relative entre chacun des pics serait nulle<sup>4</sup>.

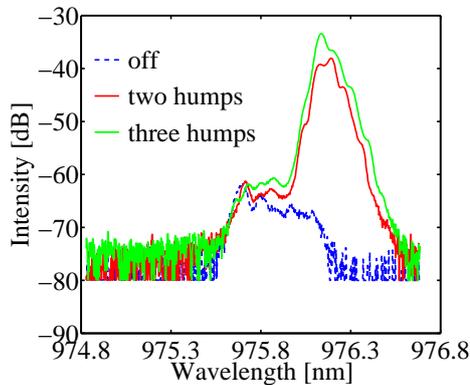


FIGURE 3.19 – Spectre optique de l'état de basse intensité (off en pointillé bleu) superposé au spectre optique d'une structure localisée à deux pics (two humps en rouge plein) et d'une structure localisée à trois pics (three humps en vert plein). Les spectres des structures localisées sont décalés vers le rouge et sont plus piqués que celui d'émission spontanée. Ce comportement est caractéristique d'une émission laser. ( $I_{L2} = 10.7\text{mA}$ , off  $I_{L1} = 272.7\text{mA}$ , two humps  $I_{L1} = 275\text{mA}$ , three humps  $I_{L1} = 279.1\text{mA}$ )

À la Fig.3.19, nous montrons les spectres optiques associés à une structure à deux pics (en rouge) et à une structure à trois pics (en vert) en comparaison avec le spectre associé au fond homogène (en pointillés bleu). De nouveau, l'apparition sur le profil transverse d'une structure complexe s'accompagne de la formation d'un pic étroit dans le spectre optique, signature d'une émission laser. Bien que nous ayons vérifié que le temps d'allumage d'une structure complexe à partir de la solution

4. si les pics d'intensité étaient en phase, il y aurait une interférence constructive au centre.

homogène soit soumis là encore à un transitoire pulsé, une étude approfondie de ce transitoire en fonction des paramètres et du type de structure n'a pas été réalisée.

### 3.4 Vortex lasers localisés

Cette section est dédiée à l'étude des structures circulaires visibles à la Fig.3.20. L'image du champ proche du milieu absorbant montre qu'il est possible d'obtenir simultanément plusieurs structures de ce type.

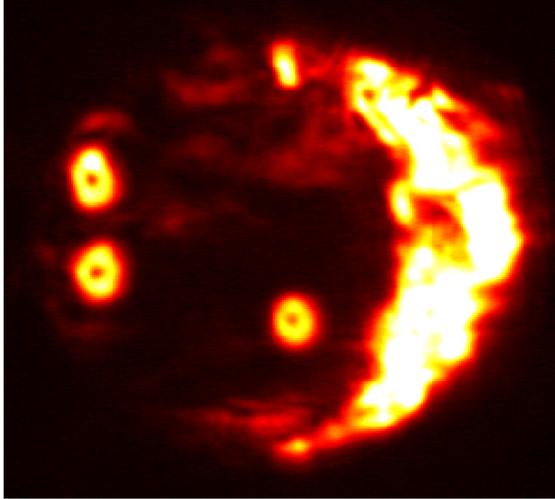


FIGURE 3.20 – Distribution d'intensité du champ proche du milieu absorbant. Dans la zone d'espace où les deux micro-cavités sont en vis-à-vis (à gauche), l'absorption coupe la rétroaction. Des structures de forme circulaire peuvent alors apparaître. Les zones sombres correspondent aux basses intensités.

Nous nous proposons de démontrer que les structures localisées de forme circulaire sont des vortex localisés. La première propriété nécessaire à cette interprétation, commune aux structures localisées "classiques", consiste en la présence de bistabilité avec une solution homogène (ou encore une solution solitonique). Cette propriété a été démontrée précédemment. La seconde propriété, celle-ci spécifique au cas des vortex optiques, est la présence d'une singularité de phase au coeur de la structure circulaire. La méthode classique utilisée pour détecter ce type de singularité consiste à faire interférer le champ qui contient la singularité avec une onde plane de référence. Le résultat de cette interférence fait apparaître un réseau de franges dont la périodicité et la direction dépendent de l'angle entre les deux faisceaux. La singularité de phase se manifeste alors par l'apparition d'une dislocation dans le réseau de franges. De nouveau, les structures circulaires ne sont pas cohérentes entre elles, nous réalisons alors cette expérience en utilisant une partie du profil d'intensité de la structure comme onde de référence.

Un exemple d'interférogramme est présenté en Fig.3.21. Nous obser-

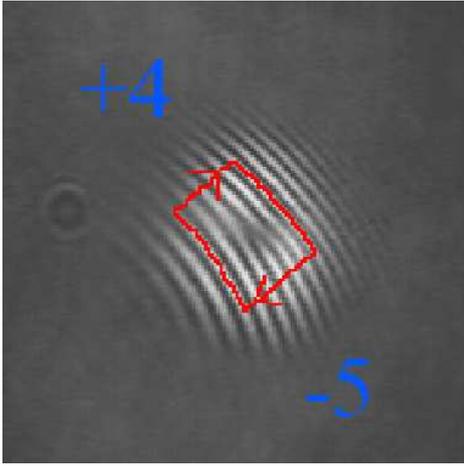


FIGURE 3.21 – Construction de Burger sur la distribution d'intensité de l'interférence d'une structure circulaire avec une partie d'elle-même. Le nombre de franges d'intensité change d'une unité après une boucle fermée autour du centre de la structure. Ceci est la signature d'un défaut topologique situé au centre de la structure circulaire. Les zones sombres correspondent aux basses intensités.

vons alors que le nombre de franges d'interférences en haut de la structure est inférieur d'une unité au nombre de franges d'interférences en bas de celle-ci. Ceci indique que :

$$\oint \vec{\nabla}\phi \cdot d\vec{l} = 2m\pi \quad (3.5)$$

avec  $m = 1$ .

La circulation du gradient de la phase autour d'une structure circulaire est un multiple de  $2\pi$ . La phase du champ électrique est donc singulière au centre de la structure. Le nombre de franges supplémentaires définit la charge topologique du défaut observé (la valeur de l'entier  $m$ ). L'orientation de ces franges supplémentaires définit le signe de la charge topologique.

Nous avons observé des changements spontanés de sens de l'orientation des franges supplémentaires. Ce résultat, présenté en Fig.3.22<sup>5</sup>, nous indique que les deux chiralités, obtenues pour un même alignement et un même ensemble de paramètres, coexistent. Nous notons que le changement d'hélicité est rare. En général, lorsqu'une hélicité est choisie, la structure reste avec la même hélicité indéfiniment. Pour changer cet hélicité, il faut soit éteindre et rallumer la structure soit perturber le système (léger coup sur la table). De nouveau, un changement d'hélicité pourrait être accompagné d'un changement de fréquence d'émission.

5. Le film est disponible dans le CD.

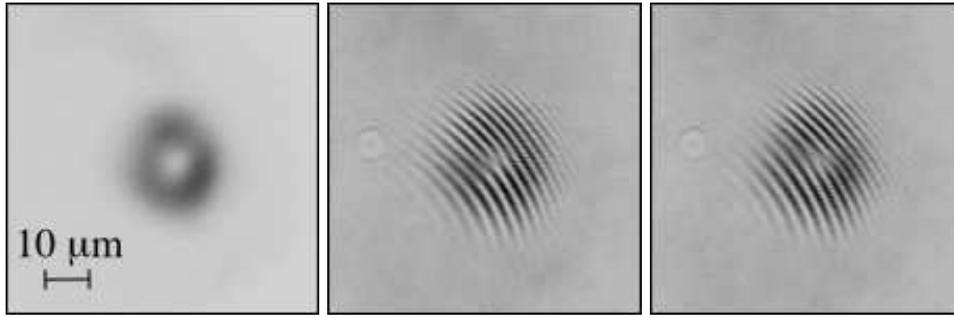


FIGURE 3.22 – À gauche Distribution d'intensité du champ proche d'une structure circulaire. Au centre et à droite représentent deux interférogrammes obtenues pour le même régime de paramètres. Chacune représente l'interférogramme de la structure circulaire avec un faisceau de référence construit à partir d'un morceau de la structure elle-même. La présence du défaut de phase est indiquée par l'apparition d'une frange d'intensité supplémentaire. La direction de cette frange supplémentaire indique le signe de la charge topologique.

Comme nous l'avons montré à la Fig.3.10, une perturbation optique qui ne possédait pas d'hélicité permettait d'allumer ce type de solution. Nous supposons que si une hélicité initiale est présente dans ce faisceau de perturbation, il pourrait permettre de contrôler de l'hélicité des vortex localisés. Cette supposition n'a malheureusement pas encore été vérifiée expérimentalement.

En alignant l'interféromètre tel que les deux faisceaux soient recombinaés parallèlement au niveau de la caméra, nous accédons au profil de phase de la structure localisée.

La Fig.3.23 montre le résultat de cette expérience. À la figure de gauche, une structure de forme circulaire coexiste avec une structure à trois maxima. À droite, le champ proche interfère avec une onde plane constituée à partir d'une partie du profil transverse de la structure circulaire. L'interférogramme nous révèle la présence d'une singularité de phase au centre de la structure circulaire. La forme spiralée de l'intensité est intrinsèquement reliée au profil de phase spiralé du vortex soliton. Nous rappelons que la description du champ en termes de nombre complexe nous permet de réécrire la solution solitonique de la forme  $E = |A(r)|e^{i(m\phi + \psi(r)) - i\omega t}$ . Le couplage phase/amplitude peut alors faire

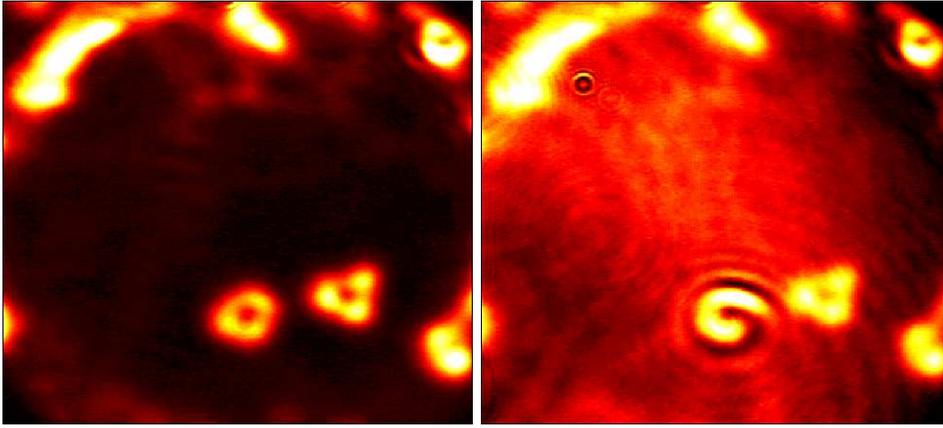


FIGURE 3.23 – À gauche : Distribution d'intensité du champ proche du milieu absorbant. À droite : Interférogramme de l'image de gauche avec une onde de référence construite à partir de la structure circulaire centrale. L'onde de référence et l'image sont recombinaées parallèlement, de telle sorte que les lignes d'interférences constructives sont équivalentes aux lignes de phases. La présence d'une spirale d'intensité à un bras indique que la phase tourne lorsque l'on évolue autour de la structure entre zéro et  $2\pi$ . Les zones sombres représentent les basses intensités.

apparaître un profil de phase spiralé identique à celui observé en Fig. 3.23. Nous remarquons que ceci n'est pas possible avec les modes de Gauss-Laguerre, connus pour la présence de discontinuité de leur phase [Allen 1992].

Si, à partir de la configuration de la Fig.3.23, nous augmentons légèrement le courant dans l'amplificateur (environ 1mA), nous observons la formation d'un pic d'intensité supplémentaire situé au dessus de la structure circulaire (voir Fig.3.24 à gauche).

Une première remarque peut être faite sur la forme de la structure circulaire qui semble "s'allonger" vers le spot du dessus (voir pour comparer la Fig.3.23 de gauche). Le changement le plus intéressant s'observe en faisant l'interférence de la structure circulaire avec le champ proche. Nous observons alors qu'une structure de charge topologique non-nulle peut interférer avec une structure de charge topologique nulle (voir Fig.3.24 à droite). Les faisceaux (et donc les vortex localisées) contenant une charge topologique non nulle ont été identifiés comme possédants un moment angulaire orbital [Allen 1992, Firth 1997]. Mais alors la pré-

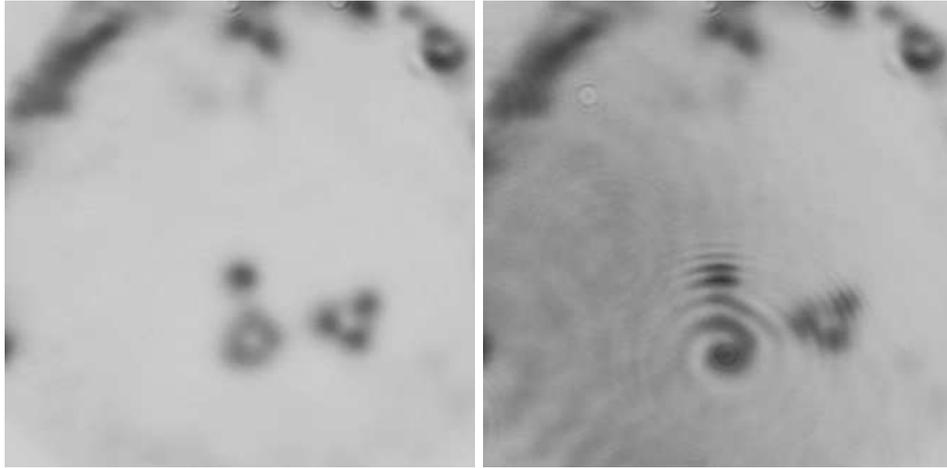


FIGURE 3.24 – À gauche : distribution d'intensité du champ proche du milieu absorbant. À droite : interférogramme de l'image de gauche avec une onde de référence construite à partir de la structure circulaire centrale. L'onde de référence et l'image arrivent parallèle de telle sorte que les lignes d'interférences constructives sont équivalentes aux lignes de phases. La présence d'une spirale d'intensité à un bras indique que la phase tourne lorsque l'on évolue autour de la structure entre zéro et  $2\pi$ . Nous remarquons que la structure circulaire est cohérente avec la structure à un pic et la structure à trois pics. Les zones sombres représentent les hautes intensités.

sence de franges d'interférences visibles à la Fig.3.24 de droite indiquent qu'il y a un couplage cohérent entre une structure de moment angulaire nul avec une structure de moment non nul.

Mis à part ce phénomène particulier, le laser avec absorbant saturable pourrait permettre d'obtenir une matrice de structures circulaires indépendantes, chacune possédant son propre moment angulaire. Cette matrice de faisceaux pourrait alors augmenter considérablement l'efficacité des méthodes de nanoscopie optique [Hell 2007]. De plus, ces faisceaux peuvent capturer en leur centre des particules [Gahagan 1996] mais peuvent aussi les mettre en rotation en transférant leur moment angulaire [He 1995].

Bien que les travaux théoriques le proposent [Rosanov 2005], nous n'avons pas encore observé de dynamique spécifique liée à l'interaction entre vortex localisés suffisamment proches. Il est quelquefois possible d'observer des agglomérats stationnaires constitués de deux (Fig.3.25

voir quatre vortex optiques Fig.3.26) si, à partir d'une structure circulaire, nous augmentons le courant dans l'amplificateur. Dans notre cas, les structures sont stationnaires alors que les travaux théoriques prédisent un mouvement curviligne de ces vortex [Rosanov 2005]<sup>6</sup>.

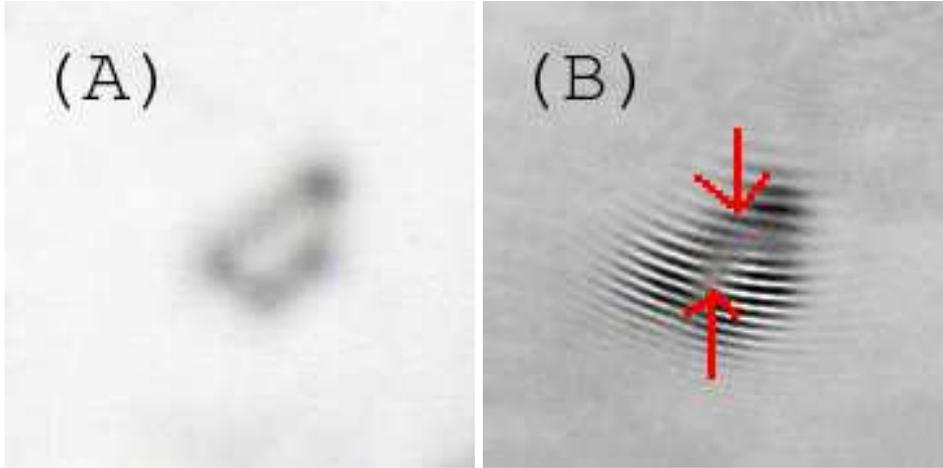


FIGURE 3.25 – A) Champ proche lorsqu'une structure complexe est formée. B) Interférogramme de la structure A) avec elle-même. Les flèches rouges indiquent la présence de vortex. Cette structure est donc composée de deux vortex de charge topologique opposée.

Nous remarquons que les structures de la Fig.3.25 et de la Fig.3.26 semblent être constituées d'"amas" de structures circulaires, chacune possédant une charge topologique  $+/- 1$ . Nous remarquons également que ces agglomérats de vortex sont de charge topologique nulle.

---

6. Les auteurs utilisent le modèle du laser de classe A. La prise en considération du temps de réponse des milieux actifs ralentit la vitesse radicalement de mouvement de l'agglomérat

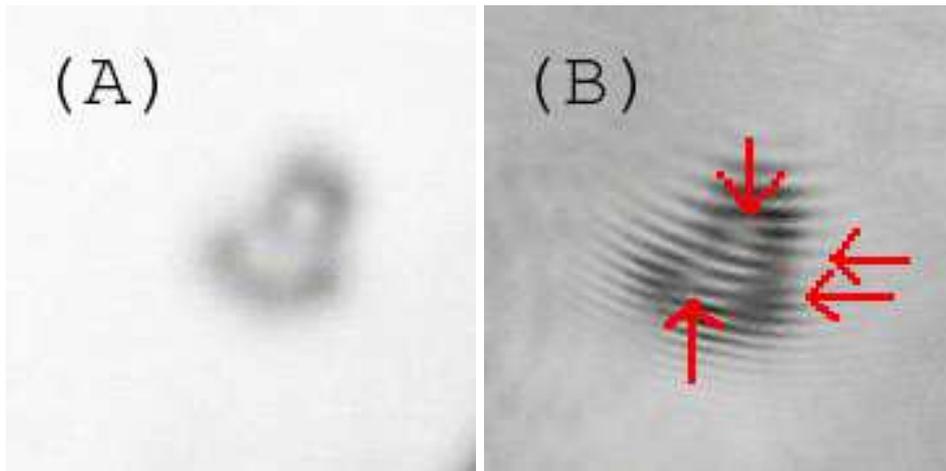


FIGURE 3.26 – A) Champ proche lorsqu’une structure complexe est formée. B) Interférogramme de la structure A) avec elle-même. Les flèches rouges indiquent la présence de vortex. Cette structure est donc composée de quatre vortex de charge topologique opposés deux à deux.

