



M. Lefranc, C. Letellier & L. Pastur  
Éditeurs

*Poincaré*

---

Résumés des exposés de la 9<sup>e</sup>  
Rencontre du Non-Linéaire  
Paris 2006

---



Institut Henri Poincaré

Non-Linéaire Publications



## RENCONTRES DU NON LINÉAIRE

Institut Henri Poincaré, PARIS

8-10 Mars 2006

**Nous remercions vivement Michel Broué, Directeur de l'Institut Henri Poincaré, pour son aide à l'organisation de ces *Rencontres* ainsi que les départements SPM et SPI du CNRS et la Délégation Générale à l'Armement pour leur soutien financier.**

Les *Rencontres annuelles du Non Linéaire* sont organisées par :

Sergio CILIBERTO	Lab. Physique — ENS Lyon
Thierry DAUXOIS	Lab. Physique — ENS Lyon
Bastien FERNANDEZ	CPT — Marseille
Josselin GARNIER	LPMA — Paris 7
Vincent HAKIM	LPS — ENS Paris
Guillaume JAMES	INSA — Toulouse
Alain JOETS	LPS — Orsay
Laurent LARGER	LOPMD — Besançon
Patrice LE GAL	IRPHE — Marseille
Marc LEFRANC	PhLAM — Lille
Christophe LETELLIER	CORIA — Rouen
Stéphane METENS	MSC — Paris 6
Emmanuel PLAUT	LEMTA — Nancy
Luc PASTUR	LIMSI — Orsay
Stefania RESIDORI	INLN — Nice

Le Colloque *Ondes non linéaires : quoi de neuf?* est organisé par :

Thierry DAUXOIS	Physique — ENS Lyon
Stefania RESIDORI	INLN — Nice

Ces Comptes-Rendus et ceux des années précédentes sont disponibles auprès de :

*Non Linéaire Publications*  
Bât. 510, Université de Paris-Sud, 91495 Orsay cedex

Toutes les informations concernant les *Rencontres* sont publiées sur le serveur :

<http://pnl.lps.u-psud.fr/pnl/>

Renseignements :

[pnl@lps.u-psud.fr](mailto:pnl@lps.u-psud.fr)



## Table des matières

<b>La mousse :matériau linéaire ou non-linéaire?Fluide, solide ou les deux?</b> <i>François Graner</i> .....	1
<b>Compression isotrope d'une feuille élastique en géométrie cylindrique</b> <i>Laurent Boué, Mokhtar Adda-Bedia, Arezki Boudaoud</i> .....	2
<b>Etude du flambage dynamique d'un élastique</b> <i>R. Vermorel, N. Vandenberghe, E. Villiermaux</i> .....	3
<b>Un modèle de motifs hiérarchiques induits par des contraintes mécaniques</b> <i>F. Corson, M. Adda-Bedia, H. Henry</i> .....	4
<b>Poils mouillés</b> <i>Charlotte Py, Benoît Roman, José Bico</i> .....	5
<b>Le repliement de feuilles placées dans un écoulement</b> <i>Lionel Schouweiler, Arezki Boudaoud</i> .....	6
<b>Modification géométrique de l'onde cardiaque due à une morphologie particulière du tissu cardiaque</b> <i>Sabir Jacquir, Binczak Stéphane, Bilbault Jean-Marie, Laurent Gabriel, Athias Pierre</i> .....	7
<b>Un modèle global de la population de Lynx du Canada comme preuve de chaos dans un écosystème</b> <i>J. Maquet, C. Letellier</i> .....	8
<b>Des circuits et des gènes</b> <i>A. Wagemakers, J. M. Buldú, J. García-Ojalvo, M. A.F Sanjuan</i> .....	9
<b>Identification des asynchronismes en ventilation non invasive par les diagrammes de récurrence et l'entropie de Shannon</b> <i>H. Rabarimanantsoa, C. Letellier, L. Achour, A. Cuvelier &amp; J.-F. Muir</i> .....	10
<b>Modélisation locale du comportement de l'interface de contact cellule-vaisseau sanguin : approche stochastique</b> <i>Nacim Mefti, Bernard Haussy, Jean-François Ganghoffer</i> .....	11
<b>Bilan laminaire entre bandes turbulentes dans l'écoulement de Couette plan</b> <i>L.S. Tuckerman, D. Barkley</i> .....	12
<b>Properties of turbulent axisymmetric flows</b> <i>Romain Monchoux, Bérengère Dubrulle, François Daviaud</i> .....	13
<b>Caractérisation spatio-temporelle d'une spirale de Couette-Taylor</b> <i>N. Abcha, N. Latrache, O. Crumeyrolle, I. Mutabazi</i> .....	14

