



**HAL**  
open science

# Solitons de Cavité dans les lasers à semi-conducteurs à Cavité Verticale

Massimo Giudici

► **To cite this version:**

Massimo Giudici. Solitons de Cavité dans les lasers à semi-conducteurs à Cavité Verticale. Physique [physics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2008. tel-00292846

**HAL Id: tel-00292846**

**<https://theses.hal.science/tel-00292846>**

Submitted on 2 Jul 2008

**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.

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS

*Institut Non Linéaire de Nice*

par

MASSIMO GIUDICI

pour obtenir l'Habilitation à Diriger les Recherches

## **Solitons de Cavité dans les Lasers à Semi-Conducteurs à Cavité Verticale**

Date de la soutenance : 30/6/2008 à 14 heures

Commission

Prof. Pierre Glorieux	Rapporteur
Prof. Gian-Luca Oppo	Rapporteur
Dr. Robert Kuszelewicz	Rapporteur
Prof. Gaetano Assanto	Examineur
Dr. Gerard Monnom	Examineur
Prof. Jorge Tredicce	Examineur



# Remerciements

Cette thèse est le résultat d'un travail d'équipe qui s'est déroulé sur un arc de temps de sept ans. Les membres permanents de cette équipe que je dois remercier pour leur travail tout au long de cette période sont le directeur de l'INLN Prof. Jorge Tredicce et Stéphane Barland chargé de recherche du CNRS. Il y a ensuite les étudiants de doctorat, véritables moteurs du travail expérimental, qui se sont relayés au fil des années : Alejandro Giacomotti, Xavier Hachair, Luca Furfaro, Francesco Pedaci et, aujourd'hui Emilie Caboche et Patrice Genevet. Au delà du travail expérimental, je dois remercier les collègues théoriciens avec qui nous avons étroitement collaboré : Prof. Luigi Lugiato et Giovanna Tissoni de l'Université de l'Insubria, Prof. Massimo Brambilla de l'Université de Bari, Prof. Salvador Balle et Julien Javaloyes de l'Université des Iles Baléares. Prof. Paul Mandel et Evgeny Viktorov de l'Université Libre de Bruxelles nous ont aidé dans l'interprétation de l'instabilité multimodale des lasers à puits quantique. Plus récemment nous avons aussi interagi avec le groupe de l'Université de Strathclyde que je remercie : Prof. Willie Firth, Prof. Gian-luca Oppo, Thorsten Ackemann et Andrew Scroggie. Merci beaucoup à tous les membres des groupes partenaires dans les deux projets européens "Pianos" et "FunFacs". Ces deux projets ont contribué largement à financer notre recherche. Un gros merci à tout le personnel technique et administratif de l'INLN et aux collègues du laboratoire et de l'Université de Nice Sophia Antipolis. Je tiens aussi à remercier les membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail.



# Motivation

Mon activité de recherche est consacrée à l'étude expérimentale de la dynamique non linéaire dans les lasers à semi-conducteurs. Mon travail s'inscrit dans le cadre de l'équipe "Dynamique spatio temporelle dans les systèmes optiques" de l'Institut non linéaire de Nice, dont je fais partie depuis 2001 lorsque j'ai été recruté Maître de Conférences à l'Université de Nice Sophia Antipolis.

Le laser à semi-conducteurs représente aujourd'hui le produit le plus important de l'industrie optoélectronique en terme de volume de marché et de nombre d'applications. Son succès est dû aux faibles coûts de production, à ses dimensions qui permettent la miniaturisation des dispositifs intégrés (lecteurs et graveurs CD, circuits optoélectroniques pour telecom, etc), à son fonctionnement aisé (pilotage par faible courants, aucun alignement de cavité nécessaire) et à sa versatilité. Les lasers à semi-conducteurs couvrent aujourd'hui une gamme de longueurs d'onde allant du bleu au lointain infrarouge avec la possibilité d'accorder l'émission sur quelques nanomètres continûment par effet Joule ou par cavité externe et une gamme de puissance allant jusqu'à plusieurs dizaines de Watt. De plus l'intensité de sortie peut être modulée, en variant le courant de pompage, avec une bande passante de plusieurs Gigahertz.

L'indéniable importance technologique des diodes lasers est un des piliers de ma motivation à explorer la dynamique non linéaire dans ces dispositifs. De ce point de vue les diodes laser représentent une interface naturelle entre les concepts généraux des systèmes dynamiques et le monde des applications technologiques. Concevoir une diode laser comme un système dynamique permet de maîtriser son comportement pour ensuite l'employer dans des applications spécifiques. Dans ce mémoire je montrerai un exemple de cette approche. Je montrerai que le concept de structure localisée, découvert et étudié dans le cadre de la morphogénèse (secteur de la dynamique non linéaire qui étudie la formation des structures spatiales), une fois appliqué au laser à semi-conducteur ouvre le chemin à des applications très prometteuses dans le domaine des télécoms.

Mais il y a bien d'autres exemples de l'utilité de cette approche : en régime de rétroaction optique, lorsque la lumière laser est envoyée sur des surfaces réfléchissantes (fibre optique, disc laser, interféromètre, cellule, etc.), plusieurs instabilités se produisent dans le système et la cohérence d'émission du laser est très affectée. Pour certaines valeurs des paramètres le système est chaotique et il y a aujourd'hui beaucoup d'études visant à utiliser cette configuration pour le chiffrement chaotique d'un signal télécom. En particulier, en couplant plusieurs

lasers avec rétroaction optique entre eux, il est possible de les synchroniser et donc de transmettre la clef pour le déchiffrement d'un signal masqué dans la porteuse chaotique.

Un autre exemple est le phénomène de résonance stochastique dans la polarisation du signal de sortie d'un laser à semi-conducteur à cavité verticale (VCSEL). Les deux polarisations coexistent et le système est équivalent à un système bistable. Sous l'action du bruit présent dans le système nous observons dans le signal de sortie des sauts aléatoires d'une polarisation à l'autre, exactement comme le mouvement d'une particule dans un double puits de potentiel. Ce phénomène est décrit par la statistique de Kramers ; le temps de passage d'un état à l'autre est donné par le temps de Kramers donne le temps caractéristique de passage. Si un paramètre de contrôle est faiblement modulé (courant de pompage par exemple) il existe un niveau du bruit fini pour lequel le temps de Kramers est synchronisé avec la modulation et nous observons une augmentation remarquable du rapport signal sur bruit pour le signal de modulation. Ceci nous apprend que le bruit présent dans le système peut améliorer la cohérence d'un système et donc la qualité du signal transmis.

Analyser et comprendre les instabilités d'un système laser permet aussi d'en améliorer les propriétés. Je pense notamment au pilotage des transitoires, où la connaissance de l'espace de phase permet de choisir des formes d'impulsions qui permettent de réduire le délais dans l'allumage du laser. Un autre exemple est le problème de la dynamique multimodale du laser à semi-conducteur. Cette dynamique était méconnue dans les diodes laser de nouvelle conception (le laser à puits quantique). J'ai mis en évidence un nouveau mécanisme d'instabilité entre différents modes longitudinaux et, avec mes collaborateurs théoriciens, nous avons trouvé l'origine de cette instabilité. La compréhension de la dynamique du système permet aussi de concevoir des configurations afin d'obtenir des fonctionnalités spécifiques. Par exemple, le régime de verrouillage modal peut être obtenu en régime de cavité étendue avec un absorbeur saturable comme miroir externe (SESAM). Bien d'autres configurations ont été également proposées sur la base de l'analyse du comportement dynamique du système (voir 2.3.2).

L'intérêt de l'analyse de la dynamique du laser à semiconducteur n'est pas restreint à la possibilité d'appliquer technologiquement les concepts de la dynamique non linéaire. Le laser à semi-conducteur peut aussi être un banc d'essai très efficace pour illustrer expérimentalement des concepts généraux de dynamique non linéaire. Le laser avec rétroaction optique présente une instabilité caractérisée par des fluctuations très importantes du signal de sortie à une fréquence de plusieurs ordres de grandeurs plus basse que le taux caractéristique du système. La dynamique non linéaire vient en aide pour comprendre le mécanisme de cette instabilité. Dans mon travail de thèse de doctorat j'ai montré que la bifurcation à l'origine de cette instabilité est l'une de bifurcation caractéristique des systèmes excitable. Le système répond donc à une perturbation comme un neurone à une stimulation nerveuse : il présente une réponse "à seuil". Le bruit présent dans le système peut déclencher cette réponse avant même que la bifurcation soit fran-

chie et en l'absence de perturbation. J'ai pu ainsi mettre en évidence, pour la première fois en optique, le phénomène de résonance de cohérence en utilisant un laser en semi-conducteur avec rétroaction optique. Le même système a par la suite été utilisé pour montrer le phénomène de résonance stochastique dans un système monostable.

J'espère réussir à montrer avec ce mémoire que la dynamique non linéaire, qui relève du domaine de la physique fondamentale, peut être aussi très utile au niveau des applications lorsque nous l'appliquons à des systèmes très performants technologiquement. Cette considération peut apparaître désuète à l'heure où l'on privilégie des solutions technologiques visant à concevoir des dispositifs dédiés à une fonction unique (je pense notamment à la nanooptique). Cette philosophie présente sûrement beaucoup d'avantages en termes de miniaturisation, fiabilité, coûts de production et simplicité de l'architecture. Cependant, je pense qu'une approche plus macroscopique, centrée sur la dynamique d'un système dans toute sa complexité et sa richesse, permet sûrement une compréhension plus globale de son comportement et peut être utile pour trouver des solutions technologiques alternatives.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Morphogenèse et Structures Localisées en Optique</b>	<b>1</b>
1.1	Morphogenèse en optique . . . . .	2
1.2	Les Structures Localisées en Optique . . . . .	5
1.2.1	Les approches théoriques . . . . .	5
1.2.2	Solitons de Cavité ou Structures Localisées ? . . . . .	7
1.2.3	Vers une théorie générale . . . . .	9
1.3	Observations expérimentales : des Structures aux Structures Localisées . . . . .	10
1.3.1	Dans les vapeurs de sodium avec rétroaction optique . . . . .	10
1.3.2	Dans les Valves à Cristaux liquide . . . . .	12
1.3.3	Dans un milieu photoréfractif en cavité . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Les solitons de cavité dans les lasers à semiconducteurs à cavité verticale</b>	<b>19</b>
2.1	Les travaux théoriques . . . . .	21
2.2	Les observations expérimentales . . . . .	24
2.2.1	Le montage expérimentale . . . . .	24
2.2.2	Le laser à cavité verticale . . . . .	26
2.2.3	Première observation . . . . .	29
2.2.4	Caractérisation de l'espace des paramètres . . . . .	36
2.2.5	Le temps d'allumage . . . . .	51
2.2.6	Le cas au dessus du seuil . . . . .	56
2.2.7	La reconfiguration toute optique de la matrice des Solitons de Cavité . . . . .	69
2.2.8	La ligne à retard tout optique . . . . .	73
2.2.9	Les Solitons de Cavités dans les lasers pompés optiquement . . . . .	78
2.3	Le futur . . . . .	79
2.3.1	Le laser à soliton . . . . .	79
2.3.2	Les balles optiques où les solitons de cavité 3D . . . . .	81
<b>A</b>	<b>Autres activités de recherche</b>	<b>85</b>
A.1	L'instabilité modale dans les lasers massifs . . . . .	86
A.2	La dynamique multimodale dans les lasers à multiples puits quantique . . . . .	87



# Chapitre 1

## Morphogenèse et Structures Localisées en Optique

La formation d'une structure spatio-temporelle à partir d'un état homogène (morphogenèse) est un phénomène très courant dans la nature [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. Les rides de sable sur une plage après la marée, la disposition des nuages en forme de rouleaux dans le ciel, l'organisation des bulles qui remontent à la surface dans une casserole d'eau sur une plaque de cuisson, la conformation de la croûte terrestre, sans oublier la pigmentation des êtres vivants (coquillages, mollusques, poissons tropicaux, les taches des animaux comme la girafe ou le zèbre), la forme des végétaux comme les cactus sont tous des exemples de morphogenèse dans le monde naturel. Dans le monde plus contrôlé du laboratoire scientifique la morphogenèse a été observée en hydrodynamique [3] dans les structures convectives d'un fluide réchauffé par dessous (Rayleigh-Bénard and Rayleigh-Marangoni) et dans les ondes stationnaires qui se forment sur la surface des fluides ou des milieux granulaires lorsqu'ils sont soumis à un forçage périodique orthogonal à la surface (instabilité de Faraday). En chimie et en biologie, les systèmes de réaction-diffusion offrent des exemples très clairs de formation de structures [1, 8]. En général, la morphogenèse est typique de tout système dissipatif maintenu suffisamment loin de l'équilibre thermique. Le caractère dissipatif est nécessaire afin que le système puisse évoluer spontanément à partir de conditions stationnaires vers un état asymptotique (auto-organisation). En optique nous pouvons observer la formation de structures lorsque la lumière (dont la propagation est un

phénomène typiquement conservatif décrit par les équations de Maxwell) est couplée à un milieu dissipatif. Il convient ici de faire une distinction entre les modes propres à la propagation d'un champ électromagnétique dans un guide d'onde (fibre optique, cavité laser ou autre) qui donnent lieu à des structures dont la forme dépend de la géométrie du guide d'onde et le cas plus général où la taille du système n'a pas un rôle déterminant dans la formation de la structure. En général nous pouvons distinguer une morphogenèse auto-organisée par les propriétés macroscopiques du milieu (non linéarité, symétries) décrites par des équations différentielles aux dérivés partielles et une morphogenèse imposée par le monde extérieur (la géométrie et la taille du conteneur du milieu est un exemple de contrainte) où les structures générées relèvent des conditions de bord des équations qui décrivent le milieu. Le paramètre qui permet de quantifier l'indépendance du système des conditions de bord s'appelle rapport d'aspect ou, en optique, nombre de Fresnel. Le nombre de Fresnel peut être défini comme le rapport entre la taille de la structure la plus petite existante dans le système et la taille du système. Toutefois, la transition d'un système contrôlé par les conditions de bord à un système contrôlé par les propriétés non linéaires de son milieu n'est pas nette. Un travail très intéressant du groupe d'Arecchi montre comment, en contrôlant le numéro de Fresnel dans un oscillateur photoréfractif, le système accomplit cette transition [9].

## 1.1 Morphogenèse en optique

La formation des structures auto-organisées a été étudiée dans des systèmes optiques différents. Les premières structures étaient observés vers la fin des années quatre vingt dans des vapeurs de métaux alcalins avec deux faisceaux laser contre propageants [10]. Dans cette configuration la diffraction et la non linéarité du milieu agissent en même temps ce qui rend difficile l'analyse théorique des résultats.

Le schéma qui a révolutionné l'étude de la morphogenèse en optique est celui proposé par D'Alessandro et Firth [11, 12] basé sur la rétroaction optique par

un seul miroir. Dans ce schéma le milieu non linéaire est suffisamment fin pour que la diffraction de la lumière puisse être négligée à l'intérieur. Au contraire, la diffraction agit lors de la propagation de la lumière en dehors du milieu. En approximation "SVEA" ("Approximation d'enveloppe lentement variable"), un champ électromagnétique monochromatique et linéairement polarisé  $E(\vec{r}, t)$  et la polarisation dipolaire du milieu correspondante  $P(\vec{r}, t)$  s'écrivent :

$$\begin{aligned} E(\vec{r}, t) &= \frac{1}{2}(F(\vec{r}, t)e^{i(-k_0z+\omega_0t)} + C.C.) \\ P(\vec{r}, t) &= \frac{1}{2}(\rho(\vec{r}, t)e^{i(-k_0z+\omega_0t)} + C.C.) \end{aligned} \quad (1.1.1)$$

où  $z$  est l'axe optique le long duquel le champ se propage,  $\omega_0$  et  $k_0$  la fréquence optique et la composante du vecteur d'onde le long de  $z$ , et  $F(\vec{r}, t)$  et  $\rho(\vec{r}, t)$  sont les enveloppes lentement variables du champ et de la polarisation dipolaire.

L'interaction entre champ et milieux est décrite par les equations de Maxwell-Bloch et sous certaines conditions, il est possible de définir une susceptibilité  $\chi$  qui permet d'établir une relation simple entre  $\rho(\vec{r}, t)$  et  $F(\vec{r}, t)$ .

En approximation paraxiale (petites déviations dans la propagation par rapport à l'axe optique), l'équation qui régit la propagation du champ dans le vide est donnée par

$$\partial_t F + c\partial_z F + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik_0} F = 0 \quad (1.1.2)$$

où  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  est le Laplacien transverse du champ.

Alors, étant donnée à un point  $\bar{z}$  de l'axe optique une modulation de vecteur d'onde  $q$  du profil transverse du champ ( $\tilde{F}(q)$ ), la diffraction modifie le profil lors de la propagation du champ le long de l'axe optique selon l'opérateur :

$$\tilde{F}(q)(\bar{z} + \delta z) = e^{-i\frac{q^2\delta z}{2k_0}} \tilde{F}(q)(\bar{z}) \quad (1.1.3)$$

Donc, par exemple, si on considère une modulation de phase dans le profil transverse du champ, la diffraction convertit périodiquement la modulation de

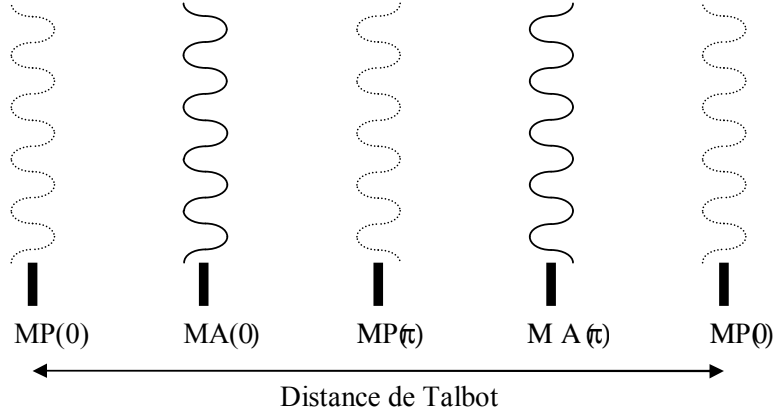


FIG. 1.1 – Effet de Talbot : schéma de propagation d'un profil de champ avec un modulation de phase de vecteur d'onde  $q$ , lorsque le champ se propage dans le vide. MP : modulation de phase, MA : modulation d'amplitude

phase en modulation d'amplitude. Après une distance appelée distance de Talbot  $z_T = 4\pi \frac{k_0}{q^2}$ , le champ retrouve la modulation de phase dans le plan transverse. A un quart de  $z_T$ , on a une modulation d'amplitude avec la même phase par rapport à la modulation initiale. A un demi de  $z_T$ , on a une modulation de phase avec phase opposée et à trois quarts on a une modulation d'amplitude avec phase opposée par rapport à la modulation initiale. Selon le schéma proposé en [11] un miroir est placé à une distance de  $z_T/8$  du milieu. Un champ à profil homogène injecté sur le milieu non linéaire, qui acquiert une modulation de phase de vecteur d'onde  $q$  en passant dans le milieu, revient sur le milieu avec une modulation d'amplitude. En présence d'un milieu Kerr, l'indice est modulé avec le terme d'amplitude et donc le milieu modulera plus fortement la phase du champ homogène qui est injecté. Une rétroaction positive sur le vecteur d'onde  $q$  fait ainsi apparaître un motif avec ce vecteur d'onde. En fonction de la distance  $l$  entre le miroir et le milieu, le vecteur d'onde sélectionné est :  $q = \sqrt{\frac{k_0(3+4m)\pi}{2l}}$ , pour un milieu défocalisant, et  $q = \sqrt{\frac{k_0(1+4m)\pi}{2l}}$ , pour un milieu focalisant. Cette instabilité de la solution homogène apparaît de façon supercritique au dessus d'un seuil. Le type du motif dépend de la symétrie des équations du milieu. Dans un système sans bords ou avec une rapport d'aspect très grand nous sommes en présence

de la symétrie euclidienne. La présence d'un terme quadratique (dû au champ injecté) brise la symétrie d'inversion et les structures qui apparaissent près du seuil de l'instabilité sont alors des hexagones. D'autres structures naissent avec des bifurcations secondaires en s'éloignant de l'instabilité primaire. Ce schéma très simple est devenu très populaire et a été largement utilisé avec des milieux différents. Parmi les nombreuses expériences nous rappellerons ici principalement celles utilisant des vapeurs de sodium (1.3.1) et celles utilisant des cristaux liquides (Kerr like non linearity) [13], perfectionnées par la suite avec l'utilisation d'une interface opto-électronique (valve optique à cristaux liquide) permettant d'améliorer la réponse non linéaire et de pouvoir donc injecter sur des surfaces très étendues, atteignant ainsi de très grands rapports d'aspect (1.3.2).

Un troisième schéma est celui où le milieu non linéaire est placé dans une cavité optique. Si le milieu non linéaire est actif nous sommes en présence d'une morphogenèse active car le champ qui donne lieu à la structure n'est pas injecté de l'extérieur mais il est généré par le système lui-même, à partir de l'état du vide (oscillateur laser (Chap.2) ou photoréfractif (1.3.3)). Cette configuration, avec un milieu amplificateur à semi-conducteur comme milieu non linéaire, sera l'objet de ce mémoire.

## 1.2 Les Structures Localisées en Optique

### 1.2.1 Les approches théoriques

Dans le cadre de la morphogenèse un intérêt particulier est revêtu par la formation de structures localisées. Il s'agit d'unités cellulaires de structures qui sont indépendantes, qui peuvent interagir entre elles et qui sont auto-soutenues. Leur formation est un phénomène très général que nous retrouvons dans des systèmes très hétéroclites comme les milieux granulaires soumis à une instabilité de Faraday [14], la décharge dans un gaz [15], dans un semiconducteur [16], les réactions chimiques [17], les liquides [18], les systèmes convectifs [19]. Le trait d'union entre ces systèmes est la coexistence d'une solution homogène et d'une



structure. Nous sommes en présence d’une instabilité modulationnelle (ou de Turing), i.e. une bifurcation où la solution homogène perd sa stabilité en faveur d’une solution caractérisée par un vecteur d’onde transverse. De plus, cette bifurcation est sous-critique et il y a donc coexistence dans l’espace des paramètres des deux solutions [20]. En optique, cette situation a été étudiée théoriquement par Tlidi et Mandel dans le cadre de la bistabilité optique et dans la limite de faible dispersion (équation de Swift-Hohenbergh). Dans [21] il a été montré que, en présence d’une bifurcation modulationnelle sous-critique, des structures localisées apparaissent dans le plan transverse du résonateur. Ces structures sont des pics ou des trous d’intensité du champ électromagnétique qui relient la solution homogène avec la structure de Turing. Le nombre, la taille et la position des ces structures dépendent de la condition initiale. Il est possible de les allumer et de les éteindre avec une perturbation locale dépassant une certaine amplitude critique (nucléation) et une fois écrite (ou effacée) la structure (ou la solution homogène), est stationnaire. Si deux perturbations sont appliquées en même temps avec une séparation  $d$ , la forme des structures localisées générées dépend fortement de  $d$ . Pour  $d$  de l’ordre de la taille d’une seule structure, une seule structure à un pic est créée ; en augmentant  $d$  il s’avère que, au delà d’une certaine distance critique, une structure localisée à deux pics est formée (cluster à deux pics), et ainsi en augmentant  $d$ , jusqu’à un cluster de quatre pics. Si  $d$  est augmentée d’avantage un autre seuil est franchi, et deux structures d’un seul pic sont générées avec une séparation qui suit  $d$ . Ces deux structures sont indépendantes et peuvent être effacées et écrites indépendamment l’une de l’autre. Évidemment la même opération ne peut pas être accomplie sur les pics d’un cluster et il y a donc une profonde différence entre un cluster à  $n$  pics et  $n$  structures localisées à un seul pic.

Le concept de Structure Localisée dans un résonateur optique a été développée aussi en absence d’instabilité modulationnelle dans un travail pionnier de Rosanov et collaborateurs, vers la fin des années quatre-vingt [22, 23]. Le système considéré est un résonateur non linéaire spatialement étendu dans la dimension transverse

et injecté par un champ homogène. Le système est bistable avec pour solutions deux états homogènes correspondant à deux niveaux d'intensité d'émission pour le champ électromagnétique. Rosanov découvre l'existence des fronts qui, dans le plan transverse, connectent les deux solutions. La direction et la vitesse de déplacement de ces fronts dépendent des paramètres du système et la vitesse est nulle au point de Maxwell. A cause de la diffraction, les queues du profil d'intensité d'un front présentent des oscillations d'intensité et deux fronts peuvent se verrouiller l'un à l'autre à travers ces oscillations. La présence de ces oscillations fait ainsi que, lorsqu'il y a interaction entre deux fronts, la vitesse de déplacement des fronts devient nulle même si les paramètres du système ne sont pas exactement au point de Maxwell. L'interaction de deux fronts forme donc une structure dont la largeur est liée à la longueur d'onde des oscillations d'intensité du profil. Rosanov appelle ces objets *auto-solitons* diffractifs. Il est important de remarquer que, déjà lors de ce premier travail, plusieurs propriétés très importantes de ces auto-solitons sont décelées. Tout d'abord, la possibilité de les créer dans une région confinée du plan transverse du résonateur à l'aide d'une perturbation localisée suffisamment intense. Si la taille transverse de la perturbation est progressivement augmentée, la taille de l'auto-soliton ne changera pas. Si la taille de la perturbation dépasse une valeur critique un auto-soliton de forme et de largeur différent va être créé. La largeur de l'auto-soliton est un multiple entier de la longueur d'onde des oscillations qui verrouillent les fronts et donc la taille des solitons est augmentée par pas discret. De plus Rozanov remarque que, si le faisceau d'injection arrive sur le résonateur avec un angle par rapport à l'axe de la cavité, les fronts et donc les autosolitons se déplacent avec une vitesse proportionnelle à l'angle. L'application de ces structures pour obtenir des registres à décalage pour les télécoms est donc pour la première fois proposée.

### 1.2.2 Solitons de Cavité ou Structures Localisées ?

L'existence et les propriétés des structures localisées dans un résonateur optique non linéaire actif (milieu amplificateur) et passif (absorbant saturable) sont

analysées théoriquement dans les travaux des groupes de W.J. Firth à l'Université de Strathclyde (Royaume Unis), de L. Lugiato à l'Université de l'Insubria et de M. Brambilla à l'Université de Bari en Italie. L'ensemble de ces travaux définit les ingrédients nécessaires à l'existence des structures localisées dans les résonateurs optique. Les montages expérimentaux qui ont eu pour but de montrer l'existence de ces objets se sont fortement appuyés sur ces résultats théoriques. C'est dans ces publications qu'apparaît le nom de *Soliton de Cavité* pour dénommer les structures localisées à un seul pic qui se forment dans les cavités optiques remplies d'un milieu non linéaire. En réalité, à part le fait qu'ils se propagent quasiment sans se déformer, les solitons de cavité partagent très peu de choses avec les plus communs solitons des systèmes conservatifs. Tout d'abord, l'origine physique des solitons conventionnels est basée sur une compensation qui a lieu pendant leur propagation d'un effet de élargissement du pulse (diffraction dans la propagation spatiale et dispersion dans la propagation temporelle) par une non linéarité de l'indice de réfraction (auto focalisant dans les solitons spatiaux et non linéarité Kerr dans les solitons temporels). A la différence des solitons conventionnels, les solitons de cavité ne sont pas des solitons de propagation : leur existence n'est pas basé sur une compensation d'effets opposés. En effet leur existence a été révélée aussi dans des systèmes où la non linéarité est de type défocalisant [24]. Les solitons de cavité ont pour spécificité d'exister dans des systèmes dissipatif caractérisés par la présence d'une instabilité modulationnelle sous critique. De plus les solitons conservatifs ont une description mathématique très bien établie étant des solutions de type "sech" de l'équation de Schrödinger non linéaire. Le cadre mathématique des structures de cavité est beaucoup plus flou et nous ne disposons pas aujourd'hui d'une théorie globale pour décrire ces structures dont l'existence est décelée théoriquement seulement à l'aide de simulations numériques.

Le mot *cavité* dans l'appellation est aussi un peu limitant. L'instabilité modulationnelle qui est à l'origine de structures localisées est présente dans bien d'autres systèmes que les résonateurs optique. L'exemple le plus clair est le système à un seul miroir proposé par D'Alessandro et Firth qui a été utilisé avec succès pour

montrer l'existence des structures localisés en optique. Parmi ces structures, celles à un seul pic possèdent toutes les propriétés qui définissent les solitons de cavité.

Cela dit l'appellation Solitons de Cavité est entrée désormais dans les mœurs de la communauté scientifique internationale et nous continuerons donc à l'employer pour les structures localisées à un seul pic qui apparaissent dans les cavités optiques non linéaires.

### 1.2.3 Vers une théorie générale

Une explication générale de l'existence des structure localisées a été formulée dans le cas unidimensionnel par Couillet et collaborateurs [25, 26]. Dans cette théorie il est montré qu'un front de Pomeau (i.e. une connexion entre deux solutions homogènes coexistantes dans un système étendu) peut se verrouiller dans l'espace et que sa vitesse devient donc nulle, si il y a coexistence avec une structure non homogène (pattern). Les structures localisées sont donc créées par verrouillage de deux fronts de Pomeau qui relie la solution homogène à un morceau du pattern. S'il y a juste un pic de pattern relié alors nous parlons de structure localisée à un seul pic, autrement nous pouvons avoir des structures à plusieurs pics. Dans l'espace de phase une structure localisée correspond à une orbite homocline qui sort de la solution homogène, qui passe près du pattern (en reproduisant donc sa structure spatiale sur un, deux ou plusieurs pics) et qui, en suite, revient à l'état homogène. Le diagramme de bifurcation prévoit que ces orbites homoclines se forment à proximité de l'intervalle de verrouillage des fronts de Pomeau par bifurcations successives noeud-col et avec un nombre de pic décroissant. La structure localisée à un seul pic est donc celle qui se forme en dernier. En quittant la région de verrouillage, ces structures disparaissent progressivement par bifurcation noeud-col, et la structure localisée à un seul pic est la dernière à disparaître.

## 1.3 Observations expérimentales : des Structures aux Structures Localisées

### 1.3.1 Dans les vapeurs de sodium avec rétroaction optique

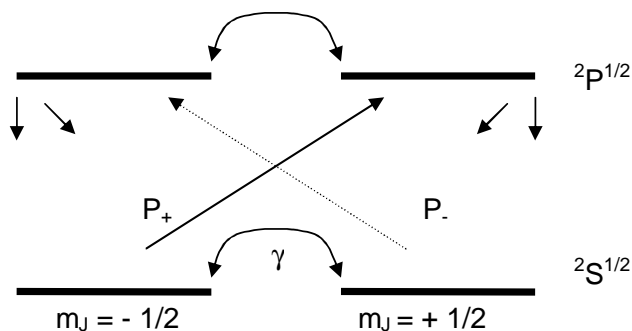


FIG. 1.2 – Diagramme de Kastler d’une transition  $J = 1/2 \rightarrow J' = 1/2$  induite par un pompage avec une polarisation  $\sigma_+$  ( $\sigma_-$ , représenté par la ligne pointillée). From [27]

Les vapeurs de sodium dans une configuration d’injection optique avec un miroir de rétroaction ont été largement exploitées comme système menant à la formation de structures. Nous sommes en présence d’un système avec une non linéarité de type Kerr mais aussi avec des effets de saturation. Le champ est injecté avec une polarisation circulaire, ce qui permet le pompage optique sur un sous niveau Zeeman ( $^2S_{1/2}$ ). Une différence de population  $w$  est donc créée entre deux sous niveaux Zeeman ( $m_j=1/2$  et  $m_j=-1/2$ ) et le système est décrit par l’équation dynamique de  $w$  qui représente aussi la magnétisation des vapeurs. Le taux de relaxation  $\gamma$  de cette différence de population dépend de l’interaction avec un gaz séparateur présent dans la cellule. De plus, il y a un terme de perte inhomogène qui vient de la diffusion thermique des atomes. En général, le terme de perte qui en découle n’est pas très important et la différence de population atteint sa valeur de saturation même pour des niveaux d’injection faibles. Du fait de la présence de la saturation, l’instabilité modulationnelle apparaît pour des valeurs de l’intensité de champ injecté comprises dans un intervalle fermé, alors

que, sans saturation, il n’y a pas de limite supérieure aux valeurs de pompage [27]. La présence du terme de perte diffusif diminue la largeur de cet intervalle de valeurs où l’instabilité se produit et, pour des valeurs proches de la réalité, supprime complètement la possibilité d’observer des structures. Pour éliminer ce problème plusieurs solutions ont été exploitées. L’injection d’un champ en polarisation linéaire ou faiblement elliptique empêche la saturation car les deux polarisations circulaires sont présentes dans le système. Une autre solution consiste à mettre un élément optique qui change la polarisation dans la boucle de rétroaction du champ. Une troisième solution est de mettre en place un champ magnétique transverse. Ce champ magnétique va coupler les deux sous états Zeeman et le moment dipolaire magnétique va précesser autour du vecteur champ magnétique transverse (un champ magnétique longitudinal est présent également et définit l’axe de quantification). La différence de population  $w$  va donc osciller de façon régulière à la fréquence de Larmor (spin-flip) et, il est possible de contrôler le niveau de perte en changeant l’intensité du champ magnétique appliqué. De plus ce couplage est augmenté de façon résonnante si les deux niveaux en question sont dégénérés en énergie, ce qui peut-être obtenu à travers le phénomène du "light shift" des niveaux d’énergie d’une transition. En injectant un champ de pompage à une fréquence légèrement désaccordée par rapport à la transition  $D_1$ , cela permet de restaurer la dégénérescence rompue par l’introduction du champ magnétique longitudinal. En termes généraux, le fait d’injecter un champ externe dans le système optique brise la symétrie d’inversion du système (que la non linéarité Kerr conservait) et, dans ce contexte, il est bien connu que les hexagones sont les structures dominantes qui apparaissent près de la bifurcation modulationnelle. Des hexagones positifs et négatifs (nid d’abeille) ont été observés selon le signe de la non linéarité (auto- focalisante ou défocalisante) [28, 29]. Des structures plus compliquées telles que des structures quasi-périodiques sont observé par bifurcation secondaire à partir des structures hexagonales [31, 32]. La symétrie d’inversion peut-être rétablie si le champ injecté a une polarisation linéaire. Dans ce cas d’autres motifs tel que des carrés ont été observés [30].

L'ensemble de ces résultats fournit un cadre très complet de la formation des structures dans les vapeurs de sodium. Une telle connaissance de l'espace des paramètres a permis de régler le système dans des conditions idéales pour l'observation de structures localisées. Des structures localisées à un seul pic ont été observés pour des paramètres où le système a une réponse bistable en fonction de l'intensité du champ injecté [33] et en présence de l'instabilité modulationnelle qui donne lieu aux structures hexagonales (champ injecté avec polarisation circulaire). Ces structures peuvent être allumées par l'injection d'un faisceau de petit taille (faisceau d'écriture) qui fait office de perturbation locale [34]. Une fois allumées, les structures sont stables et peuvent être éteintes par un faisceau d'écriture ayant une polarisation circulaire d'hélicité inverse. L'étude de la propagation de la structure localisée dans la cellule révèle la présence d'une action de focalisation exercée par le milieu. La taille des structure localisée à un seul pic observées est de l'ordre de 200 microns et le pic est entouré par des anneaux de diffraction (queues oscillantes). Ces oscillations jouent un rôle très important lors de l'interaction de deux structures localisées : les distances stationnaires de positionnement se regroupent statistiquement en correspondance des maximums des anneaux de diffraction. Des clusters de structure localisée ont été observés également. La dynamique des structures localisées dans le sodium a été étudiée en terme de vitesse de déplacement lorsque un gradient de phase est introduit dans le champ de pompage. Le temps d'allumage par l'application d'un faisceau d'écriture a aussi été mesuré en fonction des paramètres, il est de l'ordre des dizaines de microseconde [35].

### 1.3.2 Dans les Valves à Cristaux liquide

Un autre système très largement étudié pour la formation de structures est celui basé sur la Valve Optique à Cristaux Liquides [36, 37]. Il s'agit d'un dispositif optoélectronique à adressage optique conçu pour moduler le profil transverse d'un champ incident (Fig. 1.3). Il est composé par une couche de cristaux liquides nématiques collée à un miroir, suivie par une couche de matériel photoconducteur.

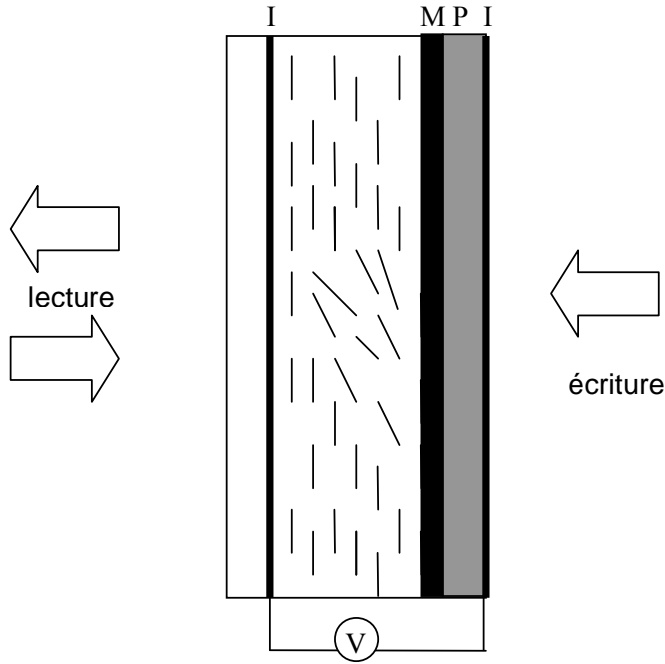


FIG. 1.3 – Diagram d’une valve à cristaux liquides. ITO : Indium Tin Oxide, M : Miroir, PC : photoconducteur, V : générateur de tension). From [37]

Lorsqu’une tension est appliquée à cet ensemble, sa repartition sur la couche de cristaux liquides dépend de l’intensité de la lumière incidente sur le photoconducteur (face d’écriture). Cette tension va réorienter les cristaux liquides nématiques par rapport à leur direction d’ancrage ( $\vec{n}$ ), ce qui induit un retard de phase pour un faisceau injecté sur la couche de cristaux liquides (face de lecture) et réfléchi par le miroir. Dans la configuration utilisée pour étudier la morphogenèse, ce faisceau réfléchi est renvoyé sur le photoconducteur par un circuit optique externe. Une boucle de rétroaction optique est réalisée sur la valve à condition qu’il y ait un mécanisme qui transforme la modulation de phase du champ réfléchi, induite par les cristaux liquides, en modulation d’amplitude à laquelle le photoconducteur puisse répondre. Le système va fonctionner alors comme un milieu Kerr avec un champ injecté, la réponse des cristaux liquide engendrant un effet Kerr défocalisant (indice de réfraction du milieu qui diminue avec l’intensité du champ incident). Le mécanisme de transformation d’un profil de champ modulé en phase



à un profil modulé en amplitude se fait soit à travers la diffraction du champ lors de sa propagation depuis la couche cristaux liquide jusqu'à la couche du matériel photoréfractif soit par interférence des deux composants de polarisation du champ par rapport à l'orientation  $\vec{n}$  des cristaux. La polarisation peut-être contrôlée par un polariseur qui sélectionne la direction de polarisation du champ de pompe par rapport à  $\vec{n}$  (soit  $\theta_1$  l'angle entre les deux directions), ou par un polariseur dans la boucle de rétroaction (soit  $\theta_2$  l'angle entre la direction de ce polariseur et  $\vec{n}$ ). Si le champ de pompage a une polarisation orientée comme l'axe des cristaux liquides ( $\theta_1 = 0$ ,  $\theta_2 = 0$ ) il y aura, lors du passage dans les cristaux liquides, uniquement des effets de modulation de phase (cas purement diffractif). Un paquet de fibres capte le champ à une distance  $l$  de la face cristaux liquides de la valve et le réinjecte sur le photoconducteur. La diffraction du champ se produit seulement sur la distance  $l$  entre les fibres et la face de lecture de la valve. Si  $l=0$  et  $\theta_1 \neq 0$  ou  $\theta_2 \neq 0$  nous sommes en présence d'une rétroaction purement interférentielle. Un autre degré de liberté vient de la possibilité de tourner le profil transverse du champ modulé par les cristaux liquides d'un angle arbitraire ( $\psi$ ) autour de son axe avant de le réinjecter sur le photoconducteur. Il suffit pour cela de tourner le paquet de fibres. Dans le cas purement diffractif, si  $\psi = 0$  nous sommes en présence d'un milieu Kerr sans symétrie d'inversion (à cause du terme de pompage) et des hexagones positif avec un motif donné par un vecteur d'onde transverse  $q = \sqrt{\frac{3\pi k_0}{l}}$ , sont donc attendus et effectivement observés [38, 39, 40]. Si  $\psi = \pi$ , la structure induite par la rétroaction comporte forcément une symétrie par inversion autour de son centre et le système est équivalent à deux systèmes égaux couplés par rétroaction mutuelle [38]. Dans cette condition des rouleaux sont observés. Cette symétrie d'inversion peut-être rompue si un filtre d'atténuation est introduit dans la boucle de rétroaction et qu'il couvre une moitié de l'image renvoyée sur le photoconducteur. Dans cette configuration les rouleaux perdent leur stabilité et l'on retrouve les hexagones. En général, l'image renvoyée peut être tournée autour de son axe d'une valeur  $2\pi/n$  avec  $n$  entier, et il est ainsi possible d'obtenir des structures très exotiques comme des quasis cris-

taux [41]. Plus récemment la valve à cristaux liquides à été utilisée pour mettre en évidence la formation des structures par instabilité convective [42].

Dans le cas purement interférentiel, il est possible de générer des structures par rotation de l'image renvoyée sur le photoconducteur (rétroaction non locale) [43]. Des structures en forme de pétales ont été observées dans le cas où l'angle de rotation est commensurable avec  $2\pi$  ( $2\pi/n$ ) et le nombre de pétale obtenus est égal à  $n$ . Si la valeur de l'angle de rotation n'est pas commensurable avec  $2\pi$ , alors les structures à pétales tournent et des spirales sont observées.

La situation  $\theta_1 \neq 0$  ou  $\theta_2 \neq 0$  est très intéressante car elle permet d'observer une réponse bistable du système en fonction de l'intensité du champ injecté et du voltage appliqué à la valve [44, 45]. La présence en sus de la diffraction,  $l \neq 0$ , permet de réunir les conditions favorables pour l'observation de structures localisées. Il est important de remarquer que, comme dans les vapeurs de sodium, les structures localisées sont observées dans un milieu à non linéarité focalisant. Pour obtenir ces conditions avec le schéma à valve à cristaux liquides, la distance libre de propagation  $l$  doit être négative. Une première observation remonte à l'année 1995 [46], le même groupe montre ensuite l'adressage par perturbation locale optique [47]. L'analyse de la dynamique des structures localisées dans le LCLV a été réalisée par le groupe d'Arecchi à Florence [44], et poursuivie ensuite par S. Residori à l'INLN. Dans ce système plusieurs propriétés des structures localisées prévues par la théorie ont pu être observées expérimentalement : le rôle des anneaux de diffraction autour des structures localisées dans leur interaction [48], le rôle de la bande passante du système en terme de fréquences spatiales [49], le positionnement et la dynamique des structures localisées en présence de rétroaction non locale [50], la dynamique des structures localisées en présence d'un gradient [51]. La coexistence des deux types de structures localisées a été montré expérimentalement dans [52]. Deux instabilités modulationnelles se produisent pour des valeurs des paramètres très proches ; l'une dans la branche haute de la courbe de bistabilité, amène à la formation d'hexagones ; l'autre dans la branche basse, amène à la formation des nids d'abeille. Chacun des deux types

de structures localisées découle du voisinage avec une des deux instabilités modulationnelles et, pour chaque type de structure localisées il y a donc des énergies d'activation différentes. La possibilité d'utiliser des matrices de structures localisées pour stocker de l'information dans le plan transverse de la valve LCD a été montrée en [53]. Un display LCD est utilisé comme modulateur spatial de phase et/ou d'amplitude du faisceau injecté dans le système. Les pixels du modulateur sont individuellement contrôlés par ordinateur. Il a été donc possible de montrer un contrôle très précis de l'allumage et du positionnement des structures localisées par masque d'intensité et/ou de phase. L'analyse expérimentale de la vitesse de déplacement en fonction du gradient dans l'intensité du faisceau injecté a été réalisée dans [54]. Cependant, pour des applications telecoms, ce système présente de limitations en terme de miniaturisation et de vitesse. La taille typique d'une valve de LCD est de l'ordre du centimètre et une structure localisée dans ce système a typiquement une taille de l'ordre du millimètre. La réponse du LCD et donc le temps nécessaire pour écrire une structure localisée, sont typiquement de l'ordre du dixième de seconde. La vitesse de déplacement des structures localisées dans un gradient de phase est de l'ordre du la dixième du millimètre par seconde.

### 1.3.3 Dans un milieu photoréfractif en cavité

Le milieu photoréfractif est placé dans une cavité à anneau et il fait office de milieu actif pompé par un laser à argon (pour une description du système voir [55]). Nous sommes donc en présence d'un système très différent des systèmes précédents : ici le milieu est actif et le schéma de formation des structures est basé sur la propagation d'un champ électromagnétique dans une cavité fermée de longueur  $L$  avec un milieu actif de taille longitudinale  $l$ , typiquement  $L \gg l$ . Il n'y a pas de champ injecté car, ici, le champ qui circule dans la cavité va se générer spontanément à partir du bruit de diffusion (état de vide du champ) par l'amplification opérée par le milieu actif. Le milieu photoréfractif (par exemple bismuth silicon oxide, BSO) est un cristal dont des porteurs de charge peuvent passer dans la bande de conduction ou de valence à l'endroit où une onde électromagnétique

éclaire le cristal. Ils peuvent ensuite se déplacer sous l'effet de la diffusion ou bien l'application d'un champ électrique DC. Quand les porteurs de charge arrivent dans des zones moins éclairées du milieu ils disparaissent par recombinaison. La distribution non uniforme de charge qui résulte de la migration des porteurs crée un champ électrique, appelé le champ de charge d'espace, qui induit une modification de l'indice de réfraction du milieu. L'interférence entre le champ signal circulant dans la cavité et le champ de pompage du milieu fait apparaître des franges sur le cristal et, par conséquence, un réseau de charges. Ce réseau diffracte l'énergie du champ de pompage dans le champ signal qui circule dans la cavité. La cavité optique fournit donc le mécanisme de rétroaction positive pour le champ signal sur le milieu amplificateur et un signal macroscopique va donc être généré à partir du bruit de diffusion de la pompe dans le cristal. Les milieux photoréfractifs ont été largement étudiés pour l'analyse de la formation de structures en optique et pas seulement dans un schéma avec cavité optique. D'autres schémas ont été explorés : à rétroaction par un seul miroir ([56, 57, 58]), avec deux faisceaux de pompe contrepropageants ([59, 60]). Expérimentalement, la popularité des milieux photoréfractifs s'explique par le temps de réponse très lent du milieu photoréfractif qui permet de suivre la dynamique spatio temporelle très facilement à l'aide de caméras CCD.

La formation de structures dans le plan transverse du champ signal qui va se générer dans la cavité optique est régie par deux paramètres principaux : le champ statique appliqué au cristal et le nombre de Fresnel de la cavité, qui peut-être changé par une ouverture variable dans la cavité. Le voltage DC est lié au gain du cristal car la dépendance de l'indice de réfraction de l'intensité lumineuse dépend de ce voltage DC. Dans [9] la dépendance du système par rapport au nombre de Fresnel a été analysée : pour de faibles  $F$ , il y a une émission de radiation caractérisée par une section transverse dominée par les condition des bords. Nous observons donc des modes de Gauss Laguerre qui peuvent se succéder dans le temps selon des séquences régulières ou chaotiques [61, 62]. Le rôle des condition de bords est mis en évidence par le fait que la taille des structures dépend de  $F$

(elle suit une loi en  $1/\sqrt{F}$ ). Quand  $F$  est augmenté au delà d'une valeur critique (typiquement au delà de 10) la taille des structures est indépendante de  $F$  et la longueur de corrélation des structures est fixée par la longueur de diffusion des porteurs de charges dans le milieu. Des défauts topologiques apparaissent [63]. Les structures localisées ont été observées dans ce système par Saffman, Montgomery et Anderson [64]. La bistabilité optique a été obtenue en plaçant un absorbant saturable photoréfractif en configuration auto imageante avec le photoréfractif amplificateur. La cavité a un nombre de Fresnel très élevé (240). Dans ces conditions, des structures localisées ont été observées. Elles apparaissent à un endroit arbitraire du plan transverse à chaque réalisation et se déplacent lorsque la cavité est légèrement désalignée.

