

Identification de la valeur du retard d'un laser à cavité externe chaotique

Alexandre Locquet¹, Damien Rontani^{1,2,3}, Marc Sciamanna^{1,2}, & David S. Citrin^{1,3}

¹ Unité Mixte Internationale 2958 Georgia Tech-CNRS, Georgia Tech Lorraine, 57070 Metz, France

² Supélec, LMOPS CNRS UMR-7132, 2 rue Edouard Belin, 57070 Metz, France

³ School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, USA

a.locquet@georgiatech-metz.fr

Résumé. Nous démontrons numériquement l'existence de régimes chaotiques d'un laser à cavité externe pour lesquels une analyse classique de l'intensité optique ne révèle pas la valeur du retard de ce système.

Abstract. We show numerically that an external-cavity laser can experience chaotic regimes for which it is difficult to identify the delay value by analyzing the time series of the optical intensity.

1 Introduction

Une des applications principales en optique des dynamiques nonlinéaires est l'utilisation du chaos produit par une diode laser pour masquer un message utile [1]. Ce type de cryptage physique, qui peut atteindre des débits de plusieurs Gbit/s, peut être combiné avec un chiffrement algorithmique classique et procurer ainsi une sécurisation supplémentaire des communications optiques. Les lasers chaotiques utilisés sont souvent des systèmes à retard, en raison de la grande dimensionnalité du chaos produit par ces derniers, ce qui est considéré comme utile au masquage. Cependant, il a été montré que malgré la grande dimensionnalité d'un système à retard, il est facile de casser ce type de système si la valeur du retard est connue [2]. Ceci explique l'importance du problème de l'identification de la valeur de ce retard.

Nous nous intéressons dans cet article à l'identification du retard d'un laser à cavité externe (LCE), qui est l'une des principales sources de chaos optique utilisée pour masquer un message utile. Un LCE est constitué par une diode laser soumise à la réinjection optique de sa propre lumière, provenant d'une réflexion sur un miroir externe. La valeur du retard correspond au temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité externe. On considère généralement qu'il est facile d'identifier le retard d'un LCE [3,4], ce qui compromet sa sécurité et incite à employer des systèmes chaotiques plus complexes pour masquer un message utile.

Nous montrons numériquement que, contrairement à ce qui est communément admis, il existe des régimes de fonctionnement chaotique d'un LCE pour lesquels il est impossible d'identifier le retard par des techniques classiques basées sur l'autocovariance ou l'information mutuelle. Nous mettons en lumière que les paramètres opérationnels qui déterminent principalement la qualité de l'identification sont la force de la rétroaction, qui est proportionnelle à la quantité de lumière injectée par le miroir externe dans la diode, ainsi que le rapport entre le retard τ et un temps caractéristique de la dynamique du laser qu'est la période τ_{RO} des oscillations de relaxation. Nous montrons que lorsque la rétroaction est faible et que τ et τ_{RO} sont proches, il devient difficile d'identifier la valeur du retard.

2 Modèle dynamique et techniques d'identification

Nous utilisons le célèbre système d'équations d'évolution de Lang et Kobayashi [5] pour modéliser le comportement dynamique du champ optique et des porteurs de charge d'un LCE. Les détails de ce modèle et les paramètres utilisés peuvent être trouvés dans la Ref. [6]. Les temps caractéristiques de la dynamique du LCE sont le retard τ et la période des oscillations de relaxation τ_{RO} . Ces oscillations de

relaxation correspondent à une compétition entre les populations de photons et de porteurs de charge. Elles peuvent être observées de façon transitoire lorsque l'on change brutalement le courant d'injection d'une diode laser. En plus de ces temps caractéristiques, un autre paramètre opérationnel important de la dynamique est la force de la rétroaction γ , qui représente la quantité de lumière réinjectée optiquement dans la zone active de la diode laser.

L'identification de la valeur du retard τ est réalisée sur base d'une analyse de l'intensité optique $I(t)$ produite par le LCE. La première technique d'identification que nous considérons utilise l'autocovariance ρ_I de $I(t)$, définie de la façon suivante :

$$\rho_I(\theta) = \frac{\langle (I(t+\theta) - \langle I(t) \rangle) (I(t) - \langle I(t) \rangle) \rangle}{\left(\langle I(t) - \langle I(t) \rangle \rangle^2 \langle I(t+\theta) - \langle I(t) \rangle \rangle^2 \right)^{1/2}}. \quad (1)$$

La deuxième technique consiste à calculer l'information mutuelle entre l'intensité $I(t)$ et une version décalée dans le temps de celle-ci, $I(t-\theta)$. Cette information mutuelle $M(\theta)$ est définie par :

$$M(\theta) = \sum_{I(t), I(t-\theta)} p(I(t), I(t-\theta)) \log \frac{p(I(t), I(t-\theta))}{p(I(t)) p(I(t-\theta))}, \quad (2)$$

où $p(I(t), I(t-\theta))$ est la fonction de densité de probabilité conjointe de $I(t)$ et $I(t-\theta)$ et $p(I(t))$, $p(I(t-\theta))$ sont les densités de probabilité marginales. La présence de retard dans le système crée un lien non-local dans le temps entre $I(t)$ et $I(t-\tau)$, qui se manifeste habituellement sous la forme d'un extremum de l'autocovariance et de l'information mutuelle localisé dans un petit voisinage de $\theta = \tau$.