### 3.5 Vers un diagramme de bifurcation global

Le diagramme de bifurcation présenté à la Fig.3.7 est obtenu pour une section du profil transverse d'environ  $30\mu\text{m}$ . Avec ce diagramme nous montrons que les paramètres du système permettent de contrôler l'agencement des états. Nous utilisons cette particularité pour placer le système tel que, localement, la structure à deux pics d'intensité ne coexiste pas avec la structure à un pic (voir Fig.3.27).

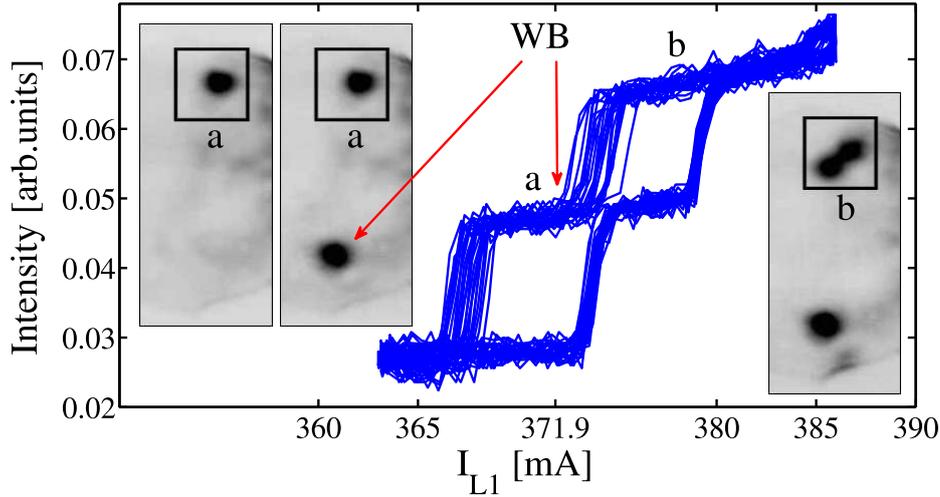


FIGURE 3.27 – Intensité émise localement par le système lorsque  $I_{L1}$  est balayé. Les encartages montrent une portion du champ proche du système et le carré noir désigne la partie du profil mesurée à l'aide du détecteur. Les encartages de gauche montrent deux structures à un pic qui peuvent être indépendamment allumées à l'aide d'un faisceau d'écriture lorsque le système est placé dans la région de paramètres notée a) alors que la structure composite à deux pics d'intensité (encartage de droite) n'est stable que dans la région b).

Dans cette configuration, la structure laser coexiste avec la solution homogène et est stable pour  $366 < I_{L1} < 372\text{mA}$ , alors que la structure à deux pics ne coexiste pas avec la structure laser puisqu'elle est stable seulement pour des valeurs de  $I_{L1}$  plus élevées ( $372 < I_{L1} < 378\text{mA}$ ). En choisissant  $I_{L1} < 372\text{mA}$ , la seule solution stable est la structure laser. Malgré ce comportement à l'échelle locale, une seconde structure laser, suffisamment éloignée de la première, peut être stable. Cette deuxième

structure est allumée, à l'aide d'un faisceau d'écriture (d'environ  $15\ \mu\text{m}$ ), pour  $I_{L1} = 371.9\text{mA}$  (voir Fig.3.27 encartage de droite). Cette petite expérience nous montre que le comportement local du système, qui exclut localement deux structures, ne nous renseigne pas sur l'ensemble des solutions accessibles. Il faut donc considérer le système dans sa globalité. En considérant le système dans sa globalité, nous noterons que le comportement discuté à la Fig.3.7 n'est pas restreint à une région particulière de la section transverse du résonateur et peut être observé simultanément à différents endroits.

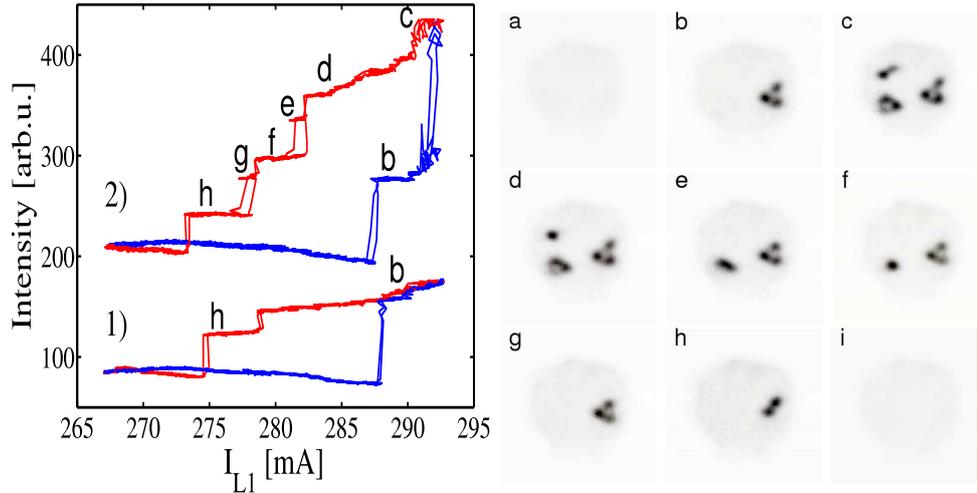


FIGURE 3.28 – À gauche : Intensité émise par une partie du profil transverse du système d'environ  $80\ \mu\text{m}$  en fonction de  $I_{L1}$ . 1)  $I_{L2} = 20\text{mA}$ , 2)  $I_{L2} = 22\text{mA}$ . À droite : Profils associés aux sauts d'intensité de la figure de gauche.

La Fig.3.28 de gauche représente l'intensité émise par une partie du profil transverse du système d'environ  $80\ \mu\text{m}$  lorsque  $I_{L1}$  est varié dans une faible gamme de courant autour de  $I_{L1}^c$ . La courbe notée 1) est obtenue pour  $I_{L2} = 20\text{mA}$ . Aux deux marches d'intensité obtenues lorsque  $I_{L1}$  est diminué depuis la solution à haute intensité sont associés les profils b et h (à droite). Le système présente donc l'habituel diagramme de bifurcation. Si l'on augmente  $I_{L2}$  à  $22\text{mA}$ , nous obtenons, pour exactement la même gamme de  $I_{L1}$ , la courbe 2) présentée en Fig.3.28 à gauche. Nous remarquons un saut très important qui survient après l'allumage de la structure à trois pics du profil b. Ce saut dans l'intensité émise par

la totalité du système est caractérisé par l'allumage de deux nouvelles structures ainsi qu'une modification de la structure à trois pics du profil b (voir le profil c). Lorsque  $I_{L1}$  est alors diminué, nous observons une succession de marches descendantes, à chacune desquelles est associée une modification du profil spatial (d, e, f). Pour  $282 < I_{L1} < 287\text{mA}$ , plusieurs zones du profil transverse sont actives et peuvent, comme en Fig.3.7, donner lieu à un comportement qui dépend des paramètres.

## 3.6 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous dirons que le laser à solitons basé sur de l'absorption saturable permet de générer des structures localisées composites. Les paramètres du système permettent de contrôler l'agencement des solutions, rendant chacune des structures bistables avec la solution homogène. L'étude du profil de phase des ces structures nous apprend que la phase entre les maxima n'est pas identique. Les solitons lasers peuvent s'arranger pour former des structures (à deux pics ou à trois pics de forme hexagonale) dont chacun des maxima est accroché à la même fréquence mais peut avoir des phases différentes. L'interférogramme de ces structures avec une onde de référence (construite à l'aide d'un morceau de celle-ci) permet de révéler l'arrangement de la phase relative entre les pics d'intensité qui composent ces structures complexes. Nous avons également mis en évidence un nouveau type de structures localisées de forme circulaire. Ces structures possèdent un défaut de phase au centre. Ce type de structure était théoriquement connu pour être des vortex optiques localisés. Si la version actuelle du dispositif, capable de générer ces vortex localisés, n'est certainement pas utilisable pour les applications nécessitant l'utilisation de faisceaux avec un moment angulaire non nul (mesure de force de torsion par exemple), un dispositif plus compact où le milieu absorbant et le milieu amplificateur seraient déposés directement l'un au dessus de l'autre lors de la croissance hépitaxique devrait à priori supporter ce type de solutions. La possibilité d'utiliser les propriétés des structures localisées pour créer une matrice reconfigurable de faisceaux avec moment angulaire peut certainement s'avérer utile pour certaines applications.



# Dynamique spatio-temporelle

---

«Les hommes construisent trop de murs et pas assez de ponts.»

Isaac Newton

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Cavité externe longue</b> . . . . .	<b>123</b>
4.1.1	Formation de structures étendues . . . . .	124
4.1.2	Perte de cohérence des structures étendues . . . . .	128
4.1.3	Discussion sur le transitoire à l'allumage . . . . .	133
4.1.4	Structure pulsée contrôlable . . . . .	136
4.1.5	Effets de la diffraction . . . . .	138
<b>4.2</b>	<b>Cavité externe courte</b> . . . . .	<b>141</b>
<b>4.3</b>	<b>Régime mode-locked</b> . . . . .	<b>149</b>
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>152</b>

---

Nous nous sommes jusqu'à présent essentiellement consacrés à l'étude des comportements stationnaires du laser à solitons. Mais la motivation principale qui nous poussa à réaliser ce laser à solitons avec un absorbant saturable est que ce système semble être un candidat pour la réalisation de balles de lumière, *i.e.*, des états localisés en espace et en temps [Vladimirov 1999, Veretenov 2000, Rosanov 2002]. Ce chapitre est alors dédié à l'exploration des comportements spatiaux-temporels laissés de côté dans les précédents chapitres avec comme objectif de réaliser des états localisés en trois dimensions.

## 4.1 Cavité externe longue

Dans la première section, nous allons étudier les comportements spatio-temporels observés lorsque la cavité externe est longue. Nous définissons notre système par un système à cavité externe longue lorsque

que le temps d'aller-retour dans la cavité ( $\tau_c$ ) est plus long que le temps de réponse des porteurs de charges de chacun des milieux actifs (approximativement 1ns pour les semiconducteurs). Le type de structures spatiales observées dans le laser à solitons sont inédites. Nous nous sommes donc attaché à les décrire. Une étude des propriétés de cohérence de la structure étendue sera également présentée. Nous montrerons que ces structures spatiales ont un comportement fortement multimodes longitudinaux, donnant lieu à une dynamique temporelle complexe. Nous ferons quelques remarques sur le transitoire pulsé observé à l'allumage des structures. Nous montrerons qu'il est possible d'obtenir des structures bistables pulsées qui ne peuvent toutefois pas être considérées comme des "balles de lumières".

#### 4.1.1 Formation de structures étendues

Dans cette sous-section, nous allons présenter les structures spatiales observées dans le laser à solitons. L'approche que nous avons choisie consiste à essayer de décrire l'évolution du système vers le régime de structures complètement développées. Nous présenterons également le diagramme de bifurcation associé à la totalité du profil transverse.

##### 4.1.1.1 Description des structures spatiales observées

Comme nous l'avons indiqué précédemment, lorsque le courant dans  $L_1$  est progressivement augmenté après  $I_{L_1}^c$  (après la zone de bistabilité), une structure spatiale étendue se développe jusqu'à envahir tout le profil transverse du résonateur. Dans la condition auto-imageante, le profil spatial de  $L_1$  est imagé sur  $L_2$  et vice-versa. Donc, lorsque les deux résonateurs sont en interaction, les structures spatiales présentes sur chacune des sections transverses sont identiques.

À la Fig.4.1, nous montrons le comportement typique du système lorsque  $I_{L_1}$  est augmenté, à partir de la zone bistable [figure a)] jusqu'à ce que la quasi-totalité de la section transverse soit envahie [figure h)]. À la figure a), nous observons cinq structures isolées à partir desquelles un filament de lumière reliant les structures entre elles se développe

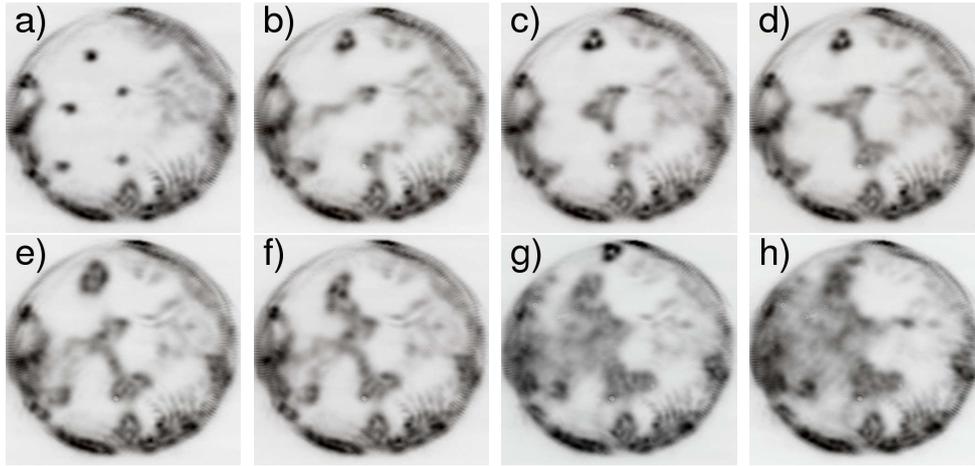


FIGURE 4.1 – Séquence qui montre la formation de la structure spatiale pour des valeurs de  $I_{L1} > I_{L1}^c$  (après le zone de bistabilité). De a) à h), seulement  $I_{L1}$  est augmenté. (a)  $I_{L1} = 408.5\text{mA}$ , (b)  $I_{L1} = 419.7\text{mA}$ , (c)  $I_{L1} = 419.8\text{mA}$ , (d)  $I_{L1} = 421.5\text{mA}$ , (e)  $I_{L1} = 428.6\text{mA}$ , (f)  $I_{L1} = 430.2\text{mA}$ , (g)  $I_{L1} = 445\text{mA}$ , (h)  $I_{L1} = 453\text{mA}$ ,  $I_{L2} = 2.2\text{mA}$ ,  $\Delta T^o = -9.9^\circ\text{C}$ .

[figure b)] si  $I_{L1}$  est légèrement augmenté. Dès la Fig.4.1 b), nous observons des comportements dynamiques complexes que nous décrirons par la suite. L'augmentation de  $I_{L1}$  conduit à la formation de zones de structures spatiales non stationnaire isolées [figure c)] qui finissent par se connecter avec d'autres zones de structures spatiales [figure d)] et ce jusqu'à avoir envahi la quasi-totalité de la section transverse du dispositif (e,f,g,h). À la Fig.4.1 e), nous remarquons que la structure à trois maxima (ou circulaire) a évolué vers une structure isolée de forme plus complexe (dont une idée du profil transverse est donnée en Fig.4.2). Ce type "d'objet" semble être le résultat du développement d'une structure circulaire (ou à trois maxima) qui n'a pas encore été perturbée par la présence d'une structure voisine.

#### 4.1.1.2 Caractérisation des structures étendues

Ce type de structure spatiale diffère énormément des structures stationnaires, en forme d'hexagones ou de lignes, connues des lasers à semi-conducteurs injectés par un faisceau de maintien [Ackemann 2000, Menesguen 2006]. Pour documenter ce nouveau type de structure spa-

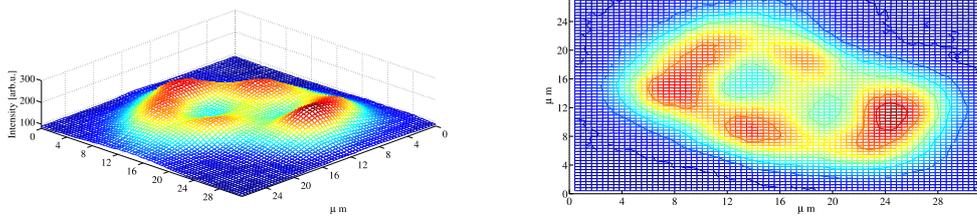


FIGURE 4.2 – À gauche : Intensité d’une structure plus complexe en fonction des coordonnées transverses. À droite : Ligne de niveau de l’intensité d’une structure plus complexe en fonction des coordonnées transverses.

tiale non stationnaire, nous avons calculé la densité de structure spatiale en fonction du courant dans l’amplificateur. La méthode la plus simple consiste à fixer une valeur seuil de l’intensité, représentée en couleur dans la Fig.4.3, au dessus de laquelle le système est considéré excité. Cette méthode ne nous renseigne pas sur la dynamique temporelle de chacune des zones excitées mais permet d’obtenir l’évolution de la densité de structures spatiales avec les paramètres. Le résultat est représenté à la Fig.4.3<sup>1</sup>.

Nous observons trois régimes. Le premier correspond essentiellement à la formation de structures indépendantes (entre 280 et 310mA). Dans cette zone de paramètres, la densité de structures est faible et évolue par sauts discrets qui correspondent à la formation de structures localisées. Ensuite, entre environ 315 et 360mA, les structures indépendantes se connectent pour former une structure complexe d’un seul tenant. L’évolution de la densité de structure spatiale semble linéaire avec  $I_{L1}$ . Le troisième régime est celui de la saturation, lorsque la totalité de l’espace disponible est occupée par la structure.

De façon identique qu’à la Fig.3.6, nous nous proposons d’étudier l’organisation des états d’intensité qui, une fois connectés, constituent la structure spatiale étendue. Les résultats du chapitre précédent nous ont appris que l’enchevêtrement d’états devenait de plus en plus complexe à mesure que la taille du profil transverse observé était augmentée. Comme suite logique du travail réalisé précédemment, nous nous intéressons ici

1. Le film est disponible dans le CD.

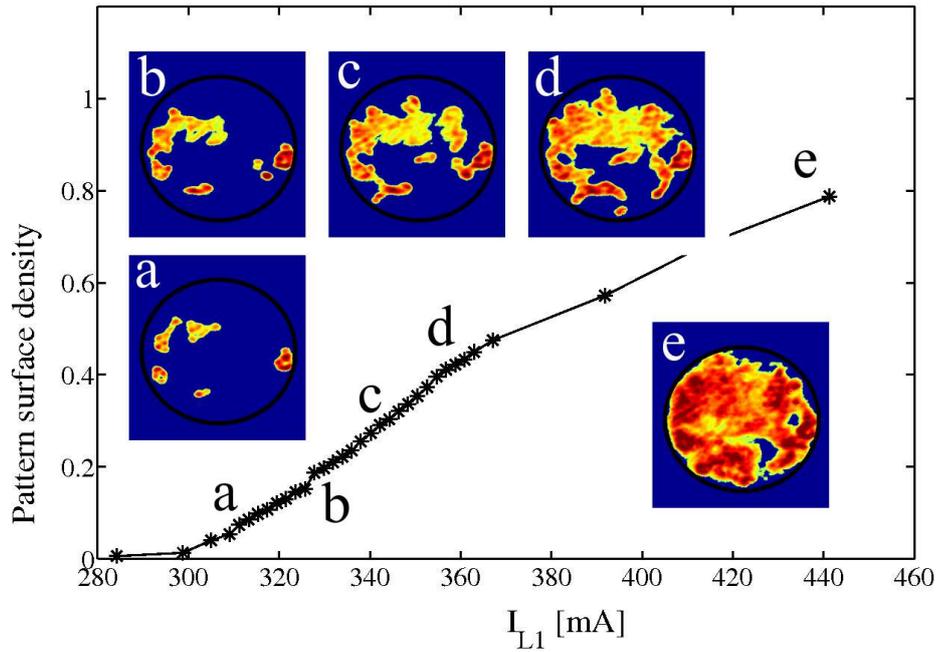


FIGURE 4.3 – Densité de structures spatiales en fonction du courant dans l'amplificateur. Les autres paramètres sont maintenus constants.  $I_{L2} = 2.5\text{mA}$ .

au diagramme de bifurcation "complet" du système qui caractérise le passage entre l'ensemble de zones indépendantes et la structure complexe étendue (passage entre le premier et le second régime de la Fig.4.3). Pour ce faire, nous avons focalisé sur un détecteur la totalité du profil transverse et nous avons balayé  $I_{L1}$  pour chacun des états observés, révélant la stabilité de tous les états du système. Le résultat de cette mesure est représenté à la Fig.4.4<sup>2</sup>.