<b>Étude numérique et expérimentale d’ondes non linéaires en écoulements cisailés annulaires tournants</b> <i>Éric Serre, Emmanuel Plaut, Yannick Lebranchu</i> .....	15
<b>Modes globaux faiblement inhomogènes de convection mixte en milieu poreux chauffé par le bas</b> <i>Mejri Fatah, Ouarzazi Najib</i> .....	16
<b>Influence d’un gradient de température sur la première instabilité du système de Couette–Taylor</b> <i>V. Lepiller, A. Prigent, I. Mutabazi</i> .....	17
<b>Mode globaux non linéaire et instabilité absolue des écoulements ouverts en milieu poreux chauffé par le bas.</b> <i>Alexandre Delache, Najib Ouarzazi, Gérard Labrosse, Michel Combarous</i> .....	18
<b>Ecoulement de Poiseuille Rayleigh–Bénard pour un fluide à seuil : Analyses linéaire et faiblement non linéaire</b> <i>Metivier C., Nouar C., Brancher J.-P.</i> .....	19
<b>Dynamiques mécano-chimiques des gels actifs</b> <i>S. Villain, S. Métens, P. Borckmans</i> .....	20
<b>Application pratique de la propagation d’une flamme sur un combustible liquide</b> <i>Eugène Degroote</i> .....	21
<b>Instabilités induites par dérive:cas des couplages local et global</b> <i>C. Sz waj, S. Bielawski, C. Bruni, D. Garzella, G.-L. Orlandi, M.-E. Couprie, M. Hosaka, A. Mochihashi, M. Katoh</i> .....	22
<b>Caractérisation de la performance des microprocesseurs pendant l’exécution de programmes :Régularité, chaos et autres dynamiques</b> <i>H. Berry, D. Gracia Pérez, O. Temam</i> .....	23
<b>Grandes déviations et erreurs de transmission par solitons dans les fibres optiques</b> <i>E. Gautier, A. Debussche</i> .....	24
<b>From coupled logistic maps to the KPZ equation</b> <i>Eytan Katzav, Leticia F. Cugliandolo</i> .....	25
<b>Effets combinés du bruit et d’inhomogénéités dans un milieu de réaction-diffusion</b> <i>S. Morfu, P. Marquié</i> .....	26
<b>Apparition d’un attracteur chaotique et anti-synchronisation de deux neurones couplés</b> <i>M. Senneret, M. Courbage</i> .....	27
<b>Motifs d’activité et itinérance chaotique dans des réseaux de neurones en temps discret</b> <i>B. Ibarz, Miguel A.F. Sanjuán, G. Tanaka, K. Aihara</i> .....	28
<b>Comparaison d’un observateur à modes glissants et un observateur adaptatif pour la synchronisation de systèmes chaotiques</b> <i>M. L’Hernault, J. De Leon, J.P. Barbot, A. Ouslimani</i> .....	29
<b>Singularités de congruences et bifurcations en fréquence</b> <i>Roger Tauleigne</i> .....	30

