

Influence de l'injection optique dans les processus de synchronisation entre lasers : similarité et bistabilité

Olivier Vaudel & Pascal Besnard

FOTON-ENSSAT

6 rue de Kerampont, BP 80 518, 22305 Lannion Cedex

pascal.besnard@enssat.fr

Résumé. Nous présentons dans cet article une étude sur la synchronisation en utilisant uniquement l'injection optique entre lasers à semi-conducteurs DFB. Le cas d'une injection par un signal continu est tout d'abord décrit pour aborder ensuite l'étude d'une injection par un signal variant temporellement, grâce à l'emploi d'une cascade de deux injections optiques. Ces résultats sont représentés sous forme de cartographies permettant de localiser, dans un plan "désaccord - puissance injectée", les différents régimes de fonctionnement du laser injecté, pour les deux sens de variation possibles du désaccord. Nous montrons que les phénomènes de synchronisation mis en jeu sont par essence bistables parce qu'ils se basent sur un processus d'injection optique.

Abstract. In this paper, we present a study on synchronization between lasers using firstly restrictively a unique optical injection, and secondly a cascade of two successive optical injections (from *master* to *receiver* through *transmitter*). This simple scheme enables a close comparison between the case of optical injection by a continuous wave and the case of optical injection by a non-continuous signal. Results are presented thanks to mapping of laser dynamics in the chart "detuning - injected power" for an increasing and a decreasing detuning. We show that the process of synchronization is inherently bistable as it is by nature an optical injection.

1 Introduction

La synchronisation d'oscillateurs est un phénomène qui suscite la curiosité comme en témoigne l'observation au VII^{ème} siècle par HUYGENS de deux pendules mécaniques accrochés à un même mur [1]. À partir du XX^{ème} siècle, les études de synchronisation se sont poursuivies avec des oscillateurs électriques et micro-ondes. Ce type d'expériences apparaît ensuite très vite en optique après la première réalisation expérimentale d'un laser par MAIMAN [2].

À partir de 1990, PECORA et CARROLL [3] proposent de synchroniser deux oscillateurs chaotiques afin de réaliser des transmissions sécurisées. L'idée est de masquer un message à transmettre dans un signal de bruit chaotique. Ce chaos est généré de façon déterministe par le premier oscillateur. En réception, le second oscillateur doit alors être synchronisé avec le premier afin de retrouver le message transmis. Cette idée a été appliquée par différentes équipes [4,5,6,7], ce qui a permis de réaliser des transmissions optiques sécurisées.

Cependant, tous les systèmes utilisés nécessitent, d'une part, une source optique chaotique et, d'autre part, de réussir à synchroniser les deux sources lasers. L'émission chaotique est généralement obtenue grâce à une contre-réaction optique [8], c'est-à-dire à la ré-injection d'une partie du champ émis dans la cavité laser et ce après un temps τ_{ext} de parcours hors de la cavité. L'étape de synchronisation est, quant à elle, réalisée grâce à une injection optique, c'est-à-dire à l'injection du champ optique dans la cavité du laser récepteur.

Nous avons récemment proposé d'étudier la synchronisation plus simplement [9]. Il s'agit en fait de cascader deux injections optiques. La première, d'un laser *maître* dans un laser *transmetteur*, va permettre d'obtenir une émission chaotique en sortie du laser injecté mais présentant un chaos de dimension plus faible que dans le cas d'une contre-réaction optique, ce qui permet une étude plus simple du système. La seconde, du laser *transmetteur* dans un laser *récepteur*, va nous servir à synchroniser les émissions de ces deux lasers.

Notons, de plus, que cette configuration nous permet d'effectuer une comparaison directe du fonctionnement d'un laser injecté par un signal continu ou variant temporellement (comme le chaos). L'intérêt est de construire un outil simple permettant l'étude expérimentale et théorique de la synchronisation.

Dans cet article, nous réalisons une injection simple puis double et présentons ainsi les différents résultats obtenus dans le cadre de l'injection optique d'un signal continu puis d'un signal variant temporellement. Nous mettons alors en évidence le caractère bistable intrinsèque du processus de synchronisation.

