

# Système de communication haut débit par chaos en phase utilisant un composant dédié : un interféromètre à 3 ondes

Jérémy Oden, Roman Lavrov, & Laurent Larger

Institut FEMTO-ST / Dépt. d'Optique, UMR 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France.  
laurent.larger@univ-fcomte.fr

**Résumé.** Les dernières innovations en matière de communications cryptées au niveau de la couche physique ont donné naissance à des méthodes utilisant le chaos comme méthode de cryptage. C'est dans cette optique que s'inscrit notre étude, qui vise à adapter des architectures existantes de chaos en phase. Plus précisément, nous démontrons la synchronisation d'un système émetteur-récepteur de chaos en phase présentant une non linéarité 2D, obtenue par un composant dédié remplissant le rôle d'une clé physique : un interféromètre déséquilibré à trois ondes. Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus ont permis de démontrer une transmission de données sécurisées à un débit de 3 Gb/s.

**Abstract.** The latest developments in physical layer encryption systems have been particularly emphasizing on the use of chaotic optical waveforms as carrier signals intended to hide information to be transmitted securely over fiber optics network. On the basis of a recently proposed optical phase chaos generator, we have studied the possibility for using a dedicated device acting as a physical key determining the chaotic motion, the latter requiring to be synchronized at the receiver for a correct signal recovery. This dedicated device is performing a 2D nonlinear transformation at the origine of the chaotic solution, it consists practically in a three wave imbalanced interferometer. Our experimental and theoretical investigations led to the successful demonstration of data encoding and decoding at 3 Gb/s, through the use of this "key" custom device.

## 1 Introduction

Les communications sécurisées par chaos ont évolué de manière intense, de la découverte de la synchronisation entre chaos par Pecora et Carroll au début des années 1990 [1], puis vers les premières démonstrations expérimentales en optique [2,3], jusqu'aux dernières architectures de chaos électro-optique en phase [4] atteignant des débits record de 10 Gb/s.

Alors que les premières démonstrations de transmissions de données Gb/s sur réseau installé [5] utilisaient essentiellement une porteuse chaotique en intensité, les récentes architectures électro-optiques de chaos en phase ont permis de franchir un gap important, d'une part dans la qualité de synchronisation sur une large bande passante ( $> 10$  GHz), et d'autre part, elles ont aussi ouvert la voie vers l'introduction de composants dédiés constituant une clé "matérielle" à ce principe de cryptage physique. C'est dans ce cadre que se situe notre contribution, avec la démonstration expérimentale de la mise en œuvre d'une telle clé "matérielle", consistant en un interféromètre déséquilibré à ondes multiples. Les paramètres de déséquilibre et de phase relative de chacun des différents bras de l'interféromètre constituent alors les paramètres physiques "clé" qu'il est nécessaire de connaître côté récepteur afin de pouvoir effectuer l'opération de décodage, c'est-à-dire l'opération de récupération des données noyées dans la porteuse chaotique [7].

## 2 Interféromètre à trois ondes

Nous détaillons ici le fonctionnement de l'interféromètre à trois ondes, ses caractéristiques physiques ainsi que ses divers paramètres et leur rôle dans le générateur de chaos en phase. Le composant a été réalisé sur mesure, en 2 exemplaires, par la société *Kylia*. Il comprend deux déséquilibres entre les différentes branches de l'interféromètre, correspondant à des retards  $\Delta T_1 = 180$  ps et  $\Delta T_2 = 300$  ps. Il est équipé

d'un dispositif thermique, permettant de fixer les déphasages statiques  $\Phi_{10}$  et  $\Phi_{20}$  entre les ondes, dont la plage d'accordabilité est de  $16\pi$  environ. La figure 1 montre d'une part le modèle équivalent fibré de l'interféromètre (à gauche), et d'autre part, la fonction d'interférence en 2D en fonction des déphasages statiques  $\Phi_{10}$  et  $\Phi_{20}$ . Le rapport des retards dûs aux déséquilibres entre les bras de

