

Institut Henri Poincaré

**Programme**  
**de la**  
**5 ème Rencontre du Non-Linéaire**

14 et 15 mars 2002

## Sommaire des communications (ordre alphabétique)

<b>Influence d'une numérisation de signal sur la synchronisation dans une transmission de données sécurisées par un chaos analogique</b> <i>X. Bavard, L. Larger et J.P. Goedgebuer</i>	1
<b>Impulsions subpicosecondes verrouillées en phase dans un laser à fibre dopée à blocage de modes passif</b> <i>F. Belhache, Ph. Grelu et F. Gутty</i>	2
<b>Dynamique de Croissance et Collapse d'un solide d'Helium 4 dans son liquide</b> <i>Martine Ben Amar</i>	3
<b>Instabilités spatiotemporelles dans un laser</b> <i>J. Plumecoq, C. Szewaj, M. Lefranc, D. Derozier, T. Erneux et S. Bielański</i>	4
<b>Etudes expérimentales de chaos sur le laser à électrons libres de Super-ACO</b> <i>C. Bruni, G. De Ninno, D. Fanelli, M.E. Couprie</i>	5
<b>Observation de la brisure de symétrie de l'état lié de solitons vectoriels dans un milieu de Kerr isotrope</b> <i>C. Cambournac, T. Sylvestre, H. Maillotte, P. Kockaert, B. Vanderlinden, Ph. Emplit et M. Haelterman</i>	6
<b>Etudes théoriques de chaos sur le laser à électrons libres de Super-ACO</b> <i>G. De Ninno, D. Fanelli, M.E. Couprie</i>	7
<b>Modélisation mathématique du régime développé d'une tornade atmosphérique</b> <i>A. Chauvière et J. Chaskalovic</i>	8
<b>Guide d'onde ruban reconfigurable induit par solitons spatiaux photovoltaïques</b> <i>G. Couton et M. Chauvet</i>	9
<b>Intermittence spatiotemporelle dans un écoulement de Couette de torsion</b> <i>A. Cros et P. Le Gal</i>	10
<b>Calcul de propriétés d'optique non-linéaire dans les cristaux</b> <i>Clovis Darrigan et Michel Rérat</i>	11
<b>Influences d'un bruit sur la singularité des ondes non linéaires dispersives</b> <i>Anne de Bouard</i>	12
<b>Estimation d'attracteurs étranges, Application à l'attracteur de Rössler</b> <i>S. Derivière et M. Aziz-Alaoui</i>	13
<b>Accord de phase et gain des interactions paramétriques optiques à 4 photons, spécificités par rapport aux couplages à 3 ondes</b> <i>J. Douady, J.P. Fève et B. Boulanger</i>	14

<b>Étude numérique des propriétés de cohérence des spectres de supercontinuum engendrés dans les fibres à cristaux photoniques</b> <i>Stéphane Coen et John M. Dudley</i>	<b>15</b>
<b>Dispersion modale de polarisation et instabilité de modulation vectorielle dans les fibres à cristaux photoniques</b> <i>Laurent Provino, John M. Dudley, Alexandre Sauter et Guy Millot</i>	<b>16</b>
<b>Un exemple d'autofocalisation ?</b> <i>E. Dumas</i>	<b>17</b>
<b>Quasilinearité du transport dans le système ondes-particules en turbulence développée</b> <i>Y. Elskens et D.F. Escande</i>	<b>18</b>
<b>Modèle à trois champs de phase de la croissance eutectique: Asymptotique et simulations</b> <i>R. Folchet M. Plapp</i>	<b>19</b>
<b>Mise en œuvre d'un générateur de chaos optoélectronique haute fréquence pour les télécommunication optiques sécurisées</b> <i>É. Genin, L. Larger et J.P. Goedgebuer</i>	<b>20</b>
<b>Structures non-linéaires et fluctuations quantiques dans un Oscillateur Paramétrique Optique</b> <i>S. Gigan, N. Treps, S. Ducci, M. Martinelli, A. Maitre and C. Fabre</i>	<b>21</b>
<b>Influence d'un gradient radial de température sur l'instabilité de Couette-Taylor</b> <i>A. Goharzadeh, F. Dumouchel et I. Mutabazi</i>	<b>22</b>
<b>Solénoides : un point de vue géométrique riche en conséquences dynamiques</b> <i>M. Lagrange</i>	<b>23</b>
<b>Démonstration expérimentale d'une bifurcation de Hopf sous-critique dans un système dynamique à retard de non linéarité localement cubique</b> <i>L. Larger et T. Erneux</i>	<b>24</b>
<b>Pénétration nonlinéaire dans une bande interdite photonique</b> <i>F. Géniet et J. Léon</i>	<b>25</b>
<b>Intermittences à multi-canaux de réinjection</b> <i>C. Letellier, P. Werny, J.-M. Malasoma et R. Gilmore</i>	<b>26</b>
<b>Forme et dynamique d'une goutte glissant sur un plan incliné</b> <i>A. Daerr, N. Legrand et L. Limat</i>	<b>27</b>
<b>Mélange et couplage de polarisation dans des Oscillateurs Paramétriques Optiques de type II</b> <i>L. Longchambon, K.S. Zhang, J. Laurat, T. Coudreau et C. Fabre</i>	<b>28</b>
<b>Thermocapillary instabilities in laterally heated liquid layers</b> <i>S. Madruga, C. Pérez-García and G. Lebon</i>	<b>29</b>

<b>Détermination du groupe d'équivariance d'un modèle hyperchaotique de convection de Rayleigh-Bénard</b> <i>M.-A. Boiron et J.-M. Malasoma</i>	<b>30</b>
<b>Bifurcation globale de l'écoulement de Von Kármán</b> <i>L. Marié, F. Daviaud et A. Chiffaudel</i>	<b>31</b>
<b>Bifurcation dans le spectre de l'oscillation issue d'un oscillateur optique non-linéaire photoréfractif</b> <i>P. Mathey, H.R. Jauslin, S.G. Odoulov et D. Rytz</i>	<b>32</b>
<b>Motifs spirales engendrés par des bulles advectées radialement à la surface d'un liquide</b> <i>C. Mathis et P. Maissa</i>	<b>33</b>
<b>Instabilités spirales entre disques contra-rotatifs</b> <i>F. Moisy, G. Gauthier, P. Gondret et M. Rabaud</i>	<b>34</b>
<b>Récepteur d'informations digitales basé sur la résonance stochastique</b> <i>S. Morfu, J.C. Comte, J.M. Bilbault et P. Marquié</i>	<b>35</b>
<b>Transmission non linéaire à travers une couche mince au voisinage de l'angle limite. Cas d'un nouveau polymère octupolaire à fort effet Kerr non résonnant.</b> <i>R. Mountasser, H. Maillotte et F. Cherioux</i>	<b>36</b>
<b>Génération d'un large continuum spectral dans le mode fondamental d'une fibre telecom standard pompée par un microlaser</b> <i>A. Mussot, L. Provino, T. Sylvestre et H. Maillotte</i>	<b>37</b>
<b>Le Collagène : un modèle de câble à trois brins</b> <i>Sébastien Neukirch et Gert van der Heijden</i>	<b>38</b>
<b>Sources et Puits dans des structures d'ondes progressives</b> <i>L. Pastur, M.T. Westra et W. van de Water</i>	<b>39</b>
<b>Turbulence faible dans les ondes de Faraday</b> <i>L. Pastur, M.T. Westra et W. van de Water</i>	<b>40</b>
<b>Cavité laser auto-organisable</b> <i>N. Dubreuil, A. Godard, S. Maerten, V. Reboud, G. Pauliat et G. Roosen</i>	<b>41</b>
<b>Time-periodic forcing of Turing patterns in the Brusselator model</b> <i>B. Peña and C. Pérez García</i>	<b>42</b>
<b>Influence des agents d'ancrage sur la re-orientation optique des cristaux liquides nématiques dopés par les colorants</b> <i>A. Petrossian et S. Residori</i>	<b>43</b>
<b>Analyse des régimes d'intermittence spatio-temporelle à la périphérie d'une colonne de plasma en champ magnétique</b> <i>M. Matsukuma, Th. Pierre et D. Guyomarch</i>	<b>44</b>

<b>Structuration bidimensionnelle d'un film visqueux sous gravité déstabilisante avec alimentation continue</b> <i>Ch. Pirat, Ph. Maïssa, Ch. Mathis et L. Gil</i>	<b>45</b>
<b>Une nouvelle approche pour étudier les effets non linéaires dans les réseaux de Bragg fibrés</b> <i>S. Pitois, M. Haelterman et G. Millot</i>	<b>46</b>
<b>Amplification paramétrique à très large bande spectrale et gain plat dans un arrangement multi-tronçons de fibres non-linéaires</b> <i>L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte</i>	<b>47</b>
<b>Génération de la fréquence somme pour les ondes optiques en milieu dissipatif</b> <i>S. Residori, A. Petrossian, L. Gil</i>	<b>48</b>
<b>Multi-bumps static drops</b> <i>C. S. Riera, E. Risler</i>	<b>49</b>
<b>Modes de propagation et résonance stochastique dans un réseau d'atomes froids</b> <i>M. Schiavoni, F.-R. Carminati, L. Sanchez-Palencia, F. Renzoni et G. Grynberg</i>	<b>50</b>
<b>Diffusion anormale multifractale dans le comportement natatoire d'organismes marins</b> <i>F. Schmitt et L. Seuront</i>	<b>51</b>
<b>Différentes classes de systèmes dynamiques identifiés par leurs circuits de rétroaction</b> <i>C. Letellier, R. Thomas et M. Kaufman</i>	<b>52</b>
<b>Croissance transitoire dans l'écoulement de Taylor-Couette</b> <i>H. Hristova, S. Roch, P.J. Schmid, L.S. Tuckerman</i>	<b>53</b>
<b>Analogie mécanique d'un laser</b> <i>N. Vandenberghe et P. Coullet</i>	<b>54</b>
<b>Instabilité modulationnelle dans une ligne de transmission électrique non linéaire discrète</b> <i>D. Yemélé, P. Marquié et J.M. Bilbault</i>	<b>55</b>

# Influence d'une numérisation de signal sur la synchronisation dans une transmission de données sécurisées par un chaos analogique

X. Bavard, L. Larger, J.P. Goedgebuer

*GTL CNRS TELECOM, UMR 6603*

*2-3, Rue Marconi, 57070 Metz*

*Université de Franche-Comté, Lab. d'Optique P.M. Duffieux*

*16, route de Gray, 25030 Besançon*

`xbavard@georgiatech-metz.fr`

L'utilisation de systèmes non-linéaires en régime chaotique présente un important potentiel pour la réalisation de communications sécurisées. En effet, le chaos généré à l'émetteur est semblable à un signal pseudo-aléatoire (aspect bruité, spectre de fréquence de type bruit blanc). Il est donc adapté au brouillage d'une information, et donc à sa protection. Au récepteur, le décodage de l'information est rendue possible grâce à une synchronisation avec l'émetteur (i.e. reproduction des oscillations chaotiques de celui-ci). Les premières études ont été réalisées avec des circuits électroniques [1, 2], puis avec des circuits opto-électroniques [3]. Dans le cas du système opto-électronique étudié ici, le chaos est généré par un système à contre-réaction non-linéaire retardée, avec la variable dynamique optique "longueur d'onde" d'un laser semiconducteur accordable. Jusqu'à présent, ces transmissions cryptées étaient réalisées avec des signaux analogiques, et la qualité du décodage, quoique très bonne en laboratoire, est susceptible d'être affectée de manière plus ou moins importante à cause du bruit introduit par le canal de transmission.

L'objet de ce travail de recherche concerne l'étude de l'influence d'une quantification des données (par conversion analogique / numérique) sur la synchronisation du récepteur. Cette solution est un moyen de limiter la quantité de bruit ajoutée par le canal de transmission, et donc de conserver pratiquement (dans une liaison réelle) la qualité de décodage déjà obtenue en laboratoire. Mais du fait de la quantification, le problème du maintien de la synchronisation est posé, entre autre à cause de la propriété de sensibilité aux conditions initiales. La nature numérique du signal transmis est aussi un avantage dans un contexte de compatibilité avec les systèmes actuels de transmission de données binaires.

## Références

- [1] L.M. Pecora, T.L. Carroll, *Synchronization in chaotic systems*, Phys. Rev. Lett., **64**, 821 (1990).
- [2] K.M. Cuomo, A.V. Oppenheim, *Circuit implementation of synchronized chaos with applications to communications*, Phys. Rev. Lett., **71**, 65 (1993).
- [3] J.P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte, *Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode*, Phys. Rev. Lett., **80**, 2249 (1998).

# Impulsions subpicosecondes verrouillées en phase dans un laser à fibre dopée à blocage de modes passif

F. Belhache, Ph. Grelu et F. Guty

*Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne (UMR 5027)*

*9 Avenue A. Savary, B.P. 47870, 21078 Dijon Cedex*

`Franck.Belhache@u-bourgogne.fr`

La recherche sur les lasers fibrés à blocage de modes passif fait actuellement l'objet d'intenses recherches ayant pour but le développement de sources compactes d'impulsions. Notamment, les lasers à fibre dopée Erbium qui peuvent émettre des impulsions subpicosecondes autour de la longueur d'onde de  $1.55\ \mu\text{m}$  intéressent le domaine des télécoms.

Pour obtenir des taux de répétition élevés, des blocages de modes harmoniques peuvent être réalisés dans ce type de laser, donnant plusieurs impulsions régulièrement réparties le long de la cavité ; mais on a également observé des regroupements d'impulsions en paquets bien localisés. Néanmoins la stabilité des impulsions ainsi regroupées n'avait jamais été mise en évidence.

Nous avons développé un laser fibré émettant au voisinage de  $1.55\ \mu\text{m}$  qui nous a permis de produire de tels paquets d'impulsions. L'étude détaillée de ces régimes de fonctionnement au moyen de leur spectre et de leur fonction d'autocorrélation montre de façon claire leur grande stabilité [1].

On peut faire varier le nombre d'impulsions présentes dans la cavité en réglant la puissance de pompe [2]. La présence de franges d'interférences dans les fonctions d'autocorrélation que nous avons obtenues montre que les impulsions sont verrouillées en phase. De plus, dans un paquet contenant jusqu'à 5 impulsions, nous observons qu'elles sont séparées par un intervalle régulier de l'ordre de 22 ps.

Dans le cas particulier d'une paire d'impulsions liées nous pouvons faire varier l'écart temporel entre elles et le réduire jusqu'à moins de 3 ps. Par ailleurs l'analyse théorique de stabilité de l'équation de Ginzburg-Landau quintique complexe (CGLE quintique), prévoit un déphasage de  $\pm\pi/2$  entre les impulsions [3]. Nous montrons qu'avec notre configuration expérimentale nous avons effectivement obtenu des régimes de fonctionnement où le déphasage est tantôt  $+\pi/2$ , tantôt  $-\pi/2$ , à l'exception de toute autre valeur [4]. Il s'agit d'une preuve expérimentale claire de la prévision faite au moyen de CGLE quintique, la première à notre connaissance.

## Références

- [1] F. Guty, Ph. Grelu, N. Huot, G. Vienne and G. Millot, *Stabilisation of modelocking in fibre ring laser through pulse bunching*, Electron. Lett. **37**, 745, (2001).
- [2] D. Y. Tang, W. S. Man and H. Y. Tam, *Stimulated soliton pulse formation and its mechanism in a passively mode-locked fibre soliton laser*, Opt. Commun. **165**, 189, (1999).
- [3] N. N. Akhmediev, A. Ankiewicz and J.-M. Soto-Crespo, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 515, (1998)
- [4] Ph. Grelu, F. Belhache, F. Guty and J.-M. Soto-Crespo, *Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser*, Opt. Lett. , 2002, soumis pour publication.

## Dynamique de Croissance et Collapse d'un solide d'Helium 4 dans son liquide

Martine Ben Amar

*Laboratoire De Physique Statistique, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05*

`benamar@lps.ens.fr`

En focalisant une onde acoustique intense dans un bain d'Helium, Balibar et collaborateurs ont observé la formation d'un germe solide quand la pression acoustique oscillait autour de la pression d'équilibre. Ils ont mesuré le rayon en fonction du temps. Nous avons dérivé les équations du mouvement pour l'interface solide-liquide prenant en compte la conservation de la masse, du moment et de l'enthalpie. Pour cette expérience à basse température, on admet le modèle dit adiabatique sans échange thermique. Une comparaison quantitative avec l'expérience exige de prendre en compte l'élasticité du solide, en particulier pour expliquer le surprenant collapse de Rayleigh obtenu en compression.

## Références

Acoustic Crystallization and heterogeneous Nucleation, X. Chavanne, S. Balibar and F. Caupin, PRL 86 , 5506 (2001)

## Instabilités spatio-temporelles dans un laser

J. Plumecoq, C. Sz waj, M. Lefranc, D. Derozier, T. Erneux et S. Bielawski

*Laboratoire de Physiques des Lasers, Atomes et Molécules, UMR 8523, Centre d'Études et de  
Recherches Lasers et Applications, Université des Sciences et Technologies de Lille*

*F-59655 Villeneuve d'Ascq*

Serge.Bielawski@univ-lille1.fr

La modulation d'un laser multimode peut, sous certaines conditions, induire une instabilité paramétrique. Cette dernière se caractérise par l'apparition, pour une valeur critique de l'amplitude de modulation, d'une onde stationnaire dans le spectre du laser [1]. Nous montrons, théoriquement et expérimentalement, que cette onde stationnaire se déstabilise sous l'action de deux mécanismes : (i) une cascade d'instabilités paramétriques (chacune des deux ondes apparaissant lors de l'instabilité primaire excite paramétriquement deux nouvelles ondes progressives [2]); (ii) une instabilité d'Eckhaus induite par les non-uniformités du système [3] (forme gaussienne du spectre), qui engendre des dislocations spatio-temporelles [4]. Des régimes de chaos spatio-temporels sont induits par les deux mécanismes. L'étude analytique est menée sur des équations d'amplitudes prenant en compte le couplage non-local et les variations spatiales, et qui sont directement dérivées des équations physiques du laser. Les prédictions théoriques sont confirmées par des simulations numériques du modèle physique du laser et par des résultats expérimentaux obtenus sur des lasers à fibre dopée Néodyme et Ytterbium.

## Références

- [1] C. Sz waj, S. Bielawski, D. Derozier and T. Erneux, *Faraday instability in a multimode laser*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3968 (1998).
- [2] T.C. Carr, T. Erneux, C. Sz waj, M. Lefranc, D. Derozier and S. Bielawski, *Cascade of parametric instabilities in a multimode laser*, Phys. Rev. A **64**, 053808 (2001).
- [3] H. Riecke and H.-G. Paap, *Perfect wavenumber selection and drifting patterns in ramped Taylor-vortex flows*, Phys. Rev. Lett, **59**, 2570 (1987).
- [4] J. Plumecoq, C. Sz waj, D. Derozier, M. Lefranc and S. Bielawski, *Eckhaus instability induced by nonuniformities in a laser*, Phys. Rev. A **64**, 061801(R) (2001).