2 Injection optique par un signal continu

Une injection optique consiste en un couplage unidirectionnel de deux lasers, appelés *maître* et *esclave*, comme cela est présenté sur la Fig. 1.

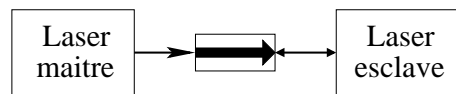


Fig.1. Principe d'une injection optique.

L'unidirectionnalité est assurée grâce à un isolateur de plus de 70 dB d'isolation. Le point de fonctionnement de l'injection est fixé par plusieurs paramètres :

- la puissance injectée, P_{inj} , du maître dans la cavité du laser esclave,
- le désaccord, $\Delta\nu$, égal à la différence de fréquences entre les deux lasers indépendants

$$(\Delta\nu = \nu_{maître} - \nu_{esclave}),$$

- le taux de pompage du laser esclave $r = \frac{I}{I_{seuil}}$.

L'injection optique engendre différents régimes de fonctionnement pour le laser esclave. L'accrochage total est un régime où le laser injecté adopte la fréquence et la largeur de raie du laser maître. Le laser peut également se trouver dans des régimes de mélange d'ondes simple, double ou quadruple, dont les transitions correspondent à des doublages de période dans le système, ou encore dans un fonctionnement chaotique. La localisation de ces différents modes de fonctionnement peut-être reportée dans un plan "désaccord - puissance injectée" afin d'apporter une vue synthétique. Nous obtenons ainsi des cartographies du laser injecté pour différents taux de pompage r du laser esclave [10].

2.1 Étude expérimentale

Nous utilisons comme laser maître une source commerciale à cavité externe et accordable en longueur d'onde. Elle est constituée de deux éléments : un laser à semi-conducteurs dont une des faces a été recouverte d'une couche anti-reflet et un miroir de Bragg monté sur un support mobile en rotation. Cette rotation permet de sélectionner la longueur d'onde réfléchie dans la cavité et ainsi de fixer celle émise par la source. Cette accordabilité nous permet de faire varier le désaccord $\Delta\nu$.

Le laser esclave, quant à lui, est un laser monomode à semi-conducteurs massifs et à contre-réaction répartie (DFB), à double hétérojonction et à ruban enterré. Il est contrôlé en courant et en température (22°C).

La Fig. 2 présente les cartographies expérimentales du laser esclave pompé à quatre fois son courant de seuil. Sur cette figure, "A" représente la zone d'accrochage total, "1", "2", "4" les zones de mélange d'onde respectivement simple, double et quadruple, "R" la zone de relaxation et finalement "C" la zone de chaos. Ces différents régimes sont plus détaillés dans les références [10] et [11].

Les figures 2(a) et 2(b) sont obtenues respectivement pour des désaccords décroissants et croissants, c'est-à-dire respectivement quand la fréquence du laser maître diminue ou augmente. La comparaison de ces deux cartes fait alors clairement apparaître la nature bistable du laser injecté, c'est-à-dire le fait que le fonctionnement du laser injecté est dépendant du sens de variation du désaccord.