Nous n'allons pas entrer dans une longue et inutile explication de l'évolution du champ proche en fonction de l'évolution du diagramme de bifurcation (d'autant plus que ce diagramme est sensiblement modifié lorsque l'on change  $I_{L2}$ ). Nous tenons seulement à remarquer que chacun des états stationnaires a un comportement modal identique à celui identifié pour les solitons lasers. De plus, pour les hautes valeurs de pompage, un régime non-stationnaire multimode s'installe. Au diagramme de bifurcation global précédent, nous devrions également tenir compte

2. Le film est disponible dans le CD.

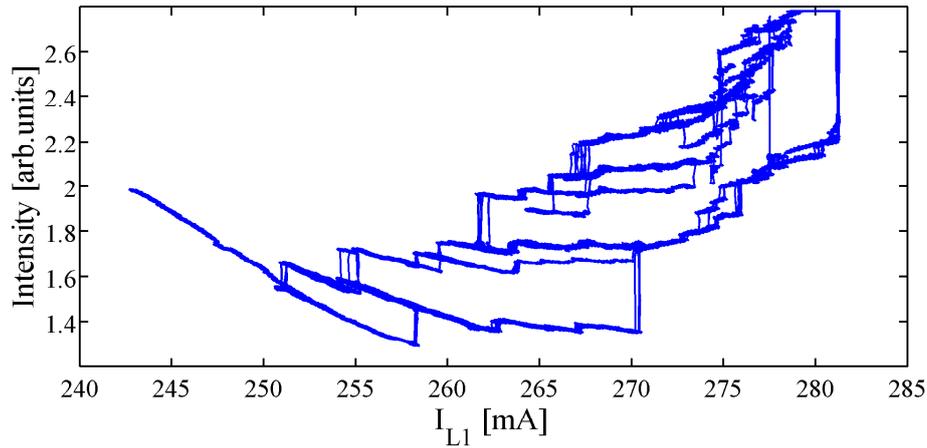


FIGURE 4.4 – Intensité émise par la totalité du dispositif lorsque  $I_{L1}$  est balayé de façon à explorer la stabilité de chacune des branches spontanément atteintes. Le diagramme de bifurcation résultant est très complexe et change avec les paramètres (résultat non présenté).

du comportement modal de chacun des états considérés. La figure 4.4 qui est visiblement très complexe n'est donc qu'une vision simplifiée du diagramme de bifurcation général.

#### 4.1.2 Perte de cohérence des structures étendues

L'apparition du régime dynamique est intimement lié au développement de la structure spatiale. C'est en fait entre le premier régime et le deuxième régime de la Fig.4.3 que les comportements multimodes longitudinaux apparaissent. Cette transition apparaît lorsque deux ou plusieurs zones stationnaires, spatialement isolées, se connectent. Cette connexion s'établit par l'intermédiaire de filaments d'intensité reliant les zones où les structures sont excitées (plusieurs exemples de ces filaments sont montrés en Fig.4.5).

Un détecteur temporel rapide nous a révélé une dynamique temporelle complexe le long de ces filaments. Un exemple typique de ce régime est présenté à la Fig.4.6. Le détecteur rapide (Thorlabs PDA865 à 8 GHz) est couplé à l'oscilloscope digital lecroyc wavemaster 8600A et enregistre le comportement temporel d'une section d'environ  $10\mu\text{m}$ , le long d'un de

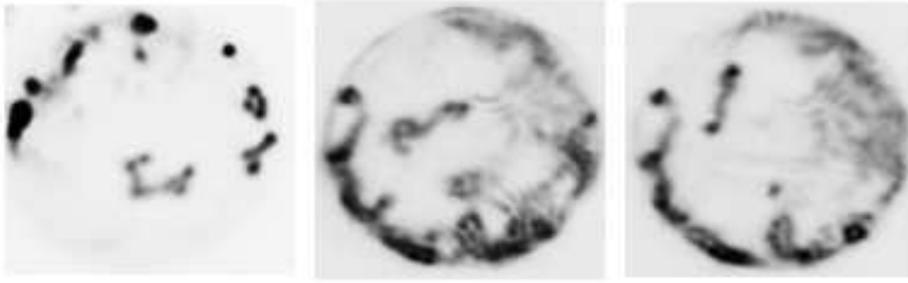


FIGURE 4.5 – Exemple de structure spatiale en forme de filaments de lumière. Des indications expérimentales indiquent qu'il est possible de générer ce type de solution de façon sous critique. Une plus profonde investigation de ce type de solution doit être menée de façon à comprendre leur origine ainsi que leur comportement spatio-temporel (voir appendices).

ces filaments. Nous observons plusieurs séries de pulses séparés du temps d'aller-retour dans la cavité intercalées les une avec les autres. Pour comprendre avec plus de détails ce type de régime, il serait nécessaire de disposer d'une ligne de détecteurs rapides pour discriminer s'il y a ou non une dynamique spatiale associée.

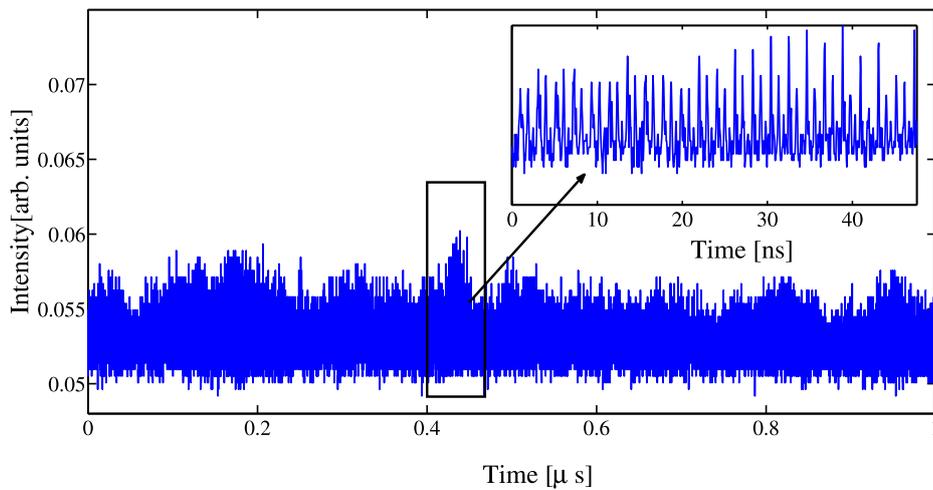


FIGURE 4.6 – Dynamique temporelle d'une zone d'environ  $10\mu\text{m}$  le long d'un filament. L'encart montre que le signal est composé de plusieurs séries de pulses intercalées.

Le comportement temporel complexe observé au niveau des filaments se complexifie lorsque la totalité du profil est envahie. La forme spatiale

de l'intensité moyenne des structures a l'aspect de domaines de l'espace transverse, caractérisés par une nature non-stationnaire. Un exemple typique de ce régime est présenté à la Fig.4.7. Nous inspectons une zone de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  au centre de la structure étendue. Nous observons un régime temporel très complexe (à gauche) auquel est associé un spectre de puissance lui aussi visiblement très complexe (à droite). Le régime temporel est composé d'une multitude de fréquences temporelles qui s'étendent sur l'ensemble de la bande passante du détecteur (0 à 8GHz) se caractérisant par la présence de pics très larges (100 MHz) autour de chacune des résonances de la cavité étendue.

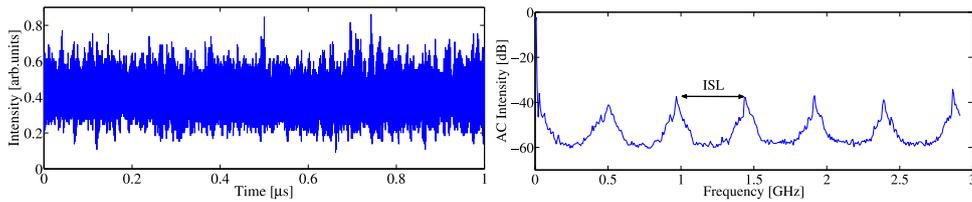


FIGURE 4.7 – À gauche : Dynamique temporelle d'une zone d'environ  $10\mu\text{m}$  du profil transverse lorsque la structure est complètement développée. À droite : Le spectre de puissance associé.

L'observation de l'apparition de ce régime temporel complexe au travers de l'interféromètre (montage expérimental identique à celui de la Fig.3.11) peut nous renseigner sur la perte de cohérence de notre système. Nous choisissons de faire l'image de la totalité du champ proche par les deux bras de l'interféromètre. Les deux images sont recombinaisonnées au niveau de la caméra CCD avec un angle de façon à obtenir des franges d'interférences lorsque qu'une structure monomode interfère avec elle-même.

Lorsque  $I_{L1}$  est progressivement augmenté depuis la solution homogène, il apparaît, en différentes zones de l'espace, des structures cohérentes (voir Fig.4.8)<sup>3</sup>. En augmentant encore  $I_{L1}$ , nous remarquons que les franges d'interférences s'estompent à mesure que la structure s'étend (d,e,f,g,h,i,j). L'origine de ce comportement est attribué au comportement multimode de la structure étendue. Le système perd sa co-

3. le film est disponible dans le CD

hérence temporelle. Nous tenons à remarquer que ce système, qui supporte des solutions de type vortex localisés, possède une dynamique spatio-temporelle complexe qui pourrait être caractérisé par un comportement turbulent [Coullet 1989a]. Nous remarquons également que les structures isolées sont parfaitement cohérentes (h,i,k,l,q), alors que la structure étendue est incohérente, indiquant que le système peut fonctionner différemment à différentes zones de l'espace.

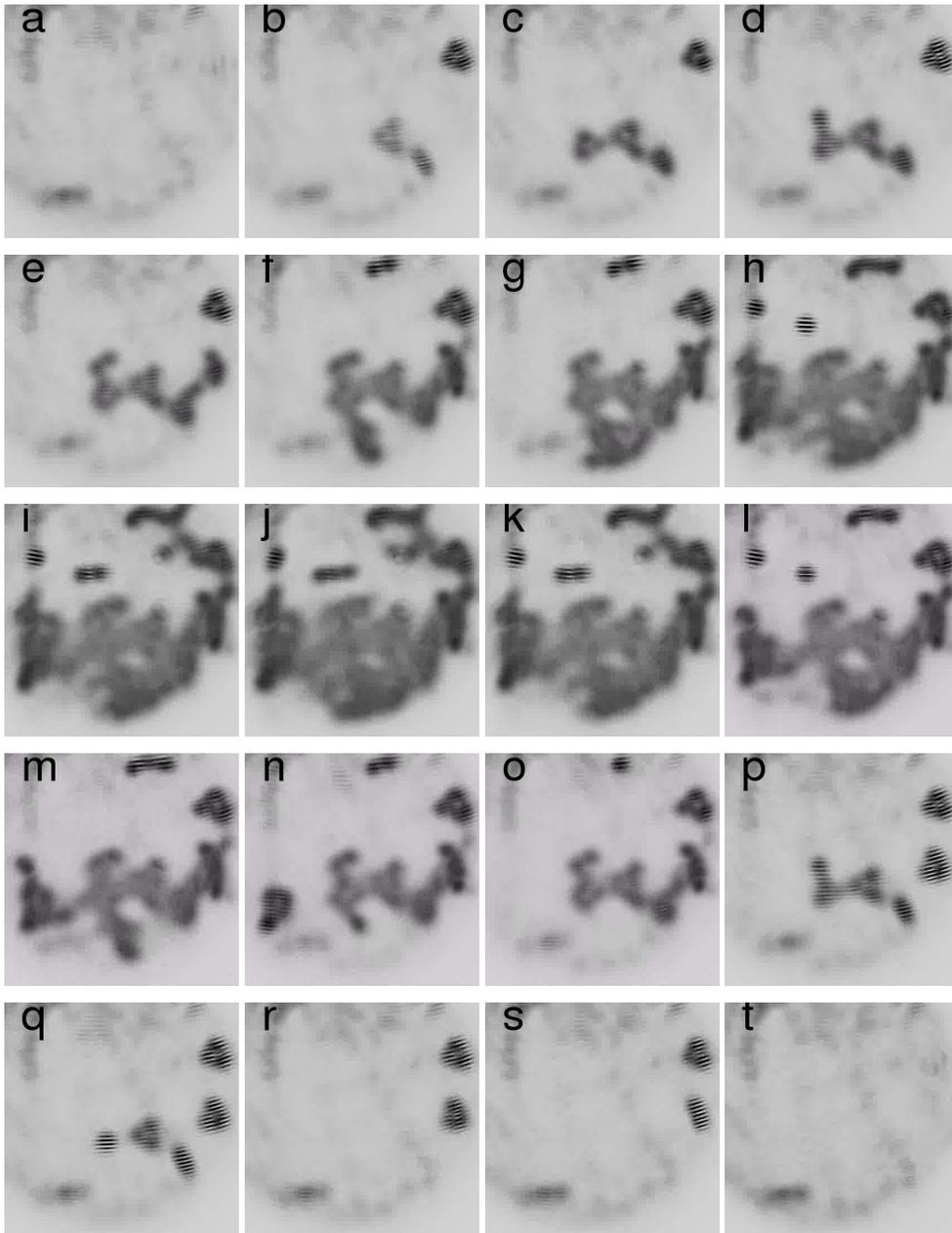


FIGURE 4.8 – Champ proche du milieu absorbant après l’interféromètre lorsque  $I_{L1}$  est augmenté (a à j) puis diminué (k à t). Lorsque la structure est étendue, les franges d’interférences disparaissent. Nous observons donc une perte de cohérence temporelle du système à mesure que la taille de la structure spatiale augmente. La présence de franges au niveau des spots isolés, qui ne sont pas présentes sur la structure étendue, dénotent un comportement spatial différent lorsque différents zones de l’espace sont considérés.

### 4.1.3 Discussion sur le transitoire à l'allumage

Au Chap.2 section 2.2.2.1, nous avons discuté l'allumage des structures lasers lorsque le gain est progressivement augmenté. Nous avons montré que le temps d'allumage est essentiellement attribué au régime transitoire (qui semble dépendre de la longueur de la cavité externe). Nous n'avons pas étudié en détail la trace temporelle de ce transitoire. Un exemple est donné à la Fig.4.9. La figure de gauche montre la totalité du processus. L'intensité mesurée au début de la trace temporelle (entre 0 et  $0.3 \mu\text{s}$ ) est associée au fond homogène (background). Le transitoire est observé entre  $0.3$  et  $0.8 \mu\text{s}$  puis ensuite la structure atteint un régime stationnaire. La figure de droite est un zoom issu du transitoire de l'allumage de cette structure laser (entre  $0.3$  et  $0.8 \mu\text{s}$ ). Nous observons clairement un régime pulsé avec une fréquence égale à l'ISL de la cavité externe. Lorsque l'on diminue la longueur de cette cavité externe (de façon à toujours être dans la configuration à cavité externe longue), nous observons le même comportement pulsé à la nouvelle valeur de l'ISL de la nouvelle cavité. Nous remarquerons que ce type de régime transitoire s'observe à l'allumage de chacune des structures discutées au chapitre 3.

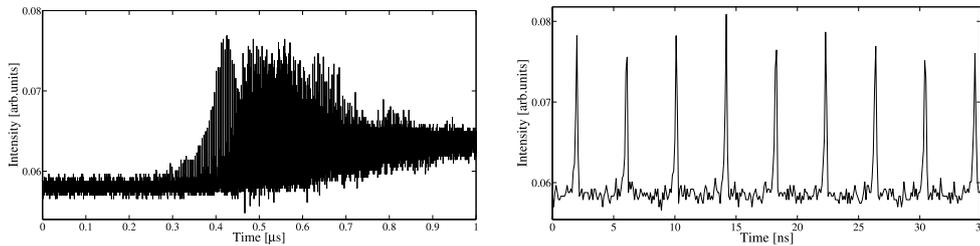


FIGURE 4.9 – Intensité émise par une structure laser lors de l'allumage. À gauche : Nous observons la totalité du transitoire. À droite : Zoom de ce transitoire (autour de  $0.4 \mu\text{s}$ ). Le transitoire est caractérisé par un comportement pulsé à l'ISL de la cavité externe.  $I_{L1} = 278.8\text{mA}$ ,  $I_{L2} = 15\text{mA}$ ,  $\Delta T^o = -6.8^\circ\text{C}$ ,  $\text{ISL} \sim 250\text{MHz}$ .

Ce régime est composé de séries de pulses espacés de  $\tau_c$  intercalées les unes avec les autres. Lorsque le système commence à former une série de pulses, une seconde série s'enclenche, légèrement en retard par rapport à la première, et ainsi de suite jusqu'à ce que le système atteigne une solution stationnaire.

La Fig.4.10 montre différents allumages d'une structure à un pic. La zone de bistabilité pouvant être légèrement décalée en changeant  $I_{L1}$  et  $I_{L2}$  de façon inverse (voir 2.12 b)), nous utilisons cette liberté de 10mA pour évaluer l'évolution du temps d'allumage avec les paramètres. La courbe 4.10 en bas, résume cette évolution en fonction de  $I_{L2}$  à  $\Delta T^o$  fixé. L'évolution de la durée du transitoire n'est pas très importante. Cette durée est identique pour des valeurs de  $\Delta T^o$  différentes. Au chapitre 2, nous avons émis l'hypothèse que la méthode susceptible de diminuer ce transitoire pourrait être de diminuer la longueur de la cavité externe. De façon à discriminer la validité ou non de cette hypothèse il faudrait faire une étude systématique où la durée du transitoire serait confrontée à la longueur de cavité. La difficulté d'une telle opération réside dans le fait que la condition d'auto-imagerie est différente pour chaque longueur de cavité.