## Etudes expérimentales de chaos sur le laser à électrons libres de Super-ACO

C. Bruni<sup>1</sup>, G. De Ninno<sup>1,2</sup>, D. Fanelli<sup>3</sup>, M.E. Couprie<sup>1,2</sup>

1) *Laboratoire pour l' Utilisation du Rayonnement Electromagnétique, Bâtiment 209D,  
Université Paris Sud, BP34, 91 898 Orsay cedex, France*

2) *CEA-SPAM, bat 522, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

3) *NADA, RIT, Osquars backe 2, Stockholm, S10044 Sweden*

`christelle.bruni@lure.u-psud.fr`

Des études expérimentales de chaos menées sur le laser à électrons libres installé sur l' anneau de stockage Super-ACO (Orsay) sont présentées. Un laser à électrons libres résulte de l' interaction entre un faisceau d' électrons relativistes à 800 MeV et une onde optique à 350 nm. Le rayonnement synchrotron émis par les électrons circulant dans un champ magnétique permanent est stocké dans une cavité optique permettant une interaction entre l' onde optique et le paquet d' électrons. Sous certaines conditions, l' onde de lumière est amplifiée au détriment de l' énergie cinétique des électrons. Sur un anneau de stockage, le laser est pulsé à la fréquence de passage des électrons dans la cavité optique, soit 8.33 MHz dans le cas de Super-ACO. A l' échelle de la milliseconde, le laser apparaît continu, notamment dans le cas où l' impulsion laser est synchronisée avec le paquet d' électrons. Une structure macro-temporelle à 300 Hz environ apparaît pour une légère désynchronisation entre l' onde optique et les paquets d' électrons, obtenue en modifiant la fréquence de révolution des électrons dans l' anneau de stockage. Compte tenu de la réponse amplitude-phase de ce système laser non-linéaire, toute perturbation autour de la fréquence naturelle du système résonnant laser,  $f_0$ , entraîne une instabilité sur le gain et peut produire une oscillation importante de l' intensité du laser, de type périodique stable ou instable donnant une structure macro-temporelle pulsée à l' échelle de la milliseconde. Pour les études de chaos, nous appliquons une modulation de gain par une modulation de la condition de synchronisation à une fréquence voisine de  $f_0$ . En réponse à cette modulation de gain, le laser reproduit d' abord la modulation imposée, puis il adopte un régime pulsé dont la période est le double de celle de la modulation (2T), il devient ensuite chaotique, puis revient ensuite en un régime 2T, et ainsi de suite. Des attracteurs sont présentés. Des diagrammes de bifurcation sont tracés en échantillonnant le signal.

## Observation de la brisure de symétrie de l'état lié de solitons vectoriels dans un milieu de Kerr isotrope

C. Cambournac, T. Sylvestre, H. Maillotte, P. Kockaert<sup>†</sup>, B. Vanderlinden<sup>†</sup>, Ph. Emplit<sup>†</sup> et M. Haelterman<sup>†</sup>

*Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, U.M.R. CNRS/Université de Franche-Comté n° 6603  
16, route de Gray, 25030 Besançon cedex, France.*

<sup>†</sup> *Service d'Optique et d'Acoustique, Université Libre de Bruxelles CP 194/5  
50, avenue F. D. Roosevelt, B-1050 Bruxelles, Belgique.  
cyril.cambournac@univ-fcomte.fr*

La solution stationnaire de l'équation de Schrödinger non linéaire est le soliton spatial (temporel) scalaire résultant de l'équilibre entre diffraction (dispersion) et auto-modulation de phase. La stabilité de ce soliton est assurée en propagation unidimensionnelle transverse, c'est-à-dire, en pratique, via le confinement du champ au sein d'un guide d'onde planaire (soliton spatial) ou d'une fibre optique monomode (soliton temporel). Lorsque le caractère vectoriel du champ est pris en compte, existent aussi, en plus des modes propres de propagation que sont les solitons elliptiques, des combinaisons d'ondes permettant une propagation sans déformation: l'état lié de solitons vectoriels. Un état lié de solitons consiste en une superposition de deux enveloppes (ou plus), mutuellement piégées par modulation de phase croisée (CPM) [1],[2]. Beaucoup d'intérêt a été porté sur ces solitons mais, jusqu'à présent, leur étude d'un point de vue expérimental est limitée aux systèmes pour lesquels la CPM a le même poids que la SPM [3], ne permettant alors pas d'étudier toute la dynamique de tels solitons. En particulier, lorsque la CPM est plus forte que la SPM, il a été montré théoriquement que l'état lié est sujet à une instabilité [4] qui se manifeste par la brisure de la symétrie de départ avec génération associée d'un soliton fondamental de polarisation elliptique [5]. Notre travail a été de démontrer expérimentalement l'existence d'une telle instabilité dans un guide plan de CS<sub>2</sub>.

Le système considéré met en œuvre deux composantes de polarisation circulaires opposées qui constituent, par analogie avec le guidage linéaire par le guide d'onde auto induit par soliton, le mode fondamental (U) et le mode anti-symétrique du premier ordre supérieur (V). De plus, la non linéarité du milieu de Kerr utilisé trouve son origine dans la réorientation des molécules de CS<sub>2</sub>. Dans ce cas, le rapport CPM/SPM vaut 7, favorisant fortement l'observation de la brisure. L'expérience a été réalisée dans un guide planaire isotrope constitué de CS<sub>2</sub> liquide confiné par deux blocs de verre SK5 [6]. Le montage expérimental est principalement composé d'une source laser délivrant des impulsions à 532 nm de puissance suffisante et d'un interféromètre de Michelson adapté à la mise en forme des deux ondes U et V avant leur recouvrement et injection dans le guide. Les acquisitions sont réalisées au moyen d'une caméra CCD. Les faisceaux incidents obtenus ont des largeurs telles que la longueur du guide (3 cm) est égale à une longueur de diffraction, longueur suffisante pour vérifier la propagation solitonique. Nous montrons d'une part qu'à puissance incidente faible le régime linéaire de propagation domine et, d'autre part, qu'à forte puissance la propagation sans déformation s'établit sous forme d'un état lié de solitons. Cependant, l'introduction d'une faible perturbation dans les conditions de départ permet l'observation de la brisure de symétrie de l'état lié précédent, mettant en évidence son instabilité vis-à-vis du bruit expérimental sur des longueurs de propagation plus grandes. Mis à part l'intérêt fondamental de l'observation d'une telle dynamique, une application intéressante en commutation tout optique sans seuil de puissance est envisageable. En effet, la brisure observée peut, en principe, être contrôlée par une perturbation arbitrairement faible.

## Références

- [1] M. Haelterman, A. P. Sheppard et A. W. Snyder, *Opt. Lett.* **18**, 1406-1408 (1993).
- [2] M. Haelterman, A. P. Sheppard et A. W. Snyder, *Opt. Commun.* **103**, 145-152 (1993).
- [3] *Voir par ex.* T. Carmon *et al.*, *Opt. Lett.* **25**, 1113-1115 (2000); W. Krolikowski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1424-1427 (2000)
- [4] Y. Silberberg et Y. Barad, *Opt. Lett.* **20**, 246-248 (1995).
- [5] P. Kockaert et M. Haelterman, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 732-740 (1999).
- [6] C. Cambournac, H. Maillotte, E. Lantz, J. M. Dudley et M. Chauvet, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, sous presse (2002).

## Etudes théoriques de chaos sur le laser à électrons libres de Super-ACO

G. De Ninno<sup>1,2</sup>, D. Fanelli<sup>3</sup>, M.E. Couprie<sup>1,2</sup>

1) *Laboratoire pour l' Utilisation du Rayonnement Electromagnétique, Bâtiment 209D,  
Université Paris Sud, BP34, 91 898 Orsay cedex, France*

2) *CEA-SPAM, bat 522, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

3) *NADA, RIT, Osquars backe 2, Stockholm, S10044 Sweden*

`marie-emmanuelle.couprie@lure.u-psud.fr`

Des études théoriques de chaos menées sur le laser à électrons libres installé sur l' anneau de stockage Super-ACO (Orsay) sont présentées. Un laser à électrons libres résulte de l' interaction entre un faisceau d' électrons relativistes et une onde optique. Le rayonnement synchrotron émis par les électrons circulant dans un champ magnétique permanent est stocké dans une cavité optique permettant une interaction entre l' onde optique et le paquet d' électrons. Sous certaines conditions, l' onde de lumière est amplifiée au détriment de l' énergie cinétique des électrons. La distribution en énergie des électrons augmente, c' est le chauffage induit par le laser. Selon la synchronisation entre l' onde optique et les paquets d' électrons, le laser est continu ou pulsé à l' échelle de la milliseconde. Le modèle théorique présenté ici permet de reproduire les courbes d' accord expérimentales. En réponse à cette modulation de gain, les simulations montrent que le laser reproduit d' abord la modulation imposée, puis qu' il adopte un régime pulsé dont la période est le double de celle de la modulation (2T), et qu' il devient ensuite chaotique, puis qu' il revient en un régime 2T, et ainsi de suite. L' analyse théorique permet de reproduire les résultats expérimentaux du laser à électrons libres installé sur l' anneau de stockage Super-ACO (Orsay). Les attracteurs étranges issus des simulations numériques reproduisent ceux des données expérimentales.

## Modélisation mathématique du régime développé d'une tornade atmosphérique

A. Chauvière et J. Chaskalovic

*Laboratoire de Modélisation en Mécanique*

8, rue du capitaine Scott, 75015 Paris

chauvier@lmm.jussieu.fr

L'observation, la modélisation, et la compréhension des tornades atmosphériques ont connu, ces dix dernières années, des développements considérables. Malgré les moyens de calculs actuels, la mise en oeuvre de modèles simplifiés *via* la recherche et l'étude de solutions exactes des équations de la dynamique demeure un outil non négligeable, dont le principal objectif est la détermination des conditions singulières qui déclenchent ces trombes.

Nous présentons une modélisation de ces trombes, par le biais de solutions exactes autosimilaires des équations de Navier-Stokes, solutions dites coniques, traduisant l'interaction entre une ligne tourbillonnaire semi-infinie et un plan d'adhérence matérialisant le sol.

Par l'intermédiaire de ces solutions, nous nous sommes attachés à traduire une dynamique réaliste, dont l'une des structures fréquemment observée, expérimentalement [1] et numériquement [2], consiste en un écoulement tourbillonnaire intense, descendant le long de l'axe, alors que l'écoulement est ascendant et beaucoup moins intense au voisinage du sol.

Quelques modèles analytiques décrivent ce type de comportement [3], mais peu sont à même de tenir compte des contraintes que nécessite la modélisation des tourbillons atmosphériques. En effet, la condition d'adhérence au sol est le plus souvent remplacée par une condition de glissement, alors que nous montrerons que la relaxation de cette condition dans les solutions coniques peut changer considérablement la nature des écoulements. De plus, l'importance de prendre en compte des nombres de Reynolds élevés dans la modélisation des tourbillons atmosphériques a été largement confirmée par des travaux récents [4, 5].

Ainsi, nous allons développer à partir du modèle de J. Serrin [6], un modèle capable d'appréhender des solutions à deux cellules pour de grands nombres de Reynolds, tout en vérifiant une condition d'adhérence au sol. Ces solutions permettront de rendre compte du caractère intense et très localisé des tornades en régime développé [7].

## Références

- [1] R. L. Gall, *Internal dynamics of tornado-like vortices*, J. Atmos. Sci., **39**, no. 12, 2721–2736, (1982).
- [2] D. S. Nolan, B. F. Farrell, *The structure and dynamics of tornado-like vortices*, J. Atmos. Sci., **56**, no. 16, 2908–2936, (1999).
- [3] V. Shtern, F. Hussain, *Hysteresis in swirling jets*, J. Fluid Mech., **309**, 1–44, (1996).
- [4] W. S. Lewellen, D. C. Lewellen, R. I. Sykes, *Large-eddy simulation of a tornado's interaction with the surface*, J. Atmos. Sci., **54**, no. 5, 581–605, (1997).
- [5] D. S. Nolan, A. S. Almgren, J. B. Bell, *High Reynolds number simulations of axisymmetric tornado-like vortices with adaptive mesh refinement*, soumis à J. Atmos. Sci., (2000).
- [6] J. Serrin, *The swirling vortex*, Phil. Trans. Roy. Soc. London, **A 271**, 320–360, (1972).
- [7] A. Chauvière, *Contributions à la modélisation d'une ligne semi-infinie tourbillonnaire : Application aux tornades atmosphériques*, thèse de l'Université Paris 6 (décembre 2001).

## Guide d'onde ruban reconfigurable induit par solitons spatiaux photovoltaïques

G. Couton et M. Chauvet

*Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux, U.M.R. CNRS/Université de Franche-Comté n° 6603,  
Institut des Microtechniques de Franche-Comté,  
25030 Besançon cedex, France.  
gilles.couton@univ-fcomte.fr*

Les solitons spatiaux photoréfractifs et les guides d'ondes photo-induits sont des éléments clés dans le développement de guides reconfigurables pour le routage optique et les interconnexions dynamiques. La plupart des applications nécessitent un confinement à 2-D dans un cristal massif [1] ou la combinaison d'un faisceau auto-confiné 1-D et d'un guide planaire [2][3].

Dans cette étude, nous présentons des résultats sur la génération d'un guide d'onde ruban par soliton dans un guide d'onde planaire de  $\text{LiNbO}_3\text{:Ti}$ . Pour créer ce guide d'onde planaire, nous avons diffusé pendant 6 heures à  $1020^\circ\text{C}$ ,  $300\text{ \AA}$  de titane déposé sous vide à la surface d'un wafer de  $\text{LiNbO}_3$  prédopé en fer à 0,01 % et coupé selon l'axe privilégié  $y$ . Le wafer est ensuite découpé en échantillons de  $5\text{ mm}$ (axe  $c$ ) $\times 20\text{ mm}$ . Afin de photo-induire le guide ruban, un faisceau à  $532\text{ nm}$  provenant d'un micro-laser continu polarisé selon l'axe  $c$  du cristal illumine un miroir à saut de phase ( $\lambda/4$ ). Le miroir est imagé sur toute la surface supérieure de l'échantillon ce qui donne un éclairage homogène sauf pour une bande sombre alignée selon l'axe  $x$ , perpendiculairement à l'axe  $c$  de notre échantillon. Un faisceau sonde à  $633\text{ nm}$  injecté par la face d'entrée du guide planaire permet de contrôler la formation du guide ruban. Deux caméras CCD imagent la face arrière de l'échantillon et la face de sortie du guide planaire.

L'observation de la face inférieure du guide montre la focalisation de la bande sombre. Nous expliquons ce phénomène par une modification non linéaire de l'indice du matériau par effet photovoltaïque. Cette auto-focalisation correspond à la création d'un soliton spatial [4]. La formation du soliton induit un guide ruban monomode dans le guide planaire. Cependant, on constate que le mode optique de ce guide ruban est plus large et déplacé en profondeur par rapport au mode initial du guide plan.

Pour comprendre pleinement ces résultats, nous avons modélisé la formation du soliton. De plus, nous avons montré que la modification du profil du mode obtenu est liée à l'influence du titane sur l'effet photovoltaïque.

## Références

- [1] M. Shih, M. Segev, G. Salamo, *Circular waveguides induced by two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons*, Opt. Lett. **21**, 931-933 (1996).
- [2] V. Shandarov, D. Kip, M. Wesner, J. Hukriede, *Observation of dark spatial photovoltaic solitons in planar waveguides in lithium niobate*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **2**, 500-503 (2000).
- [3] M. Chauvet, S. Chauvin, H. Maillotte, *Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab  $\text{LiNbO}_3$  waveguides*, Opt. Lett. **26**, 1344-1346 (2001).
- [4] M. Segev, G. Valley, M.C. Bashaw, M. Taya, M. Fejer, *Photovoltaic spatial solitons*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 1772-1781 (1997).

## Intermittence spatio-temporelle dans un écoulement de Couette de torsion

A. Cros, P. Le Gal

*Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre,  
UMR 6594, CNRS & Universités d'Aix-Marseille I et II,  
49 rue F. Joliot-Curie, BP146  
Technopole de Château-Gombert, 13384 Marseille Cédex 13  
cros@irphe.univ-mrs.fr*

Ce travail porte sur l'étude expérimentale de la transition à la turbulence de l'écoulement entre un disque fixe et un disque tournant [1]. Quand la distance entre les deux disques est proche de celles de l'épaisseur des couches limites, l'écoulement se comporte localement comme un écoulement de Couette plan [2]. Comme dans ce dernier, la transition vers la turbulence se fait par la formation de domaines turbulents dans un fond laminaire. Quand on augmente la vitesse de rotation du disque tournant, le temps de vie de ces structures turbulentes augmente, jusqu'à un seuil où elles forment des spirales turbulentes permanentes. Cependant, le nombre de ces spirales décroît, et la fraction turbulente est limitée à une valeur proche de 0.5. Nous présentons une analyse statistique de cette intermittence spatio-temporelle [3].

## Références

- [1] L. Schouveiler, P. Le Gal and M. P. Chauve, "Instabilities of the flow between a rotating and a stationary disk," J. Fluid. Mech. **443**, 329 (2001).
- [2] S. Bottin and H. Chaté, "Statistical analysis of the transition to turbulence in plane Couette flow," Eur. Phys. J. B **6**, 143 (1998).
- [3] H. Chaté and P. Manneville, "Transition to turbulence via spatiotemporal intermittency," Phys. Rev. E, **58**, 112 (1987).

## Calcul de propriétés d'optique non-linéaire dans les cristaux

Clovis Darrigan et Michel Rérat  
*Laboratoire de Chimie Structurale*  
*IFR rue Jules Ferry, 64000 Pau*  
 clovis.darrigan@univ-pau.fr

Notre démarche s'inscrit à la frontière entre la physique et la chimie : calculer, à l'aide de méthodes de chimistes quanticiens, des propriétés d'optique non-linéaire dans les solides cristallins[1].

La fonction d'onde qui décrit ce système tripériodique est obtenue grâce au logiciel CRYSTAL[2] dans lequel les orbitales cristallines sont construites comme une combinaison linéaire d'orbitales atomiques (LCAO) par la méthode *Self Consistent Field* (SCF), soit au niveau Hartree-Fock (HF), soit au niveau Kohn-Sham (KS, ou DFT). Les orbitales atomiques (OA) sont, pour nous, des fonctions localisées (gaussiennes par exemple). La fonction d'onde obtenue donne une bonne description de l'état fondamental du système et de ses propriétés physico-chimiques (énergies de cohésion, coefficients d'élasticité, facteurs de structure, densité électronique, etc).

À l'aide d'une méthode non-couplée *Sum Over States* (SOS)[3], mise en œuvre par un logiciel développé dans notre Laboratoire dans le cadre d'une collaboration avec le CEA Le Ripault, nous pouvons aussi atteindre les susceptibilités électriques dynamiques, c'est-à-dire les propriétés intrinsèques de réaction du matériau face à un champ électrique. Les parties réelles et imaginaires des tenseurs de polarisabilité ( $\alpha$ ) et des première et deuxième hyperpolarisabilités ( $\beta$  et  $\gamma$ )[4] peuvent être calculées soit pour un champ statique, soit pour un ou plusieurs champs dynamiques (fréquences non-nulles), conduisant ainsi à des spectres caractéristiques des phénomènes d'optique non-linéaire. Différents effets peuvent être étudiés : générations d'harmoniques, rectification optique, effets Pöckel et Kerr, mélanges d'ondes...

Des résultats sont présentés sur quelques solides isolants ou semi-conducteurs (SiC, LiF).

## Références

- [1] C. Darrigan, *Calcul quantiques de susceptibilités électriques dans les solides cristallins*, thèse, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2001.
- [2] V.R. Saunders, R. Dovesi, C. Roetti, M. Causà, N.M. Harrison, R. Orlando, C.M. Zicovich-Wilson, *CRYSTAL98 User's Manual*, University of Torino, Torino, 1998.
- [3] J.F. Ward, *Calculation of Nonlinear Optical Susceptibilities Using Diagrammatic Perturbation Theory*, Reviews of Modern Physics, vol. 37, 1, 1965.
- [4] M. Rérat, W.-D. Cheng, R. Pandey, *First-principles calculations of nonlinear optical susceptibility of inorganic materials*, Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 13, 2001.

# Influence d'un bruit sur la singularité des ondes non linéaires dispersives

Anne de Bouard

*Laboratoire de Mathématiques*  
*Université Paris-Sud 91405 Orsay, France*  
 anne.debouard@math.u-psud.fr

L'apparition de singularités dans la propagation de certaines ondes non linéaires dispersives modélisée par exemple par l'équation de Schrödinger non linéaire focalisante est un phénomène bien connu. L'influence qu'un bruit peut avoir sur la propagation de telles ondes a suscité un intérêt croissant ces dernières années. Une équation de NLS monodimensionnelle avec un bruit blanc espace temps gaussien additif a par exemple été considérée dans [5] en vue de calculer la probabilité d'erreurs dans les transmissions de signaux.

Certains modèles de transfer d'énergie dans les agrégats moléculaires prenant en compte la température utilisent également une équation de Schrödinger non linéaire bruitée, additive ou multiplicative ([1], [2]).

On passera en revue différents résultats, théoriques et numériques, sur l'influence qu'un tel bruit (blanc en temps) peut avoir sur l'apparition de singularités pour les solutions de ce type d'équations. On verra en particulier que cette influence dépend fortement de la corrélation spatiale du bruit.