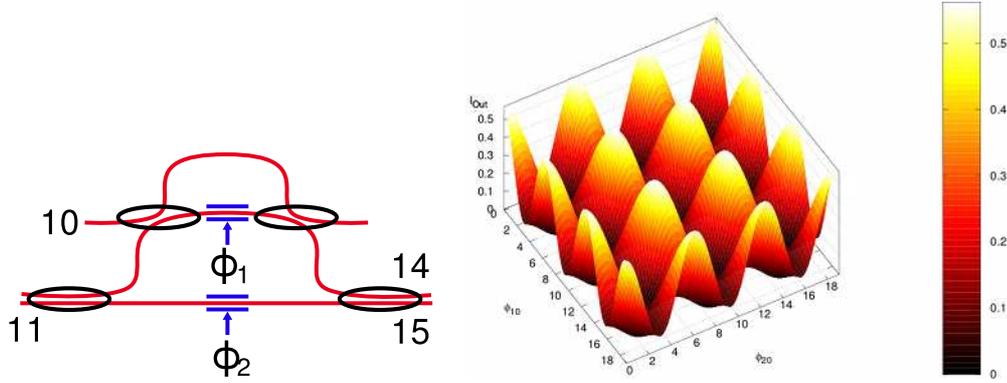


FIG. 1. À gauche : modèle équivalent en structure fibrée de l'interféromètre à trois ondes. À droite : fonction de transfert en puissance en fonction des paramètres statiques  $\phi_{10}$  et  $\phi_{20}$ .

l'interféromètre permet d'en déduire son intervalle spectral libre :  $ISL = \frac{3}{180 \text{ ps}} = \frac{5}{300 \text{ ps}} = 16.67 \text{ GHz}$ . L'intensité de sortie résultant de la conversion non linéaire de la modulation de phase en entrée, elle peut également être analysée en fonction de la déviation de fréquence optique  $\delta\nu$  (issu de la modulation de phase par exemple) :

$$I_{\text{OUT}} = \frac{I_{\text{IN}}}{16} \left[ 3 + 2 \cos(\phi_{10} + 2\pi \Delta T_1 \delta\nu) + 2 \cos(\phi_{20} + 2\pi \Delta T_2 \delta\nu) + 2 \cos(\{\phi_{10} - \phi_{20}\} + 2\pi \{\Delta T_1 - \Delta T_2\} \delta\nu) \right], \quad (1)$$

ce qui nous donne la réponse spectrale de l'interféromètre (voir figure 2, dont les paramètres ont été ajustés par rapport au relevé expérimental). Expérimentalement, la réponse spectrale de l'interféromètre

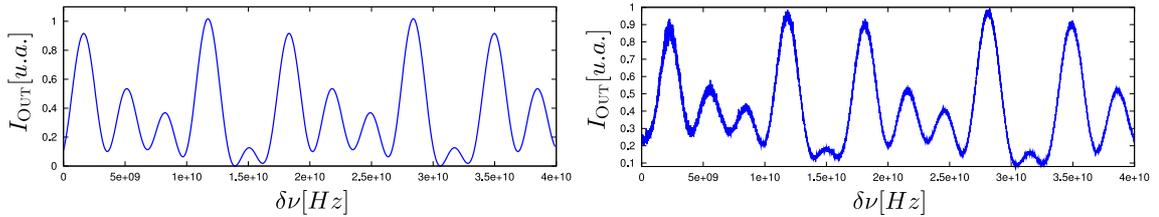


FIG. 2. Fonction de transfert de l'interféromètre, à gauche : le modèle avec les paramètres ajustés aux mesures, à droite : le spectre observé expérimentalement.

est mesurée à l'aide d'une source laser accordable en longueur d'onde commandée par une rampe, et d'un oscilloscope dont le trigger est synchronisé à cette même rampe. Le modèle précédemment décrit permet d'en déduire les valeurs "clés" des paramètres des deux interféromètres, qui devront être appariées entre émetteur et récepteur avec la meilleure précision possible afin d'assurer une bonne qualité de décodage. Les résultats de la mesure sont présentés par le tableau 1. Les différences entre les déphasages statiques représentent notre capacité à régler  $\Phi_{10}$  et  $\Phi_{20}$  afin d'obtenir approximativement les mêmes valeurs pour chacun des interféromètres. Les différences entre les retards sont des paramètres intrinsèques critiques car une différence très faible, inférieure à 0.5%, est indispensable à la synchronisation du récepteur avec l'émetteur. Cette étude montre alors que les interféromètres sont suffisamment bien appariés pour permettre la synchronisation du chaos.