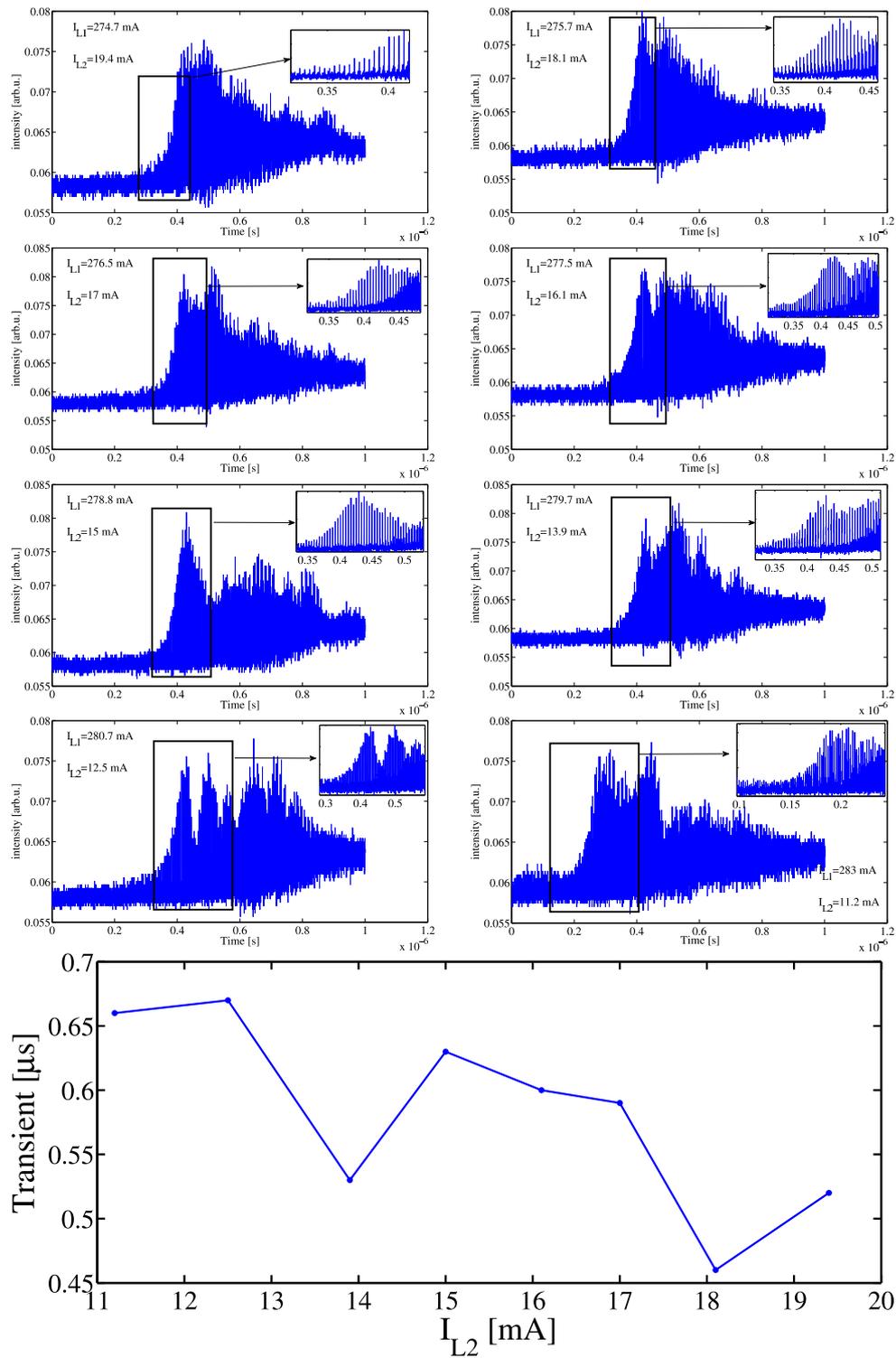


FIGURE 4.10 – Série d’allumages spontanés d’une structure à un pic pour l’ensemble des couples  $(I_{L1}, I_{L2})$  accessibles à  $\Delta T^o$  fixé. En bas : Durée du transitoire observé à l’allumage en fonction de  $I_{L2}$  à  $\Delta T^o$  fixé. Nous ne notons pas de changement qualitatif de la durée du transitoire avec  $I$  et  $\Delta T^o$ .

#### 4.1.4 Structure pulsée contrôlable

Nous avons observé une structure d'un type particulier. Cette structure ne ressemble pas aux structures stationnaires discutées précédemment mais plutôt aux filaments présentés dans la sous-section précédente. Par opposition avec un filament, cet objet est bistable. Le champ proche de  $L_1$  lorsque cette structure est éteinte puis allumée est présenté en Fig.4.11.

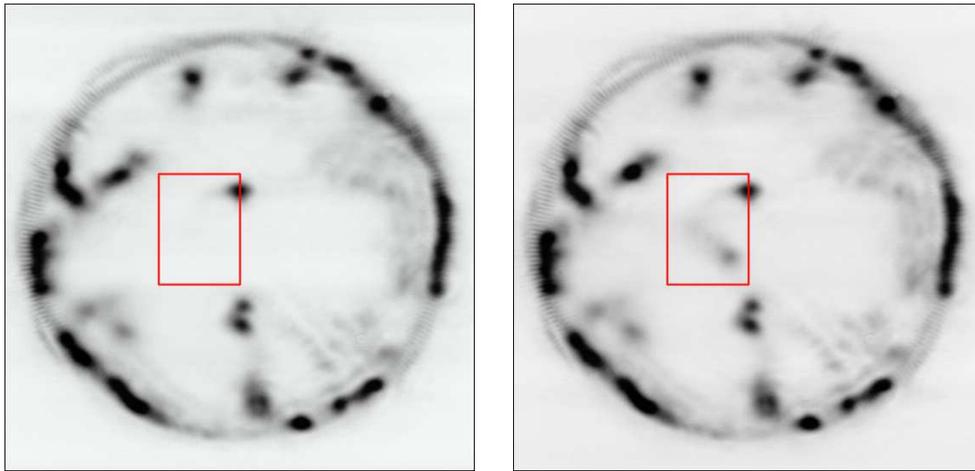


FIGURE 4.11 – À gauche : Champ proche de  $L_1$  avant la formation d'une structure étendue non-stationnaire. À droite : Champ proche de  $L_1$  après la formation de cette structure. Le carré rouge indique la zone d'espace concernée par la formation de cette structure, le reste du profil demeure identique.

Le carré rouge indique la zone où apparaît, de façon sous-critique, cette structure. Nous observons que le champ proche n'est pas profondément perturbé par l'apparition de cette structure (comme c'est le cas lors de l'apparition d'une structure localisée). La différence se fait au niveau de la forme de la structure qui est plus étendue et moins contrastée que les structures localisées stationnaires observées jusqu'à présent. L'apparition de cet objet en forme de filament s'accompagne de l'apparition d'une structure plus intense (voir dans le coin en bas à droite du carré rouge). Ce spot de sur-intensité ressemble à une structure localisée.

Le régime temporel observé est présenté à la Fig.4.12.

Cette figure montre l'allumage spontané de cet objet. Comme pour

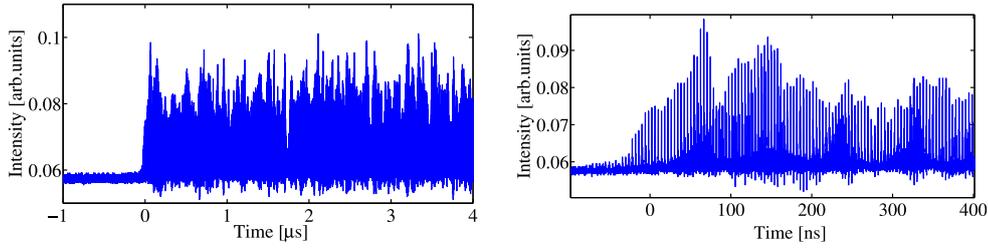


FIGURE 4.12 – Traces temporelles obtenues lors de l’allumage de cette structure pulsée. À droite : zoom de la trace de gauche.

des solitons lasers, l’allumage commence par un train de pulses, puis un second train de pulses apparaît, puis un troisième, et ainsi de suite. En revanche, le régime stationnaire que le système atteignait dans le cas des solitons lasers, n’est ici jamais atteint. Nous observons cet enchevêtrement de séries de pulses indéfiniment. Ce comportement ressemble à celui montré en Fig.4.6, pour les filaments, mais auquel est associé de la bistabilité.

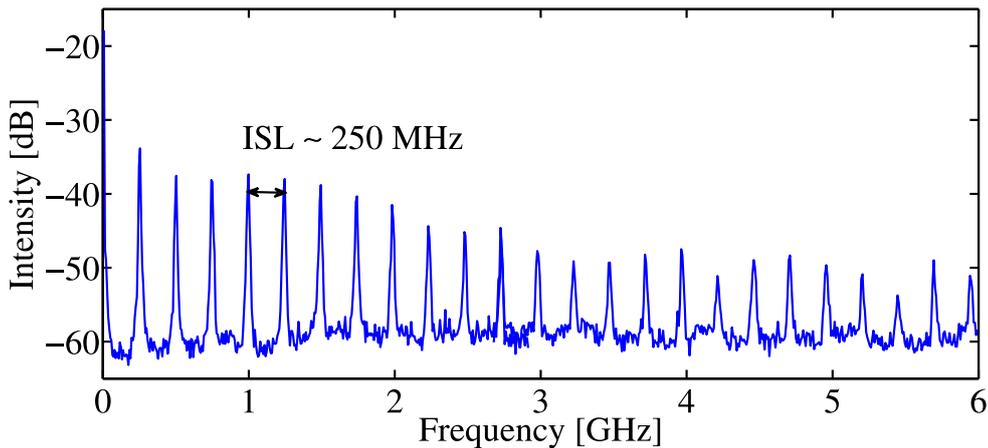


FIGURE 4.13 – Spectre de puissance du signal temporel présenté en Fig.4.12

Le spectre de puissance du signal temporel présente une série de pics fins équidistants séparés de l’intervalle spectral libre de la cavité externe. Le spectre présente des pics jusqu’à la fréquence de coupure de notre détecteur (8GHz). En plaçant les paramètres du système dans le régime bistable, une perturbation optique, réalisée comme précédemment, donc

stationnaire, nous a permis d'allumer et d'éteindre cette structure.

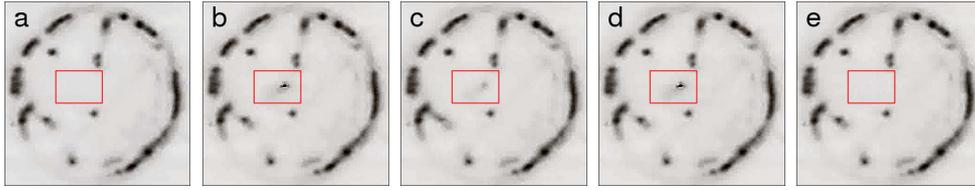


FIGURE 4.14 – Séquence d'allumage et d'extinction de la structure pulsée. a) Structure éteinte. b) Une perturbation optique stationnaire permet d'initier l'allumage du régime pulsé qui persiste lorsque la perturbation est retirée c). d) En réappliquant la perturbation légèrement plus haut que celle qui a servie à l'allumage, la structure s'éteint e).

La Fig.4.14 montre cette séquence d'allumage et d'extinction.

Cet objet est intéressant puisqu'il montre qu'il est possible d'obtenir un état pulsé, bistable avec la solution homogène. Le régime de pulsation n'est néanmoins pas structuré. Nous observons un enchevêtrement complexe de séries de pulses qui ne ressemble en rien aux prédictions théoriques faites concernant les balles de lumière. Bien entendu, ces prédictions numériques, qui concernent un système monolithique, ne représentent pas notre système avec cavité externe longue. Cet objet s'apparente plutôt à un filament qui aurait la particularité d'être bistable. Nous noterons que nous n'avons pas observé la présence simultanée de deux de ces structures. De plus, la stabilité de cet objet est modifiée avec l'alignement. Les gradients appliqués au système ainsi que les inhomogénéités locales du système peuvent donc être à l'origine de ce type de structure<sup>4</sup>.

#### 4.1.5 Effets de la diffraction

L'exemple précédent de structure bistable pulsée n'est pas unique. Nous pouvons observer des structures, ayant le même type de comportement temporel que précédemment, en modifiant la condition d'auto-

4. Dans le cas du système avec injection, la présence d'inhomogénéités locales combinées aux gradients de paramètres a permis d'observer des comportements dynamiques [Caboche 2009]. La présence de délai entre le milieu absorbant et le milieu amplificateur en présence de gradients pourrait également donner lieu des comportement spatio-temporel de ce type.

imagerie, par exemple en augmentant la diffraction. Lors de la propagation, la diffraction a pour effet d'augmenter le couplage spatial mais aussi de modifier la quantité d'énergie lumineuse par unité de surface reçue par l'absorbant. Puisque nous n'avons pas étudié en détail les effets de ce changement de diffraction, nous allons juste présenter le type d'objet que nous avons rencontré. Ce petit paragraphe est néanmoins utile pour garder en mémoire le fait que la variation du paramètre de diffraction puisse être une piste à suivre pour obtenir des structures localisées pulsées.

La Fig. 4.15 présente le champ proche du milieu amplificateur lorsqu'une structure, initialement composée de trois maxima, est générée dans une cavité qui n'est plus auto-imageante. La figure de gauche (droite) présente le champ proche lorsque la structure est éteinte (allumée).

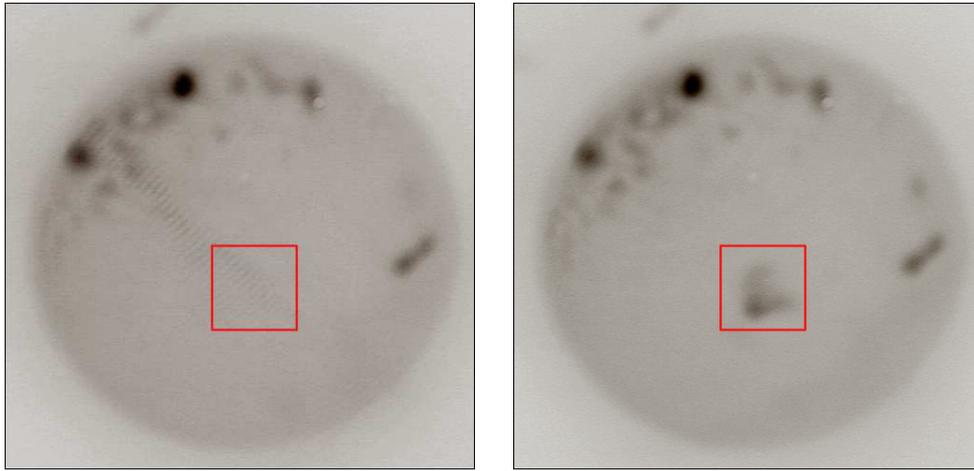


FIGURE 4.15 – Champs proches du milieu amplificateur. À gauche : La structure pulsée est éteinte. À droite : La structure pulsée est allumée vers le centre du dispositif. Le carré rouge indique la zone d'espace transverse où se forme cette structure.

Cette structure est bistable sur un intervalle de  $I_{L1}$  quantitativement semblable à celui des structures localisées dans le cas auto-imageant, d'environ 4 mA (voir Fig.4.16 gauche). Le carré rouge indique la zone d'espace où la réponse bistable est obtenue. Nous remarquons que la structure qui apparaît ne présente pas de forme identifiable aux struc-

tures présentées aux chapitres précédents. Par contre son régime de pulsation s'apparente fortement à celui présenté à la sous-section précédente. Nous observons un enchevêtrement de séries de pulses séparés du temps d'aller-retour dans la cavité (voir Fig.4.16 droite).

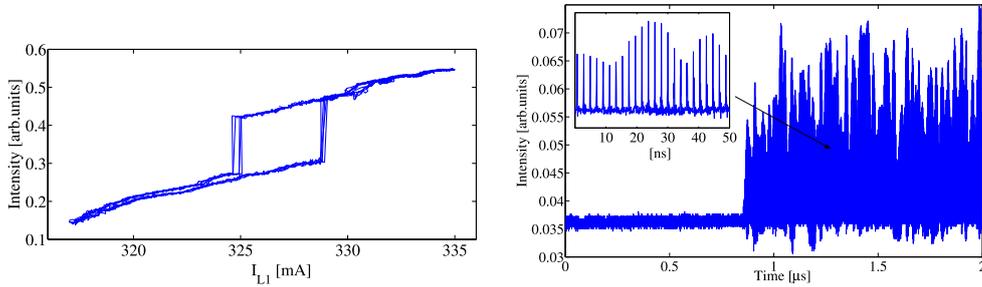


FIGURE 4.16 – À gauche : Intensité émise par le système lorsque  $I_{L1}$  est balayé. La zone inspectée fait environ  $30\mu\text{m}$  et est située au niveau du carré rouge de la Fig.4.15. À droite : Allumage spontané de la structure pulsée. Nous observons un régime constitué de séries de pulses séparés du temps d'aller-retour dans la cavité externe (encart).

De façon identique à la structure précédente, le spectre de puissance du signal temporel est constitué de pics fins séparés de l'intervalle spectral libre de la cavité externe. De nouveau, nous n'avons pas observé la présence simultanée de deux de ces structures. Bien qu'elle soit bistable, nous ne pouvons pas affirmer que cette structure est une structure localisée puisque nous n'avons pas pu démontrer la présence simultanée de plus d'un de ces objets.

## 4.2 Cavité externe courte

L'étude du régime transitoire observé à l'allumage d'une structure lorsque la cavité est considérée comme longue ainsi que les régimes pulsés enchevêtrés, nous ont amené à considérer une cavité plus courte. En effet, les études menées auparavant ont montré que lorsque ce temps d'aller-retour est plus grand que le temps de recombinaison, un régime complexe à plusieurs pulses se met en place, affectant la stabilité du régime de verrouillage de modes [Keller 2006, Keller 2003]. Cette cavité externe plus courte est telle que le temps d'aller-retour des photons dans la cavité soit plus court que le temps de réponse des porteurs de charges des milieux non linéaires. Nous choisissons alors une longueur de  $L = 6\text{cm}$  (distance minimale pour pouvoir placer les collimateurs et le séparateur de faisceaux nécessaire à la détection). Les deux lentilles placées entre les lasers sont alors enlevées, et nous réalisons la condition d'auto-imagerie en positionnant les collimateurs de façon appropriée. Le principe de décalage des résonances de cavité avec le courant dans les résonateurs pour obtenir l'interaction entre les cavités, décrit au chapitre 2, est toujours valable. Nous obtenons de nouveau des solitons lasers dans la même zone de paramètres (la condition d'auto-imagerie étant maintenue, la longueur de diffraction ne change pas avec la longueur de la cavité externe). De nouveau, lorsque l'on augmente  $I_{L1}$  au-dessus des valeurs de  $I_{L1}$  telle que la réponse soit bistable, les structures ne sont plus contrôlables. Il n'est plus possible d'utiliser un faisceau d'écriture pour faire basculer localement le système dans un état éteint. Dans l'expérience avec une cavité longue, pour ce régime de paramètres, les structures évoluent vers des structures plus complexes. Lorsque la cavité est courte, les structures peuvent évoluer vers un régime de pulsations. Ce régime de pulsations est présenté à la Fig.4.17.