## Références

- [1] O. Bang, P.L. Christiansen, F. If, K.O. Rasmussen, Y.B. Gaididei, *Temperature effects in a nonlinear model of monolayer Scheibe aggregates*, Phys. Rev. E **49**, 4627–4636 (1994).
- [2] O. Bang, P.L. Christiansen, F. If, K.O. Rasmussen, Y.B. Gaididei, *White Noise in the Two-dimensional Nonlinear Schrödinger Equation*, Appl. Anal. **57**, 3–15 (1995).
- [3] A. de Bouard, A. Debussche, *On the effect of a noise on the solutions of supercritical nonlinear Schrödinger equation*, to appear in Probab. Theory Relat. Fields.
- [4] A. Debussche, L. Di Menza, *Numerical simulation of focusing stochastic nonlinear Schrödinger equations*, preprint.
- [5] G.E. Falkovich, I. Kolokolov, V. Lebedev, S.K. Turitsyn, *Statistics of soliton-bearing systems with additive noise*, Phys. Rev. E **63** (2001).

## Estimation d'attracteurs étranges, Application à l'attracteur de Rössler

S. Derivière et M. Aziz-Alaoui

*Université du Havre, FST, Lab. Maths.*

*BP 540, 76058 Le Havre, cedex*

`aziz@univ-lehavre.fr`

On donne des résultats théoriques sur la stabilité globale de solutions de systèmes différentiels et sur l'estimation d'attracteurs. A cet effet, une extension du principe d'invariance de LaSalle nécessitant des conditions moins restrictives que celles du principe d'invariance classique est donnée. Des applications pour les estimations d'attracteurs étranges sont présentées ; en particulier on donne une estimation analytique de l'attracteur de Rössler puis on démontre que, pour les paramètres classiques, cet attracteur ne pénètre jamais à l'intérieur d'une petite région contenant l'origine et que la variable  $z$  est toujours strictement positive.

## Références

- [1] J.P. LaSalle, *The stability of Dynamical Systems*, Z.Artstein (1976).
- [2] J.P. LaSalle, *Some extensions of Lyapunov's second method*, IRE Trans. Circuit Theory, Vol. **CT-7**, pp. 520-527 (1960).
- [3] H.M. Rodrigues, L.F.C.A. Alberto and N.G. Bretas, *On the invariance principle, generalizations and applications to synchronization*, IEEE Trans. Circuits Systems I, **47** (2000), 730-739.
- [4] S. Derivière et M.A. Aziz-Alaoui, *Principe d'invariance uniforme et estimation d'attracteurs étranges dans  $IR^3$* , Proc. 3ème colloque sur le chaos temporel et le chaos spatio-temporel, pp. 65-70, Le Havre 24-25 septembre (2001).

## Accord de phase et gain des interactions paramétriques optiques à 4 photons, spécificités par rapport aux couplages à 3 ondes.

J. Douady, J.P. Fève et B. Boulanger

*Laboratoire de Spectrométrie Physique, BP 87, 38402 St Martin d'Hères cedex*  
 aziz@univ-lehavre.fr

Les interactions de conversion de fréquence à 4 ondes suscitent un fort intérêt théorique : les photons émis par ce processus cubique (gouverné par le tenseur de susceptibilité diélectrique de troisième ordre  $\chi^{(3)}$ ) doivent présenter des corrélations quantiques très spécifiques, avec notamment une fonction de Wigner fortement non-Gaussienne [1]. Les seules expériences d'interactions à 4 ondes efficaces publiées concernent la génération de tierce harmonique, pour laquelle un rendement d'interaction élevé a pu être obtenu en régime picoseconde [2] ; mais ces expériences utilisent des cristaux non-centrosymétriques, où les interactions  $\chi^{(2)}$  en cascade parasitent les couplages à 4 ondes. La réalisation du premier oscillateur paramétrique optique à 4 photons reste donc à l'heure actuelle une question toujours ouverte. Nous présentons ici une étude théorique détaillée des processus à 4 ondes, dans le but de définir les schémas d'expériences pouvant conduire à des interactions paramétriques purement cubiques, qui soient efficaces et compatibles avec les sources lasers et les matériaux non-linéaires existants. Ce travail met en évidence les spécificités des propriétés d'accord de phase et de gain paramétrique à 4 photons par rapport aux processus à 3 photons.

Concernant l'accord de phase des interactions à 4 ondes :

- pour une pulsation pompe  $\omega_4$  fixée, une multitude de triplets  $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$  vérifient l'accord de phase ;
- le renversement des domaines ferroélectriques ne conduit pas au renversement du signe du coefficient  $\chi_{zzzz}^{(3)}$ , ce qui interdit le quasi-accord de phase par cette technique, mais la méthode peut permettre l'élimination des interactions parasites  $\chi^{(2)}$  en cascade [3] ;
- l'application d'une contrainte mécanique à un milieu isotrope peut conduire à des conditions d'accord de phase par biréfringence induite ; l'utilisation de verres de chalcogénures, présentant des non-linéarités cubiques très élevées, peut alors être envisagée.

Deux schémas de couplage sont à différencier : d'une part les interactions du type  $(\omega_4 - i\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)$ , pour lesquelles l'accord de phase n'autorise que 7 des 16 configurations de polarisation possibles [4] ; et d'autre part, les interactions du type  $(\omega_4 + \omega_1 - i\omega_2 + \omega_3)$ , qui n'ont pas d'équivalent à 3 photons, et pour lesquelles les 16 configurations de polarisation permettent l'accord de phase. Ceci étend les possibilités d'utilisation des cristaux ; en particulier, il apparaît des situations sollicitant le plus fort élément du tenseur  $\chi^{(3)}$  et pour lesquelles les processus  $\chi^{(2)}$  en cascade sont toujours nuls. De plus, ce second schéma autorise l'accord de phase dans les milieux isotropes [5].

Concernant le gain paramétrique des interactions à 4 ondes :

- il est non nul uniquement dans le cas où au moins 3 des 4 ondes sont incidentes sur le cristal. Des solutions analytiques sont calculées pour les différents cas envisagés ci-dessus ;
- le seuil d'oscillation d'un OPO à 4 photons ne peut pas être exprimé indépendamment de la fluorescence paramétrique, seul le cas d'un OPO injecté peut être traité analytiquement ;
- l'effet de la durée d'impulsion sur le seuil de l'OPO est similaire au cas à 3 ondes. En revanche, les premières analyses de la dynamique d'un OPO à 4 photons font apparaître un comportement très spécifique.

Pour tous ces cas, des exemples concrets basés sur des matériaux existants seront présentés, afin de dégager les stratégies expérimentales pertinentes devant conduire à des interactions efficaces.

## Références

- [1] K. Banaszek *et al.*, Phys. Rev. A **55**, 2368 (1997) ; D.M. Greenberger *et al.*, Am. J. Phys. **58**, 1131 (1990).
- [2] P.S. Banks *et al.*, Opt. Lett. **24**, 4 (1999) ; J.P. Fève, B. Boulanger and Y. Guillien, Opt. Lett. **25**, 1373 (2000).
- [3] J.P. Fève and B. Boulanger, CLEO 2001, Baltimore, 6-11 may 2001, paper CThL21.
- [4] B. Boulanger, J.P. Fève and G. Marnier, Phys. Rev. E **48**, 4730 (1993).
- [5] H. Okamoto and M. Tasumi, Opt. Comm. **121**, 63 (1995) ; H.K. Nienhuys *et al.*, Opt. Lett. **26**, 1350 (2001).

# Étude numérique des propriétés de cohérence des spectres de supercontinuum générés dans les fibres à cristaux photoniques

Stéphane Coen<sup>1</sup> et John M. Dudley<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Service d'Optique et d'Acoustique, Université Libre de Bruxelles, CP 194/5  
Av. F. D. Roosevelt 50, B-1050 Bruxelles, Belgique.  
Tél: +32-2-650.28.01, Fax: +32-2-650.44.96, e-mail: Stephane.Coen@ulb.ac.be*

<sup>2</sup> *Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux, Université de Franche-Comté,  
Route de Gray 16, F-25030 Besançon, France.  
john.dudley@univ-fcomte.fr*

La génération dans les fibres à cristaux photoniques de spectres de lumière blanche (supercontinuum) couvrant plus d'une octave [1] a récemment permis d'importantes avancées dans le domaine de la métrologie des fréquences optiques de haute précision et de la synthèse absolue de fréquences optiques [2]. Comme ces applications nécessitent une lumière blanche hautement cohérente, il est important de déterminer les conditions dans lesquelles il est possible d'obtenir un spectre très large tout en maintenant la cohérence de l'onde de pompe. Dans ce but, nous avons réalisé une étude numérique de la génération de supercontinuum en fibres à cristaux photoniques en vue d'identifier les mécanismes responsables d'une dégradation de la cohérence entre les différentes composantes spectrales.

Pour quantifier la cohérence des spectres issus de nos simulations numériques, nous avons effectué une moyenne d'ensemble des résultats d'un grand nombre de simulations obtenues à partir d'impulsions de pompes affectées d'un bruit quantique aléatoire. Nous avons ainsi pu calculer la dépendance en longueur d'onde du degré complexe de cohérence du premier ordre. Ce degré de cohérence reflète directement la visibilité des franges de Young obtenues en faisant interférer deux sources supercontinuum indépendantes et en résolvant spectralement ces franges [3]. Nos simulations ont montré que la cohérence du continuum dépend fortement de la durée et de la longueur d'onde de l'impulsion de pompe. En particulier, elles révèlent que, pour des impulsions de pompes sub-picosecondes, le principal processus responsable de la perte de cohérence est l'instabilité de modulation, tandis que l'effet Raman stimulé joue un rôle négligeable [4, 5].

En conclusion, nos simulations numériques permettent de déterminer les conditions optimales pour l'obtention de lumière supercontinuum cohérente en vue d'applications à la métrologie du temps et des fréquences. Nous notons également que l'importante perte de cohérence qui se produit sous certaines conditions lors de la génération d'un continuum et qui est associée à une grande gigue temporelle et spectrale pourrait être un facteur limitatif dans les expériences utilisant des techniques telles que FROG (frequency resolved optical gating) pour caractériser en amplitude et en phase les spectres supercontinuum.

## Références

- [1] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
- [2] R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, T. W. Hänsch, P. Russbüldt, K. Gäbel, R. Poprawe, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **26**, 1376 (2001).
- [3] M. Bellini, T. W. Hänsch, *Opt. Lett.* **25**, 1049 (2000).
- [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3ème édition (Academic Press, San Diego, 2001).
- [5] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, and D. S. Chemla, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1149 (1989).

# Dispersion modale de polarisation et instabilité de modulation vectorielle dans les fibres à cristaux photoniques

Laurent Provino<sup>1</sup>, John M. Dudley<sup>1</sup>, Alexandre Sauter<sup>2</sup> et Guy Millot<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> *Laboratoire d'Optique P. M. Duffieux, Université de Franche-Comté, UMR 6603  
25030 Besançon, France.*

*email: john.dudley@univ-fcomte.fr*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, UMR 5027  
21078 Dijon, France.*

*guy.millot@u-bourgogne.fr*

L'introduction d'une biréfringence contrôlée dans les fibres à cristaux photoniques (PCF) mène à des propriétés de maintien de polarisation qui sont nécessaires pour de nombreuses applications [1, 2, 3, 4]. Cependant, jusqu'à présent, les propriétés de polarisation n'ont pas été analysées en détails dans ce type de fibre. Dans ce travail, nous décrivons des expériences étudiant la dispersion modale de polarisation (PMD) d'une PCF fabriquée par Lucent Technologies et reportons aussi, pour la première fois, l'observation de l'instabilité de modulation vectorielle (IM) dans une PCF.

La PMD a été mesurée en injectant une source lumineuse de large bande spectrale de manière équilibrée le long des deux axes propres de la fibre et en analysant le spectre cannelé observé en sortie [5]. Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les résultats obtenus par simulation numérique d'une PCF présentant un coeur de forme elliptique avec une excentricité de l'ordre de 7%.

La modélisation numérique permettant de mesurer la biréfringence et la dispersion chromatique de la fibre a également été vérifiée par l'observation expérimentale des bandes latérales d'instabilité de modulation [6]. Ces bandes latérales, espacées de 3.90 THz par rapport à la pompe, ont été engendrées en injectant des impulsions de puissance crêtes 91 W, de longueur d'onde 625.54 nm, de manière équilibrée le long des axes lent et rapide de la fibre.

## Références

- [1] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1325-1327 (2000).
- [2] T. P. Hansen, J. Broeng, S. E. B. Libori, E. Knudsen, A. Bjarklev, J. R. Jensen, H. Simonsen, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 588-590 (2001).
- [3] M. J. Steel, T. P. White, C. Martin de Sterkje, R. C. McPhedran, L. C. Botten, *Opt. Lett.* **26**, 488-490 (2001).
- [4] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25-27 (2000).
- [5] X. D. Cao, D. D. Meyerhofer, *Opt. Lett.* **19**, 1837-1839 (1994).
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (3rd Edition), Academic Press, New York (2001).

## Un exemple d'autofocalisation ?

E. Dumas

*Laboratoire Mathématiques et Physique théorique*  
*Parc de Grandmont - 37000 Tours*  
 dumas@gargan.math.univ-tours.fr

Un bon modèle d'interaction lumière-matière, par exemple pour la propagation laser, consiste en l'approximation parabolique des équations de Maxwell, qui sont alors remplacées par l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLS). Les solutions explosives de cette dernière (dans le cas focalisant) ont été mathématiquement beaucoup étudiées, mais n'expliquent pas complètement un phénomène tel que l'autofocalisation, pour lequel l'approximation parabolique n'est a priori plus valable.

Ainsi, pour un couplage Maxwell-oscillateur anharmonique avec saturation, Joly, Métivier et Rauch ont montré [1] que les solutions sont globalement définies en temps, même si l'équation de Schrödinger associée est focalisante.

On étudie une équation d'onde semi-linéaire (les mêmes résultats s'appliquant au couplage Maxwell-oscillateur anharmonique insaturé). On exhibe des données initiales pour lesquelles l'approximation parabolique explose en temps fini, mais donne une bonne approximation (asymptotique, lorsque la longueur d'onde  $\epsilon$  tend vers zéro) de la solution exacte jusqu'à un temps de l'ordre de l'inverse du logarithme de  $\epsilon$  avant l'explosion, ce qui compromet les chances d'existence globale. Une analyse à trois échelles permet de proposer un mécanisme d'amplification par focalisation de rayons, relayé par la non-linéarité.

## Références

- [1] J.-L. Joly, G. Métivier, J. Rauch, *Global solvability of the anharmonic oscillator model from nonlinear optics*, SIAM J. Math. Anal. 27, No. 4, 905-913 (1996)

## Quasilinearité du transport dans le système ondes-particules en turbulence développée<sup>1</sup>

Y. Elskens et D.F. Escande  
*case 321, UMR 6633, campus Saint-Jérôme,  
 F-13397 Marseille cedex 13  
 x@up.univ-mrs.fr (x=elskens, escande)*

Le calcul analytique du transport dans un système hamiltonien chaotique n'a été réalisé à ce jour que pour quelques applications symplectique [1], et pour le mouvement chaotique d'une particule dans un ensemble d'ondes longitudinales de phases aléatoires, ayant le même nombre d'onde et la même amplitude  $A \rightarrow \infty$  [2, 3, 4], décrit par le hamiltonien  $H(p, q, t) = \frac{p^2}{2} + A \sum_{m=-M}^M \cos(q - mt + \varphi_m)$ . On montre l'universalité de ce dernier modèle pour un ensemble typique d'ondes longitudinales à phases aléatoires [5, 6].

La principale propriété du chaos est le non-confinement d'une orbite en vitesse [3, 4]. Ceci permet à la particule de diffuser d'abord stochastiquement, non chaotiquement, conformément à la théorie quasilinear. Ensuite, le transport chaotique apparaît comme un deuxième régime diffusif, qui se raccorde au premier si l'amplitude des ondes est assez grande.

Nos techniques s'étendent au régime de turbulence développée du système ondes-particules auto-cohérent, de hamiltonien

$$H_{\text{wp}} = \sum_{r=1}^N \frac{p_r^2}{2m} + \sum_{j=1}^M \omega_{j0} I_j - \sum_{r=1}^N \sum_{j=1}^M c_j \sqrt{I_j} \cos(k_j x_r - \theta_j) \quad (1)$$

à  $M + N$  degrés de liberté, et pourront s'appliquer à d'autres systèmes chaotiques dans des régimes de turbulence développée.

## Références

- [1] A.J. Lichtenberg and M.A. Lieberman, *Regular and stochastic motion* (Springer, New York, 1983).
- [2] J.R. Cary, D.F. Escande and A.D. Verga, Nonquasilinear diffusion far from the chaotic threshold, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3132 (1990).
- [3] D. Bénisti and D.F. Escande, Origin of diffusion in Hamiltonian dynamics, *Phys. Plasmas* **4**, 1576 (1997).
- [4] D. Bénisti and D.F. Escande, Finite range of large perturbations in hamiltonian dynamics, *J. Stat. Phys.* **92**, 909 (1998).
- [5] D.F. Escande and Y. Elskens, Quasilinear diffusion for the chaotic motion of a particle in a set of longitudinal waves, <http://arXiv.org/physics/0111206>
- [6] Y. Elskens and D.F. Escande, *Microscopic dynamics of plasmas and chaos* (IoP Publishing, London, submitted).

---

1. Rencontres non-linéaires, institut H. Poincaré, Paris, 14-15 mars 2002 – <http://pn1.lps.u-psud.fr/pn1>

## Modèle à trois champs de phase de la croissance eutectique: Asymptotique et simulations

R. Folch et M. Plapp

*Laboratoire PMC, École Polytechnique*  
91128 Palaiseau Cedex  
rf@pmc.polytechnique.fr

La méthode du champ de phase est devenu un outil standard pour la résolution dynamique de problèmes à frontière libre. Les équations de mouvement sont du type Ginzburg-Landau et peuvent être obtenues à partir d'une fonctionnelle d'énergie libre. Le modèle de champ de phase standard (à un seul paramètre d'ordre) peut être généralisé à plusieurs paramètres d'ordre ou "champs de phase" pour décrire des problèmes tels que la solidification de matériaux composites ou polycristallins. Chaque paramètre d'ordre représente alors une phase thermodynamique ou une orientation cristalline distincte [1].

Récemment, une analyse approfondie du modèle de champ de phase standard a permis un gain énorme de temps de calcul et de précision [2]. En particulier, elle a rendu les simulations en trois dimensions faisables [3]. Ce progrès repose sur un développement asymptotique multi-échelle, où le paramètre de développement est le rapport entre l'épaisseur de l'interface dans le modèle du champ de phase et l'échelle caractéristique des structures simulées.

Il se trouve que l'extension de ces travaux aux modèles à plusieurs champs de phase n'est pas directe. Les généralisations disponibles de la fonctionnelle d'énergie libre standard à plusieurs phases donnent des équations d'évolution pour les champs de phase qui présentent les difficultés suivantes: (i) la condition d'équilibre pour les interfaces couple plusieurs champs, ce qui rend une solution analytique impossible; (ii) hors d'équilibre, ce couplage de plusieurs champs peut induire des effets cinétiques indésirables; et (iii) le développement multi-échelle qui est nécessaire pour obtenir un modèle efficace et quantitatif devient intractable.

Nous présentons un modèle qui résout ces problèmes par un choix spécifique du "paysage de potentiel" dans la fonctionnelle d'énergie libre, pour le cas de trois phases. Il a l'avantage supplémentaire de se réduire, sur les interfaces binaires, au modèle de champ de phase standard, de sorte qu'on puisse appliquer les résultats connus de l'analyse multi-échelle et établir une connection précise entre le modèle et le problème d'interface raide original.

Nous présentons des simulations de solidification dirigée d'alliages eutectiques afin d'illustrer la possibilité de reproduire des données expérimentales précises [4].

## Références

- [1] I. Steinbach, *A phase field concept for multiphase systems*, Physica D **94**, 135 (1996).
- [2] A. Karma, W.-J. Rappel, *Quantitative phase-field modeling of dendritic growth in two and three dimensions*, Phys. Rev. E **57**, 4323 (1998); A. Karma, *Phase-Field Formulation for Quantitative Modeling of Alloy Solidification*, Phys. Rev. Lett. **87**, 115701 (2001).
- [3] A. Karma, W.-J. Rappel, *Numerical Simulation of Three-Dimensional Dendritic Growth*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4050 (1996).
- [4] S. Akamatsu, S. Moulinet, G. Faivre, *The Formation of Lamellar-Eutectic Grains in Thin Samples*, Metall. Mater. Trans. A **32A**, 2039 (2001).