## Chapitre 2

# Les solitons de cavité dans les lasers à semiconducteurs à cavité verticale

L'idée d'utiliser une cavité optique avec un champ injecté pour étudier l'existence des solitons de cavité paraît très naturelle lorsque l'on considère que ce système est connu pour présenter une réponse bistable en fonction de l'intensité du champ injecté. Par ailleurs, le développement de structures spatiales dans un résonateur optique est un problème bien connu théoriquement. Les équations de Maxwell-Bloch décrivent l'interaction radiation matière et la propagation du champ. La diffraction du champ est décrite en approximation paraxiale par un terme complexe dans la propagation du champ qui contient le Laplacien transverse du champ (1.1.2). L'existence des structures localisées s'appuie sur l'absence de conditions de bords contraignantes dans le plan transverse. En effet, la remarquable propriété de pouvoir allumer les structures localisées de façon locale, sans perturber le profil de champ alentours, impose que la longueur de corrélation du système soit très petite par rapport à la taille transverse du système. Il faudra donc envisager des cavités à nombre de Fresnel très grand. Le cadre est donc clair : il faut considérer des systèmes à très grands nombre de Fresnel capables de développer des structures indépendantes des conditions de bord et les placer dans une condition de bi- ou multi-stabilité où il y a coexistence de deux ou plusieurs solutions pour le même point dans l'espace des paramètres.

Les lasers à semi-conducteur à cavité verticale (VCSELs) offrent une réponse à cette demande. Les VCSELs sont des lasers très courts dans la direction longitudinale (quelques microns et donc monomode longitudinalement) et dont le processus de fabrication permet d'atteindre des dimensions transverses de plus de 150 micron. Jamais dans l'histoire des lasers un tel rapport d'aspect n'avait été envisageable. Seule l'introduction de la technologie à puits quantiques et la possibilité de créer des résonateurs à très grande finesse avec les miroirs de Bragg a permis de surmonter les problèmes de pertes associés à un résonateur de si grande taille.

Par ailleurs les lasers à semi-conducteurs ont une grande importance dans les telecom et dans l'optoélectronique en général. En fait, pour pouvoir exploiter le potentiel d'application des structures localisées, il faut des systèmes rapides, miniaturisables et que l'on peut facilement interfacer avec la technologie existante. Dans la dernière décennie les VCSELs sont devenus des sources lasers très performantes pour les telecommunications optiques. Technologiquement ces performances ont été atteintes grâce à une réduction significative de la résistance électrique des couches de Bragg (sans pour autant augmenter l'absorption optique) et à l'optimisation du confinement du courant dans la région active par une ouverture d'oxide. D'un point de vue économique, nous soulignerons qu'il est possible d'obtenir des milliers des dispositifs à partir d'un seul wafer avec une réduction conséquente des coûts de production. Les VCSELs sont obtenus simplement en coupant le wafer autour des contacts électriques déposées sur la dernière couche de Bragg, sans besoin de cliver les cotés pour obtenir la cavité optique (comme dans la production des laser à émission latérale).

Pour toutes ces raisons, les VCSELs offrent le cadre idéal pour à la fois démontrer l'existence des structures localisées dans les lasers à semiconducteur et pour les utiliser dans les applications technologiques.

## 2.1 Les travaux théoriques

Ce chapitre est un résumé de plusieurs travaux théoriques qui ont ouvert le chemin à l'observation des Solitons de Cavité. D'autres travaux en forte interaction avec notre activité expérimentale ont suivi et seront présentés avec la description des nos résultats expérimentaux dans la section 2.2.

Un premier travail théorique de Firth [65] montre que les solitons de cavité (dans l'article ils sont appelés "Optical Bullets Hole") peuvent se former dans une cavité remplie d'absorbant saturable (sans effet Kerr) injecté par un champ homogène et cohérent (faisceau de maintien). Les solitons de cavité sont trouvés numériquement dans l'espace de paramètres au voisinage d'une instabilité modulationnelle. Ils coexistent avec une solution d'émission homogène de basse intensité. L'invariance translationnelle du système fait ainsi que le moindre gradient des paramètres dans la direction transverse induit une translation des solutions du système. Il est donc possible d'induire une translation des solitons de cavité (comme d'ailleurs pour les structures en général) en appliquant un gradient de phase ou d'amplitude dans le champ injecté. Ceci permet aussi de reconfigurer le positionnement des solitons de cavité selon un paysage de phase ou d'amplitude imposé par le champ injecté. A ce travail il suit un article de Brambilla et collaborateurs [66] où le contrôle de l'allumage et de l'extinction des solitons de cavité par une perturbation locale sous la forme d'un faisceau ayant environ la taille d'un solitons de cavité (faisceau d'écriture) est analysé . En 1997 et dans les années qui suivent l'analyse théorique se précise dans les milieux semi-conducteurs à puits quantiques multiples placés à l'intérieur d'un résonateur monomode longitudinal et à très grand nombre de Fresnel [67, 68]. La stabilité des solitons de cavité dans ces dispositifs est étudiée numériquement en présence de la diffusion de porteur de charge et en fonction du signe de la nonlinearité. Les résultats montrent que les solitons de cavité existent dans une région étendue de l'espace des paramètres soit dans les systèmes amplificateur, (VCSELs avec injection de courant légèrement en dessous du seuil) soit dans les systèmes passifs (structures à cavité verticale



sans inversion de population). Cette analyse est ensuite étendue aux structures à semiconducteurs massives dans le cas passif avec des résultats prometteurs pour la stabilité des solitons de cavité[69]. Dans tous ces travaux l'expression de la susceptibilité du semiconducteur utilisée est déduite sur une base phénoménologique, par ailleurs largement utilisée dans la littérature. Dans [70] une expression de la susceptibilité déduite des premiers principes (avec inclusion des effets "many body" et "Coulomb enhancement") est utilisée sans véritable changement pour la stabilité des solitons de cavités par rapport aux résultats obtenus dans l'approche phénoménologique.

La possibilité de mouvoir les solitons de cavité par l'introduction d'un gradient dans les paramètres (par exemple dans la phase ou l'intensité du champ injecté) est analysée en détails dans [71]. Dans cet article le spectre des valeurs propres de la solution de solitons de cavité est analysé afin de décrire la stabilité et la dynamique des solitons de cavité en présence d'une dépendance spatiale d'un paramètre. Le spectre d'un soliton de cavité présente une valeur propre nulle qui correspond à l'invariance translationnelle du système. Son vecteur propre correspond à l'opérateur de translation spatiale pour le solitons de cavité. Donc une perturbation va forcément exciter ce vecteur propre et induire un mouvement du soliton. Si la phase ou l'intensité du champ injecté dépend linéairement de l'espace ( $E_I(x) = E_I^{(h)} e^{(ikx)}$  ou  $E_I(x) = E_I^{(h)} kx$ ) alors il est possible de calculer la vitesse de déplacement qui sera proportionnelle à  $k$  en première approximation.

La stabilité des structures localisées à plusieurs pics a été analysé dans [73] en relation avec la théorie analytique des fronts reliant la solution homogène avec des portions de la solution correspondante à la structure. Le diagramme de bifurcation de ces solutions localisées décrit un "serpentage homocline" (homoclinique snaking). Des solitons de cavité à nombre croissant de pics coexistent dans l'espace des paramètres et l'énergie d'activation de chaque type de solitons de cavité augmente avec le nombre de pics de la structure. Signalons ici un point qui, aujourd'hui, n'est pas encore clarifié, concernant la coexistence entre la solution structurée (qui fixe la taille de solitons) et la solution homogène. Alors

que dans toutes les observations des solitons de cavité, il apparaît clairement que les structures localisées se forment au voisinage d'une instabilité modulatoire sous-critique, la structure globalement étendue à tout l'espace n'a jamais été observée expérimentalement en coexistence avec les structures localisées. De plus, les solitons de cavités apparaissent spontanément de la solution homogène quand on augmente le paramètre de contrôle sans passer par la solution à motifs. Ceci ressort aussi de certains travaux numériques où les solitons de cavité peuvent exister dans des régions de l'espace des paramètres où la structure spatialement étendue n'est pas stable. Ce constat est en contradiction avec la théorie de fronts qui préconise la coexistence entre le motif et la solution homogène pour la génération des structures localisées. Une justification de cette contradiction a récemment été proposée par un couplage global de la non-linéarité du système. Ce couplage non locale pourrait venir des effets thermiques ou de la diffusion de porteur ou, de façon plus générale, des effets des bords [74]. Ce couplage déforme le serpentage de façon que les plages de stabilité de chaque branche ne sont plus alignées verticalement dans le diagramme de bifurcation. Ainsi, en augmentant le paramètre de contrôle, à partir de la solution homogène, le système évolue vers la structure à un pic, puis à deux pics, à trois pics et ainsi de suite. Une excitation locale du système ne permet donc pas de basculer arbitrairement d'une branche à une autre, puisque leurs domaines de stabilité ne se superposent pas forcément dans l'espace des paramètres. Une autre explication, proposée très récemment par M. Clerc de l'Université du Chili et ses collaborateurs, envisage un mécanisme alternatif pour la génération des structures localisées sans invoquer l'existence d'un mécanisme de couplage global. Les structures localisées, selon cette idée, se gèrent directement par bifurcation noeud-col de la solution motif qui, même si elle disparaît, laisse au voisinage de la bifurcation une structuration réminiscente des trajectoires dans l'espace de phase. En dynamique non linéaire cette structuration après une bifurcation est appelée "phantom". Les structures localisées se forment ainsi grâce à une unique connexion homocline de la solution homogène à elle-même, sans qu'il existe une autre solution stable. Les structures localisées

existeraient donc aussi en dehors de la region de stabilité de la structure.

## 2.2 Les observations expérimentales

### 2.2.1 Le montage expérimentale

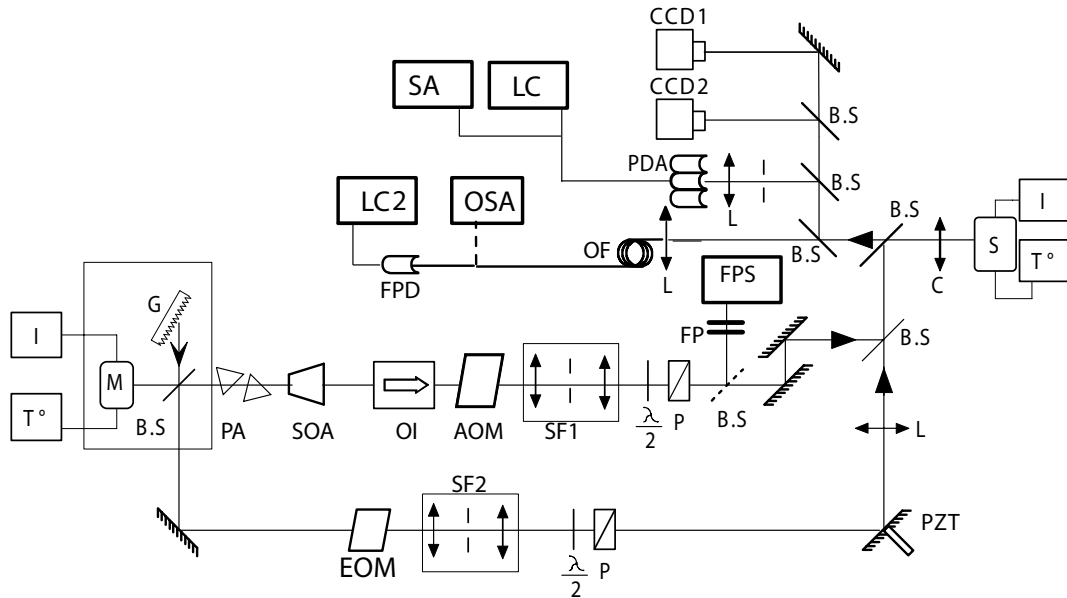


FIG. 2.1 – Montage expérimentale : M laser maitre, S laser esclave, BS séparateur de faisceau, I alimentation de courant,  $T^\circ$  contrôle de température, G réseau, OI isolateur optique, PA prismes anamorphiques, AOM modulateur acousto optique, EOM modulateur electro optique, SF filtre spatial et telescope, P polariseur, PZT miroir monté sur piézoélectrique, C collimateur, OF fibre optique, OSA analyseur de spectre optique, FP fabry Perot interféromètre, FPS oscilloscope pour interféromètre, LC oscilloscope digitale 500 MHz, LC2 oscilloscope digitale 6 GHz, SA analyseur de spectre, PDA matrice de détecteurs, FPD détecteur rapide (8GHz), CCD camera CCD, L lentille,  $\lambda/2$  lame à demi longueur d'onde.

Le montage expérimental utilisé pour la mise en évidence des solitons de cavité et leurs propriétés est montré dans la fig. 2.1. Nous pouvons y identifier trois parties : la première partie est destinée à la préparation des faisceaux d'injection, la seconde est composée par le laser à cavité verticale où nous allons générer les solitons de cavités (laser esclave) et la dernière partie comporte le système

de détection de l'émission du laser esclave. La pièce maîtresse de la première partie est le laser maître qui génère les faisceaux d'injection. Il s'agit d'un laser de puissance à émission latérale, conçu pour le pompage de fibres dopées à l'Erbium. Il est monté en configuration Littrow avec un réseau externe qui permet d'accorder la fréquence d'émission. L'accordabilité, obtenue grâce à une rotation du réseau de diffraction par actuateur piézoélectrique, est continue sur une plage de 6 GHz avant qu'un saut de mode longitudinal se produise dans le laser, et l'émission alors saute de 41 GHz. Toutefois, en réglant la température du dispositif, il est possible de couvrir les plages de fréquence qui resteraient hors d'atteinte par rotation du réseau. Une rotation du réseau par vis micrométrique permet d'accorder le dispositif sur une dizaine de nanomètres. L'émission est très stable en fréquence et en intensité avec une largeur de raie de moins de 1 MHz et une intensité de l'ordre de 150 mW. Deux faisceaux sont récupérés à la sortie du laser accordable.

Le premier (80 % de la puissance d'émission du laser) est utilisé comme faisceau de maintien ("*holding beam*"), l'autre est utilisé comme faisceau d'écriture ("*writing beam*"). Le premier faisceau, à la sortie du laser, est fortement astigmatique, son profil est amélioré par deux cristaux anamorphiques. Il est ensuite focalisé dans un amplificateur optique qui permet d'augmenter de 10 dB sa puissance. Un isolateur optique (de plus de 30 dB d'isolation) empêche la réflexion de la lumière sur l'amplificateur. Le faisceau de maintien est ensuite filtré spatialement et sa taille est portée à 300 micron à l'aide d'un télescope. Après le filtre spatial, la puissance maximale disponible pour l'injection est de l'ordre d'une cinquantaine de mWs.

Le faisceau d'écriture passe dans un modulateur électro optique qui fait office d'interrupteur pour ce faisceau avec un temps de montée de  $575 \pm 50$  ps. Ensuite, ce faisceau passe à travers un filtre spatial qui le dimensionne à un col d'une dizaine de microns. Un miroir monté sur un dispositif piézoélectrique permet de défléchir le faisceau vers le laser esclave tout en contrôlant sa phase. Les deux faisceaux sont superposés à l'aide d'un séparateur de faisceau et renvoyés vers le laser esclave à travers un collimateur à grand ouverture numérique.

La partie de détection est composée d'une camera CCD digitale placée dans le champ proche de l'émission du laser esclave afin d'en acquérir le profil d'émission et d'une deuxième caméra CCD placée dans le champ lointain afin de acquérir la transformée de Fourier du champ proche. L'information obtenue par ces caméras est intégrée dans le temps, à cause des temps de réponse des caméras (le temps le plus rapide pour l'obturateur électronique étant de l'ordre de 1/10000 de second). Une matrice de détecteurs rapides (350 MHz) est également placée dans le champ proche afin de détecter l'émission locale (sur une section d'une dizaine de microns de diamètre) du laser esclave. L'émission locale peut être détectée aussi par une photodiode de 8 GHz de bande passante qui, branchée sur un oscilloscope de 6 GHz de bande passante, permet de résoudre des échelles de temps très rapides. Un analyseur de spectre permet d'acquérir le spectre de puissance des signaux de sortie du laser esclave et un analyseur de spectre optique permet l'acquisition du spectre optique émis (localement ou intégré dans l'espace). Un interféromètre Fabry - Pérot permet le monitoring de la fréquence du laser maître.

Le laser esclave est stabilisé en température et en courant et nous allons décrire ses caractéristiques dans le paragraphe suivant.

### **2.2.2 Le laser à cavité verticale**

D'un point de vue technologique la fabrication d'un laser à semi-conducteurs à cavité verticale de très grande section (plus de 100 micron) est un défi majeur. Rappelons ici qu'un laser à cavité verticale (VCSEL) est un laser qui émet par la surface du wafer et donc orthogonalement aux couches de semi-conducteurs qui forment la région active. Le résonateur du VCSEL est formé par deux miroirs de Bragg (succession de couches de *GaAs* et *AlGaAs* en alternance). Sa longueur de quelques microns assure la présence d'un unique mode longitudinal sous la courbe de gain. La finesse de ce résonateur est très élevée afin de compenser sa petite longueur (les miroirs ont une réflectivité supérieure à 99%). Le courant de pompage a la même direction que l'axe du résonateur.

Les dispositifs que nous avons utilisés sont fabriqués par ULM Photonics

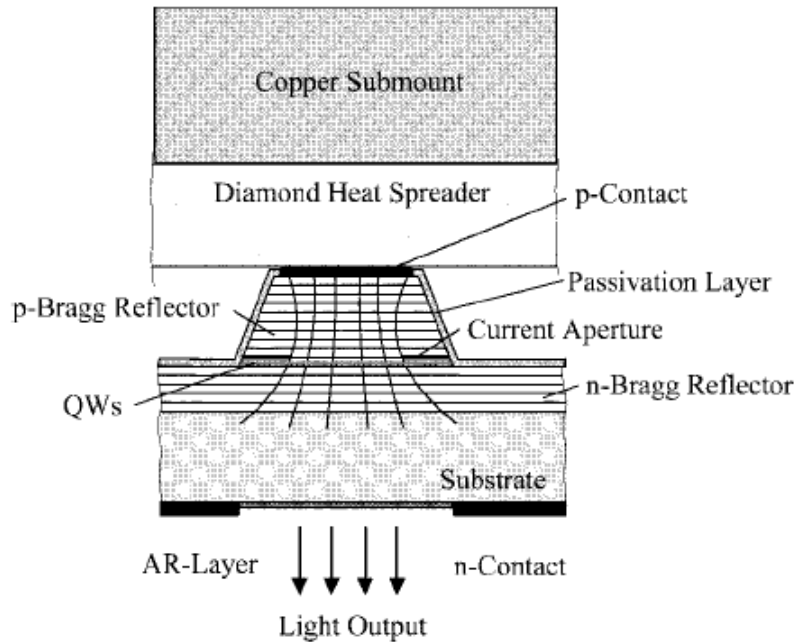


FIG. 2.2 – Schema du VCSEL en configuration "bottom emitting". From [76]

(aujourd'hui devenu une filiale de Philips). Il s'agit de dispositifs à trois puits quantiques montés en configuration bottom-emitter et qui lasent à 980 nm. La description détaillée de ces dispositifs au niveau est décrite en [75, 76]. Dans la technologie bottom emitter l'émission laser passe à travers le substrat de GaAs au dessus duquel toutes les couches sont déposées par croissance MBE (voir Fig. 2.2). Comme le contact électrique proche de la region active (p) ne doit pas laisser passer la lumière, il peut couvrir entièrement la section du dispositif. Ceci augmente considérablement l'homogénéité de l'injection du courant qui devient critique quand la taille transverse du laser est importante. Dans la technologie top-emitter, l'émission se fait par le contact le plus proche de la region active. Ce contact doit donc être en forme d'anneau pour permettre l'émission de lumière. Par conséquent, les lignes de courant sont très courbées au niveau de la region active et l'injection électrique est fortement inhomogène [76]. L'autre problème important pour le dispositif à très grande superficie est la dissipation thermique : pour pomper électriquement des sections importantes il faut une quantité de

courant conséquente. Celle-ci se traduit par un effet Joule qui peut réchauffer considérablement le laser. Le problème de dissiper efficacement cette chaleur a été résolu en soudant un dissipateur en diamant à l'arrière du contact électrique (p). Ce dissipateur est monté sur un substrat en cuivre qui peut être mis en contact avec une cellule Peltier. L'autre aspect important de ce dispositif est l'alignement, au courant de seuil, de la courbe de gain avec la résonance de cavité. C'est un problème majeur car le pic de la courbe de gain se déplace avec la température ( $3 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ ). Or, même si le pic de résonance de cavité se déplace aussi sous l'influence de la température, il dérive moins ( $0.6 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ ) que celui de la courbe de gain. Le réchauffement du dispositif par effet Joule peut donc engendrer un mauvais alignement entre ces deux pics. Il en résulte une diminution d'efficacité voir l'impossibilité d'atteindre une émission continue. Il est donc important de sélectionner les dispositifs le long du wafer ayant un bon alignement entre ces deux pics.

Un autre aspect critique pour des dispositifs à très grande section est l'homogénéité des paramètres le long de la section transverse. Nous pouvons faire la distinction entre des gradients de paramètre à longue portée et des défauts ponctuels ou imperfections locales. La densité de courant peut s'avérer, malgré l'utilisation de la technologie bottom emitting, inhomogène dans le plan transverse. Il peut y avoir une surdensité du courant près des bords du dispositif, et la température du laser suit alors la même distribution spatiale. Ceci est un exemple d'inhomogénéité à longue portée. Un autre exemple est le gradient de résonance de cavité due à la variation d'épaisseur du wafer à cause d'un processus de croissance pas tout à fait uniforme. Le wafer présente alors une épaisseur légèrement parabolique. Après découpage, les dispositifs obtenus présentent un résonateur avec des miroirs qui ne sont pas parfaitement parallèles. Il en résulte un gradient de résonance de cavité constante en première approximation. Dans l'historique de notre interaction avec Ulm photonics la valeur de ce gradient a diminué progressivement ( $2.3 \text{ GHz}/\mu\text{m}$  pour la première génération de VCSELs  $0.27 \text{ GHz}/\mu\text{m}$  pour la deuxième), et aujourd'hui est tout à fait négligeable. Les défauts ponc-

tuels sont dû à une variation aléatoire dans l'épaisseur des couches de Bragg, ou à une variation ponctuelle de la composition chimique des couches internes, ou bien simplement à un problème d'impureté dans le processus de croissance. Une autre source d'inhomogénéité vient des brisures de la structure hépitaxiale générées à partir d'un défauts superficiels du wafer et qui se traduisent par des lignes de défauts de plusieurs millimètres.

### 2.2.3 Première observation

La première observation expérimentale des solitons de cavité a été décrite dans la revue Nature [77], cet article est joint à la fin de cette section. La validation de l'existence d'un soliton de cavité passe par deux critères : sa bistabilité et son indépendance par rapport aux structures environnantes. La démonstration de l'adressage individuel de deux solitons de cavité constitue une preuve incontestable de cette dernière propriété. En Fig. 4 du [77] nous avons montré cette séquence de contrôle des deux solitons. Le système est préparé dans le domaine de paramètres où il présente une réponse bistable en fonction de l'intensité du faisceau de maintien. Dans cette région, des "pics de lumière" apparaissent dans le plan transverse à la suite d'un léger changement de paramètres (ou par une perturbation mécanique de la table optique). Nous appliquons le faisceau d'écriture en ciblant un point du plan transverse. Le faisceau d'adressage fait apparaître à cet endroit un pic de lumière ; le faisceau est coupé et la structure reste allumée (il s'agit donc bien d'une structure bistable). Ensuite, nous ciblons un deuxième point dans le plan transverse et une deuxième structure est créée à cet endroit et continue à exister quand nous coupons le faisceau d'écriture. Il est très important de remarquer que, dans tout le processus de création de la deuxième structure, rien ne s'est produit sur la première qui est donc indépendante. Ensuite nous changeons la phase du faisceau d'écriture de  $\pi$  par rapport au faisceau de maintien et, en ciblant la deuxième structure, nous l'éteignons. En coupant le faisceau d'adressage la deuxième structure reste éteinte confirmant bien sa bistabilité. Finalement, nous revenons avec le faisceau d'écriture sur la première structure

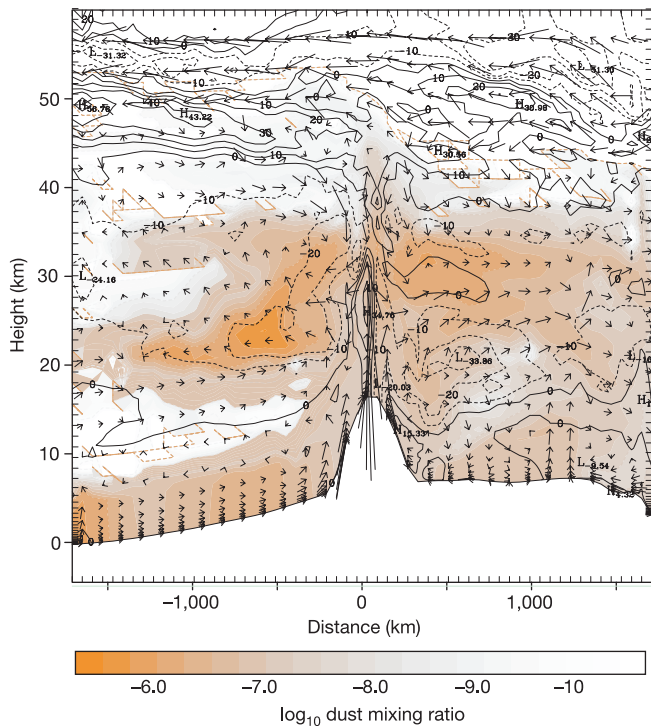


et nous l'effaçons, elle aussi reste bien éteinte lorsque nous enlevons le faisceau d'adressage. Cette opération n'a pas affecté l'intensité d'émission en correspondance de la deuxième structure en confirmant l'indépendance mutuelle. Cette séquence démontre d'un coté que ces "points de lumière" sont bien des solitons de cavité et deuxièmement montre que leur manipulation par une perturbation en forme de faisceau cohérent avec le faisceau de maintien est possible.

Nous remarquons (Fig. 2,3 du [77]) que le profil d'émission du laser est très inhomogène et que la longueur d'onde spatiale des structures émises change le long de la direction horizontale du plan transverse. Cette succession de longueurs d'onde spatiales apparaît aussi, si en regardant une même zone du résonateur, nous changeons la fréquence du faisceau de maintien  $\omega_{inj}$ . Si nous nous rappelons que le dispositif présente un gradient de fréquence de résonance le long de l'axe horizontal de la section transverse, nous comprenons cette phénoménologie. En effet, le désaccord entre la fréquence du champ injecté et la résonance de cavité  $\omega_c$ ,  $\theta = \omega_c - \omega_{inj}/\kappa$  ( $\kappa$  étant la largeur de ligne à mi-hauteur de la cavité), est un paramètre qui change le long de l'axe horizontale avec un gradient constant de 2.3 GHz/ $\mu m$ . En Fig. 2,3 du [77] nous pouvons distinguer une ligne verticale de séparation entre une région à émission homogène et une région à émission de structures dans le plan transverse du VCSEL. Sur cette ligne verticale sont réunies les conditions pour le désaccord  $\theta = \theta_c$  et les autres paramètres afin que l'instabilité modulationnelle se produise. Pour des valeurs de  $\theta$  inférieures (à droite de la ligne d'instabilité modulationnelle) la solution homogène est stable, pour des valeurs de  $\theta$  supérieures (à gauche de la ligne d'instabilité modulationnelle) la solution type structures est stable. Si la fréquence d'injection est changée l'instabilité modulationnelle se déplace dans le plan transverse et nous la retrouvons à l'endroit où la longueur du résonateur est telle que  $\theta = \theta_c$ . Ainsi, en mesurant ce déplacement en fonction du changement de  $\omega_{inj}$ , il est possible de quantifier le gradient de fréquence de résonance du dispositif [78].

La présence de ce gradient a deux effets majeurs : d'un coté il limite l'existence des solitons à une bande étroite du plan transverse au voisinage de la ligne où

l'instabilité modulationnelle se produit, de l'autre, il induit une dérive des solitons vers la région de structures (à désaccord plus négatif). Les solitons visibles dans la manipulation de Fig. 4 du [77] le sont en réalité car il sont accrochés à des défauts locaux du dispositif qui les piègent. Dans le dispositif utilisé dans [77], si nous cherchons à écrire un soliton à un endroit arbitraire du plan transverse, le soliton migre vers une position où un défaut proche le piège (voir Fig. 11 [79]). L'existence de ces défauts brise l'invariance translationnelle du dispositif et affecte donc l'adressage et le positionnement arbitraire des solitons ainsi que leur trajectoire sous l'action d'un gradient dans les paramètres du faisceau de maintien (phase ou intensité). Le rôle de ces défauts est très important dans la caractérisation statique et dynamique des solitons de cavité. Alors que le gradient de résonance de cavité a disparu dans les dispositifs de nouvelle génération, nous sommes encore aujourd'hui confrontés aux limitations imposés par les défauts locaux.



**Figure 4** A vertical, east-west cross-section from grid two, cutting through the centre of Arsia Mons. Shaded regions are  $\log_{10}$  of the dust mixing ratio. Contour lines indicate meridional wind: solid lines, northward-moving air (into the page); dotted lines, southward-moving air (out of the page). Vectors indicate wind velocity in the plane of the figure. The maximum horizontal wind speed is  $95 \text{ m s}^{-1}$ . The maximum vertical velocity is  $9 \text{ m s}^{-1}$ . The dust takes the form of a mushroom-shaped cloud. The upper-level outflow from the thermal circulation advects the dust more than 2,000 km downwind. The meridional wind shows a tight clockwise rotation directly above the caldera. The outflow region to either side of the volcano exhibits a weaker anticlockwise rotation.

(not shown). It would not be unexpected for a water-ice cloud to develop at the top of the thermal circulation. Such cap clouds have been observed by the MOC and by the Viking orbiter<sup>12</sup>. But the actual amount of water vapour in the air is unknown, so we chose to run the model without the presence of any water substance in this study.

The GCMs that are typically used to study the climate of Mars have too coarse a grid spacing to properly resolve Arsia Mons (or the other volcanoes, all of which exhibit similar circulations), and are therefore unable to capture the magnitude of the thermal circulation or the dust injection mechanism associated with the circulations. These same models would not properly reproduce the radiative balance of the atmosphere, as they would not reproduce the dust loading. The easterly winds in the outflow branch (Fig. 4) effectively enhance the depth of the upper-level large-scale easterly winds. Westerly winds in the outflow located below the large-scale upper-level easterly winds increase the wind shear. Consequently, the thermal circulation creates a large perturbation in the larger-scale momentum and thermal fields.

Mars is dotted with numerous topographic features that are too small in horizontal extent to be captured by GCMs, but which may produce large-scale thermal circulations that could perturb the general circulation. Our results suggest that mesoscale thermal circulations may collectively be important in the atmospheric dust budget, and individually can produce strong regional perturbations in the background large-scale flow. □

Received 10 April; accepted 10 September 2002; doi:10.1038/nature01114.

1. Cantor, B., Malin, M. & Edgett, K. S. Multiyear Mars Orbiter Camera (MOC) observations of repeated Martian weather phenomena during the northern summer season. *J. Geophys. Res.* **107**, 10.1029/2001JE001588 (2002).
2. Cantor, B. A., James, P. B., Caplinger, M. & Wolff, M. J. Martian dust storms: 1999 Mars Orbiter Camera observations. *J. Geophys. Res.* **106**, 23653–23687 (2002).
3. Malin, M. C. & Edgett, K. S. Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera: Interplanetary cruise through primary mission. *J. Geophys. Res.* **106**, 23429–23570 (2001).
4. Haberle, R. M. *et al.* General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data. *J. Geophys. Res.* **104**, 8597–8974 (1999).
5. Wilson, R. J. & Hamilton, K. Comprehensive model simulation of thermal tides in the Martian atmosphere. *J. Atmos. Sci.* **53**, 1290–1326 (1996).
6. Forget, F. *et al.* Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *J. Geophys. Res.* **104**, 24155–24175 (1999).
7. Rafkin, S. C. R., Haberle, R. M. & Michaels, T. I. The Mars Regional Atmospheric Modeling System (MRAMS): Model description and selected simulations. *Icarus* **151**, 228–256 (2001).
8. Tyler, D., Barnes, J. R. & Haberle, R. M. Simulation of surface meteorology at the Pathfinder and VLI sites using a Mars mesoscale model. *J. Geophys. Res.* 10.1029/2001JE001618 (2002).
9. Toigo, A. D. & Richardson, M. I. A mesoscale model for the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.* **107**, 10.1029/2001JE001489 (2002).
10. Pielke, R. A. *et al.* A comprehensive meteorological modeling system—RAMS. *Meteorol. Atmos. Phys.* **49**, 69–91 (1992).
11. Murphy, J. R., Haberle, R. M., Toon, O. B. & Pollack, J. B. Martian global dust storms: Zonally symmetric numeric simulations including size-dependent particle transport. *J. Geophys. Res.* **98**, 3197–3220 (1993).
12. Hunt, G. E., Pickersgill, A. O., James, P. B. & Johnson, G. Some diurnal properties of clouds over the martian volcanoes. *Nature* **286**, 362–364 (1980).

**Acknowledgements** We thank Malin Space Science Systems and M. Malin for permitting the use of MOC imagery before release on Planetary Data System. We also thank A. Bridger for comments and suggestions. This work was supported by the NASA Planetary Atmosphere Program, the Mars Data Analysis Program and the Mars Global Surveyor Data Analysis Program.

**Competing interests statement** The authors declare that they have no competing financial interests.

**Correspondence** and requests for materials should be addressed to S.C.R.R. (e-mail: rafkin@met.sun1.met.sjsu.edu or srafkin@boulder.swri.edu).

## Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities

Stephane Barland\*†, Jorge R. Tredicce\*†, Massimo Brambilla†‡, Luigi A. Lugiato‡, Salvador Balle§, Massimo Giudici\*, Tommaso Maggipinto†, Lorenzo Spinelli‡, Giovanna Tissoni‡, Thomas Knödl||, Michael Miller|| & Roland Jäger||

\* Institut Non Lineaire de Nice, 1361 Route des Lucioles, F-06560 Valbonne, France

† INFN, Dipartimento di Fisica Interateneo, Politecnico e Università di Bari, Via Orabona 4, 70126 Bari, Italy

‡ INFN, Dipartimento di Scienze, Università dell'Insubria, Via Valleggio 11, 22100 Como, Italy

§ IMEDEA, Carrer Miguel Marques 21, 07190 Esporles, Islas Baleares, Spain

|| Department of Optoelectronics, University of Ulm, Albert-Einstein-Allee 45, D-89069 Ulm, Germany

¶ These authors contributed equally to this work

Cavity solitons are localized intensity peaks that can form in a homogeneous background of radiation. They are generated by shining laser pulses into optical cavities that contain a nonlinear medium driven by a coherent field (holding beam). The ability to switch cavity solitons on and off<sup>1,2</sup> and to control their location and motion<sup>3</sup> by applying laser pulses makes them interesting as potential 'pixels' for reconfigurable arrays or all-optical processing units. Theoretical work on cavity solitons<sup>2–7</sup> has stimulated a variety of experiments in macroscopic cavities<sup>8–10</sup> and in systems with optical feedback<sup>11–13</sup>. But for practical devices, it is desirable to generate cavity solitons in semiconductor structures, which

would allow fast response and miniaturization. The existence of cavity solitons in semiconductor microcavities has been predicted theoretically<sup>14–17</sup>, and precursors of cavity solitons have been observed, but clear experimental realization has been hindered by boundary-dependence of the resulting optical patterns<sup>18,19</sup>—cavity solitons should be self-confined. Here we demonstrate the generation of cavity solitons in vertical cavity semiconductor microresonators that are electrically pumped above transparency but slightly below lasing threshold<sup>20</sup>. We show that the generated optical spots can be written, erased and manipulated as objects independent of each other and of the boundary. Numerical simulations allow for a clearer interpretation of experimental results.

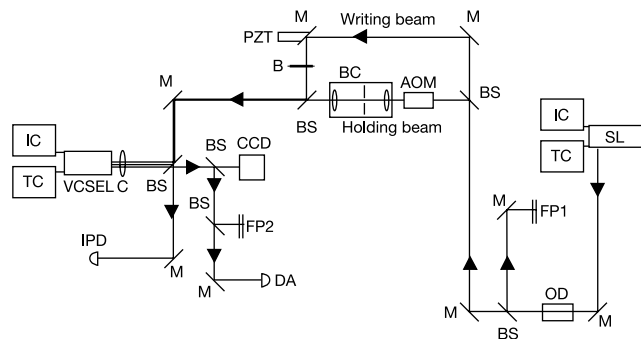
Arrays of cavity solitons (CSs) are nonlinear optical structures<sup>21</sup> within which independent manipulation of the intensity peaks is possible. Cavity solitons belong to the class of localized structures, which also exist in other fields (see, for example, ref. 22), and arise under conditions of coexistence of a homogeneous stationary state and a patterned stationary state for the same values of parameters. Localized structures coincide with the pattern state in a certain restricted region of the plane, and with the homogeneous state outside. A CS corresponds to a localized structure with a single peak. Once ‘written’ by injecting a laser pulse, the CS can be ‘erased’ by injecting another pulse, out of phase with respect to the holding beam, in the location where the CS lies<sup>2</sup>. In the presence of a phase or intensity modulation in the holding beam, CSs tend to move to the nearest local maximum of the modulated profile<sup>3</sup>.

Our experimental set-up is schematically shown in Fig. 1. It consists of a large-area vertical cavity surface emitting laser (VCSEL, 150  $\mu\text{m}$  diameter), operated as an amplifier; injected into this laser is a coherent field, generated by a high-power edge emitting laser

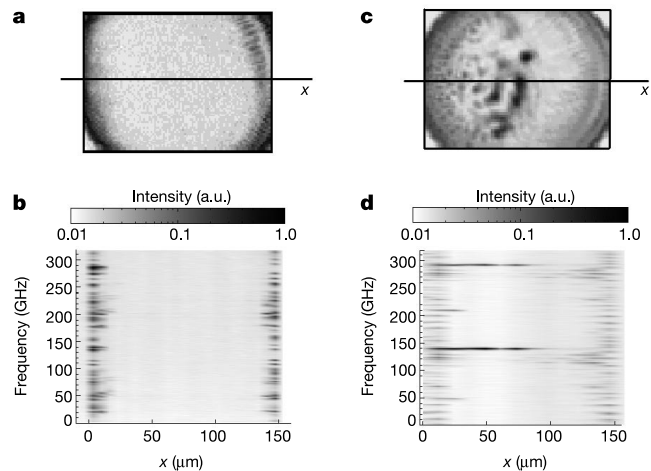
with an external cavity grating. Its wavelength can be continuously tuned in the range 960–980 nm. An acousto-optic modulator or a polarizer controls the external field intensity. The VCSEL is a bottom emitter<sup>23</sup>. One of the electrodes is deposited on the top, covering the whole transverse size of the laser. A full-area n-type contact with a circular emission window is deposited at the back of the GaAs substrate. The large distance between this ring and the active medium ensures a better uniformity of the current than in the case of top-emitter lasers.

We used numerous samples, progressing in time towards optimization of the device architecture. Broad-area VCSELs usually exhibit a strong gradient of the cavity length along the transverse section, owing to the standard epitaxial growth techniques. It is important to note that the output intensity distribution of the free-running VCSEL is not strictly uniform. At currents around 180 mA, the intensity distribution can be associated with a Gauss–Laguerre  $\text{TEM}_{0n}$  mode (Fig. 2a), with  $n$  of the order of 30 or larger, which implies that the system is able to operate with a very large Fresnel number. An analysis of the spatially resolved optical spectrum (Fig. 2b) indicates that the free-running laser emits several frequencies, and that the spectral composition varies with the spatial position across the sample. We can also conclude that the centre region of the VCSEL behaves independently of the boundaries, and hence that the spatial correlation length is much smaller than the size of the sample.

Operating at current values for which the centre region is below threshold, we now inject a coherent holding field: the spatial intensity output distribution undergoes marked changes in that region, while the region near the boundary remains qualitatively unchanged. We estimate that the boundaries control the characteristics of the pattern over distances of around 10  $\mu\text{m}$ . A homogeneous low-intensity region appears on the right-hand side of the sample (Fig. 2c). It is delimited by a well-defined line formed by several high-intensity spots, orthogonal to the cavity resonance gradient. On the left of that line, we see a pattern whose spatial wavelength decreases as it approaches the boundary layer. The



**Figure 1** Schematic experimental set-up. SL, high-power edge emitter laser; its frequency is controlled by means of a grating. IC, current stabilization; the overall current is stabilized better than 1%. TC, temperature controller. A Peltier junction ensures thermal stabilization of better than 0.01 °C. OD, optical diode to isolate the laser producing the holding beam from optical feedback. FP1, FP2, Fabry–Perot resonators that measure the optical frequency of the holding and writing beams (FP1) and output beam (FP2). FP2 is coupled to a fibre in order to measure the spatially resolved optical spectra. The free spectral range (FSR) is 140 GHz, and the finesse is 100. AOM, acousto-optic modulator to change the intensity of the holding beam. BC, beam expander-configurator, used to enlarge and to conform the holding beam. VCSEL, broad-area (150  $\mu\text{m}$ ) vertical cavity surface emitting laser. C, collimator. CCD, charge-coupled-device camera used to monitor the time-averaged intensity distribution (near field) of the beam reflected by the VCSEL and of the holding beam. IPD, photo-detector to measure the intensity of the holding and writing beams. DA, detector array allowing simultaneous measurement of the intensity at different points of the transverse pattern. PZT, piezo-electric ceramic used to change the phase of the writing beam relative to the holding beam. B, blocker. M, mirrors. BS, beam-splitters. The transverse intensity distribution of the master oscillator is spatially filtered and shaped by lenses. Its amplitude is monitored by a photodiode and its optical frequency analysed by a Fabry–Perot interferometer with a free spectral range of 2.5 THz and a finesse of 140. An optical isolator is used to avoid feedback from the sample into the master oscillator.

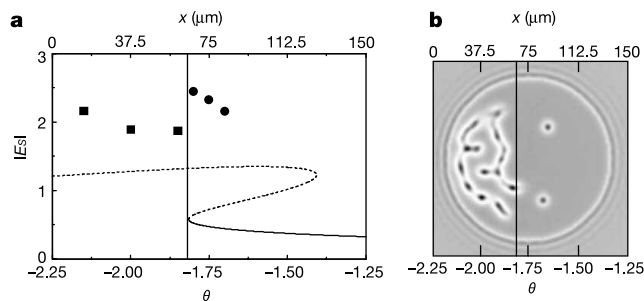


**Figure 2** Average intensity distribution and spatially resolved power spectra (along the lines labelled  $x$  in **a** and **c**) for the free running laser (FRL) and for the driven VCSEL. **a, b**, The intensity distribution (**a**) and the spectrum (**b**) for the FRL pumped at 300 mA. Emission at several well-defined frequencies is observed near the boundary. **c, d**, The intensity distribution (**c**) and the spectrum (**d**) for the VCSEL with injected field. The darker lines (high intensity) in **d** correspond to the frequency of the injected field. The frequency interval between the two dark lines in **d** corresponds to the free spectral range of the Fabry–Perot resonator. The region close to the boundary still shows emission at several frequencies, while the centre region is locked at the frequency of the external field. No defined frequency is observed in the homogeneous region because the intensity is not high enough to allow a measurement with the sensitivity of our detectors.

transition from a homogeneous to a patterned region can be understood by considering that the detuning between cavity resonance and the frequency of the external field is changing along the gradient, and that pattern formation favours larger blue detunings. The spatially resolved optical spectrum (Fig. 2d) shows several frequencies close to the transverse boundary of the VCSEL. However, beyond the boundary layer, the dominant frequency becomes that of the injected field—that is, the VCSEL is locked to the master oscillator. The line separating the pattern and the homogeneous field phase can be interpreted as the locus of the spatial positions where the local values of the cavity resonance and field intensity meet the condition for the onset of a pattern-inducing modulational instability<sup>21</sup>.

This interpretation is supported by our theoretical analyses and simulations, which are based on the model formulated in ref. 16 and generalized to take into account the following: the spatial profile of the holding beam and of the electric current, the constant gradient in cavity resonance, and the unavoidable irregularities in the layers of the Bragg reflectors. The gradient implies that the cavity detuning parameter  $\theta$  varies uniformly along the sample. Figure 3 shows that the line that marks the instability boundary corresponds precisely to the line that separates the pattern and the homogeneous region in the sample.

Fixing all parameter values (amplitude and frequency of the external field and pumping current), we inject a small focused beam (the writing beam) into the homogeneous region. Starting with no spot, the writing beam is capable of generating a high-intensity spot with a diameter of the order of 10  $\mu\text{m}$  when it is in phase with the holding beam. If we remove the writing beam, the bright spot remains 'on' indefinitely. We then change the writing beam phase by  $\pi$ , and inject it again into the sample where the bright spot is. The spot disappears. We remove the writing beam again, and the spatial intensity distribution becomes the same as it was at the beginning of

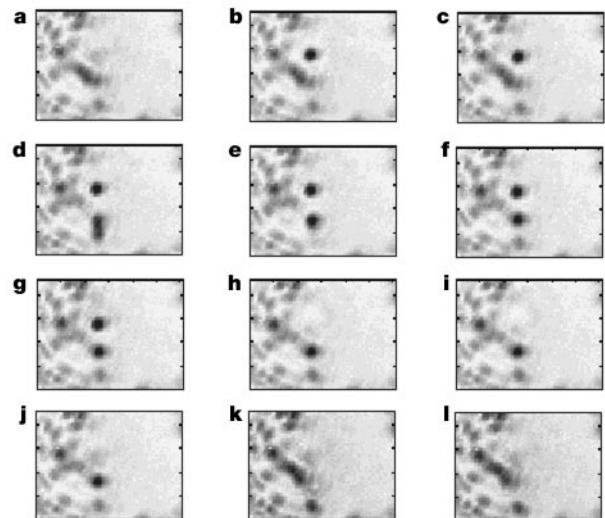


**Figure 3** Numerical simulation and theoretical interpretation of the spatial field profile. **a**, The stable (solid) and unstable (broken) portions of the curve of the intracavity field versus the cavity detuning parameter  $\theta$ , in the homogeneous stationary solution as proceeding from an analytical evaluation of the pattern-inducing modulational instability. It follows from a linear stability analysis of the model equations under plane wave holding field and flat current profile. Such approximations are reasonably met in the central region of the sample. The stable part of the plane-wave stationary curve terminates at  $\theta = -1.81$ , which corresponds to the instability boundary; it is shown by the vertical line. On the left of the line are patterns whose maximum intensities are indicated by squares. On the right, where the homogeneous background is still stable, CSs can be excited (maximum intensities marked by circles). **b**, The numerical transverse field intensity profile. The lower and upper scales indicate the value of  $\theta$  that corresponds to each coordinate  $x$ . The vertical line in **b** corresponds to that in **a**; it can be seen that it satisfactorily meets the actual boundary of the patterned region. Two CSs are excited in the homogeneous region by applying two 6-ns pulses at delayed times. In the following evolution (90 ns), the two CSs move under the combined influence of the detuning gradient and the imperfections, for less than 30 ns, and are eventually pinned in the two locations (just a few micrometres away from where the switching beams were addressed). This simulation includes a time averaging comparable (1  $\mu\text{s}$ ) to that of the CCD used in the experiments (Fig. 4).

the experiment. This proves that we can optically manipulate a single spot, which we claim to be a cavity soliton. Injecting a writing beam in a slightly different location, we can generate a CS: but after removal of the writing beam, it is found to be at the position of the previous spot, suggesting that the latter spot is an attracting locus for CSs. This experiment was repeated at several values of the pumping current between 320 and 360 mA.

By changing the frequency of the injected field, we find various positions where a CS can be located, always to the right of the limit between the homogeneous state and the pattern. Thus, such structures exist in a relatively wide range of injected field intensity and/or pumping current, and always close to the critical detuning value corresponding to the modulational instability. The fact that only a single stable soliton location can exist for fixed parameters is attributed to the presence of the strong resonance gradient. This acts as 'wind', which tends to blow the CS (with a velocity proportional to the gradient) out of its existence region. Thus we can observe a stationary spot only if we can vectorially compensate the force exerted by the cavity length gradient by a force exerted by an intensity gradient of the holding beam, which tends to attract the CS towards the beam centre. Such a compensation can occur only in one spatial position in the transverse plane.