<b>Identification de la composante déterministe d'une dynamique du monde réel</b> <i>D. J. De Oliveira, M. E. D. Gomes, L. A. Aguirre &amp; C. Letellier</i> .....	31
<b>Nouvelles structures topologiques dans les signaux chaotiques d'un laser à fibre dopée Erbium</b> <i>Javier Used, Juan Carlos Martín, Marc Lefranc</i> .....	32
<b>Elargissement spectral d'un rayonnement incohérent se propageant dans une fibre optique en régime de dispersion normale</b> <i>Benoît Barviau, Stéphane Randoux, Pierre Suret</i> .....	33
<b>Modulation de phase croisée lors de la collision de similaritons optiques</b> <b>fin du titre</b> <i>Christophe Finot &amp; Guy Millot</i> .....	34
<b>Solitons spatiaux dissipatifs dans des résonateurs optiques modulés : effets de résonances</b> <i>M. Le Berre, E. Ressayre, M. Taki, S. Coulibaly and M. Tlidi</i> .....	35
<b>Solitons optiques spatio-temporels dissipatifs</b> <i>Philippe Grelu</i> .....	36
<b>Solitons en milieux granulaires unidimensionnels hétérogènes</b> <i>Stéphane Job, Francisco Melo</i> .....	37
<b>Instabilité et dynamique de la croissance par épitaxie de silicium</b> <i>Alberto Verga, Thomas Frisch</i> .....	38
<b>Caractérisation expérimentale des instabilités induites par évaporation de solvant dans une solution polymère</b> <i>F. Doumenc, C. Iorio, G. Toussaint, B. Scheid, B. Guerrier, C. Allain</i> .....	39
<b>La mousse : matériau linéaire ou non-linéaire ?</b> <b>Fluide, solide ou les deux</b> <i>Pascal Martin</i> .....	40
<b>Quasi-cristaux et configurations minimales</b> <i>Jean-Marc Gambaudo</i> .....	41
<b>Mode d'instabilité à propagation radiale observé dans un écoulement de Couette-Taylor viscoélastique</b> <i>O. Crumeyrolle, N. Abcha, N. Latrache, I. Mutabazi</i> .....	42
<b>Cloches de liquides viscoélastiques</b> <i>L. Lebon, L. Limat, A. Belmonte</i> .....	43
<b>Influence du bruit sur la transition dynamo</b> <i>B. Dubrulle, P. Blaineau, J.-P. Laval, N. Leprovost, F. Daviaud</i> .....	44
<b>Approximation des équations 3D de la magnétohydrodynamique par une méthode spectrale-éléments finis nodaux</b> <i>R. Laguerre</i> .....	45
<b>Effet d'un champ magnétique horizontal sur un écoulement convectif turbulent de métal liquide</b> <i>F. Pétrélis, S. Aumaître, S. Fawve</i> .....	46

<b>Transition du Map vers le Flot dans un oscillateur opto-électronique à retard</b> <i>L. Larger, D. Fournier, P. Lacourt, S. Poinsot</i> .....	47
<b>Emission d'impulsions lumineuses courtes par rotation non linéaire de polarisation dans un laser Raman à fibre multi-cascades</b> <i>Stéphane Randoux, Pierre Suret</i> .....	48
<b>Evolution d'impulsions paraboliques dans un amplificateur à fibre optique hors régime asymptotique</b> <i>Christophe Finot, Francesca Parmigiani, Periklis Petropoulos &amp; David J. Richardson</i> .....	49
<b>Transmission par bistabilité non linéaire</b> <i>D. Chevriaux</i> .....	50
<b>Ligne de transmission main gauche en régime non linéaire:Application à la multiplication de fréquences</b> <i>M.-F. Foulon, J.-M. Duchamp, P. Ferrari, D. Lippens</i> .....	51
<b>Les sauts de mode tronquent la dynamique des oscillateurs paramétriques optiques</b> <i>Axelle Amon, Marc Lefranc</i> .....	52
<b>Chaos Classique avec un objet quantique</b> <i>Quentin Thommen, Jean-Claude Garreau, Véronique Zehnlé</i> .....	53
<b>Nonlinear equation of motion for propagating crack fronts in heterogenous materials</b> <i>Mokhtar Adda-Bedia, Eytan Katzav</i> .....	54
<b>Les solitons optiques spatiaux vectoriels dans les milieux à non linéarité Kerr</b> <i>Gil Fanjoux, Michaël Delqué, Jérémy Michaud, Hervé Maillotte, Thibaut Sylvestre</i> .....	55
<b>Experimental exploration of chaos for wave-particle interaction with a specially designed traveling wave tube</b> <i>Alessandro Macor, Fabrice Doveil</i> .....	56
<b>Contrôler l'interaction onde-particules</b> <i>R. Bachelard, C. Chandre, X. Leoncini, M. Vittot, A. Antoniazzi, D. Fanelli</i> .....	57
<b>Bistabilité d'une surface liquide induite par la pression de radiation acoustique</b> <i>Bruno Issenmann, Régis Wunenburger, Sébastien Manneville, Jean-Pierre Delville</i> .....	58
<b>Une nouvelle famille de systèmes chaotiques minimaux équivariants par rotation de <math>\pi</math> autour d'un axe</b> <i>Jean-Marc Malasoma</i> .....	59
<b>Observation de transport de champ magnétique dans un écoulement turbulent de sodium liquide</b> <i>M. Berhanu, A. Chiffaudel, F. Daviaud, S. Fauve, R. Monchaux, N. Mordant, Ph. Odier, F. Ravelet, F. Pétrélis, J.-F. Pinton, R. Volk</i> .....	60
<b>Mélange topologique et tiges fantômes dans les écoulements bidimensionnels</b> <i>E. Gouillart, O. Dauchot, J. -L. Thiffeault</i> .....	61
<b>How does flow in a pipe become turbulent?</b> <i>Bruno Eckhardt</i> .....	62
<b>Index</b> .....	63