## Mise en œuvre d'un générateur de chaos optoélectronique haute fréquence pour les télécommunication optiques sécurisées

É. Genin, L. Larger, J.P. Goedgebuer  
*Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, UMR 6603*  
*Université de Franche-Comté,*  
*16, route de Gray, 25030 Besançon*  
 ericgenin@yahoo.fr

La sécurisation des données transmises sur les réseaux de télécommunication à fibre optique est un enjeu de société très actuel, et c'est pour cette raison que s'est fortement développée ces dernières années une nouvelle méthode de cryptographie utilisant les propriétés des dynamiques non linéaires en régime chaotique [1, 2, 3]. Ce domaine de recherche très actif en est encore au stade du développement, mais de nombreux démonstrateurs en électronique tout comme en optique, ont déjà fait la preuve de la viabilité de cette nouvelle méthode cryptographique. Un des principaux avantages de cette technique par rapport aux méthodes algorithmiques conventionnelles réside dans sa nature analogique qui lui permettent d'avoir accès à des vitesses de codage largement supérieures; les algorithmes nécessitent en effet des calculs lors de l'opération de codage et lors du décodage. La cryptographie par chaos permet de réaliser ces deux opérations en temps réel, à l'aide de codeur et de décodeur.

Mais ce gain de rapidité est soumis à la possibilité de disposer de générateurs de chaos contrôlables, dans des bandes de fréquences très élevées. Les démonstrateurs actuels ont permis d'effectuer des opérations de codage / décodage à des débits de quelques dizaines de *kbits/s* à plusieurs centaines de *Mbits/s*, l'objet de ce travail de recherche est la mise au point d'un générateur de chaos optique très rapide travaillant jusqu'à des fréquences de l'ordre d'une dizaine de *GHz*. Différentes architectures de boucles d'oscillation optiques et opto-électroniques sont proposées, toutes basées sur un modèle de dynamique non linéaire à retard. Des premiers résultats de simulations numériques effectuées sur certaines architectures sont présentés, ainsi que des considérations physiques sur la nature des différentes non linéarités mises en jeu.

## Références

- [1] L.M. Pecora, T.L. Carroll, *Synchronization in chaotic systems*, Phys. Rev. Lett., **64**, 821 (1990).
- [2] J.P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte, *Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode*, Phys. Rev. Lett., **80**, 2249 (1998).
- [3] G. D. VanWiggeren, R. Roy, *Optical communication with chaotic waveforms*, Phys. Rev. Lett., **81**, 3547 (1998).

## Structures non-linéaire et fluctuations quantiques dans un Oscillateur Paramétrique Optique

S. Gigan, N. Treps, S. Ducci, M. Martinelli, A. Maitre and C. Fabre

*Laboratoire Kastler-Brossel, UPMC, 4 Pl Jussieu case 74, PARIS*  
gigan@spectro.jussieu.fr

Dans la dernière décennie, on a montré théoriquement et expérimentalement qu'il était possible de réduire les fluctuations temporelles d'amplitude ou de phase d'un faisceau lumineux, même si elles sont d'origine quantique. Différentes expériences d'optique non-linéaire utilisant par exemple un oscillateur paramétrique optique (OPO) ont permis de réduire le bruit des faisceaux et ainsi d'obtenir des états non-classiques de la lumière. Il a été ainsi montré théoriquement que dans de tels systèmes la non-linéarité pouvait permettre d'ordonner temporellement et spatialement les photons qui composent un faisceau lumineux.

Ce type d'étude est loin d'être purement académique en particulier pour les technologies de l'information. Lorsqu'on s'intéresse à l'enregistrement d'images ou au stockage optique de l'information, on se heurte à une limite de résolution qui est liée à la diffraction et aux fluctuations locales du faisceau lumineux utilisé. La théorie quantique de la lumière montre qu'on peut franchir cette limite, et donc mesurer en principe des détails aussi petits que l'on veut, bien inférieurs à la limite de diffraction, en utilisant précisément des faisceaux ayant des fluctuations quantiques spatiales contrôlées de manière appropriée.

Nous étudions expérimentalement et théoriquement des effets quantiques de corrélations spatiales et de compression locale des fluctuations produits par un OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) fonctionnant en cavité dégénérée en modes transverses (cavité plane, confocale ou concentrique). L'expérience a permis d'ores et déjà d'observer et d'étudier dans ces configurations les premiers "patterns" optiques dus à la non-linéarité du milieu amplificateur [1, 2]. Nous avons montré que ces patterns sont multimodes non seulement classiquement, mais également au niveau quantique. Nous nous efforçons actuellement de mettre en évidence l'existence de corrélations quantiques spatiales à l'intérieur du faisceau produit par cet OPO, et d'étudier l'aspect multimode et quantique des structures.

## Références

- [1] M. Vaupel, A. Maitre and C. Fabre *Observation of pattern formation in optical parametric oscillators*, PRL 83, 5278 (1999).
- [2] S. Ducci, N. Treps, A. Maitre and C. Fabre *Pattern formation in optical parametric oscillators*, PRA 64, 23803 (2001). .

## Influence d'un gradient radial de température sur l'instabilité de Couette-Taylor

A. Goharzadeh, F. Dumouchel et I. Mutabazi  
*Laboratoire de Mécanique, Université du Havre*  
 25 Rue Philippe Lebon, 76058 Le Havre  
 afshin@univ-lehavre.fr

Nous étudions expérimentalement le contrôle des instabilités centrifuges par un champ extérieur de température. L'expérience de Couette-Taylor verticale avec un gradient radial de température permet en effet d'obtenir des structures spatio-temporelles résultant des instabilités dues au couplage des effets centrifuges et thermiques [1]. Ce système est constitué de deux cylindres coaxiaux, le cylindre extérieur est fixe et transparent, le cylindre intérieur tourne à vitesse imposée. L'ensemble est plongé dans un bain thermique qui permet une circulation d'eau à une température homogène et contrôlée sur la paroi des cylindres.

Les différentes instabilités qui apparaissent dépendent de la vitesse de rotation du cylindre intérieur et du gradient radial de température imposé. Un faible gradient radial de température a une influence significative sur le seuil d'apparition et la nature de l'instabilité [2, 3]. La première instabilité est caractérisée par des spirales qui se propagent dans le système. Lorsque la vitesse de rotation du cylindre intérieur augmente, les effets thermiques deviennent négligeables et une seconde instabilité apparaît. Cette dernière donne lieu à des rouleaux ondulés modulés. Nous avons mesuré le seuil d'apparition des spirales et des rouleaux ondulés modulés pour différentes valeurs du gradient radial de température et établi le diagramme de stabilité. D'autre part nous avons étudié le comportement des instabilités en fonction du gradient radial de température et de la vitesse de rotation du cylindre intérieur. La taille et l'inclinaison des spirales augmentent avec le gradient radial de température. La largeur des spirales diminue et leur fréquence augmente en fonction de la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Le nombre d'onde des rouleaux ondulés ne dépend pas de la vitesse de rotation du cylindre intérieur tandis que leur fréquence augmente linéairement avec cette dernière. Le passage des spirales vers les rouleaux ondulés modulés correspond au passage d'un écoulement avec couplage des effets thermiques et centrifuges vers un écoulement où les effets centrifuges l'emportent. Cette transition apparaît pour un nombre de Richardson  $Ri = 0.03$ .

Lorsque les cylindres sont fixes, la présence d'un fort gradient radial de température engendre des instabilités thermiques. Il s'agit de spirales qui apparaissent au centre du système. Ces dernières se déstabilisent à partir d'un gradient radial de température critique et donnent lieu à un écoulement caractérisé par le chaos spatio-temporel.

## Références

- [1] A. Goharzadeh, Thèse de Doctorat, *Etude expérimentale des écoulements spiralés dans le système de Couette-Taylor* (2001)
- [2] H.A. Snyder, S.K.F. Karlsson, Phys. Fluids. 7 (10) (1964)
- [3] D.D Kuo, K.S. Ball, Phys. Fluids 9 (10) (1997)

## Solénoides : un point de vue géométrique riche en conséquences dynamiques.

M. Lagrange

*Laboratoire de topologie, U.M.R. 5584 du C.N.R.S.  
Université de Bourgogne  
B.P. 47870 - 21078 DIJON Cedex - FRANCE  
lagrange@topolog.u-bourgogne.fr*

Depuis H. Poincaré ([8]), l'étude des orbites périodiques des systèmes dynamiques s'est révélée avoir de riches conséquences pour la compréhension de la dynamique elle-même : [2],...

Ces dernières décennies, un point de vu beaucoup plus spécifique a émergé. Il part du simple constat qu'une orbite périodique forme un noeud. Dès lors, de nombreux résultats dynamiques mais liés à cette approche ont vu le jour : [3], [4], etc...

L'utilisation des résultats concernant la théorie des noeud a dépassé le cadre des orbites périodiques et a permis, par exemple, à V.I. Arnold et B.A. Khesin d'obtenir de très intéressants résultats sur les propriétés des champs magnétiques et de vorticité dans le cadre de l'hydrodynamique ([1]).

Cependant, tous les systèmes dynamiques ne possèdent pas d'orbite périodique ([5]) et, de plus, réduire la dynamique à quelques orbites particulières peut paraître quelque peu réducteur...

C'est suite à ces remarques qu'est apparue la nécessité d'envisager une généralisation de ces approches à un objet plus riche que les orbites périodiques : les ensembles minimaux ([6]). Un exemple représentatif et crucial est celui des solénoides. C'est dans cet esprit que sera présenté cet exposé.

## Références

- [1] ARNOLD, V.I. & KHESIN, B. : Topological methods in hydrodynamics, *Applied Mathematical Sciences* **125**, (1998).
- [2] BIRKHOFF, G. D. : Dynamical systems, *AMS, Providence, RI*, (1927).
- [3] CASASAYAS, J. & MARTINEZ ALFARO, J. & NUNES, A. : Knot and links in integrable hamiltonian systems, *J. Knot Theory Ramifications* **7**, (1998).
- [4] GAMBAUDO, J.-M. & VAN STRIEN, S. & TRESSER, C. : The periodic structure of orientation preserving diffeomorphisms on  $D^2$  with topological entropy zero, *Ann. Inst. Henri Poincaré* **49**, (1989).
- [5] KUPERBERG, K. : A smooth counterexample to the Seifert conjecture, *Ann. of Math.* **140**, (1994).
- [6] LAGRANGE, M. : Braiding minimal sets of vector fields, à paraître dans : *Proceedings of the AMS*.
- [7] MURASUGI, K. *Knot theory and its applications*. Translated from the 1993 Japanese original by Bohdan Kurpita. Birkhäuser Boston, Inc., Boston, (1996).
- [8] POINCARÉ, H. : Nouvelles méthodes de la mécanique céleste, *Gauthier-Villars, Paris*, (1899).

## Démonstration expérimentale d'une bifurcation de Hopf sous-critique dans un système dynamique à retard de non linéarité localement cubique

L. Larger, T. Erneux

*Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, UMR 6603, Université de Franche-Comté,  
16, route de Gray, 25030 Besançon*

*Groupe d'Optique Théorique Non Linéaire, Université Libre de Bruxelles,  
Campus Plaine, C.P. 231, 1050 Bruxelles, Belgium  
laurent.larger@univ-fcomte.fr*

L'étude expérimentale des dynamiques non linéaires à retard a principalement commencé dans les années 80, sur la base de montages optoélectroniques, dans lesquels le retard était réalisés soit par une certaine longueur de fibre optique, soit par l'intermédiaire d'une mémoire numérique (FIFO) [1]. Plus tard, dans un contexte plus appliqué, celui de la cryptographie par chaos, de nombreux générateurs de chaos modélisés par une dynamique non linéaire à retard ont vu le jour, également en optoélectronique [3], mais aussi en électronique [4]. Ces investigations ont permis de mieux cerner toute la complexité des comportements de systèmes aussi simples que des dynamiques scalaires non linéaires à retard, dont les dimensions d'attracteur semblent pouvoir atteindre plusieurs centaines. Mais cette richesse de comportements est encore loin d'être totalement comprise, même en ce qui concernent des régimes dynamiques aussi "simples" que ceux de la cascade de dédoublements de période. En effet, cette route particulière vers le chaos a pu être obtenue dans la plupart des systèmes expérimentaux, avec une première bifurcation de Hopf super critique, qui consiste en la disparition d'un point fixe stable au profit d'un cycle limite stable. Ce comportement type rappelle bien sûr très fortement la cascade de dédoublements des dynamiques itératives comme l'application logistique, et une interprétation asymptotique peut effectivement être faite sur le modèle d'une dynamique continue à retard (flot), vers une dynamique discrète (application itérative), en invoquant une simple approximation adiabatique. Toutefois, cette interprétation est maintenant bien connue pour n'être valable qu'asymptotiquement (dans la limite des très grands retards comparativement au temps de réponse du flot), et la frontière entre les deux dynamiques reste encore relativement floue.

La mise en œuvre expérimentale d'une bifurcation de Hopf sous-critique que nous présentons, a été identifiée clairement pour la première fois (à notre connaissance) dans un système dynamique scalaire non linéaire à retard. Elle a été récemment déterminée théoriquement sur la base de considérations sur le profil local de la fonction non linéaire mise en cause [5]. Après une brève description de la démarche perturbative permettant d'établir les conditions à remplir par la fonction non linéaire, nous présentons le montage expérimental réalisé dans le but d'obtenir une situation de Hopf sous-critique, et le diagramme de bifurcation expérimental montrant un hystérésis caractéristique au point de Hopf.

## Références

- [1] F. A. Hopf, D. L. Kaplan, H. M. Gibbs, R. L. Schoemaker, *Bifurcation to chaos in optical bistability*, Phys. Rev. A, **25**, 2172 (1982)
- [2] L. Larger, M. W. Lee, J.-P. Goedgebuer, T. Erneux, W. Elflein, *Chaos in coherence modulation: bifurcations of an oscillator generating optical delay fluctuations*, JOSA B, **18**, 1063 (2001)
- [3] L. Larger, V. S. Udaltsov, J.-P. Goedgebuer, *Chaotic dynamics of oscillator based on circuits with VCO and nonlinear delayed feedback*, Electron. Lett., **36**, 199 (2000)
- [4] F. Giannakopoulos, A. Zapp, *local and global hopf bifurcation in a scalar delay differential equation*, Journal of mathematical analysis and applications, **237**, 425 (1999).

## Pénétration nonlinéaire dans une bande interdite photonique

F. Géniet, J. Léon

*Physique Mathématique et Théorique, CNRS-UMR5825*  
*Université Montpellier 2 - 34095 MONTPELLIER cedex 05*  
 leon@lpm.univ-montp2.fr

Une chaîne nonlinéaire forcée à une extrémité peut propager de l'énergie dans la bande interdite photonique par génération de *breathers*. Ce processus, que nous appelons *pénétration nonlinéaire* est démontré expérimentalement et numériquement. L'expérience porte sur une chaîne mécanique de pendules couplés forcée périodiquement à une extrémité. Le phénomène de génération de *breathers* constaté est ensuite analysé par une série de simulations numériques de l'équation de sine-Gordon discrète. On montre l'existence d'un seuil de pénétration nonlinéaire. L'interprétation théorique de ce seuil montre un mécanisme très simple qui est ensuite mis à profit pour améliorer le *rendement* de la pénétration nonlinéaire. Ce principe est universel dès que le modèle considéré possède un principe de superposition nonlinéaire (théorème de Bianchi pour le modèle de sine-Gordon), comme les systèmes intégrables. C'est probablement ce même mécanisme qui est à l'origine de la création d'un soliton de gap dans les milieux à bande interdite photonique (BIP) où la présence d'un soliton (de NLS) explique bien la transparence induite, mais où on n'explique pas le mécanisme de création du soliton.

## Références

- [1] *Nonlinear penetration in the forbidden band gap by breather generation*, F. Géniet, J. Léon, Submitted to Phys Rev Lett
- [2] *Solution of the Dirichlet boundary value problem for the sine-Gordon equation*, J. Léon, Submitted to Phys Lett A
- [3] *Nonlinear energy transmission in the gap*, J-G. Caputo, J. Léon, A. Spire, Phys Lett A, **283** (2001) 129-135

## Intermittences à multi-canaux de réinjection

C. Letellier, P. Werny, J.-M. Malasoma et R. Gilmore

*CORIA UMR 6614 - Université de Rouen, BP 12, 76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex*  
*Laboratoire Géomatériaux DGCB - URA CNRS 1652, ENTPE, rue Maurice Audin, 69518*  
*Vaulx en Velin cedex, France*

*Physics Department, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA*  
 Christophe.Letellier@coria.fr

Récemment des intermittences de type-I à deux canaux de réinjection ont été identifiées sur le système de Lorenz par P. Werny & J.M. Malasoma [1]. Le même phénomène a été mis en évidence sur un modèle à neuf modes de convection de Rayleigh-Bénard [2]. Ce modèle développé par le groupe de F. Schürer [1], est équivariant sous l'action d'un groupe à quatre éléments isomorphe au groupe de Klein [4]. Après avoir montré que l'existence de ces deux canaux de réinjection résultait des propriétés de symétrie, nous construisons des intermittences à  $n$  canaux de réinjection en utilisant les couvertures d'ordre  $n$  du système de Rössler (rotation d'angle  $\frac{2\pi}{n}$  autour de l'axe  $Oz$ ) [6]. Il est alors montré que plusieurs phases laminaires peuvent être identifiées selon les propriétés des orbites périodiques associées aux fenêtres périodiques qui suivent ces intermittences. L'importance de la localisation de l'axe de rotation est cruciale pour le nombre de phases laminaires.

## Références

- [1] P. Werny, *Contribution à l'étude de modèles chaotiques par approche métriques et topologiques*, Thèse de l'INSA de Lyon 2001.
- [2] J.-M. Malasoma, P. Werny & M.-A. Boiron, *Type-I intermittency with two channels of re-injection in two models of Rayleigh-Bénard convection*, soumis à Physical Review Letters 2001.
- [3] P. Reiterer, C. Lainscek, F. Schürer, C. Letellier & J. Maquet *A nine-dimensional Lorenz system to study high-dimensional chaos*, Journal of physics A, 31 , 7121, 1998.
- [4] J.-M. Malasoma & M.-A. Boiron, *A hyperchaotic model of Rayleigh-Bénard convection equivariant under the action of the Klein four group*, en préparation 2002.
- [5] C. Letellier & R. Gilmore, *Covering dynamical systems : two-fold covers*, Phys. Rev. E, **63**, 16206, 2001.

## Forme et dynamique d'une goutte glissant sur un plan incliné

A. Daerr, N. Legrand et L. Limat

*Laboratoire PMMH-ESPCI*  
 10, Rue Vauquelin, 75005 Paris  
 daerr@pmmh.espci.fr

On présente des résultats récents sur le mouvement et la forme de gouttes glissant sur un plan incliné en situation de mouillage partiel. Le coin formé à l'arrière de la goutte [1] semble correspondre à une singularité en cône de l'interface, qui apparaît lorsqu'un angle de contact dynamique critique non-nul est atteint [2]. On compare également cette structure à une description récente en termes de solutions de similarité des équations non-linéaires gouvernant l'hydrodynamique des films liquides [3, 4] (theorie de la lubrification), ainsi qu'à d'autres descriptions basées sur des hypothèses différentes.

## Références

- [1] T. Podgorski, J.-M. Flesselles, L. Limat, *Corners, cusps and pearls in running drops*, Phys. Rev. Lett., **87**, 036102 (2001).
- [2] L. Limat, T. Podgorski, J.-M. Flesselles, M. Fermigier, S. Moal, H.A. Stone, S.K. Wilson and B. Andreotti *Shape of drops sliding down an inclined plane*, Proceedings of 4th European Coating Symposium, Bruxelles (2001), edited by J. Anthoine and J.-M. Buchlin.
- [3] H.-A. Stone, L. Limat, S.K. Wilson, J.-M. Flesselles and T. Podgorski, *Corner singularity of a contact line moving on a solid substrate*, C. R. Acad. Sc. (Paris), accepted (2002).
- [4] H.-A. Stone and L. Limat *3D solution of corner shaped contact lines*, preprint.