In order to show that more than one spot can be manipulated independently (and therefore that we can definitively identify them as cavity solitons) for a fixed set of the operational parameters, we



**Figure 4** Experimental demonstration of independent writing and erasing of CSs. The intensity distribution of the output field is shown over a 60  $\mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$  region in the sample centre. The holding beam is always on, with a waist ranging from 150 to 250  $\mu\text{m}$  with no significant effect; all other parameters are kept constant. The writing beam power is approximately 50  $\mu\text{W}$  and the holding beam power is 8 mW, although no optimization of such values have been attempted. The persistency of the excited CSs exceeds the observation time (>1 min.). **a**, The writing beam (WB) is blocked. **b**, The 15- $\mu\text{m}$  focused WB impinges on the homogeneous region; it induces the appearance of a single high-intensity spot (dark in the figure) in a limited region of space; **c**, the WB is blocked again, a 10- $\mu\text{m}$  spot remains and is stable; **d**, the WB is displaced in position and switched on again. It generates a second spot; **e, f**, the WB is blocked again and the two bright spots coexist; **g**, the WB is positioned again on the first spot; **h**, the relative phase of the WB relative to the holding beam is changed by  $\pi$ , and the upper spot disappears; **i**, the WB is blocked again, the lower spot persists undisturbed; **j**, the WB is switched on again at the position of the lower spot; **k**, the relative phase of the WB is again brought to  $\pi$  and also the second spot disappears; **l**, the WB is blocked, and the intensity distribution is identical to **a**. Repeated switchings yield stable CS pairs at different locations, for current between 270 mA (sample centre below lasing threshold) and 320 mA (above threshold), thus showing that sample roughness pins the CSs but does not limit in principle the multiplicity of the structures' configurations.



designed a sample to minimize such a gradient and to maximize uniformity in parameter values across the whole section. It presents a central region where the gradient almost vanishes. The current crowding at the borders, with associated localized lasing, still exists. All other characteristics of the sample remain unchanged with respect to the first one. We repeat the experiments with the new sample, and we observe (Fig. 4a) that the homogeneous state can cover most of the diameter of the VCSEL; this occurs over an appreciable range of frequencies of the external field. A boundary is still observable between a pattern and the homogeneous state, on the left side of the sample. By injecting the writing beam inside the homogeneous state, we can generate a CS that remains when the writing beam is removed. We then apply this beam in a different location without changing any parameter value, and a second spot is generated. This spot will also persist after removal of the writing beam. We reach, then, the situation in which two CSs exist. Changing the phase of the writing beam and re-injecting it successively at the location of each spot, we erase each spot in an independent way. The full series is displayed in Fig. 4. In the experiment, the position of the CS can be changed by adding a weak gaussian beam (in phase with the holding beam and with a smaller waist) in a location lying up to three CS diameters off the soliton peak. After removal of this additional gaussian beam, the CS comes back to one of the previous positions.

The theoretical analyses and numerical simulations had the following features, yielding a consistent interpretation on the observed behaviour of CSs. When simulating the switch-on of a CS in the sample with small resonance gradient ( $\nabla\theta$ ), the CS follows  $\nabla\theta$ , drifting leftwards until it merges with the pattern. The small intensity gradient of the gaussian holding beam alone is unable to counterbalance the drift. When a stochastic process simulating the sample roughness is accounted for, the CS moves to a location where it remains fixed. The conditions for such 'trapping' depend on the balance between the local resonance and  $\nabla\theta$ . The number and distribution of such 'trapping sites', related to the imperfections of the device, are interspersed densely enough to allow for a large number of stable CS locations throughout the sample. This effect of layer-related roughness is rather new to investigations<sup>24</sup>: it does not prevent CS motion under the influence of additional field gradients, so that CSs can be manipulated exactly as in the experiment. In particular, the CS drift can be governed by injecting a second gaussian beam with waist smaller than that of the holding beam, but larger than the CS radius. When this beam is positioned close to where the CS has been turned on, it attracts the CS towards its maximum, and traps it in a location where the pull induced by  $\nabla\theta$  is balanced by the intensity gradient; this occurs in a range approximately on the order of the gaussian waist, in agreement with the experiment.

Using CSs, we have realized a monolithic two-bit all-optical information processor: we consider that these results open a possible way to developing a practical device. The future development of our results requires an increase in the number of CSs that can be simultaneously present, and also a way of inducing controllable motion of CSs. To achieve these goals, it will be necessary to introduce appropriate spatial modulations in the holding beam, and to further improve the homogeneity of the sample in the transverse plane. □

Received 5 June; accepted 1 August 2002; doi:10.1038/nature01049.

- McDonald, G. S. & Firth, W. J. Switching dynamics of spatial solitary wave pixels. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1081–1089 (1993).
- Brambilla, M., Lugiato, L. A. & Stefani, M. Interaction and control of optical localized structures. *Europhys. Lett.* **34**, 109–114 (1996).
- Firth, W. J. & Scroggie, A. J. Optical bullet holes: robust controllable localized states of a nonlinear cavity. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1623–1626 (1996).
- McLaughlin, D. W., Moloney, J. V. & Newell, A. C. Solitary waves as fixed points of infinite-dimensional maps in an optical bistable ring cavity. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 75–78 (1983).
- Rosanov, N. N. & Khodova, G. V. Autosolitons in bistable interferometers. *Opt. Spectrosc.* **65**, 449–450 (1988).

- McDonald, G. S. & Firth, W. J. Spatial solitary wave optical memory. *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1328–1335 (1990).
- Tlidi, M., Mandel, P. & Lefever, R. Localized structures and localized patterns in optical bistability. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 640–643 (1994).
- Taranenko, V. B., Staliunas, K. & Weiss, C. O. Spatial soliton laser: localized structures in a laser with a saturable absorber in a self-imaging resonator. *Phys. Rev. A* **56**, 1582–1591 (1997).
- Saffman, M., Montgomery, D. & Anderson, D. Z. Collapse of a transverse-mode continuum in a self-imaging photorefractively pumped ring resonator. *Opt. Lett.* **19**, 518–520 (1994).
- Weiss, C. O., Vaupel, M., Staliunas, K., Sleky, G. & Taranenko, V. B. Solitons and vortices in lasers. *Appl. Phys. B* **68**, 151–168 (1999).
- Schreiber, A., Thuering, B., Kreuzer, M. & Tschudi, T. Experimental investigation of solitary structures in a nonlinear optical feedback system. *Opt. Commun.* **136**, 415–418 (1997).
- Ramazza, P. L., Ducci, S., Boccaletti, S. & Arecchi, F. T. Localized versus delocalized patterns in a nonlinear optical interferometer. *J. Opt. B* **2**, 399–405 (2000).
- Schaepers, B., Feldmann, M., Ackemann, T. & Lange, W. Interaction of localized structures in an optical pattern-forming system. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 748–751 (2000).
- Brambilla, M., Lugiato, L. A., Prati, F., Spinelli, L. & Firth, W. J. Spatial soliton pixels in semiconductor devices. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2042–2045 (1997).
- Michaelis, D., Peschel, U. & Lederer, F. Multistable localized structures and superlattices in semiconductor optical resonators. *Phys. Rev. A* **56**, R3366–R3369 (1997).
- Spinelli, L., Tissoni, G., Brambilla, M., Prati, F. & Lugiato, L. A. Spatial solitons in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. A* **58**, 2542–2559 (1998).
- Spinelli, L., Tissoni, G., Tarengi, M. & Brambilla, M. First principle theory for cavity solitons in semiconductor microresonators. *Eur. Phys. J. D* **15**, 257–266 (2001).
- Taranenko, V. B., Ganne, I., Kuszelewicz, R. & Weiss, C. O. Patterns and localized structures in bistable semiconductor resonators. *Phys. Rev. A* **61**, 063818-5 (2000).
- Taranenko, V. B., Ganne, I., Kuszelewicz, R. & Weiss, C. O. Spatial solitons in a semiconductor microresonator. *Appl. Phys. B* **72**, 377–380 (2001).
- Ackemann, T. et al. Spatial structure of broad area vertical-cavity regenerative amplifiers. *Opt. Lett.* **25**, 814–816 (2000).
- Lugiato, L. A., Brambilla, M. & Gatti, A. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* (eds Bederson, B. and Walther, H.) **Vol. 40** 229–306 (Academic, Boston, 1998).
- Thual, O. & Fauve, S. Localized structures generated by subcritical instabilities. *J. Phys.* **49**, 1829–1923 (1988).
- Grabherr, M. et al. Bottom-emitting VCSELs for high-CW optical output power. *IEEE Photon. Tech. Lett.* **10**, 1061–1063 (1998).
- Fedorov, S. et al. Effects of spatial inhomogeneities on the dynamics of cavity solitons in quadratically nonlinear media. *Phys. Rev. E* **64**, 036610-8 (2001).

**Acknowledgements** We thank E. Capasso, P. Couillet, W. J. Firth and R. Kuszelewicz for discussions. This work was performed in the framework of the ESPRIT project PIANOS and the PRIN project 'Formazione e controllo di solitoni di cavità in microrisonatori a semiconduttore' of the Italian Ministry of University and Research, the contract ACI Photonique of the Ministero de l'Education et la Recherche de France, and the Project TIC99-0645-C05-02 of the Ministerio de Educación y Cultura, Spain.

**Competing interests statement** The authors declare that they have no competing financial interests.

**Correspondence** and requests for materials should be addressed to L.A.L. (e-mail: Luigi.Lugiato@uninsubria.it).

## Stacking of conical molecules with a fullerene apex into polar columns in crystals and liquid crystals

Masaya Sawamura\*‡, Kenji Kawai\*, Yutaka Matsuo\*, Kiyoshi Kanie†, Takashi Kato† & Eiichi Nakamura\*

\* Department of Chemistry, The University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan

† Department of Chemistry and Biotechnology, School of Engineering, The University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

Polar liquid crystalline materials can be used in optical and electronic applications, and recent interest has turned to formation strategies that exploit the shape of polar molecules and their interactions to direct molecular alignment<sup>1,2</sup>. For example, banana-shaped molecules align their molecular bent within smectic layers<sup>3</sup>, whereas conical molecules should form polar

‡ Present address: Department of Chemistry, Hokkaido University, Kita-ku, Sapporo 060-0810, Japan.

## 2.2.4 Caractérisation de l'espace des paramètres

L'étude détaillée de l'espace des paramètres pour le VCSEL solitaire, le système injecté et le régime où les solitons de cavité apparaissent est décrit en [79], joint à la fin de cette section. Nous avons caractérisé la région de bistabilité entre la solution homogène et la solution solitonique en fonction du désaccord  $\theta$ , de l'intensité du faisceau de maintien  $P_{HB}$  et du courant du laser à cavité verticale  $J$  (Fig.10 de [79]). Nous avons aussi quantifié les intensités nécessaires à l'allumage des solitons de cavité en fonction de  $\theta$  de  $P_{HB}$  et de  $J$ . Ceci a été réalisé utilisant un dispositif amélioré par rapport à celui utilisé dans [77] en terme d'homogénéité (gradient de cavité de  $0.27GHz/\mu m$ ). Dans ce dispositif la région où les solitons de cavités peuvent être stable devient beaucoup plus large que dans l'ancien. Le domaine de stabilité de solitons de cavités en terme de  $\theta$  étant de 12 GHz, nous avons à disposition  $45 \mu m$ , qui correspondent environ à un tiers de la surface du dispositif. Toutefois l'observation des solitons de cavités est possible seulement grâce à la présence des défauts locaux dont nous avons parlé précédemment et donc le nombre de solitons de cavités que nous pouvons allumer dans le dispositif est limité par le nombre de défauts capables de les piéger. Une façon d'augmenter ce nombre consiste à injecter un faisceau de maintien avec un angle par rapport à l'axe optique. Ainsi, le gradient de paramètre  $\theta$  qui pousse les solitons de cavités vers la région à valeur de  $|\theta|$  élevée est compensé à l'aide d'un gradient de phase dans le faisceau de maintien qui pousse les solitons de cavités dans la direction opposée. Cette technique nous a permis de créer jusqu'à sept solitons dans la région d'existence (Fig. 13 de [79]).

L'accord avec les simulations numériques est remarquable et il montre bien la fiabilité du modèle théorique associé à notre système. La présence de défauts dans le plan transverse a été décrite comme une rugosité de la surface du laser et donc comme un terme de bruit blanc dans la distribution spatiale de la longueur du résonateur. Le gradient de  $\theta$  a également été introduit pour reproduire fidèlement

le dispositif (Fig.14 de [79]). La distribution spatiale d'intensité du faisceau de maintien a été introduite dans le modèle avec un profil gaussien dont la taille est le double de la taille du dispositif.

L'évolution du système, préparé dans une situation où les structures dominent, face à un changement des paramètres  $(P_{HB}, J)$  a été étudié expérimentalement et théoriquement (Fig. 12 et 16 de [79]). Cette étude montre bien la façon dont les solitons de cavité se forment par contraction des structures. Cette observation, qui a pu être reproduite numériquement, confirme bien l'interprétation des solitons de cavité comme des "restes de pattern en bifurcation". Dans ce paysage il est très intéressant de remarquer le rôle des défauts qui à la fois déforment la régularité des structures et à la fois fixent la position des solitons de cavité. Dans la simulation numérique l'adressage sur un point aléatoirement choisi de la section transverse (Fig. 22 de [79]) montre le même type de mouvement que celui observé expérimentalement (Fig. 11 de [79]). Les solitons de cavité migrent vers un défaut proche, avec une vitesse de l'ordre de quelques centaines de mètre par seconde.



## Cavity solitons in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers below threshold

Xavier Hachair, Stéphane Barland, Luca Furfaro, Massimo Giudici, Salvador Balle,\* and Jorge R. Tredicce  
*Institut Non-linéaire de Nice, UMR 6618 Center National de la Recherche Scientifique-Université de Nice Sophia-Antipolis,  
 06560 Valbonne, France*

Massimo Brambilla, Tommaso Maggipinto, and Ida M. Perrini  
*INFN, Dipartimento di Fisica Interateneo, Università e Politecnico di Bari, Via Orabona 4, 70126 Bari, Italy*

Giovanna Tissoni and Luigi Lugiato  
*INFN, Dipartimento di Scienze, Università dell'Insubria, Via Valleggio 11, 22100 Como, Italy*

(Received 7 November 2003; published 21 April 2004)

Cavity solitons are stationary self-organized bright intensity peaks which form over a homogeneous background in the section of broad area radiation beams. They are generated by shining a writing/erasing laser pulse into a nonlinear optical cavity, driven by a holding beam. The ability to control their location and their motion by introducing phase or amplitude gradients in the holding beam makes them interesting as mobile pixels for all-optical processing units. We show the generation of a number of cavity solitons in broad-area vertical cavity semiconductor microresonators electrically pumped above transparency but slightly below threshold. We analyze the switching process in details. The observed spots can be written, erased, and manipulated as independent objects, as predicted by the theoretical model. An especially tailored one is used to simulate the studied phenomena and to compare our simulations to the experimental findings with good agreement.

DOI: 10.1103/PhysRevA.69.043817

PACS number(s): 42.65.Sf, 42.70.Nq, 42.65.Tg

### I. INTRODUCTION

The analysis of unstable and chaotic phenomena [1,2] found a fertile ground in the field of nonlinear optics. In the late eighties, the main focus shifted from temporal effects to spatial pattern formation in the structure of the electromagnetic (e.m.) field in the transverse sections of broad-area radiation beams, when they interact with nonlinear media (see Refs. [3–5] and references quoted therein). The investigations in this domain offer an approach to parallel optical information processing, by encoding information in the transverse structure of the field. The idea is of considering the transverse planes as a blackboard on which light spots can be written and erased in any desired location and in a controlled way. Optical patterns may display an array of light spots, but are unsuitable for this task because the intensity peaks are strongly correlated with one another, so that they cannot be manipulated as independent objects. This task becomes possible, instead, using cavity solitons (CSs), a peculiar type of spatial solitons [6] which arise in a dissipative environment. They belong to the class of localized structures, which were discovered in other fields (see, e.g., Refs. [7,8] and for a general theory [9]) and arise under conditions of coexistence, in a nonlinear dynamical system, of a homogeneous stationary state and a patterned stationary state: for the same values of the parameters, according to the initial condition, the system may approach the homogeneous or the pattern state. Localized structures are intermediate between

the two, in the sense that they coincide with the pattern state in a certain restricted region of the plane, and with the homogeneous state outside. By definition, localized structures must be independent of the boundary. A cavity soliton corresponds to a localized structure with a single peak. After pioneering works in the eighties [10–12], noteworthy attention was focussed on CSs since the midnineties [5,13–17]. They are generated in optical resonators containing nonlinear materials and driven by a broad area, coherent, and stationary holding beam (Fig. 1). The device is operated under parametric conditions such that the output is basically uniform over an extended region. However, by injecting a localized laser pulse one can write a CS where the pulse passes (at the location in the device cross section where the pulse impinges) and the CS persists after the pulse. The CSs written in this way can be erased by injecting again pulses in the locations where they lie; these pulses must be coherent and out of phase with respect to the holding beam [15]. Cavity solitons are not standard optical spatial solitons which arise from the balance of nonlinear self-focusing and diffraction or from nonlinear phase modulation, such as those considered in Ref. [6]. As a matter of fact, CSs may emerge even in

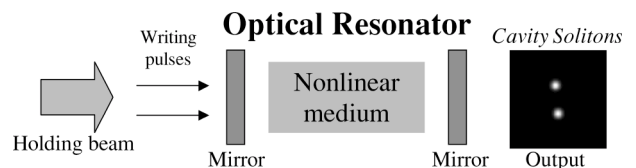


FIG. 1. A coherent, stationary, quasi-plane-wave holding field drives an optical cavity containing a nonlinear medium. The injection of narrow laser pulses creates persistent localized intensity peaks in the output (cavity solitons).

\*Also at Institut Mediterrani d'Estudis Avançats, IMEDEA (CSIC-Universitat de les Illes Balears), C/Miquel Marquès 21, E-07190 Esporles, Spain.

presence of moderate self-defocusing, provided the carrier diffusion is large enough. They manifest a condition of bistability between an “on” localized state (induced by the writing beam) and an “off” low intensity state.

In presence of a phase (intensity) modulation in the holding beam, CSs tend to move to the nearest local maximum of the phase (intensity) profile [14]; for instance, by introducing a periodic phase modulation it is possible to create a reconfigurable array of CSs, which act as binary pixels. Experimental observations of localized structures in macroscopic cavities have been obtained [18–20]. Similar phenomena have been observed in systems with feedback [21–23] and recent works on control of large solitons arrays have been reported [24,25]. On the other hand, the observation of CSs in semiconductor microresonators is an important issue not only for fundamental physics but also for developing useful devices; theories for this configuration have been formulated in Refs. [26–31]. Optical patterns in semiconductor cavities have been observed in Refs. [32–36]. Phenomena of light localization, i.e., precursors or candidates for CSs, have been reported [33,37,38]; thermal effects play an important role in these observations. A clear-cut demonstration of objects that can be manipulated independently of each other and of the boundary, as it must be for CSs, has been obtained recently [39], using broad-area vertical cavity semiconductor laser, driven above transparency but slightly below threshold. A recent review on the topic of cavity solitons, with a rich list of references, can be found in Ref. [40]. In this paper we provide a more detailed description of some results briefly described in Ref. [39] and extend them. Especially, in the experimental part we demonstrate the generation of quite a number of CSs in the transverse section, whereas Ref. [39] reported on the writing/erasing of two solitons. In addition, we perform a careful analysis of the switching process of CSs. Furthermore, we provide a detailed description of the model used to simulate the experiment and present an extended comparison between the results of the numerical simulations and those of the experiment. These results arose from the close collaboration of the experimental group in Nice and the theoretical groups in Como and Bari. In Sec. II we present the experimental results, while in Sec. III we describe the theoretical and numerical results comparing them to the experimental evidences. The conclusions and perspectives are outlined in Sec. IV.

## II. THE EXPERIMENT

### A. The experimental setup

The laser where we are intended to generate the cavity solitons has been provided by Ulm university and is an oxidized bottom-emitter vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) with Bragg mirrors consisting of 20.5 pairs on the bottom side and 30 pairs on the top side, and three quantum wells emitting around 970 nm at threshold [41]. Its diameter is 150  $\mu\text{m}$ .

An external-cavity laser in Littrow configuration (Fig. 2) provides the holding beam (HB), which can be tuned in the range 960–980 nm by steps of 51 GHz (which corresponds to the longitudinal mode separation of the laser) and, for

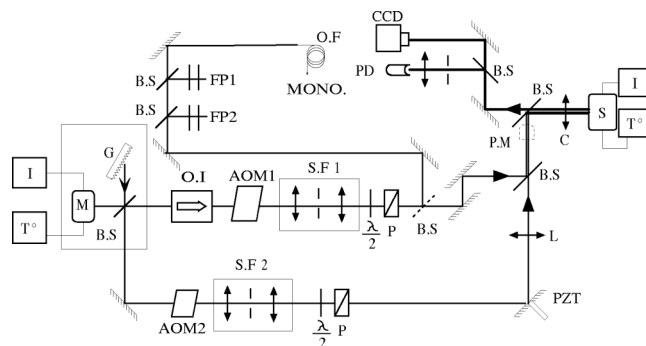


FIG. 2. Experimental setup. *M*, high power edge emitter laser; *I*, Current driver stabilized up to 0.01 mA;  $T^O$ , Temperature controller; *G*, grating; *O.I.*, optical diode; *FP*, Fabry-Perot resonators; *AOM*, Acousto-optic modulators; *S.F.1*, Beam expander-configurator with spatial filtering; *S.F.2*, Beam reducer configurator with spatial filtering; *S*, broad-area vertical cavity surface emitting laser; *C*, collimator; *CCD*, camera; *PD*, Photodetector; *PZT*, Piezoelectric ceramic; *M* and *BS*, mirrors and beam splitters; *PM*, power meter (optional);  $\lambda/2$ ,  $\lambda/2$  wave plates; *P*, polarizes; *OF* and *MONO*, optical fiber and monochromator.

each step, it can be tuned continuously on a range of 6 GHz. The measured linewidth is less than 1 MHz on long-time acquisitions (larger than 1 min), while the maximum power attainable is 100 mW. This beam is spatially filtered and it is prepared by an optical system in order to obtain a collimated beam having a waist of about 300  $\mu\text{m}$ . This beam, whose intensity can be considered almost uniform across the whole section of the VCSEL, is injected into the cavity along the optical axis. An optical isolator (Gsänger modulator FR 500/1100, return loss >30 dB) is placed at the beam exit of the external-cavity laser in order to avoid any disturbance from back reflections and from the slave output. The intensity of the injection beam entering in the VCSEL (before the collimator) can be adjusted up to 33 mW. The holding beam power is controlled by an acousto-optic modulator (maximum suppression 30%) together with a polarizer. The second output coming from the external cavity laser is used as writing beam (WB). This beam is prepared to obtain a waist of 10–15  $\mu\text{m}$  while its maximum injectable power in the VCSEL is 1 mW. The writing beam power is controlled by an acousto-optic modulator (maximum suppression 30%) and by a polarizer. Writing beam phase relationship with respect the HB is controlled by piezo positioning of a mirror on its own path.

The reflected output of the VCSEL is monitored by a charge-coupled device (CCD) camera Pulnix 765E, on which we form the image of the emitted near field. A photodetector Thorlabs D400 (less than 100 ps rise time) monitor a small portion of the VCSEL transverse plane in order to detect the switching dynamics of a CS. A digital oscilloscope Lecroy Wavemaster 8600 A (6 GHz analog bandwidth, 20 GHz digital bandwidth) is used for monitoring the detector output. For measuring the optical spectrum of the holding beam we used three kinds of instruments: a large free spectral range scanning Fabry-Perot interferometer (resolution 2 GHz, FSR 270 GHz), a high resolving Fabry Perot interferometer (resolution 300 MHz, FSR 30 GHz), and a monochromator with a

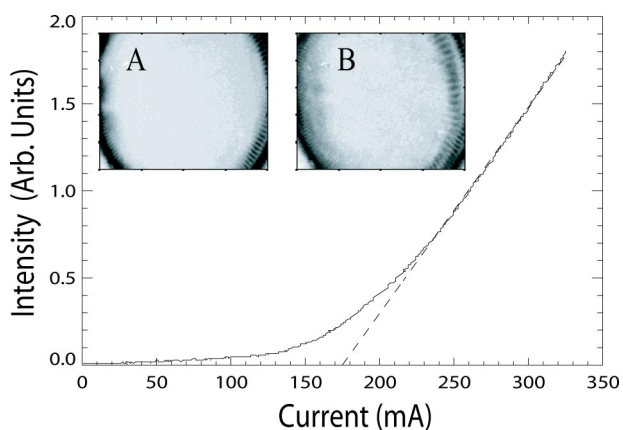


FIG. 3. Light intensity output vs pumping current for the solitary VCSEL. inset: (a) Average intensity profile at  $J=200$  mA, (b) emission profile at  $J=300$  mA.

resolution of  $0.5 \text{ \AA}$  for having absolute estimation of the injection wavelength. The same set of instruments have been used to measure also the VCSEL output spectra. A power meter can be inserted into the injections beam path just before the VCSEL in order to estimate the writing beam and holding beam power.

### B. The solitary laser

The light intensity output of the solitary VCSEL as function of the pumping current ( $J$ ) is plotted in Fig. 3. Applying the conventional definition of laser threshold, we infer  $J_{th} = 175$  mA. In fact, this definition of laser threshold, where the intensity output is integrated through the whole transverse plane of the device, is not meaningful when dealing with such broad-area laser. Looking at the output profile at  $J_{th}$  [inset (a) of Fig. 3] it is evident that the emission occurs only around the boundaries of the device. This “ring” profile for  $J=J_{th}$  is due to the current crowding close to the insulating boundaries. As the pumping current is increased, the laser emission occurs progressively in the whole transverse plane, but no emission is detected monitoring the central part of the device up to  $J=300$  mA [inset (b) of Fig. 3]. In other words, in such a broad-area VCSEL, every point in the transverse section has an emission threshold depending on its radial distance from the center of the device. It is useful to monitor the local emission spectrum across a section of the VCSEL. Figure 4(a) shows clearly that for  $J=300$  mA, there is emission at several well defined frequencies only near the boundary. For  $J < 300$  mA 80% of the transverse section of the device does not emit. We will always operate at current values for which the central region is not emitting. Another important test in order to asses that we are operating the VCSEL as an amplifier (at least in the transverse region of interest) is to verify that, under injection of an external field, the VCSEL emission frequency is locked to the injection frequency. In Fig. 4(b) we show that up to  $J=320$  mA the central region is indeed locked to the frequency of the external field while the region close to the boundary shows emission at several frequencies.

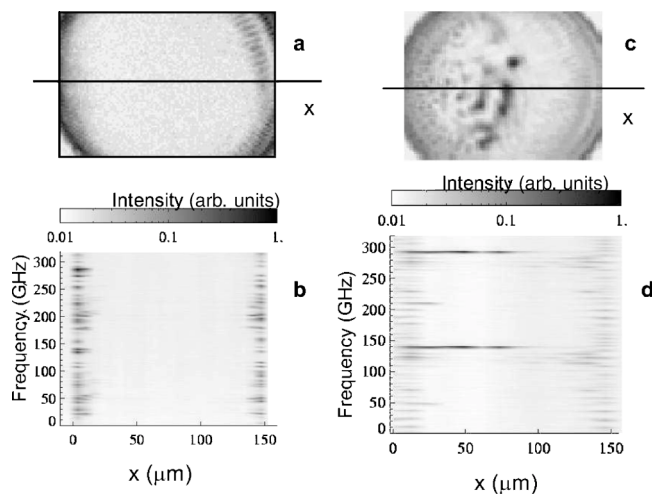


FIG. 4. Average intensity profile (top) and spatially resolved optical spectra across a section of the VCSEL (bottom) for two experimental situations: Free running laser pumped at  $J=300$  mA (left) and VCSEL with injected field  $P_{hb}=8$  mW at  $J=320$  mA (right). The darker lines (high intensity) correspond to the frequency of the injected field. The frequency interval between the two dark lines corresponds to the free spectral range of the Fabry-Perot resonator. No defined frequency is observed in the homogeneous region because the intensity is not high enough to allow a measurement with the sensitivity of our detectors.

### C. The broad-area VCSEL under injection of an external field

The VCSEL output profile when we inject an external monochromatic field is shown in Fig. 5. In order to maximize the VCSEL gain we operate it at a temperature for which its cavity resonance frequency is close to the gain curve peak. The VCSEL amplification of an external field is maximum when the injected frequency is close to the cavity resonance of the VCSEL cavity. In this situation the output profile can be divided in two parts [Figs. 5(b)–5(g)]: a left part where a patterned structure is formed, and a right part where the reflected intensity is uniform and has a low intensity level. We have here to emphasize that this asymmetry is not due to misalignment of the injected beam which is parallel to the emission axis of the VCSEL. These two zones are separated by a vertical line and the pitch of the spatial structure uniformly decreases to the left of the device.

These emission profiles can be understood considering that broad-area VCSELs usually exhibit a strong gradient of

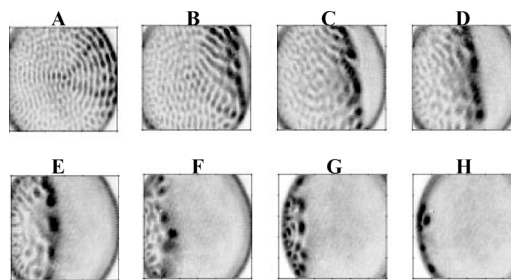


FIG. 5. Average intensity profiles of the VCSEL under different injection frequency around 970 nm. From (a) to (h) the frequency is decreased by step of 50 GHz,  $J=180$  mA,  $P_{hb}=8$  mW.



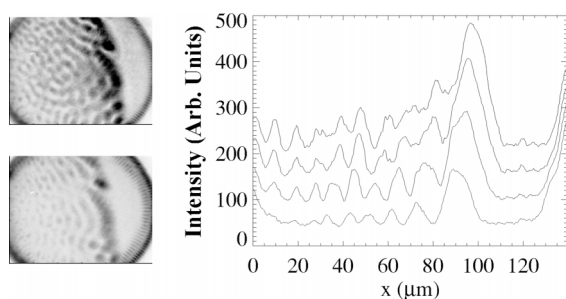


FIG. 6. Modulational instability border shifting as the injection intensity is increased,  $J=180$  mA,  $P_{hb}$  from 1 mW (lowest in the graph) to 8 mW (highest in graph). The different curves have been offset for clarity.

the cavity length along the transverse section due to the non-parallel layers forming the cavity, owing to the standard epitaxial growth techniques. By consequence, in our system, the cavity resonance varies along one direction of the transverse plane. The line separating the pattern and the homogeneous field phase can be interpreted as the locus of the spatial positions where the local values of the cavity resonance and field intensity meet the condition for the onset of a (pattern-inducing) modulational instability. We recall that in a homogeneous system, for all other parameters fixed, this boundary is defined *in parameter space only* by a critical detuning  $\theta_c$  between the injected field frequency ( $\omega_i$ ) and the longitudinal cavity resonance ( $\omega_c$ ):  $\theta = (\omega_c - \omega_i) / \kappa$ , being  $\kappa$  the cavity half-width. For  $|\theta| > |\theta_c|$  a pattern develops. Instead, in our system, due to the gradient of the cavity resonance, the modulational instability (MI) occurs in the transverse plane of the VCSEL and the instability boundary manifests itself as a separation between a patterned spatial region, and a uniform one. The numerical studies (see Sec. III) show that the critical detuning  $\theta_c$  depends on the power of the injected field ( $P_{hb}$ ), as we show in Fig. 6. Varying the injected field frequency while keeping fixed its intensity, we observe a rigid shift of the whole pattern in the transverse plane (Fig. 5). This is due to the shift of the MI boundary to the new locus of points where the critical detuning condition is satisfied. This observation can be used in order to estimate the gradient of the cavity resonance in the VCSEL [42]. In this particular device, a cavity resonance gradient of  $2.34$  GHz  $\mu\text{m}^{-1}$  is measured along the horizontal dimension, which leads to a resonance frequency difference of  $351$  GHz between one side and the other of the amplifier. This value is in excellent agreement with the value found from wafer measurements [43]. In Fig. 7 we show the near field output of another VCSEL sample where the wafer growth process has been improved in order to decrease the cavity resonance gradient to  $0.27$  GHz  $\mu\text{m}^{-1}$ .

#### D. The cavity solitons: control and parameter space

According to theoretical predictions (see Sec. III) CSs are stable solution for a given range of values for the cavity detuning  $|\theta| < |\theta_c|$ . Then, they can be observed experimentally in the homogeneous region of the VCSEL under injection (see Fig. 7(c), for example). Moreover, the presence of

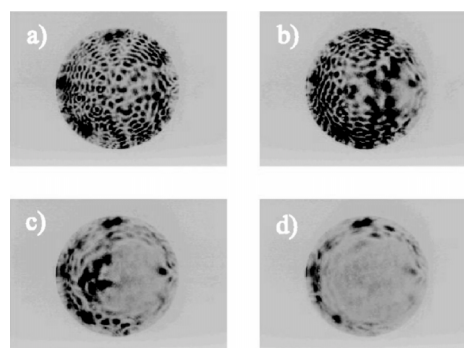


FIG. 7. Average intensity profiles of a second sample of VCSEL under different injection frequency around 970 nm. From (a) to (d) the frequency is decreased by step of 50 GHz,  $J=200$  mA,  $P_{hb} = 8$  mW.

the cavity resonance gradient limits the existence of the CSs to a small region around the vertical line separating the patterned region from the homogeneous region. We choose the sample with the smallest cavity gradient, since we dispose of the largest portion of transverse plane fulfilling the criteria for stable CSs. We fix all parameter values as in Fig. 7(c) and we inject the writing beam into the homogeneous region. Starting with no spot, the WB is capable of generating a high intensity spot with a diameter on the order of  $10$   $\mu\text{m}$  when it is in phase with the holding beam. If we remove the WB, the bright spot remains on indefinitely. We then apply this beam in a different location without changing any parameter value and a second spot is generated without perturbing the first one we have created. This one will also persist after removal of the WB. We reach, then, the situation in which two spots exist. Changing the phase of the WB by  $\pi$  in respect with the HB and reinjecting it successively at each location, where the spots have been created, we erase each of them in an independent way. The full series is displayed in Fig. 8 and we claim these spots being CSs [39]. The minimum power requirement  $P_{wb,min}$  for the WB in order to switch on a CS depends on  $P_{hb}$ ,  $\theta$ , and  $J$ . For measuring  $P_{wb,min}$  we fix  $\theta$  like in Fig. 7(c). We find that for  $J=262$  mA,  $P_{wb,min}$  ranges from 1 to 20  $\mu\text{W}$  for  $P_{hb}$  ranging, respectively, from 8 mW to 1 mW, while for  $J=252$  mA,  $P_{wb,min}$  ranges from 1 to 20  $\mu\text{W}$  for  $P_{hb}$  ranging, respectively, from 27 mW to 15 mW.

It is interesting to measure the rise time of the CSs after application of the WB. In Fig. 9 we show the time series displaying the rising front of the CS. The rise time of the CS is  $570 \pm 50$  ps. This value is not significantly affected by parameters variations, provided that the CS can be switched on. It is important to remark that the time measured is the build-up time of the CS intensity but we cannot claim that this is the total CS switch-on time after application of the WB. Measurements for quantifying a time-delay between the application of the WB and the onset of the CS intensity buildup are in progress.

Cavity solitons may be switched on by means of the writing beam but they can also appear spontaneously induced by the noise present into the system when the holding beam power is close to the critical value for which the homoge-

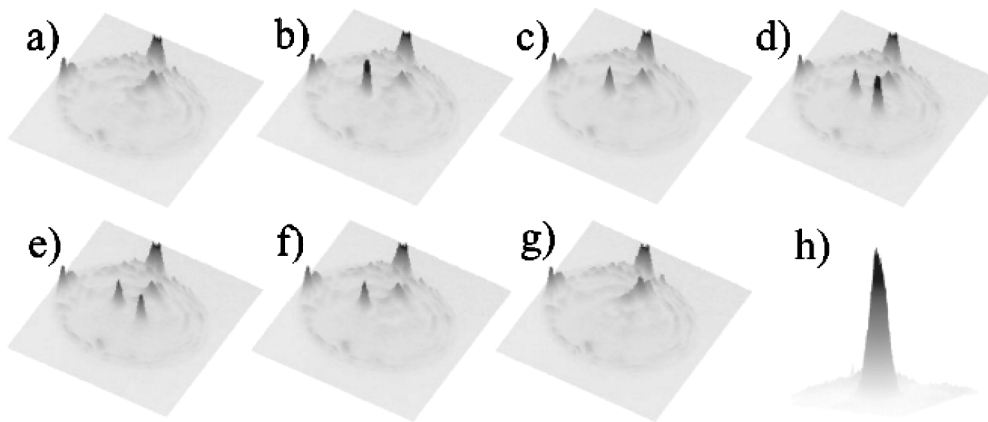


FIG. 8. Intensity distribution of the output field. The holding beam is always on, and all parameters are kept constant:  $P_{hb}=10$  mW,  $J=262$  mA. (a) The writing beam (WB) is blocked; (b) a  $15\ \mu\text{m}$  focused WB ( $P_{wb}=8\ \mu\text{W}$ ) targets a point into the homogeneous region; it induces the appearance of a single CS; (c) the WB is blocked again, the CS remains; (d) the WB is displaced in position and switched-on again and it generates a second CS; (e) the WB is blocked again and the two bright spots coexist; (f) the WB targets again the second CS, but the relative phase of WB with respect to HB has been changed of  $\pi$  and the CS is erased; (g) the WB targets again the first CS, but the relative phase of WB with respect to HB has been changed of  $\pi$  and even the first CS is erased. Once the WB is blocked, the intensity distribution is identical to (a). In (h) we plot the CS profile.

neous solution is not stable anymore [this value will be illustrated and commented in Sec. III (see Fig. 15)]. They also appear decreasing the holding beam power from values where only pattern solutions are stable to values where only CSs and the homogeneous solution are stable. In Fig. 10 we show experimentally, as function of the VCSEL bias, the values of the holding beam power at which, for increasing power, the homogeneous solution (Fig. 10, inset 1) loses its stability and pattern (Fig. 10, inset 3) develops (Fig. 10, upward arrow). For decreasing HB power, patterns evolve to CSs (Fig. 10, inset 2). Continuing to decrease the HB power, at a critical value the CS solution loses its stability and the system switches to the homogeneous solution (Fig. 10, downward arrow). These transitions, as always in real systems close to bifurcation, are inevitably smoothed by the presence of noise. Therefore, close to the parameter values where the

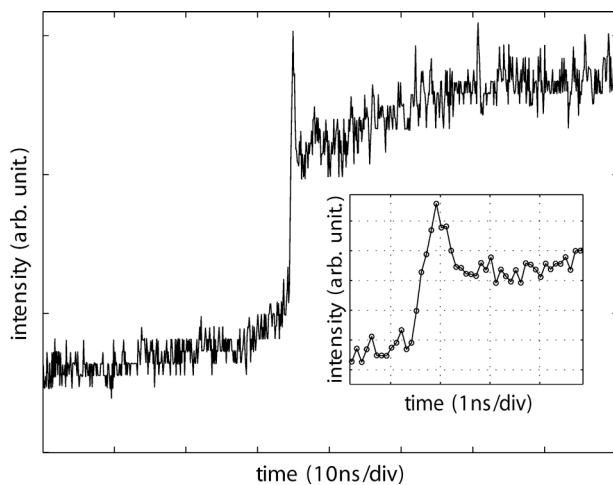


FIG. 9. Measure of the rise time of the CS and (inset) zoom onto a smaller time window.  $P_{hb}=3$  mW,  $P_{wb}=10\ \mu\text{W}$ .

homogeneous solution or CS solution becomes unstable, the noise may induce spontaneous jumps of the system towards the other solution. This results in a relative uncertainty of parameter values of about 20% for the borders of the bistability region (gray part in Fig. 10) where CSs coexist with homogeneous solution.

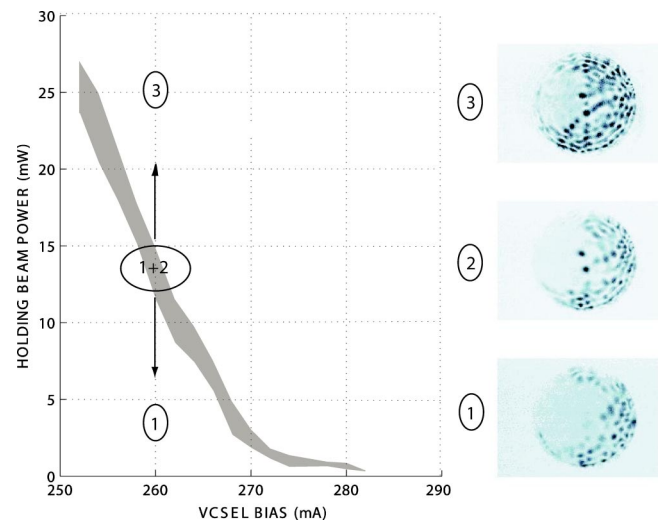


FIG. 10. CSs existence domain as a function of the parameters. Upward arrow indicates the border in the parameter space where the homogeneous solution switches off for increasing HB intensity. Downward arrow indicates the border in the parameter space where the CSs switches off for decreasing HB intensity. Region (1) is characterized by the output profile of inset (1), region (3) is characterized by the output profile of inset (3) and in the gray region (1+2) CSs (inset 2) and homogeneous solution coexist. Note that the profiles are flipped horizontally with respect to the ones shown in Figs. 5 and 7.

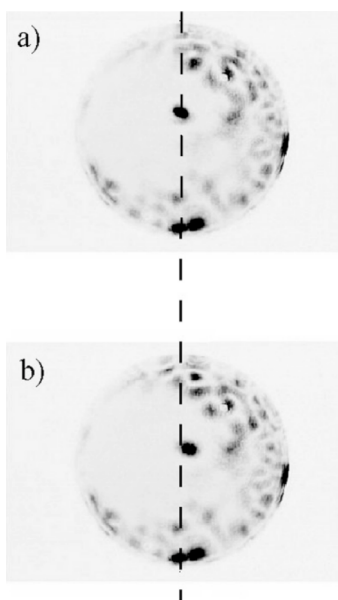


FIG. 11. CS drift: we target an arbitrary point with the WB and, as we remove it, CS migrates in a point nearby. The vertical line helps as reference for the CS position. Note that the profiles are flipped horizontally with respect the ones shown in Figs. 5 and 7.

### E. The cavity solitons: positioning

By changing the frequency of the injected field we find various positions where a CS can be located, always in the homogeneous emission region and close to the border with the pattern region. Thus, such structures exist in a relatively wide range of injected field intensity and/or pumping current and always close to the critical detuning value corresponding to the modulational instability. Anyway, we are not able to create a CS in an arbitrary position inside the transverse domain where they are possibly stable. In Fig. 11 we target with the WB a point in a slightly different location with the one targeted in Fig. 8(b). We can generate a CS but after removal of the writing beam it migrates towards the position of Fig. 8(b), suggesting that this location is an attracting locus for CS. Two elements determine this behavior. First the presence of a roughness of the layer as well as random distributed impurities across the transverse plane of the device which trap the CS. Second the cavity resonance gradient which acts as “wind” and tends to blow the CS towards the pattern region with a velocity proportional to the gradient.

We have measured the speed of the CS. The CS drifts of  $18 \mu\text{m}$  in  $38 \text{ ns}$  which means a speed value of  $470 \text{ m/s}$ . This value is in good agreement with the value predicted by the theory for the amount of gradient present in our device (see Sec. III D). Moreover, the theory explains also the trapping role of the sample roughness. The conditions for such “trapping” obviously depends on the balance among the local resonance and the large-scale resonance cavity gradient. In conclusion, the presence of the cavity gradient induces a drift of the CSs and limits their existence to a small region in the transverse plane. A strong effort in solving this problems is in progress for the future fabrication of new samples. On the other side, the presence of impurities and the inevitable roughness of the layers trap the CSs. This enables the obser-

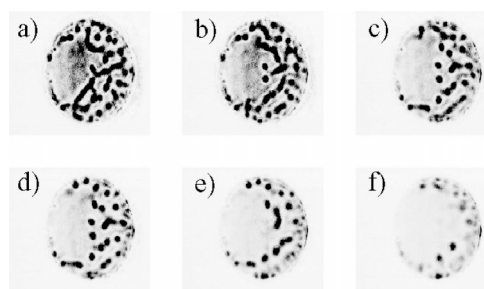


FIG. 12. Intensity distribution of the output field for decreasing HB power,  $J=280 \text{ mA}$ . From (a) to (f) the holding beam power is scanned downward from  $33 \text{ mW}$  to  $2 \text{ mW}$ . The HB has been tilted in order to vectorially compensate the force exerted by the cavity length. Note that the profiles are flipped horizontally with respect the ones shown in Figs. 5 and 7.

vation on averaging CCD camera possible but it makes difficult an arbitrary positioning of the CSs across the device.

Alternatively, we can observe CSs if we vectorially compensate the force exerted by the cavity length gradient with a force exerted by an opposite gradient. Such antagonistic gradient could be easily introduced experimentally in the intensity or in the phase of the holding beam. An easy way to introduce a phase grating in the holding beam is by injecting a holding beam tilted with respect the VCSEL cavity axis. A beam tilted in the plane defined by direction of the cavity resonance gradient and the axis of the VCSEL cavity results in a phase gradient which may compensate the cavity resonance gradient if the angle of tilting is chosen with the right value. In Fig. 12 we have used an holding beam tilted in order to compensate the cavity gradient. Starting from maximum value of  $P_{hb}$  and decreasing it we observe, in agreement with theoretical results, “stripe like” patterns that contracts to leave CSs, confirming the conceptual interpretation of CSs as “remains of bifurcating pattern.” Choosing properly the parameters we are able to create up to seven CSs (Fig. 13) almost filling the region where they are stable. This result is strongly encouraging for the future in order to develop gradient-free broad area VCSEL. As further step, once these devices are obtained, it will be very interesting to analyze the interaction between them as a function of their distance and to implement the all-optical reconfiguration of CSs array.

## III. THEORY AND SIMULATIONS

### A. The model

We described the field dynamics of the device studied in the experiment performing tailored simulations in a model

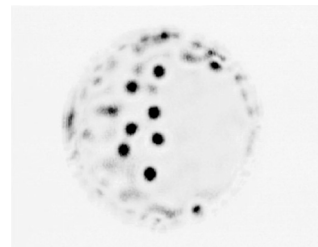


FIG. 13. Intensity distribution of the output field showing the presence of seven CSs.  $P_{hb}=25 \text{ mW}$ ,  $J=290 \text{ mA}$ .



where we first predicted existence of CSs [26,28]. The basic dynamical equations for the slowly varying coherent field and carrier density, in the paraxial and mean field limit approximations, read

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\kappa[(1+i\theta)E - E_I - i\Sigma\chi(N)E - ia\nabla_{\perp}^2 E], \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma[N - \text{Im}[\chi(N)]|E|^2 - I - d\nabla_{\perp}^2 N], \quad (2)$$

where  $E$ ,  $N$  are the normalized electric field and the carrier density (normalized to its transparency value),  $\kappa$  is the cavity decay rate,  $\gamma$  is the nonradiative recombination rate,  $\theta$  is the cavity detuning parameter,  $E_I$  is the normalized input field,  $I$  is the normalized current profile,  $\Sigma$  is the cooperativity parameter,  $\chi$  is the susceptibility of the material, and  $\nabla_{\perp}^2$  is the transverse Laplacian where  $a$  and  $d$  are the diffraction and diffusion coefficients, respectively. A more detailed discussion of the parameter definitions and of the scalings can be found in Ref. [15].

In recent times the above model was refined to include a first-principle description of the semiconductor susceptibility, many-body effects, and a few other relevant corrections [29,30], moreover fundamental quantum-based models of semiconductor response have been successfully proposed [31,44]. As it turns out, the approximation to the semiconductor susceptibility

$$\chi(N) = -(\alpha + i)(N - 1), \quad (3)$$

yields results which are in excellent agreement with the experiment and already proved to provide results (MI thresholds, pattern variety, CS properties and dynamics) qualitatively similar to more refined models (e.g., compare Refs. [28,29]). In Eq. (3),  $\alpha$  is the linewidth enhancement factor [45]. The peculiarity of the experimental observations resides mainly in the particular shape of the sample, the variation of the microcavity resonance across the VCSEL's diameter, the current crowding on its outer border and—as our simulations evidenced—the fluctuations in the resonance transverse profile. This required us to introduce phenomenological modifications, increasing the complexity of our simulations and preventing an analytical explanation of the emerging pattern variety.