# La mousse : matériau linéaire ou non-linéaire ?

## Fluide, solide ou les deux ?

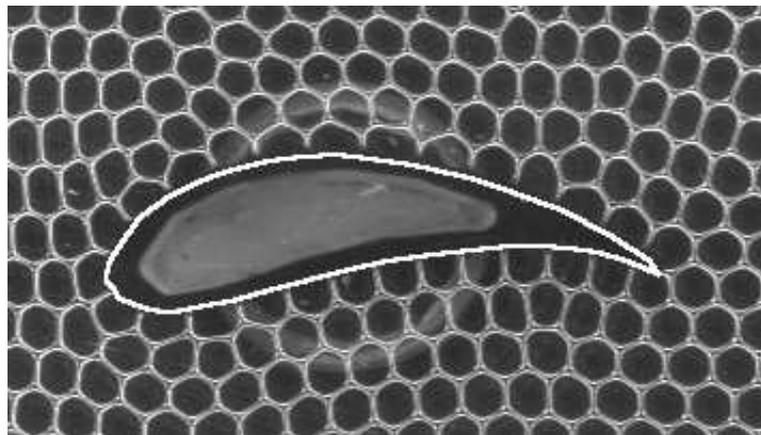
François Graner

Laboratoire de Spectrométrie Physique  
Université Joseph Fourier,  
Grenoble  
[graner@ujf-grenoble.fr](mailto:graner@ujf-grenoble.fr)

Mettez de la mousse à raser sur votre peau : elle garde sa forme, comme un solide élastique. Enfoncez-y votre doigt : vous la sculptez, comme un solide plastique. Cisaillez-la avec une lame de rasoir : elle s'écoule comme un fluide. Ce triple comportement élastique, plastique et visqueux fait de la mousse un matériau complexe.

Son élasticité est linéaire, et sa viscosité peut-être aussi. Cela en ferait alors "le plus simple des fluides complexes" : chaque ingrédient physique, pris séparément, serait linéaire. En revanche, l'équation dynamique qui le décrirait (dont le rôle serait d'unifier l'élasticité et l'hydrodynamique) serait intrinsèquement non linéaire.

Après une revue des problèmes que pose la description de la mousse, et en particulier sa plasticité, on présentera quelques comportements non intuitifs. En particulier, au sein d'une mousse en écoulement, une aile d'avion subit une portance dirigée vers le bas.