## Mélange et couplage de polarisation dans des Oscillateurs Paramétriques Optiques de type II

L. Longchambon, K.S. Zhang, J. Laurat, T. Coudreau, C. Fabre

*Laboratoire Kastler Brossel*  
*Université Pierre et Marie Curie, 4, Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05*  
 longcham@spectro.jussieu.fr

Les oscillateurs paramétriques optiques sont les sources principalement utilisées pour la production d'états non classiques et possèdent également des effets de seuil dûs aux phénomènes non linéaires qui s'y produisent. Les OPO de type II possèdent en outre l'avantage de produire des faisceaux signal et complémentaires polarisés orthogonalement ce qui permet de les séparer aisément mais d'une part la dégénérescence exacte ne peut être obtenue que pour une température précise du cristal et d'autre part la phase relative entre signal et complémentaire n'est pas fixée par le système et introduit une diffusion de phase.

Afin de verrouiller les phases des faisceaux signal et complémentaire et de les produire à même fréquence on introduit une lame biréfringente dans la cavité [1, 2] ce qui couple les faisceaux en polarisation. On obtient ainsi une zone d'accrochage en température pour le fonctionnement verrouillé en phase et dégénéré de l'OPO. Les corrélations quantiques entre les fluctuations de phase et d'intensité des faisceaux jumeaux sont calculées en fonction des angles des axes neutres de la lame biréfringente par rapport aux axes optiques du cristal, et on peut définir des zones dans l'espace des paramètres expérimentaux où les faisceaux produits se comportent comme des systèmes EPR utilisables pour des expériences de téléportation quantique en variables continues.

Un autre système utilisant des effets de polarisation consiste à réaliser dans la même cavité une génération de seconde harmonique et une reconversion paramétrique de cette même seconde harmonique. On envoie dans cette cavité triplement résonnante une pompe polarisée linéairement à 45 degrés des axes optiques du cristal: lorsque l'intensité de seconde harmonique atteint un seuil, elle génère par phénomène d'oscillation paramétrique une onde polarisée orthogonalement à la polarisation de la pompe injectée. Ce comportement met en évidence des effets de seuil marqués qui ont été observés expérimentalement.

## Références

- [1] C. Fabre, E.J. Mason, N.C. Wong, *Theoretical analysis of self-phase locking in a type II phase-matched optical parametric oscillator*, Opt. Comms. **170**, 299(1999)
- [2] E.J. Mason, N.C. Wong, *Observation of two distinct phase states in a self phase-locked type II phase-matched optical parametric oscillator*, Opt.Letters **23**, 1733(1998)

## Thermocapillary instabilities in laterally heated liquid layers

S. Madruga<sup>(1)</sup>, C. Pérez-García<sup>(2)</sup> and G. Lebon<sup>(1)</sup>

(1) *Université de Liège, Institut de Physique B5, Sart-Tilman, B-4000 Liège, Belgique*

(2) *Instituto de Física, Universidad de Navarra, E-31080 Pamplona, Spain*

`smadruga@fisica.unav.es`

In the recent years there has been an increasing interest in thermocapillary flows induced by horizontal thermal gradients. These flows display *hydrothermal waves (HW)* which result from the interplay between the basic flow and thermocapillary forces. Priede and Gerbeth [1] discussed the need to distinguish between absolute and convective instabilities when the group velocity of perturbations is different from zero. Disturbances may leave the system, of finite length, before attaining an observable magnitude if they were only convectively unstable. We extend previous analyses by considering the variations of the dynamical Bond number  $Bo$ , and the ratio between buoyancy and thermocapillary effects. We intend to determine how the critical thermal heating, frequency, wavenumber and orientation of the HW depend on this parameter  $Bo$ . This would allow for a quantitative comparison with the experimental observations in silicon oil [2] reported recently, which do not agree completely with previous theoretical works.

A common simplification in dealing with thermocapillary flows consists in considering convection solely in the liquid layer, while the effects of the upper gas are accounted for through the Biot number  $Bi$ , an empirical parameter characterizing the conductive heat transfer. To justify this approximation a full hydrodynamics analysis of the two-layer system would be required. On the other hand experiments on two liquid layers under vertical thermal gradients [3] display interesting oscillating phenomena. This has motivated our analysis of the stability of a two-layer system with a lateral heating. Instability appears through an oscillatory bifurcation for the different pairs of liquids used in experiments and a co-dimension two point can be reached for some values of the ratio of the layer thicknesses.

## Références

- [1] J. Priede and G. Gerbeth *Convective, absolute, and global instabilities of thermocapillary-buoyancy convection in extended layers*, Phys. Rev. E **56**, 4187 (1997)
- [2] J. Burguete, N. Mukolobwicz, F. Daviaud, N. Garnier, and A. Chiffaudel *Buoyant-thermocapillary instabilities in an extended liquid layer subjected to a horizontal temperature gradient*, Phys. Fluids **13**, 2773 (2001)
- [3] A. Juel, J.M. Burgess, W.D. McCormick, J.B. Swift, and H.L. Swinney *Surface tension-driven convection patterns in two liquid layers*, Physica D **143**, 169 (2000)

## Détermination du groupe d'équivariance d'un modèle hyperchaotique de convection de Rayleigh-Bénard

J.-M. Malasoma et M.-A. Boiron

*Laboratoire Géomatériaux DGCB - URA CNRS 1652  
ENTPE, rue Maurice Audin, 69518 Vaulx en Velin cedex, France  
malasoma@entpe.fr*

Le groupe du Professeur Schürer a récemment établi un modèle à 9 modes de la convection de Rayleigh-Bénard [1]. Ce modèle constitue un excellent exemple de système dynamique permettant l'étude du chaos déterministe en dimension supérieure à 3 et surtout l'étude de la transition chaos-hyperchaos.

Ce système présente d'intéressantes propriétés de symétries. Nous commençons par établir la forme générale des bijections de l'espace des phases qui laissent ce modèle équivariant. Nous déterminons ensuite, à l'aide de ce résultat, tous les éléments du groupe d'équivariance de ce système. Nous montrons enfin que ce groupe d'ordre quatre est isomorphe au groupe de Klein [2].

La connaissance des éléments du groupe d'équivariance facilite grandement la détermination des points fixes du système. Elle permet de simplifier l'analyse des bifurcations de ces points lorsque l'on modifie certains paramètres de contrôle par exemple le nombre de Rayleigh.

## Références

- [1] P. Reiterer, C. Lainscsek, F. Schürer, C. Letellier & J. Maquet *A nine-dimensional Lorenz system to study high-dimensional chaos*, Journal of physics A, 31 , 7121, 1998.
- [2] J.-M. Malasoma & M.-A. Boiron, *A hyperchaotic model of Rayleigh-Bénard convection equivariant under the action of the Klein four group*, en préparation 2002.

## Bifurcation globale de l'écoulement de Von Kármán

L. Marié, F. Daviaud, A. Chiffaudel

*SPEC, CEA / Saclay*  
*91191 Gif-sur-Yvette Cedex*  
 marie@drecam.saclay.cea.fr

Lorsque deux disques coaxiaux sont mis en rotation, ils induisent entre eux un écoulement de Von Kármán. Cet écoulement a été très étudié [1, 2, 3], car il permet de générer une turbulence très intense dans un volume réduit. Dans une expérience utilisant de l'eau, nous avons pu observer que la composante moyenne de l'écoulement pouvait demeurer dans un état métastable et avoir un comportement hystérétique marqué, alors même que la turbulence était pleinement développée. Cette hystérésis apparaît notamment sur des mesures de couples, des mesures de fluctuations de pression, ainsi que sur des profils de vitesse obtenus par vélocimétrie laser doppler.

## Références

- [1] S. Fauve, C. Laroche, B. Castaing, *J. Phys. II*, (**3**), 271, (1993).
- [2] O. Cadot, S. Douady, Y. Couder, *Phys. Fluids*, (**A7**), 630-646, (1995).
- [3] N. Mordant, J.-F. Pinton, F. Chillà *J. Phys. II*, (**7**), 1, (1997).

## Bifurcation dans le spectre de l'oscillation issue d'un oscillateur optique non-linéaire photoréfractif

P. Mathey<sup>a</sup>, H.R. Jauslin<sup>a</sup>, S.G. Odoulov<sup>b</sup>, D. Rytz<sup>c</sup>

<sup>a</sup> *Laboratoire de Physique, Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France*

<sup>b</sup> *Institute of Physics, National Academy of Sciences, 03650 Kiev, Ukraine*

<sup>c</sup> *FEE, Struhtstrasse 2, Wackenmühle, 55743 Idar-Oberstein, Allemagne  
pmathey@u-bourgogne.fr, odoulov@iop.kiev.ua, rytz@fee-io.de*

Le premier oscillateur incluant un matériau photoréfractif en tant que milieu à gain a été proposé par les auteurs des réf. 1 et 2. La cavité est formée d'un miroir ordinaire et d'un cristal photoréfractif qui fonctionne en tant que miroir à conjugaison de phase pompé par deux ondes de pompe contre propageantes. Il y a mélange de quatre ondes dans le cristal. Cette configuration est attrayante car elle offre la possibilité de corriger les distortions de phase induites par la cavité [3,4], elle sert également de modèle pour l'étude du chaos [5,6]. Dans la plupart des travaux précédents, l'oscillation est considérée comme dégénérée (la fréquence de l'onde oscillante est exactement celle des ondes de pompe). Le présent travail s'attache à montrer théoriquement et expérimentalement la transition du spectre de l'oscillation d'un comportement mono fréquentiel à un spectre à deux fréquences. Le paramètre du système est le coefficient d'amplification du miroir à conjugaison de phase. La valeur critique de ce coefficient d'amplification pour laquelle se produit la bifurcation est fonction des pertes de la cavité et du rapport d'intensité des pompes. La bifurcation dans le spectre est analogue à une transition du second ordre [7]. La dynamique de l'oscillation peut, selon la valeur du gain ou du nombre de Fresnel de la cavité, présenter un caractère périodique, des bouffées d'oscillation, du chaos.

## Références

- [1] D. Pepper, A. Yariv, *Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing*, Optics Letters, **1**, 16-18 (1977).
- [2] J. Feinberg, R. Hellwarth, *Phase conjugate mirror with continuous wave gain*, Opt. Lett., **5**, 519-521 (1980).
- [3] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J.O. White, A. Yariv, *Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media*, IEEE J. Quant. Electron., **QE-20**, 12-30 (1984).
- [4] A.A. Bagan, V.B. Gerasimov, A.V. Golyanov, V.E. Ogluzdin, V.A. Sugrobov, I.L. Rubtsova, A.I. Khyzhnjak, *Conditions for the stimulated emission from a laser with cavities coupled via a dynamic hologram*, Sov. J. Quant. Electron., **17**, 49 (1990).
- [5] G.C. Valley, G.J. Dunning, *Observation of optical chaos in a phase conjugate resonator*, Opt. Lett., **9**, 513-515 (1984).
- [6] S.R. Liu and G. Indebetouw, *Periodic and chaotic spatiotemporal states in a phase-conjugate resonator using a photorefractive BaTiO<sub>3</sub> phase-conjugate mirror*, J. Opt. Soc. Am., **B 9**, 1507-1520 (1992).
- [7] P. Mathey, P. Jullien, S. Odoulov, O. Shinkarenko, *Manifestation of optical Curie-Weiss law for optical phase transition*, Appl. Phys., **B 73**, 711-715 (2001).

# Motifs spirales générés par des bulles advectées radialement à la surface d'un liquide

C. Mathis et P. Maissa

*Institut du Non Linéaire de Nice*  
 1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis  
 mathis@inln.cnrs.fr

Des arrangements réguliers sont souvent observés chez les végétaux et ont donné lieu à de nombreuses études en mathématique, physique et botanique [1, 2].

Nous proposons ici un travail expérimental en hydrodynamique sur un système montrant spontanément ce genre d'organisation. Nous présentons ici les différents motifs (spirales en rotation, étoiles fixes ...) formés par l'émergence régulière de bulles de gaz à la surface d'un liquide visqueux pour différents débits et viscosités. L'évolution du paramètre d'ordre (angle d'émission) de cette bifurcation est mesurée.

L'analogie entre ces motifs et d'autres pouvant être obtenus en botanique est soulignée.

## Références

- [1] S. Douady and Y. Couder, Phys. Rev. Lett. **68**, 2098 (1992).
- [2] J. Guerreiro, Physica D **80**, 356 (1995).

## Instabilités spirales entre disques contra-rotatifs

F. Moisy<sup>1</sup>, G. Gauthier<sup>2</sup>, P. Gondret<sup>1</sup> et M. Rabaud<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire FAST, Bât. 502, 91405 Orsay Cedex

<sup>2</sup>Laboratoire de Mécanique de Lille, Bd P. Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex  
moisy@fast.u-psud.fr

L'écoulement entre deux disques tournants présente une grande variété de motifs d'instabilités [1, 2]. Selon les vitesses de rotation relative de chacun des disques, différents motifs comme des cercles propagatifs ou des tourbillons organisés en spirales sont observés. Ces structures peuvent provenir soit d'instabilités de couche limite, comme c'est le cas en configuration co-rotatif ou faiblement contra-rotatif, soit d'instabilités de couche de cisaillement, en configuration plus fortement contra-rotative [3, 4]. Les instabilités de couche limite donnent naissance à des motifs circulaires ou spiralés (*spirales positives*), alors que les instabilités de couche de cisaillement se caractérisent par un réseau de spirales orientées en sens opposé aux premières (*spirales négatives*) ; c'est cette seconde classe d'instabilités que nous décrivons expérimentalement ici.

Dans cette expérience, les deux disques sont séparés d'une faible épaisseur (rapport d'aspect  $R/h \simeq 6$  à 21), et le disque supérieur est solidaire du cylindre extérieur. Les mesures sont effectuées au moyen de visualisations (ensemencement par des paillettes anisotropes) et récemment de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).

Lorsque les deux disques tournent en sens opposé, à suffisamment grande vitesse de rotation, la couche de cisaillement entre les deux disques devient instable, et une modulation azimuthale, de mode entre  $m = 2$  à 11, apparaît par bifurcation supercritique. A grande vitesse de rotation, la courbe de stabilité suit la loi  $\Omega_b \simeq -0.13 \Omega_t$  (où les  $\Omega_{b,t}$  sont les vitesses de rotation de chacun des disques), indépendamment du rapport d'aspect (pour  $6 < R/h < 21$ ). Ces mesures sont en bon accord avec des simulations numériques récentes, même à rapport d'aspect inférieur [3, 4]. En revanche, le mode au seuil dépend du rapport d'aspect : à grand espace inter-disque, le motif est constitué d'un petit nombre de lobes, faiblement asymétriques et confinés aux faibles rayons, alors qu'à plus faible espacement un plus grand nombre de bras spiraux apparaît, fortement incurvés et emplissant toute l'extension radiale de l'écoulement. Légèrement au-delà de la courbe de stabilité, d'autres modes peuvent apparaître, se superposant au mode fondamental ; dans ce cas chaque mode est en rotation solide, tournant avec sa propre vitesse de phase. Assez rapidement toutefois, la superposition de ces modes conduit à un écoulement désorganisé. Par ailleurs, dans certaines gammes de paramètres, ces spirales négatives peuvent se superposer aux instabilités de couches limites (cercles et spirales positives) caractéristiques de l'écoulement co- ou faiblement contra-rotatif.

## Références

- [1] G. Gauthier, F. Moisy, P. Gondret, M. Rabaud *Instabilities in the flow between co and counter-rotating disks*, soumis J. Fluid Mech (2001).
- [2] C. Nore, L.S. Tuckerman, O. Daube, and S. Xin, *The 1:2 mode interaction in exactly counter-rotating von Kármán swirling flow*, soumis J. Fluid Mech (2001).
- [3] O. Daube, P. Le Queré, F. Moisy, M. Rabaud *Numerical and Experimental investigation of the stability of the 3D flow between two counter-rotating disks*, Proceeding 2nd International Conference on Computational Fluid Dynamics (2002).
- [4] J. M. Lopez, J. E. Hart, F. Marques, S. Kittelman, J. Shen *Instability and mode interactions in a differentially-driven rotating cylinder*, à paraître J. Fluid Mech. (2002).

## Récepteur d'informations digitales basé sur la résonance stochastique

S. Morfu, J.C. Comte, J.M. Bilbault, P. Marquié  
*Université de Bourgogne, LE2I, (F.R.E.) C.N.R.S. 2309*  
 smorfu@u-bourgogne.fr

Ces dernières années, la résonance stochastique (R.S.) a suscité un intérêt grandissant dans de nombreux domaines [1], tels que la biologie [2], les circuits électroniques [3] ou encore la perception visuelle [4]. Jusqu'à présent, la plupart des études portant sur la R.S. ont montré qu'une quantité appropriée de bruit améliorerait la réponse d'un système non linéaire à une excitation déterministe. Ce fut tout d'abord le cas d'excitations périodiques qui fut étudié en considérant un résonateur stochastique unique, tel qu'un comparateur par exemple [3]. Plus récemment, cet effet fut montré dans une chaîne de résonateurs stochastiques couplés [5, 6, 7] et fut étendu à des excitations aperiodiques dans le contexte neuronal.

Cependant, aucune étude n'avait encore porté sur l'interprétation des signaux bruités disponibles en sortie du résonateur stochastique. Nous avons donc réalisé un dispositif électronique de réception d'informations basé sur la résonance stochastique [8]. Ce récepteur se compose d'un comparateur simple de seuil  $V_{th}$  qui joue le rôle d'un résonateur stochastique, d'un détecteur d'enveloppe et d'un trigger de Schmitt. Nous étudions les performances de ce récepteur lorsqu'un signal digital modulé en amplitude, demeurant toujours plus faible que le seuil  $V_{th}$ , auquel est ajouté du bruit excite le comparateur. Nous montrons que pour une certaine plage de l'intensité du bruit (de distribution gaussienne ou uniforme), le pourcentage d'octets correctement interprétés par notre récepteur atteint les 100%. Une réception parfaite est ainsi réalisée confirmant l'intérêt de la R.S. dans le domaine de la transmission de l'information.

## Références

- [1] L. Gammaitoni, P. Häng, P. Jung, and F. Marchesoni, *Stochastic Resonance*, Rev. Mod. Phys., **70**, 223-282 (1998).
- [2] A. Longtin, *Stochastic resonance in neuron models*, J. Statist. Phys., **70**, 309-327, (1993).
- [3] S. Fauve & F. Heslot, *Stochastic resonance in a bistable system*, Phys. Lett. A, **97**, 5-7 (1983).
- [4] E. Simonotto, M. Riani, C. Seife, M. Roberts, J. Twitty, & F. Moss, *Visual perception of stochastic resonanc*, Phys. Rev. Lett, **6**, 1186-1189 (1997).
- [5] X. Godivier, J. Rojas-Varela, and F. Chapeau-Blondeau, *Noise-assisted signal transmission via stochastic resonance in a diode nonlinearity*, Electron. Lett., **33**, 1666-1668,(1997).
- [6] J. F. Lindner, S. Chandramouli, A. R. Bulsara, M. Löcher & W. L. Ditto, *Noise enhanced propagation*, Phys. Rev. Lett, **23**, 5048-5051,(1998).
- [7] S. Morfu, J.C. Comte, J.M. Bilbault, P. and Marquié, *Noise-enhanced propagation in a dissipative chain of triggers*, Int. J. Bifurcation and Chaos, **12**, (2002).
- [8] S. Morfu, J.C. Comte, J.M. Bilbault, *Digital Information Receiver Based on Stochastic Resonance*, Int. J. Bifurcation and Chaos, (à paraître).

## Transmission non linéaire à travers une couche mince au voisinage de l'angle limite. Cas d'un nouveau polymère octupolaire à fort effet Kerr non résonant.

<sup>a</sup>R. MOUNTASSER, <sup>b</sup>H. MAILLOTTE et <sup>c</sup>F. CHERIOUX

<sup>a</sup> Département de Physique, Université Hassan II, BP 146, Mohammedia, Maroc.

<sup>b</sup> Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, UMR CNRS/Université de Franche-Comté n°6603, Institut des Microtechniques de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex, France.