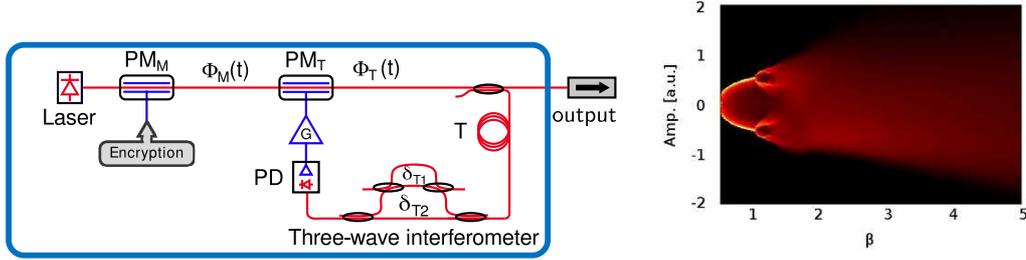
Variable	Interféromètre 01	Interféromètre 02	Différence
$\phi_{10}$	6.15750 rad	6.12203 rad	0.60 %
$\phi_{20}$	4.15310 rad	4.17542 rad	0.50 %
$\Delta T_1$	177.455 ps	177.587 ps	0.07 %
$\Delta T_2$	297.618 ps	297.670 ps	0.02 %

TAB.1. Paramètres des interféromètres.

### 3 Approche théorique et simulations numériques du système émetteur-récepteur de chaos en phase

#### 3.1 Structure de l'émetteur

Le chaos est généré à l'aide d'une boucle de rétroaction non linéaire à retard sur la modulation de phase électro-optique. Un modulateur de phase ( $PM_T$  sur la figure 3a) permet de réaliser cette rétroaction, il est suivi d'un coupleur 50/50 ; la moitié de la lumière est ainsi injectée dans l'interféromètre, l'autre moitié récupérée en sortie. La sortie de l'interféromètre est connectée à une photodiode, qui re-convertis dans le domaine électrique le signal d'oscillation. Un amplificateur RF permet ensuite d'obtenir une excursion en tension suffisante en entrée du modulateur de phase, afin d'obtenir des régimes chaotiques.



(a) Schéma de principe du générateur de chaos

 (b) Un diagramme de bifurcation numérique ( $T = 24.35$  ns)

FIG. 3. Dynamique chaotique en phase optique.

En parcourant la boucle, la phase optique accumule plusieurs retards : le retard global  $T$  correspond essentiellement à la longueur de fibre entre le modulateur de phase et la photodiode ; les retards différentiels  $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2$  sont dus au passage de l'onde dans l'interféromètre à trois ondes, ils agissent dans la transformation non linéaire phase/intensité, qui en font une non linéarité non locale dans le temps. Un second modulateur de phase doit pratiquement être inséré dans le montage, il permet d'insérer le message sous forme d'une modulation différentielle de phase binaire masquée dans l'oscillation chaotique.

#### 3.2 Modèle de la dynamique

Les éléments électroniques (photodiode et amplificateur) se comportent comme un filtre passe-bande du fait de leurs limitations en fréquence. L'équation différentielle qui régit la dynamique de la modulation de phase peut alors s'exprimer comme le filtrage passe-bande de l'interférence de trois ondes retardées de  $T$ ,  $T + \Delta T_1$  et  $T + \Delta T_2$ . L'équation 2 donne l'évolution de  $x(t) = \phi(t)/2$ , où  $\phi(t)$  est la phase de l'onde. Le paramètre  $\beta$  représente un gain et la fonction non linéaire d'interférence est ici normalisée pour avoir une valeur maximale unitaire.