These modifications are summarized as follows.

(1) A broad Gaussian profile for the holding beam, to reproduce its experimental shape,  $E_I(x,y) = E_I \exp[-(x^2 + y^2)/2\Sigma^2]$ , where the origin of the  $(x,y)$  coordinate system is chosen at the center of the integration grid and  $\Sigma$  is a broad width (usually twice the spatial size of the integration grid) so that  $E_I(x,y)$  is almost plane wave where the injected current is not zero (see next point 4).

(2) A constant gradient in the cavity length, which amounts to substituting the parameter  $\theta$  in Eq. (1) with a spatially dependent detuning

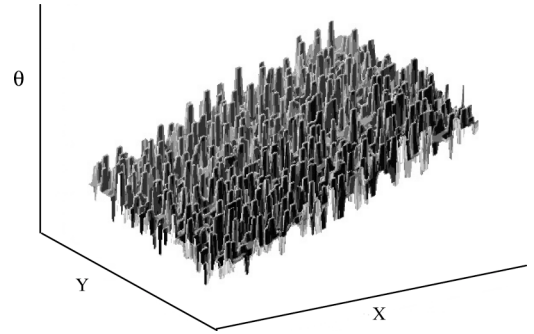


FIG. 14. The transverse spatial profile of the cavity resonance  $\theta(x,y)$ . A spatially distributed stochastic process was added to simulate the roughness induced by the layer jumps in the epitaxial deposition of the DBRs. The deterministic profile of the resonance shows a linear gradient, as measured in the experiment.

$$\theta(x,y) = \theta_1 - \eta x, \quad (4)$$

where  $x$  is the horizontal coordinate. This accounts for the measured varying cavity resonance (see Sec. II C); the chosen values for  $\eta$  were induced from the experimental indications about the distributed Bragg reflector (DBR) reflectivity and the cavity frequency variations along the sample diameter.

(3) The irregularities in the layers of the Bragg reflectors, which are modeled by setting  $\theta_1 = \theta_0 + \delta\theta(x,y)$ , where  $\delta\theta(x,y)$  is a Gaussian stochastic process with zero average and transverse correlation length of a few microns. The magnitude of the fluctuations depends on the reflectivity and on the distribution of layer jumps associated to the epitaxial deposition. The correlation length is related with the typical transverse dimensions of the layer defects. Values for this stochastic process were induced from previous works [34]. A stochastic realization of  $\theta(x,y)$  is shown in Fig. 14.

(4) A spatial profile of the electric current  $I(x,y)$  capable to simulate two basic features of the sample under observation. One is the circular symmetry of the sample, which is related to the physical etching of the VCSEL and to the annular electrode deposition: in this respect we assume that the current is zero outside a circle and this is sufficient to qualitatively reproduce the occurring patterns. The other is the current crowding observed on the outer border of the sample, due to the annular contact. Since the investigated sample was a bottom emitter, a particular architecture specifically cued to make the current-density distribution more homogeneous inside the sample, it turns out that a top-hat profile is enough to adequately describe the patterns and the CSs in the operative regimes reported in Sec. II, while an annular crowding was sufficient to qualitatively match the process of emission close to threshold and few other details.

## B. Pattern variety and symmetries

The general study of the MIs and pattern formation in an infinitely extended system has been provided in Ref. [28], further refinements and extensions were provided in Refs. [46,47]; here we provide or recall results for a specific para-

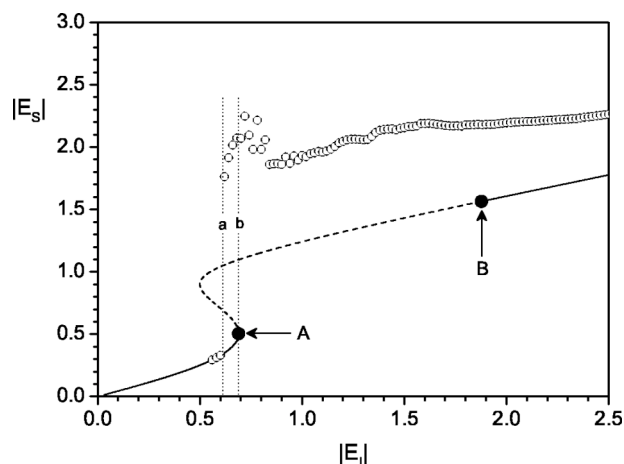


FIG. 15. S-shaped input-output curve for the homogeneous stationary solution of Eqs. (1) and (2). The broken part of the curve shows the unstable region where, due to a MI, the system can be expected to realize a patterned profile. Points A and B mark the (lower/higher, respectively) thresholds of the instability and are calculated by performing a linear stability analysis on an infinitely extended medium along Ref. [28]. The value of the input field at points A and B is 0.69 and 1.88, respectively. The two vertical lines  $a$  and  $b$  delimit the region where patterns and stable homogeneous solutions coexist. Circles refer to solutions obtained by direct integration of Eqs. (1) and (2) for a circular current profile; on the left of line  $a$ , they correspond to homogeneous solution, while on the right they plot the maxima of patterned states. Other parameters are:  $d=0.052$ ,  $\theta=-2.25$ ,  $\Sigma=0.90$ ,  $\alpha=5.0$ .

metric set suitable for comparison with the device and setup adopted in the experiment.

Figure 15 shows the homogeneous steady state curve (S-shaped solid/broken line) of the emitted field versus the injected field, the broken part of which marks the part of the curve unstable versus spatial perturbations. The arrows indicate the lower and higher thresholds of the modulational instability, as predicted by the linear stability analysis. The hollow circles show the results of the simulations in a bounded sample; they mark the maxima of the patterns realized by the system when the homogeneous emission loses stability in favor of spatial modulations. Note the existence of a range of input field values, between the vertical lines  $a$  and  $b$ , to the left of point A, the lower MI threshold (which proved to be rather close to that of a broad area VCSEL, despite the existence of boundaries imposed both by the holding field shape and the material/current confinement), where patterns coexist with a homogeneous background. This is the elective regime where CSs can be obtained. The wide superposition of patterns and homogeneous solutions to the right of the higher MI threshold  $B$  is a feature due to the system's boundaries and will be described further on in the text. In this work, we specifically concentrate on features related to the sample structure and geometry: to this purpose our approach was to gradually introduce the modifications listed above in order to evidence their implications on the morphogenesis and gain a better comprehension of the experimental observations.

The first step was thus to study the role of the circularly symmetrical boundaries of the VCSEL: for example, it is

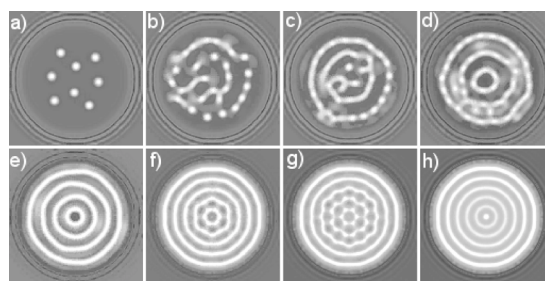


FIG. 16. The intensity field profile changes when the input field is slowly increased from a value ( $E_I=0.66$ ) slightly lower than the threshold A to a value ( $E_I=2.5$ ) well beyond threshold B. The system displays the patterns whose maxima correspond to the circles in Fig. 15. Patterns in (b), (c), (d) are dynamical, all the others are stationary. Gray scale ranges from white (intense fields) to black (low fields).

well known that in fluid dynamics convective rolls connect orthogonally to the boundary [48]. In our case we performed a slow forward scan of the input field intensity with a constant cavity detuning ( $\eta=0$ ) and studied the pattern variety observed above the MI threshold. In Fig. 16 we show the evolution of spatial structures for input field values ranging from 0.66 to 2.5.

We start from an initial condition [Fig. 16(a)] corresponding to isolated CSs sitting on the homogeneous background; by increasing the input intensity CSs are no longer stable and dynamical transverse filaments appear [Fig. 16(b)], at times breaking up in spots then reconnecting again, but invariably the outermost structures tend to assume the circular symmetry of the boundary [Fig. 16(c)]. Upon further increase, the filaments tend to stabilize in circular rings which attain a perfect regularity for still higher fields. The final targetlike structures show the tendency of the patterns to avoid contact with the boundaries, as opposed to the hydrodynamical case.

This branch of patterns is indefinitely extended, in the sense that the system's boundaries cause the disappearance of the upper MI threshold  $B$  in Fig. 15. Beyond the plane wave (PW) input intensity, corresponding to threshold  $B$ , the emitted field profile should rather soon fall back to the homogeneous solution (it has a subcritical character as the lower one); on the contrary we found that by continuously increasing the input intensity well above this threshold the emitted field preserves a circular symmetry. In order to confirm that the occurrence and persistence of target patterns can be ascribed to the role of the boundaries, we ran simulations for  $E_I=3.0$ , a value far beyond the threshold  $B$  in Fig. 15, where a target pattern is realized [Fig. 17(a)]. Then the system was integrated again after increasing the spatial step, which amounts to simulate a sample of larger diameter, so that the effect of the sample borders on the field spatial structure is diminished. Results are shown in Fig. 17(b): the central region of the sample shows a flat profile, now corresponding to the value of the homogeneous solution. The persistence of a weaker, circular motif on the border ensures that the diffractive modulations are still present, i.e., patterns are not artificially canceled by a grid too coarse to accommodate transverse modulations. This confirms that the ring-like patterns are intrinsic structures, stabilized beyond the MI



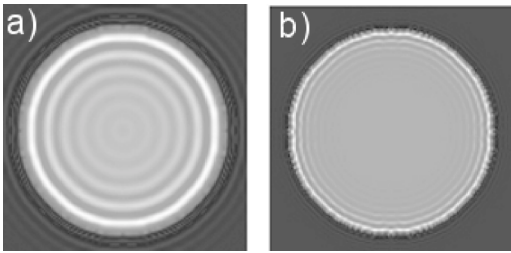


FIG. 17. The field intensity profile for  $E_I=3.0$  as marked in Fig. 15. We expect an unbounded device to be homogeneous here because the system is way above the higher MI threshold  $B$ . In (a) we see that a pattern is still present, though, as a result of a boundary-induced stabilization (see text). The spatial step size is 0.5. (b) The spatial step size has been increased to 1.2, thus simulating a broader device. The target pattern has disappeared and the profile in the emission circle is almost homogeneous, save for a few diffraction rings at the sample border.

threshold  $B$  by the sample boundaries, and that when this constraint is removed the system realizes the homogenous solution as the PW analysis predicts.

The second step in our analysis consisted in introducing the cavity resonance gradient and reproducing the pattern variety under broken azimuthal symmetry. It is worthwhile here to recall how our previous theoretical and experimental investigations evidenced the onset of two separated regions for patterns and homogeneous profile. According to our results, in an appropriate range of values of the holding beam intensity, the reflected field shows on the left a dynamical pattern, whose intensity peaks irregularly oscillate in time, and a homogeneous region on the right [see Ref. [39], Fig. 3(b)]. Although depending on  $\theta_1$ , the location of the boundary between the two does not coincide with the line  $x = \theta_1/\eta$  [see Eq. (4)], where the cavity is resonant with the input field; actually, it is determined by the threshold of the modulational instability causing the formation of patterns; as it is well known, this threshold depends on the cavity detuning (among other parameters, such as the input field intensity, see below), hence, when it changes across the sample, one finds the boundary in terms of the locus of the local MI thresholds. Note that it reproduces a nearly straight line when the input field is almost a plane wave. Our interpretation is supported by an analytical evaluation of the MI threshold for an unbounded system, with PW injection [see Ref. [39], Fig. 3(a)] where the predicted threshold matches the numerical evidences, and we also provide an indication about the sample region where CSs are expected to be stable.

### C. Comparison with the experiment

Since in the experiment a shift of the boundary was observed by changing either the input field frequency or its intensity, we validated this evidence in terms of the drift of the MI threshold with those two quantities. Simulations fully confirm this behavior as seen in Figs. 18 and 19. In Fig. 20 we show an interpretation of the slight boundary curvature observed at times in the experiment as due to the Gaussian shape of the input field whose isointensity lines are circles:

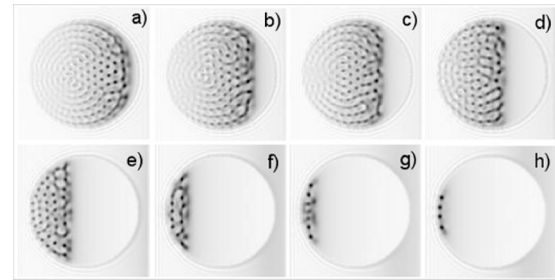


FIG. 18. Sample with high cavity resonance gradient. Field intensity profile (gray scale) for decreasing values (from  $a$  to  $h$ ) of the cavity detuning  $\theta$ . This matches the experimental observed shift of the boundary upon decreasing the injected wavelength (see Fig. 5).

for weaker local intensities the threshold is pushed towards lower cavity detunings (as hinted by Fig. 19). As it turns out, a beam waist around the size of the sample diameter makes the HB departures from plane wave irrelevant to all practical effects.

Another agreement between experiment and theory here is the reduction of the structure size when the cavity detuning becomes smaller, as a consequence of the increase of the modulational instability's critical wave vector  $K_C$  for decreasing cavity detunings, as predicted in the past [49]. By injecting higher and higher intensities, the boundary moves rightwards and the patterns invade the whole device's section. As in the previous case with constant detuning, the patterns (filaments, occasionally breaking up in spots) are dynamical, and they continuously evolve in time. Eventually, when the pattern occupies the whole section of the device it undergoes a process similar to that observed in the previous case, and the field shows the occurrence of the target patterns with unaffected circular symmetry [same as Fig. 16(h)].

The last part of our investigations was devoted to a characterization of the CSs properties, as evidenced by the experiments. The peculiarities of the CSs observed in this par-

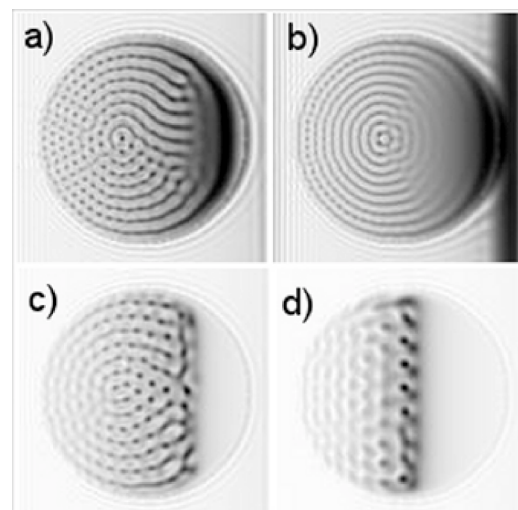


FIG. 19. Sample with high cavity resonance gradient. Field intensity profile (gray scale) for decreasing (from  $a$  to  $d$ ) values of the input intensity. This matches the experimental observed border shifting upon decreasing the injected power (see Fig. 6).

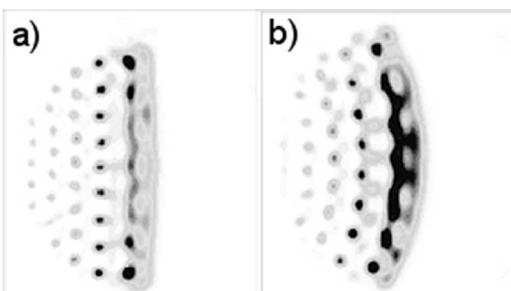


FIG. 20. The effect of the holding beam shape on the emitted field profile: from (a) to (b) the HB waist has been halved.

ticular experiment, that in our opinion needed an interpretation and/or an at least partially quantitative comparison, were (a) the stabilization of CSs in determined locations of the sample section, which was spontaneously achieved just in the sample with low resonance gradient, while in the sample with high transverse gradient it could be obtained only by making use of an eccentric, narrower holding beam; and (b) the possibility of controlling the stationary CSs by adding a further Gaussian external beam.

A general theoretical treatment of the CS dynamical response in presence of external perturbations, in particular of those amounting to a parameter gradient in the spatial domain (be it phase, intensity, or detuning), was reported in Refs. [17,46]. The main result was the prediction of a linear dependence of the CS drift speed to the gradient of the spatially varying quantity, as shown by Eq. (6.15) of Ref. [46], when the gradient could be treated perturbatively. Although the detuning gradient in the investigated sample cannot be treated perturbatively, we could nevertheless expect the detuning gradient to act as a sort of Aristotelian force where the velocity is vectorially proportional to the force itself. We thus started to perform simulations for the high-gradient sample, by estimating a resonance (and thus detuning) drift of about five scaled units in our parameter  $\theta$  for a resonator with an average of 0.5% transmittivity.

The CSs were excited by adding a narrow pulse to the holding external field with its same phase, for a short time, as reported in Ref. [15], and they immediately behaved as expected, sliding leftwards and following the gradient lines. As it turns out, the CS slides directly into the patterned domain, melting with the structures and ceasing to exist as an individual entity. We tried to reproduce the experimental technique by means of which it was possible to compensate the speed induced by the force associated to detuning gradient with an equal and opposite force associated to the intensity gradient intrinsic to the Gaussian profile of the holding beam.

Yet, we could not cause a CS to stop by merely acting on the sole holding beam, therefore we added a second Gaussian beam [hereinafter control beam (CB)], with a lower intensity (about one order of magnitude) than the holding beam and a considerably narrower waist (about 1/25). This accomplished the double requirement of providing a sensible intensity gradient (variation in space) and a negligible local perturbation (intensity magnitude) which did not affect the CSs stability. A typical three-dimensional (3D) intensity portrait

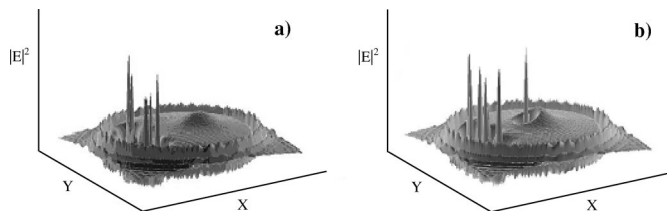


FIG. 21. A 3D surface plot of the transverse field intensity showing a system state similar to that shown in 2D in Fig. 18(a). (a) The small hump appearing in the homogeneous emission domain, to the right of the patterned region, shows the local-field increase due to the additional beam CB. The CB is weak enough as not to trigger modulational instabilities at the location where it is centered. (b) Here the system exhibits the profile at regime after a suitable pulse has locally excited a CS at the far end of the sample. The CS slid towards the patterned region due to the detuning gradient and has been eventually stopped by the countergradient (in intensity) applied by the CB. The plotted profile is thus a stationary one. Note that the CS is stopped on the left of the CS maximum, because that is where the detuning and intensity gradients are opposite (antiparallel); to its right the two would be parallel.

for this double Gaussian injection is shown in Fig. 21(a). When a CS is now switched on at a location lying at the left of the CB axis, it starts sliding leftwards, crosses the CB maximum and starts feeling the opposite gradient force. It then slows down, and remains trapped in a precise location, where the two forces cancel. The equilibrium regime is depicted in Fig. 21(b).

The second sample which was experimentally investigated exhibited a gradient one order of magnitude weaker, and in those conditions CSs were observed sliding towards certain location where they could stand still.

Based on our previous experience of the role of the roughness in the detuning profile (due to the layer jumps intrinsic to the DBR epitaxial deposition [34]) we interpreted the existence of equilibrium positions as the results of local sizeable variations in the detuning so that, if we may introduce a pictorial image, the CS can be fancied as a rock rolling downhill that can be stopped by a hump (or a dip) in the terrain, provided it is sufficiently elevated (or hollow). The milder the slope, the easier is to find a land scar capable to accomplish the trapping. We thus performed the new streams of simulations adding the stochastic realizations of the detuning profile described above [see Fig. 14].

Indeed, as shown in Fig. 22, the CS moves to the left with a velocity of about 550 m/s, reaches a location where it gets trapped and there it will sit still forever. It must be noted that

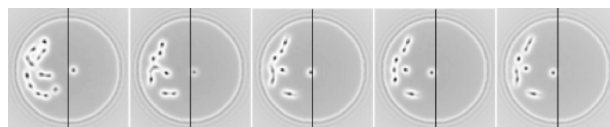


FIG. 22. The CS slides leftwards and is trapped in a roughness-determined location. As commented in the text, the patterns in the left domain are not stationary, but continuously evolve in time. A vertical diameter has been added to make the movement more evident. The last frame represents a stationary configuration, whose 3D profile appears in Fig. 23.

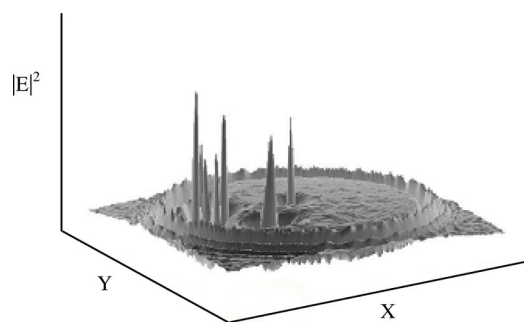


FIG. 23. The stationary profile of the field intensity after a CS (originally excited around the sample center) has slid along the detuning gradient and has been stopped by the sample roughness (see text). Compare the relative roughness in the detuning profile (Fig. 14) and the smoothness in the homogenous region of the emitted field in the background of the CS. The arrow evidences the CS. Despite its vicinity to the pattern boundary the CS can still be addressed independently.

the roughness-induced equilibrium locations in principle limit the continuum of positions where a CS can be encoded to a countable set, but, on the other hand, they appear in our simulations to be interspersed densely enough throughout the sample's cross section, as to ensure a satisfactory density of equilibrium positions. It must be kept in mind that there exist interaction distances between CSs [15,17,28,46], and the CSs spatial encoding density seems to be more stringently limited by this factor. Also, in absence of the roughness trapping, CS would slide undisturbed and one would need to largely reduce the diametral resonance gradient in the sample, with a consequent increase in sample costs and growth times.

Figure 23 shows a 3D plot of the intensity profile, where the reader can appreciate the absence of strong perturbations induced by the cavity detuning roughness, whose main effect actually resides in the dynamical action of the local fluctuations on the Cs motion, rather than on the local intracavity field. The background intensity is almost as smooth as in Fig. 21(a).

#### D. CSs switch-on

Finally we devoted a series of simulations to the evaluation of the dynamics of the CSs switch-on process, in order to reproduce the experimental results concerning CS build-up times. We start our study from the PW analysis [see Fig. 15], in a parameter range where the CSs branch coexists with the lower homogeneous branch. By injecting a narrow WB into the cavity for a short interval of time we can access the CSs branch and create a soliton. Practically, when the holding beam has an amplitude  $|E_I|=0.75$  in our scaled units [see Fig. 15], we add a WB with a Gaussian shape centered at an arbitrary position. The duration of the injection can be optimized to a minimum value, below which the CS cannot be created. Nevertheless, this parameter is not significant from an experimental viewpoint, because the experimental time resolution in analyzing the injection process is too coarse (experimentally the duration of the injection is around 100 ns, and cannot be significantly reduced). We therefore

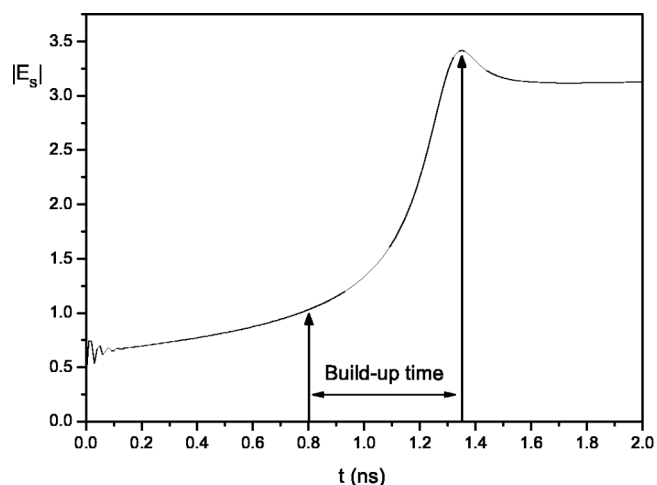


FIG. 24. Modulus of the intracavity field at the CS peak as a function of time, during injection of a Gaussian pulse of  $15 \mu\text{m}$  width (numerical simulation).

fixed the WB waist to  $\sigma_{WB}=15 \mu\text{m}$ , the duration of the injection to 20 ns, and the WB amplitude  $|E_{WB}|=0.5$  in our scaled units. In Fig. 24 we report the amplitude of the intracavity field at the CS center during the first 2 ns of the injection. After a delay time (of about 0.8 ns), the CS switches on with a build-up time of roughly 550 ps. As for the CS build-up time, the agreement with the experiment is excellent (experimental value:  $570 \pm 50$  ps). Next we introduced a phase mismatch between the two beams. As the phase of the WB is varied with respect to the holding beam, ranging from  $0$  to  $\pm 20$ , we note that the build-up time remains unchanged.

The second step is to evaluate the WB power necessary to switch on a CS, in order to compare it with the experimental findings. In our theoretical approach we are used to work with scaled quantities, therefore it is very difficult to evaluate the real physical quantities. So we decided not to compare the absolute powers, but the ratio between the WB power ( $P_{WB}$ ) and the HB power ( $P_{HB}$ ). Experimentally [39], typical values are  $P_{WB}=50 \mu\text{W}$  and  $P_{HB}=8 \text{mW}$ , so that  $P_{WB}/P_{HB}=6.25 \times 10^{-3}$ . Numerically, we have to evaluate  $P_{WB}/P_{HB}=|E_{WB}|^2 \pi \sigma_{WB}^2 / |E_I|^2 A$ , where  $A$  is the area of the sample. After substituting the value we currently used, we obtain  $P_{WB}/P_{HB}=1.40 \times 10^{-2}$ , with a good agreement with the experimental value. The agreement becomes even better ( $P_{WB}/P_{HB}=4.44 \times 10^{-3}$ ), if we inject a Gaussian (instead of a PW) holding beam with a waist  $\sigma_{HB}=150 \mu\text{m}$ , as in the experiment.

#### IV. CONCLUSIONS AND DEVELOPMENTS

By comparing theoretical models and the extensive simulations based thereupon to a number of experimental evidences, we have provided a rather complete analysis of the pattern features and CSs properties, as observed in the field profile emitted by a broad-area VCSEL amplifier. The fundamental properties of CSs have been assessed and the crucial measurements concerning their addressing, drift and pinning have been validated by theoretical interpretations. In particu-



lar we have shown that, despite an intrinsic cavity resonance gradient and residual layer imperfections (due to the epitaxial growth process), CSs still exhibit independence and mobility, and thus remain viable for dynamical and controlled optical information encoding and processing. Both theoretical and experimental activities are in progress to realize schemes where such basic features are applied to relevant all-optical applications such as buffer register, serial-parallel conversion, and array reconfiguration. The agreement between simulations and observations is excellent, even quantitatively on some issues such as the CS switch-on times

and powers requirement for the injection beams.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The INLN group acknowledges ACI photonique “Contrôle et manipulation de solitons de cavité dans les systèmes optiques auto-organisés.” The groups in Bari and Como acknowledge the PRIN project “Formazione e controllo di solitoni di cavità in microrisonatori a semiconduttore” of the Italian Ministry of University and Research, and the European Network VISTA (VCSELs for Information Society Technology Applications).

- 
- [1] H. Haken, *Synergetics, and Introduction* (Springer-Verlag, Berlin, 1997).
- [2] G. Nicolis, *Introduction to Nonlinear Science* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [3] F. T. Arecchi, *Physica D* **51**, 450 (1991).
- [4] W. J. Firth, in *Self-Organization in Optical Systems and Applications in Information Technology*, edited by M. A. Vorontsov and W. B. Miller (Springer-Verlag, Berlin, 1995), p. 69.
- [5] L. A. Lugiato, M. Brambilla, and A. Gatti, in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, edited by B. Bederson and H. Walters (Academic, New York, 1998), vol. 40, p. 229.
- [6] G. I. Stegeman and M. Segev, *Science* **286**, 1518 (1999).
- [7] O. Thual and S. Fauve, *J. Phys. (France)* **49**, 1829 (1988).
- [8] G. Dewel, P. Borckmans, A. de Wit, B. Rudovics, J. J. Perrand, E. Dulos, J. Boissonade, and P. de Kepper, *Physica A* **213**, 181 (1995).
- [9] P. Couillet, C. Riera, and C. Tresser, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3069 (2000).
- [10] D. W. McLaughlin, J. V. Moloney, and A. C. Newell, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 75 (1983).
- [11] N. N. Rosanov and G. V. Khodova, *Opt. Spectrosc.* **65**, 449 (1988).
- [12] G. S. McDonald and W. J. Firth, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1328 (1990).
- [13] M. Tlidi, P. Mandel, and R. Lefever, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 640 (1994).
- [14] W. J. Firth and A. J. Scroggie, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1623 (1996).
- [15] M. Brambilla, L. A. Lugiato, and M. Stefani, *Europhys. Lett.* **34**, 109 (1996).
- [16] N. N. Rosanov, in *Progress in Optics*, edited by E. Wolf (North Holland, Amsterdam, 1996), Vol 35, p. 1.
- [17] W. J. Firth and G. K. Harkness, *Asian J. Phys.* **7**, 665 (1998).
- [18] V. Y. Bazhenov, V. B. Taranenko, and M. V. Vasnetsov, *Proc. SPIE* **1806**, 14 (1993).
- [19] M. Saffman, D. Montgomery, and D. Z. Anderson, *Opt. Lett.* **19**, 518 (1994).
- [20] C. O. Weiss, M. Vaupel, K. Staliunas, G. Slekyš, and V. B. Taranenko, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **B68**, 151 (1999).
- [21] A. Schreiber, B. Thuering, M. Kreuzer, and T. Tschudi, *Opt. Commun.* **136**, 415 (1997).
- [22] P. L. Ramazza, S. Ducci, S. Boccaletti, and F. T. Arecchi, *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **2**, 399 (2000).
- [23] B. Schapers, M. Feldmann, T. Ackemann, and W. Lange, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 748 (2000).
- [24] Z. Chen and K. McCarthy, *Opt. Lett.* **27**, 2019 (2002).
- [25] J. Petter, J. Schroeder, D. Traeger, and C. Denz, *Opt. Lett.* **28**, 438 (2003).
- [26] M. Brambilla, L. A. Lugiato, F. Prati, L. Spinelli, and W. J. Firth, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2042 (1997).
- [27] D. Michaelis, U. Peschel, and F. Lederer, *Phys. Rev. A* **56**, R3366 (1997).
- [28] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati, and L. A. Lugiato, *Phys. Rev. A* **58**, 2542 (1998).
- [29] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, and L. A. Lugiato, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 2083 (1999a).
- [30] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, and L. A. Lugiato, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 2095 (1999b).
- [31] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Tarengi, and M. Brambilla, *Eur. Phys. J. D* **15**, 257 (2001).
- [32] J. Scheuer and M. Orenstein, *Science* **285**, 230 (1999).
- [33] V. B. Taranenko, I. Ganne, R. J. Kuszelewicz, and C. O. Weiss, *Phys. Rev. A* **61**, 063818 (2000).
- [34] R. Kuszelewicz, I. Ganne, I. Sagnes, G. Slekyš, and M. Brambilla, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6006 (2000).
- [35] T. Ackemann, S. Barland, M. Cara, S. Balle, J. R. Tredicce, R. Jaeger, M. Grabherr, M. Miller, and K. J. Ebeling, *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **2**, 406 (2000).
- [36] T. Ackemann, S. Barland, J. R. Tredicce, M. Cara, S. Balle, R. Jaeger, M. Grabherr, M. Miller, and K. J. Ebeling, *Opt. Lett.* **25**, 814 (2000).
- [37] V. B. Taranenko, I. Ganne, R. Kuszelewicz, and C. O. Weiss, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **B72**, 377 (2001).
- [38] I. Ganne, G. Slekyš, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz, *Phys. Rev. E* **66**, 066613 (2002).
- [39] S. Barland, *et al.*, *Nature (London)* **419**, 699 (2002).
- [40] L. A. Lugiato, *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 193 (2003).
- [41] M. Grabherr, R. Jaeger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Herlein, and K. J. Ebeling, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 1061 (1998).
- [42] S. Barland, F. Marino, M. Giudici, J. Tredicce, and S. Balle, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2303 (2003).
- [43] T. Knoedl, M. Miller, and R. Jaeger (private communication).
- [44] H. Haug and S. W. Koch, *Quantum Theory of the Optical and*

- Electronic Properties of Semiconductors*, 2nd ed. (World Scientific, Singapore, 1993).
- [45] C. H. Henry, IEEE J. Quantum Electron. **18**, 259 (1982).
- [46] T. Maggipinto, M. Brambilla, G. K. Harkness, and W. J. Firth, Phys. Rev. E **62**, 8726 (2000).
- [47] T. Maggipinto, M. Brambilla, and W. J. Firth, IEEE J. Quantum Electron. **39**, 206 (2003).
- [48] P. Manneville, *Dissipative Structure and Weak Turbulence* (Academic, San Diego, 1990).
- [49] L. A. Lugiato and C. Oldano, Phys. Rev. A **37**, 3896 (1988).

## 2.2.5 Le temps d'allumage

Nous avons étudié et mesuré le temps d'allumage des solitons de cavité afin de valider la possibilité de les employer dans des applications telecom [80] (joint à la fin de la section). Le faisceau d'écriture est soudainement allumé (temps de montée de  $575 \pm 50$  ps) en ciblant un point du plan transverse du laser et nous mesurons le temps  $t$  nécessaire à la formation du soliton de cavité. Après optimisation des paramètres, nous avons atteint des temps d'allumage de l'ordre de la nanoseconde, ce qui permet de regarder avec optimisme l'application des solitons de cavité dans le domaine du traitement tout-optique du signal. Ce temps  $t$  a deux contributions : la première correspond à un temps léthargique ( $\Delta t_c$ ) où le niveau d'intensité de l'endroit ciblé reste quasiment constante, la deuxième correspond à un front de montée très raide que nous interprétons comme le temps de basculement du système de la solution homogène à la solution solitonique. Alors que cette dernière contribution ne dépend pas significativement des paramètres du système, la première contribution en dépend fortement car elle correspond au temps nécessaire au système pour accumuler l'énergie afin de basculer de la solution homogène à la solution solitonique. Nous avons caractérisé le temps léthargique en fonction de plusieurs paramètres :  $J$ , la puissance du faisceau d'écriture et la puissance du faisceau de maintien. L'analyse expérimentale a été suivie par la comparaison avec les résultats obtenus par les théoriciens de l'Université de l'Insubria et l'Université de Bari ; l'étroite collaboration que nous entretenons avec eux nous a permis d'atteindre un très bon accord entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux.

**Cavity-solitons switching in semiconductor microcavities**

X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle,\* and J. Tredicce

*Institut Non-linéaire de Nice, UMR 6618 Centre National de la Recherche Scientifique - Université de Nice Sophia-Antipolis, 06560 Valbonne, France*

G. Tissoni and L. A. Lugiato

*INFN, Dipartimento di Fisica e Matematica, Università dell'Insubria, Via Valleggio 11, 22100 Como, Italy*

M. Brambilla and T. Maggipinto

*INFN, Dipartimento di Fisica Interateneo, Università e Politecnico di Bari, Via Orabona 4, 70126 Bari, Italy*

(Received 13 December 2004; published 18 July 2005)

Cavity solitons (CSs) are localized structures appearing as intensity peaks in the homogeneous background of the field emitted by a nonlinear microresonator. We experimentally and theoretically study the switch-on process of cavity solitons in semiconductor amplifiers. The switching time has two contributions: a lethargic lapse following the application of the switching pulse and a characteristic buildup time. While the latter is not significantly affected by the control parameters, the former crucially depends on them. Optimization of the parameters leads to a switch-on time of less than one nanosecond, assessing the CS competitiveness for all-optical applications.

DOI: [10.1103/PhysRevA.72.013815](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.013815)

PACS number(s): 42.65.Sf, 42.65.Tg, 42.79.Ta

Recently there was a lively interest on localized structures in spatially extended systems [1–3]. Experiments on localized structures have been carried out in a wide variety of systems: granular media [4], gas discharges [5], magnetic materials [6], and, more recently, in optics [7–11].

The search for localized structures in optics is particularly interesting for the possibility of developing practical devices like optical memories, shift registers, and all-optical processors [12–14]. Cavity solitons (CSs) [11] are single-peaked localized structures that arise in the transverse plane of optical cavities with nonlinear media. As for every localized structure, the CS width, shape, and position are not determined by the boundary conditions of the cavity. Moreover, CSs exhibit the remarkable property of being individually addressable which makes them very attractive for applications. Today, the formation of CSs in semiconductor materials [15–17] is a current research focus for the possibility of minimizing the size of the optoelectronic devices. We recently showed the existence of CSs in a vertical cavity semiconductor amplifier [18,19] driven by a coherent field (holding beam, HB) and full optical control of CSs by applying a local optical perturbation (writing beam, WB).

In this work we experimentally and numerically study the CSs switch-on process, which is a highly relevant feature to applications since its duration determines the maximum speed at which the device can be addressed. On the fundamental viewpoint, speed rates are linked to the local and global dynamics of the nonlinear system [20]. An experimental confirmation of the character of such phenomena was, to the best of our knowledge, still missing.

We show that the CS switching process is characterized by the sum of a lethargic time, during which the intensity does not grow significantly, and by the buildup time of the CS intensity. While the second one is not significantly affected by the control parameters, the first one is strongly influenced by the relative phase  $\phi$  of the WB with respect to the HB, showing the crucial role that the field phase plays in the properties of CSs. We also show that the delay time decreases upon an increase of the amplifier pumping current  $J$  as well as of the WB and HB powers.

Our experimental setup is similar to the one described in Refs. [18,19]. It consists in a large area vertical cavity surface emitting laser (VCSEL, 150- $\mu\text{m}$  diameter [21]) operated as an amplifier. We inject along its vertical axis a coherent, 200- $\mu\text{m}$ -wide CW field (HB), generated by a tunable laser; the HB power is controlled by an acousto-optic modulator (AOM) together with a polarizer. In Ref. [18] we demonstrated that, under properly chosen parameters, CSs may be switched on and off by injecting a local perturbation in the form of a narrow coherent (10- $\mu\text{m}$ -wide) beam (WB), superimposed to the HB. For a control pulse in phase with the HB ( $\phi=0$  rad), the CS switches on, and it can be switched off by injecting again the WB pulse with  $\phi = \pi$  rad.

In order to analyze the switch-on time of the CS after the application of the WB, we insert a Pockel's cell (electro-optic modulator, EOM) on its path to the VCSEL cavity. We drive the EOM in order to generate WB pulses of 100 ns width, rise time (10–90 %)  $\tau=575\pm 50$  ps with a repetition rate of 1 KHz. However, the bistable character of the CS ensures that once it is switched on, it persists even when the WB is gated off by the EOM. In order to switch off the CS before the arrival of the next pulse of the WB we could change the phase of the WB with respect the HB but, in our setup, this is done by a piezoelectrical actuator whose modulation response is not fast enough for our needs. Instead, we

---

\*On sabbatical leave from Institut Mediterrani d'Estudis Avançats, IMEDEA (CSIC-UIB), C/ Miquel Marqués 21, E-07190 Esporles, Spain.

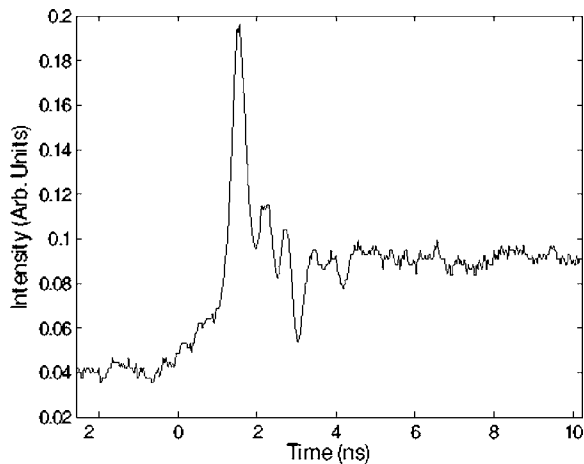


FIG. 1. Switch-on process of a CS for  $P_{\text{hb}}=7.8$  mW,  $P_{\text{wb}}^s=160$   $\mu$ W,  $J=270$  mA,  $\phi=0$  rad. The WB pulse duration is 100 ns. The WB is applied at the time  $t=0$ .

reset the CS by gating off the HB, using the AOM that sets the HB power. The periodic sequence of events is structured in this way: we first gate on the HB, then we gate on the WB switching the CS on, then we gate off the WB, and finally we gate off the HB switching the CS off. The two gates are delayed by 50 ms, long enough for the system with injection to reach the stationary state before applying the addressing beam.

An avalanche photodiode (180-ps rise time) detects the power output over a spot 20  $\mu$ m wide, at the same transverse location (“target”) where the WB addresses the CS. The detector output is analyzed by a 6-GHz analog bandwidth scope (Le Croy WaveMaster).

In order to switch a CS on, the WB energy ( $E_{\text{wb}}$ ) must reach a critical value  $E_{\text{wb}}^C$  that induces the system to locally jump from the homogeneous solution to the CS solution. The WB power  $P_{\text{wb}}$  as a function of time can be described in this way: for  $0 < t < \tau$ ,  $P_{\text{wb}}(t)$  can be approximated with a linear growing function of time with a slope given by the stationary value of  $P_{\text{wb}}(P_{\text{wb}}^s)$  divided by the rise time  $\tau$  of the EOM. For  $t > \tau$ ,  $P_{\text{wb}}(t)=P_{\text{wb}}^s$ . Then, the total energy injected into the system in a time  $\Delta t$  after the application of the WB is given by  $E_{\text{wb}}=\int_0^{\Delta t} P_{\text{wb}}(t)dt$ .

After a critical time  $\Delta t_c$  (delay time), the critical energy is reached ( $E_{\text{wb}}=E_{\text{wb}}^C$ ) and the buildup of the CS starts. The value of  $E_{\text{wb}}^C$  depends on the system parameters, namely the HB power, the VCSEL current  $J$ , and the detuning  $\theta$  between VCSEL cavity resonance and the HB frequency.

The range of variation of these parameters, in the region where CSs exist, is limited by the following criterion: the corresponding  $E_{\text{wb}}^C$  must be large enough to avoid that the CS switches on spontaneously (noise-induced switching) and low enough to be attainable by our experimental setup (the largest value for  $P_{\text{wb}}^s$  is about 160  $\mu$ W). In Fig. 1 we show the output intensity at the target region vs time, during the injection of the WB pulse of  $P_{\text{wb}}^s=160$   $\mu$ W into the VCSEL. The switch-on process is characterized by a high intensity peak followed by damped oscillations and stabilization of the CS intensity around a stationary value. The period of the

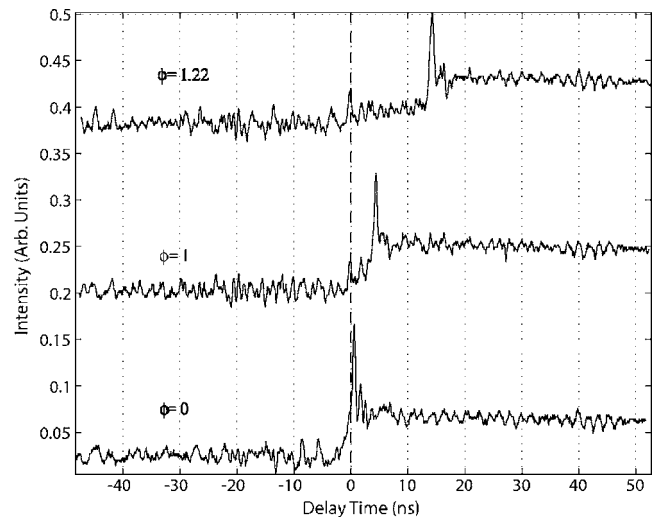


FIG. 2. Rising fronts of CS for different values of  $\phi$ . The other parameters are  $J=271$  mA,  $P_{\text{hb}}=7.8$  mW,  $P_{\text{wb}}^s=145$   $\mu$ W. The curves for  $\phi=1$  rad and  $\phi=1.22$  rad have been displaced vertically of 0.18 units and of 0.36 units, respectively.

oscillations is  $0.9 \pm 0.1$  ns. The switch-on process (from 10% to 90% of the switching peak intensity) takes  $800 \pm 50$  ps since the application of the WB, and can be divided in two stages: a first stage where the intensity growth is slow, followed by a steep front rise of  $520 \pm 50$  ps. The former is significantly affected by the system parameters and WB power, as opposed to the latter which is not. This lethargic stage is related to the experimental time  $\Delta t_c$  necessary for injecting into the system the critical energy and therefore it depends critically on  $P_{\text{wb}}^s$  and on  $E_{\text{wb}}^C$ . The lethargic stage can also be a feature of the finite response of the system itself, in this case it cannot be arbitrarily reduced decreasing  $\Delta t_c$ . Figure 1 has been taken in the optimal experimental conditions in order to minimize  $\Delta t_c$ :  $P_{\text{wb}}^s$  is set to the maximum value available in our experimental setup, while the system parameters have been set in order to minimize  $E_{\text{wb}}^C$ , compatibly with the requirement of avoiding noise-induced CS switchings. The rise time obtained in Fig. 1 can be considered an overestimation of the fastest rise time of CS because we are at the limits of our experimental possibilities. On the other hand, the duration of the steep CS front ( $520 \pm 50$  ps) cannot be changed and therefore it is the lower limit of the CS rise time. If the phase difference  $\phi$  between HB and WB is varied, the efficiency of the energy injection through the WB is diminished, since the interference with the intracavity field, whose phase is fixed by the HB phase, is not fully constructive. In Fig. 2 we plot the switching process for different values of  $\phi$ . We observe that the lethargic stage increases up to 15 ns, shifting the rising front which, as explained, remains unchanged to about 0.5 ns. The lethargic delay as function of the phase  $\phi$  is plotted in Fig. 3(a). For  $|\phi| > 1.22$  rad, the CS does not switch on anymore. The measured uncertainty for the points in Fig. 3(a), due to the noise present in the system, is less than 2 ns.

Fixing the phase  $\phi=0$  rad, the lethargic delay increases when decreasing the WB power  $P_{\text{wb}}^s$ , since the critical duration of injection  $\Delta t_c$  necessary to reach the energy  $E_{\text{wb}}$



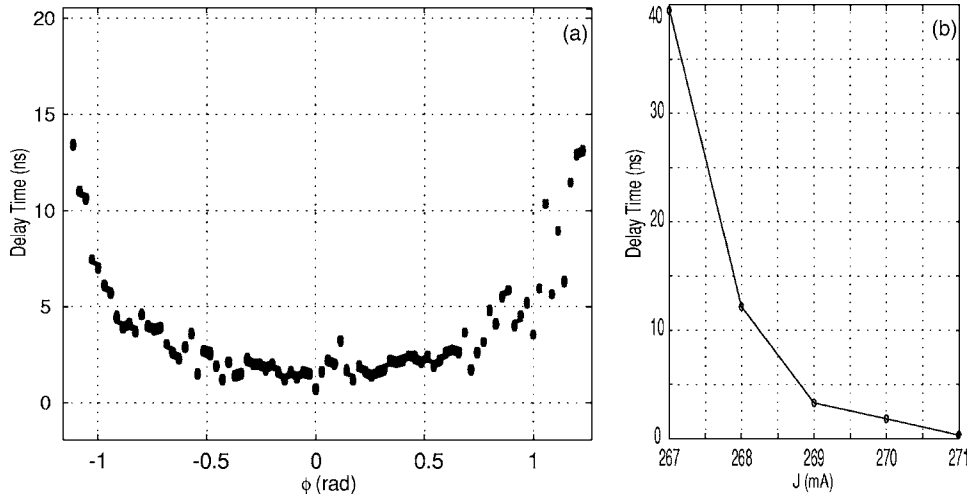


FIG. 3. (a) Lethargic time as a function of  $\phi$ ; the other parameters are as in Fig. 2. (b) Lethargic time as a function of  $J$ , for  $\phi = 0$  rad. The other parameters are as in Fig. 2.

$=E_{\text{wb}}^C$  increases, so does the lethargic time. For  $J=270$  mA and  $P_{\text{HB}}=7.8$  mW, it spans from around 1 ns when  $P_{\text{wb}}^s=160$   $\mu\text{W}$  to 30 ns when  $P_{\text{wb}}^s=10$   $\mu\text{W}$ . Fixing  $\phi=0$  and  $P_{\text{wb}}^s=160$   $\mu\text{W}$ , the lethargic time is affected by the pumping current of the VCSEL and it increases as  $J$  decreases as a consequence of a variation of  $E_{\text{wb}}^C$  [Fig. 3(b)]. Again, the rising front of the CS remains unchanged versus variations of  $J$ . The same applies for increasing HB power: for  $J=271$  mA and  $P_{\text{wb}}^s=10$   $\mu\text{W}$ , the delay time spans from a negligible value when  $P_{\text{HB}}=27$  mW to 25 ns when  $P_{\text{HB}}=15$  mW.