Le zéro indiqué dans l'échelle des intensités correspond à l'intensité observée lorsque la structure est éteinte. L'amplitude de la modulation de l'intensité est de l'ordre de 75%. La structure indiquée par la flèche noire devient un soliton laser stationnaire et contrôlable pour des valeurs de courant dans  $L_1$  plus faibles. Le temps de séparation des pulses observés

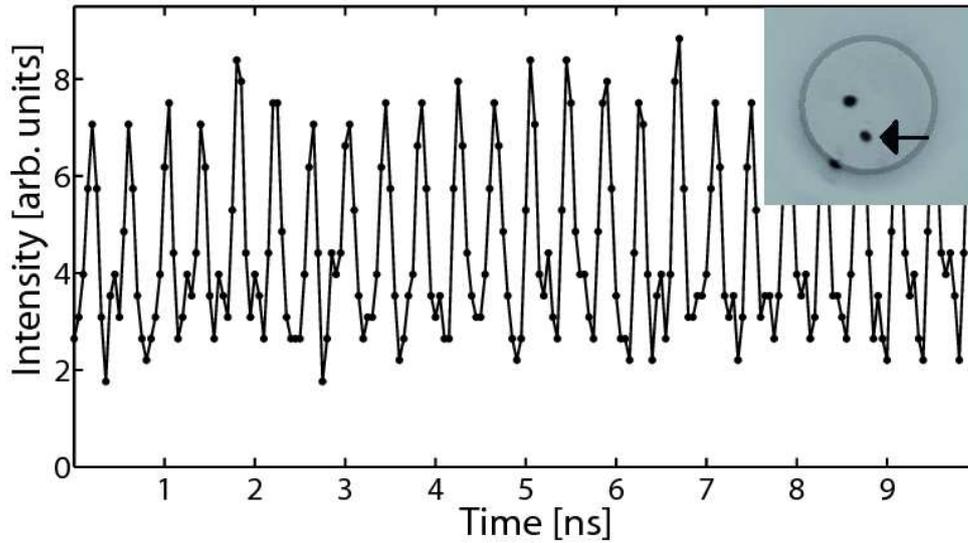


FIGURE 4.17 – Trace temporelle typique d’une structure isolée résultant de la déstabilisation de la solution soliton. L’encart montre le champ proche associé. La flèche noire indique la structure monostable non stationnaire.  $I_{L1} = 266\text{mA}$  and  $I_{L2} = 25.3\text{mA}$ .

est de l’ordre de  $2L/c = 0.4\text{ns}$ , c’est à dire égal au temps d’aller-retour entre les deux cavités. La largeur des pulses est inférieure à  $150\text{ps}$  (limitée par la bande passante de l’oscilloscope). Bien que la forme spatiale de ces structures soit identique à celle observée pour les structures localisées, nous ne pouvons pas les considérer comme des structures localisées qui pulsent (balles de lumière) puisqu’elles ne sont pas bistables et donc pas contrôlables.

La Fig.4.18 montre l’évolution de l’intensité émise par une structure (bistable pour  $270 < I_{L1} < 270.8\text{mA}$ ) lorsque nous augmentons  $I_{L1}$  au-dessus de la région bistable. Pour  $I_{L1} = 270.6\text{mA}$ , les paramètres sont dans la région de réponse bistable. Nous observons un signal temporel quasi stationnaire (présence de très faibles modulations). Lorsque  $I_{L1}$  est augmenté au dessus de  $270.8\text{mA}$ , la structure n’est plus contrôlable et devient monostable. Nous notons clairement l’apparition d’un régime pulsé. En continuant à augmenter  $I_{L1}$  ( $272.4\text{mA}$ ), l’amplitude de la modulation de l’intensité augmente. Il ressort clairement un régime pulsé

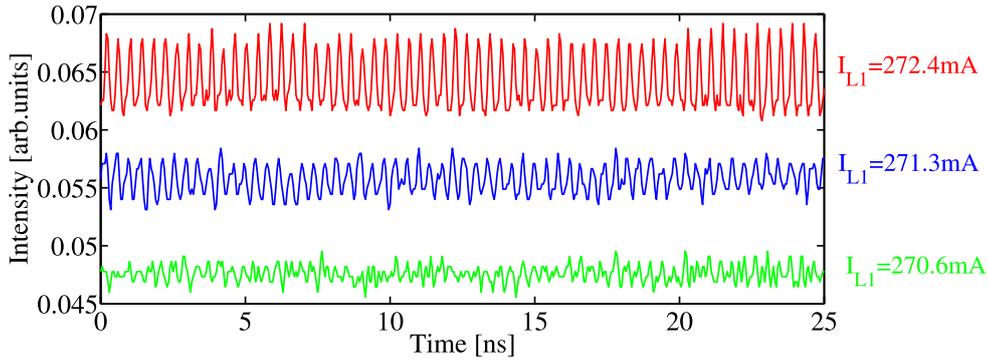


FIGURE 4.18 – évolution de la trace temporelle d’une structure isolée bistable lorsque  $270 < I_{L1} < 270.8\text{mA}$ . La courbe verte correspond à l’intensité émise lorsque la structure peut être considérée comme un soliton laser ( $I_{L1} = 270.6\text{mA}$ ). La courbe bleue est obtenue pour  $I_{L1} = 271.3\text{mA}$ , au dessus du cycle de bistabilité (décalée verticalement de 0.008 sur l’axe y pour plus de visibilité). La courbe rouge, lorsque les pulsations sont clairement identifiables, est obtenue pour  $I_{L1} = 272.4\text{mA}$  (décalée verticalement de 0.016 sur l’axe y pour plus de visibilité).  $I_{L2} = 23\text{mA}$ .

avec une période qui correspond au temps d’aller-retour de la cavité. Le spectre de puissance associé à cette trace présente des pics étroits espacés de 2.5GHz (ISL). Leur amplitude diminue lorsque  $I_{L1}$  se rapproche de la zone bistable. Puisque le régime pulsé n’est pas observé dans la région de paramètres où la structure est bistable, nous ne pouvons pas considérer ce comportement comme étant une structure localisée qui pulse.

Les modèles théoriques qui existent jusqu’à présent se cantonnent au régime monomode longitudinal et ne peuvent donc pas décrire des phénomènes multimodes. Aussi, il nous est difficile de donner une signification physique claire de la nature des structures pulsées. Nous espérons que des travaux numériques, entrepris à l’INLN et à l’Université de Strathclyde, permettront d’aider à la compréhension de ce type d’objet.

Le comportement temporel présenté, obtenu pour  $I_{L2}$  élevé, n’est pas le seul comportement temporel visible dans l’expérience avec une cavité courte. En effet, si nous considérons des valeurs de  $I_{L2}$  faibles, nous obtenons un régime de pulsations particulier, présenté à la Fig.4.19.

La Fig.4.19 de gauche présente le champ proche du système lorsque trois spots de sur-intensité sont présents. Le cercle noir signale la posi-

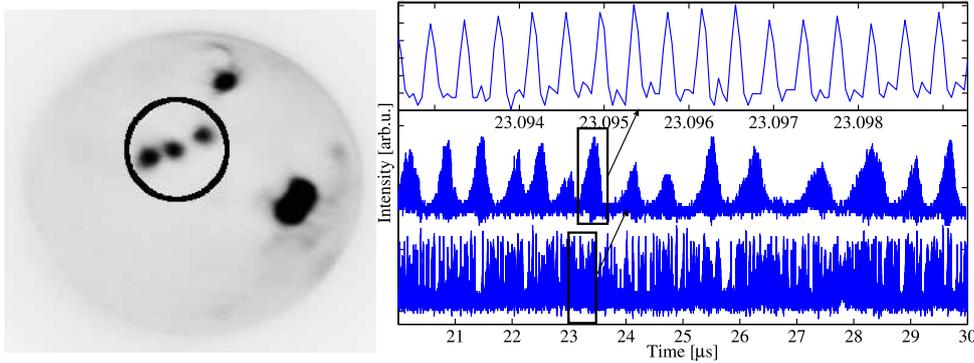


FIGURE 4.19 – À gauche : Champ proche du milieu amplificateur. Le cercle noir indique la zone d’espace où se passe le comportement temporel présenté à la figure de droite. Le signal temporel est constitué de paquets de pulses. Ce régime est connu pour être une combinaison de l’effet de verrouillage de mode passif et de l’effet de Q-switching.

tion du détecteur utilisé pour enregistrer le signal temporel présenté à la figure de droite. Nous observons que ce signal est composé de pulses modulés en amplitude. Les absorbants saturables sont généralement utilisés pour stabiliser passivement le régime de verrouillage modal. Cependant, ils ont une tendance à développer un comportement de Q-switching qui peut conduire le système dans un régime composé des deux effets précédents appelé Q-switched Mode-Locking (QML) [Hönninger 1999]. Le laser émet des groupes de pulses dont l’enveloppe est déterminée par le comportement Q-switch. Ce régime est bien connu pour des systèmes à faible nombre de Fresnel mais n’a, à notre connaissance, jamais été observé dans des lasers à grand nombre de Fresnel. Nous remarquons que ce phénomène apparaît seulement au niveau des spots de sur-intensité. Ce régime a été observé également au niveau d’un seul spot d’intensité indiquant qu’il ne résulte pas d’un effet collectif ou d’interaction entre spots. Pour étudier l’évolution du phénomène de QML en fonction des paramètres, nous utilisons la méthode qui consiste à repérer, dans la trace temporelle, les groupes de pulses.

Cette méthode est schématisée à la Fig.4.20. La courbe bleue représente l’évolution temporelle d’un spot de sur-intensité. La courbe rose est un lissage de la trace temporelle grâce auquel nous obtenons l’enveloppe

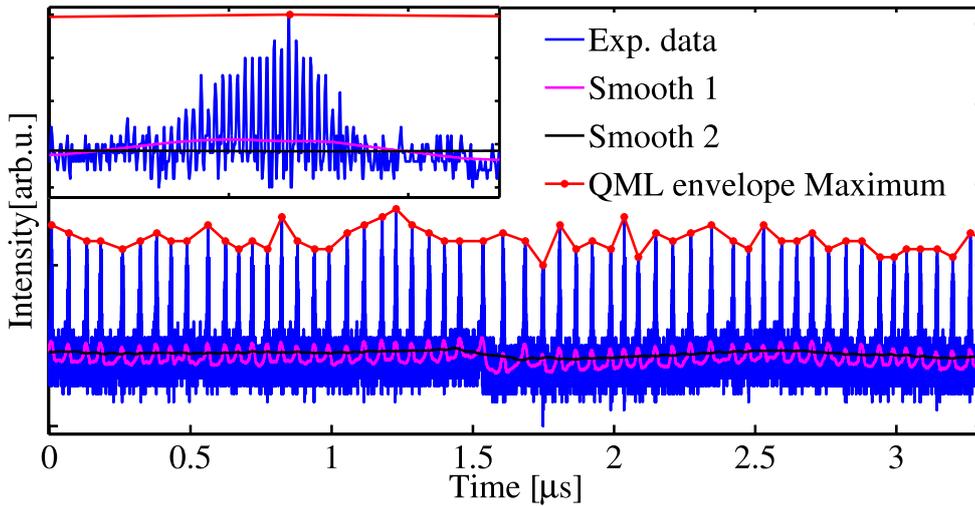


FIGURE 4.20 – Cette figure présente la méthode utilisée pour réaliser une statistique sur les enveloppes de QML. La courbe bleue représente l’intensité émise par un spot de sur-intensité d’environ  $10 - 12\mu\text{m}$  de diamètre. La courbe rose est un lissage de la trace temporelle permettant d’obtenir l’enveloppe des pulses. La courbe noire, obtenue par un lissage de la courbe rose, est l’équivalent d’une moyenne locale. La courbe rouge représente le maximum de l’intensité de chaque enveloppe de QML.

de la série de pulse. La courbe noire est un second lissage, équivalent à une moyenne locale. Nous obtenons alors le maximum de chacune des enveloppes en repérant dans chacune d’elles (celle située au-dessus de la courbe noire) le pic le plus intense. L’encart montre que le pic de l’enveloppe sélectionné est situé au milieu de l’enveloppe de pulses. Cette méthode de mesure nous permet de réaliser une statistique sur la période des enveloppes de pulses. La Fig.4.21 montre une trace temporelle typique à laquelle est associée la distribution des enveloppes de QML. Nous remarquons que le temps entre chaque enveloppe de pulses ne suit pas une loi gaussienne (s’apparente plutôt à une distribution du type valeurs extrêmes). La raison pour laquelle nous observons ce genre de distribution n’a pas été élucidée.

Cette méthode de mesure nous permet donc d’extraire la valeur moyenne du temps entre pulses ainsi que l’écart à cette moyenne en fonction des paramètres (voir la courbe de la Fig.4.22). Nous observons une légère augmentation de la fréquence des enveloppes avec  $I_{L2}$  fixé à

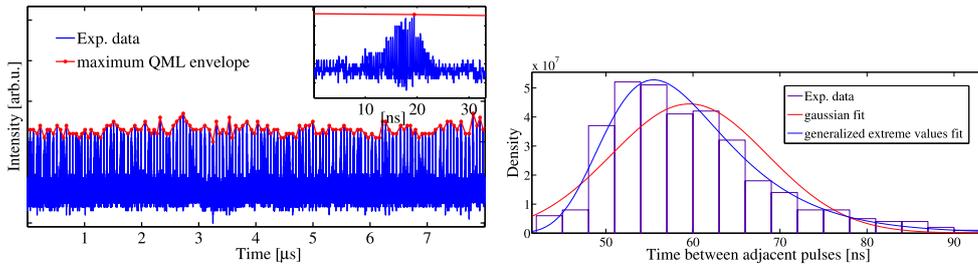


FIGURE 4.21 – À gauche : Trace temporelle typique lors du fonctionnement en régime QML. À droite : La distribution du temps entre enveloppes de pulses ne suit pas une loi gaussienne.

4mA. La déviation standard augmente avec  $I_{L1}$ .

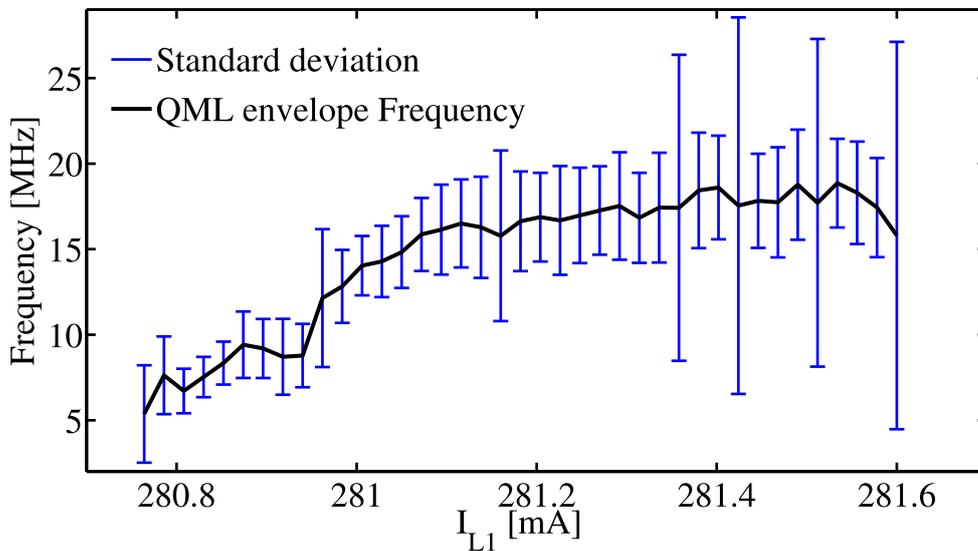


FIGURE 4.22 – Evolution de la fréquence et de la déviation standard des enveloppes de QML en fonction de  $I_{L1}$ .

Pour cette valeur de  $I_{L2}$ , nous n'observons pas de bistabilité avec  $I_{L1}$ , les pulses démarrent spontanément. En revanche, si nous choisissons des valeurs de  $I_{L2}$  plus élevées, nous ré-obtenons une réponse bistable entre la solution structure stationnaire et la solution homogène (résultats discutés en première partie de cette section). Des indications expérimentales laissent présager l'existence, pour un petit intervalle de valeurs de  $I_{L2}$  intermédiaires, un régime de bistabilité entre la solution structure

stationnaire et la solution QML. La présence de cette bistabilité est théoriquement prédite pour des systèmes de dimension transverse nulle [Erneux 1988].

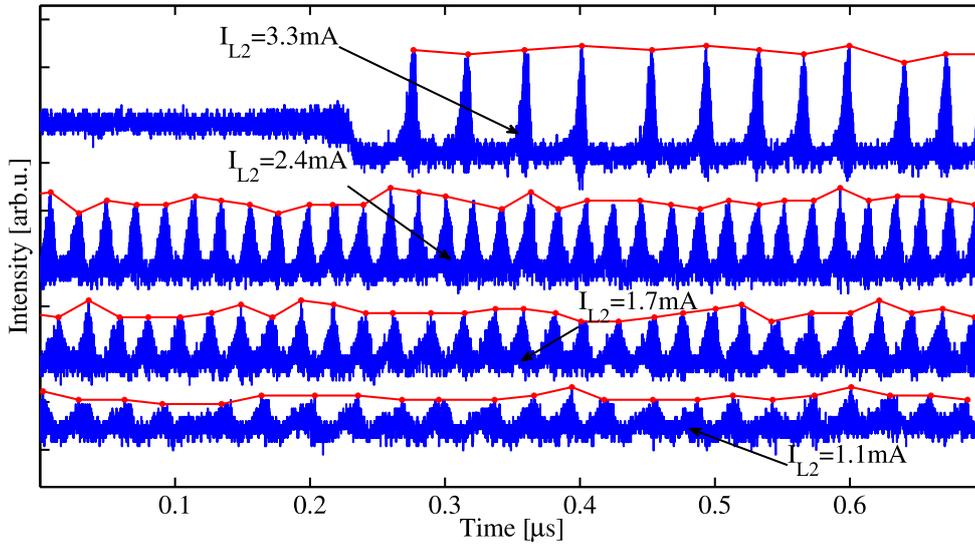


FIGURE 4.23 – Signal temporel émis par un spot de sur-intensité pour différentes valeurs de  $I_{L2}$ . Chaque courbe a été décalée verticalement pour plus de lisibilité. Nous remarquons l'évolution du signal QML vers une solution stationnaire lorsque  $I_{L2}$  augmente.  $I_{L1}$  est fixé à 285.6mA.

Un exemple de cette transition vers la solution stationnaire lorsque  $I_{L2}$  est augmenté est donné à la Fig.4.23. Cette figure montre l'intensité émise par un spot de sur-intensité lorsque  $I_{L2}$  est augmenté entre 1.1 et 3.3mA avec  $I_{L1} = 285.6$ mA (les courbes sont volontairement décalées pour plus de lisibilité). La très faible amplitude des pulses du départ augmente avec  $I_{L2}$  jusqu'à ce que le régime continu soit atteint ( $I_{L2} = 3.3$ mA). Nous remarquons également que la fréquence des enveloppes est plus basse à la dernière courbe ( $I_{L2} = 3.3$ mA) qu'à la troisième ( $I_{L2} = 2.4$ mA). Nous remarquons aussi que la dernière courbe, obtenue pour un ensemble de paramètres fixés, est constituée des deux régimes temporels discutés. En effet, le signal temporel est stationnaire pendant près de  $0.3 \mu s$  puis change spontanément de régime pour fonctionner en QML sans qu'aucun paramètre ne soit modifié. Ce comportement est caractéristique d'un système bistable avec du bruit.

Le régime de bistabilité, observé expérimentalement, existe sur un domaine de paramètres très restreint. Il est donc difficile d'utiliser cette bistabilité et de démontrer qu'il est possible de passer d'une solution à l'autre par une quelconque perturbation. Nous observons alors des sauts aléatoires entre la solution QML et le solution stationnaire. Une étude plus précise de ce comportement serait alors pertinente. Il serait notamment intéressant de comprendre l'influence du bruit sur ce système.

### 4.3 Régime mode-locked

Le système avec une cavité courte est d'une très grande richesse. Si l'on change la longueur de diffraction, nous obtenons un régime de verrouillage de mode passif. La trace temporelle montre alors un régime d'émission de pulses stables séparés du temps d'aller-retour dans la cavité. Dans cette brève section, nous allons décrire ce régime ainsi que la zone de paramètres dans laquelle il peut être obtenu.