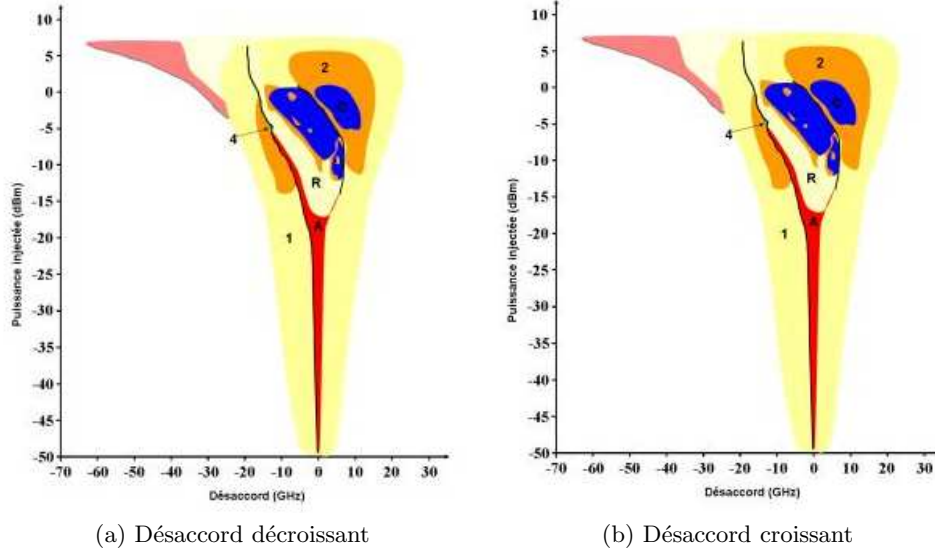


Fig.2. Cartographies expérimentales du laser esclave polarisé à quatre fois son courant de seuil.

2.2 Étude numérique

Nous avons ensuite simulé numériquement le fonctionnement du laser injecté. Nous utilisons pour cela un système d'équations différentielles couplées, basé sur le modèle de LANG et KOBAYASHI [12], décrivant les évolutions du champ électrique complexe E et de la densité de porteurs N :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_C G \frac{c}{n} \frac{N - N_t}{1 + \varepsilon_c I} - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2} \left[\Gamma_C G \frac{c}{n} (N - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E + F_E(t) + \kappa E_{inj} \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = J - \frac{N}{\tau_e} - G \frac{c}{n} \frac{N - N_t}{1 + \varepsilon_c I} I + F_N(t) \quad (2)$$

Dans ces équations, Γ_C représente le facteur de confinement du champ, G le gain, n l'indice optique, N_t la densité de porteurs à la transparence, ε_c le facteur de compression du gain, I l'intensité optique, τ_p le temps de vie des photons, α_H le facteur de couplage phase-amplitude, κ le taux de couplage dans la cavité laser, E_{inj} le champ injecté du laser maître, J la densité de courant électrique et τ_e le temps de vie des porteurs. De plus amples détails sur ces équations sont disponibles dans la référence [11].

Une fois ces équations intégrées, nous pouvons distinguer les régimes de fonctionnement du laser esclave grâce à une analyse spectrale de la puissance émise par le laser. Nous pouvons alors tracer les cartographies numériques du laser injecté. Ces cartes sont présentées sur la Fig. 3.

De nouveau, la Fig. 3(a) est obtenue pour un désaccord décroissant et la Fig. 3(b) pour un désaccord croissant. Nous pouvons remarquer un bon accord avec les cartographies expérimentales : nous sommes en effet en mesure de retrouver les zones d'accrochage, de mélanges d'ondes, de relaxation et de chaos, et ce pour des échelles de paramètres similaires. Nous pouvons également remarquer que la bistabilité observée expérimentalement est numériquement reproduite, ce qui, à notre connaissance, n'a jamais été reporté par d'autres équipes dans la littérature.

3 Injection par un signal non continu

Afin d'étudier le fonctionnement d'un laser optiquement injecté par un signal non continu, nous utilisons une cascade de deux injections optiques dont le principe est présenté sur la Fig. 4.