# Compression isotrope d'une feuille élastique en géométrie cylindrique

Laurent Boué, Mokhtar Adda-Bedia, & Arezki Boudaoud

Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond 75231 Paris cedex 05  
lboue@lps.ens.fr

Bien que les déformations à grandes échelles de plaques élastiques nous soient familières (plis des vêtements, papier froissé...), seuls les aspects les plus simples de ces réseaux de plis, en fait très complexes, ont pu être étudiés précisément [1], [2]. Accompagnée par des travaux expérimentaux récents [3], l'étude générale de tels phénomènes dits de "packing" ou "confinement" reste donc largement ouverte d'un point de vue théorique. Ici, nous avons choisi d'étudier les déformations subies par une feuille élastique dans une géométrie offrant des simplifications importantes. En effet, la géométrie cylindrique permet de nous limiter à des déformations de flexion pure.

Imaginons une feuille élastique naturellement plate que l'on enroule sur elle-même pour former un cylindre de rayon  $R$ . Quel est le comportement de cette feuille lorsqu'elle est introduite dans une enceinte cylindrique indéformable de rayon  $b < R$ ? Le nombre sans dimension  $\epsilon = (R - b)/b$  permet de quantifier la compaction de la feuille. Si l'on néglige les forces de frottement, le récipient exerce une pression normale sur la feuille partout où celle-ci est en contact avec le récipient. Cependant, pour accommoder son excès de longueur, la feuille développe un premier pli symétrique le long duquel elle perd contact avec le récipient. Il est alors nécessaire d'introduire des forces localisées permettant d'assurer l'équilibre mécanique global du système [4]. On déduit de cet équilibre des forces que la forme de la feuille dans les parties décollées est donnée par l'équation de l'*Elastica* d'Euler :

$$\ddot{\kappa} + (a^2 + 1/2\kappa^2)\kappa = 0, \tag{1}$$

où  $\kappa$  est la courbure principale de la feuille et  $a$  est une constante d'intégration. Il s'agit alors de résoudre numériquement un problème à frontières libres puisque les points de décollement peuvent varier avec le paramètre de contrôle  $\epsilon$ .

Nous avons obtenu la forme de la feuille ainsi que ses propriétés mécaniques en fonction de  $\epsilon$  jusqu'à ce qu'elle présente plusieurs contacts ponctuels avec elle-même. Nous avons également établi le diagramme de phases présenté par la feuille au cours de sa compression. On observe par exemple des formes où il y a disparition des régions linéiques de contact avec le récipient au profit de contacts ponctuels. Il est possible de décrire de façon continue les différentes transitions en adaptant les conditions aux bords de manière à toujours maintenir l'équilibre mécanique global de la feuille.

## Références

1. A. LOBKOVSKY, S. GENTGES, H. LI, D. MORSE, T. WITTEN, Scaling properties of stretching ridges in a crumpled elastic sheet, *Science*, **270**, 1482-84 (1995).
2. M. BEN AMAR, Y. POMEAU, Crumpled paper, *Proc. R. Soc. A*, **453**, 729-55 (1997).
3. D. L. BLAIR, A. KUDROLLI, The geometry of crumpled paper, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 166107 (2005).
4. E. CERDA, L. MAHADEVAN, Confined developable elastic surfaces: cylinders, cones and the *Elastica*, *Proc. R. Soc. A*, **461**, 671-700 (2005).

# Etude du flambage dynamique d'un élastique

R. Vermorel<sup>1</sup>, N. Vandenberghe<sup>2</sup>, & E. Villermaux<sup>3</sup>

IRPHE UMR 6594, université de Provence, Marseille, France  
romain.vermorel@irphe.univ-mrs.fr

Après impact sur une de ses extrémités, une barre rigide subit une compression suivant son axe qui la conduit à une instabilité de flambage qui, si les déformations sont suffisamment grandes, entraîne la fragmentation [1].

De manière générale, il est impératif d'avoir une idée très précise des excitations préalablement exercées sur le matériau afin de comprendre comment un bloc se brise en éléments dispersés et, d'autre part, de déterminer jusqu'à quel point les distributions de tailles de fragments sont sensibles aux détails de la sollicitation initiale. L'étude du flambage dynamique est donc primordiale dans l'objectif de comprendre les phénomènes menant à la fragmentation de la barre.

L'élastique se prête bien à cette étude car il s'agit d'un matériau facilement déformable, même avec de faibles contraintes. Il permet donc, grâce à la cinématographie rapide, une observation détaillée des phénomènes fondamentaux menant au flambage dynamique et apparaissant pendant celui-ci.