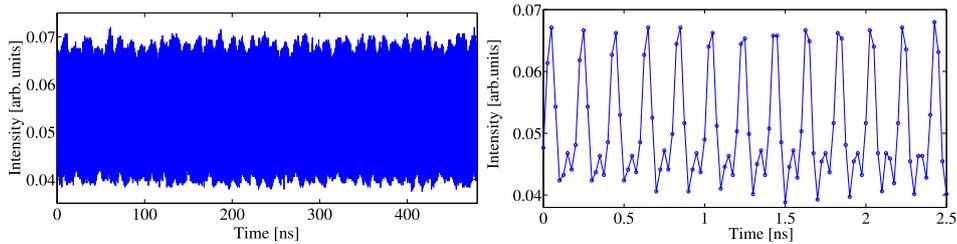


FIGURE 4.24 – Trace temporelle lorsque le système émet des pulses stables au temps d'aller-retour de la cavité. À gauche : Trace temporelle sur une longue échelle de temps. À droite : Trace temporelle observée sur une échelle de temps plus courte. Nous observons des pulses d'une durée limitée par la bande passante du détecteur.  $I_{L1} = 320.9\text{mA}$ ,  $I_{L2} = 0.7\text{mA}$ .

La trace temporelle de la Fig.4.24 montre ce régime d'émission. Nous observons que la durée des pulses est limitée par la bande passante du détecteur. Le spectre de puissance de ce régime présente des pics très étroits et très intenses séparés de l'intervalle spectral libre de la cavité externe (voir Fig.4.25). Bien que le détecteur ait une bande passante de 8GHz, il apparaît un pic faible à 10GHz, indiquant que la durée des pulses est supérieure à celle résolue à l'aide de notre dispositif expérimental.

Nous avons alors observé ce régime au travers d'un Fabry-Pérot. Ceci nous a permis de conclure que ce régime est constitué de 5 modes de cavités externes ( $\sim 12.5\text{GHz}$ ).

Nous voudrions remarquer que puisque la diffraction est modifiée, nous ne sommes plus dans la condition d'auto-imagerie décrite précédemment. Le champ proche de  $L_1$  n'est plus imagé sur  $L_2$  et vice-versa.

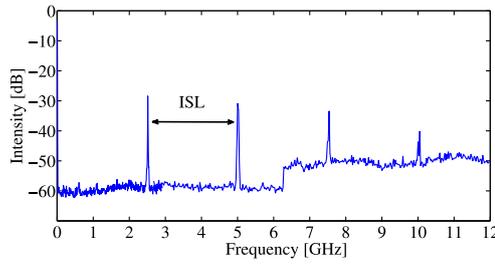


FIGURE 4.25 – Spectre de puissance du signal en verrouillage de mode. Nous observons des pics étroits séparés d'un intervalle spectral libre de la cavité externe. Nous notons également la présence d'un pic après les 8GHz de la bande passante du détecteur.

La forme spatiale du champ émis par le milieu amplificateur dans ce régime est présentée à la Fig.4.26.

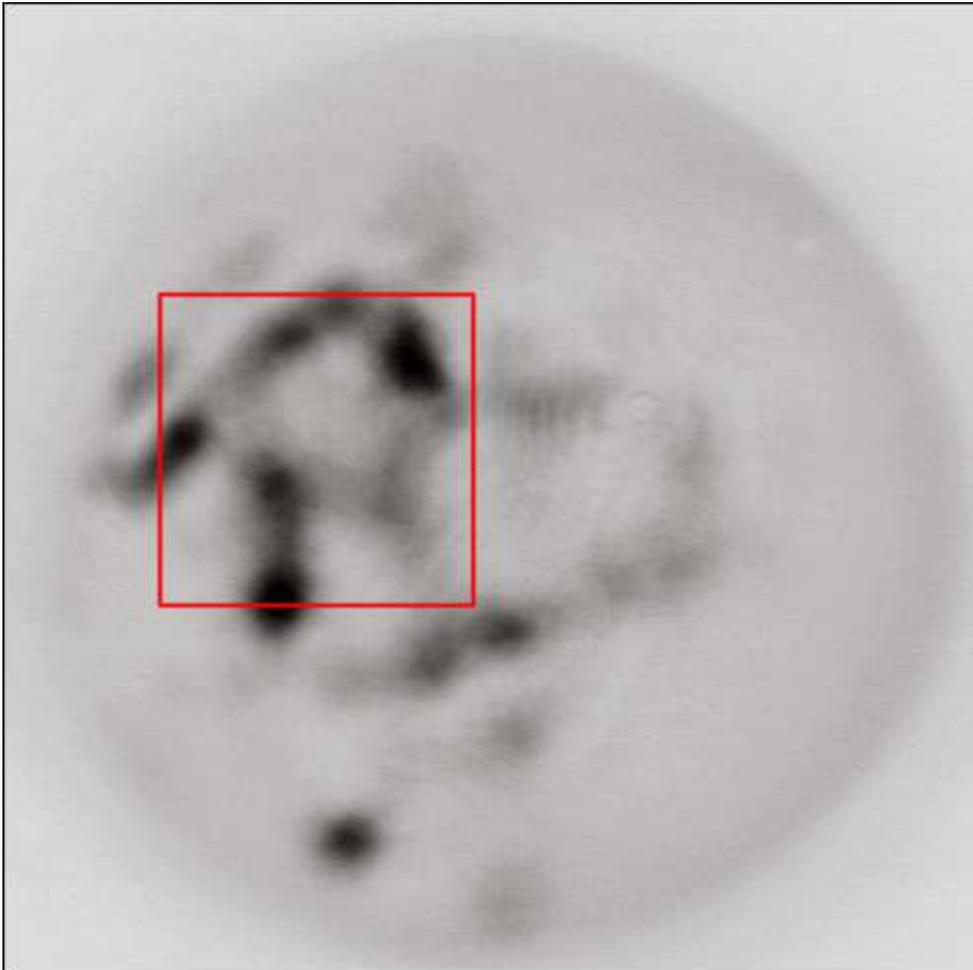


FIGURE 4.26 – Champ proche du milieu amplificateur associé à la trace temporelle de la Fig.4.24. Le carré rouge indique la zone spatiale qui pulse.

Nous observons des zones de sur-intensité ayant une forme spatiale difficilement interprétable. La modification de la diffraction engendre également la perte de la réponse bistable. Il n'est donc pas possible d'allumer et d'éteindre localement une partie du profil.

Ce régime de pulsations n'est pas associé à la présence de structures localisées. En effet, la localisation en espace nécessite la condition d'auto-imagerie. Puisque cette condition ne permet pas l'observation du régime de verrouillage de mode présenté ci-dessus, nous pouvons conclure que la formation de balles de lumière bistables ne peut pas être obtenue avec l'actuel montage expérimental.

## 4.4 Conclusion

Nous avons donc étudié le système dans deux configurations : la première est celle où le temps d'aller-retour dans la cavité est supérieur au temps de réponse des porteurs de charges du matériau. Nous avons alors mis en évidence une dynamique spatio-temporelle très intéressante mais qui devrait être étudiée à l'aide de dispositifs de mesures adéquats, comme par exemple une ligne de détecteurs rapides.

Nous avons ensuite étudié le système lorsque la configuration est telle que le temps d'aller-retour est plus court que le temps de réponse des porteurs de charges. Nous avons alors mis en évidence et étudié différents régimes temporels qui ne nous ont toutefois pas permis de conclure sur l'existence de structures localisées en espace et en temps.

Il ressort de ces observations que les structures pulsées observées ne peuvent pas être considérées comme des balles de lumière. Il semble donc que l'actuelle version de notre laser à solitons ne puisse pas générer ce type de structures localisées.

Il reste cependant de multiples possibilités, comme augmenter ou diminuer le temps de réponse des milieux actifs, réaliser une cavité auto-imageante avec un facteur de magnification différent de 1, déséquilibrer les temps de réponse entre le milieu absorbant et le milieu amplificateur.

# Conclusion et Perspectives

---

Les recherches menées concernant la formation de structures localisées dans les lasers à semiconducteurs se sont jusqu'alors cantonnées aux systèmes injectés. Ces systèmes, où le champ injecté fixe la phase et la fréquence, ont permis de mettre en évidence l'existence des structures localisées ainsi que leurs différentes propriétés. Les résultats de ces découvertes ont, par la suite, servi à la conception et à la réalisation de nouveaux dispositifs prototypes pour le traitement tout optique de l'information. La sensibilité des structures localisées au gradient de phase du champ d'injection a été utilisée pour montrer qu'il est possible de positionner, sur une grille de taille et de forme pré-définie et reconfigurable, un ensemble de structures localisées. Se servant toujours du champ de maintien pour le contrôle des structures, les recherches ont mené à la réalisation d'une ligne à retard tout optique. Les performances théoriques de ces différents dispositifs laissent présager leurs utilisations futures, à condition que le problème des inhomogénéités locales, présentes dans les lasers à semiconducteurs, soit résolu. Puisque la sensibilité des structures aux gradients externes permet de cartographier les défauts présents dans les lasers, nous pensons réellement qu'un travail en collaboration directe avec une équipe chargée de la croissance des lasers permettrait de converger vers des lasers suffisamment homogènes pour que les exemples d'applications puissent être viables.

Outre l'aspect lié aux applications des structures localisées, les recherches théoriques ont par ailleurs prédit l'existence de structures localisées dans un système laser, *i.e.* lorsque la phase et la fréquence ne sont pas fixées par un champ de maintien externe. En principe, former des solitons spatiaux dans un système laser ne nécessiterait qu'un simple dispositif, compact. Ceci permettrait une avancée non négligeable en direc-

tion de l'utilisation "courante" des structures localisées. Nous pourrions avoir, sur un dispositif intégré, des micro-lasers sur demande. Si l'existence de structures localisées lasers a été démontrée dans un système laser avec une rétroaction optique, les propriétés de ces micro-lasers restent à découvrir. L'intérêt fondamental de ce type de dispositifs réside dans la façon suivant laquelle la phase des structures localisées se comporte. Les systèmes lasers de deux dimensions transverses sont supposés supporter une classe particulière de structures localisées : les vortex localisés. Ces structures se différencient des structures localisées classiques par l'organisation de la phase du champ électrique qui présente un défaut au centre de la structure. Les travaux théoriques ont également prédit l'existence de structures localisées en espace et en temps, communément appelées des balles de lumière. Bien que de multiples travaux théoriques supposent leur existence, la preuve expérimentale de leur génération n'a jusqu'alors jamais été fournie. Nous voudrions également remarquer que pour des raisons de temps de calculs<sup>1</sup> tous les travaux numériques qui prédisent l'existence de ces micro-lasers (2-3 D), sont tous des modèles de dimension longitudinale nulle, *i.e.* dans l'approximation de champ moyen. Il n'existe pas d'études montrant les particularités des structures lasers formées dans un laser avec une cavité longue ou une cavité externe.

Au paragraphe précédent, nous nous sommes proposés de rappeler les grandes lignes de recherches sur les structures localisées. Comme nous l'avons souligné, la formation de structures localisées lasers, aussi appelées solitons lasers, occupe une place importante. Pour obtenir des structures localisées, certaines contraintes doivent être respectées. Le système doit avoir une large section transverse, *i.e.* posséder un grand nombre de Fresnel et posséder un mécanisme susceptible de fournir une réponse bistable. Le laser avec absorbant saturable de large section transverse est, théoriquement, le candidat idéal pour former ces structures localisées. Puisqu'il n'existait pas de travail expérimental traitant du système la-

---

1. les travaux numériques récents de A. J. Scroggie W. Firth et G. L. Oppo (soumis à PRA), ceux de L. Columbo et L. Gil (pas encore soumis) et ceux de N. N. Rosanov et ses collaborateurs (pas encore soumis) tentent de modéliser le système laser avec une cavité longue ou une cavité externe.

ser avec absorbant saturable, nous nous sommes inspirés de ces travaux théoriques pour construire et caractériser, durant ces trois années de thèse, un laser formant des structures localisées lasers, basé sur de l'absorption saturable. Notre travail expérimental s'écarte néanmoins des travaux théoriques précédents car le milieu à gain et le milieu absorbant sont en cavité et disposés face à face formant une cavité externe. Le système laser est en fait constitué de deux lasers identiques de grande section transverse disposés face à face. L'un des micro-résonateur est maintenu à des valeurs de courant importante et joue le rôle d'amplificateur alors que le second est maintenu sous la valeur de courant de transparence pour agir comme un absorbant. Ce dernier est à l'origine du phénomène de bistabilité. Lorsque le système est placé dans la solution éteinte, une augmentation du gain peut induire une saturation locale de l'absorbant. Le champ électrique qui est alors réfléchi au niveau de l'absorbant, retourne dans l'amplificateur, réduisant les pertes du système couplé. Le système passe localement en régime laser, ce qui se traduit par l'apparition d'un spot brillant en champ proche. Lorsque le gain est ensuite diminué depuis cette solution laser, l'effet laser persiste tant que le champ électrique intra-cavité est suffisant pour maintenir la saturation. C'est ce phénomène qui donne naissance à la bistabilité. De façon à maintenir un grand nombre de Fresnel, nous avons utilisé une configuration auto-imageante où le profil transverse de chacun des milieux actifs est ré-imagé sur lui-même après un aller-retour dans la cavité.

Nous avons commencé par construire ce nouveau dispositif. Nous avons ensuite identifié la zone de l'espace des paramètres où les structures spatiales localisées peuvent être générées. Pour qu'il y ait une interaction entre les deux cavités contenant les milieux actifs, celles-ci doivent être résonantes. Nous montrons que cette condition de résonance peut être obtenue sur une grande zone de l'espace des paramètres. La cavité, contenant le milieu absorbant, doit être maintenue à une température plus élevée que la cavité servant d'amplificateur, car le courant dissipé dans l'amplificateur va, par effet Joule, rattraper ce décalage. Si ce dispositif n'est pas utilisable pour les applications sous sa forme actuelle, il est néanmoins une avancée considérable puisqu'il permet de se sous-

traire à l'injection optique, et démontre qu'un système laser où le gain et l'absorbant saturable sont mis en cavité peut former des structures localisées<sup>2</sup>.

De plus, notre système possède une extension longitudinale qui donne lieu à des propriétés modales spécifiques. En effet, les structures localisées peuvent, pour un même régime de paramètres, être bistables avec la solution homogène mais également multistables en fréquences. Cette particularité pourrait être exploitée car il n'existe pas à notre connaissance de dispositif capable d'émettre, sur demande, plusieurs micro-lasers indépendants et à différentes fréquences. Comme nous l'avons souligné, le contrôle de la fréquence d'émission pourrait probablement être obtenu en maîtrisant les paramètres du faisceau d'allumage.

Le dispositif construit est très riche puisqu'il permet de former non seulement des structures localisées à un pic d'intensité, structures communément appelées des solitons de cavité ou solitons lasers (le terme soliton laser semble plus approprié) mais aussi des structures plus complexes. Nous avons alors obtenu le diagramme de bifurcation associé à la formation ces structures complexes. Certaines résultent du couplage de plusieurs solitons lasers formant ainsi des clusters de structures localisées dont la phase entre les différents constituant peut varier. Nous avons également observé une nouvelle classe de structures localisées de forme circulaire. Nous avons montré que ces structures circulaires possèdent une charge topologique non nulle. Nous réalisons ainsi la première observation expérimentale de vortex optiques localisés. Nous avons également montré que ces structure en forme de "doughnut" peuvent être allumées à l'aide d'un faisceau d'écriture. La possibilité de contrôler ce type de structures, associée aux propriété des structures localisées, pour par exemple former une matrice de faisceau de moment angulaire non-nul, laisse entrevoir un grand potentiel d'applications pour la manipulation de micro-objet ou encore la biologie.

Outre l'aspect stationnaire, le dispositif peut présenter une dyna-

---

2. L'étape suivante serait de réaliser un laser à deux cavités déposées l'une au dessus de l'autre lors de la croissance du laser. Cette étape ne peut malheureusement être réalisée que par un groupe de recherche ou une industrie spécialisés dans la croissance des lasers à semiconducteurs.

---

mique spatio-temporelle très riche dès lors que la structure spatiale est suffisamment étendue. Une étude superficielle des différents régimes a été menée, néanmoins, une étude approfondie à l'aide d'un dispositif de détection spatio-temporelle rapide (par exemple une streak camera) reste à faire. La présence de défauts de phase combinée avec une dynamique spatio-temporelle complexe laisse entrevoir l'idée de présence de phénomènes turbulents. Il serait ainsi intéressant d'observer des déplacements ainsi que l'interaction des structures vortex.

La raison principale qui nous a poussé à réaliser cette expérience était la formation de balles de lumières, structures localisées transversalement ainsi que longitudinalement. En réduisant la longueur de cavité externe pour que le temps d'aller-retour soit inférieur au temps de réponse des milieux actifs, nous avons observé différentes structures pulsées que nous ne pouvons pas interpréter en terme de balles de lumière puisque nous ne n'avons pas eu d'évidence claire que ces structures soient bistables ou indépendamment contrôlables à l'aide de perturbations externes. En effet, nous avons pu observer des structures qui oscillent en intensité mais celle-ci commençait à osciller pour des valeurs de gain situés après la zone de bistabilité. Elles ne peuvent donc pas être considérées comme des structures localisées.

Au regard des résultats expérimentaux obtenus et des prédictions théoriques obtenues par les théoriciens de l'INLN avec un modèle fidèle à l'expérience, nous pensons que la version actuelle de notre dispositif pourrait générer des balles de lumières si le temps de réponse des porteurs de charge du milieu absorbant est diminué par rapport à celui du milieu à gain. Il reste donc de multiples méthodes à expérimenter. Nous pensons aussi, par exemple, à utiliser une cavité auto-imageante ayant une magnification différente de 1. Il faudrait alors se placer dans une configuration plus complexe, non symétrique où la taille d'un des champs proches sur son vis-à-vis serait augmentée ou diminuée, modifiant ainsi la quantité d'énergie par unité de surface reçue par l'absorbant. Les travaux réalisés sur les lasers solides montrent que le régime d'instabilité de QML que nous avons obtenu peut être supprimé en augmentant l'énergie intra-cavité (en diminuant la réflectivité du séparateur

de faisceaux au centre de la cavité) ou en diminuant l'énergie de saturation de l'absorbant (en modifiant la taille de l'image du profil transverse de l'amplificateur sur l'absorbant).

Pour finir, nous voudrions remercier le lecteur de l'intérêt porté à ce manuscrit.

## 6.1 Cavité auto-imageante

Nous nous proposons de calculer brièvement les conditions à réunir pour réaliser un montage auto-imageant. L'utilisation de ce type de montage permet de compenser la diffraction dans la partie étendue de la cavité de façon à conserver un grand nombre de Fresnel. Pour cette étude, nous nous restreindrons au cas simple symétrique schématisé à la Fig.6.1.