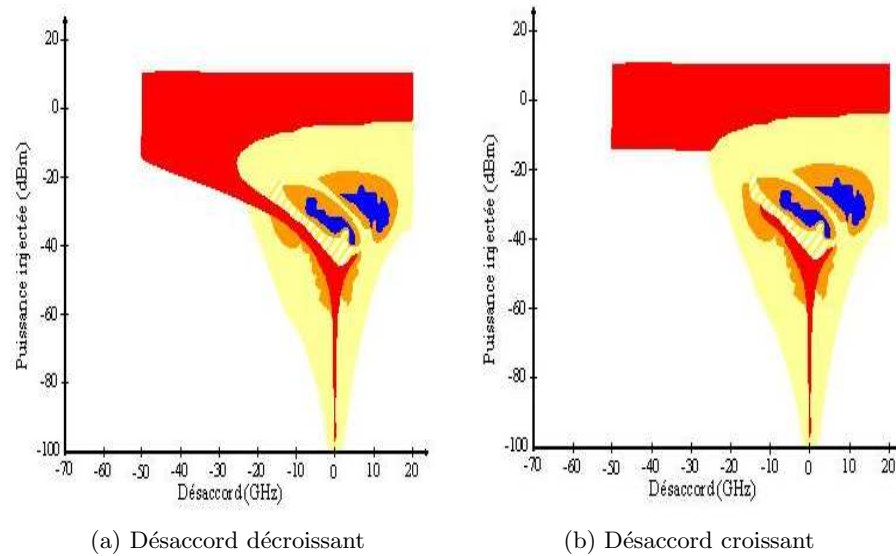


Fig.3. Cartographies numériques du laser esclave polarisé à quatre fois son courant de seuil. (Le code couleur utilisé est le même que sur la Fig. 2.)

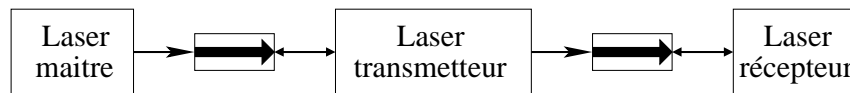


Fig.4. Principe de la cascade de deux injections optiques.

La première injection, entre un laser dit *maître* et un second dit *transmetteur*, va nous permettre d’obtenir en sortie du laser injecté une puissance variant temporellement. Nous fixons pour cela un point d’injection permettant de nous situer dans une zone de mélange d’onde, de relaxation ou de chaos sur les cartographies des Fig. 2 et 3.

La seconde injection optique, entre le *transmetteur* et le *récepteur*, va nous permettre d’étudier la synchronisation entre ces deux lasers.

Dans la suite, nous ne présenterons que des résultats numériques de synchronisation. Pour cela, nous utilisons deux systèmes d’équations différentielles couplées, similaires aux équations (1) et (2). Le premier permet de décrire le comportement du laser transmetteur et le second celui du laser récepteur.

Nous comparons alors les variations des puissances optiques “transmetteur” et “récepteur” émises temporellement en calculant l’indice d’inter-corrélation I_C associé [13].

3.1 Synchronisation du régime de relaxation

Nous fixons, pour cette étude, le point de fonctionnement de la première injection optique de manière à nous situer, sur la Fig. 3, dans la zone de relaxation du laser transmetteur. Nous injectons alors le signal obtenu dans la cavité du laser récepteur et cartographions cette seconde injection dans le plan “désaccord - puissance injectée” via les valeurs de l’indice d’inter-corrélation obtenues. Ces cartographies sont présentées sur la Fig. 5.

Nous pouvons tout d’abord remarquer qu’il est possible de réaliser la synchronisation du régime de relaxation du laser transmetteur (zones où $I_C > 90\%$). Nous pouvons également remarquer la forte influence du sens de variation du désaccord entre les lasers transmetteur et récepteur en comparant les Fig. 5(a), obtenue pour un désaccord décroissant, et 5(b), obtenue pour un désaccord croissant.

Nous pouvons de plus remarquer, dans le cas des désaccords décroissants (Fig. 5(a)), qu’il existe une