L'étude théorique et expérimentale vise à décrire le mouvement d'un élastique initialement tendu et soudainement relâché, la réflexion du front de détente à l'une de ses extrémités provoquant le flambage dynamique.

Nous établissons la dépendance de la première longueur d'onde instable aux paramètres du problème et montrons dans quelle limite l'approche linéaire du problème reste valable.

## Références

1. J. R. GLADDEN, N. Z. HANDZY, A. BELMONTE & E. VILLERMAUX, Dynamic buckling and fragmentation in brittle rods, *Phys. Rev. Letters*, **94**, 035503 (2005).

# Un modèle de motifs hiérarchiques induits par des contraintes mécaniques

F. Corson<sup>1</sup>, M. Adda-Bedia<sup>1</sup>, & H. Henry<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France  
corson@lps.ens.fr

Les instabilités mécaniques, qui se manifestent dans de nombreux systèmes physiques (flambage, rupture, etc.), jouent également un rôle dans certains systèmes biologiques. L'interaction entre croissance et élasticité peut provoquer des instabilités mécaniques du fait de déformations incompatibles et de contraintes résiduelles [1]. Couder *et al.* ont récemment suggéré que la formation des nervures des plantes pourrait être régie au moins en partie par les contraintes mécaniques [2]. Cette hypothèse rendrait mieux compte de certaines caractéristiques des réseaux de nervures que les hypothèses faisant intervenir l'hormone auxine [5].

Nous proposons un système modèle pour étudier ces instabilités, et notamment les conditions de la formation de motifs hiérarchiques. Ce système est constitué de deux couches, une plaque d'un matériau élastique et un substrat rigide, reliées par des ressorts. On suppose que le matériau élastique se déforme uniquement dans le plan, et qu'il possède un comportement semblable à celui des mousses solides, qui présentent des déformations localisées lorsqu'elles sont soumises à des contraintes de compression [3]. Ce comportement est décrit par un modèle de champ de phase analogue à celui proposé par Karma, Kessler et Levine [4] pour la rupture dynamique. Des contraintes sont créées dans la couche élastique en rétrécissant le substrat ou en faisant croître à des vitesses différentes les deux couches.

Nous nous limitons ici au cas unidimensionnel, que nous étudions analytiquement et numériquement. Lorsque l'évolution du système est réversible, nous obtenons des motifs de déformation réguliers, et si elle est rendue irréversible, des motifs hiérarchiques. Nous nous intéressons également à l'effet des inhomogénéités dans les caractéristiques mécaniques du système sur les motifs obtenus.

## Références

1. M. BEN AMAR & A. GORIELY, Growth and instability in elastic tissues, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **53** (10), 2284-2319, 2005.
2. Y. COUDER, L. PAUCHARD, C. ALLAIN, M. ADDA-BEDIA, & S. DOUADY, The leaf venation as formed in a tensorial field, *European Physical Journal B*, **28** (2), 135-138, 2002.
3. G. GIOIA, Y. WANG, & A. M. CUITINO, The energetics of heterogeneous deformation in open-cell solid foams, *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, **457** (2009), 1079-1096, 2001.
4. A. KARMA, D. A. KESSLER, & H. LEVINE, Phase-field model of mode III dynamic fracture, *Physical Review Letters*, **87** (4), 045501, 2001.
5. T. SACHS, The control of the patterned differentiation of vascular tissues, *Advances in Botanical Research Incorporating Advances in Plant Pathology*, **9**, 151-262, 1981.

# Poils mouillés

Charlotte Py, Benoît Roman, & José Bico

Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, ESPCI/CNRS, 10 rue Vauquelin 75005 Paris  
cpy@pmmh.espci.fr

Le pelage d'un chien qui sort de l'eau s'organise en touffes : quelle est la taille caractéristique de ces amas ? Pour étudier cela, on réalise des expériences modèles à l'aide de brosse bi-dimensionnelles de lamelles et tri-dimensionnelles de tiges flexibles. On observe les structures hiérarchiques de collage qui se forment lorsque l'on retire la brosse d'un bain de liquide. Celles-ci résultent d'une compétition entre élasticité et tension de surface. Ces déformations induites par capillarité sont encore plus importantes à petite échelle et sont susceptibles d'endommager des surfaces micro-structurées ou autres MEMs.