Simulations of the switch-on dynamics of the CS were performed, adopting the model of Refs. [16,19]. The inset of Fig. 4 shows the plane-wave (PW) stationary curve with the coexisting stable CS branch as predicted by the stability analysis. By injecting a narrow WB pulse we can access the CS branch and create a soliton. We model a Gaussian HB with waist  $\sigma_{\text{HB}}=200$   $\mu\text{m}$ , as in the experiment, and a maximum amplitude  $E_I=0.75$  in our scaled units. Then we add a narrow Gaussian WB at an arbitrary position with a waist

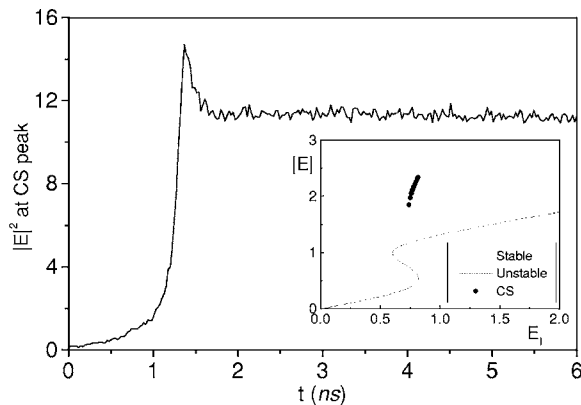


FIG. 4. CS switch-on process, numerical simulation. Parameters (in scaled units) are cavity detuning  $\theta=-2$ , normalized injected current  $J=2$  (laser threshold is  $J=2.11$ ), normalized WB amplitude  $E_{\text{WB}}=0.75$ , WB phase relative to the HB  $\phi=0$  rad. Small inset: homogeneous steady state (solid stable, dashed unstable) and CS as a function of the HB amplitude, for the parametric case in study. From now on, the HB amplitude is taken  $E_I=0.75$ .

$\sigma_{\text{WB}}=10$   $\mu\text{m}$ . The duration and temporal shape of the WB pulse is the same as in the experiment: the stationary value ( $P_{\text{wb}}^s$ ) is reached with a linear growth and a rise time of 560 ps (10–90%), and then the WB remains stationary for 100 ns. All simulations are performed after adding white-noise terms to the field and carrier density equations to simulate noise in the injected field and current, respectively, as in Sec.

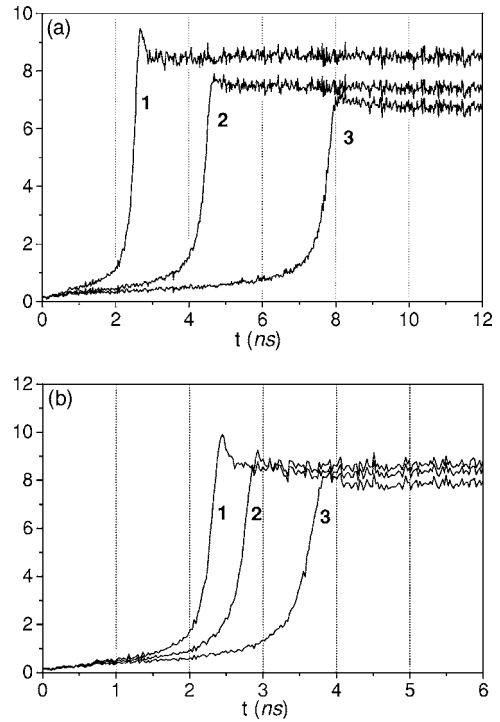


FIG. 5. CS switch-on process, numerical simulation. (a) The intensity at the CS peak is displayed as a function of time, for different values of  $\phi$ :  $\phi=0$  rad (curve 1),  $\phi=1$  rad (curve 2), and  $\phi=1.22$  rad (curve 3). Other parameters are  $\theta=-2$ ,  $J=2$ ,  $E_{\text{WB}}=0.4$ . (b) The intensity at the CS peak is displayed as a function of time, for different values of  $J$ :  $J=2.01$  and  $\theta=-2.05$  (curve 1);  $J=1.99$  and  $\theta=-1.95$  (curve 2);  $J=1.96$  and  $\theta=-1.8$  (curve 3). The cavity detuning parameter  $\theta$  has been slightly decreased as  $J$  is increased, to simulate the thermal redshift of the cavity resonance. Other parameters are  $\phi=0$  rad,  $E_{\text{WB}}=0.4$ .

E of Ref. [16]. It is worth noting that, as in the experiment, the amount of noise included in the equations is not enough to cause a spontaneous switch on of the CSs.

In Fig. 4 we report the intensity of the intracavity field at CS center during the injection. A delay time of about 1 ns followed by a steep front of about 400 ps characterize the switch-on process, in excellent agreement with the experiment. At difference from the experimental result, the overshoot peak is much less pronounced, and the following relaxation oscillations are absent.

The second step is to evaluate the effect of parametric changes on the buildup and on the delay times. The steep front duration mainly depends on intrinsic parameters of the system, like carrier recombination rate, and cavity loss rate which cannot be varied in the experiment. The delay time instead is strongly affected by the control parameters. First of all, we vary the relative WB-HB phase  $\phi$ . As in the experiment, the optimal phase is zero, and the delay time increases with  $\phi$ . In Fig. 5(a) we show the switch-on process for increasing values of  $\phi$ . When  $\phi=1.5$  rad, more injected power is necessary to create a CS and the delay time reaches 36 ns.

As for the variation of the current  $J$ , it must be said that simulations in our simple model yield an *increasing* delay time upon increasing  $J$ , as opposed to the experimental evidence. The reason is that this model does not include the experimentally observed redshift of the cavity resonance with injection current, which in our device is about

$-0.7$  GHz/mA. In our scaled variables, this is equivalent to a variation of  $\theta$  of  $-0.05$  for a current increase of 0.01. When we include this phenomenological dependence of  $\theta$  on  $J$  [22], our model correctly predicts a delay time decrease versus increasing current, as shown in Fig. 5(b).

Finally, we could confirm that decreasing WB and HB intensities cause the delay time to increase, while leaving practically unchanged the buildup time, as in the experiment. In particular we could confirm that the delay time varies considerably, from a negligible value to more than 20 ns (for  $E_{WB}=0.75$  and  $E_{WB}=0.15$ , respectively).

In conclusion, we have reported an interesting analysis of the switch on of CSs in semiconductor microcavities as a function of parameters. The results presented show that the CS switch-on time depends on current injection level, on the phase difference between the control beam and the HB, and on the WB and HB powers. Therefore CS control can be realized on time scales of less than one nanosecond, which makes these objects attractive for competitive applications.

These results have been worked out in the framework of the ESPRIT Project FUNFACS. S.B. acknowledges financial support from MECD (Spain) through Sabbatical Grant No. PR2002-0329. The INLN group acknowledges ACI photonique “Contrôle et manipulation de solitons de cavité dans les systèmes optiques auto-organisés.” G.T. thanks T. Ackemann for the useful discussions.

- 
- [1] O. Thual, and S. Fauve, J. Phys. (France) **49**, 1829 (1988).
  - [2] P. Couillet, C. Riera, and C. Tresser, Phys. Rev. Lett. **84**, 3069 (2000).
  - [3] M. Tliidi, P. Mandel, and R. Lefever, Phys. Rev. Lett. **73**, 640 (1994).
  - [4] P. B. Umbanhowar, F. Melo, and H. L. Swinney, Nature (London) **382**, 793 (1996).
  - [5] H. Willebrand, M. Or-Guil, M. Schilke, and H. G. Purwins, Phys. Lett. A **177**, 220 (1993).
  - [6] A. H. Eschenfelder; *Magnetic Bubble Technology*, Springer Series in Solid State Science No. 14 (Springer-Verlag, Berlin, 1981).
  - [7] A. Schreiber *et al.*, Opt. Commun. **136**, 415 (1997).
  - [8] P. L. Ramazza *et al.*, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **2**, 399 (2000).
  - [9] B. Schapers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 748 (2000).
  - [10] C. O Weiss *et al.*, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **68**, 151 (1999).
  - [11] L. A. Lugiato, IEEE J. Quantum Electron. **39**, 193 (2003), and references therein.
  - [12] N. N. Rosanov and G. V. Khodova, Opt. Spectrosc. **65**, 449 (1988).
  - [13] W. J. Firth and A. J. Scroggie, Phys. Rev. Lett. **76**, 1623 (1996).
  - [14] M. Brambilla, L. A. Lugiato, and M. Stefani, Europhys. Lett. **34**, 109 (1996).
  - [15] M. Brambilla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2042 (1997).
  - [16] L. Spinelli *et al.*, Phys. Rev. A **58**, 2542 (1998).
  - [17] D. Michaelis, U. Peschel, and F. Lederer, Phys. Rev. A **56**, R3366 (1997).
  - [18] S. Barland *et al.*, Nature (London) **419**, 699 (2002).
  - [19] X. Hachair *et al.*, Phys. Rev. A **69**, 043817 (2004).
  - [20] T. Maggipinto, M. Brambilla, G. K. Harkness, and W. J. Firth, Phys. Rev. E **62**, 8726 (2000).
  - [21] M. Grabherr *et al.*, IEEE Photonics Technol. Lett. **10**, 1061 (1998).
  - [22] L. Spinelli, G. Tissoni, L. A. Lugiato, and M. Brambilla, Phys. Rev. A **66**, 023817 (2002).

## 2.2.6 Le cas au dessus du seuil

L'existence des solitons de cavité a été observé aussi dans le cas où le laser injecté est alimenté en courant  $J$  au dessus du seuil  $J_{th}$  et donc dans une configuration laser injecté plutôt qu'amplificateur optique [81] (joint à la fin de la section). Le fait que le laser puisse émettre sans un champ injecté change la typologie des solitons de cavité et, en particulier, le diagramme de bifurcation sous-jacent. Alors que dans la configuration amplificateur optique, l'émission du laser esclave est verrouillé en phase et fréquence à la phase et à la fréquence du faisceau de maintien, ceci n'est plus forcément vrai quand le laser esclave passe son seuil. En fait, pour ( $J \approx J_{th}$ ), rien ne change significativement car le laser est toujours verrouillé au faisceau injecté (Fig. 6a, 6b du [81]). Lorsque  $J$  est augmenté une bifurcation de Hopf se produit déstabilisant la solution homogène. Les solitons de cavité se forment alors sur un fond oscillant à une fréquence correspondant au désaccord entre la fréquence injectée et la fréquence d'émission laser. Le soliton de cavité est stationnaire, verrouillé à la fréquence du champ injecté (Fig. 6d-e du [81]). Le processus d'allumage, ainsi que la région d'existence des solitons de cavité, a été caractérisée et ils ne montrent pas de variations particulières par rapport au cas en dessous du seuil. Le modèle théorique, adapté afin de tenir compte de la dynamique du laser au dessus du seuil, montre un très bon accord avec les résultats expérimentaux.

# Cavity Solitons in a Driven VCSEL Above Threshold

Xavier Hachair, Francesco Pedaci, Emilie Caboche, Stéphane Barland, Massimo Giudici, J. R. Tredicce, Franco Prati, Giovanna Tissoni, Reza Kheradmand, Luigi A. Lugiato, Igor Protsenko, and Massimo Brambilla

(Invited Paper)

**Abstract**—We experimentally demonstrate the existence and the control of cavity solitons in externally driven vertical-cavity semiconductor lasers above threshold. A model including material polarization dynamics is used to predict and confirm the experimental findings.

**Index Terms**—Cavity solitons (CSs), pattern formation, vertical-cavity semiconductor laser (VCSEL).

## I. INTRODUCTION

A considerable interest has by now been consolidated in the field of nonlinear and quantum optics, concerning the researches on spatial pattern formation and pattern control in optical systems. The motivation mainly resides in the perspective of encoding and treating optical information in the spatial domain, just as it is now customary to manipulate information in the temporal (or spectral) shape of optical signals, relying on the coupled effects of, e.g., dispersion and nonlinearities.

In the spatial domain, though, the possibility of encoding individual informational elements is generally frustrated by the high degree of spatial correlation with which most patterns spontaneously emerging from modulational instabilities (MI) are endowed. To beat this phenomenon, recent advances in this line exploited the well-known phenomenon of spatial localization [1] to obtain self-confined nondiffracting spatial structures in the coherent field profile. Spatial solitons [2] and cavity solitons (CSs) [3], [4] are two of the most appealing entities for such purposes. CSs, in particular, have unique features which make them appealing for information treatment in a stationary configuration, while spatial solitons generally occur in propagative configurations and are thus intrinsically transient.

Manuscript received September 9, 2005. This work was supported in the framework of the Specific Targeted Research of Innovation Project FUNFACS administered by CNR-INFN.

X. Hachair was with the Institut Non-linéaire de Nice, UMR 6618 Centre National de la Recherche Scientifique, Université de Nice Sophia-Antipolis, 06560 Valbonne, France. He is now with the Laboratoire Physique de Nanostructures, Paris, France.

F. Pedaci, E. Caboche, S. Barland, M. Giudici, and J. R. Tredicce are with the Institut Non-linéaire de Nice, UMR 6618 Centre National de la Recherche Scientifique, Université de Nice Sophia-Antipolis, 06560 Valbonne, France.

F. Prati, G. Tissoni, and L. A. Lugiato are with CNISM, Dipartimento di Fisica e Matematica, Università dell'Insubria, 22100 Como, Italy (e-mail: franco.prati@uninsubria.it).

R. Kheradmand was with the CNISM, Dipartimento di Fisica e Matematica, Università dell'Insubria, 22100 Como, Italy. He is now with the University of Tabriz, Tabriz, Iran.

I. Protsenko is with the Lebedev Physics Institute, Moscow, Russia, and also with the Russia Scientific Center of Applied Research, JINR, Dubna, Russia.

M. Brambilla is with the INFN-CNR, Dipartimento di Fisica Interateneo, Università e Politecnico di Bari, 70126 Bari, Italy.

Digital Object Identifier 10.1109/JSTQE.2006.872711

CSs appear as isolated intensity peaks in the field emitted by a nonlinear dissipative system, generally, but not only, a driven nonlinear cavity, and they are embedded in a homogeneous dim background field, which acts as a sort of a skating ring across which the CS is free to shift, following intrinsic or externally imposed gradients of the coherent field. CS can moreover be switched on and off at arbitrary locations independently and this makes them good candidates to realize dynamically reconfigurable arrays of self-assembled pixels, not affected by the rigidity unavoidable in, e.g., etched arrays of microlasers [5].

A breakthrough toward implementation of CS-based applications was provided by the joint experimental and theoretical evidence of manipulable CSs in a vertical-cavity semiconductor laser (VCSEL) in the amplifying regime (i.e., with pump current between transparency and lasing threshold) [6], soon sided by multiplication of the encodable CS [7] and confirmation of viable timescales for CS encoding [8].

In the course of some 10–12 years, the first theoretical predictions of CSs in optical resonators were mainly based on prototypical models, centered on the interplay among dispersive/absorptive nonlinearities, paraxial diffraction, and dissipation/feedback, as provided by the resonator [5], [9]. In many of such works, the energy to the intracavity medium was conveyed just by an external plane-wave beam. Of course, in the perspective of applications, it would be, and still is, highly desirable to exploit CS properties within classes of devices where an external nonoptical energy intake can be conveyed to the optical structures and—so to say—converted into the self-confined manageable optical power associated with the bright CS. The most natural class of devices where to work indeed would have been the lasers, trying to obtain a device which could emit (spontaneously or under some deterministic control) CSs at or close to threshold.

Unluckily, early in the game it was predicted that a two-level free running laser was unavoidably deemed to emit a time-dependent pattern in the form of traveling waves, directly at threshold, whenever a pattern-forming instability could be achieved (i.e., with positive atomic detuning) [10], [11]. Such predictions were later confirmed in lateral and vertical emitting semiconductor lasers [12]–[14]. These conditions were intuitively quite unfavorable to the realization of *stationary* self-confined structured, the background being unstable and the dynamics growing more and more irregular as the device was pumped beyond threshold.

These studies were soon generalized to the laser with an injected signal, and it was shown that in general the dynamics

is not substantially different from that of the free running laser [15], [16], except when the frequency of the injected field is tuned close to the atomic resonance [17], [18]. The laser with injected signal was analyzed more recently in [19], and it was predicted that models based on a complex Ginzburg Landau equation, which describes lasers near threshold, could exhibit stable phase solitons under the application of external forcing frequencies.

On the basis of a different approach, in order to predict, characterize, and study the onset of dissipative solitons in a vast number of pioneering works, the group of N.N. Rosanov considered the case of a laser with saturable absorber, i.e., a resonator where two media shared the cavity, one providing gain due to external pumping and the other purely absorptive. This system is known to exhibit a generally stable emission profile in the limit of fast media response and was thus suited to combine lasing with stationary background emission whereupon solitons could be stably realized [20].

Only lately was it theoretically/numerically demonstrated that more involved lasing schemes were indeed able to exhibit the formation and the control of CS (writing, erasing, shifting) [21]–[23] and that self-confinement appears indeed quite robust even in presence of radiating patterned waves [21]. Such indications triggered back to the hunt for CS in emitters, and in semiconductor-based emitters as an elective class for applicative purposes; of course, the absence of a second passive nonlinear medium could be considered as a bonus in simplifying the device's architecture.

In this paper, we report on the joint experimental and theoretical evidence of stable and addressable CS in a broad-area VCSEL driven well above the lasing threshold. The device type is the same where CS were observed in the amplifying regime [6] and we offer proof that they exist on top of a dynamically unstable background with no harm for their stability or independence. In Section II, the setup and the characterization of the lasing conditions in the spatially extended cross section of the device are reported, along with the analysis of the solitary laser emission; then we describe the laser emission and dynamics when an external holding beam with a homogeneous profile is injected into the device in order to provide the bistable behavior, which is known to be beneficial for the CS stability, and finally we show the stable CS and prove their characteristic properties, along with an analysis of their addressing dynamics. In Section III, a theoretical model is provided, suited to describe the spatio-temporal dynamics of a broad-area semiconductor device with fast polarization dynamics (as is the case of a VCSEL), a condition where it is well known that it is impossible to perform a standard adiabatic elimination of the fast variables [24]. While we leave to a future publication the thorough discussion of the model's derivation, descriptive span and of the various regimes that were studied, in this work the focus is posed on the analysis of the main phenomena found in the experiment, namely, the coexistence of different states in the transverse plane due to the spatial frequency gradient in the device and the existence of bistability between CS and the (unstable) low intensity state of emission. Section IV offers some conclusions and perspectives.

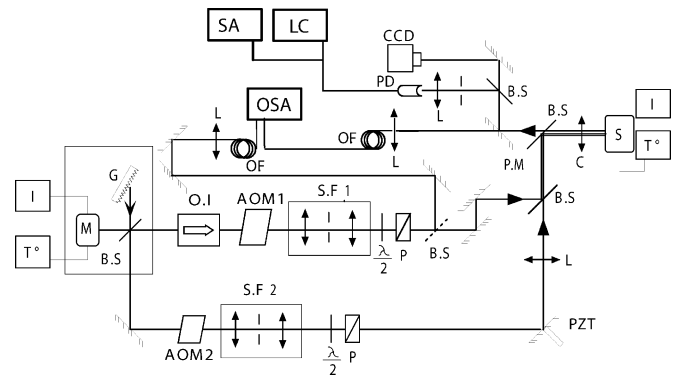


Fig. 1. Experimental setup. M: high-power edge emitter laser, I: current driver stabilized up to 0.01 mA, T°: temperature controller, G: grating, O.I.: optical diode, OSA: optical spectrum analyzer, AOM: acousto-optic modulators, LC: digital oscilloscope, SA: power spectrum analyzer, S.F.1: beam expander-configurator with spatial filtering, S.F.2: beam reducer-configurator with spatial filtering, S: broad-area vertical cavity surface emitting laser, C: collimator, CCD camera, PD: photodetector, PZT: piezoelectric ceramic, BS: beam-splitters, PM: power meter (optional),  $\lambda/2$ :  $\lambda/2$  waveplates, P: polarizers, and OF: optical fiber.

## II. EXPERIMENT

The experimental setup is similar to the one described in [6], [25] and is shown in Fig. 1. The injected laser has been provided by Ulm university and is an oxidized bottom-emitter VCSEL with Bragg mirrors consisting of 20.5 pairs on the bottom side and 30 pairs on the top side, and three quantum wells emitting around 970 nm at threshold [27]. Its diameter is 150  $\mu\text{m}$ .

The master laser is an external grating laser which can be tuned in the range 960–980 nm by steps of 41 GHz and, for each step, it can be tuned continuously on a range of 6 GHz. This laser provides the injection beam (holding beam, HB) whose linewidth is less than 1 MHz on long time acquisitions (larger than 1 min). The injection beam is spatially filtered and is collimated to a waist of about 200  $\mu\text{m}$ . An optical isolator (return loss  $>30$  dB) is placed at the beam exit of the external-cavity laser to avoid any disturbance from back reflections and the slave output. The intensity of the injection beam entering in the VCSEL (before the collimator) can be adjusted up to 20 mW. The HB power is controlled by an acousto-optic modulator together with a polarizer. The master laser also provides the writing beam (WB). This beam is prepared to obtain a waist of 10–15  $\mu\text{m}$ , while its maximum injectable power in the VCSEL is 100  $\mu\text{W}$ . The WB phase relationship with respect to the HB is controlled by piezo positioning of a mirror on its own path.

The reflected output of the VCSEL is monitored by a CCD camera Pulnix 765 E, on which we form the image of the emitted near field. A photodetector Thorlabs PDA8GS (DC–8-GHz bandwidth) monitors a small portion of the VCSEL transverse plane to detect the dynamics of a CS. A digital oscilloscope Lecroy Wavemaster 8600 A (6-GHz analog bandwidth, 20-GHz digital bandwidth) is used for monitoring the detector output together with a spectrum analyzer (bandwidth: 0.1 MHz–20 GHz). For measuring the optical spectrum emission of the slave laser, we use an optical spectrum analyzer Agilent 86140B (0.5  $\text{\AA}$  resolution), the detection can be performed either on the total

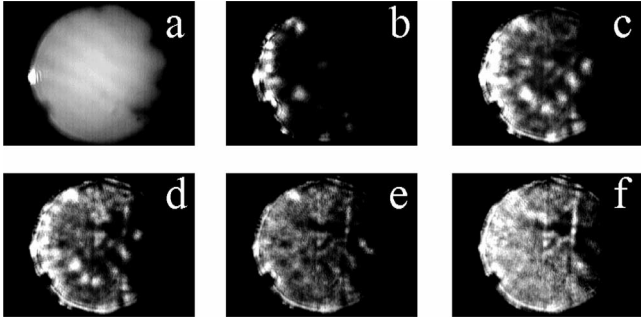


Fig. 2. Average intensity profiles of the solitary VCSEL under different pumping current. A set of neutral density filter is used to avoid CCD camera saturation: the power attenuation factor is reported with respect to the situation in (a). (a)  $J = 200$  mA, (b)  $J = 300$  mA (attenuation factor:  $-10$  dB), (c)  $J = 350$  mA (attenuation factor:  $-10$  dB), (d)  $J = 400$  mA (attenuation factor:  $-20$  dB), (e)  $J = 550$  mA (attenuation factor:  $-25$  dB), and (f)  $J = 750$  mA (attenuation factor:  $-25$  dB).

emission of the slave laser, or on a small region in order to detect the spectral information relative to a single CS.

The solitary VCSEL light intensity output as function of the pumping current ( $J$ ), ( $L/I$  curve), indicates a laser threshold of  $J_{th} = 195$  mA. In fact, the usual definition of laser threshold, where the intensity output is integrated through the whole transverse plane of the device, is not meaningful when dealing with such broad-area laser. More information can be obtained by plotting the near-field transverse emission profile of the solitary VCSEL as a function of the pumping current (Fig. 2). For  $J < 200$  mA we observe the spontaneous emission profile. At  $J = 200$  mA [Fig. 2(a)] the lasing emission starts on the left border of the device and progresses, as  $J$  is increased, along the circular border on the left side of the VCSEL [Fig. 2(b)]. Further increase of the current makes bright spots to appear at the center of the device, [Fig. 2(c) and (d)]. These spots are randomly distributed and no regular patterns can be recognized in the emission profile. The transverse distribution of emission does not change for current higher than 500 mA, while the emitted power continues to increase linearly [Fig. 2(e) and (f)]. It is important to remark the existence of a region at the right side of the device where the emission level is extremely low, even for current values larger than  $J > 750$  mA. This region has appeared only recently and it is a sign of ageing of this device. For current  $J > 400$  mA [Fig. 2(d)–(f)], it is possible to recognize two vertical lines along which the bright spots are more dense. These lines are the consequence of the presence of defects on the surface of the wafer. To match the lattice constant of the active region (InGaAs) with the pure GaAs, the InGaAs is grown with a certain amount of strain. The strain tends to relax in presence of defect and creates a defect line that can extend over distances of the order of several millimeters. The defect, which is the origin of the line, can be therefore far away from the active zone of the laser [26].

The plots of Fig. 2 show that three different regions can be distinguished in the transverse plane of the device. The first is the circular border at the left of the device where, due to the current crowding [27], the emission occurs at the lowest level of pumping current. It is important to remark that the current crowding, apart from the pumping current localization, engen-

ders also thermal inhomogeneities in the transverse plane of the device. This affects the transverse distribution of the VCSEL emission frequency. The second region, on the extreme right part of the transverse plane, shows an extremely low emission level in the current range explored. Finally, a central region where the emission is rather homogeneous until  $J = 250$  mA is shown. We will work in this region of the transverse plane and will bias the device in order to observe lasing emission from this region ( $J > 329$  mA).

Another important characteristic of our device is that the cavity resonance varies along an horizontal axis of the transverse plane. This has been described in [25] and [28] and it is due to the nonparallel layers forming the cavity, owing to the standard epitaxial growth techniques. By consequence, in our system, the lasing wavelength varies along one direction of the transverse plane. In this particular device, a lasing wavelength gradient of  $0.4 \text{ GHz } \mu\text{m}^{-1}$  is measured along the horizontal dimension, which leads to a resonance frequency difference of  $60 \text{ GHz}$  between one side and the other of the amplifier.

We inject along its vertical axis the HB generated by the master laser set to a power of  $20 \text{ mW}$  while the VCSEL current is set to  $J = 450 \text{ mA}$ . As a function of the frequency detuning between the laser cavity resonance and the frequency of the injected radiation ( $\theta$ ), we may distinguish experimentally three kinds of responses: 1) the VCSEL emission is not perturbed by the application of the HB, which means that there is no interaction between the injected field and the device due to an injected field not resonating with the VCSEL cavity ( $|\theta|$  exceedingly large); 2) the VCSEL emission is modified when the injected field is applied and its transverse profile appears homogeneous, at least as detected from the time-averaging CCD camera; and 3) the VCSEL emission develops spatial structures as a result of the injection. In fact, because of the cavity resonance frequency gradient and the current crowding, the frequency of laser emission is not homogeneous in the transverse plane, and the same occurs to the parameter  $\theta$ . As a result, these three responses coexist in the transverse plane of the device, for the same value of injection frequency. In Fig. 3, we plot the near field of VCSEL emission for increasing injected field frequencies. This sequence can be compared to the solitary laser emission plotted in Fig. 3(a). In Fig. 3(b), interaction is observed and it determines an increase of the emission level of the homogeneous background, especially evident in the central part of the device, while the structures remain as in Fig. 3(a).<sup>1</sup> For lower injection frequencies no interaction is observed and the emission is everywhere like in Fig. 3(a). For higher injection frequencies [Fig. 3(c)], structures form at the left side of the device, while the emission in the rest of the device remains similar to Fig. 3(b). As the frequency is increased, the pattern region expands in the device especially around the border [Fig. 3(d)] and in Fig. 3(e) the pattern region is filling the left side of the device, while the central part is quite homogeneous with two bright spots that reminds the CS observed below threshold [6]. In Fig. 3(f) we observe that the pattern covers the whole transverse plane (except for the “dark region” at the right border of the

<sup>1</sup>We remind the reader that this profile is time averaged by the CCD camera.

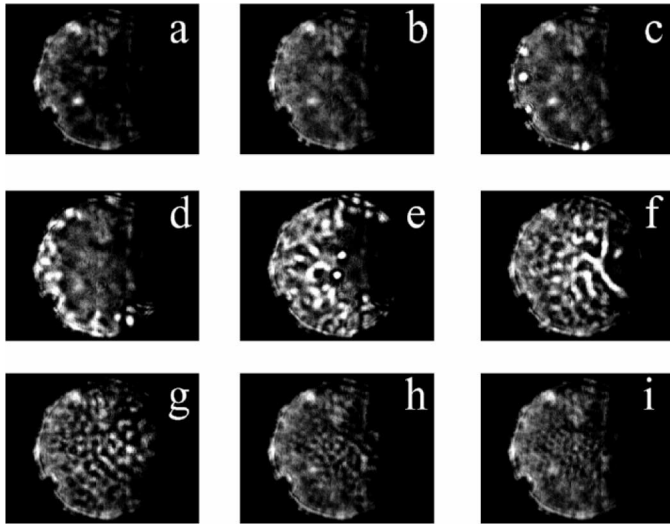


Fig. 3. Average intensity profiles of the VCSEL under different injection frequency around 970 nm progressing toward the blue side of the spectrum (the injection frequency is quantified in each situation with reference to the injection frequency used in (b), which is the lowest for which interaction is observed. The wavelength of the injected field in (b) is 971.71 nm. (a) Solitary laser, (b) 0 GHz, (c) +34 GHz, (d) +71 GHz, (e) +111 GHz, (f) +148 GHz, (g) +188 GHz, (h) +225 GHz, and (i) +269 GHz.  $J = 450$  mA,  $P_{HB} = 20$  mW.

device). Further increase of the injected frequencies [Fig. 3(g)–(i)] makes the spatial frequency of the structures to increase, and finally the interaction is very weak and the transverse profile is again similar to the one of the solitary VCSEL.

In analogy to what observed below threshold, the curve separating the pattern emission region and the homogeneous (after time averaging) region can be interpreted as the locus of the spatial positions where the local values of  $\theta$  and field intensity meet the condition for the onset of a (pattern-inducing) MI. As the injection frequency is increased, the pattern region progressively fills the whole transverse profile of the device. This is because of the shift of the MI boundary to the new locus of points where the critical detuning condition is satisfied.

We can estimate that, to observe interaction between the light injected and the VCSEL, the range of variation of the injected frequency (and, by consequence, of  $\theta$ ) is approximately 270 GHz starting from the lowest frequency value for which interaction is observed [Fig. 3(b)]. If we increase the pumping current, the laser cavity resonance shifts toward the red, because of the Joule heating of the semiconductor medium. Then, for maintaining the detuning value in the range where interaction is observed, the master wavelength needs to be increased as well. On the other hand, the qualitative behavior shown in Fig. 3 as a function of the injected frequency obtained for  $J = 450$  mA does not change fixing  $J$  at different values above threshold.

The theoretical prediction (see discussion of Fig. 11(g) in Section III) and the analogy with the case below threshold indicate that the most favorable region in the transverse plane for finding CS is the one in the neighborhood of the boundary where the MI occurs. As in the subthreshold case [6], the presence of the cavity resonance gradient limits the existence of the CS to a small region around the boundary separating the patterned region from the homogeneous region.

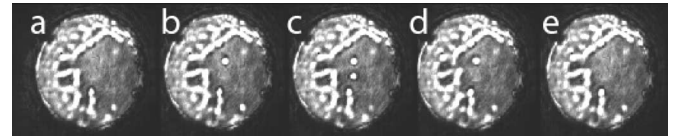


Fig. 4. Intensity distribution of the output field. The HB is always on and all parameters are kept constant:  $P_{HB} = 18$  mW,  $J = 462.4$  mA. (a) WB is blocked; (b) WB ( $P_{WB} = 20$   $\mu$ W) targets a point into the homogeneous region; it induces the appearance of a single CS and when the WB is blocked again, the CS remains; (c) WB is displaced in position and switched on again, which generates a second CS that persists when the WB is blocked; (d) WB targets the second CS again, but the relative phase of WB with respect to HB has been changed of  $\pi$  and the CS is switched off and it remains off when the WB is blocked; (e) WB targets the first CS again, but the relative phase of WB with respect to HB has been changed of  $\pi$  and even the first CS is erased. Once the WB is blocked, the intensity distribution is identical to (a).

CS can be created by injecting the WB. We fix all parameter values in order to obtain a situation similar to the one shown in Fig. 3(e), where the MI boundary is on the left side of the device, and we inject the WB into the homogeneous region. Starting with no spot, the WB is capable of generating a high-intensity spot with a diameter on the order of 15  $\mu$ m when it is in phase with the HB. If we remove the WB, the bright spot remains on indefinitely. We then apply this beam in a different location without changing any parameter value and a second spot is generated without perturbing the first one we have created. This one will also persist after removal of the WB. We reach, then, the situation in which two spots exist. Changing the phase of the WB by  $\pi$  in respect with the HB and reinjecting it successively at each location, where the spots have been created, we erase each of them in an independent way. The full series is displayed in Fig. 4 and this sequence assesses these spots being CS.

CS can also appear decreasing the HB power from values where only pattern solutions are stable to values where only CS and the background solution are stable. We have recorded experimentally, as a function of the HB power, the local intensity output of the VCSEL monitoring a spot of 15  $\mu$ m centered on a position where a CS can be ignited by the WB. Starting from  $P_{HB} \approx 0$  and increasing power, there is a critical value of  $P_{HB}$  at which the background solution loses its stability and a bright spot appears and, for decreasing  $P_{HB}$ , there is a second critical value for which the CS solution loses its stability and the system switches to the background solution. The difference between these two values for  $P_{HB}$  defines the bistability region in term of the HB power. In this region the CS can be addressed by a WB and they can be switched on and off.

In Fig. 5, we plot the local emission of the VCSEL as a function of the injection power for three sweeping cycles of the HB power. The bistability is assessed by a hysteresis cycle whose lower branch correspond to the background solution, while the upper branch correspond to the CS solution. Close to the parameter values where the bifurcation occurs, the noise may induce spontaneous jumps of the system toward the other solution. This results in a relative uncertainty of parameter values of about 20% for the borders of the bistability region and determines, at every cycle, a slightly different position of the transition lines (see Fig. 5). The bistability region, i.e., the region where the CS can



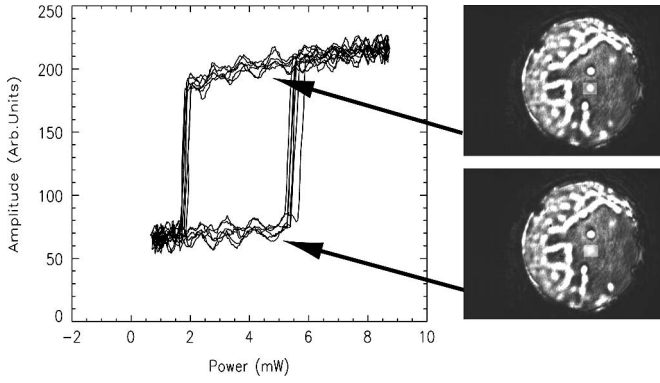


Fig. 5. (Left) Local intensity output from the VCSEL as a function of the injection power. (Right) Transverse profile emission of the VCSEL corresponding to the upper branch (top) and to the lower branch (bottom). The monitored region of the transverse plane is indicated with a gray square marked on the profiles. The parameters are identical to those of Fig. 4.

be controlled, depends critically on the parameter  $\theta$ . Fixing the pumping current of the VCSEL, and setting the injection frequency to observe a bistable behavior as the one in Fig. 5, the injection frequency can be varied by less than 6-GHz before losing the bistability. This means that the region of  $\theta$  where CS can be observed is less than 6-GHz wide. The tight condition on the value of the parameter  $\theta$  to observe controllable CS makes very sensible the operation of setting the injection frequency when varying the VCSEL pumping current.

To gain more insights on the properties of the observed CS, we measure the local average optical spectrum emission of the slave laser at the place where the CS is created (the emission is detected in a spot of  $10 \mu\text{m}$  around the point targeted by the WB). In the case below threshold, we recall that the CS optical spectrum is the same (except for an amplitude factor) as the spectrum emitted by the background and both are locked to the master injection frequency. The detuning range between the injection frequency and the laser cavity resonance for the onset of the CS is only a few gigahertz wide around the critical value [25]. In Fig. 6 we plot, for different values of the pumping current, the local emission spectrum of the VCSEL without injection, the local emission spectrum of the injected VCSEL when the CS is off (background), and the local emission spectrum of the injected VCSEL when the CS is on. The master laser injection frequency is marked as well. It is important to note that the local emission signal is brought to the spectrum analyzer by mean of a monomode optical fiber. The light coupling into the fiber engenders spatial filtering of the field and, therefore, in the optical spectra, the transverse components present in the emission signal appear to be more attenuated the more they deviate from the on-axis component.

When the VCSEL is biased slightly above threshold [Fig. 6(a) and (b)], the local spectra of the background and of the CS have the same characteristics as for  $J < J_{\text{th}}$ : both are locked to the injection frequency. Moreover, both spectra are red detuned with respect to the peak in the optical spectrum of the solitary VCSEL, and the detuning range where CS can be generated is, as already pointed out, only few gigahertz wide. For

higher pumping currents [Fig. 6(c) and (d)], the local spectrum of the background spectrum shows the presence of two peaks one corresponding to the injection frequency and the second close to the solitary VCSEL spectrum peak. The spectrum of the CS shows a narrow and high peak centered on the injection frequency and detuned with respect to the solitary VCSEL emission.

In Fig. 6(c) and (d) the detuning between the injected wavelength and the lasing wavelength is about  $35 \pm 8$  GHz, it is important to stress that the possibility of creating CS vanishes if  $\theta$  is varied of more than 6 GHz. Therefore, it appears that this detuning is a severe constraint for the presence of CS. If we change the pumping current, the width of the range in  $\theta$  where CS exist remains constant, at least within the resolution of the optical spectrum analyzer ( $0.5 \text{ \AA}$ , 15 GHz). Instead, since the laser wavelength (and the cavity resonance) is increasing, the master wavelength needs to be increased as well to match this critical detuning.

The presence of these double peaks in the background optical spectra reveals that the pedestal of the CSs, which was a homogeneous state in the amplifier configuration, has a very different nature when the injected VCSEL is operated well above threshold. The double peak structure in the background spectrum indicates that the background is oscillating in time at a frequency corresponding to the peak separation (35 GHz). The bandwidth limitation of our detectors does not allow to resolve such high-frequency signal. Measurements of possible lower frequency beatings have been performed with the fastest detector available (8-GHz bandwidth). As expected, no modulated signal was evidenced within that frequency range, either in presence or in absence of a CS. We interpret this as a signature that no oscillatory behavior is present apart from that evidenced in the optical spectrum, while the peak separation lies well beyond the detector's capability.

### III. THEORY

The rate equation model adopted to describe the formation of patterns and CS in the driven VCSEL below threshold [6] is no longer adequate for the VCSEL above threshold. In fact, as already evidenced for two-level lasers [24], the standard adiabatic elimination of the polarization variable, which leads from the Maxwell–Bloch equations to the rate equations, introduces unphysical effects in presence of diffraction. In the case of a laser with injected signal, the rate equation model predicts that below the threshold of injection locking all transverse wavenumbers are unstable, as a consequence of the fact that the standard adiabatic elimination of the polarization implicitly assumes that the gain width is infinite.

In the case of a two-level laser such a wrong result disappears as soon as one considers the full set of Maxwell–Bloch equations. For a semiconductor laser the solution is less straightforward, because in principle for such lasers the band structure of the active material imposes to adopt microscopic Maxwell–Bloch equations, with an enormous increase of the complexity of the problem, which makes the analysis of pattern formation unrealistic.



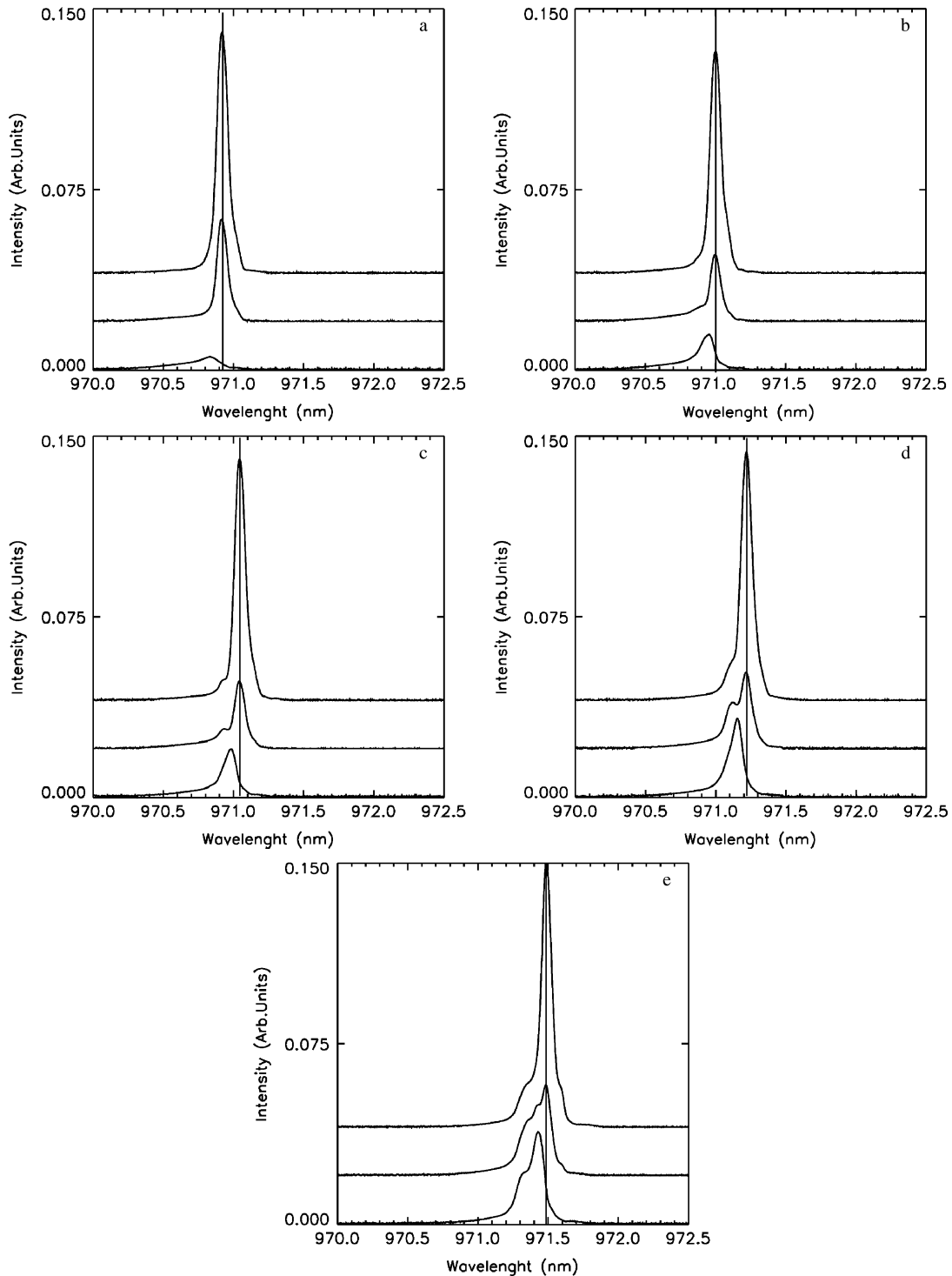


Fig. 6. Local optical spectra as a function of the pumping current. The region monitored is a spot of  $15 \mu\text{m}$  around the point targeted by the WB (see the profiles in Fig. 5). The lowest curve is the spectrum of the solitary VCSEL, the curve in the middle is the emission spectrum of the VCSEL with injection and the CS off, while the upper curve is the emission spectrum of the VCSEL with injection and CS on.  $P_{\text{HB}} = 9 \text{ mW}$ . (a)  $J = 316 \text{ mA}$ , and (b)  $J = 352 \text{ mA}$ , (c)  $J = 362 \text{ mA}$ , (d)  $J = 420 \text{ mA}$ , and (e)  $J = 498 \text{ mA}$ .

However, the use of effective Maxwell–Bloch equations for semiconductor lasers has been suggested, where a collective macroscopic polarization variable is introduced, and a dynamical equation is cast for its evolution, although suitably modified

to capture the typical features of the susceptibility of a semiconductor medium [29]–[31]. In this way, pattern formation in semiconductor lasers can be studied with the same degree of complexity as for two-level lasers. We consider the following

effective Maxwell–Bloch equations:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \sigma [E_I + P - (1 + i\theta)E + i\nabla_{\perp}^2 E] \quad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \Gamma(1 + i\Delta)[(1 - i\alpha)DE - P] \quad (2)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = b \left[ J - D - \frac{1}{2}(EP^* + E^*P) + d\nabla_{\perp}^2 D \right] \quad (3)$$

where  $E$  and  $P$  are the slowly varying envelopes of the electric field and of the effective macroscopic polarization, and  $D$  is a population variable proportional to the excess of carriers with respect to transparency. Time is scaled to the dephasing rate  $\tau_d$  of the microscopic dipoles and the decay rates  $\sigma$  and  $b$  are defined as  $\sigma = \tau_d/\tau_p$  and  $b = \tau_d/\tau_c$ , where  $\tau_p$  and  $\tau_c$  are, respectively, the photon lifetime and the carrier recombination time.

As already evidenced in the Section II, an important parameter is  $\theta$ , which represents the difference between the cavity longitudinal mode frequency and the frequency of the injected field, multiplied by  $\tau_p$ . The amplitude of the injected field is denoted by  $E_I$ , while  $J$  is a parameter related to the pump current normalized in such a way that the threshold for the solitary laser is  $J_{\text{th}} = 1$  when it emits on axis. Finally,  $d$  is the diffusion coefficient for carriers.

This model differs from the two-level Maxwell–Bloch equation in the equation for the macroscopic polarization  $P$  where, as in [29], the right hand side of the equation is multiplied by a complex term where two real parameters  $\Gamma$  and  $\Delta$  appear and determine the shape of the effective susceptibility. The two parameters are assumed to depend on the population variable  $D$ , and the dependence can be phenomenologically derived by a linear fitting of the gain curves calculated with a microscopic model. In this paper, we set  $\Gamma(D) = 0.276 + 1.016D$  and  $\Delta(D) = -\alpha + 2\delta(D)/\Gamma(D)$ , with  $\delta(D) = -0.169 + 0.216D$ .  $\Gamma(D)$  is associated with the gain linewidth, while  $\delta(D)$  is the detuning between the reference frequency (in our case that of the injected field) and the frequency where the gain is maximum. Our model differs from that of [29] mainly because we write explicitly the gain term in the equation for  $P$  as  $(1 - i\alpha)ED$ , where  $\alpha$  is the usual linewidth enhancement factor.

The full derivation of the model, its comparison with the microscopic susceptibility, and an extended analysis of the MI characterizing the system, beyond the specific experimental match sought in this paper, cannot be presented here for reasons of space and will be the subject of a further publication. Here, we just point out that a standard adiabatic elimination of  $P$  allows to recover straightforwardly the rate equation model [6], which makes the physical comparison with the amplifier configuration more straightforward.

Throughout this paper we kept fixed the parameters  $\sigma = 4 \cdot 10^{-2}$ ,  $b = 10^{-4}$ ,  $\alpha = 3$ , and  $d = 0.052$ . Assuming  $\tau_d = 100$  fs, this means  $\tau_p = 2.5$  ps and  $\tau_c = 1$  ns. The choice proceeds from values found in literature or mutated from the experimental measurements throughout the research work on the samples under investigation. The free parameters were the intensity  $E_I^2$  of the HB, the pump parameter  $J$ , and the detuning  $\theta$ .