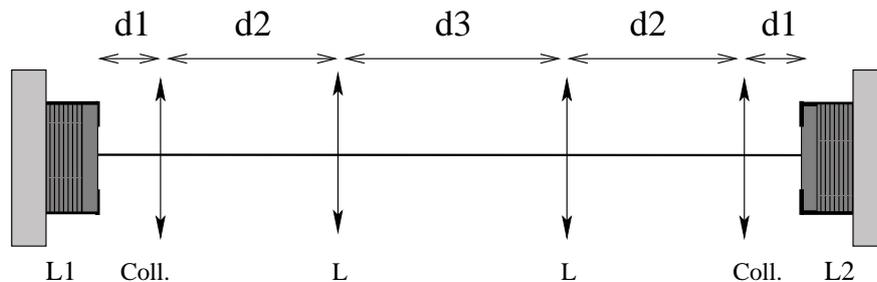


FIGURE 6.1 – Schéma du montage expérimental symétrique. L1 et L2 : les résonateurs, coll. : les collimateurs de focale 8mm, L : lentilles de focale  $f$ ,  $d_1$  distance entre le collimateur et le miroir de sortie du résonateur,  $d_2$  distance entre le collimateur et la lentille,  $d_3$  distance entre les deux lentilles.

Nous nous proposons de calculer les valeurs de  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $d_3$ ,  $f$  telles que la matrice de transfert qui décrit le système optique soit égale à la matrice identité :

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = A.R$$

alors tous les rayons issus du laser  $L_1$  (resp.  $L_2$ ) avec un angle quelconque retourneront exactement à la même position sur  $L_1$  ( $L_2$ ) avec le

même angle après un aller-retour ( $A.R$ ) dans la cavité externe. Nous considérons que le laser  $L_2$  ( $L_1$ ) agit comme un simple miroir (hypothèse valable dans la zone de paramètre noté B à la Fig.2.4).

Les matrices de transfert qui décrivent les propagations libres dans l'espace s'écrivent en fonction des distances :

$$D1 = \begin{pmatrix} 1 & d1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, D2 = \begin{pmatrix} 1 & d2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, D3 = \begin{pmatrix} 1 & d3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

De même, les matrices de transfert des lentilles minces s'écrivent :

$$CO = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{coll} & 1 \end{pmatrix}, L = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

La matrice de transfert  $A$  ( $R$ ) permettant d'exprimer les rayons lumineux issus de  $L_1$  ( $L_2$ ) en  $L_2$  ( $L_1$ ) s'écrit alors comme :

$$A = D1.CO.D2.L.D3.L.D2.CO.D1 = R = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Nous utilisons Maple pour réaliser le calcul algébrique ci dessus. Nous remarquons alors l'équation  $a = 1$  est identique à  $d = 1$ . En imposant que les numérateurs de  $b$  et  $c$  soient nuls, nous tombons sur un système non linéaire de trois équations ( $a = -1$ ,  $num(b) = 0$ ,  $num(c) = 0$ ) à 5 inconnues. En fixant la longueur de la cavité égale à  $L$  ( $d3 = L - (2*d1 + 2*d2)$ ) et en choisissant la focale des collimateurs, il ne reste plus que 3 inconnues. L'équation  $num(c)$  étant linéaire en  $d1$ , nous pouvons exprimer  $d1$  en fonctions des deux autres coefficients. Nous remplaçons ensuite l'expression de  $d1$  dans l'équation  $num(b) = 0$  qui se trouve être factorisable suivant (de même dans  $a$  et on trouve automatiquement  $a = -1$ ) :

$$num(b) = \frac{coll^2 f^2}{f - d2 + coll} (4coll f - f L - coll L + d2 L - 2d2^2) = 0$$

Les solutions sont :

$$d2_+ = \frac{1}{4}L + \frac{1}{4}\sqrt{L^2 + 32coll f - 8f L - 8coll L}$$

$$d2_- = \frac{1}{4}L - \frac{1}{4}\sqrt{L^2 + 32coll f - 8f L - 8coll L}$$

si l'on choisi, par exemple une cavité de 60cm, avec  $coll = 8\text{mm}$  et  $f = 5\text{cm}$  alors  $d2_+ \sim 23\text{cm}$ ,  $d1 \sim 8.4\text{mm}$  et  $d3 \sim 12.4\text{cm}$ . Avec une cavité de 31cm,  $coll = 8\text{mm}$  et  $f = 3\text{cm}$  alors  $d2_+ \sim 9\text{cm}$ ,  $d1 \sim 10.2\text{mm}$  et  $d3 \sim 11\text{cm}$ .

Le résultat se traduit, au niveau du champ proche de  $L_2$  ( $L_1$ ), par l'observation de l'image du champ proche de  $L_1$  ( $L_2$ ) avec une taille identique (voir Fig.6.2).

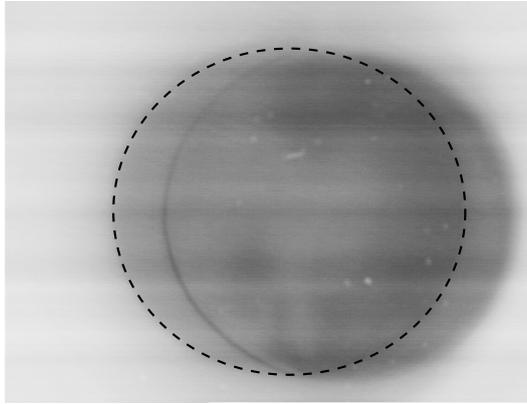


FIGURE 6.2 – Image du champ proche de  $L_1$  lorsque les deux lasers sont maintenus à très faible valeurs de courant. La configuration expérimentale choisie impose que le champ proche de  $L_2$  soit imagé sur  $L_1$  (délimité par un cercle en pointillés). Dans la configuration symétrique choisie, la taille de chacun des champs proches est identique. Le même profil d'intensité est visible au niveau de  $L_2$ . Les zones sombres correspondent aux hautes intensités.

Nous remarquerons qu'il serait possible d'obtenir une cavité auto-imageante ayant une magnification différente de 1 en passant d'une configuration symétrique à une configuration non symétrique.



# Bibliographie

- [Ackemann 1994] T. Ackemann et W. Lange. *Non- and nearly hexagonal patterns in sodium vapor generated by single-mirror feedback*. Phys. Rev. A, vol. 50, no. 6, pages R4468–R4471, Dec 1994. 14, 15
- [Ackemann 1995] T. Ackemann, Yu. A. Logvin, A. Heuer et W. Lange. *Transition between Positive and Negative Hexagons in Optical Pattern Formation*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, no. 19, pages 3450–3453, Nov 1995. 15
- [Ackemann 2000] T. Ackemann, S. Barland, J. R. Tredicce, M. Cara, S. Balle, R. Jäger, M. Grabherr, M. Müller et K. J. Ebeling. *Spatial structure of broad-area vertical-cavity regenerative amplifiers*. Opt. Lett., vol. 25, no. 11, pages 814–816, 2000. 19, 125
- [Ackemann 2009] T. Ackemann, G. L. Oppo et W. J. Firth. *Fundamentals and Applications of Spatial Dissipative Solitons in Photonic Devices*. Adv. Atom. Mol. Opt. Phys., vol. 57, pages pp. 323–421, 2009. 37
- [Akhmanov 1988] S.A. Akhmanov, M.A. Vorontsov et V.Yu. Ivanov. JETP Lett., vol. 47, page 707, 1988. 15
- [Akhmanov 1992] S. A. Akhmanov, M. A. Vorontsov, V. Yu. Ivanov, A. V. Larichev et N. I. Zheleznykh. *Controlling transverse-wave interactions in nonlinear optics : generation and interaction of spatiotemporal structures*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 9, no. 1, pages 78–90, 1992. 18
- [Allen 1992] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw et J. P. Woerdman. *Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes*. Phys. Rev. A, vol. 45, no. 11, pages 8185–8189, Jun 1992. 114
- [Ammelt 1997] E. Ammelt, Yu. A. Astrov et H.-G. Purwins. *Stripe Turing structures in a two-dimensional gas discharge system*. Phys. Rev. E, vol. 55, no. 6, pages 6731–6740, Jun 1997. 6, 8

- [Aranson 2002] Igor S. Aranson et Lorenz Kramer. *The world of the complex Ginzburg-Landau equation*. Rev. Mod. Phys., vol. 74, no. 1, page 99, Feb 2002. 6, 26, 87
- [Arecchi 1991] F. T. Arecchi, G. Giacomelli, P. L. Ramazza et S. Residori. *Vortices and defect statistics in two-dimensional optical chaos*. Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 27, pages 3749–3752, Dec 1991. 19
- [Arecchi 1993] FT Arecchi, S Boccaletti, PL Ramazza et S Residori. *Transition from boundary- to bulk-controlled regimes in optical pattern formation*. Phys Rev Lett, vol. 70, no. 15, pages 2277–2280, Apr 1993. 8
- [Arecchi 1995] F. T. Arecchi. *Optical morphogenesis : pattern formation and competition in nonlinear optics*. Physica D : Nonlinear Phenomena, vol. 86, no. 1-2, pages 297 – 322, 1995. Chaos, Order and Patterns : Aspects of Nonlinearity - @@'The Gran Finale@@'. 5, 8, 19
- [Ashcroft 1976] N. W. Ashcroft et N. D. Mermin. Solid state physics. Saunders College Publishing, 1976. 20
- [Astrov 1996] Y. Astrov, E. Ammelt, S. Teperick et H.-G. Purwins. *Hexagon and stripe Turing structures in a gas discharge system*. Physics Letters A, vol. 211, pages 184–190, FÈvrier 1996. 6
- [Astrov 2001] Yuri A. Astrov et Hans-Georg Purwins. *Plasma spots in a gas discharge system : birth, scattering and formation of molecules*. Physics Letters A, vol. 283, no. 5-6, pages 349 – 354, 2001. 28
- [Aumann 1997] A. Aumann, E. Bütthe, Yu. A. Logvin, T. Ackemann et W. Lange. *Polarized patterns in sodium vapor with single mirror feedback*. Phys. Rev. A, vol. 56, no. 3, pages R1709–R1712, Sep 1997. 15
- [Bache 2005] M Bache, F Prati, G Tissoni, R Kheradmand, L.A. Lugiato, I Protsenko et M Brambilla. *Cavity soliton laser based on VCSEL with saturable absorber*. Applied Physics B, vol. 81, no. 7, page 913, 2005. 27, 36

- [Barbay 2006] S. Barbay, Y. Ménesguen, X. Hachair, L. Leroy, I. Sagnes, Kuszelewicz et R. *Incoherent and coherent writing and erasure of cavity solitons in an optically pumped semiconductor amplifier*. *Optics Letters*, vol. 31, pages 1504–1506, 2006. 62
- [Barbay 2008] S. Barbay, X. Hachair, T. Elsass, I. Sagnes et R. Kuszelewicz. *Homoclinic Snaking in a Semiconductor-Based Optical System*. *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 25, page 253902, 2008. 25
- [Barland 2002] S. Barland, J. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödel, M. Miller et R. Jäger. *Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities*. *Nature*, vol. 419, pages 699–702, 2002. 20, 29
- [Bortolozzo 2008] U. Bortolozzo, M. G. Clerc et S. Residori. *Local theory of the slanted homoclinic snaking bifurcation diagram*. *PHYSICAL REVIEW E*, vol. 78, no. 036214, page 036214, 2008. 25
- [Brambilla 1994] M. Brambilla, M. Cattaneo, L. A. Lugiato, R. Pirovano, F. Prati, A. J. Kent, G.-L. Oppo, A. B. Coates, C. O. Weiss, C. Green, E. J. D'Angelo et J. R. Tredicce. *Dynamical transverse laser patterns. I. Theory*. *Phys. Rev. A*, vol. 49, no. 2, pages 1427–1451, Feb 1994. 19
- [Brambilla 1996] M. Brambilla, L. A. Lugiato et M. stefani. *Interaction and control of optical localized structures*. *Europhys. Lett.*, vol. 34, pages 109–114, 1996. 30, 59, 66
- [Brambilla 2004] Massimo Brambilla, Tommaso Maggipinto, Giuseppe Patera et Lorenzo Columbo. *Cavity Light Bullets : Three-Dimensional Localized Structures in a Nonlinear Optical Resonator*. *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 20, page 203901, 2004. 32
- [Caboche 2009] E. Caboche, F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland, M. Giudici, J. Tredicce, G. Tissoni et L. A. Lugiato. *Microresonator Defects as Sources of Drifting Cavity Solitons*. *Physical Review Letters*, vol. 102, no. 16, page 163901, 2009. 91, 138

- [Castets 1990] V. Castets, E. Dulos, J. Boissonade et P. De Kepper. *Experimental evidence of a sustained standing Turing-type nonequilibrium chemical pattern*. Phys. Rev. Lett., vol. 64, no. 24, pages 2953–2956, Jun 1990. 2
- [Christodoulides 2003] Demetrios N. Christodoulides, Falk Lederer et Yaron Silberberg. *Discretizing light behaviour in linear and non-linear waveguide lattices*. nature, vol. 424, page 817, 2003. 29
- [Clerc 2005] M. G. Clerc et C. Falcon. *Localized patterns and hole solutions in one-dimensional extended systems*. Physica A : Statistical Mechanics and its Applications, vol. 356, page 48, 2005. 24
- [Coates 1994] A. B. Coates, C. O. Weiss, C. Green, E. J. D’Angelo, J. R. Tredicce, M. Brambilla, M. Cattaneo, L. A. Lugiato, R. Pirovano, F. Prati, A. J. Kent et G.-L. Oppo. *Dynamical transverse laser patterns. II. Experiments*. Phys. Rev. A, vol. 49, no. 2, pages 1452–1466, Feb 1994. 19
- [Columbo 2008] L. Columbo, L. Gil et J. Tredicce. *Could cavity solitons exist in bidirectional ring lasers ?* Opt. Lett., vol. 33, no. 9, pages 995–997, 2008. 27
- [Couillet 1989a] P. Couillet, L. Gil et J. Lega. *Defect-mediated turbulence*. Phys. Rev. Lett., vol. 62, no. 14, pages 1619–1622, Apr 1989. 131
- [Couillet 1989b] P. Couillet, L. Gil et F. Rocca. *Optical vortices*. Opt. Comm., vol. 73, page 403, 1989. 19, 87
- [Couillet 2000a] P. Couillet, C. Riera et C. Tresser. *Qualitative Theory of Stable Localized Structures in One dimension*. Progress of Theoretical Physics, vol. 139, page 46, 2000. 23
- [Couillet 2000b] P. Couillet, C. Riera et C. Tresser. *Stable static localized structures in one dimension*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, no. 14, pages 3069–3072, 2000. 23, 96, 97
- [couillet 2002] P. couillet. *Localized Patterns And Fronts in Nonequilibrium Systems*. International journal of bifurcation and chaos, vol. 11, pages 2445–2457, 2002. 23

- [Couillet 2004a] P Couillet, C Riera et C Tresser. *A new approach to data storage using localized structures*. Chaos, vol. 14, no. 1, pages 193–198, Mar 2004. 24
- [Couillet 2004b] P Couillet, C Toniolo et C Tresser. *How much information can one store in a nonequilibrium medium ?* Chaos, vol. 14, no. 3, pages 839–844, Sep 2004. 24
- [Crasovan 2000] L.-C. Crasovan, B. A. Malomed et D. Mihalache. *Stable vortex solitons in the two-dimensional Ginzburg-Landau equation*. Phys. Rev. E, vol. 63, no. 1, page 016605, Dec 2000. 6, 87
- [Dangoisse 1992] D. Dangoisse, D. Hennequin, C. Lepers, E. Louvergneaux et P. Glorieux. *Two-dimensional optical lattices in a CO<sub>2</sub> laser*. Phys. Rev. A, vol. 46, no. 9, pages 5955–5958, Nov 1992. 19
- [Dawes 2008] J. H. P. Dawes. *Localized Pattern Formation with a Large-Scale Mode : Slanted Snaking*. SIAM Journal on Applied Dynamical Systems, vol. 7, no. 1, pages 186–206, 2008. 25
- [D’Alessandro 1991] G. D’Alessandro et W. J. Firth. *Spontaneous hexagon formation in a nonlinear optical medium with feedback mirror*. Phys. Rev. Lett., vol. 66, no. 20, pages 2597–2600, May 1991. 12, 13, 14, 17
- [de Bruyn 2001] John R. de Bruyn, B. C. Lewis, M. D. Shattuck et Harry L. Swinney. *Spiral patterns in oscillated granular layers*. Phys. Rev. E, vol. 63, no. 4, page 041305, Mar 2001. 6, 7
- [Desyatnikov 2005] A. S. Desyatnikov, Yu. S. Kivshar et L. Torner. *Optical vortices and vortex solitons*, volume 47, p. 291-391. Prog. Opt., 2005. 87
- [Di Trapani 2003] P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, J. Trull, C. Conti et S. Trillo. *Spontaneously Generated X-Shaped Light Bullets*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 9, page 093904, Aug 2003. 32
- [Edwards 1994] W. S. Edwards et S. Fauve. *Patterns and quasi-patterns in the Faraday experiment*. Journal of Fluid Mechanics Digital Archive, vol. 278, no. -1, pages 123–148, 1994. 6

- [Efimov 1995] Igor R. Efimov, Valentin I. Krinsky et Jose Jalife. *Dynamics of rotating vortices in the Beeler-Reuter model of cardiac tissue*. Chaos, Solitons and Fractals, vol. 5, no. 3-4, pages 513 – 526, 1995. Nonlinear Phenomena in Excitable Physiological Systems. 6
- [Erneux 1988] Thomas Erneux. *Q-switching bifurcation in a laser with a saturable absorber*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 5, no. 5, page 1063, 1988. 147
- [Falcke 1998] Martin Falcke et Herbert Levine. *Pattern Selection by Gene Expression in Dictyostelium Discoideum*. Phys. Rev. Lett., vol. 80, no. 17, pages 3875–3878, Apr 1998. 6
- [Faraday 1831] M. Faraday. *On a Peculiar Class of Acoustical Figures; and on Certain Forms Assumed by Groups of Particles upon Vibrating Elastic Surfaces*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, vol. 121, pages 299–340, 1831. 28
- [Fauve 1990] S. Fauve et O. Thual. *Solitary waves generated by subcritical instabilities in dissipative systems*. Phys. Rev. Lett., vol. 64, no. 3, pages 282–284, Jan 1990. 26
- [Fedorov 2000] S. V. Fedorov, A. G. Vladimirov, G. V. Khodova et N. N. Rosanov. *Effect of frequency detunings and finite relaxation rates on laser localized structures*. Phys. Rev. E, vol. 61, no. 5, pages 5814–5824, May 2000. 26, 36
- [Fedorov 2003] Sergey V. Fedorov, Nikolay N. Rosanov, Anatoly N. Shatsev, Nikolay A. Veretenov et Andrei G. Vladimirov. *Topologically Multicharged and Multihumped Rotating Solitons in Wide-Aperture Lasers With a Saturable Absorber*. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, vol. 39, no. 2, page 197, 2003. 86, 87, 96
- [Firth 1996] W. J. Firth et A. J. Scroggie. *Optical Bullet Holes : Robust Controllable Localized States of a Nonlinear Cavity*. Phys. Rev. Lett., vol. 76, no. 10, pages 1623–1626, Mar 1996. 30, 65