<sup>c</sup> Laboratoire de Chimie Organométallique et de Catalyse Homogène, Institut de Chimie, Case Postale 2, CH-2007 Neuchâtel, Suisse.  
herve.maillotte@univ-fcomte.fr

Une couche mince à fort effet Kerr optique non résonant est un composé très prometteur pour des applications tout-optiques ultra-rapides (commutateurs, modulateurs, portes logiques, guides solitons reconfigurables...) dans des dispositifs intégrés. Dans cet objectif, nous avons développé plusieurs familles de nouveaux matériaux organiques dont l'originalité, par rapport aux composés dipolaires classiques (push-pulls), est de posséder des symétries moléculaires particulières (octupolaire, apolaire) leur permettant de procurer un indice de réfraction non linéaire  $n_2$  important hors résonance, afin de minimiser les pertes par absorption linéaire ou non linéaire. A contrario, pour la quasi-majorité des dipôles organiques, des valeurs comparables de  $n_2$  n'ont été obtenues que par contribution résonante des bandes d'absorption à un ou deux photons, ce qui confère à ces matériaux des figures de mérite (compromis efficacité non linéaire/transparence) souvent insuffisantes pour les applications. En raison de leur interdépendance étroite, la détermination directe de l'indice et de l'absorption non linéaires de couches minces est donc primordiale pour évaluer leur compatibilité en vue d'applications. La méthode de transmission non linéaire en incidence rasante à travers un film mince décrite dans ce travail peut permettre, de par sa grande sensibilité au voisinage de l'angle limite, de mesurer efficacement l'indice et l'absorption non linéaires[1], en évitant de recourir à une géométrie de guide d'onde comme dans la technique M-lines. Dans cette étude, nous avons appliqué la méthode à un polymère octupolaire original dont le monomère, de symétrie  $D_{3h}$ , comporte un cœur 1,3,5-triazinique accepteur et trois bras donneurs de type oligothiophène pouvant être polymérisés[2]. Le polymère présente un effet Kerr optique non-résonant important et stable, mesuré à 1064 nm en solution par Z-scan picoseconde[2]. Sa très bonne processabilité a permis de réaliser des couches de qualité optique et d'épaisseur micrométrique par spin-coating. Elles sont mises en œuvre dans l'expérience de transmission non linéaire en régime mono-impulsionnel picoseconde. La variation non linéaire de la transmittance de la couche procure une commutation tout-optique ultra-rapide à partir d'un seuil d'énergie sub-microjoule, avec une très bonne stabilité au flux lumineux. La commutation est parfaitement réversible, sans effet mémoire ni modification de la réponse du polymère. Le coefficient  $n_2$  important du polymère octupolaire ( $2,7 \times 10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$ ), mesuré par cette méthode, est en accord quantitatif avec la valeur extrapolée des mesures Z-scan en phase diluée.

## Références

- [1] R Mountasser, M Ayadi, E Lantz, H Maillotte, *Transmission through a nonlinear thin layer near the critical angle of incidence: application to the sensitive determination of the nonlinear refractive index*, soumis à Journal of Optics A : Pure and Applied Optics.
- [2] F. Chérioux, H. Maillotte, P. Audebert, J. Zyss, *Synthesis and characterisation of an octupolar polymer and new molecular octupoles with off-resonant third order optical nonlinearities*, J. Chem. Soc, Chem. Commun., **20**, 2083-2084 (1999).

# Génération d'un large continuum spectral dans le mode fondamental d'une fibre telecom standard pompée par un microlaser

A. MUSSOT, L. PROVINO, T. SYLVESTRE et H. MAILLOTTE

Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, UMR CNRS/Université de Franche-Comté n° 6603  
16 Route de Gray, 25030 BESANCON cedex  
tel: 03.81.66.64.26, fax: 03.81.66.64.23  
arnaud.mussot@etudes.univ-fcomte.fr

Actuellement, un vif intérêt est porté à la génération de continuums spectraux dans les fibres optiques par l'intermédiaire de processus non linéaires tels que la diffusion Raman stimulée en cascade (SRS: Stimulated Raman Scattering), le mélange à quatre ondes (FWM: Four-Wave Mixing), l'automodulation de phase ou l'intermodulation de phase[1-3]. Ces continuums spectraux sont générés généralement à partir de sources laser brèves de quelques centaines de kilowatts crêtes[1] et les meilleurs performances actuelles sont obtenues dans des fibres photoniques, qui sont en cours de développement[2, 3]. Les applications concernent notamment la tomographie optique de cohérence[3] ou la réalisation de sources accordables en longueur d'onde[1]. Pour ces applications, il est par ailleurs important que le continuum soit spatialement limité par la diffraction, c'est à dire qu'il soit formé uniquement sur le mode transverse fondamental  $HE_{11}$  de la fibre. Dans cette étude, nous démontrons qu'il est possible d'obtenir d'excellentes performances tout simplement au moyen d'un micro laser et d'une fibre DSF (Dispersion-Shifted-Fiber) standard. Le microlaser délivre des impulsions nanoseconde à 532 nm de 6 mW de puissance moyenne que l'on injecte dans une DSF de 1,1 km. Cette configuration nous permet d'obtenir un continuum spectral de plus de 600 nm formé dans le mode fondamental de la fibre et obtenu par combinaison de SRS et FWM. De façon plus détaillée, l'impulsion pompe génère d'une part, une cascade Raman initiale et d'autre part, une onde Stokes à 537 nm issue d'un accord de phase multimode[4] qui génère également sa propre cascade Raman. La combinaison de ces deux phénomènes accélère l'élargissement des ordres Raman Stokes supérieurs[5] et conduit à la génération du continuum sur plus de 600 nm. Sa formation dans le mode  $HE_{11}$  exclusivement s'effectue grâce à un filtrage transverse, assuré par le couplage modal lors de la cascade Raman pour des longueurs de fibre suffisamment importantes.

Ce montage est, à notre connaissance, la configuration la plus simple qui permette d'obtenir un continuum ultra-large dans une fibre. Son faible coût relatif, sa stabilité ainsi que son caractère monomode transverse continu, sont des atouts supplémentaires pour les applications citées ci-dessus.

## Références

- [1] I. Ilev, H. Kumagai et K. Toyoda, *A widely tunable (0.54-1.01  $\mu$ m) double-pass fiber Raman laser*, Phys. Lett., **69** 13, 1846-1848 (1996).
- [2] L. Provino, J.M. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. S. Windeler et B. J. Eggleton, *Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre*, Electron. Lett., **37** 9, 558-560 (2001).
- [3] I. Hartl, X.D. Li, C. Chudoba, R.K. Ghanta, T.H. Ko, J.G. Fujimoto, J.K. Ranka et R.S. Windeler, *Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber*, Opt. Lett., **26** 9, 608-610 (2001).
- [4] R.H. Stolen, *Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber Waveguides*, IEEE J. Quantum Electron., **11** 3, 100-103 (1975).
- [5] I. Ilev, H. Kumagai, K. Toyoda et I. Koprinkov, *Highly efficient wideband continuum generation in a single mode optical fiber by powerful broadband pumping*, Appl. Opt., **35** 15, 2548-2553 (1996).

## Le Collagène : un modèle de câble à trois brins

Sébastien Neukirch<sup>1</sup> et Gert van der Heijden<sup>2</sup>

*1: Lab. for Computation and Visualization in Mathematics and Mechanics  
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne*

*2: Centre for Nonlinear Dynamics and its Applications, University College London  
Gower Street, London WC1E 6BT, U.K.  
sebastien.neukirch@epfl.ch*

Le collagène est une protéine fibreuse qui constitue en nombre 1/4 de toutes les protéines du corps humain. Au contraire des filaments d'actine (muscles) et des filaments intermédiaires (ongles), le collagène est un filament extra-cellulaire. Les cordes de collagène forment une matrice qui supporte les cellules (cartilages, os).

L'unité de base du collagène est une hélice triple (tropocollagène). Chacun des brins compte environ 1000 résidus. Le long d'un brin, un résidu sur trois est une glycine. Ces résidus participent aux liaisons hydrogène entre les brins, liaisons nécessaires pour assurer la cohésion de la triple hélice.

Nous établissons l'équation d'équilibre d'un câble composé de 3 brins enroulés en hélice de pas constant. Nous montrons d'abord que les brins se touchent d'une façon particulière: le domaine de contact pour chacun des brins est une double hélice (et non plus une ligne droite comme c'est le cas pour un câble à deux brins [1] (A.D.N. ou actine)). Cette géométrie nouvelle implique l'existence d'un jour entre les brins le long de l'axe. Puis nous montrons que la force de pression exercée sur un brin par les deux autres brins est perpendiculaire à l'axe de l'enroulement. Enfin nous établissons les relations non linéaires de contrainte-déformation du câble pris comme une entité élastique à part entière.

## Références

- [1] J.M.T. Thompson, G. van der Heijden, S. Neukirch, *Super-Coiling of DNA Plasmids: Mechanics of the Generalised Ply* to appear in Proc. R. Soc. London. Series A (2002).

## Sources et Puits dans des structures d'ondes progressives

L. Pastur, M.T. Westra, W. van de Water

*Eindhoven University of Technology*

*Fluid Dynamics Laboratory*

*3600 MB Eindhoven, Pays-Bas*

`pastur@ino.it`

Nous avons étudié le comportement dynamique de *structures cohérentes* (*e.g.* sources et puits) dans une expérience d'ondes progressives non-linéaires excitées à la surface libre d'un fluide chauffé par un fil immergé. Nous avons mis en évidence un changement qualitatif des propriétés des sources pour une valeur critique du paramètre de contrôle, associée à une transition *convective*  $\rightarrow$  *absolue* de l'instabilité.

La géométrie du dispositif expérimental est linéaire, avec conditions aux limites rigides. Le rapport d'aspect (longueur du système/longueur d'onde) est de l'ordre de 100. Les ondes sont localisées au-dessus du fil, et se propagent le long du fil (ondes droite ou gauche), dans une configuration quasi  $1 - D$ . Le profil de la surface est réalisé en déplaçant parallèlement au fil un faisceau laser incident, et en détectant la position du faisceau réfléchi: les variations de position du faisceau réfléchi traduisent les variations de pentes de la surface du fluide au cours du mouvement du laser. Un profil d'amplitude de la surface est ainsi réalisé. Cette technique, extrêmement sensible, permet de résoudre des amplitudes de déformation de la surface à des valeurs du paramètre de contrôle 10 fois inférieures à celles accessibles par des techniques d'ombroscopie classiques.

Le comportement observé des sources est en spectaculaire accord avec de récentes prédictions théoriques formulées dans le cadre d'un formalisme d'enveloppe [1], tandis que les propriétés des puits — dominées par des processus non-adiabatiques — échappent complètement aux attentes théoriques.

## Références

- [1] C. Storm, M. van Hecke, W. van Saarloos, *Physica D* **134** (1999) 1.

## Turbulence faible dans les ondes de Faraday

L. Pastur, M.T. Westra, W. van de Water  
*Eindhoven University of Technology*  
*Fluid Dynamics Laboratory*  
 3600 MB Eindhoven, Pays-Bas  
 pastur@ino.it

La Turbulence est dite *faible* lorsque les modes de base d'un régime turbulent sont de faibles perturbations d'un état homogène sous-jacent. Dans cette situation, un petit paramètre est introduit dans le problème. Ce type de turbulence peut par exemple être observé dans les ondes capillaires forcées à la surface d'un fluide. De façon analogue à la turbulence  $3D$ , la loi d'échelle de la cascade d'énergie vers les petites échelles peut être déterminée à partir d'arguments du type Kolmogorov. Mais la présence d'un petit paramètre permet *également* de donner une description formelle de la cascade d'énergie à partir de principes premiers. Ce cas de figure est extrêmement intéressant puisqu'il fournit une description *fermée* de la turbulence [1].

Le forçage paramétrique d'une couche fluide — mise en oscillation dans le champ de pesanteur avec une amplitude  $\Delta$  et une fréquence  $\Omega$  —, excite des ondes capillaires à la surface du fluide au-delà d'une valeur critique de  $\Delta$  (ondes de Faraday). Au seuil de l'instabilité, des structures d'ondes stationnaires se développent, dont la symétrie dépend de  $\Omega$ . À forçage élevé, une cascade d'énergie entre ondes à différentes échelles spatiales et temporelles s'établit. Ce régime est fortement suspecté d'être un régime de turbulence faible.

Nous avons étudié ce régime dans une expérience de Faraday de grand rapport d'aspect ( $\sim 40$ ), en utilisant une technique de mesure extrêmement linéaire de la déformation de la surface de l'enveloppe, qui donne directement accès au spectre d'énergie, et permet donc de confronter les hypothèses et prédictions de la théorie de turbulence faible.

Certains de nos résultats sont en accord avec les résultats des équations cinétiques de la turbulence faible, mais nous obtenons une forte déviation par rapport à la loi d'échelle attendue pour le spectre d'énergie. Nous évaluons l'importance des phénomènes d'intermittence en mesurant la *fonction de planéité* — les fonctions de structures classiques se révélant inappropriées dans ce cas —, qui révèle un régime fortement dominé par les processus intermittents. D'autre part, la loi d'échelle trouvée est en accord avec celle prédite dans le cas d'un processus de *rupture d'onde*. Ces résultats, qui contredisent une précédente étude réalisée dans un système de plus petit rapport d'aspect [2], opposent de sérieux doutes quant à la validité du modèle de turbulence faible appliqué aux ondes de Faraday.

## Références

- [1] A.N. Pushkarev, V.E. Zakharov, *Physica D* **135** (2000) 98.
- [2] W. Wright, R. Budakian, S. Putterman, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 4528.

## Cavité laser auto-organisable

N. Dubreuil, A. Godard, S. Maerten, V. Reboud, G. Pauliat, G. Roosen

*Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique*  
*Centre Scientifique d'Orsay, Bât. 503, 91403 Orsay cedex*  
 gilles.pauliat@iota.u-psud.fr

Un milieu holographique dynamique est un matériau qui reproduit, sous la forme d'un hologramme, la figure d'éclairement à laquelle il est soumis. Une modification de la figure d'éclairement est suivie d'une remise à jour de l'hologramme. L'insertion d'un tel matériau à l'intérieur d'une cavité laser peut induire des comportements spectaculaires. Les modes qui oscillent induisent un hologramme, hologramme qui en retour modifie les pertes pour chacun de ces modes. Cette auto-adaptation de la structure modale à l'hologramme (et de l'hologramme à la structure modale) peut, par exemple, forcer une cavité initialement multimode à n'osciller que sur un seul mode longitudinal. D'autres comportements, comme des glissements de fréquence ou des oscillations périodiques entre modes, peuvent être obtenus avec d'autres géométries de cavités. Divers milieux holographiques ont été insérés dans des cavités laser. Pour notre part, nous nous intéressons à l'insertion de cristaux photoréfractifs [1]. Whitten et Ramsey ont montré que l'insertion d'un tel cristal dans un laser continu à colorant réduisait le nombre de modes [3]. Nous avons montré qu'il en était de même dans d'autres lasers. Ainsi le nombre de modes d'un laser Ti:saphir fonctionnant en régime impulsionnel passe de plus de 1000 modes à l'allumage du laser à 2 modes après un temps d'adaptation de l'ordre de 2 s [3, 4]. Nous avons construit plusieurs cavités laser, fonctionnant en régime continu, à amplificateur Nd:YVO<sub>4</sub>. Sans cristal photoréfractif, ces cavités sont systématiquement multimode. Avec un cristal, l'auto-adaptation conduit à une oscillation monomode après un temps inférieur ou de l'ordre de la seconde. Cette oscillation monomode se conserve aussi longtemps que le laser reste allumé. Le fonctionnement monomode est obtenu sans aucun réglage. De plus, le processus d'auto-adaptation maintient ce fonctionnement monomode en permanence, même en présence d'instabilités mécaniques, thermiques ou résultant du vieillissement. Ces caractéristiques devraient ouvrir diverses niches d'applications à ces cavités. Nous avons par exemple montré qu'elles pouvaient servir à éviter les sauts de mode dans des diodes laser accordables [5].

## Références

- [1] L. Solymar, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepsen, *The physics and applications of photorefractive materials*, Clarendon Press, Oxford (1996).
- [2] W. B. Whitten, J. M. Ramsey, *Mode selection in a continuous-wave dye laser with an intracavity photorefractive element*, Opt. Lett. **12**, 117-119, (1987).
- [3] N. Huot, J.M. Jonathan, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, G. Roosen, *Laser mode manipulation by intracavity dynamic holography: Application to mode selection*, Appl. Phys. B., **69**, 155-157 (1999).
- [4] L. Meilhac, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, *Modeling of laser mode self-adapted filtering by photorefractive Fabry Perot interferometers*, Opt. Mat., **18**, 37-40, (2001).
- [5] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, Ph. Graindorge, Ph. Martin, *Relaxation of the alignment tolerances of a 1.55  $\mu$ m extended-cavity semiconductor laser by use of an intracavity photorefractive filter*, Opt. Lett., **26**, 1955-1957, (2001).

## Time-periodic forcing of Turing patterns in the Brusselator model

B. Peña and C. Pérez García

*Instituto de Física. Universidad de Navarra.  
Irunlarrea, 1. 28008-Pamplona, Spain.  
bego@fisica.unav.es*

In the recent years, forcing of spatially extended systems has attracted the interest of many researchers in the framework of chemical reactions. Swinney *et al.* have investigated the effect of periodic forcing on a photosensitive form of the Belousov-Zhabotinsky reaction [1]. The experiments have revealed that the induced resonances transform an initial spiral pattern in labyrinths or domain walls (Ising and Bloch). It was also shown that the Brusselator model with a parametric forcing exhibits similar pattern and reproduces the resonance regions, similar to the Arnold's tongues predicted theoretically [2]. Some of this features can be explained in a general complex Ginzburg-Landau equation under resonant forcing [3].

Other authors have investigated the temporal forcing of Turing patterns arising in the CDIMA reaction. For small amplitude of light intensity, they obtained oscillating Turing structures, while they disappear for higher amplitudes [4]. This is even quantitatively described by the Lengyel-Epstein model in which the illumination effects are included in an additive term [5]. The threshold of different solutions are strongly modified, but no new solution is obtained.

We present a preliminar work on Turing patterns under time-periodic forcing in the Brusselator model. We have studied the effect of a periodic modulation in the control parameter,  $B$ , on the parameter region where reentrant hexagons appear. Surprisingly, under certain conditions, the oscillating solution changes his symmetry for values high enough of the forcing amplitude: the competition between stripes and hexagons can replace, for example, a stationary hexagonal pattern by oscillating squares, a kind of pattern still unobserved in chemical experiments. The theoretical mechanism underlying this change of symmetry is under discussion.

## Références

- [1] V. Petrov, Q. Ouyang, and H. L. Swinney, *Resonant pattern formation in a chemical system*, Nature **388**, 655-657 (1997).
- [2] A.L. Lin, M. Bertram, K. Martínez, and H.L. Swinney, *Resonant phase patterns in a reaction-diffusion system*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4240-4243 (2000).
- [3] P. Coullet and K. Emilsson, *Strong resonances of spatially distributed oscillators: a laboratory to study patterns and defects*, Physica D **61**, 119-131 (1992).
- [4] A.K. Horváth, M. Dolnik, A.P. Muñuzuri, and A.M. Zhabotinsky, *Control of Turing structures by periodic illumination*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2950-2952 (1999).
- [5] M. Dolnik, A.M. Zhabotinsky, and I.R. Epstein, *Resonant suppression of Turing patterns by periodic illumination*, Phys. Rev. E **63**, 026101 (2001).

