

Structures Localisées dans les lasers à semi-conducteurs pour le traitement de l'information

Mathias Marconi¹, Julien Javaloyes², Stéphane Barland¹, Salvador Balle^{2,3} Massimo Giudici¹

*1 : Institut Non Linéaire de Nice - UMR7335 Université Nice Sophia Antipolis, CNRS ;
1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne - France*

2 : Universitat de les Illes Balears, Cra. de Valldemossa, km 7.5, 07122 Palma Mallorca, Espagne

3 : IMEDEA ; C/ Miquel Marquès, 21 - 07190 Esporles (Balears), Espagne

massimo.giudici@inln.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Les structures localisées (SL) apparaissent dans les milieux non linéaires dissipatifs à très grand rapport d'aspect où deux solutions coexistent dans l'espace des paramètres. Bien que les SL soient un phénomène général, leur réalisation dans des lasers à semi-conducteurs leur confère un intérêt particulier en raison de leur potentiel pour le traitement tout-optique de l'information. L'idée consiste à utiliser les SL comme des bits d'information et exploiter leurs propriétés dans un milieu à la fois très rapide et miniaturisable. Dans cette contribution je montrerai les résultats obtenus dans les lasers à semi-conducteur à cavité verticale (VCSELS). Après un résumé historique sur les SL spatiales qui apparaissent dans la section transverse du laser, je détaillerai les observations récentes des SL temporelles, qui surgissent dans le régime de verrouillage modal lorsque le VCSEL est monté en cavité étendue et des SL vectorielles, qui exploitent les propriétés de polarisation du VCSEL.

MOTS-CLEFS : structures localisées ; solitons dissipatifs ; laser à semiconducteurs.

1. INTRODUCTION

Les structures localisées (SL) sont des états stables qui apparaissent dans les systèmes dissipatifs spatialement étendus caractérisés par une longueur de corrélation beaucoup plus courte que la taille du système, ce qui permet leur adressage individuel à l'aide d'une perturbation externe. Dans les résonateurs optiques les SL sont des états où la lumière reste confinée dans la dimension transverse à la propagation du champ (SL spatiales) ou bien dans la dimension longitudinale (SL temporelles) ou bien dans les deux (balles de lumière). La possibilité de les utiliser pour coder des bits d'information a déclenché un fort engouement pour ces structures au cours des vingt dernières années et, en particulier, pour leur implémentation dans les micro-résonateurs à semi-conducteurs qui permettent des temps de réponse rapides, des tailles réduites et un couplage assez naturel avec les systèmes opto-électroniques existants [1]. Pour pouvoir générer des SL un système optique doit réunir deux conditions: avoir un très grand rapport d'aspect et être dans un régime bistable, où deux solutions sont stables pour les mêmes valeurs de paramètres. Les SL dans les cavités optiques ont été observées dans la section transverse d'un laser à semi-conducteur à cavité verticale (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL). Il s'agit d'un résonateur à un seul mode longitudinal et ayant une section transverse (diamètre $> 150 \mu\text{m}$) suffisamment étendue pour réaliser la première condition décrite ci-dessus. Nous avons obtenu une réponse bistable du résonateur selon deux types de paradigmes : par injection d'un champ électromagnétique cohérent (morphogenèse passive) [2] ou bien par couplage d'un milieu amplificateur avec un absorbant saturable (morphogenèse active) [3]. Les SL créées selon le premier schéma ont été nommées Solitons de Cavité alors que les SL créées dans le cadre de la morphogenèse active ont été nommées Solitons Laser car elles sont produites par le résonateur actif à partir de l'état du vide, exactement de la même manière qu'une émission laser. La phase des Solitons de Cavité est fixée par le champ injecté alors que les Solitons Laser

conservent la symétrie de phase. Dans le domaine temporel, les Solitons de Cavité ont été récemment observés et utilisés pour coder des bits d'information dans un résonateur en fibre optique avec injection [4].

Dans cette contribution, nous abordons la possibilité de générer des Solitons Laser Temporels (SLT) à l'aide d'un VCSEL monté en cavité étendue. Dans la direction de propagation du champ la condition de grand rapport d'aspect se traduit par une longueur de la cavité externe suffisamment importante pour que le temps d'aller-retour dans la cavité (τ) soit beaucoup plus grand que les échelles de temps du VCSEL. Dans cette limite nous montrons l'existence de SLT dans deux montages différents: le premier est basé sur le régime de verrouillage modal passif où le VCSEL est couplé à un miroir absorbant saturable (SAM), le second est basé sur le degré de liberté de polarisation du VCSEL et il génère des SLT vectoriels.