In Figs. 7 and 8 we show the homogeneous stationary curve and the instability domains, focusing on two regimes compati-

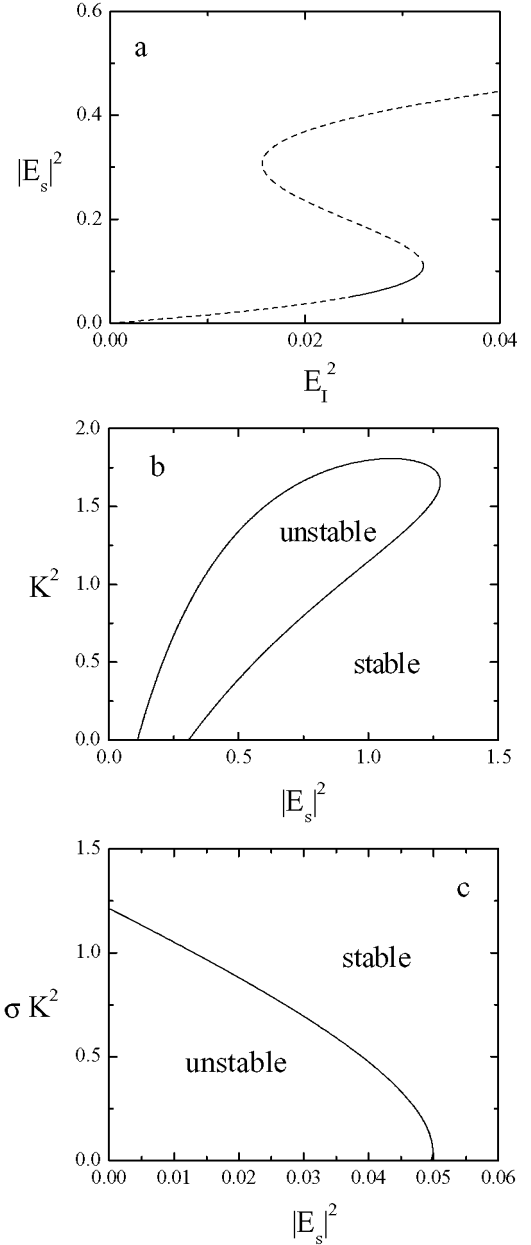


Fig. 7. Stationary curve and instability domains for the homogeneous stationary solution  $J = 1.05$ ,  $\theta = -2.3$ . (a) Stationary intensity  $E_s^2$  versus the injected intensity  $E_I^2$ . (b) Instability domain for the Turing instability. (c) Instability domain for the Hopf instability.  $K$  is the modulus of the transverse wave vector against which the stability of the homogeneous solution is analyzed.

ble with the experimental conditions to validate the observed evidences. In Fig. 7 the laser is pumped close to threshold ( $J = 1.05$ ), while in Fig. 8 it is about 20% above threshold ( $J = 1.2$ ). Choosing properly the detuning  $\theta$ , the homogeneous stationary state shows the typical  $S$ -shaped curve of bistable systems [Figs. 7(a) and 8(a)]. The stability analysis reveals the existence of two instability domains associated, respectively, with a Turing and a Hopf instability.

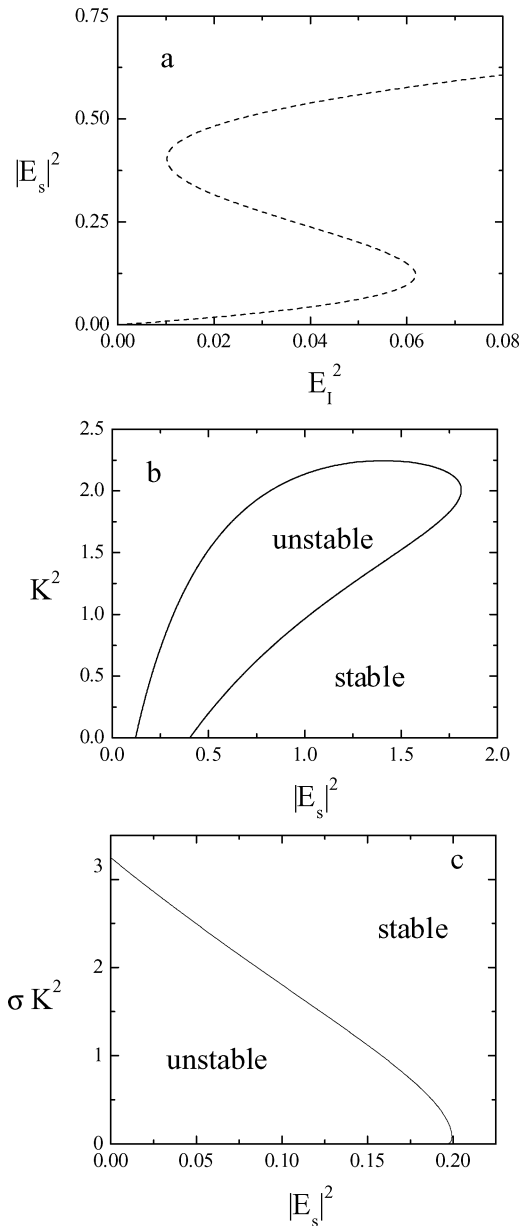


Fig. 8. Stationary curve and instability domains for the homogeneous stationary solution.  $J = 1.2$  and  $\theta = -2.5$ . (a) Stationary intensity  $E_s^2$  versus the injected intensity  $E_I^2$ . (b) Instability domain for the Turing instability. (c) Instability domain for the Hopf instability.  $K$  is the modulus of the transverse wave vector against which the stability of the homogeneous solution is analyzed.

The Turing instability [Figs. 7(b) and 8(b)] affects the negative slope branch ( $K = 0$ ) and part of the upper branch, and it is responsible for the formation of patterns and eventually CS. It does not depend on the parameters  $\Gamma$  and  $\Delta$ , and therefore it is independent from the way we describe the semiconductor susceptibility. In fact, it can also be found in the rate equation model.

The Hopf instability [Figs. 7(c) and 8(c)] is associated with the well-known instability of a laser with an injected signal that appears whenever the frequency of the injected field differs from that of the free running laser. This instability exists for low injection powers, and disappears at the injection lock-

ing point, where the injected field is strong enough to lock the laser to its frequency. In a class-B laser that point is approximately given by the condition  $|E_s|^2 = J - 1$ , which means that locking is achieved as soon as the intensity emitted by the laser with injected signal equals that of the free running laser. As mentioned above, this instability cannot be described correctly within the rate equation model because in presence of a flat gain profile, arbitrarily large transverse wave vectors are excited. Instead, in our model only a finite band of transverse wave vectors are excited. Here on the vertical axis we plot the quantity  $\sigma K^2$ , which has the meaning of the frequency associated with the transverse mode whose wave vector has modulus  $K$ . Hence, the shape of the unstable domain is a consequence of the shape of the gain in our model in the blue side of the spectrum.

Since the position of the injection locking point depends on the injected current  $J$ , two different scenarios are possible: in Fig. 7(a) a portion of the lower intensity homogeneous branch between the injection locking point and the right turning point is stable, while in Fig. 8(a) the whole lower intensity homogeneous branch of the steady-state curve is unstable. In the former case, CS are not substantially different from those found when the device was kept below threshold [6], because they still sit on a stable background.

In Fig. 9(a) and (b) we show the results of the dynamical simulations for the parameters of Figs. 7 and 8, respectively. The squares indicate the intensity averaged in time in a point of the transverse plane, which is chosen as the center of a CS when a CS exists. The vertical bars represent the oscillations around the average intensity. The two scenarios are quite different.

In Fig. 9(a) we show that a branch of stable CS exist in correspondence with the stable part of the lower branch. Apart from the small oscillations observed before the injection locking point is met, the behavior is very similar to that found for the laser below threshold [6].

The CS characteristics below and close to the VCSEL threshold may induce to think that, to exist and be stable, the CS need a stable background. Hence, they cannot exist when the whole lower branch is unstable. Yet, this is not the case, as shown in Fig. 9(b). Although the lower branch is never stable, we found that CS exist for a range of injected intensity even larger than those in Fig. 9(a). In this case both the lower branch and the CS display strong oscillations. The amplitude of these oscillations for the CS increases as the injected intensity decreases, until around  $E_I^2 = 0.019$  the CS precipitates to the lower branch. However, until that point the CS are well visible, stable, and robust (e.g., versus addition of a spatio-temporally distributed stochastic processes, which mimics white noise in the device), although they are embedded in an oscillating background. They can also be written and erased in the usual manner.

We have also calculated the local optical spectra of the field for the two values of  $J$ . The results are shown in Fig. 10. As in Fig. 6, the lower traces correspond to the solitary laser, the middle traces to the laser with injected signal and CS off, and the upper traces to the laser with injected signal and CS on. The intensity of the injected field is  $E_I^2 = 0.03$ , a value for which CS exist for both values of  $J$ .

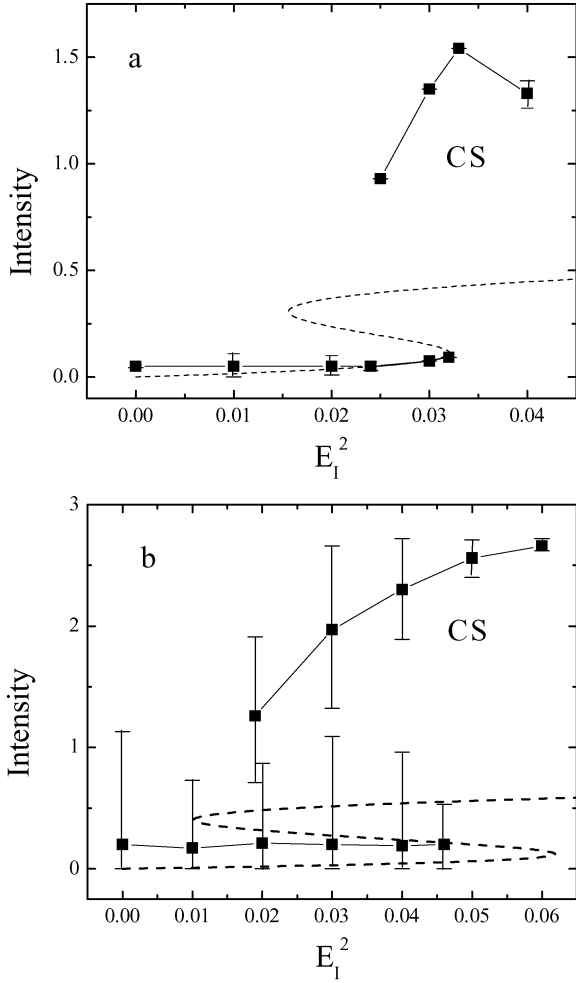


Fig. 9. The results of the dynamical simulations are superimposed to the stationary curves of Figs. 7(a) and 8(a). The parameters are the same as for those figures. The squares indicate the intensity averaged in time in a point of the transverse plane and the vertical bars represent the oscillations around the average intensity. (a) CS coexist with the stable part of the lower branch from the injection locking point to the right turning point. (b) CS coexist with the unstable lower branch in the interval  $E_1^2 = 0.019$  to  $E_1^2 = 0.047$ .

In our model the reference frequency is the frequency of the injected field, to which it corresponds the peak at  $\nu = 0$  displayed in the two upper traces. The frequency of the plane wave emitted by the solitary laser is, in normalized units,  $\sigma(\alpha + \theta)/2\pi$ . To find CS, we had to choose  $\theta$  as negative and smaller in absolute value than  $\alpha$ ; hence, this frequency is always positive. This agrees with the experimental observation that the HB must be red detuned with respect to the solitary laser.

The frequency of the plane wave corresponds to the leftmost peak in the lower traces of Fig. 10(a) and (b). The other peaks visible in this figure are associated with the modes with transverse vector  $K$ , whose frequencies are displaced to the right by an amount  $\sigma K^2$ . Apart from the fact that a larger number of transverse modes with large intensity are present for  $J = 1.2$ , the two lower traces do not differ significantly.

Instead, the middle traces are completely different, because in Fig. 10(a) only the peak at  $\nu = 0$  appears, which means that locking has been achieved, while in Fig. 10(b) the whole

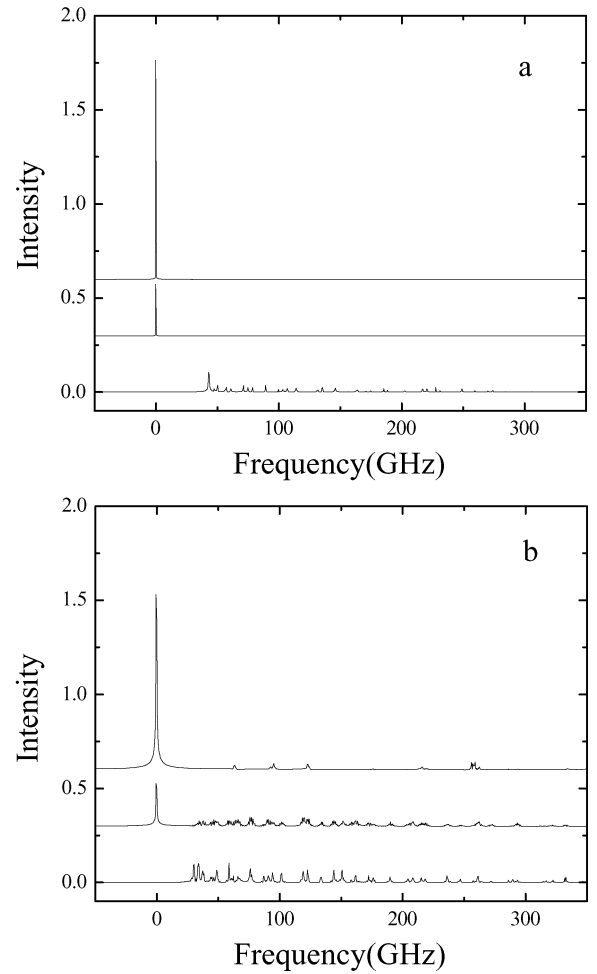


Fig. 10. Local optical spectra for the same parameters as in Figs. 7 for panel (a) and 8 for panel (b). The lowest curve is the spectrum of the solitary VCSEL, the curve in the middle is the emission spectrum of the VCSEL with injection and the CS off, while the upper curve is the emission spectrum of the VCSEL with injection and CS on.

spectrum of the solitary laser coexists with the peak at  $\nu = 0$ , although the peaks are attenuated. We also note that the presence of the injected field slightly pushes the spectrum of the solitary laser toward the right.

Finally, in the upper traces the peaks at  $\nu = 0$  become higher, and in Fig. 10(b) only few frequencies survive in the blue side of the spectrum, associated with the oscillations of the CS peak.

Overall, the main features of these spectra qualitatively agree with those of the experiment, for instance, Fig. 6(b) and (d). Note especially that the detuning between the leftmost peak of the solitary laser spectrum and the frequency of the injected field both in Fig. 10(a) and lies inside the experimental range  $35 \pm 8$  GHz. In the comparison, one must consider that, as explained in the Section II, the frequencies of the transverse modes in the experiment are probably suppressed by the spatial filtering action of the fiber used in the detection apparatus.

All the previous numerical results have been obtained imposing periodic boundary conditions in the numerical code. This amounts to consider only a small portion of the VCSEL transverse section. To reproduce the coexistence of different

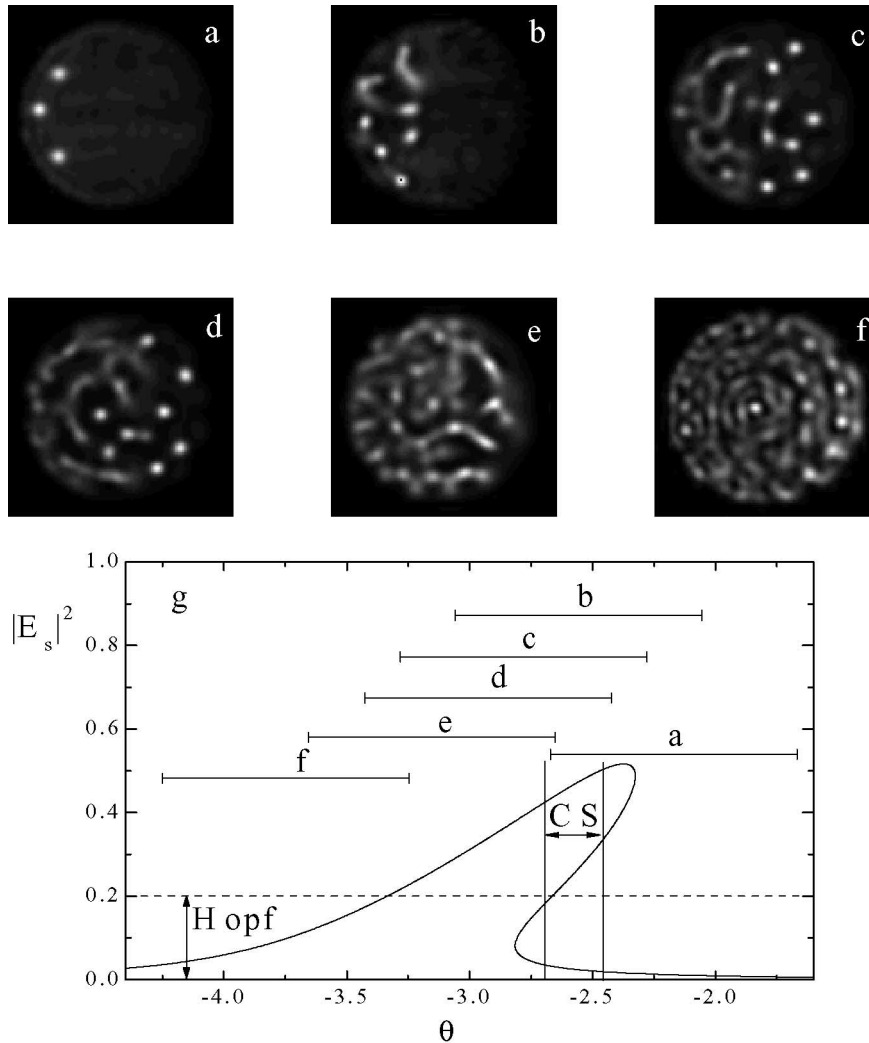


Fig. 11. (a)–(f) Average intensity profiles calculated taking into account that the cavity frequency varies along the horizontal axis and varying the frequency of the injected field. (g) Stationary homogeneous intensity as a function of the detuning  $\theta$ . The horizontal bars indicate the ranges covered by  $\theta$  in (a)–(f). The limit of the Hopf instability domain and the existence region of CS are also indicated.  $J = 1.2$ ,  $E_I = 0.15$ .

output profiles in the transverse plane we had to drop that assumption and introduce in the equations the spatial dependence of the pump  $J$  and of the parameter  $\theta$ . We assumed that  $J$  is different from 0 only in a circle whose diameter is about 90% of the integration window. The parameter  $\theta$  varies by 1 along the horizontal axis. With our choice of  $\tau_p = 2.5$  ps, this corresponds to a variation of about 60 GHz of the cavity frequency.

In Fig. 11(a)–(f) we show the six averaged patterns obtained as the value of  $\theta$  at the right extremum of the laser varies from  $-1.66$  to  $-3.25$ , as illustrated in Fig. 11(g). This amounts to a variation of about 100 GHz of the frequency of the injected field. Hence, the six figures cover more or less the same range as in Fig. 3(d)–(g). In Fig. 11(a), we observe the appearance of three CS in the left region of the VCSEL. From Fig. 11(b)–(d), the CS shift to the right. During this translation some patterns are created to the left of the CS, and new CS appear. In Fig. 11(e), only patterns are visible, and finally in Fig. 11(f) the patterns

are confined in the right region, and in the remaining part of the VCSEL the output is almost homogeneous.

The sequence can be easily understood by looking at Fig. 11(g), where we show the intensity of the unstable homogeneous stationary state as a function of  $\theta$  instead of  $E_I^2$ . Here  $J = 1.2$ , hence the locking threshold is  $|E_s|^2 = 0.2$ . Below that threshold the stationary state is Hopf unstable, and this results in temporal oscillations which, averaged in time, give the almost homogeneous output of the right part of Fig. 11(a) and the left part of Fig. 11(f).

Beyond the locking threshold the stationary state is unstable again, but this time the instability is of the Turing type and it leads to the patterns observed in Figs. 11(b)–(e). The vertical stripe where CS exist in these figures corresponds to the interval of  $\theta$  shown in Fig. 11(g), whose width is about 0.2, which means about 12 GHz, a value twice larger than the experimental one. This explains why in Fig. 11 the region where CS can be found is more extended than is in Fig. 3.

#### IV. CONCLUSION

In this paper, we provided the first joint experimental and theoretical evidence of stable and independently addressable CS in a VCSEL driven by a homogeneous coherent beam, with current injection above the solitary laser threshold. The experimental analysis globally shows a pattern scenario not dissimilar from the previous cases where the VCSEL was kept below the threshold and operated as an amplifier.

On the other hand, the relevant issue is that observations clearly indicate the presence of CS simultaneously with the existence of a competing field component at different wavelength, associated to the background homogeneous field. Despite this “beating,” the CS are quite stable, their bistable character is unspoiled by the dynamical competition and two of them have been independently and repeatedly turned on and off.

The theory supports and validates the findings and their interpretation. It relies on a model for collective variables, adopted especially for this quest; although the analytic study of the model has been limited to the regimes under investigations, the indication is clear that (at least) two cases exist wherein CSs can be stable: one is the case where, at given pump, the injected field intensity locks the laser to its own frequency and the field is stationary; the other is the case where, in the unlocked regime, a dynamically oscillating background appears as the manifestation of a Hopf MI, which activates transverse modes in the emission profile.

Remarkably, the CSs are predicted to be stable even on this *wobbly* pedestal and the extension of the stability region is sizeable. The experiment confirmed the expectations that stationary self-localized structures in the field profile of a microcavity exist despite the onset of a spatially modulated background, irregularly oscillating on very fast timescales.

This opens up new classes of operating regimes and of broad-area optical microdevices where the search for CS might lead to more appealing, flexible, and/or exploitable applications to the manipulation of information encoded in the spatial field profile. The previous experiments showed that CSs existed on top of a stationary purely homogeneous background.

While the relevance of the achieved evidences is apparent, we are still confronted with a number of open questions both of applicative and fundamental flavor: on the experimental side, one has to cope with the rather strict resonance conditions with the laser field (estimated 6 GHz), and a better understanding of the origin of such constraint may lead to ease it. Another issue is the analysis of the more specific behavior of the laser with injected signal to better understand the locking process and characterize the local field dynamics.

On the theoretical side, this model must be investigated in depth to comprehend the complicated phenomenology of the field spatiotemporal dynamics that this work just begun unveiling. In particular, the behavior of the laser with injected signal at the Hopf MI threshold seems much more complicated than the one predicted for the two-level laser, while the differences between the experimentally measured spectra and the theoretical ones (quite likely to be associated to this issue) should be understood in such terms and possibly mitigated.

We thus expect that gaining more insight into the spatiotemporal field dynamics of the VCSEL with injected signal will drive us toward the assessment of a model for semiconductor laser oscillators, which could be exported toward different classes of devices, e.g., those operating as emitters. While we are very well aware that the complexity of the semiconductor susceptibility even close to threshold will probably forbid the use of a microscopic model, we are confident that the basics of the field spatiotemporal dynamics can be grasped even by simpler approaches [6]. On a more fundamental note, the analyses will hopefully provide a (possibly intuitive) justification as for the CS stability and for the peak suppression induced in the spectra by the CS switch-on as it was observed in the simulations.

#### REFERENCES

- [1] L. A. Lugiato, “Introduction to the feature section on cavity solitons: An overview,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 2, pp. 193–196, Feb. 2003, and the contributed papers in the feature section on cavity solitons.
- [2] S. Trillo and W. Torruellas, Eds., *Spatial Solitons*. Berlin, Germany: Springer, 2001.
- [3] M. Tlidi and P. Mandel, “Transverse dynamics in cavity nonlinear optics,” *J. Opt. B*, vol. 6, pp. R60–R75, 2004.
- [4] T. Ackemann and W. J. Firth, “Dissipative solitons in pattern-forming non-linear systems: Cavity solitons and feedback solitons,” in *Dissipative Solitons*, N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Eds. Berlin, Germany: Springer, 2005, pp. 55–100.
- [5] M. Brambilla, A. Gatti, and L. A. Lugiato, “Optical pattern formation,” *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 40, pp. 229–306, 1998.
- [6] S. Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller, and R. Jäger, “Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities,” *Nature*, vol. 419, pp. 699–702, London, 2002.
- [7] S. Barland, M. Brambilla, L. Columbo, L. Furfaro, M. Giudici, X. Hachair, R. Kheradmand, L. A. Lugiato, T. Maggipinto, G. Tissoni, and J. Tredicce, “Cavity solitons in a VCSEL: Reconfigurable micropixel arrays,” *Europhys. News*, vol. 34, pp. 136–139, 2003.
- [8] X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. A. Lugiato, M. Brambilla, and T. Maggipinto, “Cavity soliton switching in semiconductor microcavities,” *Phys. Rev. A*, vol. 72, pp. 031815-1–031815-4, 2005.
- [9] F. T. Arecchi, S. Boccaletti, and P. Ramazza, “Pattern formation and competition in nonlinear optics,” *Phys. Rep.*, vol. 318, pp. 1–83, 1999.
- [10] P. K. Jakobsen, J. V. Moloney, A. C. Newell, and R. Indik, “Space-time dynamics of wide-gain-section lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 45, pp. 8129–37, 1992.
- [11] G. K. Harkness, W. J. Firth, J. B. Geddes, J. V. Moloney, and E. M. Wright, “Boundary effects in large-aspect-ratio lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 50, pp. 4310–4317, 1994.
- [12] S. P. Hegarty, G. Huyet, J. G. McInerney, and K. D. Choquette, “Pattern formation in the transverse section of a laser with a large fresnel number,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 1434–1437, 1999.
- [13] J. Houlihan, J. R. O’Callaghan, V. Voignier, G. Huyet, J. G. McInerney, and B. Corbett, “Experimental observation of traveling waves in the transverse section of a laser,” *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1556–1558, 2001.
- [14] C. Sailliot, V. Voignier, and G. Huyet, “Filamentation in broad area quantum dot semiconductor lasers,” *Opt. Commun.*, vol. 212, pp. 353–357, 2002.
- [15] P. Mandel, M. Georgiou, and T. Erneux, “Transverse effects in coherently driven nonlinear cavities,” *Phys. Rev. A*, vol. 47, pp. 4277–4286, 1993.
- [16] M. Georgiou and P. Mandel, “Transverse effects in a laser with an injected signal,” *Chaos, Solitons Fractals*, vol. 4, pp. 1657–1661, 1994.
- [17] S. Longhi, “Traveling and standing waves in a laser with an injected signal,” *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 1553–1563, 1997.
- [18] S. Longhi, “Transverse patterns in a laser with an injected signal,” *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 2397–2407, 1997.
- [19] G. J. de Valcárcel and K. Staliunas, “Excitation of phase patterns and spatial solitons via two-frequency forcing of a 1:1 resonance,” *Phys. Rev. E*, vol. 67, pp. 026604-1–026604-4, 2003.

- [20] A. G. Vladimirov, S. V. Fedorov, N. A. Kaliteevski, G. V. Khodova, and N. N. Rosanov, "Numerical investigation of laser localized structures," *J. Opt. B, Quantum Semiclass. Opt.*, vol. 1, pp. 101–106, 1999.
- [21] R. Vilaseca, M. C. Torrent, J. Garcia-Ojalvo, M. Brambilla, and M. S. Miguel, "Two-photon cavity solitons in active optical media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, pp. 083902-1–083902-4, 2001.
- [22] V. Ahufinger, J. Garcia-Ojalvo, J. Mompart, M. C. Torrent, R. Vilaseca, and R. Corbalan, "Cavity solitons in two-level lasers with dense amplifying medium," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, pp. 083901-1–083901-4, 2003.
- [23] C. Serrat, M. C. Torrent, R. Vilaseca, J. Garcia-Ojalvo, and M. Brambilla, "Two-photon cavity solitons in a laser: Radiative profiles, interaction and control," *J. Opt. B, Quantum Semiclass. Opt.*, vol. 6, pp. S410–S420, 2004.
- [24] G. L. Oppo, G. D'Alessandro, and W. J. Firth, "Spatiotemporal instabilities of lasers in models reduced via center manifold techniques," *Phys. Rev. A*, vol. 44, pp. 4712–4720, 1991.
- [25] X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, and L. A. Lugiato, "Cavity solitons in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers below threshold," *Phys. Rev. A*, vol. 69, pp. 043817-1–043817-13, 2004.
- [26] R. Jaeger, private communication, 2005.
- [27] M. Grabherr, R. Jaeger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Heerlein, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Bottom-emitting VCSEL's for high-CW optical output power," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 8, pp. 1061–1063, Aug. 1998.
- [28] S. Barland, F. Marino, M. Giudici, J. Tredicce, and S. Balle, "In situ measurement of cavity length variation across the transverse section of broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 2303–2305, 2003.
- [29] J. Yao, G. P. Agrawal, P. Gallion, and C. M. Bowden, "Semiconductor laser dynamics beyond the rate-equation approximation," *Opt. Commun.*, vol. 119, pp. 246–255, 1995.
- [30] S. Balle, "Effective two-level-model with asymmetric gain for laser diodes," *Opt. Commun.*, vol. 119, pp. 227–235, 1995.
- [31] C. Z. Ning, R. A. Indik, and J. V. Moloney, "Effective Bloch equations for semiconductor lasers and amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 9, pp. 1543–1550, Sep. 1997.



**Xavier Hachair** was born in France. He received the Ph.D. degree in physics from the Université de Nice Sophia-Antipolis, Valbonne, France, in 2003.

During his Ph.D. studies, for six months he was with the Center for Optoelectronic Computing Systems and Department of Electrical Engineering, Colorado State University, Fort Collins. After one year, with a contract of "A.T.E.R" at the Université de Nice Sophia-Antipolis, he became a postdoctoral student at the Laboratoire Physique de Nanostructures, Paris, France. His research interests include the experimental analysis of spatio-temporal dynamics of semiconductor lasers and cavity solitons.



**Francesco Pedaci** was born in Milan, Italy, in 1977. He received the Laurea degree in physics from the University of Milan, Milan, Italy, in 2002. Currently, he is pursuing the Ph.D. degree at the Institut Non-linéaire de Nice, Valbonne, France.

His work, funded by a three-year grant from the French Ministry of Research, is focused on the spatio-temporal dynamics of semiconductor lasers and optical amplifiers.



**Emilie Caboche** was born in France. Currently, she is pursuing the Ph.D. degree at the Institut Non-linéaire de Nice, Valbonne, France.



**Stéphane Barland** received the Ph.D. degree in physics from the Institut Non-linéaire de Nice, Valbonne, France, in collaboration with the Institut Mediterrani d'Estudis Avanats (IMEDEA), in 2001.

He was with IMEDEA for a short-term postdoctoral fellowship working on the control of transverse structures in semiconductor lasers. He then joined the Istituto di Fisica della Materia, Florence, Italy, as a Postdoctoral Fellow, working on semiconductor laser dynamics and characterization. He is currently a Researcher at the Institut Non-linéaire de Nice. His

present research interests include semiconductor laser dynamics and optical matter.



**Massimo Giudici** was born in Italy. He received the Laurea degree in physics from the University of Milan, Milan, Italy, in 1995, and the Ph.D. degree from the Université de Nice Sophia-Antipolis, Valbonne, France, in 1999.

He is currently "Matre de Conférences" at the Université de Nice Sophia-Antipolis, and his activity revolves around the experimental analysis of spatio-temporal dynamics of semiconductor lasers.



**J. R. Tredicce** received the Laurea degree in physics from the University of Florence, Florence, Italy, in 1980.

He is a Professor at the Université de Nice Sophia-Antipolis, Valbonne, France, and the Director of the Institut Non-linéaire de Nice. In particular, he is leading the experiment devoted to the investigation of localized structure in broad area semiconductor lasers. He is one of the pioneers in using dimension and entropy calculations applied to data obtained from laser systems. He has also been responsible for experimen-

tal works on space time chaos in lasers and the use of bifurcation theory applied to symmetry groups to understand and classify intensity patterns. He is the author of more than 100 publications in refereed scientific journals. He is also the coauthor of the paper showing experimental evidence of period doubling and chaos in lasers.



**Franco Prati** received the Ph.D. degree in physics from the University of Zurich, Zurich, Switzerland, in 1993.

In 1996, he joined the University of Milano as a Researcher. Currently, he is an Associate Professor in Physics of Matter at the University of Insubria, Como, Italy. Since 1989, he has participated in several national and European projects and is the coauthor of about 50 papers published in international refereed journals. His research activity is theoretical and concerns nonlinear optics and, in particular, pattern formation and dynamics in active and passive systems.

### 2.2.7 La reconfiguration toute optique de la matrice des Solitons de Cavité

Une propriété remarquable des Solitons de Cavité est la possibilité de contrôler leur position au moyen de gradients de paramètres. Cette propriété devient très intéressante pour les applications si ces gradients sont contrôlables de façon toute optique. Ceci est possible si nous travaillons avec des gradients d'intensité et/ou de phase dans le profil du faisceau de maintien. Nous montrons expérimentalement à l'aide d'un modulateur spatial de phase qu'il est possible de reconfigurer optiquement la position des solitons de cavité selon un motif géométrique imposé [82] (joint à la fin de cette section). La modulation du faisceau de maintien est réalisée à l'aide d'une valve à cristaux liquides pilotée par un faisceau de "configuration" à 630 nm dont l'intensité est modulée par un display à cristaux liquides (LCD). Un ordinateur permet d'introduire, à travers le LCD, un motif géométrique arbitraire sur l'intensité du faisceau à 630 nm qui est envoyé sur la face d'écriture de la valve à cristaux liquides (la face avec le photoconducteur, voir 1.3.2). Le faisceau de maintien à 980 nm est envoyé sur la face de lecture de la valve à cristaux liquides où son profil de phase acquiert le motif introduit. Ensuite le faisceau de maintien est injecté dans le VCSEL.

Dans ce paysage de phase les solitons de cavités migrent rapidement vers les maxima de phase et ils s'arrêtent aux positions prédéterminées par le motif (Fig. 2 et 3 du [82]). Nous montrons donc la possibilité de reconfigurer de façon toute optique une matrice de solitons de cavités. C'est très prometteur pour l'exploitation de ces objets comme mémoire optique. La difficulté principale pour une telle application demeure l'homogénéité du laser à cavité verticale. La présence des défauts ponctuels décrite en 2.2.2 peut entrer en conflit avec le motif imposé par le profil de phase. Ceci est bien visible dans la Fig. 2 et 3 du [82] où des solitons restent accrochés à des défauts sans que le profil de phase puisse les décrocher.



## Positioning cavity solitons with a phase mask

F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland,<sup>a)</sup> M. Giudici, and J. R. Tredicce  
*Institut Non Linéaire de Nice, 1361 Route des lucioles, F-06150 Valbonne, France*

(Received 31 August 2006; accepted 3 October 2006; published online 28 November 2006)

Nonlinear interaction between a coherent electric field and a semiconductor medium inside a high Fresnel number cavity may give rise to the formation of cavity solitons. It is theoretically predicted that the position of these structures, mutually independent and bistable, can be controlled by gradients in the injection beam. Using a liquid crystal light valve to spatially modulate the phase of a coherent beam injected into a broad area vertical cavity semiconductor laser, the authors create reconfigurable arrays of cavity solitons. Fast time scales associated with semiconductor lasers and plasticity of localized structures suggest their potential for optical data processing. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2388867]

Localized structures are a subject of active research in several physical systems, optical among others (see Ref. 1 for a review). From a heuristic point of view, in optics, they can be seen as bistable (and individually addressable) high intensity spots independent from each other sitting at any arbitrary position on a homogeneous background. Therefore, they can straightforwardly be used as means of encoding binary information in the transverse plane of optical systems. Their experimental observation in semiconductor media<sup>2,3</sup> paved the way to very promising applications in real telecom devices, thus increasing their fundamental interest. In particular, their nature of nonlinearity-induced structures implies their *plasticity*, as opposed to structures resulting from permanent device engineering.<sup>4</sup> In fact, from the theoretical point of view, since they sit on a translational invariant background, the translation is a neutral mode: localized structures can exist at any given position in space, and the energy cost to induce their motion is zero. This means that any parameter gradient will cause a localized structure to drift<sup>5</sup> and to sit on the local point where the gradient vanishes. In this way, the creation and reconfiguration of an array of cavity solitons can be achieved through a suitable spatial modulation of a parameter.<sup>6–8</sup> So far, at least in semiconductor devices, localized structures (unavoidably subject to several gradients) have shown to be pinned by small scale material defects.<sup>9</sup> In this letter, we report on the experimental demonstration of phase induced positioning of localized structures in semiconductor, effectively realizing an optically reconfigurable array of independent bistable optical bits.

We perform an optical injection experiment in a broad area vertical cavity semiconductor laser at 980 nm. Thanks to an optically addressable spatial light modulator, we are able to tailor the phase profile of the injected beam, providing the suitable phase landscape to pin the localized structures. The experimental setup is shown in Fig. 1.

While the simplest method to prepare the injection beam profile would involve a simple liquid crystal display operating at 980 nm, the lack of such device imposes one to prepare the profile in two stages, using both a computer controlled liquid crystal display (LCD) and a liquid crystal light valve (LCLV) (a detailed introduction is available in Ref. 10, for example).

A LCLV is an electro-optical device which allows for phase profiling. It is composed by a writing and a reading side: the phase profile of a beam (reading beam) reflected on the reading side is modulated proportionally to the intensity profile of the beam (writing beam) applied onto the writing side.

The writing side of the LCLV is shined by a 658 nm beam whose intensity profile is controlled by the computer-driven LCD placed between the two polarizers (P and A in Fig. 1). Then, the phase of the reading beam reflected on the other side of the LCLV is modulated accordingly. This beam will be used as the injection beam for the vertical cavity surface emitting laser (VCSEL) in our experiment.

In order to monitor the obtained phase profile, an additional mirror (MP) is placed to form with the LCLV a Michelson interferometer, whose fringes can be monitored on the unbiased VCSEL output mirror. This interferometric scheme allows one to display the phase profile applied on the VCSEL as an intensity profile on the charge coupled device (CCD) camera. Of course, while performing the experiment, the path to the mirror MP is blocked, such that the intensity modulation visible on the right panel of Fig. 1 is absent. An example of the applied phase profile is shown in Fig. 1 (right panel), where the VCSEL is not biased and therefore it acts as a linear reflector. The curved fringes correspond to the Michelson interference fringes without phase modulation, while the regularly placed spots show the presence of the additional local phase shift induced by the LCLV. Previous characterization of the LCLV showed that the maximal phase difference that can be locally imposed by optically addressing the LCLV is of  $0.8\pi \pm 0.05$  rad. Then, in the case of the computer generated pattern shown in Fig. 1, top right, the black spots determine in the injection beam a phase shift of  $0.8\pi \pm 0.05$  rad with respect to the white background. The transition between these two values, which is steplike in the LCD, results in a phase slope in the injection beam of  $0.1\pi$  rad/ $\mu\text{m}$  as measured in the interferogram in Fig. 1, bottom right. This spatial bandwidth limitation is due to the imaging and downscaling processes.

The device under study is a circular broad area (200  $\mu\text{m}$  diameter) VCSEL provided by ULM Photonics and emitting at 980 nm. It is electrically pumped such that it is below the stand-alone laser emission threshold, but above transparency, operated then as a nonlinear optical amplifier. The optical injection is provided by a tunable edge emitting laser, whose

<sup>a)</sup>Electronic mail: stephane.barland@inln.cnrs.fr

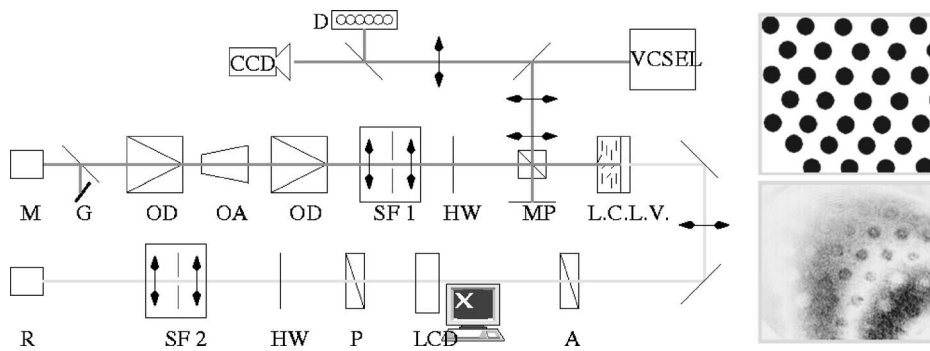


FIG. 1. Left: experimental setup. M, 980 nm master laser; G, grating; OD, optical isolator; OA, optical amplifier; SF (1|2), spatial filter; HW, half-wave plate; MP, mirror; LCLV, liquid crystal light valve; R, 658 nm laser; P, polarizer; LCD, computer controlled liquid crystal display; A, analyzer. Right, top: Computer image displayed on the LCD. Right, bottom: Intensity visualization of the resulting injection phase profile on the VCSEL when the path to mirror MP is open, forming a Michelson interferometer.

coherent output is amplified up to 700 mW via a tapered semiconductor optical amplifier (OA). After passing through a 40 dB return loss optical diode, the resulting field is Fourier filtered, collimated, and directed towards the LCLV under normal incidence. A zero order half-wave plate is used in order to perfectly match the direction of the beam polarization with the director of the liquid crystal of the LCLV, providing in principle a phase-only modulation of the reading beam. A nonpolarizing beam splitter allows us to direct part of the beam reflected on the LCLV towards the VCSEL. Two lenses (together with the collimator in front of the VCSEL) form on the VCSEL the downscaled image of the LCLV. This allows us to apply on the VCSEL an injection beam whose phase profile is determined by the image displayed on the computer controlled LCD, although with a spatial bandwidth limitation as described previously. The optical power available for injection is of the order of 20 mW, mainly due to the losses induced by the Fourier filter, the beam splitters, and the rather low reflectivity of the LCLV. The injection beam (in absence of spatial modulation) is prepared to minimize its width in the far field and has a diameter of about  $300\ \mu\text{m}$  in the VCSEL near field.

The near field emission of the VCSEL is monitored on a CCD camera, while an array of  $6 \times 1$  avalanche photodiodes with 300 MHz bandwidth allows for the fast detection of the VCSEL output at different regions of the near field emission profile. This fast detection gives a complementary information with respect to the CCD camera which provides only time-averaged detection.

We show in Fig. 2 the near field of the VCSEL emission when the injection beam is applied, with parameter values suitable for the observation of localized structures (see Ref. 9 for a complete description). On the left, the LCLV writing beam is blocked and no phase modulation is present on the injection beam. On the right, the writing beam is applied on the LCLV, imposing on the VCSEL output mirror the phase profile shown in the interferogram on the bottom right panel of Fig. 2.

The left image shows a rather complex intensity profile, where no localized structures are observed. Indeed, it has been shown that the stabilization of localized structures in VCSELs requires extremely fine tuning of alignment conditions in order to compensate for the different gradients present in the device (thermal profile, bias current distribution, and inhomogeneous cavity resonance<sup>9</sup>). Careful examination of the picture reveals the presence of two defect lines, one horizontal in the lower part of the device and the other one about  $45^\circ$  from the horizontal, due to defects in the semiconductor structure (at least partially related to device aging). These defect lines limit rather severely the region of

space suitable for the observation of localized structures. Nevertheless, on the right picture, for identical parameter values, bright spots form at the locations defined by the injection beam profile, since the phase landscape imposed by the spatially modulated injection beam is sufficient to stabilize localized structures.

However, localized structures are known (if brought close enough one to the other) to organize in clusters,<sup>11</sup> often with hexagonal symmetry.<sup>12</sup> Therefore, in order to fully demonstrate their arbitrary positioning, and to illustrate the reconfigurability of a cavity soliton array, we applied a square symmetric modulation of the phase of the injection beam. The effect of this modulation is shown in Fig. 3. We show a series of near field images for increasing bias current values, from left to right and top to bottom. On the first picture (in the homogeneous part of the device), only one bright spot is present. Increasing the bias current, a second spot appears, followed by a third. The last image shows an array of localized structures, organized on a square grid, showing the arbitrary positioning of localized structures induced by controlled gradients in the injection beam. Note that on the first pictures, an intensity modulation is visible at the locations where cavity solitons will be pinned. We emphasize that, while the modulation of the injection beam is intended to be only a phase modulation, a small amount of intensity modulation is hard to avoid, due to imperfect imaging of the LCLV on the VCSEL and/or small intensity effects in the LCLV. However, this intensity modulation (averaged on a cavity soliton size) is smaller than the long-range inhomogeneity of the injection beam intensity in the region of interest (less than 15%). The intensity modulation that appears in Fig. 3 is mostly a result of (eventually nonlinear) amplification of the injection beam in the VCSEL cavity. Finally, we notice that, while each structure switches on in a subcritical way (i.e., there is a bias current region for which each structure is bistable), the structures could not be made all bistable for the same current value. This phenomenon can be attrib-

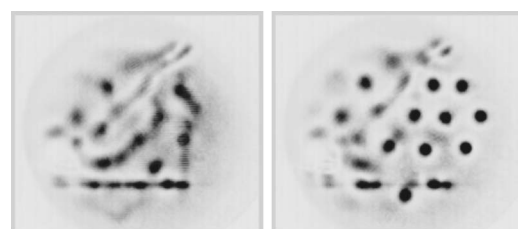


FIG. 2. Near field images of the VCSEL with coherent injection; dark areas correspond to high intensity. On the left, no phase control is applied. On the right, a hexagonal phase profile is imposed on the injection beam, stabilizing localized structures at well defined positions.

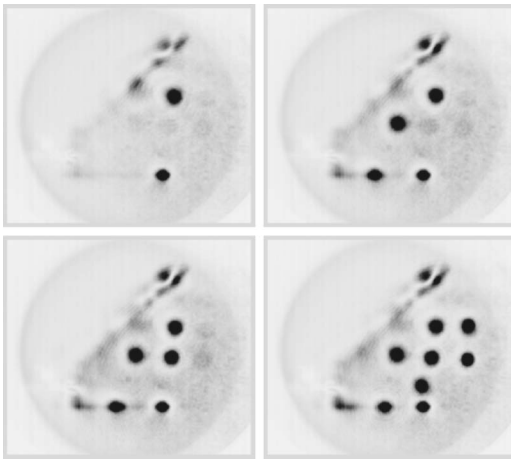


FIG. 3. Near field of the injected VCSEL for increasing bias current with a square grid phase profile of the injection beam. From left to right and top to bottom,  $I_{\text{bias}}=557, 563, 565, 567$  mA.

uted to residual long range inhomogeneities, mainly in the local resonance frequency of the VCSEL structure.<sup>9,13</sup>

In spite of the device homogeneity limitations, which will doubtlessly be overcome by the steady improvement of growth processes, we have realized an optically reconfigurable array of cavity solitons in a VCSEL used as a nonlinear optical amplifier. We believe that, together with the fast time scales involved in cavity soliton switching in

semiconductors,<sup>14</sup> the plasticity of cavity solitons illustrated here gives them great potential in terms of all-optical data processing.

<sup>1</sup>*Dissipative Solitons*, Lecture Notes in Physics Vol. 661, edited by Nail Akhmediev and Adrian Ankiewicz (Springer, Berlin, 2005) Vol. 661, pp. 50–100.

<sup>2</sup>S. Barland, J. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödel, M. Müller, and R. Jäger, *Nature (London)* **419**, 699 (2002).

<sup>3</sup>S. Barbay, Y. Ménesguen, X. Hachair, L. Leroy, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz, *Opt. Lett.* **31**, 1504 (2006).

<sup>4</sup>E. Miyai, K. Sakai, T. Okano, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda, *Nucl. Sci. Technol.* **441**, 946 (2006).

<sup>5</sup>T. Maggipinto, M. Brambilla, G. K. Harkness, and W. J. Firth, *Phys. Rev. E* **62**, 8726 (2000).

<sup>6</sup>W. J. Firth and A. J. Scroggie, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1623 (1996).

<sup>7</sup>L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati, and L. A. Lugiato, *Phys. Rev. A* **58**, 2542 (1998).

<sup>8</sup>U. Bortolozzo and S. Residori, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037801 (2006).

<sup>9</sup>X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. R. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. Perrini, G. Tissoni, and L. Lugiato, *Phys. Rev. A* **69**, 043817 (2004).

<sup>10</sup>S. Residori, *Phys. Rep.* **416**, 201 (2005).

<sup>11</sup>B. Schäpers, M. Feldmann, T. Ackemann, and W. Lange, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 748 (2000).

<sup>12</sup>Yu. A. Astrov and Yu. A. Logvin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2983 (1997).

<sup>13</sup>S. Barland, F. Marino, M. Giudici, and S. Balle, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2303 (2003).

<sup>14</sup>X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. A. Lugiato, M. Brambilla, and T. Maggipinto, *Phys. Rev. A* **72**, 013815 (2005).