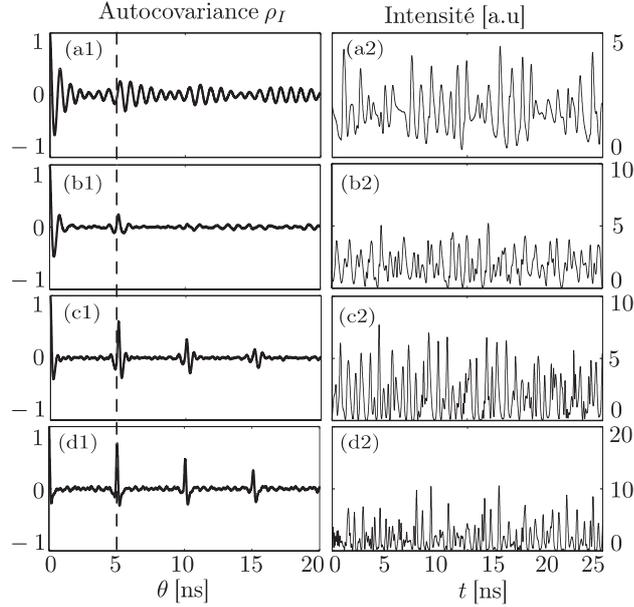


Fig.1. Intensité optique et autocovariance pour $\tau = 5$ ns et $\tau_{RO} = 0.75$ ns. (a1)-(a2) $\gamma = 2.5$ GHz, (b1)-(b2) $\gamma = 5$ GHz, (c1)-(c2) $\gamma = 10$ GHz and (d1)-(d2) $\gamma = 15$ GHz. La ligne verticale pointillée indique la valeur de τ .

3 Influence de la force de la rétroaction sur l'identification

Nous avons représenté aux Figs. 1(a)-(d) l'évolution de l'intensité optique $I(t)$ et de son autocovariance, pour quatre valeurs croissantes de la force de rétroaction γ , et pour des valeurs distantes des

temps caractéristiques ($\tau = 5$ ns et $\tau_{RO} = 0.75$ ns). Les Figs. 1(a2)-(d2) nous montrent que l'intensité optique varie de façon chaotique pour toutes les forces de rétroaction considérées. Les autocovariances révèlent cependant des dynamiques fort différentes. Les fortes rétroactions utilisées aux Figs. 1(c1) et 1(d1) conduisent au cas classique observé dans la littérature [3,4], et révèlent aisément la valeur du retard par la présence d'un extremum très marqué autour de la valeur de ce dernier. L'utilisation d'une rétroaction plus faible à la Fig. 1(b1) conduit à une décroissance significative de l'amplitude de l'extremum proche de τ , qui est due à la plus faible influence qu'a la rétroaction optique sur la dynamique. Enfin, une diminution ultérieure de la force de la rétroaction (Fig. 1(a1)) conduit à l'apparition de très nombreux extrema locaux situés à des multiples de $\tau_{RO}/2$. L'identification du retard est donc malaisée dans ce cas étant donné qu'il est difficile de déterminer quel extremum correspond à la valeur du retard.

De façon générale, de fortes rétroactions retardées conduisent à des dynamiques qui sont fortement déterminées par le retard τ et qui révèlent aisément la valeur de ce dernier. Pour des rétroactions plus modérées, il existe une forte compétition entre les échelles de temps τ et τ_{RO} qui conduit à une identification plus difficile du retard.