- [Firth 1997] W. J. Firth et D. V. Skryabin. *Optical Solitons Carrying Orbital Angular Momentum*. Phys. Rev. Lett., vol. 79, no. 13, pages 2450–2453, Sep 1997. 114
- [Firth 2007] W. J. Firth, L. Columbo et A. J. Scroggie. *Proposed Resolution of Theory-Experiment Discrepancy in Homoclinic Snaking*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, vol. 99, page 104503, 2007. 25, 97
- [Fischer 1999] A. J. Fischer, K. D. Choquette, W. W. Chow, H. Q. Hou et K. M. Geib. *Coupled resonator vertical-cavity laser diode*. Applied Physics Letters, vol. 75, no. 19, pages 3020–3022, 1999. 68
- [Fréedericksz 1933] V. Fréedericksz et V. Zolina. Trans. faraday Soc., vol. 29, page 919, 1933. 16
- [Gahagan 1996] K. T. Gahagan et Jr. G. A. Swartzlander. *Optical vortex trapping of particles*. Opt. Lett., vol. 21, no. 11, pages 827–829, 1996. 115
- [Gilad b 21] E Gilad, J von Hardenberg, A Provenzale, M Shachak et E Meron. *A mathematical model of plants as ecosystem engineers*. J Theor Biol, vol. 244, no. 4, pages 680–691, 2007 Feb 21. 6
- [Grabherr 1998] M. Grabherr, R. Jäger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Herlein et K.J. Ebeling. *Bottom-emitting VCSELs for high-CW optical output power*. IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 10, pages 1061–1063, 1998. 40
- [Grynberg 1988] G. Grynberg, E. Le Bihan, P. Verkerk, P. Simoneau, J.R.R. Leite, D. Bloch, S. Le Boiteux et M. Ducloy. *Observation of instabilities due to mirrorless four-wave mixing oscillation in sodium*. Optics Communications, vol. 67, no. 5, pages 363 – 366, 1988. 12
- [Grynberg 1994] G. Grynberg, A. Maître et A. Petrossian. *Flowerlike patterns generated by a laser beam transmitted through a rubidium cell with single feedback mirror*. Phys. Rev. Lett., vol. 72, no. 15, pages 2379–2382, Apr 1994. 14
- [Hachair 2004] X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. R. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. Perrini, G. Tis-

- soni et L. Lugiato. *Cavity Solitons in broad area VCSELs below threshold*. Phys. Rev. A, page 43817, 2004. 51
- [Hachair 2005a] Hachair. *Cavity-solitons switching in semiconductor microcavities*. Physical Review A, vol. 72, no. 1, page 013815, 2005. 59, 60
- [Hachair 2005b] X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. A. Lugiato, M. Brambilla et T. Maggipinto. *Cavity-solitons switching in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. A, vol. 72, no. 1, page 013815, Jul 2005. 53
- [He 1995] H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg et H. Rubinsztein-Dunlop. *Direct Observation of Transfer of Angular Momentum to Absorptive Particles from a Laser Beam with a Phase Singularity*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, no. 5, pages 826–829, Jul 1995. 115
- [Hell 2007] S. W. Hell. *Far-Field Optical Nanoscopy*. Science, vol. 316, no. 5828, pages 1153–1158, 2007. 115
- [Hönninger 1999] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser et U. Keller. *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, no. 1, pages 46–56, 1999. 144
- [Jakubith 1990] S Jakubith, HH Rotermund, W Engel, A von Oertzen et G Ertl. *Spatiotemporal concentration patterns in a surface reaction : Propagating and standing waves, rotating spirals, and turbulence*. Phys Rev Lett, vol. 65, no. 24, pages 3013–3016, Dec 1990. 6
- [Keller 2003] Ursula Keller. *Recent developments in compact ultrafast lasers*. Nature, vol. 424, page 831, 14 AUGUST 2003. 141
- [Keller 2006] U. Keller et A.C. Tropper. *Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers*. Physics Reports, vol. 429, no. 2, page 67, 2006. 39, 141
- [Lee 1994] Kyoung-Jin Lee, William D. McCormick, John E. Pearson et Harry L. Swinney. *Experimental observation of self-replicating*

- spots in a reaction–diffusion system*. Nature, vol. 369, pages 215–218, 1994. 28
- [Lee 1996] KJ Lee, EC Cox et RE Goldstein. *Competing patterns of signaling activity in dictyostelium discoideum*. Phys Rev Lett, vol. 76, no. 7, pages 1174–1177, Feb 1996. 6
- [Lejeune 2002] O. Lejeune, M. Tlidi et P. Couteron. *Localized vegetation patches : A self-organized response to resource scarcity*. Phys. Rev. E, vol. 66, no. 1, page 010901, Jul 2002. 6
- [Liaw 2001] S. S. Liaw, C. C. Yang, R. T. Liu et J. T. Hong. *Turing model for the patterns of lady beetles*. Phys. Rev. E, vol. 64, no. 4, page 041909, Sep 2001. 3
- [Lioubashevski 1996] O. Lioubashevski, H. Arbell et J. Fineberg. *Dissipative Solitary States in Driven Surface Waves*. Phys. Rev. Lett., vol. 76, no. 21, pages 3959–3962, May 1996. 28
- [Liu 2006] R. T. Liu, S. S. Liaw et P. K. Maini. *Two-stage Turing model for generating pigment patterns on the leopard and the jaguar*. Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics), vol. 74, no. 1, page 011914, 2006. 3
- [Lloyd 2008] David J. B. Lloyd, Björn Sandstede, Daniele Avitabile et Alan R. Champneys. *Localized Hexagon Patterns of the Planar Swift–Hohenberg Equation*. SIAM Journal on Applied Dynamical Systems, vol. 7, no. 3, pages 1049–1100, 2008. 24
- [Lugiato 2003] L. Lugiato. *Introduction to the feature section on cavity solitons : an overview*. IEEE J. Quantum Electron, vol. 39, no. 2, pages 193–196, Feb 2003. 39, 49
- [Mahmoud Aghdami 2008] K Mahmoud Aghdami, F. Prati, P. Caccia, G. Tissoni, L.A. Lugiato, R Kheradmand et H Tajalli. *Comparison of different switching techniques in a cavity soliton laser*. The European Physical Journal D, vol. 47, no. 3, page 447, 2008. 61, 62, 66
- [Marris 2006] Emma Marris. *How a leopard changes his spots*. Nature News, pages doi :10.1038/news060731–15, 2006. 3

- [Melo 1994] F Melo, P Umbanhowar et HL Swinney. *Transition to parametric wave patterns in a vertically oscillated granular layer*. Phys Rev Lett, vol. 72, no. 1, pages 172–175, Jan 1994. 6, 8
- [Menesguen 2006] Y. Menesguen, S. Barbay, X. Hachair, L. Leroy, I. Sagnes et R. Kuszelewicz. *Optical self-organization and cavity solitons in optically pumped semiconductor microresonators*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 74, no. 2, page 023818, 2006. 19, 125
- [Meron Sep] Ehud Meron, Hezi Yizhaq et Erez Gilad. *Localized structures in dryland vegetation : forms and functions*. Chaos, vol. 17, no. 3, page 037109, 2007 Sep. 28
- [Michaelis 1997] D. Michaelis, U. Peschel et F. Lederer. *Multistable localized structures and superlattices in semiconductor optical resonators*. Phys. Rev. A, vol. 56, no. 5, pages R3366–R3369, Nov 1997. 29
- [Morris 1993] SW Morris, E Bodenschatz, DS Cannell et G Ahlers. *Spiral defect chaos in large aspect ratio Rayleigh-Benard convection*. Phys Rev Lett, vol. 71, no. 13, pages 2026–2029, Sep 1993. 6
- [Murray 1989] J. D. Murray. *Mathematical biology*. Springer, Berlin, 1989. 5
- [Neubecker 1995] R. Neubecker, G.-L. Oppo, B. Thuring et T. Tschudi. *Pattern formation in a liquid-crystal light valve with feedback, including polarization, saturation, and internal threshold effects*. Phys. Rev. A, vol. 52, no. 1, pages 791–808, Jul 1995. 28
- [Newell 1992] A. C. Newell et J. V. Moloney. *Nonlinear optics*. Addison Wesley Publishing Co., Redwood City, 1992. 10
- [osmundsen 1983] J. osmundsen et N. Gade. *Influence of optical feedback on laser frequency spectrum and threshold conditions*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 19, pages 465–469, 1983. 44
- [Ouyang 1991] Q. Ouyang et Harry L. Swinney. *Transition from a uniform state to hexagonal and striped Turing patterns*. Nature, vol. 352, no. 6336, pages 610–612, 08 1991. 2

- [Pampaloni 1993] E. Pampaloni, S. Residori et F. T. Arecchi. *Roll-Hexagon Transition in a Kerr-Like Experiment*. EPL (Europhysics Letters), vol. 24, no. 8, pages 647–652, 1993. 18
- [Pampaloni 1995] E. Pampaloni, P. L. Ramazza, S. Residori et F. T. Arecchi. *Two-Dimensional Crystals and Quasicrystals in Nonlinear Optics*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 2, pages 258–261, Jan 1995. 18
- [Pedaci 2006] F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland, M. Giudici et J. R. Tredicce. *Positioning cavity solitons with a phase mask*. Applied Physics Letters, vol. 89, page 221111, NOV 2006. 30
- [Pedaci 2008a] F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J.R. Tredicce, T. Ackemann, A.J. Scroggie, W.J. Firth, G.-L. Oppo et G. Tissoni. *All-optical delay line using semiconductor cavity solitons*. Applied Physics Letters, vol. 92, no. 1, page 011101, 2008. 30
- [Pedaci 2008b] F. Pedaci, G. Tissoni, S. Barland, M. Giudici et J. Tredicce. *Mapping local defects of extended media using localized structures*. Applied Physics Letters, vol. 93, no. 11, page 111104, 2008. 52, 65
- [Pesch 2005] M. Pesch, E. Große Westhoff, T. Ackemann et W. Lange. *Observation of a Discrete Family of Dissipative Solitons in a Nonlinear Optical System*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, no. 14, page 143906, Sep 2005. 99
- [Pomeau 1986] Y. Pomeau. *Front motion, metastability and subcritical bifurcations in hydrodynamics*. Physica D : Nonlinear Phenomena, vol. 23, no. 1-3, pages 3–11, 1986. 23, 24
- [Prati 2007] F. Prati, P. Caccia, G. Tissoni, L.A. Lugiato, K. Mahmoud Aghdami et H. Tajalli. *Effects of carrier radiative recombination on a VCSEL-based cavity soliton laser*. Applied Physics B, vol. 88, no. 3, page 405, 2007. 36
- [pri ] *Discussion privé avec M. Clerc*. non publié. 24

- [Prigogine 1968] I. Prigogine et R. Lefever. *Symmetry breaking instabilities in dissipative systems : II*. JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS, vol. 48, no. 4, page 1695, 1968. 2
- [Prigogine 1969] I Prigogine, R Lefever, A Goldbeter et M Herschkowitz-Kaufman. *Symmetry breaking instabilities in biological systems*. Nature, vol. 223, no. 5209, pages 913–916, Aug 1969. 2
- [Ramazza 1998] P. L. Ramazza, S. Ducci et F. T. Arecchi. *Optical Diffraction-Free Patterns Induced by a Discrete Translational Transport*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 19, pages 4128–4131, Nov 1998. 18
- [Residori 2005] S. Residori. *Patterns, fronts and structures in a Liquid-Crystal-Light-Valve with optical feedback*. Physics Reports, vol. 416, no. 5-6, pages 201–272, September 2005. 16
- [Richter y 13] Reinhard Richter et I V Barashenkov. *Two-dimensional solitons on the surface of magnetic fluids*. Phys Rev Lett, vol. 94, no. 18, page 184503, 2005 May 13. 28
- [Rosanov 1992] N.N Rosanov et S.V Fedorov. Opt. Spectrosc., vol. 72, page 782, 1992. 25, 36, 39
- [Rosanov 2002] N. N. Rosanov. Spatial hysteresis and optical patterns. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2002. 26, 32, 36, 49, 83, 123
- [Rosanov 2005] Nikolay N. Rosanov, Sergey V. Fedorov et Anatoly N. Shatsev. *Curvilinear Motion of Multivortex Laser-Soliton Complexes with Strong and Weak Coupling*. Physical Review Letters, vol. 95, no. 5, page 053903, 2005. 115, 116
- [Saffman 1994] Mark Saffman, Don Montgomery et Dana Z. Anderson. *Collapse of a transverse-mode continuum in a self-imaging photorefractively pumped ring resonator*. Opt. Lett., vol. 19, no. 8, page 518, 1994. 29
- [Schäpers 2000] B. Schäpers, M. Feldmann, T. Ackemann et W. Lange. *Interaction of localized structures in an optical pattern-forming system*. Phys. Rev. Lett., vol. 85, page 748, 2000. 28, 105

- [Schreiber 1997] A. Schreiber, B. Thuring, M. Kreuzer et T. Tschudi. *Experimental investigation of solitary structures in a nonlinear optical feedback system*. Optics Communications, vol. 136, page 415, 1997. 29
- [Scroggie 1996] A. J. Scroggie et W. J. Firth. *Pattern formation in an alkali-metal vapor with a feedback mirror*. Phys. Rev. A, vol. 53, no. 4, pages 2752–2764, Apr 1996. 15
- [Scroggie 2005] A. J. Scroggie, J. Jeffers, G. McCartney et G.-L. Oppo. *Reversible soliton motion*. Phys. Rev. E, vol. 71, no. 4, page 046602, Apr 2005. 65
- [Shawlow 1958] A. L. Shawlow et C. H. Townes. *Infrared and Optical Masers*. Phys. Rev., vol. 112, page 1940, 1958. 19
- [Talbot 1836] W. H. F. Talbot. *Facts relating to optical science*. Philos. Mag., vol. 9 (Third series), page 401, 1836. 13
- [Tanguy 2008a] Y. Tanguy, T. Ackemann, W. J. Firth et R. Jäger. *Realization of a Semiconductor-Based Cavity Soliton Laser*. Physical Review Letters, vol. 100, no. 1, page 013907, 2008. 37, 51, 55
- [Tanguy 2008b] Y. Tanguy, N. Radwell, T. Ackemann et R. Jäger. *Characteristics of cavity solitons and drifting excitations in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers with frequency-selective feedback*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 78, no. 2, page 023810, 2008. 37
- [Taranenko 1997] V. B. Taranenko, K. Staliunas et C. O. Weiss. *Spatial soliton laser : Localized structures in a laser with a saturable absorber in a self-imaging resonator*. Phys. Rev. A, vol. 56, no. 2, page 1582, 1997. 37, 38
- [Tissoni 1999] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini et L. A. Lugiato. *Cavity solitons in passive bulk semiconductor microcavities. II. Dynamical properties and control*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, no. 11, pages 2095–2105, 1999. 30
- [Tlidi 1994] M. Tlidi, Paul Mandel et R. Lefever. *Localized structures and localized patterns in optical bistability*. Phys. Rev. Lett., vol. 73, no. 5, pages 640–643, Aug 1994. 28

- [Turing 1952] A. M. Turing. *The chemical basis of morphogenesis*. Philos. Trans. R. Soc London, vol. 237, page 37, (Disponible à l'adresse suivante : <http://www.turingarchive.org/browse.php/B/22>.) 1952. 2
- [Umbanhowar 1996] Paul B. Umbanhowar, Francisco Melo et Harry L. Swinney. *Localized excitations in a vertically vibrated granular layer*. Nature, vol. 382, pages 793–796, 1996. 28
- [Veretenov 2000] N.A. Veretenov, A G Vladimirov, N. A. Kaliteevskii, N. N. Rosanov, S.V. Fedorov et A.N. Shatsev. *Conditions for the existence of Laser Bullets*. Optics and spectroscopy, vol. 89, no. 3, page 380, 2000. 32, 123
- [Vladimirov May] A G Vladimirov, G V Khodova et N N Rosanov. *Stable bound states of one-dimensional autosolitons in a bistable laser*. Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys, vol. 63, no. 5 Pt 2, page 056607, 2001 May. 86, 106
- [Vladimirov 1999] A. G. Vladimirov, S. V. Fedorov, N. A. Kaliteevskii, G. V. Khodova et N. N. Rosanov. *Numerical investigation of laser localized structures*. Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics, vol. 1, no. 1, pages 101–106, 1999. 123
- [von Hardenberg 2001] J von Hardenberg, E Meron, M Shachak et Y Zarmi. *Diversity of vegetation patterns and desertification*. Phys Rev Lett, vol. 87, no. 19, page 198101, Nov 2001. 6
- [Winfrey 1972] AT Winfree. *Spiral Waves of Chemical Activity*. Science, vol. 175, no. 4022, pages 634–636, Feb 1972. 6
- [Woods 1999] P.D. Woods et A.R. Champneys. *Heteroclinic tangles and homoclinic snaking in the unfolding of a degenerate reversible Hamiltonian–Hopf bifurcation*. Physica D : Nonlinear Phenomena, vol. 129, pages 147–170, 1999. 23



---

---

**Résumé :**

Les solitons de cavité (SC) sont des structures spatiales localisées que l'on peut générer dans une cavité optique non-linéaire. Ces structures se présentent sous la forme de pics lumineux de sur-intensité, "posées" sur un fond de lumière homogène.

Depuis leur découverte, de nombreuses démonstrations de principe ont été réalisées, mettant en évidence leurs utilisations pour le traitement tout optique de l'information. Néanmoins, l'implémentation de dispositifs capables de générer des solitons de cavité dans le réseau télécom reste à l'heure actuelle improbable. Une simplification mais surtout une miniaturisation, qui passe par l'invention de nouveaux dispositifs, est un objectif majeur de la recherche sur les SC. L'objectif de cette thèse est de montrer qu'un système simple, miniaturisable, appelé Laser à solitons de cavité, permet d'obtenir ce type de structures spatiales localisées. Ce dispositif est obtenu en couplant mutuellement deux lasers de large section transverse. L'un des lasers joue le rôle d'un amplificateur alors que le second sert d'absorbant saturable fournissant le mécanisme de bistabilité. Les structures spatiales localisées obtenues sont indépendamment contrôlables à l'aide d'un faisceau dit d'écriture.

La différence fondamentale entre les SCs obtenus avec un laser à SC et les SCs obtenus auparavant est due à la symétrie de phase du système laser. Cette symétrie de phase nous permet de générer des structures composites dont la phase entre les différents constituants n'est pas identique. Nous avons également observé des structures localisées circulaires possédant un défaut de phase en leur centre. Bien que prédit théoriquement, ce type de structure, appelé vortex optique localisé, n'avait jusqu'alors jamais été observé expérimentalement.

**Mots clés :** Laser à Solitons, absorbant saturable, Laser à émission verticale, vortex optique localisé, balles de lumières.

---

---

## Soliton laser and localized vortices

---

### **Abstract :**

In this thesis, I address the formation of localized structures in a semiconductor lasing system based on two mutually coupled microresonators, one playing the role of an amplifier while the second behaves as saturable absorber.

I report on the generation and control of independent laser solitons which are bright intensity peaks over an homogeneous low intensity background forming in the transverse section of the laser resonator. At difference with cavity solitons generated in nonlinear cavities driven by an external beam, laser solitons form in a laser system where no external injection of an electromagnetic field is required, thus preserving the phase symmetry.

I have analyzed the bifurcation diagram of laser solitons, showing how clusters form by a sequence of bifurcations where the number of peaks of the structures is progressively increased. This is the first analysis of localized structures properties and bifurcation diagram in a phase invariant optical system.

Finally, I report on the experimental observation of ring-like localized structures showing a phase defect in their core. These structures have never been experimentally observed, though they have been theoretically predicted in laser with saturable absorber and called localized vortices. Possible applications of laser solitons and localized vortices are also discussed.

**Keywords :** Cavity soliton, Saturable Absorber, Vertical Cavity Surface Emitting Laser, localized vortices, optical bullets.

---