### 2.2.8 La ligne à retard tout optique

L'introduction d'un gradient dans le faisceau de maintien permet de contrôler la position statique des solitons de cavité ; selon le même principe, il est possible de contrôler le mouvement des solitons de cavités. Nous avons réalisé une manipulation où nous créons un canal de propagation pour les solitons de cavité [83] (joint à la fin de cette section). Ceci est obtenu en injectant un faisceau de maintien en forme de frange et donc avec un profil d'intensité capable de confiner les solitons de cavité le long d'une ligne horizontal dans le plan transverse du VCSEL. Ensuite, un gradient de phase constant est introduit le long de cette ligne. Pour cela il suffit d'incliner selon l'axe horizontal un miroir sur le chemin d'injection, de sorte que le vecteur d'onde du faisceau d'injection rentre dans la cavité du VCSEL avec un angle par rapport à son axe. Lorsque un soliton est créé dans le dispositif par le faisceau d'écriture, et une fois que le faisceau d'écriture est éteint, nous observons le déplacement du soliton à la vitesse de  $4.7\mu\text{m}/\text{ns}$  le long de la ligne horizontale définie par le faisceau de maintien.

Cette réalisation expérimentale montre qu'il est possible d'utiliser des solitons de cavité pour réaliser une ligne à retard toute optique. L'intérêt d'une telle opération repose sur le fait que les réseaux photoniques du futur auront besoin de routeurs tout optique pour le traitement rapide des paquets d'information. En permettant de ralentir l'arrivée d'un nouveau paquet si le routeur est occupé, la ligne de retard présente un grand potentiel pour augmenter la rapidité de ces réseaux [84, 85]. C'est exactement l'opération que nous proposons d'accomplir avec les solitons de cavités : un paquet des bits est envoyé au résonateur par le biais du faisceau d'écriture, il crée des solitons de cavités qui, sous l'action d'un gradient, coulisent transversalement avec une vitesse contrôlable. L'information est donc écrite à un endroit du dispositif en codant les bits sous la forme des solitons de cavités, l'information est récupérée à un autre endroit après un délai qui dépend de la distance entre les deux points et de la vitesse de propagation des

solitons. La performance d'un tel dispositif est quantifiée selon deux paramètres : le produit  $M$  délai - bande passante [86] et la bande passante elle-même. Le premier donne un nombre sans dimension qui, dans le cas d'un signal digital, compte le nombre de bits qui peuvent être stockés sur la ligne.

Aujourd'hui, l'état de l'art pour réaliser les lignes à retard révèle des techniques basées sur la diminution de la vitesse de groupe lors de la propagation de la lumière dans un milieu atomique préparé en proximité d'une résonance ("lumière lente") : transparence induite électromagnétiquement [87], diffusion stimulée de Brillouin [88], diffusion de Raman [89], puits quantique et points quantiques [90, 91], réseau de Bragg fibré [92] et microresonateurs [93]. Ces techniques souffrent d'un compromis intrinsèque en terme de produit délai - bande passante. Ceci est dû au fait que, pour obtenir des délais importants, il faut utiliser des milieux avec des pics de resonance très pointus (la vitesse de groupe est inversement proportionnelle à l'indice de groupe qui augment avec la dérivée de l'indice de réfraction par rapport à la fréquence). L'effet dispersif, qui permet de ralentir la vitesse de groupe, se produit alors sur une plage de fréquences limitée autour de la resonance [94, 95]. Le prix à payer pour obtenir des délais importants est une réduction de la bande passante disponible. Ce problème n'existe pas dans notre ligne à retard où le délai dépend uniquement de la distance entre le point d'écriture et le point de lecture. Nous avons par contre une limitation dans le taux d'écriture des solitons car nous devons attendre qu'un soliton de cavité ait évacué le point d'écriture avant de pouvoir écrire un nouveau bit. Pour cette raison il est important que la vitesse de coulissement des solitons soit maximale afin d'optimiser la bande passante. En terme de performance nous avons obtenu une valeur de  $M \approx 0.7$  et une bande passante de  $90 Mb/s$ . Nous sommes proche des valeurs obtenues par des méthodes basées sur la "lumière lente", avec une marge d'amélioration importante basée sur l'utilisation des dispositifs plus étendus et l'optimisation des paramètres. L'analyse des vitesses de déplacement en fonction des paramètres ainsi que les propriétés spécifiques de cette ligne de retard basée sur les solitons de cavité sont analysées numériquement.



## All-optical delay line using semiconductor cavity solitons

F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, and J. R. Tredicce<sup>a)</sup>  
*Institut Non-linéaire de Nice, Université de Nice Sophia, Antipolis—Centre Nationale de la Recherche Scientifique, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France*

T. Ackemann, A. J. Scroggie, W. J. Firth, and G.-L. Oppo  
*SUPA, Department of Physics, University of Strathclyde, 107 Rottenrow, Glasgow G4 ONG, Scotland, United Kingdom*

G. Tissoni  
*INFN-CNR and CNISM, Dipartimento di Matematica e Fisica, Università dell'Insubria, Via Valleggio 11, 22100 Como, Italy*

R. Jäger  
*ULM Photonics, Lise Meitner Str. 13, 89081 Ulm, Germany*

(Received 12 July 2007; accepted 4 October 2007; published online 2 January 2008)

An all-optical delay line based on the lateral drift of cavity solitons in semiconductor microresonators is proposed and experimentally demonstrated. The functionalities of the device proposed as well as its performance is analyzed and compared with recent alternative methods based on the decrease of group velocity in the vicinity of resonances. We show that the current limitations can be overcome using broader devices with tailored material responses. © 2008 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2828458]

Future photonic networks will include all-optical routers (e.g., Refs. 1 and 2) for high-speed switching of data packets. As a consequence, the possibility of all-optical buffering of information is needed, if several packages of data are impinging simultaneously onto a router.<sup>1,2</sup> The appealing solution is to “park” one of the data streams in an all-optical delay line until the router is available again (see, for example, Ref. 2 and references therein for a review). This delay should be continuously tunable. The state-of-the-art techniques for achieving all-optical delays are based on a slowing down of the light, i.e., they rely on *dispersion* modifying the (longitudinal) *group velocity*. Nearly all proposed systems use some kind of resonance (electromagnetically induced transparency,<sup>3</sup> stimulated Brillouin scattering,<sup>4</sup> Raman scattering,<sup>5</sup> quantum dots and quantum wells,<sup>6,7</sup> fiber Bragg gratings,<sup>8</sup> and microresonators<sup>9</sup>) though a promising recent scheme uses wavelength conversion.<sup>10</sup>

In this letter, we propose a different approach to all-optical delay lines and we give a proof-of-principle demonstration based on single pulse operation. This approach is based on injecting an optical bit stream into an optical resonator, creating cavity solitons (CSs) (see, e.g., Ref. 11 and references therein for a recent review) that drift *transversely* with a controllable velocity. CSs are miniature beams of light, self-localized through the material nonlinearity and stored within an optical cavity. They have robust shape and can be very small. Those in our experiment (see the inset of Fig. 1) have diameter around 10  $\mu\text{m}$ , in a cavity a few microns thick.

A CS can be created by a single pulse of light, and remains fixed at the point of addressing in a transversely homogenous system. To make a delay line, we take advantage of the fact that a CS couples easily to any perturbation of the translational symmetry and will, therefore, drift transversely on any parameter gradient.<sup>11,12</sup> The CS, thus, behaves

like a particle, but with non-Newtonian dynamics: its *velocity*, rather than its acceleration, is proportional to the applied “force.” Although unavoidable inhomogeneities provide pinning centers for the CS (see inset of Fig. 1), appropriate externally imposed parameter gradients allow full control of both the position<sup>13</sup> and motion of a CS in the transverse plane. In particular, a CS can be induced to drift away from the point where it was created, thus clearing the way for the addressing of a new CS. A succession of drifting CS can, thus, be formed, creating a spatial replica of an input bit stream, say from an “input fiber.” Since the CS continuously emits light, a time-delayed version of the input bit stream can be read out, say by an “output fiber,” at any point downstream. The duration of the delay is controllable by selecting different pick-off points (see Fig. 2 below), or by changing the gradient and, hence, the drift speed. The latter can be done optically and fast.

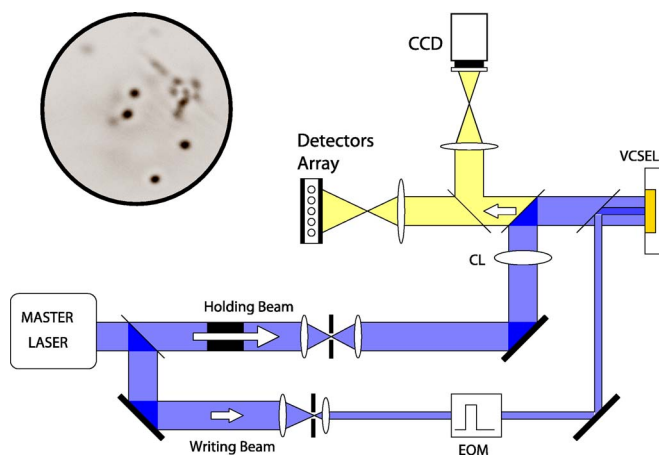


FIG. 1. (Color online) Experimental set-up. vertical cavity surface emitting laser (VCSEL), cylindrical lens (CL), Electro-optic modulator (EOM), tunable master laser (ML). Inset: Transverse profile emission (negative image) of a 200  $\mu\text{m}$  section VCSEL, in the regime of CS existence under injection by a broad holding beam. Four CS are present.

<sup>a)</sup>Electronic mail: jorge.tredicce@inln.cnrs.fr.

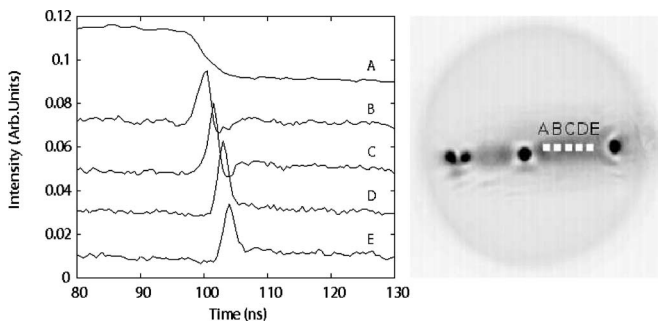


FIG. 2. Passage of a cavity soliton in front of a linear array of five detectors (A–E). Left panel: time traces of these detectors, displaced vertically by 0.02 units for clarity. Detector A monitors the point addressed by the writing beam, applied at time  $t=0$ . Right panel: positions of the detectors in the transverse plane (indicated by squares). The area monitored by each detector has a diameter of less than  $7.2 \mu\text{m}$  and the separation between neighboring detectors is  $8.9 \mu\text{m}$ . Also shown is a time-averaged output image of the VCSEL during the CS drift (charge coupled device camera exposure time of about 1 ms).

Since telecom applications require fast, robust, and compact systems, we implement a CS delay line in semiconductor devices. CS existence and individual addressing have been demonstrated in broad-area vertical-cavity surface emitting lasers (VCSEL).<sup>14</sup>

The experimental set-up, as shown in Fig. 1, is similar to that of Ref. 14. A broad-area ( $200 \mu\text{m}$  diameter) VCSEL is injected with a collimated holding beam. System control parameters are: detuning between the frequencies of the cavity resonance and of the injected signal; intensity of the injected field; VCSEL pumping current. These parameters are set in the region where the CS exists.<sup>15</sup> A cylindrical lens is used to shape the holding beam in the form of a stripe, which channels the CS sequences and their movement onto a line. A line of five fast (350 MHz bandwidth) avalanche photodiode detectors is placed in a plane imaging the VCSEL output, in order to monitor the dynamics at several points along the delay line. To induce CS drift along the line, a phase gradient is introduced by tilting one of the mirrors that aligns the holding beam with respect to the optical axis of the VCSEL. We implement, as a first approximation to a “1,” a perturbation in the form of an optical beam [writing beam (WB)] with a waist of about  $10 \mu\text{m}$ , switched on and off by an electro-optic modulator (EOM). This perturbation has fast ( $\approx 0.6$  ns) rise and extinction times but, due to technical limitations of the EOM driver, a fixed duration of around 100 ns. In fact, in Ref. 15 we show that CS switching occurs when the writing pulse overcomes a critical energy and the overall switching time can be shortened down to less than one nanosecond.

In the left panel of Fig. 2 we show the sequence obtained when addressing the point A (see the right panel of Fig. 2) with the writing pulse. The relevant dynamics occurs at the end of the WB pulse, when a CS is emitted from the address point A and drifts along the delay line under the influence of the phase gradient. Its optical emission is successively picked up by detectors B–E, registering at E after a delay of 7.5 ns. The distance between points A and E is  $36 \mu\text{m}$ , so the CS average speed is about  $4.7 \mu\text{m}/\text{ns}$ . This drift length of  $36 \mu\text{m}$  is the largest obtainable in our current devices, because of the presence of defects such as those which trap the stationary CS visible in the right panel of Fig. 2. Noting that the detector array could be replaced by a read-out fiber array,

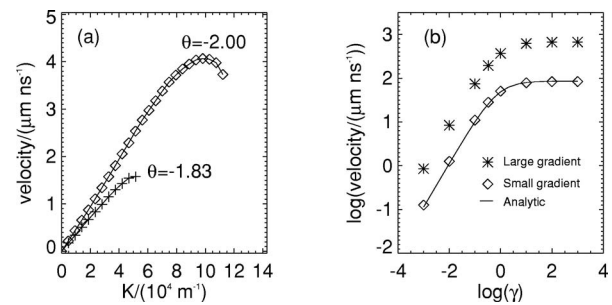


FIG. 3. (a) Drift speed vs. phase gradient (wavevector tilt of holding beam) for  $\gamma=0.01$  and two cavity detuning values. Here,  $\kappa \approx 100 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ . (b) Log-log plot of CS drift speed vs.  $\gamma$  for a fixed detuning ( $\theta=-2$ ) and for two values of the gradient: (stars)  $K=2.38 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$ ; (diamonds)  $K=1.91 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ . Here,  $\kappa \approx 650 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ .

these measurements provide a proof-of-principle demonstration of an all-optical delay line based on drifting cavity solitons in semiconductor amplifiers.

The performance of a delay line is commonly assessed by two criteria: the delay-bandwidth product  $M$  or, for digital signals, the ratio between delay and the bit period and the bandwidth itself.  $M$  corresponds to the maximum number of bits which can be stored in the delay line.<sup>16</sup> In our system, the delay  $\Delta t$  is given by  $\Delta t=L/v$  where  $L$  is the drift length and  $v$  is the CS drifting speed. Delay tunability is obtained straightforwardly by choosing the position of the read out point of the bit stream along the length  $L$ .  $\Delta t$  depends also on  $v$  which is a function of the gradient strength. Though  $v$  could be decreased in order to increase the delay, it turns out that  $v$  limits the writing rate of the CSs, i.e., the system bandwidth. This can be understood when considering that the incoming bit stream is addressing a single point of the device and that a CS, once written, must clear out the addressing point before the next bit can be written. Numerical simulations indicate that a CS should have drifted around five diameters between one writing pulse and the next [i.e., during the “return to zero” (RZ) stage of the bit stream], in order to avoid interactions which might introduce timing jitter and, hence, bit errors. Calling  $\tau_0$  the RZ time of the incoming signal, the above condition reads  $\tau_0 > 5a/v$ , where  $a$  is the CS width. In our proof-of-principle demonstration,  $\tau_0 > 10.6$  ns. In Ref. 15 we show that a CS can be written in around 1 ns, then we infer that the total bit interval cannot be less than 11.5 ns, which limits the bandwidth to about 90 Mb/s and leads to  $M \approx 0.7$ . Larger values of  $M$  can be straightforwardly obtained in our scheme using resonators of larger transverse dimension and improved homogeneity. Although this is challenging, there are in principle no barriers to manufacturing delay lines several millimeters long, gaining more than two order of magnitude on the value of  $M$ . On the other hand, the bandwidth can be improved by increasing the CS drifting velocity.

Using spatiotemporal equations describing the dynamics of the optical field and of the carriers inside the VCSEL cavity,<sup>17</sup> we are able to calculate the CS drift speed both perturbatively and numerically as a function of the system parameters and material characteristics. For a holding beam phase gradient of the form  $P(x,y)=P_0 \exp(iKx)$ , the velocity of the CS maximum is plotted in Fig. 3(a) as a function of the phase gradient strength  $K$  and for different cavity detunings  $\theta$ . The drift speed at first increases linearly with  $K$  while for larger gradients the (numerically obtained) velocity even-

tually saturates. Beyond the displayed range the CS becomes unstable. Figure 3(a) is obtained for parameter values appropriate for the experimental system<sup>14</sup> and it is worthwhile to note that calculated CS drift speeds are in agreement with the experimental findings.

For semiconductor microcavities, the carrier lifetime is considerably longer than the photon lifetime and, hence, it is expected to limit the CS drift speed<sup>18</sup> and CS writing time.<sup>15</sup> We explore theoretically the dependence of CS drift speed on carrier lifetime. Figure 3(b) shows  $\nu$  as a function of  $\gamma$ , defined as the ratio between the carrier decay rate and the field decay rate  $\kappa$ . CS speed increases roughly linearly when  $\gamma < 1$ , and then it reaches a limit value, where photon lifetime becomes the limiting factor. This holds for the small speed perturbative limit (lower curve) as well as for the large speed case (upper curve). Figure 3(b) has been calculated with a larger  $\kappa$  than in Fig. 3(a). This leads to an improvement of the figure of merit, since CS size  $a$  scales with the square root of  $\kappa$ . According to Fig. 3(b), operating the device at  $\gamma \approx 0.33$  ( $\log \gamma \approx -0.5$ ) would lead to a reduction of the CS writing time down to 5 ps, while drift speed would become  $\nu \approx 200 \mu\text{m/ns}$ . In these conditions, the limit for  $\tau_0$  is less than 0.1 ns, taking the system bandwidth to 10 Gbit/s. Adjustment of  $\gamma$  is possible by known methods to shorten carrier lifetime (see, e.g., Refs. 19 and 20). We mention that very fast gain recovery times compatible with 200 GHz modulation bandwidth have recently been demonstrated in quantum dot amplifiers.<sup>21</sup>

In terms of functionalities, our system provides robust all-optical pulse reshaping of the incoming optical pulse. Because of the threshold response of the CS excitation, amplitude fluctuations of the incoming signal will be eliminated, improving the quality of the output signal. Moreover, the bit length will also be formatted to the same value fixed by the ratio between the CS size  $a$  and the drift speed  $\nu$ . This reshaping of the bit stream can be useful in a telecom network to avoid deterioration of the signal. Thus, this functionality may be implemented as an alternative method to all-optical pulse restoring.<sup>1,22,23</sup>

On the other hand, we point out that our scheme cannot be used straightforwardly for delaying analogue signals or binary signals where information is stored in the bit length (NRZ coding, for example).

Summarizing, the measurements and simulations presented in this report provide clear evidence of controllable drift of cavity solitons in semiconductor-based devices and

open a promising approach to all-optical delay line applications.

This work was supported by the EU FET Open Fun-FACS. We are grateful to all partners, and in particular to R. Kuszelewicz, for stimulating discussions.

- <sup>1</sup>D. Cotter, R. J. Manning, K. J. Blow, A. D. Ellis, A. E. Kelly, D. Nesses, I. D. Phillips, A. J. Poustie, and D. C. Rogers, *Science* **286**, 1523 (1999).
- <sup>2</sup>R. W. Boyd, D. Gauthier, and A. L. Gaeta, *Opt. Photonics News* **17**, 18 (2006); D. J. Gauthier, *Nat. Photonics* **1**, 92 (2007).
- <sup>3</sup>L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature (London)* **397**, 594 (1999).
- <sup>4</sup>Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and A. L. Gaeta, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 153902 (2005).
- <sup>5</sup>J. E. Sharping, Y. Okawachi, and A. L. Gaeta, *Opt. Express* **13**, 6902 (2005).
- <sup>6</sup>M. van der Poel, J. Mork, and J. M. Hvam, *Opt. Express* **13**, 8032 (2005).
- <sup>7</sup>S. Sarkar, Y. Guo, and H. Wang, *Opt. Express* **14**, 2845 (2006).
- <sup>8</sup>J. T. Mok, C. M. de Sterke, I. C. Littler, and B. J. Eggleton, *Nat. Phys.* **2**, 775 (2006).
- <sup>9</sup>F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov, *Nat. Photonics* **1**, 65 (2007).
- <sup>10</sup>Y. Okawachi, J. E. Sharping, C. Xu, and A. L. Gaeta, *Opt. Express* **14**, 12022 (2006).
- <sup>11</sup>*Lecture Notes in Physics*, edited by N. Akhmediev and A. Ankiewicz (Springer, New York, 2005); Vol. 661, Chaps. 3–6, pp. 37–130.
- <sup>12</sup>W. J. Firth and A. J. Scroggie, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1623 (1996); A. J. Scroggie, J. Jeffers, G. McCartney, and G.-L. Oppo, *Phys. Rev. E* **71**, 046602 (2005).
- <sup>13</sup>F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland, M. Giudici, and J. Tredicce, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 221111 (2006).
- <sup>14</sup>S. Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller, and R. Jäger, *Nature (London)* **419**, 699 (2002); X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. Lugiato, T. Maggipinto, and M. Brambilla, *Phys. Rev. A* **69**, 043817 (2004).
- <sup>15</sup>X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. Lugiato, T. Maggipinto, and M. Brambilla, *Phys. Rev. A* **72**, 013815 (2005).
- <sup>16</sup>R. Tucker, P. Ku, and C. Chang-Hasnain, *Electron. Lett.* **41**, 208 (2005).
- <sup>17</sup>See EPAPS Document No. E-APPLAB-92-01801 for theoretical model and numerical simulations details. This document can be reached through a direct link in the online article's HTML reference section or via the EPAPS homepage (<http://www.aip.org/pubservs/epaps.html>).
- <sup>18</sup>G. Tissoni, L. Spinelli, I. Perrini, M. Brambilla, T. Maggipinto, and L. A. Lugiato, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 2095 (1999).
- <sup>19</sup>E. A. Avrutin, J. H. Marsh, and E. L. Portnoi, *IEE Proc.: Optoelectron.* **147**, 251 (2000).
- <sup>20</sup>A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3892 (2002).
- <sup>21</sup>S. Dommers, V. V. Temnov, U. Woggon, J. Gomis, J. Martinez-Pastor, M. Laemmlin, and D. Bimberg, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 033508 (2007).
- <sup>22</sup>J. Lucek and K. Smith, *Opt. Lett.* **18**, 1226 (1993).
- <sup>23</sup>M. Pantouvaki, M. J. Fice, R. Fedec, E. P. Burr, R. Gwilliam, A. B. Krysa, J. S. Roberts, and A. J. Seeds, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 617-619 (2004).



### 2.2.9 Les Solitons de Cavités dans les lasers pompés optiquement

Parallèlement à notre activité de recherche dans les résonateurs à semi-conducteurs à cavité verticale pompés électriquement au dessus de transparence (régimes d'amplification et laser), les solitons de cavité ont aussi été cherchés dans les résonateurs de même type en régime passif (en dessous de transparence) et avec un pompage optique. Même si des structures spatiales ainsi qu'une structure à un seul pic (mais que n'a pas pu être allumée et éteinte à l'aide d'une perturbation) ont bien été observées [97, 96], l'étude dans les milieux passifs a été peu rentable en terme des solitons de cavités [98]. La non linéarité défocalisante, qui domine dans le cas passif, demande des valeurs d'intensité pour le faisceau de maintien très importants afin de créer des solitons de cavité. Ceci implique des effets thermiques qui affectent la stabilité des solitons de cavité. Les dispositifs passifs ont ainsi été abandonnés au profit des cavités laser pompées optiquement au dessus de transparence qui présentent une non linéarité focalisante. L'avantage par rapport au pompage électrique consiste en une meilleure homogénéité du pompage et du dispositif. Les solitons de cavités ont été observés dans ces dispositifs par le groupe de Kuszelewicz au LPN à Marcoussis [99]. La première observation d'écriture et d'effaçage à l'aide d'un faisceau incohérent par rapport au faisceau de maintien à été décrite dans [100].

## 2.3 Le futur

### 2.3.1 Le laser à soliton

Aujourd'hui l'existence, la stabilité et le contrôle des solitons de cavité sont des sujets bien documentés expérimentalement et bien compris d'un point de vue théorique. Les simulations numériques permettent de reproduire ponctuellement les caractéristiques des solitons de cavité surtout vis à vis de l'environnement fortement inhomogène du matériau où ils sont créés. D'un point de vue des applications les résultats obtenus ont confirmé les potentialités des solitons de cavité pour une manipulation toute optique de l'information. A mon sens trois obstacles technologiques restent à franchir pour pouvoir exploiter ces objets de façons compétitive. Le premier est la complexité du montage expérimental utilisé et notamment la présence de la configuration lasers maître-esclave. Le deuxième est la sensibilité trop importante des solitons de cavité aux paramètres du système, ce qui rend très difficile une exploitation de ces structures en dehors du cadre du laboratoire. Nous faisons référence notamment au fait que les solitons de cavité existent sur une plage de désaccord entre la fréquence de cavité et la fréquence du faisceau de maintien de l'ordre de la dizaine de GHz ainsi qu'à leur sensibilité aux conditions d'alignement du faisceau de maintien. Le troisième obstacle vient de l'inhomogénéité des dispositifs à semi-conducteurs où les solitons sont créés ; dans des dispositifs à très grande surface, la fabrication de dispositifs sans défaut ponctuel est un défi technologique majeur et l'état de l'art actuel ne permet pas une exploitation complète des propriétés de mouvement et de contrôle des solitons de cavité.

Si ce dernier problème peut être un jour résolu grâce aux progrès des techniques de croissance, les deux premiers problèmes imposent une réflexion sur des montages plus simples permettant la création de solitons de cavités moins sensibles aux paramètres.

Dans cette direction, le laser à solitons représente une solution possible. Le laser à solitons est un laser capable d'émettre des solitons de cavité sans aucun

faisceau de maintien. En effet, même si la majorité des structures localisées en optique ont été observées en présence de cet ingrédient, un faisceau de maintien n'est pas forcément nécessaire à la génération de solitons de cavité. A bien y regarder, un laser à très grande surface possède forcément une instabilité modulationnelle qui donne lieu à la formation de structures indépendantes des conditions de bords. Le vrai problème est de faire en sorte que cette bifurcation apparaisse en forme sous-critique et donc qu'il y ait coexistence entre deux solutions différentes dans le plan transverse.

Une réponse partielle à cette problématique est l'utilisation de la rétroaction optique sélective en fréquence sur un laser à très grande surface [101]. La coexistence d'une solution imposée par le réseau de diffraction et la solution qui vient du laser solitaire (solution nulle si le laser solitaire est en dessous du seuil) a permis d'observer des solitons de cavité sans l'utilisation d'un faisceau de maintien. Le nombre de Fresnel du laser a été préservé malgré la cavité externe à l'aide d'une configuration auto imagéante qui annule la diffraction due à la propagation du faisceau dans la cavité externe. La limitation de cette configuration demeure dans la criticalité des réglages en termes d'alignement de la cavité externe. De plus, le domaine d'existence des solitons reste très limité en terme de paramètres (désaccord fréquence réinjecté/ fréquence de cavité).

Une configuration qui permettrait de s'affranchir de ces contraintes est celle du laser avec absorbant saturable. Cette configuration donne lieu à une réponse bistable soit entre deux solutions stationnaires soit entre une solution stationnaire et une solution impulsée (verrouillage modal). Si le laser utilisé est à très grand nombre de Fresnel, les ingrédients sont réunis pour que des solitons de cavité puissent exister sans faisceau de maintien. De plus, il est possible aujourd'hui de croître l'absorbant directement sur la cavité laser, le dispositif complet est donc très compact et très facile à intégrer dans un environnement extérieur au laboratoire. Ce type de dispositif est envisagé dans le cadre du projet européen FunFacs et sa réalisation est à l'étude chez le groupe de Kuszelewicz au LPN de Marcoussis. Reste la question ouverte de l'adressage, car il n'y a pas un champ

de référence à perturber localement de façons cohérente. Le groupe du LPN a montré qu'il est possible d'effectuer un allumage incoherent via les porteurs de charge, mais dans ce cas, le temps d'allumage devient très importants [100].

### **2.3.2 Les balles optiques où les solitons de cavité 3D**

Dans la physique des solitons le défi majeur aujourd'hui est la recherche de structures qui soient localisées dans les trois dimensions spatiales, la troisième dimension étant la direction de propagation, d'où l'appellation de "balles optique" ("optical light bullets") [102]. Dans les cavités lasers il s'agit d'obtenir des solitons de cavités qui soient localisés dans le plan transverse et dans le temps, donc dans la direction de propagation. Nous obtiendrons alors des pics de lumière dans le plan transverse d'un résonateur qui pulsent de façons auto soutenue. Une telle observation serait très importante à la fois du point de vue de la recherche fondamentale et du point de vue des applications. L'intérêt pour les applications repose sur le fait que ces structures localisées dans le temps et dans l'espace conservent toutes les propriétés des solitons de cavités bidimensionnels. Ces structures peuvent être allumées et éteintes indépendamment les une des autres par un faisceau local (faisceau d'écriture). Elles peuvent aussi être positionnées et déplacées dans le plan transverse du résonateur grâce à l'introduction des gradients de phase et/ou d'amplitude dans le faisceau de maintien. Les solitons de cavités 3D héritent donc de toutes les possibilités qui rendent leurs homologues 2D prometteurs pour les applications télécoms : leur utilisation comme bits d'information qui peuvent être écrits et effacés de façon entièrement optique, l'implémentation de leur mobilité pour obtenir un registre à décalage (shift-register) ou une ligne à retard et, en général, leur utilisation pour un traitement parallèle du flux d'information.

Une première preuve théorique de "balles optiques" a été obtenue par le groupe de Bari [103] dans un dispositif à semi-conducteur mais avec des temps de réponse des porteurs de charge beaucoup plus rapides que dans les dispositifs actuels à puits quantiques multiples.

Pour générer des solitons de cavités tridimensionnels dans un laser à semi-

conducteur nous allons tester plusieurs configurations expérimentales. Le régime d'auto pulsation idéale pour ces structures est le régime de verrouillage modal (" mode-locking "). En fait, les pulses sortants d'un laser mode-locked ont une durée qui peut être variable selon le nombre des modes verrouillés mais qui, dans les lasers à semi-conducteur, est de l'ordre de moins d'une picoseconde avec un taux de répétition de l'ordre de la dizaine de picosecondes selon la longueur de cavité. Le régime de verrouillage modal dans le laser à semi-conducteur peut-être obtenu dans le laser à cavité verticale (VCSELs) monté en cavité étendue avec un absorbeur saturable comme miroir externe (SESAM) et il s'agit donc du verrouillage modal passif [104]. Une autre configuration possible a été obtenue avec un laser à émission latérale avec rétroaction optique et modulation de perte à la fréquence d'intervalle spectral libre de la cavité externe (verrouillage modal actif) [105]. Une troisième configuration est basée sur l'injection d'un champ cohérent dans un laser à émission latérale à une fréquence qui soit précisément au milieu des fréquences de deux modes longitudinaux consécutifs du laser, le verrouillage modal est obtenu par verrouillage des harmoniques sur les modes de la cavité interne [106].

La première méthode apparaît prometteuse car bien mise au point avec le même type de dispositif (VCSELs) utilisé pour générer les solitons de cavités bidimensionnels, mais le montage expérimental reste lourd à cause de la présence d'un absorbeur saturable comme miroir externe. Comme nous l'avons déjà souligné, la possibilité de croître l'absorbeur directement sur le miroir de Bragg permettrait de simplifier énormément le montage expérimental. La deuxième méthode est plus simple, il reste à prouver que les solitons de cavités peuvent exister dans un système à cavité étendue alors que le nombre de Fresnel est inversement proportionnel à la longueur du système. De plus, dans ce schéma, tout le train des impulsions serait verrouillé en phase par la modulation du pompage, alors que l'indépendance des trains de pulses est souhaitable. La troisième méthode est très intéressante car elle reprend naturellement le schéma d'injection qui est utilisé pour générer les solitons de cavités. Dans cette configuration le défi est de trou-

ver les solitons de cavités dans un laser multimode, bien que nous ayons obtenu récemment des indications prometteuses aussi dans les lasers à émission latérale [108]. Une quatrième configuration [107] a été très récemment proposée pour verrouiller les modes de cavité externe d'un VCSEL avec rétroaction optique, basée sur un schéma de réinjection optique de polarisation croisée. Dans cette configuration le choix du dispositif laser est critique car il y a des contraintes sur ses paramètres de polarisation (biréfringence, anisotropie) et que ces paramètres ne peuvent pas être variés significativement dans la manipulation. Les simulations nous guident dans le choix des dispositifs adaptés. En effet, un VCSEL qui peut se verrouiller avec l'action de la rétroaction et de la réinjection de polarisation croisée montre un comportement caractéristique lorsqu'il est soumis seulement à la réinjection optique : son intensité d'émission a la forme d'un signal carré avec une période correspondant au double du délai de réinjection. Ce comportement apparaît comme un véritable précurseur du verrouillage modal lorsqu'on applique la rétroaction optique. Nous avons pu repérer un dispositif qui présente ce comportement [109]. Il s'agit d'un dispositif à faible biréfringence (moins de 5 GHz) et avec une émission à une seule polarisation au seuil. Ce dispositif va être bientôt testé en régime de rétroaction optique.



# Annexe A

## Autres activités de recherche

L'autre volet de mon activité de recherche porte sur les instabilités dans les lasers à semi-conducteurs. Au cours des dernières années je me suis penché surtout sur les instabilités liées à la présence de deux voire plusieurs modes d'émission longitudinale dans les lasers à semi-conducteurs à émission latérale. Celle-ci a été une activité complémentaire par rapport à l'activité sur les solitons de cavité où les dispositifs sont intrinsèquement à un seul mode longitudinal et leur dynamique se développe dans la dimension transverse du laser.

Il y a plusieurs raisons pour étudier la dynamique modale dans les lasers à semi-conducteur. D'abord nous sommes en présence de lasers avec une centaine de modes longitudinaux de cavité en dessous de la courbe de gain du milieu actif. Dans ces conditions il n'y a pas un mécanisme robuste de sélection d'un mode par rapport aux autres et il est raisonnable de s'attendre à des instabilités. D'ailleurs, il est bien connu que quand le courant du laser est augmenté il y a un déplacement du pic de la courbe de gain par rapport au peigne de modes de cavité. Donc, il y aura forcément des transitions d'un mode à l'autre accompagnées par des instabilités lorsque l'espace des paramètres est exploré. Ajoutons qu'une transition modale affecte le comportement stationnaire du laser par rapport à la fréquence émise, mais aussi peut être par rapport à l'intensité du signal. Hormis l'intérêt fondamental d'étudier la dynamique d'un tel laser, il y a forcément des enjeux au niveau des applications du laser à semi-conducteurs. Nous pensons ici notamment aux applications pour lesquelles la stabilité en fréquence et en



intensité d'émission est une exigence incontournable.

Nous avons rencontré deux typologies différentes de dynamique modale dans les lasers à semi-conducteur. La première est celle des "sauts de modes" ("*mode hopping*") typique des laser massifs, la deuxième est une dynamique modale impliquant plusieurs modes à la fois et qui a été repérée dans certains dispositifs à multiple puits quantique.

## A.1 L'instabilité modale dans les lasers massifs

Nous avons montré que dans les lasers à semi-conducteurs de type massif ("*bulk*") l'instabilité modale se produit par sauts de mode ("*mode hopping*") induits par le bruit présent dans le système [110]. Ce processus est très sensible aux perturbations du courant de pompage. Nous avons caractérisé cette dynamique en fonction des paramètres du système et nous avons montré que le système peut être décrit comme un double puits de potentiel, où chaque mode longitudinal correspond à un puits et où le bruit d'émission spontanée induit des sauts entre les deux puits [111]. Nous sommes en présence donc d'un problème de Langevin avec un double puits de potentiel et une statistique des passages de type Kramers. Cette configuration permet d'observer le phénomène de résonance stochastique : par le biais d'une augmentation du bruit, le système améliore sa réponse par rapport à une modulation sinusoïdale. Nous avons pu mettre en évidence ce phénomène en modulant le courant de pompage et en changeant l'échelle stochastique du système grâce au réglage conjoint de la température du système et de la valeur stationnaire du courant [112]. D'autre part, nous avons montré que le bruit ajouté directement dans le courant de pompage du laser joue pour le laser le rôle d'une source multiplicative de bruit [113]. Nous avons caractérisé les effets d'un tel type de bruit sur notre système et, à partir des équations pour le laser, nous avons pu déduire un modèle très simple capable de reproduire les évidences expérimentales. Ce modèle simplifié nous a permis de dévoiler le rôle du caractère multiplicatif du bruit par rapport aux phénomènes observés. Du point de vue de la physique

fondamental du laser, l'analyse du rôle multiplicatif du bruit dans le courant de pompage a été très important, surtout parce que ce paramètre est souvent le seul paramètre contrôlable efficacement dans un laser à semi-conducteur.

## **A.2 La dynamique multimodale dans les lasers à multiples puits quantique**

Les lasers à multiples puits présentent un comportement modal très différent par rapport à leur homologues massifs. Lorsque ils présentent une dynamique modale, celle-ci est très différente de sauts de modes. En [114, 110] nous mettons en évidence une dynamique d'allumage des modes longitudinaux quasi périodique et en antiphase parfaite, sous-jacente à une émission totale stationnaire. Pour chaque mode nous observons une alternance régulière à des fréquences de l'ordre du Mégahertz. L'enchaînement modal suit une séquence allant du mode à plus basse longueur d'onde jusqu'au mode à plus haute longueur d'onde. Nous montrons à l'aide d'un modèle théorique multimodal que le mélange à quatre ondes est le phénomène à l'origine de la dynamique observée. L'asymétrie de la fonction de susceptibilité d'un matériel à semi-conducteur explique la direction de l'enchaînement. Le modèle montre que le déclenchement de cette dynamique est dû à la valeur élevée du gain différentiel typique de certains dispositifs à multiples puits quantiques.

Nous avons aussi mis en évidence la robustesse de cette dynamique par rapport à des perturbations dans le courant du pompage et son extrême sensibilité à la moindre fraction de rétroaction optique [115]. Le modèle théorique utilisé a pu être adapté pour inclure la rétroaction optique et il a donné des résultats en bon accord avec les évidences expérimentales. La dynamique périodique et en antiphase observée dans le laser à puits quantiques pourrait être utilisée pour du routage en multiplexage de l'information, surtout au vu de la solidité de la porteuse modale par rapport à une modulation (lente) du courant. Le facteur limitant ici est l'échelle de temps ( $MHz$ ) trop lente dans les dispositifs dont nous

disposons pour que cette technique puisse être exploitée.

# Annexe B : Curriculum Vitae

## MASSIMO GIUDICI

**Adresse:** 3, rue du Grand Mur – 06250 Mougins - France  
**E - Mail:** massimo.giudici@inln.cnrs.fr  
**Etat civil:** né le 6 Février 1969 à Erba (Como), Italie

### *Activités Professionnelles:*

**Septembre 2001 – présent :** *Maître de Conférences à l'Université de Nice-Sophia Antipolis*  
*Enseignement :* Service statuaire de 192 h/an, *Recherche :* Dynamique Spatio-temporelle dans les lasers à semi-conducteurs

**Octobre 2000 – Septembre 2001 :** *Chercheur Associé CNRS à l'Institut Non Linéaire de Nice*  
Etude expérimentale des structures spatiales localisées dans les lasers à semi-conducteur à large superficie (broad-area). Les effets thermiques sur la dynamique des lasers à large superficie.

**Octobre 1999 – Septembre 2000 :** *Chercheur Post doc. à l'Instituto Mediterraneo de Estudios Avanzados- Espagne*

Étude expérimentale des structures spatiales localisées dans les lasers à semi-conducteur à cavité verticale (VCSELs). Cette étude est réalisée dans le cadre du projet CEE « *Pianos, Processing Information with Array of Non-linear Optical Solitons* » (Traitement de l'information avec des matrices des solitons non linéaires).

**Septembre 1998 – Juillet 1999 :** *Professor Ayudante (ATER) à l' Universitat de les Illes Balears - Espagne*

Enseignement : Travaux Pratiques de Physique de première année (deux semestres, charge d'ens. tot.: 120 h.), Travaux Pratiques d'Optique Quantique: caractérisation d'une source cohérente, analyse des propriétés d'émission d'un laser à semi-conducteurs (un semestre, charge d'ens. tot.: 30 h.).

Recherche : Étude expérimentale du rôle du bruit dans les systèmes excitable, analyse de la polarisation dans un VCSEL avec rétroaction optique.

**Juin 1996 – Juin 1998 :** *Boursier TMR (Training Mobility of Researcher) à l'Institut Non-Linéaire de Nice*

Étude de la dynamique des lasers à semi-conducteur avec rétroaction optique et avec injection optique, étude et caractérisation d'une matrice de lasers à semi-conducteur à cavité verticale (VCSELs)

Étudiant en thèse à l'Université de Nice - Sophia Antipolis sous la direction de J. Tredicce

**Octobre 1995 – Juin 1996 :** *Ingénieur opticien chez "Pirelli Cavi S.p.A." (Milano, Italie)*

Conception et développement d'une chaîne de production pour le « *packaging* » des modules de laser à 980 nm utilisés pour le pompage d'amplificateurs optique (Erbium-doped fiber).

Responsable de la station d'alignement laser/fibre optique et fixation de la fibre à l'intérieur du module, responsable de la procédure de « *pigtailing* » de la fibre optique.

## ***Formation:***

**Docteur en Sciences (Physique)** de l'Université de Nice - Sophia Antipolis (12/11/99), mention: très honorable avec les félicitations du jury. Titre de la thèse: "*Dynamique non linéaire dans les lasers à semi-conducteurs avec rétroaction optique*", directeur: Prof. Jorge Tredicce, composition du jury: Prof. Pierre Couillet (Prés.), Prof. Maxi San Miguel (Rapp.), Prof. Daan Lenstra (Rapp.), Prof. Claude Fabre (Exam.), Prof. Salvador Balle (Exam.).

**Laurea en physique** obtenue le 6 février 1995 (110/110 avec félicitations du jury) à l'Universita' degli studi di Milano.

## ***Responsabilités Pédagogiques et Administratives***

### ***Direction de thèses :***

- Codirecteur de thèse de doctorat de E. Caboche: « Structure localisées tridimensionnelles dans les systèmes optiques » Septembre 2005 –
- Codirecteur de thèse de doctorat de F. Pedaci : « Contrôle of Cavity Solitons and Modal Dynamics in Semiconductor Lasers : Experimental Investigation » soutenue en Novembre 2006
- Directeur du stage de DEA de E. Caboche : « Solitons de cavité dans un laser à semi-conducteurs à cavité verticale » Janvier 2005-Juin 2005
- Directeur du stage de fin d'études d'IUT de F. Ballestra : 11/4/05 – 24/6/05
- Directeur du stage de Master de D. Della Croce (Univ. Strathclyde- Ecosse; étudiant Erasmus): 1/6/03 – 1/9/03
- Codirecteur de thèse de doctorat X. Hachair : « Les solitons de cavité : étude expérimentale » soutenu en Décembre 2003
- Directeur du stage de Master de S. Wright (Univ. Strathclyde- Ecosse; étudiant Erasmus): 10/6/02 – 5/9/02
- Directeur du stage de Master de F. McNeille (Univ. Strathclyde; étudiant Erasmus): 10/6/02 – 5/9/02

### ***Autres fonctions :***

- Membre de la commission des spécialistes 28-29-30 de l'Université de Nice Sophia Antipolis (2004-2008).
- Bénéficiaire de la Prime d'Encadrement Doctoral et de Recherche 2002-2006 et 2006-2010

## ***Contrats de recherche***

Specific Targeted Research or Innovation Project 0044868 : "*Fundamental Functionalities and Applications of Cavity Solitons (FUNFacs)*". (2005-2008)  
<http://www.funfacs.org/>

Acı Photoniques : « *Contrôle et manipulation de soliton de cavité dans les systèmes optiques auto organisés* ». (2001-2004)

Esprit Project 28235 : “*Processing of Information by Arrays of Non-linear Optical Solitons (Pianos)*” (2000-2003)  
<http://www.pianos-int.org/>

### ***Activités de rapporteur***

Rapporteur scientifique pour les revues : Physical Review Letters, Physical Review A, Physical Review E, IEEE Journal of Quantum Electronics, Optics Communications

### ***Collaborations Scientifiques***

- Instituto Mediterraneo de Estudios Avanzados – Esporles, Espagne (Salvador Balle), Modélisation effets stochastiques, dynamique modale de lasers semi-conducteurs
- Istituto Nazionale di Ottica - Firenze - Italie (Gianni Giacomelli), Effets stochastiques
- Università dell’Insubria – Como - Italie (Luigi Lugiato), Modélisation des Solitons de Cavité
- Università e Politecnico di Bari - Italie (Massimo Brambilla), Modélisation des Solitons de Cavité
- ULM Photonics GmbH - Ulm - Allemagne (Roland Jaeger), Dispositifs pour la manipulation de Solitons de Cavité
- Université Libre de Bruxelles - Belgique (Paul Mandel), Modélisation de la dynamique modale des lasers à semi- conducteurs
- Universidad Buenos Aires - Argentine (Gabriel Mindlin), Systèmes Dynamiques
- Laboratoire de Photonique et Nanostructure - Marcoussis - France (LPN)
- Laboratoire d’Analyse et d’Architecture et Systèmes -Toulouse - France (LAAS), Dispositifs pour la manipulation de solitons de cavité
- University of Strathclyde - Glasgow – Royaume Uni, Modélisation des Solitons de Cavité
- University State of Colorado, U.S.A. (Prof. Rocca), Détection haute vitesse

### ***Distinctions et primes***

Bénéficiaire de la Prime d’Encadrement Doctorale et de Recherche 2002-2006 et 2006-2010

## *Liste de publications*

- *Revue avec comité de lecture :*

1. F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce, T. Ackemann, A. Scroggie, G.L. Oppo, W.J. Firth, G. Tissoni, R. Jaeger, « All-optical delay line using semiconductor cavity solitons », *App. Phys. Letters* **92**, 011101 (2008).
2. P. Mulet, M. Giudici, J. Javaloyes, S. Balle, “Square-wave switching by crossed-polarization gain modulation in VCSELs”, *Phys Rev. A* **76**, 43801 (2007).
3. F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland, M. Giudici, J. Tredicce, “Positioning cavity solitons with a phase mask”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, (2006).
4. F. Pedaci, S. Lepri, S. Balle, G. Giacomelli, M. Giudici, J.R. Tredicce, ”Multiplicative noise in the longitudinal mode dynamics of a bulk semiconductor laser”, *Phys. Rev. E* **73**, 041101 (2006).
5. X. Hachair, F. Pedaci, E. Caboche, S. Barland, M. Giudici, J.R. Tredicce, F. Prati, G. Tissoni, R. Kheradmand, L.A. Lugiato, I. Protzenko, and M. Brambilla, “Cavity solitons in a driven VCSEL above threshold”, *J. of Sel. Topics on Quant. Electr.* **12**, 339-351 (2006)
6. F. Pedaci, M. Giudici, J. R. Tredicce, G. Giacomelli, “Experimental analysis of mode-hopping in bulk semiconductor lasers”, *Appl. Physics B* **81**, 993-1000 (2005)
7. X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. Lugiato, T. Maggipinto, M. Brambilla, “Cavity-Soliton Switching in Semiconductor Microcavities”, *Phys. Rev. A* **72**, 13815 (2005), *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology* **12** (August 2005)
8. J. Tredicce, M. Giudici, P. Glorieux, Comment to “Formation of repetitively nanosecond, spatial solitons in a saturable absorber  $Q$ -switched”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 249401 (2005), *Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology* **12**, (July, 2005) ; *Virtual Journal of Ultrafast Science* **4**, (7, July 2005)
9. F. Pedaci, M. Giudici, G. Giacomelli, J. Tredicce, « Stochastic resonance in bulk semiconductor lasers », *Phys. Rev. E* **71**, 036125 (2005)
10. L. Furfaro, F. Pedaci, J. Javaloyes, X. Hachair, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, « Modal Switching in Quantum-Well Semiconductor Lasers with Weak Optical Feedback », *IEEE, J. Of Quant. Electr.* **41**, 609-619 (2005)
11. S. Barland, X. Hachair, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. Spinelli, L. Lugiato, M. Brambilla « Spatio-temporal dynamics in broad-area semiconductor amplifiers », *European Physical Journal D* **32**, 75-82 (2005).
12. L. Furfaro, F. Pedaci, X. Hachair, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle, « Modal switching in semiconductor lasers », *IEEE, J. Of Quant. Electr.* **40**, 1365-1376 (2004)
13. A. Yacomotti, L. Furfaro, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, J. Javaloyes, S. Balle, E.A. Viktorov, P. Mandel, « Dynamics of multimode semiconductor lasers », *Phys. Rev. A*, 053816 (2004)
14. X. Hachair, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, « Cavity solitons in broad area VCSELs below threshold », *Phys. Rev. A*, 043817 (2004)
15. S. Barland, O. Piro, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle, « Experimental evidence of van der Pol-Fitzhugh-Nagumo dynamics in semiconductor optical amplifiers », *Phys. Rev. E* **68**, 036209 (2003).