2. SOLITONS LASER TEMPORELS DANS LE VCSEL A MODES BLOQUES

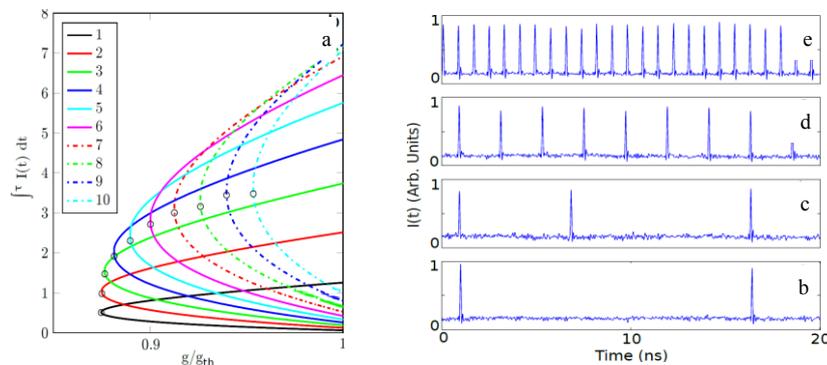


Fig. 1 a): Repliement calculé numériquement des plusieurs solutions PML avec un nombre différent d'impulsions pour aller-retour, $\tau\Gamma=16$. b-e): Traces temporelles obtenus expérimentalement pour les mêmes valeurs des paramètres ($J=290$ mA).

Afin d'obtenir le verrouillage modal passif (PML) un amplificateur laser est généralement couplé à un absorbant saturable. Nous montrons que les SLT peuvent être générés dans ce système lorsque: i) la solution nulle est stable et elle coexiste avec la solution à modes bloqués et ii) τ est très grand par rapport au temps de récupération du gain ($\Gamma^{-1} \sim 1$ ns). Le critère de stabilité de Haus pour les pulses PML [5] indique que la condition ii) conduirait nécessairement à un verrouillage modal harmonique d'ordre N , avec N pulses circulants dans la cavité comme unique solution stable. Nous montrons que, en dépit de ce critère, dans la limite $\Gamma\tau \gg 1$ et pour des paramètres appropriés, la condition i) peut être vérifiée et une grande quantité de solutions stables devient disponible, chacune caractérisée par un nombre variable d'impulsions (allant de zéro à N) avec des arrangements variables. Cela est montré théoriquement avec l'analyse du diagramme de bifurcation de la solution PML à une seule impulsion en fonction du pompage. Nous montrons que, dans la limite $\Gamma\tau \gg 1$ et pour des paramètres appropriés, cette bifurcation devient sous-critique et que la solution PML à une seule impulsion coexiste avec la solution d'émission nulle. Ce changement de scénario a une conséquence très importante sur les solutions à modes bloqués: un grand nombre de solutions ayant un nombre et une organisation différents d'impulsions par aller-retour deviennent stables pour les mêmes valeurs de paramètres (Fig. 1a). Cette multi-stabilité suggère que la solution de verrouillage modal harmonique d'ordre maximal compatible avec la taille de la cavité externe devient entièrement décomposable, puisque chaque impulsion de cette solution peut être allumée ou éteinte par une perturbation externe. Nous montrons alors que ces impulsions peuvent être utilisées comme des bits d'information, ce qui permet d'implémenter une mémoire tampon tout-optique avec un débit limité par la taille de LS, soit environ 1 Gb/s pour des paramètres typiques. Les résultats de notre analyse théorique sont confirmés par une expérience où un VCSEL est couplé à un Miroir Absorbant Saturable Résonant (RSAM). Le VCSEL émet à 980 nm et son seuil J_{st} est d'environ 380 mA. Le RSAM présente une réflectivité de 1% qui augmente à 60% lorsqu'il est saturé et son temps de relaxation est de 1 ps. Nous appliquons les conditions d'existence des SLT décrites par l'analyse théorique et, en particulier, notre cavité externe est dimensionnée pour avoir $\tau = 15,4$ ns et le VCSEL est pompé en-dessous du seuil $J < J_{st}$. Des impulsions à modes bloqués sont émises à la fréquence de répétition

fondamentale de 65 MHz, comme le montre la Fig. 1b. Pour la même valeur de J , cette émission coexiste avec l'émission nulle et beaucoup d'autres états d'émission, chacun avec un nombre différent d'impulsions (de deux à dix-neuf) par aller-retour, (Fig. 1c-f). La stabilité de chaque état peut être analysée en balayant le paramètre J , ce qui révèle, en accord avec la théorie, la coexistence de tous ces états et la nature localisée des impulsions qui les composent.