$$\frac{1}{\theta} \int_{t_0}^t x(\xi) d\xi + x(t) + \tau \frac{dx}{dt}(t) = \beta F_{NL}(x, t, \Phi_{10}, \Phi_{20}, \Delta T_1, \Delta T_2, T). \quad (2)$$

Cette équation est le résultat dans le domaine temporel du filtre passe-bande, qui est soumis à une terme de forçage correspondant à la contre-réaction non linéaire, non locale et retardée :

$$F_{\text{NL}}(x, t, \Phi_{10}, \Phi_{20}, \Delta T_1, \Delta T_2, T) = \frac{1}{9} \left( 3 + 2 \cos [x(t - T) - x(t - \Delta T_1 - T) + \Phi_{10}] \right. \\ \left. + 2 \cos [x(t - T) - x(t - \Delta T_2 - T) + \Phi_{20}] \right. \\ \left. + 2 \cos [x(t - \Delta T_1 - T) - x(t - \Delta T_2 - T) + \Phi_{10} - \Phi_{20}] \right). \quad (3)$$

### 3.3 Caractérisation du chaos généré

L'équation précédente est utilisée pour explorer numériquement les trajectoires solutions, et ainsi caractériser les différents régimes dynamiques observables par exemple en fonction du paramètre de gain, qui est le poids de la non linéarité, ou encore les paramètres de phase statique. Un diagramme de bifurcation pour lequel  $\Phi_{10} = \Phi_{20} = \pi/4$  est tracé sur la figure 3b, en fonction de  $\beta$ . Une cascade s'apparentant à un doublement de période est observée, elle mène généralement à un régime dynamique chaotique lorsque le gain dépasse une certaine valeur. Les multiples combinaisons possibles des paramètres  $\Phi_{10}$  et  $\Phi_{20}$  donnent pratiquement accès à un grand nombre de comportements dynamiques ayant de nombreuses solutions chaotiques différentes.

## 4 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous présentons les résultats expérimentaux concernant l'obtention de divers régimes dynamiques, de la synchronisation d'un récepteur avec une porteuse chaotique générée par un émetteur, et enfin l'utilisation de ces conditions de synchronisation pour une transmissions de données binaires à 3 Gb/s chiffrées par chaos en phase.

### 4.1 Dynamiques observées

Dans un premier temps, seul l'émetteur est étudié. De la même manière que lors des simulations, le diagramme de bifurcation est tracé. Il correspond à des enregistrements successifs (à chaque fois pour un  $\beta$  fixé) de la trace temporelle de la tension commandant la modulation de phase. Les différents régimes observés sont regroupés sur la figure 4, où l'échelle de couleur représente sur une verticale (à  $\beta$  fixé) la distribution de probabilité des amplitudes de la phase optique calculée à partir des traces temporelles enregistrées. On voit qu'expérimentalement, les comportements dynamiques sont bien plus complexes que

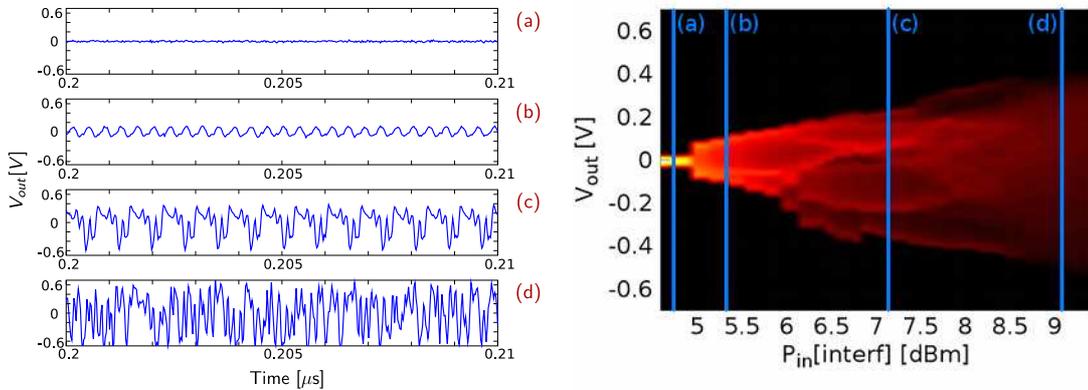


FIG. 4. Dynamiques observées : (a) régime stationnaire, 4.5 dBm ; (b) régime périodique, 5.4 dBm ; (c) régime quasi-périodique, 7.1 dBm ; (d) dynamique chaotique à 9 dBm.