16. S. Barland, F. Marino, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle, "In situ measurement of cavity length variation across the transverse section of broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers", **Appl. Phys. Letters** **83**, 2303 (2003).
17. S.Barland, M. Brambilla, L. Columbo, L. Furfaro, M. Giudici, X. Hachair, R. Kheradmand, L. A. Lugiato, T. Maggipinto, G. Tissoni, J. R., "Cavity Solitons in a VCSEL: reconfigurable micropixel arrays", **Europhysics News** **4**, 136 (2003)
18. S.Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Müller & R. Jäger "Cavity Solitons as Pixels in Semiconductor Microcavities", **Nature** **419**, (17 October 2002), p. 699-702.
19. A. Yacomotti, G.B. Mindlin, M. Giudici, S. Barland, S. Balle, J. Tredicce "Coupled Optical Excitable Cells", **Phys. Rev. E** **66**, 036227 (2002).
20. F. Marino, M. Giudici, S. Barland, S. Balle « Experimental Evidence of Stochastic Resonance in an Excitable Optical System », **Phys. Rev. Lett.** **88**, 040601(2002).
21. J. Mendez, Laje J., Giudici M., Aliaga J., Mindlin G. B. « Dynamics of periodically forced semiconductor lasers with optical feedback », **Phys. Rev. E** **63**, 066218 (2001).
22. G. Giacomelli, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce. "Experimental Evidence of Coherence Resonance in an Optical System ", **Phys. Rev. Lett.** **84**, 3298 (2000).
23. T. Ackemann, S. Barland, M. Giudici, J. R. Tredicce, S. Balle, R. Jäger, M. Grabherr, M. Müller, K. J. Ebeling. "Patterns in broad-area microcavities", **Physica Status Solidi b** **221**, 133 (2000).
24. M. Giudici, T. Ackemann, S. Barland, J. R. Tredicce, S. Balle. "Polarization Dynamics of Vertical Cavity Surface Emitting Laser with optical feedback", **J. Opt. Soc. Am. B** **16**, 2114 (1999).
25. M. Giudici, L. Giuggioli, C. Green, J. Tredicce. « Dynamical behavior of semiconductor lasers with frequency selective optical feedback », **Chaos, Solitons and Fractals** **10**, 811 (1999).
26. G. Vaschenko, M. Giudici, S. Balle, J. Rocca, C. Menoni, J. R. Tredicce. "Temporal dynamics in semiconductor lasers with optical feedback", **Phys. Rev. Lett.** **81**, 5536 (1998).
27. M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, U. Nespolo, J. Tredicce. "Reply to the Comment on: Andronov bifurcation and excitability in semiconductor laser with optical feedback", **Phys. Rev. E** **58**, 4041 (1998).
28. M. C. Eguia, G. B. Mindlin, M. Giudici. "Are the low frequency fluctuations in semiconductor laser with optical feedback induced by noise? ", **Phys. Rev. E** **58**, 2636 (1998).
29. G. Huyet, S. Balle, M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, J. Tredicce. "Low Frequency Fluctuations and Multimode Operation of a Semiconductor Laser with Optical Feedback", **Opt. Commun** **149**, 341-347, (1998).
30. G. B. Mindlin, A. A. Duarte, M. Giudici, C. Green, U. Nespolo, J. Tredicce. "Dynamical model to describe the low frequency fluctuations in semiconductor laser with optical feedback", **Physica A** **257**, 547-556, (1998).
31. M. Giudici, J. R. Tredicce, G. Vaschenko, J. Rocca and C. Menoni. "Spatio-temporal dynamics in vertical surface emitting lasers excited by fast electrical pulses", **Opt. Commun.** **158**, 313 (1998).
32. C. Massoler, A. Figliola, M. Giudici, J. R. Tredicce, N. B. Abraham. "Wavelet analysis of low frequency fluctuations of a semiconductor laser". **Optics Commun.** **157**, 115-120 (1998).
33. G. Huyet, S. Hegarty, M. Giudici, B. de Bruyn, J. G. McInerney. "Statistical properties of semiconductor laser with optical feedback", **Europhys. Lett.** **40**, 619-624 (1997).



34. M.Giudici, C.Green, G. Giacomelli, U.Nespolo, J.Tredicce. "*Andronov bifurcation and excitability in semiconductor laser with optical feedback*", **Phys. Rev. E.** **55**, 6414 (1997).

***Actes des colloques :***

35. L.Furfaro, F. Pedaci, X. Hachair, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle « Noise Effects on the Modal Dynamics of Semiconductor Lasers », **SPIE proc.** **5468**, p. 208-218, (2004).
36. L.Furfaro, A.Yacomotti, F. Pedaci, X. Hachair, J. Javaloyes, M. Giudici, J. Tredicce,, S. Balle, E.A. Viktorov, P.Mandel, « Multimode Dynamics of Semiconductor Lasers », **SPIE proc.** **5452**, p. 411-421 (2004).
37. X. Hachair, S. Barland, L.Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, « Cavity solitons in broad area VCSELs below threshold » **SPIE proc.** **5452**, p. 323-334 (2004).
38. J. Tredicce, S. Balle, P. Couillet, G. Giacomelli, M. Giudici. "*Excitability in semiconductor lasers*". **SPIE proc.** **3944**, p. 444 (2000)
39. G. Vaschenko, C. Menoni, J. Rocca, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle. "*Picosecond characterization of low-frequency fluctuations in edge-emitting semiconductor laser with optical feedback*". **SPIE proc.** **3516**, 763 (1999).

***Participations active à des conférences :***

**CLEO/Europe-IQEC 2007, Munich, Germany 18-22 June 07**

Présentation Orale : F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce. "*Controlling position and motion of cavity solitons*".

**IPSSO 2007, International Workshop on Instability, Patterns and Spatial Solitons, 28-30 March 2007, Metz (France)**

Présentation orale: "Cavity Soliton Motion in semiconductor lasers"

**Phase 2007, International Workshop on Physics and Application of Semiconductor Lasers, 28-30 March 2007, Metz (France)**

Présentation orale: "Stochastic Effects in Bulk Semiconductor Lasers"

**French-Israeli Symposim on Non-linear and quantum Optics (FRISNO9), 12-17 Feb. 2006, Les Houches (France).**

Présentation orale: "*Cavity Solitons positioning and drift in presence of a phase gradient*"

**Optique et Lasers de point, 7/12/ 04, Marseille**

Présentation orale: "*Structures localisées dans les laser à sem-conducteur à cavité verticale*"

**Second International Symposium on Fluctuations and Noise, 25-28 May 2004, Canarias (Espagne)**

Présentation orale: "*Noise and fluctuations in the modal intensities of semiconductor lasers*"

**XI Conference on Laser Optics, St. Petersburg (Russie), June 30 - Juillet 4 2003**

Invited Talk : "*Cavity Solitons in Semiconductor Microcavities*"

**CLEO-EQEC 2003, 22-27 June 2003, Munich (Allemagne)**

Keynote Speaker : "*Cavity Solitons in Semiconductor Microcavities*"

**Mid Term VISTA Meeting, 24-25 Juin, 2002, Como (Italie)**

Présentation orale: "*Localized structures in semiconductor broad-area lasers*"

**NLGW2001, 25-28 Mars 2001, Clearwater (Florida USA)**

Invited talk: "*Cavity solitons in one-dimensional semiconductor amplifiers: experiment and theory agree*".

**Optical Soliton Workshop 2001, 22-23 Mars 2001, Orlando (USA)**

**Rencontre du Non linéaire, 15-16 Mars 2001, Institut Henri Poincaré, Paris**

Présentation orale: "*Structures spatiales localisées dans une cavité optique à semiconducteur*".

Poster: S. Barland, O. Piro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce. "*Effets thermique dans un amplificateur optique*".

CLEO-IQEC 2000, 10 – 15 Septembre 2000, Nice, France

Présentation orale: "*Coherence resonance in semiconductor laser with optical feedback*"

**COCOS 1999, 7-9 Octobre 1999 Munster, Germany**

Présentation orale: "*Coherence resonance in semiconductor laser with optical feedback*"

Poster: M. Giudici, T. Ackemann, S. Barland, J.R. Tredicce, S. Balle "*Polarization Dynamics in vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSELs) with Optical feedback*".

**CLEO-QELS 1999, 23-28 Mai, 1999 Baltimore (USA)**

Présentation orale: "*Dynamical Behavior of Semiconductor Lasers with Optical Feedback*".

**Rencontre du Non linéaire 1999, Institut Henri Poincaré, Paris**

Poster: "*Coherence resonance in semiconductor laser with optical feedback*".

**Peyresq Summer School: Non Linear Phenomena, Juin 1-6 1998**

Présentation orale: "*Excitability and Multimode Dynamics in Semiconductor Lasers*".

**PINOS- Patterns in Non Linear Optical System, Alicante, 21-23 Mai 1998.**

Poster: M. Giudici, J.R. Tredicce, G. Vaschenko, J. Rocca and C. Menoni. "*Spatio-temporal dynamics in vertical surface emitting lasers excited by fast electrical pulses*".

***Contributions à des conférences :***

**2008 Photonics Europe SPIE Strasbourg (France), 7-11 April 2008**

Présentation Invité : E. Caboche, F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland, M. Giudici, G. Tissoni, L. Lugiato, J. R. Tredicce, "*Interplay of external gradients and material defects in the dynamics of semiconductor*"

Présentation Orale : F. Pedaci, S. Barland, G. Tissoni, M. Giudici, J. Tredicce, "*Mapping local defects of extended media using localized structures*"

**Non Linear Photonic, Quebec City, 2-6 September 07**

Présentation Orale : F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce, T. Ackemann, A. J. Scroggie, W. J. Firth, G-L Oppo, G. Tissoni, R. Jaeger. "*All-Optical Delay Line Using Semiconductor Cavity Solitons*"

**Slow Light 2007 in Salt Lake City, USA 8-11 July 07**

Présentation Orale : F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce, T. Ackemann, A. J. Scroggie, W. J. Firth, G-L Oppo, G. Tissoni, R. Jaeger. "*All-Optical Delay Line Using Semiconductor Cavity Solitons*"

**CLEO/Europe-IQEC 2007, Munich, Germany 18-22 June 07**

Présentation Orale : F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce, T. Ackemann, A. J. Scroggie, W. J. Firth, G-L Oppo, G. Tissoni, R. Jaeger. "*Slow light and all-optical delay lines using cavity solitons in semiconductor lasers*"

Présentation Orale : G. Tissoni, L. Lugiato, F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce. "*Interplay of external gradients and material defects in the dynamics of semiconductor cavity solitons*".

Présentation Orale: J. Javaloyes, P. Mulet, M. Giudici, S. Balle. «Passive mode locking of lasers by crossed polarization gain modulation»

**Icono Lat 07, Misk Belarus, 28 May 07**

Conférence Invitée : F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce, "*Cavity solitons positioning and drift in presence of a phase gradient*"

**PIERS2007 in Beijing, CHINA, 26-30 March, 2007**

Conférence Invitée : F. Pedaci, P. Genevet, E. Caboche, S. Barland, M. Giudici, and Jorge Tredicce, “*Using gradients to control cavity solitons*”

**European Semiconductor Laser Workshop 21-22 Septembre 2006, Nice, France**

Présentation Orale : F. Pedaci, S. Lepri, S. Balle, M. Giudici, J. Tredicce, G. Giacomelli, “*Stochastic effects in the modal dynamics of bulk semiconductor lasers*”

Présentation Orale : P. Genevet, S. Barland, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, “*Control of Cavity Solitons in broad-area VCSELs*”

**SECOND ‘RIO DE LA PLATA’ WORKSHOP ON NOISE, CHAOS, AND COMPLEXITY IN LASERS AND NONLINEAR OPTICS, 5-9 Decembre 2005, Colonia del Sacramento, Uruguay**

Invited Talk: Luigi Lugiato, F. Prati, G. Tissoni, X. Hachair, F. Pedaci, E. Caboche, M. Giudici, J.R. Tredicce, M. Brambilla, M. Bache, R. Kheradmand, and I. Protsenko, “*Cavity Solitons in semiconductor microresonators*”

Invited Talk : Jorge Tredicce, “*Multi and single mode spatio temporal instabilities in a laser with injected signal*”

**Nonlinear Guided Waves Topical Meeting 6-9 September 2005, Dresden, Germany.**

Présentation Orale : G. Tissoni, I. Columbo, F. Prati, R. Kheradmand, I. Lugiato, I. Protsenko, X. Hachair, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, “*Cavity Solitons in Driven VCSELs above Threshold: Theory and Experiment*”

Présentation Orale : T. Ackemann, M. Schulz-Ruhtenberg, M. Sondermann, K. F. Jentsch, X. Hachair, M. Giudici, J. R. Tredicce, A. V. Naumenko, N. A. Loiko, R. Jaeger, “*Towards a cavity soliton laser: Localized emission states in vertical-cavity surface-emitting lasers with frequency-selective feedback*”

**CLEO-EQEC 2005, 12-17 June 2005, Munich (Allemagne)**

Présentation Orale : F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, G. Giacomelli, “*Stochastic effects in the modal dynamics of bulk semiconductor lasers*”

Présentation Orale : G. Tissoni, I. Columbo, F. Prati, R. Kheradmand, I. Lugiato, I. Protsenko, X. Hachair, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce “*Cavity solitons in VCSELs above threshold*”

Présentation Orale : X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, “*The physics of cavity solitons semiconductors*”

**Towards the future of complex dynamics, 30-01 May 2005, Dresden (Allemagne)**

Présentation Orale : S. Lepri, G. Giacomelli, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle, “*Stochastic dynamics in multimode lasers*”

**PHASE workshop (Supélec, Metz, France, March 29-30, 2005),**

Présentation Orale : X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, “*Cavity solitons in semiconductor microcavities and their properties*”

**French-Israeli Symposim on Non-linear and quantum Optics (FRISNO8), 20-25 Feb. 2005, Ein Bokek (Israel).**

Conférence Invitée J. Tredicce, M. Giudici, X. Hachair, L. Furfaro, K. Elhadi, S. Barland, S. Balle, L. Spinelli, G. Tissoni, L.A. Lugiato, M. Brambilla, T. Maggipinto, “*Cavity solitons in semiconductor microcavities and their properties*”

**XIV Conference on Nonequilibrium Statistical Mechanics and Nonlinear Physics, 6-10 decembre 2004, La Serena (Chile)**

Conférence J. R. Tredicce “*Cavity Solitons in Semiconductors*”

**CLEO-IQEC 2004, 16-21 May 2004, St. Francisco (USA)**

Présentation Orale : X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, “*Characterization of cavity solitons in broad-area driven VCSELs below threshold*”

**LEOS 2004, 7-11 Novembre 2004, Puerto Rico (USA)**

Conférence Invitée: G. Tissoni, L. Lugiato X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. R. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto and I. M. Perrini “*Physics of Cavity Solitons in Semiconductors*”

**2004 Photonics Europe SPIE Strasbourg (France), 24-29 April 2004**

Présentation Orale : L. Furfaro, A. Yacomotti, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. R. Tredicce, E. Viktorov, P. Mandel "*Multimode Dynamics in Semiconductor Lasers*"

Présentation Orale : X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, "*Cavity solitons in semiconductor microcavities and their properties*"

**Non-Linear Guided Waves and Their Applications (NLGW 2002), Toronto, (Canada), March 28-31, 2004**

Présentation Orale : Xavier Hachair, S. Barland, Luca Furfaro, Massimo Giudici, Salvador Balle, Jorge Tredicce, Massimo Brambilla, Tommaso Maggipinto, Ida M. Perrini, Giovanna Tissoni, Luigi A. Lugiato  
"*Characterization of cavity solitons in broad-area driven VCSELs below threshold*"

**FIRST 'RIO DE LA PLATA' WORKSHOP ON NOISE, CHAOS, AND COMPLEXITY IN LASERS AND NONLINEAR OPTICS, 1-5 Decembre 2003, Colonia del Sacramento, Uruguay**

Invited Talk : Jorge Tredicce, "*Multimode semiconductor lasers*"

**XI Conference on Laser Optics, St. Petersburg (Russia), June 30 - July 4, 2003**

Présentation Orale : L. Furfaro, A. Yacomotti, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. R. Tredicce, E. Viktorov, P. Mandel "*Dynamics of multimode semiconductor lasers*"

**CLEO-EQEC 2003, 22-27 June 2003, Munich (Allemagne)**

Présentation Orale : S. Barland, O. Piro, S. Balle, M. Giudici, J. R. Tredicce, "*Thermal effects in broad area semiconductor amplifier: excitability, coherence resonance and phase-locking of an excitable system*"

Présentation Orale : S. Balle, S. Barland, M. Giudici, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, L. Spinelli, G. Tissoni "*Localised structures in edge emitter semiconductor lasers*"

Présentation Orale : L. Furfaro, A. Yacomotti, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. R. Tredicce, E. Viktorov, P. Mandel "*Dynamics of multimode semiconductor lasers*"

**33rd Winter Colloquium on The Physics of Quantum Electronics, Snowbird, Utah -- January 5-9, 2003**

Invited Talk : J. R. Tredicce, S. Barland, M. Giudici, S. Balle, M. Brambilla, L. A. Lugiato, G. Tissoni; "*Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities*"

**XIII CONFERENCE ON NONEQUILIBRIUM STATISTICAL MECHANICS AND NONLINEAR PHYSICS**

Colonia del Sacramento, Colonia, Uruguay, 9 - 13 DECEMBER, 2002

Invited Talk : J. R. Tredicce, S. Barland, M. Giudici, S. Balle, M. Brambilla, L. A. Lugiato, G. Tissoni; "*Cavity solitons work as pixels in semiconductor devices*"

**Non-Linear Guided Waves and Their Applications (NLGW 2002), Stresa, (Italy), September 1-4, 2002**

Invited Talk : S. Barland, M. Giudici, J. R. Tredicce, S. Balle, M. Brambilla, T. Maggipinto, L. A. Lugiato, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller & R. Jäger "*CAVITY SOLITONS AS PIXELS IN SEMICONDUCTOR*"

**IQEC 2002 Moscow (Russie), June 2002**

Invited Talk : S. Barland, M. Giudici, J. R. Tredicce, S. Balle, M. Brambilla, T. Maggipinto, L. A. Lugiato, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller & R. Jäger "*CAVITY SOLITONS AS PIXELS IN SEMICONDUCTOR*"

**CLEO-IQEC 2000, 10 – 15 Septembre, Nice, France**

Invited talk: P. Couillet, M. Clerc, M. Giudici, J. Tredicce. "*Dynamics of Coupled Semiconductor Lasers : Equivalence with Bose-Einstein Condensates*".

**NOEKS 2000 (Marburg – Germany), 4-10 Avril 2000**

Poster: T. Ackemann, S. Barland, M. Giudici, J.R. Tredicce, R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, K.J. Ebeling. "*Spatial Structures in Vertical-Cavity Semiconductor Amplifiers*"

**CLEO-QELS 2000, 7-12 Mai, 2000 San Francisco (USA)**

Poster: T. Ackemann, S. Barland, M. Giudici, J.R. Tredicce, M. Cara, S. Balle, R. Jaeger, M. Grabherr, M. Miller, K.J. Ebeling. "*Spatial structures in broad-area vertical-cavity regenerative amplifiers*".

**Physics and Simulation of Optoelectronics Devices VIII, San Jose (USA) 24-28 Janvier 2000.**

Invited talk: S. Balle, P. Couillet, M. Giudici, J. R. Tredicce. "*Excitability and optical Excitable Waves in Semiconductor Lasers*".

**NLGW 1999, Non Linear Guided Waves and their Applications, Dijon (France), Septembre 1999.**

Présentation Orale: T. Ackemann, S. Barland, M.Cara, M. Giudici, J.R. Tredicce, S. Balle. "*Spatial structures and their control in injection- locked broad-area VCSELs*"

**5<sup>th</sup>. SIAM Conference on Applications of Dynamical Systems, 23-27 Mai 1999, Snowbird, Utah (USA).**

Invited talk: J. Tredicce and M. Giudici, "*Excitable Behavior in Semiconductor Lasers*".

**CLEO - EQEC 1998, Glasgow, 14-18 September 1998**

invited talk: G. .Huyet, M. Giudici, S. Hegarty, J. McInerney, S. Balle "*Optical Feedback in Semiconductor Lasers*".

**11th Lasers and Electro Optics Annual Meeting - LEOS 98, Orlando, 1-4 Decembre 1998.**

Présentation Orale : S.Balle, J.R.Tredicce, M.Giudici, T.Ackemann, S.Barland. "*Polarization-induced power-drops in VCSELs with Optical Feedback*".

**50th Scottish Universities Summer Schools in Physics Semiconductor Quantum Optoelectronics: From Quantum Physics to Smart Devices. St. Andrews, Scotland, 21 Juin-4 Juillet 1998.**

Poster: S. Barland, T.Ackemann, M.Giudici, J.R.Tredicce and S. Balle. "*Dynamical behavior of VCSELs with optical feedback*".

**V Latin American Workshop on Non - Linear Phenomena - LAWNP'97 large Canela, Brazil - 28 Septembre-- 3 Octobre 1997.**

Invited talk: M. Giudici, L. Giuggioli, S. Balle and J. R. Tredicce "*Nonlinear Dynamics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback*".

**EQEC'96, Hamburg, Germany Septembre 1996**

Invited talk: U. Nespolo, M. Giudici, C. Green and J. Tredicce. "*Excitability in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*".

**COLOQ IV sur les lasers et l'Optique Quantique. Palaiseau, France. Nov 1995**

Poster: M. Giudici, U. Nespolo, H. Grassi et J.R Tredicce. "*Comportement dynamique d'un laser à semi-conducteurs: exemple d'excitabilité en optique*".

# Bibliographie

- [1] A. M. Turing. The chemical basis of morphogenesis. *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. B* 237, 37-72 (1952).
- [2] G. Nicolis and I. Prigogine. *Self-organization in nonequilibrium systems*. Wiley, New York (1977).
- [3] M. C. Cross and P. C. Hohenberg. Pattern formation outside of equilibrium. *Rev.Mod. Phys.* 65, 851-1112 (1993).
- [4] C. Bowman and A. C. Newell. Natural patterns and wavelets. *Rev. Mod. Phys.* 70, 289-301 (1998).
- [5] J. P. Gollub and J. S. Langer. Pattern formation in nonequilibrium physics. *Rev.Mod. Phys.* 71, S396-S403 (1999).
- [6] J.D.Murray, *Mathematical Biology*, Springer, New York (1989).
- [7] U. Hansen and D. H. Yuen. Numerical simulations of thermal-chemical instabilities at the core-mantle boundary. *Nature* 334, 137-249 (1988).
- [8] Q. Ouyang and H. L. Swinney. Transition from a uniform state to hexagonal and striped Turing patterns. *Nature* 352, 610-612 (1991).
- [9] F. T. Arecchi, S. Boccaletti, P. L. Ramazza, and S. Residori. Transition from boundary to bulk-controlled regimes in optical pattern formation. *Phys. Rev. Lett.* 70, 2277-2280 (1993).
- [10] G. Grynberg, E. Le Bihan, P. Verkerk, P. Simoneau, J. R. R. Leite, D. Bloch, S. Le Boiteux, and M. Ducloy. Observation of instabilities due to mirrorless four-wave mixing oscillation in sodium. *Opt. Commun.* 67, 363-366 (1988); A. Petrossian, M. Pinard, A. Maitre, J. Y. Courtois, and G.

- Grynberg. Transverse pattern formation for counterpropagating laser beams in rubidium vapour. *Europhys. Lett.* 18, 689-695 (1992).
- [11] G. D'Alessandro and W. J. Firth. Spontaneous hexagon formation in a non-linear optical medium with feedback mirror. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2597-2600 (1991).
- [12] G. D'Alessandro and W. J. Firth. Hexagonal spatial pattern for a Kerr slice with a feedback mirror. *Phys. Rev. A* 46, 537-548 (1992).
- [13] R. Macdonald and H. J. Eichler. Spontaneous optical pattern formation in a nematic liquid crystal with feedback mirror. *Opt. Commun.* 89, 289-295 (1992).
- [14] P. B. Umbanhowar, F. Melo, and H. L. Swinney. Localized excitations in a vertically vibrated granular layer. *Nature* 382, 793-796 (1996).
- [15] Yu. A. Astrov and H. G. Purwins. Plasma spots in a gas discharge system : birth, scattering and formation of molecules. *Phys. Lett. A* 283, 349-354 (2001).
- [16] F.-J. Niedernostheide, M. Arps, R. Dohmen, H. Willebrand, and H.-G. Purwins. Spatial and spatio-temporal patterns in pnpn semiconductor devices. *phys. stat. sol. (b)* 172, 249-266 (1992).
- [17] K. L. Lee, W. D. McCormick, J. E. Pearson, and H. L. Swinney. Experimental observation of self-replicating spots in a reaction-diffusion system. *Nature* 369, 215-218 (1994).
- [18] J. Wu, R. Keolian, and I. Rudnick, Observation of a Nonpropagating Hydrodynamic Soliton, *Phys. Rev. Lett.* 52, 1421-1424 (1984); O. Lioubashevski, H. Arbell, and J. Fineberg. Dissipative solitary states in driven surface waves. *Phys. Rev. Lett.* 76, 3959-3962 (1996).
- [19] E. Moses, J. Fineberg, and V. Steinberg, Multistability and confined traveling-wave patterns in a convecting binary mixture, *Phys. Rev. A* 35, 2757-2760 (1987); P. Kolodner, D. Bensimon, and C. M. Surko, Traveling-wave convection in an annulus, *Phys. Rev. Lett.* 60, 1723-1726 (1988); J.

- J. Niemela, G. Ahlers, and D. S. Cannel. Localized traveling-wave states in binary-fluid convection. *Phys. Rev. Lett.* 64, 1365-1368 (1990).
- [20] O. Thual, S. Fauve, Solitary Waves Generated by Subcritical Instabilities in Dissipative System. *J. Phys.* 49, 1829-1923 (1988).
- [21] M. Tlidi, P. Mandel, and R. Lefever, Localised Structures and Localized Patterns in Optical Bistability. *Phys. Rev. Lett.* 73, 640 (1994).
- [22] N. N. Rosanov and G. V. Khodova, Autosoliton in bistable interferometers, *Opt. Spectrosc.* 65, 449 (1988).
- [23] N. N. Rosanov. Switching waves, autosolitons, and parallel digital-analogous optical computing. *Proc. SPIE* 1840, 130-143 (1991).
- [24] D. Michaelis, U. Peschel, F. Lederer, Multistable localized structures and superlattices in semiconductor optical resonators, *Phys. Rev. A* 56, R3366, 1997.
- [25] P. Couillet, C. Riera, C. Tresser, Stable Static Localised Structures in One Dimension. *Phys. Rev. Lett.* 84, 3069, (2000).
- [26] Couillet, C. Riera, and C. Tresser. Qualitative theory of stable stationary localized structures in one dimension. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 139, 46-58 (2000).
- [27] T. Ackemann, A. Aumann, E. Große Westhoff, Yu. A. Logvin, and W. Lange. Polarization degrees of freedom in optical pattern forming systems : alkali metal vapor in a single-mirror arrangement. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* 3, S124-S132 (2001)
- [28] T. Ackemann, W. Lange. Non- and nearly hexagonal pattern in sodium vapour generated by single-mirror feedback. *Phys. Rev. A* 50 R4468-R4471 (1994).
- [29] T. Ackemann, Y. Logvin, A. Heuer, and W. Lange. Transition between positive and negative hexagons in optical pattern formation. *Phys. Rev. Lett.* 75, 3450-3453 (1995).



- [30] A. Aumann, E. Bütthe, Yu. A. Logvin, T. Ackemann, and W. Lange. Polarized patterns in sodium vapor with single mirror feedback. *Phys. Rev. A* 56, R1709- R1712 (1997).
- [31] R. Herrero, E. Große Westhoff, A. Aumann, T. Ackemann, Yu. A. Logvin, and W. Lange. Twelfefold quasiperiodic patterns in a nonlinear optical system with continuous rotational symmetry. *Phys. Rev. Lett.* 82, 4627-4630 (1999).
- [32] A. Aumann, T. Ackemann, E. Große Westhoff, and W. Lange. Eight-fold quasipatterns in an optical pattern forming system. *Phys. Rev. E* 66, 046220 (2002).
- [33] T. Ackemann, A. Heuer, Yu. A. Logvin, and W. Lange. Light-shift induced level crossing and resonatorless optical bistability in sodium vapor. *Phys. Rev. A* 56, 2321-2326 (1997)
- [34] B. Schäpers, M. Feldmann, T. Ackemann, and W. Lange. Interaction of localized structures in an optical pattern forming system. *Phys. Rev. Lett.* 85, 748-751 (2000).
- [35] B. Schäpers, T. Ackemann, and W. Lange. Robust control of switching of localized structures and its dynamics in a single-mirror feedback scheme. *J. Opt. Soc. Am. B* 19, 707-715 (2002)
- [36] S. A. Akhmanov, M. A. Vorontsov, and V. Yu. Ivanov. Large-scale transverse nonlinear interactions in laser beams; new types of nonlinear waves; onset of "optical turbulence". *Sov. Phys. JETP Lett.* 47, 707-711 (1988).
- [37] S. Residori, Patterns, Fronts and Structures in a Liquid-Crystal-Light-Valve with Optical Feedback, *Physics Reports* volume 416, issue 5-6, p. 201-272 (2005)
- [38] E. Pampaloni, S. Residori, and F. T. Arecchi. Roll-hexagon transition in a Kerr-like experiment. *Europhys. Lett.* 24, 647-652 (1993)

- [39] B. Thüring, R. Neubecker, and T. Tschudi. Transverse pattern formation in liquid crystal light valve feedback system. *Opt. Commun.* 102, 111-115 (1993).
- [40] R. Neubecker, B. Thüring, and T. Tschudi. Formation and characterization of hexagonal patterns in a single feedback experiment. *Chaos, Solitons and Fractals* 4, 1307-1322 (1994).
- [41] E. Pampaloni, P. Ramazza, S. Residori, and F. T. Arecchi. Two-dimensional Crystals and Quasicrystals in Nonlinear Optics. *Phys. Rev. Lett.* 74, 259 (1995)
- [42] E. Louvergneaux, C. Sz waj, G. Agez, P. Glorieux, and M. Taki. Experimental Evidence of Absolute and Convective Instabilities in Optics. *Phys. Rev. Lett.* 92, 043901 (2004).
- [43] S. A. Akhmanov, M. A. Vorontsov, V. Yu. Ivanov, A. V. Larichev, and N. I. Zheleynykh. Controlling transverse-wave interactions in nonlinear optics : generation and interaction of spatiotemporal structures. *J. Opt. Soc. Am. B* 9, 78-90 (1992).
- [44] P.L. Ramazza, S. Ducci, S. Boccaletti, and F. T. Arecchi. Localized versus delocalized patterns in a nonlinear optical interferometer. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* 2, 399-405 (2000).
- [45] M.G. Clerc, S. Residori, C.S. Riera , First-order Fréedericksz transition in the presence of a light driven feedback, *Phys. Rev. E* 63, 060701 (R), (2001).
- [46] R. Neubecker, G. L. Oppo, B. Thüring, and T. Tschudi. Pattern formation in a liquid crystal light valve with feedback, including polarization, saturation, and internal threshold effects. *Phys. Rev. A* 52, 791-808 (1995).
- [47] A. Schreiber, B. Thüring, M. Kreuzer, and T. Tschudi. Experimental investigation of solitary structures in a non linear optical feedback system. *Optics Communications* 136, 415-418 (1997).
- [48] P.L. Ramazza, S. Boccaletti, U. Bortolozzo and F. T. Arecchi. *Chaos* 13, 335 (2003).

- [49] P.L.Ramazza, E. Benkler, U. Bortolozzo, S. Boccaletti, S. Ducci, F.T. Arecchi, Phys. Rev E 65 (2002) 066204-1
- [50] S. Residori, T. Nagaya and A. Petrossian, Optical Localized Structures and their Dynamics, Europhys. Lett. 63, 531 (2003).
- [51] M.G. Clerc, A. Petrossian and S. Residori, Bouncing Localized Structures in a Liquid-Crystal-Light-Valve : an Experimental Evidence of Non-Variational Dynamics, Phys. Rev. E. 71, 015205 (R) (2005).
- [52] U.Bortolozzo, L.Pastur, P.L. Ramazza, M. Tlidi, G. Kozyreff. Bistability between Different Localised Structures in Nonlinear Optics. Phys. Rev. Lett. 93, 253901 (2004).
- [53] U. Bortolozzo, S. Residori, Storage of Localized Structure Matrixes in Liquid Crystals, Phys. Rev. Lett., 96, 037801 (2006).
- [54] B. Gütlich, H. Zimmermann, C. Cleff, and C. Denz. Dynamic and static position control of optical feedback solitons. Chaos 17, 037113 (2007).
- [55] F.T. Arecchi, Optical Morphogenesis : pattern formation and competition in nonlinear optics. Physica D 86, 297-322 (1995).
- [56] T. Honda. Flow and controlled rotation of the spontaneous optical hexagons in KNbO<sub>3</sub>. Opt. Lett. 20, 851-853 (1995).
- [57] T. Honda and H. Matsumoto. Buildup of spontaneous hexagonal patterns in photorefractive BaTiO<sub>3</sub> with a feedback mirror. Opt. Lett. 20, 1755-1757 (1995).
- [58] C. Denz, M. Schwab, M. Sedlatschek, T. Tschudi, and T. Honda. Pattern dynamics and competition in a photorefractive feedback system. J. Opt. Soc. Am. B 15, 2057-2064 (1998).
- [59] T. Honda , Hexagonal pattern formation due to counterpropagation in KNbO<sub>3</sub> , Opt. Lett. OPLEDP 18 , 598 (1993)
- [60] A. V. Mamaev and M. Saffman. Modulation instability and pattern formation in the field of noncollinear pump beams. Opt. Lett. 22, 283-285 (1997).

- [61] *F.T. Arecchi, G. Giacomelli, P.L. Ramazza, S. Residori. Experimental evidence of Chaotic itinerancy and Spatio-Temporal Chaos in Optics. Phys. Rev. Lett. 65, 2531 (1990).*
- [62] *F.T. Arecchi, S. Boccaletti, G. Giacomelli, G.P.Puccioni, P.L. Ramazza, S. Residori. Patterns, Space-Time Chaos and Topological Defects in Nonlinear Optics. Physica D 61, 25 (1992).*
- [63] *F.T. Arecchi, G. Giacomelli, P.L.Ramazza, S. Residori. Vortices and Defects Statistics in Two- Dimensional Optical Chaos. Phys. Rev. Lett. 67, 3749 (1991).*
- [64] *M. Saffman, D. Montgomery, and D. Anderson. Collapse of a transverse-mode continuum in a self-imaging photorefractively pumped ring resonator. Opt. Lett. 19, 518 (1994).*
- [65] *W. J. Firth and A. J. Scroggie. Optical bullet holes : robust controllable localized states of a nonlinear cavity. Phys. Rev. Lett. 76, 1623-1626 (1996)*
- [66] *M. Brambilla, L. A. Lugiato, and M. Stefani. Interaction and control of optical localized structures. Europhys. Lett. 34, 109-114 (1996)*
- [67] *M. Brambilla, L. A. Lugiato, F. Prati, L. Spinelli, and W. J. Firth. Spatial soliton pixels in semiconductor devices. Phys. Rev. Lett. 79, 2042-2045 (1997)*
- [68] *L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati and L. A. Lugiato, Phys. Rev. A 58, 2542 (1998) ; L. A. Lugiato, L. Spinelli, G. Tissoni and M. Brambilla, J. Opt. B : Quantum Semicl. Optics 1, 43 (1999) .*
- [69] *G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, I. Perrini, T. Maggipinto, and L. A. Lugiato. Cavity solitons in bulk semiconductor microcavities : I Microscopic model and modulational instabilities, J. Opt. Soc. Am. B 16, 2083-2094 (1999). G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, I. Perrini, T. Maggipinto, and L. A. Lugiato. Cavity solitons in bulk semiconductor microcavities. II dynamical properties and control. J. Opt. Soc. Am. B 16, 2095-2105 (1999).*
- [70] *L. Spinelli and M. Brambilla, First principle theory for cavity solitons in semiconductor microresonators. Eur. Phys. J. D 15 p. 257, (2001).*

- [71] T.Maggipinto, M.Brambilla, G.K.Harkness, W.J.Firth, Cavity solitons in semiconductor microresonators : Existence, stability, and dynamical properties. *Phys. Rev. E* 62, 8726 (2000)
- [72] G.K.Harkness, W. J. Firth, G.L. Oppo and J. M. McSloy. Computationally determined existence and stability of transverse structures. I Periodic optical patterns *Phys. Rev. E* 66, 046605 (2002).
- [73] J. M. McSloy, W. J. Firth, G.K.Harkness and G.L. Oppo, Computationally determined existence and stability of transverse structures. II Multi-peaked cavity solitons *Phys. Rev. E* 66, 046606 (2002).
- [74] W. J. Firth, L. Columbo and A. J. Scroggie, Proposed Resolution of theory-experiment discrepancy in homoclinic snaking *Phys. Rev. Lett.* 99, 104503 (2007).
- [75] M. Grabherr, R. Jaeger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Heerlein, R. Michalzik, and K.J. Ebeling, Bottom-emitting VCSEL's for high-CW optical output power, *IEEE Photon. Tech. Lett.* 10, pp. 1061–3, 1998.
- [76] M. Grabherr, M. Miller, R. Jaeger, R. Michalzik, U. Martin, H. J. Unold, and K. J. Ebeling, High-Power VCSEL's : Single Devices and Densely Packed 2-D-Arrays, *IEEE Journ. of Sel. Top. in Quant. Electr.* 5, 495, 1999.
- [77] 18. S.Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L.Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller R. Jaeger "Cavity Solitons as Pixels in Semiconductor Microcavities", *Nature* 419, (17 October2002), p. 699-702.
- [78] S. Barland, F. Marino, M. Giudici, J. Tredicce and S. Balle, In situ measurement of cavity length variation across the transverse section of broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers, *Appl. Phys. Lett.* 83, 2303 (2003).
- [79] 14. X. Hachair, L.Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, L. Lugiato, Cavity solitons in broad area VCSELs below threshold. *Phys. Rev. A*, 043817 (2004)

- [80] X. Hachair, L. Furfaro, J. Javaloyes, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. Lugiato, T. Maggipinto, M. Brambilla, Cavity-Soliton Switching in Semiconductor Microcavities. *Phys. Rev. A* 72, 13815 (2005).
- [81] X. Hachair, F. Pedaci, E. Caboche, S. Barland, M. Giudici, J.R. Tredicce, F. Prati, G. Tissoni, R. Kheradmand, L.A. Lugiato, I. Protsenko, and M. Brambilla, Cavity solitons in a driven VCSEL above threshold, *J. of Sel. Topics on Quant. Electr.* 12, 339-351 (2006)
- [82] F. Pedaci, P. Genevet, S. Barland, M. Giudici, J. Tredicce, Positioning cavity solitons with a phase mask, *Appl. Phys. Lett.* 89, (2006)
- [83] F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J. Tredicce, T. Ackemann, A. Scroggie, G.L. Oppo, W.J. Firth, G. Tissoni, R. Jaeger, All-optical delay line using semiconductor cavity solitons, *App. Phys. Letters* 92, 011101, 2008
- [84] D. Cotter, R. J. Manning, K. J. Blow, A. D. Ellis, A. E. Kelly, D. Nasset, I. D. Phillips, A. J. Poustie, D. C. Rogers , *Science* 286, 1523 (1999).
- [85] R.W. Boyd, D. Gauthier, and A.L. Gaeta, *Opt. and Photon. News* 17, 18 (2006); D. J. Gauthier, *Nature Photonics* 1, 92 (2007).
- [86] R. Tucker, P. Ku, C. Chang-Hasnain, *Electron. Lett.* 41, 208 (2005).
- [87] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi, *Nature* 397, 594 (1999).
- [88] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and A. L. Gaeta , *Phys. Rev. Lett.* 94, 153902 (2005).
- [89] J.E. Sharping, Y. Okawachi, and A.L. Gaeta, *Opt. Exp.* 13, 6902 (2005).
- [90] M. van der Poel, J. Mork, and J.M. Hvam, *Opt. Exp.* 13, 8032 (2005).
- [91] S. Sarkar, Y. Guo, and H. Wang, *Opt. Exp.* 14, 2845 (2006).
- [92] J. T. Mok, C. M. de Sterke, I. C. Littler, B. J. Eggleton, *Nature Physics* 2, 775 (2006).
- [93] F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov, *Nature Photonics* 1, 65 (2007).

- [94] R.W. Boyd et al., Phys. Rev. A 71, 023801 (2005).
- [95] J.B. Khurgin, Opt. Lett. 30, 2788 (2005); Opt. Lett. 31, 984 (2006).
- [96] R. Kuszelewicz, I. Ganne, I. Sagnes and G. Slekys, M. Brambilla. Optical Self-Organization in Bulk and Multiquantum Well GaAlAs Microresonators, Phys. Rev. Lett. 84, 6006 (2000)
- [97] V.B. Taranenko, I. Ganne, R. Kuszelewicz and C.O. Weiss, Patterns and localized structures in bistable semiconductor resonators, Phys. Rev. A 61, 063818 (2000)
- [98] I. Ganne, G. Slekys, I. Sagnes and R. Kuszelewicz, Precursor forms of cavity solitons in non linear semiconductor microresonator, Phys. Rev. E 66, 066613 (2002)
- [99] Y. Menesguen, S. Barbay, X. Hachair, L. Leroy, I. Sagnes, R. Kuszelewicz. Optical Self-organization and cavity solitons in optically pumped semiconductor microresonator, Phys. Rev. A 74, 023818 (2006)
- [100] S. Barbay, Y. Menesguen, X. Hachair, L. Leroy, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, Incoherent and coherent writing and erasure of cavity solitons in an optically pumped semiconductor amplifier, Opt. Lett. 31, 1504 (2006)
- [101] Y. Tanguy, T. Ackemann, and W. J. Firth, R. Jaeger, Realization of a Semiconductor-Based Cavity Soliton Laser, Phys. Rev. Lett. 100, 013907 (2008)
- [102] F.Wise, P. Di Trapani, Spatiotemporal Solitons, Optics and Photonics news, February 2002.
- [103] A.G. Vladimirov, S. V. Fedorov, N.A. Kaliteevskii, G.V. Khodova, and N.N. Rosanov, J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. 1, 101-106 (1999). M. Brambilla, T. Maggipinto, G. Patera, L. Columbo, Phys. Rev. Lett. 93, 203901 (2004).
- [104] R. Paschotta, R. Haring, A. Garnache, S. Hoogland, A.C. Tropper U. Keller, Appl. Phys. B 75, 445 (2002); A.C Tropper, H.D. Foreman, A. Garnache, K.G. Wilcox, S.H. Hoogland, Journ. Phys. D 37 R75 (2004)

- [105] U. Fiedlar, K.J. Ebeling, *IEEE J. of Sel. Topics on Quant. Electr.* 1, 442 (1995)
- [106] H. Kasuya, M. Mori, R. Goto, T. Goto, and K. Yamane, *Appl. Phys. Lett.* 75, 13, 1999.
- [107] J. Javaloyes, J. Mulet, S. Balle, *Phys. Rev. Lett.* 93, 163902 (2006).
- [108] S. Barland, X. Hachair, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, G. Tissoni, L. Spinelli, L. Lugiato, M. Brambilla, *Spatio-temporal dynamics in broad-area semiconductor amplifiers*, *European Physical Journal D* 32, 75-82 (2005).
- [109] P.Mulet, M. Giudici, J.Javaloyes, S. Balle, "Square-wave switching by crossed-polarization gain modulation in VCSELs", *Phys Rev. A* 76, 43801 (2007).
- [110] L.Furfaro, F. Pedaci, X. Hachair, M. Giudici, J. Tredicce, S. Balle, " Modal switching in semiconductor lasers ", *IEEE, J. Of Quant. Electr.* 40, 1365-1376 (2004)
- [111] F. Pedaci, M. Giudici, J. R. Tredicce, G. Giacomelli, " Experimental analysis of mode-hopping in bulk semiconductor lasers", *Appl. Physics B* 81, 993-1000 (2005)
- [112] F.Pedaci, M.Giudici, G.Giacomelli, J.Tredicce, " Stochastic resonance in bulk semiconductor lasers ", *Phys. Rev. E* 71, 036125 (2005)
- [113] F. Pedaci, S. Lepri, S. Balle, G.Giacomelli, M.Giudici, J.R. Tredicce, " Multiplicative noise in the longitudinal mode dynamics of a bulk semiconductor laser", *Phys. Rev. E* 73, 041101 (2006).
- [114] A.Yacomotti, L.Furfaro, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, J. Javaloyes, S. Balle, E.A. Viktorov, P.Mandel, " Dynamics of multimode semiconductor lasers ", *Phys. Rev. A*, 053816 (2004)
- [115] L. Furfaro, F.Pedaci, J.Javaloyes, X.Hachair, M.Giudici, S.Balle, J. Tredicce, " Modal Switching in Quantum-Well Semiconductor Lasers with Weak Optical Feedback ", *IEEE, J. Of Quant. Electr.* 41, 609-619 (2005)



*Cavity Solitons* (CS) are stationary bright intensity peaks appearing in the transverse plane of an optical resonator driven by a coherent field (holding beam) and filled by a non linear medium. They can be individually switched on and off by a local perturbation in form of an addressing light pulse. The ability to control their location and their motion by introducing phase or amplitude gradients in the holding beam makes them interesting as mobile pixels for all-optical processing units. From a fundamental point of view CS can be interpreted as single peak *Localised Structures* as the ones appearing in granular media, gas discharge, chemical reactions and hydrodynamics. These structures appear in presence of a pattern forming instability of the homogeneous solution that appears subcritically, i.e. two or several solutions coexist for the same parameter values. They have therefore a different nature from spatial solitons which are based on compensation between diffraction and non linearity occurring during the propagation.

In this thesis I review the most important results of my research on CS in Vertical Cavity Surface Emitting Lasers. I will introduce them in the general frame of pattern formation in optics, evidencing the similarities with *Localised Structures* observed in other optical systems. I will give experimental evidence of their existence and I will characterize their properties in the parameter space. I will show that CS can be arranged in arrays that can be reconfigured optically and I will give a first principles demonstration of an all-optical delay line based on CS drift under the presence of phase gradient in the holding beam.

Les solitons de cavité sont des pics stationnaires d'intensité qui apparaissent dans le plan transverse d'un résonateur optique non linéaire injecté par un champ électromagnétique cohérent (faisceau de maintien). Ils peuvent être allumés et éteints individuellement par une perturbation locale sous la forme d'un pulse de lumière (faisceau d'écriture). La possibilité de contrôler leur position et leur mouvement par l'introduction d'un gradient de phase ou d'amplitude dans le faisceau de maintien permet leur application comme pixels mobiles de lumière dans un processeur d'information tout optique. D'un point de vue fondamental, les solitons de cavité sont des Structures Localisées à un seul pic en tous points analogues à celles observées dans les milieux granulaire, dans la décharge électrique dans un gaz, dans les instabilités chimique et dans l'hydrodynamique. Ces structures apparaissent en présence d'une instabilité modulationnelle de la solution homogène qui se produit de façon sous critique, où il y a donc coexistence de solutions différentes pour les mêmes valeurs de paramètres. Les solitons de cavité ont donc une nature très différente par rapport aux solitons spatiaux qui sont basés sur un mécanisme de compensation entre diffraction et non linéarité qui se produit lors de la propagation.

Dans cette thèse je résumerai les principaux résultats de ma recherche sur les solitons de cavité dans les Lasers à Semi-conducteurs à Cavité Verticale. J'introduirai le concept de Soliton de cavité dans le cadre de la morphogènes en optique et je mettrai en évidence la similitude avec les structures localisées observées dans d'autres systèmes optiques. Je montrerai expérimentalement leur existence et j'analyserai leurs propriétés dans l'espace de paramètres. Je montrerai qu'il est possible de les positionner en forme de matrices qui peuvent être reconfigurées optiquement. Je mettrai en évidence expérimentalement la possibilité d'utiliser les solitons de cavité pour la réalisation d'une ligne de retard tout optique basée sur leur coulissement en présence d'un gradient de phase dans le faisceau de maintien.