3. SOLITONS LASERS TEMPORELS VECTORIELS

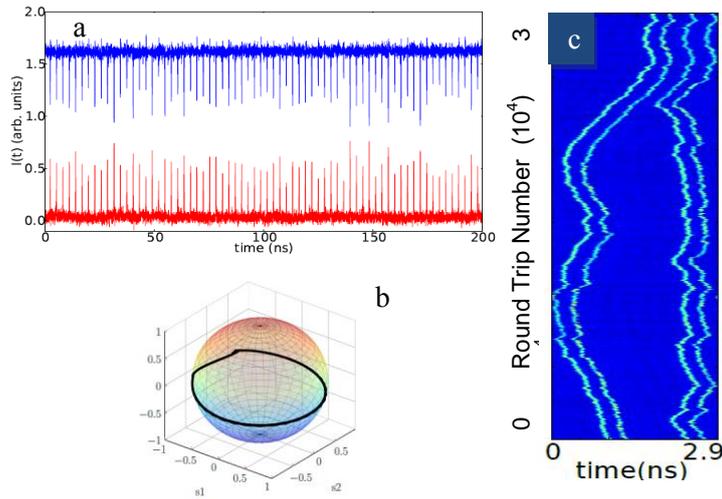


Fig.1 a): Série temporelle de LP-Y (bleu) et de LP-X (rouge) lorsque le VCSEL est soumis au XPR (taux de 1.4%) et au PSF (taux de 0.6%). $J = 3.0\text{mA}$, $\tau_f = 2.9\text{ns}$, $\tau_r = 3.3\text{ ns}$. b) Trajectoire calculée numériquement sur la sphère de Poincaré en correspondance d'une impulsion. c) Représentation espace-temps avec deux molécules indépendantes composées chacune de deux impulsions.

En raison de leur structure symétrique, les VCSELs manquent d'anisotropies assez fortes pour fixer leur polarisation d'émission. Ainsi, la compétition entre les deux états de polarisation linéaires orthogonaux peut être facilement déclenchée par des perturbations optiques. Nous avons placé un VCSEL dans une double cavité externe anisotrope. Cette cavité sélectionne un mode de polarisation (LP-Y, par exemple) et le renvoie au VCSEL selon deux circuits : le premier renvoie la même polarisation LP-Y avec un délai τ_f (feedback sélectif en polarisation, PSF), le second tourne LP-Y en LP-X avant de le renvoyer dans le VCSEL avec un délai τ_r (réinjection de polarisation croisée, XPR). Nous montrons expérimentalement et théoriquement qu'une telle configuration conduit à générer des SLT vectoriels. Il s'agit d'impulsions localisées qui apparaissent en antiphase dans chaque polarisation (Fig. 2a), mais qui laissent l'intensité totale d'émission constante. L'analyse théorique montre que ces SLT consistent en une rotation complète du vecteur de polarisation sur la sphère de Poincaré (Fig. 2b). Le bruit présent dans le système induit une diffusion des SLT dans la cavité au fur et mesure que le nombre d'aller-retour progresse (Fig. 2c), ces trajectoires permettent de distinguer les SLT indépendants des états liés (molécules).

RÉFÉRENCES

- [1] L.A. Lugiato, IEEE, J. Quantum Electron. 39, 193 (2003).
- [2] S. Barland et al. Nature, vol. 419, pp. 699, 2002.
- [3] P. Genevet et al. Phys. Rev. Lett., vol. 101, 123905, 2008.
- [4] F. Léo et al. Nature Photon. 4, 471 (2010).
- [5] H. A. Haus. IEEE J. Selected Topics Quantum Electron., vol. 6, pp. 1173--1185, 2000.