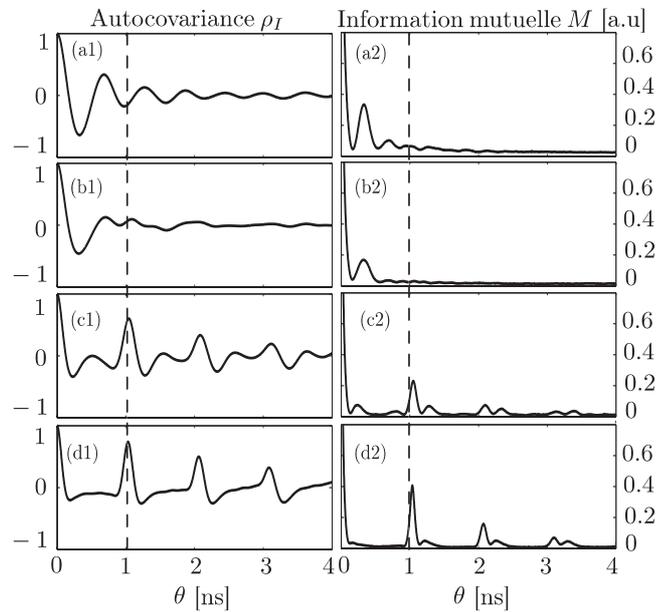


Fig.2. Autocovariance et information mutuelle pour $\tau = 1$ ns et $\tau_{RO} = 0.75$ ns. (a1)-(a2) $\gamma = 2.5$ GHz, (b1)-(b2) $\gamma = 5$ GHz, (c1)-(c2) $\gamma = 10$ GHz and (d1)-(d2) $\gamma = 15$ GHz. La ligne verticale pointillée indique la valeur de τ

4 Influence de la proximité des temps caractéristiques du système sur l'identification

L'identification est donc malaisée et approximative dans le cas d'une rétroaction faible, mais elle est tout de même possible. Nous avons eu l'intuition que le fait de rapprocher les valeurs des deux échelles de temps, tout en gardant une faible valeur de la rétroaction, rendrait l'identification difficile. Nous avons pu vérifier qu'en effet ce rapprochement conduit à une compétition forte entre les 2 échelles de temps qui produit des dynamiques inattendues, au sein desquelles il est difficile d'identifier la valeur du retard τ . Ceci est illustré aux Figs. 2(a-d), qui représentent l'évolution des fonctions d'autocovariance et d'information mutuelle avec la force de la rétroaction γ , pour des valeurs proches des temps caractéristiques ($\tau = 1$ ns et $\tau_{RO} = 0.75$ ns).

Les Figs. 2(c) et 2(d) correspondent au cas classique d'une rétroaction forte qui produit une dynamique au sein de laquelle la valeur du retard peut être facilement identifiée par la présence d'un extremum local très marqué en la valeur de ce retard. Les Figs. 2(a) et (b) correspondent à des régimes chaotiques produits par des rétroactions plus faibles. Dans ces cas, la présence de retard dans le laser à cavité externe n'est pas détectable. En effet, l'autocovariance et l'information mutuelle ne présentent pas d'extremum local marqué autour de la valeur de ce retard. Un espion qui se baserait sur la détection d'extrema pour identifier le retard se tromperait lourdement puisque, comme le montrent les Figs. 2(a) et (b), il déterminerait ainsi une valeur grandement inférieure à celle de τ . Ce type de comportement dynamique d'un laser à cavité externe semble être particulièrement intéressant dans un contexte de cryptage. Dans nos prochains travaux, nous comptons expliquer théoriquement et vérifier expérimentalement l'impossibilité de détecter la valeur du retard.

5 Conclusion

Nous avons démontré sur base du modèle de Lang-Kobayashi que, contrairement à ce qui est communément admis, un laser à cavité externe peut produire des régimes chaotiques au sein desquels il est difficile de détecter la valeur d'un paramètre essentiel de la dynamique qui est le retard. Ces régimes pourraient donc être avantageusement utilisés pour augmenter la sécurité d'une communication chaotique utilisant des lasers à cavité externe.

Références

1. A. ARGYRIS, D. SYVRIDIS, L. LARGER, V. ANNOVAZZI-LODI, P. COLET, I. FISCHER, J. GARCIA-OJALVO, C. R. MIRASSO, L. PESQUERA & K.A. SHORE, Chaos-based communications at high bit rates using commercial fiber-optic links, *Nature*, **437**, 343 (2005).
2. R. HEGGER, M.J. BÜNNER, H. KANTZ & A. GIAQUINTA, Identifying and modeling delay feedback systems, *Physical Review Letters*, **81**, 558 (1998).
3. M.J. BÜNNER, A. KITTEL, J. PARISI, I. FISCHER & W. ELSÄSSER, Estimation of delay times from a delayed optical feedback laser experiment, *Europhysics Letters*, **42**, 353 (1998).
4. M.W. LEE, P. REES, K.A. SHORE, S. ORTIN, L. PESQUERA & A. VALLE, Dynamical characterization of a laser diode subject to double optical feedback for chaotic optical communications, *IEE Proceedings in Optoelectronics.*, **152**, 97 (2005).
5. R. LANG & K. KOBAYASHI, External Optical feedback effects on semiconductor injection laser properties-Dynamical characterization of a laser diode subject to double optical feedback for chaotic optical communications, *IEEE Journal of Quantum Electron.*, **16**, 347 (1980).
6. D. RONTANI, A. LOCQUET, M. SCIAMANNA, AND D.S. CITRIN, Loss of time-delay signature in the chaotic output of a semiconductor laser with optical feedback, *Optics Letters*, **32**, 2960 (2007).