les simples doubléments de périodes révélés par les simulations, cela provient en partie des valeurs de  $\Phi_{10}$  et  $\Phi_{20}$ , différentes de  $\pi/4$ , qui peuvent donner des comportements plus complexes également observés en simulation. En effet, avant d’atteindre le régime chaotique, les régimes dynamiques sont quasi-périodiques et vont en se complexifiant, dès le premier doublement de période. Expérimentalement, nous avons été capables d’atteindre des régimes chaotiques correspondants à une valeur de  $\beta$  légèrement supérieure à trois, le chaos ainsi généré est déjà de grande complexité et fournit potentiellement un excellent masquage comme on le verra par la suite lors du transmission de données chiffrées par chaos.

#### 4.2 Système émetteur-récepteur : suppression de la porteuse chaotique

Le récepteur est conçu de manière à répliquer le chaos généré par l’émetteur, de telle sorte qu’il soit capable de se synchroniser avec ce dernier. Comme le montre la figure 5, la structure du récepteur est identique à celle de l’émetteur à trois différences près :

- le récepteur est en boucle ouverte : la sortie du modulateur de phase n’est pas ré-injectée dans l’interféromètre ;
- l’amplificateur est inverseur : la modulation chaotique de phase est anti-synchronisé au récepteur, de manière à soustraire le chaos synchronisé à la modulation chaotique reçue (superposée au message binaire) ;
- la sortie optique dont la composante chaotique est supposée supprimée est connectée à un démodulateur DPSK, suivi d’une photodiode, ce qui permet soit de mesurer l’erreur de synchronisation en l’absence de message, soit le message lui-même si celui-ci est présent.

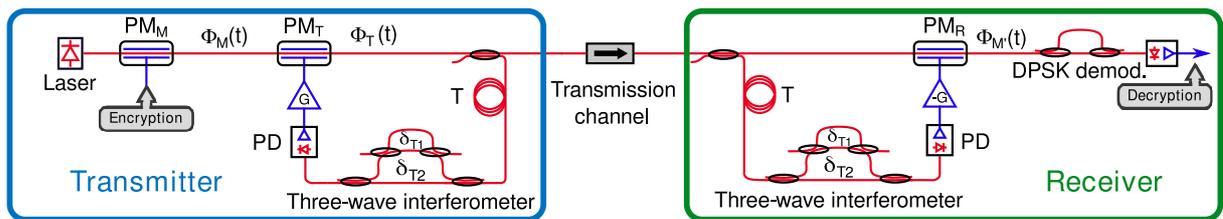


FIG. 5. Architecture du système émetteur-récepteur de chaos en phase.

À l’aide d’un analyseur de spectre optique haute résolution (10 MHz) placé à la sortie du modulateur de phase du récepteur, il est possible de visualiser soit le spectre de la porteuse chaotique générée par l’émetteur lorsque la branche non linéaire à retard est déconnectée (pas de modulation de phase au récepteur), soit le spectre de l’erreur de synchronisation (lorsque le signal anti-synchronisé est appliqué au modulateur de phase). Ceci permet, comme le montre la figure 6, d’observer le rapport entre le signal chaotique et le “bruit” résiduel après suppression du chaos. Celui-ci est de l’ordre de 20 dB sur largeur spectrale de  $\pm 10$  GHz autour de la porteuse optique.

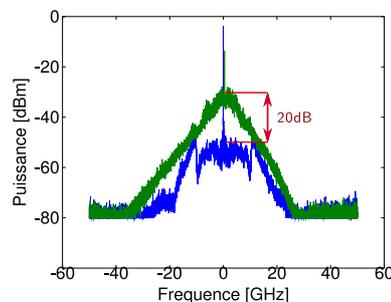


FIG. 6. Suppression du chaos de 10 à 20 dB dans le spectre optique sur une bande de 10 GHz.