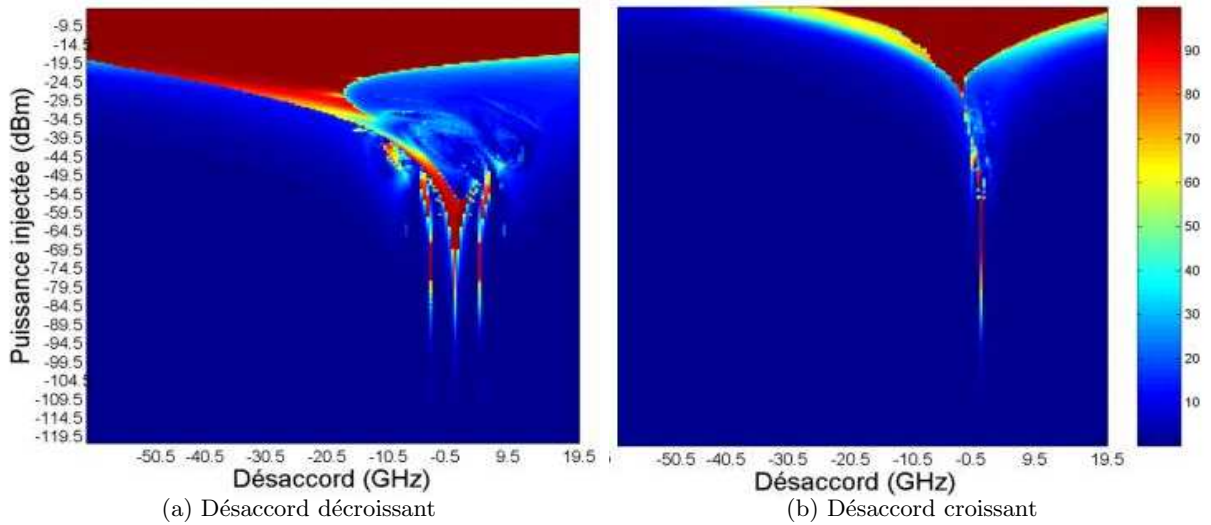


Fig.5. Cartographies numériques de la synchronisation du régime de relaxation. (Les valeurs de I_C sont indiquées en pourcentage par le code couleur situé sur la droite de la figure.)

zone de forte synchronisation et dont la forme fait penser à celle de la zone d'accrochage total lors d'une injection par un signal continu. Cette zone n'est, par contre, pas visible dans le cas des désaccords croissants (Fig. 5(b)).

3.2 Synchronisation du régime de chaos

Nous fixons maintenant le point de fonctionnement de la première injection optique dans une zone de chaos, sur la Fig. 3, du laser transmetteur. Nous réalisons ensuite, comme au paragraphe précédent, les cartographies des valeurs de l'indice d'inter-corrélation I_C dans le plan "désaccord - puissance injectée". Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig. 6.

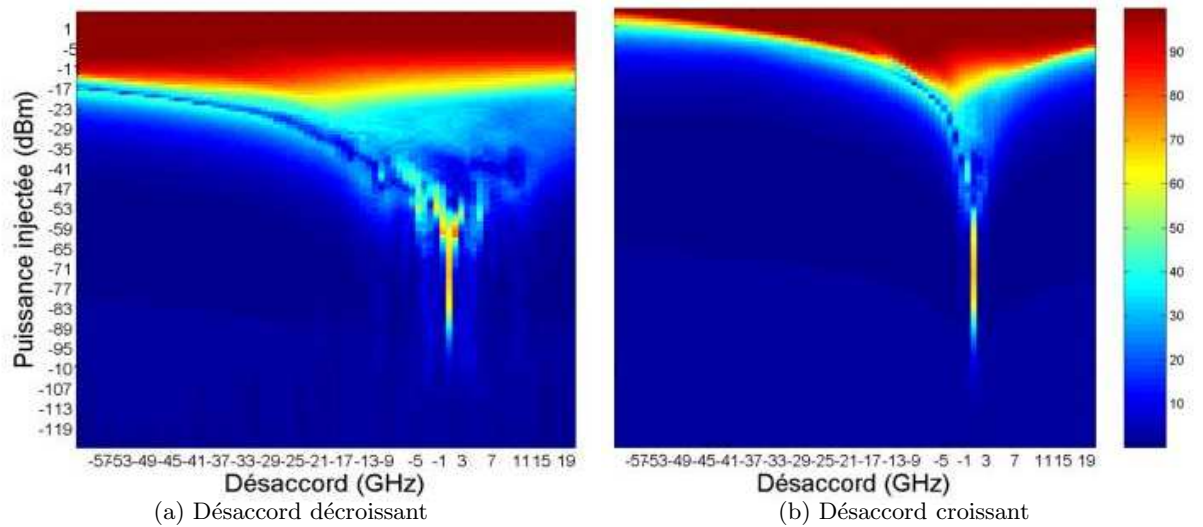


Fig.6. Cartographies numériques de la synchronisation du régime de chaos. (Les valeurs de I_C sont indiquées en pourcentage par le code couleur situé sur la droite de la figure.)