## Influence des agents d'ancrage sur la re-orientation optique des cristaux liquides nématiques dopés par les colorants

A. Petrossian(\*), S. Residori

*Institut du Non Linéaire de Nice  
1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis*

(\*) *Université d'Etat de Yerevan, 1 Manoogian Street, 375049 Yerevan, Arménie*  
petrosya@inln.cnrs.fr

Parmi les différents milieux optiquement non-linéaires, les cristaux liquides montrent des propriétés très intéressantes comme une grande biréfringence et sélectivité optique. Très récemment, des propriétés photoréfractives ont été mises en évidence pour des faibles intensités lumineuses et dans des cellules homéotropes [1]. Nous avons étudié l'interface entre le film de cristal liquide et les parois de la cellule et nous avons montré que l'effet photoréfractif est en fait fortement lié au type d'agent d'ancrage utilisé [4]. Dans nos expériences, les cellules homéotropes ont une épaisseur de  $10\ \mu\text{m}$  et sont remplies avec du pentyl-cyanobiphényle (5CB) dopé par 0.3 % Méthyle Rouge (MR). Nous avons utilisé différents types d'agents d'ancrage homéotrope, entre autres de la Lécithine d'œuf, un polymère de Nissan Chemicals et des surfactants comme hexadécyltriméthylammonium bromure (HTAB) et chlorure (HTAC). Avec tous ces agents, nous observons un effet photovoltaïque, mais seulement dans les cellules traitées avec HTAB or HTAC nous observons une re-orientation optique extrêmement large et qui dépend fortement de la polarisation de la lumière incidente.

La re-orientation du film nématique est mise en évidence par des expériences optiques de pompe et probe. La cellule de cristaux liquides est éclairée par les franges d'interférence de deux faisceaux provenant d'un laser  $Ar^+$  polarisé linéairement. Le faisceau probe est constitué par un laser He-Ne à faible puissance. Les cellules traitées avec HTAB or HTAC montrent une grande efficacité de diffraction (jusqu'à six ordres dans la figure de diffraction) pour une très faible intensité lumineuse de la pompe ( $I_{total} \simeq 100\ \text{mW/cm}^2$ ). La diffraction est maximale quand la polarisation du probe est orthogonale à celle des faisceaux de pompe. Les temps d'écritures du réseau sont de l'ordre de 20 s. L'extrême sensibilité des cellules traitées avec HTAB or HTAC est à chercher dans l'action de la tension photovoltaïque induite sur la couche de surfactant. En fait, les surfactants sont des agents cationiques capables d'augmenter la réponse au champ photovoltaïque et de favoriser la transition de conformation des molécules de colorant. Cela engendre un mécanisme de re-orientation qui origine à l'interface entre le cristal liquide et la couche des molécules d'ancrage.

Pour tester nos conjectures, nous avons aussi réalisé une cellule mixte, avec une paroi traitée HTAC et l'autre paroi traitée Lécithine. Dans ce cas, nous observons diffraction seulement en présence d'un champ statique appliqué (1.6 V) et pour une seule polarité de la tension appliquée (négative sur le côté HTAC). De la même façon, il n'y a pas d'effet si les faisceaux d'écriture arrivent du côté Lécithine. Toutes ces observations sont consistantes avec la présence d'une densité de charge près de la surface, qui décroît exponentiellement le long de l'épaisseur de la cellule.

## Références

- [1] I.C. Khoo, S. Slussarenko, B.D. Guenther, Min-Yi Shih, P. Chen, W.V. Wood, Opt. Lett. 23, 253 (1999).
- [2] A. Petrosyan, S. Residori, *Surfactant Enhanced Reorientation in Dye-Doped Nematic Liquid Crystals*, submitted to Opt. Lett., 2002.

## Analyse des régimes d'intermittence spatiotemporelle à la périphérie d'une colonne de plasma en champ magnétique.

M. Matsukuma, Th. Pierre, D. Guyomarch

*Laboratoire Physique Interactions Ioniques et Moléculaires, case 321*  
*CNRS-Univ. Provence, 13397 MARSEILLE cedex 20*  
 tpierre@up.univ-mrs.fr

Une colonne de plasma créée dans le dispositif MISTRAL est soumise à un champ magnétique axial. La colonne est courbe sur la moitié de sa longueur et prend la forme d'un demi-tore.

Le diamètre de la colonne est fixé par un diaphragme de diamètre 15 cm, le tube de confinement étant d'un diamètre de 40 cm. La colonne est naturellement instable pour les ondes de dérive et subit une rotation autour de son axe induite par la force de Lorentz due à l'existence d'un champ électrique radial dans la colonne. Un réseau de 32 sondes réparties autour de la colonne mesure l'état spatiotemporel du système. Nous observons une vitesse azimutale qui est plus forte dans la partie externe du tore et plus faible dans la partie interne du tore. On observe de très forts niveaux de turbulence de la densité électronique dans la colonne autour d'une valeur moyenne de la densité du plasma.

A la périphérie, la densité du plasma est très fortement intermittente et présente une convection azimutale et radiale. Cette observation sur notre système est à rapprocher des régimes turbulent du plasma de bord de tokamak [1]. Des mesures récentes ont montré que le transport est de type convectif dans ce système et que des filaments de plasma transportent les particules vers la paroi.

Dans notre système, des tubes de plasma, ou des feuillets de plasma semblent avoir un mouvement spiral conduisant à une éjection vers la paroi. A l'intérieur de chaque tube, la densité est proche de la densité du plasma dans la couche périphérique de la colonne. La valeur la plus probable des temps de récurrence des bouffées de plasma croît avec la position radiale.

Nous avons étudié la distribution des durées des phases laminares en fonction de la position radiale. Des distributions en lois de puissance avec des exposants compris 1,5 et 2,0 sont enregistrées. Notre système est clairement un système étendu pour lequel une analyse purement temporelle de l'intermittence est impossible [2]. Une analyse détaillée de la structure spatiotemporelle de l'intermittence est en cours en utilisant des réseaux de sondes bidimensionnels.

## Références

- [1] J. Boedo et al., *Transport by intermittent convection in the boundary of the DIII-D tokamak*, Phys. Plasmas, **9**, 4826 (2001).
- [2] P. Bergé, Y. Pomeau et Ch. Vidal, *L'ordre dans le chaos*, Hermann, Paris (1988).

## Structuration bidimensionnelle d'un film visqueux sous gravité déstabilisante avec alimentation continue

Ch. Pirat, Ph. Maïssa, Ch. Mathis et L. Gil

*Institut du Non Linéaire de Nice*  
1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis  
pirat@inln.cnrs.fr

Une étude systématique des instabilités spatio-temporelles dans l'expérience à une dimension dite "de la gouttière" a été réalisée à l'ESPCI [1].

Nous avons mis au point à l'INLN une expérience d'hydrodynamique à deux dimensions avec des temps et des longueurs caractéristiques conviviaux. On considère un film d'huile de silicone sous un plan horizontal: l'instabilité de Rayleigh-Taylor fabrique un réseau hexagonal [2]. Dans notre expérience, nous avons utilisé une grille horizontale perforée jouant le rôle d'un filtre poreux et permettant une visualisation performante. Le système est alimenté en continu en huile de silicone. A débit presque nul, des gouttes apparaissent sur un réseau hexagonal. Lorsque le débit augmente, celles-ci chutent de plus en plus vite puis un réseau également hexagonal de colonnes liquides finit par s'instaurer.

Nous présentons ici les premiers résultats concernant la stabilité des différentes solutions: gouttes, intermittence gouttes-colonnes, réseau de colonnes, nappes... en fonction de la viscosité et du débit. Par ailleurs nous décrivons qualitativement les instabilités de lignes associées à des défauts du réseau.

## Références

- [1] F. Giorgiutti, A. Bleton, L. Limat, J.E. Westfreid, Phys. Rev. Lett. **74**, p 538, 1995.
- [2] D.H. Sharp, Physica D, **12**, 3, 1984.

## Une nouvelle approche pour étudier les effets non linéaires dans les réseaux de Bragg fibrés

S. Pitois, M. Haelterman\* et G. Millot

*Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne,*

*Unité Mixte de Recherche CNRS 5027*

*9 Avenue Alain Savary, 21078 Dijon Cedex, France*

*\*Service d'Optique et d'Acoustique, Université Libre de Bruxelles,*

*50 Avenue Roosevelt, B-1050 Bruxelles, Belgique*

`spitois@u-bourgogne.fr`

Un réseau de Bragg fibré est obtenu en modulant périodiquement l'indice de réfraction le long d'une fibre optique. Cette modulation périodique se traduit au sein de la relation de dispersion par l'apparition d'une bande de fréquences interdites centrée sur la fréquence de Bragg. Or c'est précisément pour des longueurs d'ondes voisines de cette longueur d'onde de Bragg que des effets non linéaires, comme l'instabilité modulationnelle [1] ou la génération de solitons [2], sont susceptibles de se manifester. La forte réflectivité du réseau au voisinage de la bande interdite limitant l'injection de la lumière dans la fibre, ces phénomènes non linéaires n'ont pu être observés jusqu'à présent que très partiellement [3, 4].

Pour contourner cette limitation, nous proposons d'utiliser les propriétés non linéaires de la silice qui se traduisent par une dépendance en intensité de l'indice de réfraction. En injectant dans la fibre une onde modulée sinusoïdalement en intensité, nous avons ainsi modulé périodiquement l'indice de réfraction et créé un réseau de Bragg dit "dynamique". L'intérêt de cette configuration est que l'onde pompe et le réseau peuvent être superposés avant d'être envoyés dans la fibre, contournant ainsi le problème de la forte réflectivité des réseaux statiques. De plus, nous montrons qu'il existe une analogie formelle entre les équations décrivant la propagation de la lumière dans un réseau de Bragg standard et celles modélisant la propagation de l'onde pompe dans notre système. Tous les phénomènes prédits pour les réseaux statiques sont *a priori* observables avec notre réseau dynamique. Nous présentons dans ce travail une étude théorique et expérimentale de l'instabilité modulationnelle dans ce réseau de Bragg dynamique et nous prévoyons les conditions pour une première observation du soliton de Bragg [5].

## Références

- [1] C.Martijn de Sterke, J. Opt. Soc. Am. B (1998).
- [2] C.Martijn de Sterke and J.E. Sipe, *Progress in Optics XXXIII*, (ed. Elsevier, Amsterdam, 1994), Chap. III, pp.203-260.
- [3] B.J. Eggleton, R.E. Slusher, C. Martijn de Sterke, P.A. Krug and J.E. Sipe, Phys. Rev. Lett. 76, 1627 (1998).
- [4] B.J. Eggleton, C. Martij de Sterke, A.B. Aceves, J.E. Sipe, T.A. Strasser and R.E. Slusher, Opt. Comm. 194, 267 (1998).
- [5] S. Pitois, M. Haelterman and G. Millot, Opt. Lett. 26, 780 (2001); J. Opt. Soc. Am. B 19, March 2002.

## Amplification paramétrique à très large bande spectrale et gain plat dans un arrangement multi-tronçons de fibres non-linéaires.

L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre et H. Maillotte

*Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, U.M.R. CNRS/Université de Franche-Comté n° 6603  
25030 Besançon cedex. tél. 03.81.66.64.26, fax: 03.81.66.64.23  
laurent.provino@univ-fcomte.fr*

L'amplification paramétrique apparaît maintenant comme une solution prometteuse pour les systèmes de transmissions multiplexées en longueur d'onde (WDM) et ouvre de nouvelles voies pour couvrir les fenêtres de télécommunications optiques actuelles et futures. Elle présente de nombreux avantages en comparaison des amplificateurs optiques Raman ou terres rares : souplesse spectrale, conversion simultanée en longueur d'onde, puissances de saturation élevées et, sous certaines conditions, aptitude à procurer des bandes de gain larges, à profil structurable, et des facteurs de bruit faibles. Ainsi, les amplificateurs paramétriques optiques (OPA) sur fibre peuvent directement générer des bandes de gain plates de largeur double à quintuple de celle des amplificateurs erbium usuels en utilisant soit deux lasers pompe de fréquences différentes [2], soit une pompe unique dans un arrangement multi-tronçons de fibres correctement juxtaposées, différant entre elles par leur valeur de longueur d'onde de dispersion nulle ( $\lambda_0$ ) [2, 3]. L'approche expérimentale de ce dernier cas a été tentée récemment, en utilisant un arrangement de deux tronçons de fibre à dispersion décalée, montrant une bande de gain de largeur 75 nm lissée en son centre [4]. L'obtention de tels profils plats éviterait de recourir à des systèmes complexes d'égalisation de gain, sièges de pertes, en sortie d'amplificateur. Cependant, une limitation majeure des performances des OPA's se situe au niveau des fortes puissances de pompage requises. Pour y remédier, nous proposons l'utilisation de fibres à non-linéarité élevée, ce qui se révèle être le meilleur choix pour les OPA's sur fibres [1, 3, 5]. Un choix judicieux des longueurs de tronçons, de leur nombre, de leurs paramètres de dispersion de vitesse de groupe et de leur ordre d'arrangement permet d'obtenir, soit une bande de gain paramétrique plate de largeur 100 nm autour de 1550 nm pour une puissance de pompe  $P_0 = 500 \text{ mW}$ , soit un gain plat sur 200 nm pour une puissance de pompe  $P_0 = 5 \text{ W}$ . Par ailleurs, nous avons testé un tel système, par simulations numériques, dans les conditions de fonctionnement d'une transmission WDM. Les résultats montrent la bonne compatibilité de l'amplificateur à gain plat avec les spécifications de ce type de transmission, à condition de restreindre les tolérances sur les fluctuations du rayon de coeur des tronçons de fibre, afin d'éviter des distortions trop importantes du profil de gain lorsque  $\lambda_0$  fluctue dans chaque tronçon.

## Références

- [1] M.C. Ho *et al*, *200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain*, J. Lightwave Technol. **19**, 977 (2001).
- [2] L. Provino *et al*, *Broadband and nearly flat parametric gain in single-mode fibers*, In Conference on Lasers and Electro-Optics'2000, Conference digest, papier Ctu12, Nice (2000).
- [3] L. Provino *et al*, *Broadband and flat parametric gain with a single low-power pump in a multi-section fiber arrangement*, Optical Fiber communication, papier TuS2, Anaheim (USA) (2002).
- [4] S.E. French et J.L. Blows, *Continuous wave optical fibre parametric amplifier with flattened gain*, Optical Amplifiers and Their Applications, papier PD7, Italie (2001).
- [5] M.E. Marhic *et al*, *High-nonlinearity fiber optical parametric amplifier with periodic dispersion compensation*, J. Lightwave Technol. **17**, 210 (1999).

## Génération de la fréquence somme pour les ondes optiques en milieu dissipatif

S. Residori, A. Petrossian (\*), L. Gil

*Institut du Non Linéaire de Nice  
1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis*

*(\*) Université d'Etat de Yerevan, 1 Manoogian Street, 375049 Yerevan, Arménie  
residori@inln.cnrs.fr*

Les instabilités secondaires des structures spatiales stationnaires ont été largement étudiées autant d'un point de vue théorique qu'expérimental [1]. Par des arguments de symétrie, on montre que le doublement de période est la situation la plus fréquemment observée [2, 3]. Dans le cas des ondes, n'importe quel mécanisme général de déstabilisation doit comporter non seulement une résonance pour les longueurs d'ondes spatiales mais aussi pour les fréquences temporelles associées aux modes de base. Cela peut conduire à l'apparition de nouvelles fréquences spatiales et temporelles qui ne sont pas simplement des harmoniques des fréquences primaires. Par analogie avec les systèmes conservatifs, comme l'optique non linéaire et la physique des plasmas, nous avons proposé un mécanisme basé sur l'interaction à trois ondes. Pour les systèmes dissipatifs, l'onde primaire, issue de la première bifurcation, agit comme onde de pompe et donne naissance à deux ondes filles, dont les fréquences spatiales et temporelles sont telles que leur sommes ou différences correspondent à celles de l'onde de base [4].

Nous avons vérifié nos prédictions théoriques sur une expérience comprenant une Valve Optique à cristaux liquides (LCLV) dans une boucle de rétroaction optique [6]. Cette expérience est bien connue pour donner naissance à des structures spatiales [7]. Nous l'avons modifiée en introduisant un masque en forme d'anneau, ce qui rend le système quasi-unidimensionnel et satisfait des conditions aux bords périodiques. Cela permet la comparaison avec le modèle théorique. De plus, une rotation de l'image de rétroaction, correspondant à un déplacement le long de l'anneau, donne lieu à des ondes quand l'intensité lumineuse dépasse le seuil de la première bifurcation [8].

Dans les conditions expérimentales choisies, l'onde primaire se compose de 43 cellules le long de l'anneau, le diamètre moyen de l'anneau étant de 5 mm. En augmentant l'intensité lumineuse on observe une instabilité secondaire caractérisée par l'apparition simultanée de cellules plus grandes et plus petites, de nombre d'onde  $(2\pi/L) \times 60$  et  $(2\pi/L) \times 17$  respectivement. On a donc  $q_1 + q_2 - q_3 = 0$  où  $q_1$  est le nombre d'onde de l'onde de base et  $q_2$  et  $q_3$  sont les nombres d'onde des ondes filles. Simultanément, la relation de dispersion est satisfaite et les fréquences temporelles s'accordent de manière à ce que  $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = 0$  soit vérifiée.

## Références

- [1] P. Manneville, *Dissipative structures and weak turbulence*, (Academic Press, San Diego 1990).
- [2] P. Coullet and G. Iooss, Phys. Rev. Lett. **64**, 866 (1990); L. Gil, EuroPhys. Lett. **48**, 156 (1999).
- [3] L. Gil, Physica D **147**, 300 (2000).
- [4] L. Gil, A. Petrossian, S. Residori, *Three-wave- interaction in dissipative systems: a new way towards secondary instabilities*, submitted to Physica D, 2001.
- [5] S. Residori, A. Petrossian and L. Gil *Sum-frequency generation in dissipative systems: experimental evidence for optical wave patterns* submitted to Phys. Rev. Lett 2002.
- [6] S.A. Akhmanov, M.A. Vorontsov and V.Yu. Ivanov, JETP Lett. **47** 707 (1988).
- [7] see e.g. F.T. Arecchi, S. Boccaletti and P.L. Ramazza, Physics Reports **318**, 1 (1999).
- [8] P.L. Ramazza, P. Bigazzi, E. Pampaloni, S. Residori and F.T. Arecchi, Phys. Rev. E **52** 5524 (1995).

## Multi-bumps static drops

C S Riera, E. Risler

*Institut Non Linéaire de Nice, UMR 6618 CNRS-UNSA*  
*1361 Route des lucioles, F-06560 Valbonne*  
*FRANCE*  
 riera@inln.cnrs.fr, risler@inln.cnrs.fr

Equations governing the shape of a static axisymmetric pendant drop can be viewed as a dynamical system (a three-dimensional autonomous differential equation). This point of view enables us to recover by elementary means the existence of drops having arbitrarily many bumps, to depict the shape of drops having a large number of bumps, and to prove existence and uniqueness of a singular solution corresponding to a drop of infinite length.

Our main observation is that the differential equation governing the shape of the drop converges, when the depth (length, pressure) goes to  $+\infty$  (and after appropriate scalings) towards a two-dimensional (therefore integrable) Hamiltonian system. This enables us to treat the differential equation as a perturbation of this integrable system.

## Références

- [1] P. Concus and R. Finn, *A singular solution of the capillary equation I: existence*, Invent. Math. **29** (1975), 143-148.
- [2] P. Concus and R. Finn, *A singular solution of the capillary equation II: uniqueness*, Invent. Math. **29** (1975), 149-160.
- [3] P. Concus and R. Finn, *The shape of a pendent liquid drop*, Phil. Trans. Roy. Soc. Lon., series A, **292** (1979), 307-340.
- [4] , R. Nickolov, *Uniqueness of the singular solution of the capillary equation*, Indiana Univ. Math. J., 50, 4, (2001).
- [5] C. S. Riera, E. Risler, *Multi-bumps static drops*, preprint INLN 2001, submitted to Nonlinearity.
- [6] E. Risler, *Uniqueness of the infinite length solution to the capillary equation*, preprint INLN 2001.

## Modes de propagation et résonance stochastique dans un réseau d'atomes froids

M. Schiavoni, F.-R. Carminati, L. Sanchez-Palencia, F. Renzoni et G. Grynberg  
*Laboratoire Kastler-Brossel, Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure*  
*24, Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France*  
 schiavon@lkb.ens.fr

Le bruit dans un système physique est généralement considéré comme une nuisance susceptible de réduire le rapport signal sur bruit d'une grandeur pertinente. Tout au contraire, il a été montré ces dernières années que le bruit peut amplifier la réponse du système à un faible signal périodique. Il s'agit du phénomène de *résonance stochastique*, qui correspond à l'existence d'un maximum de la réponse du système lorsque le bruit augmente [1]. Introduit d'abord pour expliquer la périodicité des glaciations [2], le concept de résonance stochastique a fait l'objet de nombreuses études dépassant la frontière des disciplines, aussi bien en optique, en biologie, en électronique qu'en géologie [3, 4, 5].