### 4.3 Transmission de données à 3 Gb/s

La réalisation du système complet de communications haut débit par chaos en phase impliquant un interféromètre à trois ondes, ainsi que l'utilisation d'un testeur de taux d'erreur binaire, nous a permis de démontrer une transmission sans erreur à un débit de 3 Gb/s (figure 7). Lors de nos expériences,

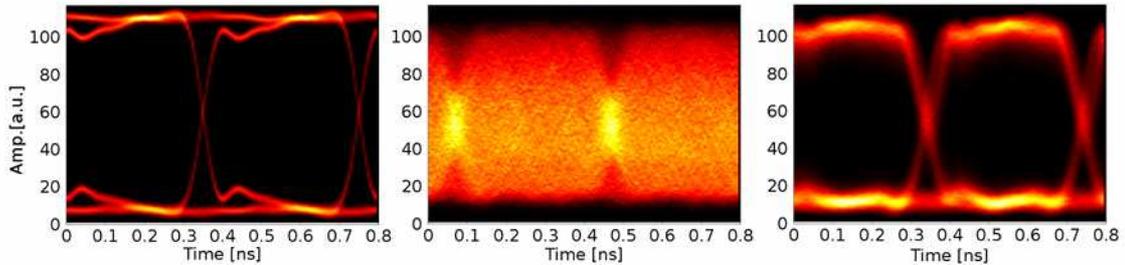


FIG. 7. De gauche à droite : le diagramme de l'œil du message transmis à 3 Gb/s, celui du message crypté par chaos, et enfin celui du message décodé au récepteur après suppression de la porteuse chaotique. Le taux d'erreur binaire (BER) est inférieur à  $10^{-12}$ .

nous avons réglé l'émetteur dans les conditions de régime chaotique maximal ( $\beta \sim 3$ ), et ceci pour une multitude de valeurs du couple  $(\Phi_{10}, \Phi_{20})$  donnant à chaque fois un taux d'erreur binaire inférieur à  $10^{-10}$  après avoir correctement réajusté les paramètres du récepteur.

## 5 Conclusion

Nous avons présenté des expériences de communication par chaos optique permettant de chiffrer et déchiffrer en temps réel des données binaires à 3 Gb/s. Le principe particulier de génération de chaos électro-optique par modulation de phase nous a permis de définir un clé physique "sur mesure", nécessaire au déchiffrement. Cette clé consiste pratiquement en un interféromètre déséquilibré à ondes multiples, dont les paramètres de déséquilibre et d'offset de phase relative entre les bras constituent une part de la clé physique de chiffrement.

La sécurité de ce mode de chiffrement pourra encore être améliorée en combinant à cette clé physique une clé numérique destinée à définir une loi de commutation d'autres paramètres physiques.

## Références

1. L. M. PECORA & T. L. CARROLL, Synchronization in chaotic systems, *Physical Review Letters*, **64** (8), 821-824 (1990).
2. G. VANWIGGEREN & R. ROY, Communicating with chaotic lasers, *Science* **279**, 1198-1200 (1998).
3. J.-P. GOEDGEBUER, L. LARGER & H. PORTE, Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laserdiode, *Physical Review Letters* **80**, 2249-2252 (1998).
4. R. LAVROV, M. PEIL & M. JACQUOT, Nonlocal nonlinear electro-optic phase dynamics demonstrating 10 Gb/s chaos communications, *IEEE Journal on Quantum Electronics*, **46**, 1430-1435 (2010).
5. 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*, **438**, 343-346 (2005).
6. M. NOURINE, M. PEIL & L. LARGER, Chaos généré par une non linéarité 2D et une dynamique à retard, *Comptes-Rendu des Rencontres du Non Linéaire*, **12**, 149-154 (2009).
7. Y.C. KOUOMOU, P. COLET, L. LARGER & N. GASTAUD, Mismatch-induced bit error-rate in optical chaos communication using semiconductor lasers with electro-optical feedback, *Physical Review E*, **41**, 156-163 (2005).