Nous montrons ici qu'il est numériquement possible de synchroniser le chaos du laser récepteur sur celui émis par le laser transmetteur ($I_C > 90\%$).

Ce résultat met en évidence le caractère bistable du phénomène de synchronisation à la vue des figures 6(a) et 6(b), obtenues respectivement pour les désaccords décroissants et croissants.

Notons, de plus, comme dans le cas de la synchronisation du régime de relaxation, que la Fig. 6(a) présente une zone d'inter-corrélation élevée et présentant une forme similaire à celle d'une zone d'accrochage lors d'une injection par un signal continu.

4 Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté les modes de fonctionnement d'un laser soumis à l'injection optique d'un signal continu et les avons cartographiés dans un plan "désaccord - puissance injectée", pour les deux sens possibles de variation du désaccord. Cela nous a permis de mettre en évidence, tant expérimentalement que numériquement, le caractère bistable du fonctionnement d'un laser injecté.

Nous avons ensuite étudié la synchronisation d'un laser optiquement injecté par un signal variant temporellement (relaxation ou chaos) obtenu grâce à une première injection optique. Nous avons de nouveau pu mettre en évidence le caractère bistable du processus de synchronisation ainsi que la présence d'une zone d'inter-corrélation élevée et présentant une forme similaire à la zone d'accrochage total d'un laser injecté par un signal continu.

Que le signal injecté soit continu ou non, nous avons donc montré le caractère bistable intrinsèque du phénomène de synchronisation entre deux lasers unidirectionnellement couplés. Nous avons également pu mettre en évidence une similitude entre le processus de synchronisation et d'injection.

Références

1. C. HUYGENS, *Oeuvres complètes de Christian Huygens*, Société hollandaise de sciences Martinus Nijhoff, La Haye (1893).
2. T. H. MAIMAN, Stimulated optical radiation in Ruby, *Nature*, **187**, 493-494 (1960).
3. L. M. PECORA AND T. L. CARROLL, Synchronization in Chaotic Systems, *Phys. Rev. Letters*, **81**(16), 3457-3550 (1998).
4. G. D. VANWIGGEREN AND R. ROY, Communication with chaotic lasers, *Science*, **279**(5354), 1198-1200 (1998).
5. J. P. GOEDGEBUER, L. LARGER AND H. PORTE, Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode, *Phys. Rev. Letters*, **80**(10), 2249-2252 (1998).
6. A. MURAKAMI AND J. OHTSUBO, Synchronization of feedback-induced chaos in semiconductor lasers by optical injection, *Phys. Rev. A*, **65**(3), 33826 (2002).
7. A. UCHIDA, Y. LIU AND P. DAVIS, Characteristics of chaos masking in synchronized semiconductor lasers, *IEEE J. of Quant. Elect.*, **39**(8), 963-970 (2003).
8. J. MØRK, B. TROMBORG AND J. MARK, Chaos in semiconductor lasers with optical feedback : Theory and experiment, *IEEE J. of Quant. Elect.*, **28**(1), 93-108 (1992).
9. C. GUIGNARD, S. BLIN AND P. BESNARD, *New Scheme for the Synchronization of Low Dimensional Chaos*, Munich CLEO-EQEC, EC1M (2003).
10. S. BLIN, C. GUIGNARD, P. BESNARD, R. GABET, G. STÉPHAN, AND M. BONDIOU, Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers, *Comptes Rendus de la Physique*, **4** (6), 687-699 (2003).
11. O. VAUDEL, *Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique*, Thèse de doctorat de l'université de Rennes 1, Lannion (2007).
12. R. LANG, Injection locking properties of a semi-conductor laser, *IEEE J. of Quant. Elect.*, **18**(6), 976-983 (1982).
13. P. HOEL, *Introduction to Mathematical Statistics*, New York (1971).