Nous avons étudié le transport d'atomes d'un réseau optique dissipatif [6]. Celui-ci résulte de la figure d'interférence de plusieurs faisceaux laser qui créent à la fois un potentiel périodique pour piéger les atomes, une force de friction pour les refroidir et une force aléatoire liée à l'absorption et l'émission spontanée de photons. Nous avons montré l'existence de modes de propagation d'atomes dans les réseaux en les détectant par deux méthodes, à savoir par imagerie directe du nuage atomique piégé et par spectroscopie non-linéaire [7, 8]. Ces modes se rapprochent beaucoup des modes Brillouin que l'on rencontre en physique des solides mais en diffèrent aussi considérablement à cause du caractère dilué des réseaux optiques qui rendent les interactions entre atomes négligeable. Ils correspondent en fait à un véritable transport de matière.

En opérant sur l'intensité et le désaccord des laser à la résonance atomique, nous avons fait varier la force aléatoire qui régit le mouvement des atomes tout en gardant constante la force hamiltonienne. Un faible signal périodique créé par un faisceau laser supplémentaire excite ces modes de propagation. On a alors observé l'existence d'une résonance stochastique pour le nombre d'atomes qui participent au mode de propagation [8].

## Références

- [1] L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung, F. Marchesoni, *Stochastic Resonance*, Rev. Mod. Phys. **70**, 223-287, (1998).
- [2] C. Nicolis, G. Nicolis, *Stochastic aspects of climatic transition - additive fluctuations*, Tellus, **33**, 225-234, (1981).
- [3] B. McNamara, K. Wiesenfeld, R. Roy, *Observation of Stochastic Resonance in a Ring Laser*, PRL **60**, 2626-2629, (1988).
- [4] F. Moss, X. Pei, *Neurons in parallel*, Nature (London), **376**, 211-212, (1995).
- [5] R. Löfstedt, S. N. Coppersmith, *Quantum Stochastic Resonance*, PRL **72**, 1947-1950, (1994).
- [6] G. Grynberg, C. Robilliard, *Cold atoms in dissipative optical lattices*, Phys. Rep. **355**, 335-451, (2001).
- [7] J. -Y. Courtois, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk, G. Grynberg, *Propagating Elementary Excitation in a Dilute Optical Lattice*, PRL **77**, 40-43, (1996).
- [8] L. Sanchez Palencia, F. -R. Carminati, M. Schiavoni, F. Renzoni, G. Grynberg, submitted to PRL.

## Diffusion anormale multifractale dans le comportement natatoire d'organismes marins

F. Schmitt<sup>1</sup> et L. Seuront<sup>2</sup>

(1) *VUB, Dept. Mécanique des fluides  
2, Pleinlaan, B-1050 Bruxelles*

(2) *Station Marine de Wimereux, USTL  
28 avenue Foch, BP80, F-62930 Wimereux  
francois@astro.vub.ac.be*

La connaissance des caractéristiques statistiques des mouvements des animaux dans un environnement spatio-temporel variable est nécessaire pour comprendre comment ils se nourrissent, se reproduisent, et évitent leurs prédateurs. Nous considérons ici la trajectoire d'un crustacé zooplanctonique, ou copépode, correspondant à un élément important de la chaîne alimentaire.

Une trajectoire 3D d'un copépode est enregistrée en laboratoire, dans un aquarium au repos (sans turbulence) en utilisant 2 caméras digitales. Le copépode parcourt une trajectoire très structurée, avec des mouvements successifs d'amplitudes très intermittentes, et possédant des corrélations à longue portée. Nous analysons cette trajectoire 3D dans le cadre de la diffusion anormale: nous montrons que la marche du copépode est une marche aléatoire multifractale, caractérisée par une fonction invariante d'échelle des moments  $\zeta(q)$  non-linéaire, pour la distance parcourue en fonction du temps. Ce type très spécifique de trajectoire pourrait s'expliquer par le fait que le copépode a adopté, au cours de l'évolution, un comportement natatoire lui permettant d'optimiser ses dépenses énergétiques pour la recherche de nourriture.

A notre connaissance, il s'agit de la première mise en évidence expérimentale d'une diffusion anormale multifractale dans les sciences de la nature. De façon à être capable de simuler ce type de marche aléatoire, nous proposons ensuite un nouveau type de processus stochastique reproduisant ces propriétés invariantes d'échelles multifractales. Ceci a des applications potentielles importantes dans le cadre de l'étude du comportement des animaux, et plus généralement, dans le cadre des études de la diffusion anormale multifractale.

## Références

- [1] F. G. Schmitt, L. Seuront, *Multifractal random walk in copepod behavior*, Physica A, **301**, 375 (2001).

## Différentes classes de systèmes dynamiques identifiés par leurs circuits de rétroaction

C. Letellier, R. Thomas et M. Kaufman

*CORIA UMR 6614 - Université de Rouen, BP 12, 76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex*  
*Lab. de Génétique des Procaryotes, Université de Bruxelles (CP 231), B-1050 Bruxelles*

Christophe.Letellier@coria.fr

Suite aux premiers systèmes dynamiques proposés par Lorenz en 1963 [1] et Rössler en 1976 [2], de nombreux autres systèmes tridimensionnels ont été proposés. Citons notamment les systèmes proposés par Sprott en 1994 [3], Burke & Shaw en 1981 [4]. Au début des années 1990, une approche particulièrement importante pour la classification des systèmes dynamiques a été développée : la caractérisation topologique reposant sur la notion de gabarit [5]. Sur cette base, les relations entre systèmes avec ou sans propriétés de symétrie ont été récemment clarifiées [6]. Il manquait alors une relation entre propriétés topologiques et la structure algébrique des équations différentielles. Un premier lien est ici proposé en utilisant l'analyse en termes de boucles de rétroaction, si chère aux biologistes [7, 8].

Ainsi, nous montrons que deux grandes classes de comportements dynamiques peuvent être distinguées :

1. les attracteurs caractérisés par un gabarit résultant de la suspension triviale (sans torsion globale) d'un fer-à-cheval de Smale ;
2. les attracteurs caractérisés par un gabarit résultant de la suspension avec torsion globale d'un fer-à-cheval de Smale.

La structure, minimale en terme de circuits de rétroaction, nécessaire à l'obtention d'attracteurs de type Rössler (sans torsion globale) a été identifiée : un circuit complet, associé au point singulier intérieur, et un circuit à deux éléments, associé à une courbe de points singuliers partiels responsables du repliement. Il en a été de même pour les dynamiques de type Lorenz, correspondant à une version "symétrisée" de la suspension triviale du fer-à-cheval de Smale et de type Burke & Shaw, version symétrisée de la suspension avec torsion globale du fer-à-cheval de Smale.

## Références

- [1] E. N. Lorenz, *Deterministic Nonperiodic Flow*, J. Atm. Sci., **20**, 130-141 (1963).
- [2] O. E. Rössler, *An equation for continuous chaos*, Phys. Lett. A, **57** (5), 397-398 (1976).
- [3] J. S. Sprott, *Some simple chaotic flows*, Phys. Rev. E, **50** (2), 647-650 (1994).
- [4] R. Shaw, *Strange attractor, chaotic behavior and information flow*, Z. Naturforsch, **36** (a), 80-112 (1981).
- [5] R. Gilmore, *Topological analysis of chaotic dynamical systems*, Rev. Mod. Phys., **70**, 1455-1529 (1998).
- [6] C. Letellier & R. Gilmore, *Covering dynamical systems : two-fold covers*, Phys. Rev. E, **63**, 16206, 2001.
- [7] R. Thomas, *Deterministic chaos seen in terms of feedback circuits : analysis, synthesis, "labyrinth chaos"*, Int. J. Bif. and Chaos, **9** (10), 1889-1905 (1999).
- [8] R. Thomas & M. Kaufman, *Multistationarity, the basis of cell differentiation and memory : I. Structural conditions of multistationarity and other nontrivial behavior*, Chaos, **11** (1), 170-179 (2001).

## Croissance transitoire dans l'écoulement de Taylor-Couette

H. Hristova<sup>1,2</sup>, S. Roch<sup>1,2</sup>, P.J. Schmid<sup>3,4</sup>, L.S. Tuckerman<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Ecole Polytechnique, Palaiseau;*

<sup>2</sup>*Ecole Polytechnique, Montréal, Canada;*

<sup>3</sup>*LADHYX-CNRS, Palaiseau;*

<sup>4</sup>*Univ. of Washington, Seattle WA, USA;*

<sup>5</sup>*LIMSI-CNRS, Orsay*  
laurette@limsi.fr

Les transitions et motifs dans l'écoulement de Taylor-Couette sont bien expliqués par la théorie de la stabilité linéaire. Par contre, la transition dans l'écoulement de Couette plan reste linéairement stable à tous nombres de Reynolds malgré les observations expérimentales et numériques de transition vers la turbulence. Divers mécanismes ont été proposés impliquant des tourbillons longitudinaux, analogues aux tourbillons de Taylor qui deviennent linéairement instables dans le cas de Taylor-Couette. Une grande ligne de recherche dans l'écoulement de Couette plan est centrée sur l'effet de la non-normalité de l'opérateur d'évolution temporelle, qui peut engendrer une grande croissance transitoire avant la décroissance exponentielle finale [1,2,3]. Ce point de vue n'a été que très peu appliqué à l'écoulement de Taylor-Couette [4,5,6]. En outre que le seul paramètre adimensionnel – le nombre de Reynolds – de Couette plan, l'écoulement de Taylor-Couette est caractérisé par deux autres paramètres: le rapport d'aspect  $\eta \equiv r_{\text{in}}/r_{\text{out}}$  et le rapport des vitesses angulaires  $\mu \equiv \Omega_{\text{out}}/\Omega_{\text{in}}$ , mesurant respectivement les effets de courbure et de Coriolis, et donnant un moyen d'ajuster la non-normalité. Dans la géométrie de Taylor-Couette, les directions azimuthale ( $\theta$ ) et axiale ( $z$ ) sont analogues aux directions homogènes longitudinale ( $x \sim r\theta$ ) et transverse ( $z$ ) de Couette plan. Les nombres d'onde azimuthale et axiale sont fixés à  $m = 0$  et  $\beta = \pi/2$ . Nous calculons la croissance transitoire optimale  $G_{\text{max}} \equiv \sup_t \sup_{u(0)} \|u(t)\|/\|u(0)\|$  au moyen d'un code écrit en Matlab [3]. Fixant  $\mu = -1$ , nous varions  $\eta$  de 0.5 à 1, afin d'atteindre la limite de Couette plan, et  $Re$ . Nous avons été surpris de découvrir que, pour une valeur donnée de  $Re$ , la valeur maximale de  $G_{\text{max}}$  est atteinte pour une valeur de  $\eta$  qui est moins que un. C'est à dire, en partant de l'écoulement de Couette plan, la croissance transitoire optimale *augmente* lorsque la courbure augmente ( $\eta$  diminue). Il y a deux régimes:

Pour  $Re < 110$ ,  $G_{\text{max}}$  augmente lorsque  $\eta$  décroît, jusqu'à une valeur maximale  $\eta_{\text{opt}}$ , puis diminue jusqu'au seuil  $\eta_L$  de l'instabilité linéaire.

Pour  $Re > 110$ ,  $G_{\text{max}}$  augmente et atteint son maximum au seuil  $\eta_L$ .

## Références

- [1] K.M. Butler & B.F. Farrell, *Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow* Phys. Fluids A **4**, 1637, (1992).
- [2] L.N. Trefethen, A.E. Trefethen, S.C. Reddy & T.A. Driscoll, *Hydrodynamic stability without eigenvalues*, Science **261**, 578, (1993).
- [3] S.C. Reddy, P.J. Schmid & D.S. Henningson, *Pseudospectra of the Orr-Sommerfeld operator*, SIAM J. Appl. Math. **53**, 15, (1993).
- [4] T. Gebhardt & S. Grossmann, *The Taylor-Couette eigenvalue problem with independently rotating cylinders*, Zeitschrift für Physik B **90**, 475, (1993).
- [5] A. Meseguer, *Nonnormal transient growth in Taylor-Couette flow*, soumis à Phys. Fluids.
- [6] H. Hristova, S. Roch, P.J. Schmid & L.S. Tuckerman, *Transient growth in Taylor-Couette flow*, soumis à Phys. Fluids.

## Analogie mécanique d'un laser

N. Vandenberghe et P. Coullet

*Institut Non Linéaire de Nice*  
 1361, Route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis  
 vandenbe@inln.cnrs.fr

La résonnance entre un mode de cavité et un mode atomique est à l'origine de l'effet laser [1]. Il s'agit d'une résonnance interne connue en mécanique sous le nom d'instabilité de flottement [2] (la célèbre confusion de fréquence de Rocard [3]) et qui est à l'origine de l'instabilité des ailes d'avions et du Pont de Tacoma.

Un tuyau traversé par un fluide est un exemple de système mécanique présentant une instabilité de flottement [4]. Un modèle simple est constitué d'un pendule double avec une charge suiveuse. Ce modèle présente une résonnance 1:1 analogue à celle du laser. Au voisinage de l'instabilité, on peut décrire la dynamique par une équation d'amplitude.

L'étude d'un tuyau articulé (à deux éléments) incluant les effets de couplage complets entre l'écoulement et la structure fait intervenir des phénomènes non réversibles [5]. La prise en compte, en théorie de perturbation, de ces effets dissipatifs permettent d'écrire une équation d'amplitude équivalente aux équations de Maxwell-Bloch décrivant un laser à deux niveaux [6].

## Références

- [1] A.C. Newell et J.V. Moloney, *Nonlinear optics*, Addison-Wesley (1992).
- [2] Y.C. Fung, *Introduction to the theory of aeroelasticity*, 1955 (réédition Dover, 1969).
- [3] Y. Rocard, *L'instabilité en mécanique*, Masson, Paris (1954).
- [4] M.P. Paidoussis, *Fluid-Structure Interactions: Slender Structures and Axial flow*, vol. 1, Academic Press (1998).
- [5] T.B. Benjamin, *Dynamics of a system of articulated pipes conveying fluid.*, Proc. Roy. Soc. London Ser. A **261**, 487-99 (1961).
- [6] M. Clerc, P. Coullet, E. Tirapegui, *The Maxwell-Bloch description of 1/1 resonances*, Optics Comm., **167**, p. 159 (1999).

## Instabilité modulationnelle dans une ligne de transmission électrique non linéaire discrète.

D. Yemélé, P. Marquié et J.M. Bilbault

*Université de Bourgogne, LE2I, (F.R.E.) C.N.R.S. 2309*

David.Yemele@u-bourgogne.fr

Nous étudions analytiquement et numériquement, la réponse non linéaire en transmission d'une ligne électrique non linéaire discrète constituée d'une succession de selfs et de diodes non linéaires. En régime linéaire, la ligne se comporte comme un filtre passe-bas ayant un gap au-dessus de la fréquence de coupure  $f_c$ . Nous montrons que la ligne peut présenter deux types d'instabilité modulationnelle : (i) l'instabilité classique de Benjamein-Feir dans la zone de fréquence proche du gap et, (ii) une instabilité pouvant conduire à un comportement irrégulier du système, dans la région de basses fréquences, ceci lorsque l'amplitude de la porteuse du signal d'entrée modulée en amplitude dépasse une certaine valeur seuil. Bien que l'équation de Schrödinger non linéaire (SNL) prédit bien le premier type d'instabilité modulationnelle, elle ne permet néanmoins pas de prédire le second type. Nous montrons que ces deux types d'instabilité modulationnelle sont bien prédits par l'équation de SNL avec des termes d'ordre supérieure qui régit la propagation des ondes faiblement modulées se propageant dans la ligne. Enfin, l'étude de l'influence de ces termes d'ordre supérieure, à l'équation de SNL, sur la dynamique du soliton pulse dans le réseau montre que l'amplitude du soliton de SNL reste constante tandis que la vitesse et la fréquence non linéaire du soliton subissent une modification constante.

**Mots clés :** Ligne de transmission électrique non linéaire, gap, Instabilité modulationnelle, instabilité de Benjamin-Feir, Equation de Schrödinger non linéaire, solitons pulse.

## Références

## Liste des auteurs

Aziz Alaoui M.A. ....	13	Godard A. ....	41
Bavard X. ....	1	Goedgebuer J.-P. ....	1,20
Belhache F. ....	2	Goharzadeh A. ....	22
Ben Amar M. ....	3	Gondret P. ....	34
Bielawski S. ....	4	Grelu Ph. ....	2
Bilbault J.M. ....	35,55	Grynberg G. ....	50
Boiron M.-A. ....	30	Gutty F. ....	2
Boulanger B. ....	14	Guyomarch D. ....	44
Bruni C. ....	5	Haelterman M. ....	6,46
Cambournac C. ....	6	Hristova H. ....	53
Carminati F.-R. ....	50	Jauslin H.R. ....	32
Chaskalovic J. ....	8	Kaufman M. ....	52
Chauvet M. ....	9	Kockaert P. ....	6
Chauvière A. ....	8	Léon J. ....	25
Cherieux F. ....	36	Lagrange M. ....	23
Chiffaudel A. ....	31	Lantz E. ....	47
Coen S. ....	15	Larger L. ....	1,20,24
Comte J.C. ....	35	Laurat J. ....	28
Coudreau T. ....	28	Lebon G. ....	29
Coullet P. ....	54	Lefranc M. ....	4
Coupric M.E. ....	5,7	Le Gal P. ....	10
Couton G. ....	9	Legrand N. ....	27
Cros A. ....	10	Letellier C. ....	26,52
Daerr A. ....	27	Limat L. ....	27
Darrigan C. ....	11	Longchambon L. ....	28
Daviaud F. ....	31	Madruga S. ....	29
de Bouard A. ....	12	Maerten S. ....	41
De Ninno G. ....	5,7	Maillotte H. ....	6,36,47
Derivière S. ....	13	Maissa P. ....	33,45
Derozier D. ....	4	Maitre A. ....	21
Douady J. ....	14	Malasoma J.-M. ....	26,30
Dubreuil N. ....	41	Marié L. ....	31
Ducci S. ....	21	Marquié P. ....	35,55
Dudley J. M. ....	15,16	Martinelli M. ....	21
Dumas E. ....	17	Mathey P. ....	32
Dumouchel F. ....	22	Mathis C. ....	33,45
Elskens Y. ....	18	Millot G. ....	16,46
Emplit Ph. ....	6	Moisy F. ....	34
Erneux T. ....	4,24	Morfu S. ....	35
Escande D.F. ....	18	Mountasser R. ....	36
Fabre C. ....	28,21	Mussot A. ....	37,47
Fanelli D. ....	5,7	Mutabazi I. ....	22
Fève J.P. ....	14	Neukirch S. ....	38
Folch R. ....	19	Odoulov S.G. ....	32
Géniet F. ....	25	Pérez García C. ....	42,29
Gauthier G. ....	34	Pastur L. ....	39,40
Genin É. ....	20	Pauliat G. ....	41
Gigan S. ....	21	Peña B. ....	42
Gil L. ....	45,48	Petrossian A. ....	43,48
Gilmore R. ....	26	Pierre Th. ....	44

Pirat Ch. ....	45	Schmid P.J.....	53
Pitois S. ....	46	Schmitt F. ....	51
Plapp M. ....	19	Seuront L. ....	51
Plumecoq J. ....	4	Sylvestre T. ....	6,37,47
Provino L.....	16,37,47	Szwaj C. ....	4
Rérat M. ....	11	Thomas R. ....	52
Rabaud M.....	34	Treps N. ....	21
Reboud V. ....	41	Tuckerman L.S. ....	53
Renzoni F. ....	50	van de Water W. ....	39,40
Residori S. ....	43,48	van der Heijden G.....	38
Riera C.S. ....	49	Vandenberghe N. ....	54
Risler E. ....	49	Vanderlinden B. ....	6
Roch S. ....	53	Werny P. ....	26
Roosen G.....	41	Westra M.T.....	39,40
Rytz D.....	32	Yemélé D. ....	55
Sanchez-Palencia L. ....	50	Zhang K.S. ....	28
Sauter A. ....	16		
Schiavoni M. ....	50		