# Le repliement de feuilles placées dans un écoulement

Lionel Schouveiler<sup>1</sup> & Arezki Boudaoud<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre, 49, rue Joliot-Curie; BP 146; F-13384 Marseille Cedex 13; France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05; France

boudaoud@lps.ens.fr

Plusieurs stratégies permettent aux plantes de résister aux vents forts. Par exemple, Vogel [1] a montré que les feuilles d'érable s'enroulent, diminuant ainsi leur surface exposée au vent et par conséquent leur traînée hydrodynamique. Ce repliement est-il d'origine physiologique ou mécanique? Cette question est l'une des motivations de Alben *et al.* [2] dans l'étude de la forme et de la traînée d'un filament élastique dans un écoulement. En particulier, ils ont montré que le coefficient de traînée tendait vers zéro à grande vitesse d'écoulement. Vu que les propriétés d'objets élastiques dépendent fortement de leur dimensionnalité, comprendre le comportement des feuilles d'arbre nécessite de passer au cas bidimensionnel de plaques élastiques placées dans fluide.

Des feuilles circulaires sont découpées le long d'un rayon et immergées dans de l'eau en écoulement initialement parallèle [3]. Elles s'enroulent en cônes lors qu'elles sont tenues par leur centre. Nous avons mesuré l'angle d'ouverture du cône et la traînée de la feuille en fonction de la vitesse de l'écoulement et de la rigidité de flexion de la feuille. Le cône devient plus pointu quand la vitesse augmente ou la rigidité diminue et le repliement conduit à la diminution du coefficient de traînée. Les conditions d'équilibre mécanique donnent des lois d'échelles qui permettent de regrouper les résultats expérimentaux sur des courbes maîtresses. Un modèle pour le champ de pression dans le fluide permet de calculer l'angle du cône et sa traînée, en accord qualitatif avec l'expérience. De plus, nous montrons que le coefficient de traînée atteint une limite non nulle à grande vitesse, ce qui contraste avec le cas unidimensionnel [2]. Ainsi, la réduction de traînée de feuilles d'arbre n'est pas infinie.

## Références

1. S. VOGEL, Drag and reconfiguration of broad leaves in high winds, *Journal of Experimental Botany*, **40**, 941-948 (1989).
2. S. ALBEN, M. SHELLEY & J. ZHANG, Drag reduction through self-similar bending of a flexible body, *Nature*, **420**, 479-481 (2002).
3. L. SHOUVEILER & A. BOUDAUD, The rolling up of sheets in a steady flow, soumis à *Journal of Fluid Mechanics* (2006).

# Modification géométrique de l'onde cardiaque due à une morphologie particulière du tissu cardiaque

Sabir Jacquir<sup>1</sup>, Binczak Stéphane<sup>1</sup>, Bilbault Jean-Marie<sup>1</sup> & Laurent Gabriel<sup>2</sup>, Athias Pierre<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire LE2I, UMR CNRS 5158, Université de Bourgogne, Dijon, France

<sup>2</sup> Institut de Recherche Cardiovasculaire, C.H.U, Dijon, France

sjacquir@u-bourgogne.fr

En se propageant, l'excitation électrique initiée au niveau du noeud sinusal peut rencontrer des obstacles et des frontières non-excitables dans les tissus myocardiques. Cette rencontre peut engendrer des conséquences pathologiques telles que des arythmies. Dans la plupart des cas, les arythmies mènent à l'infarctus du myocarde qui peut être le syndrome ultime d'une variété de maladies cardiaques [1]. Des recherches menées ces dernières années ont montré que l'architecture du réseau cellulaire formant le myocarde [2] et la géométrie des ondes d'excitation [3,4,5] interviennent dans la naissance des arythmies cardiaques. Par exemple, des ondes spirales provoquent des mécanismes arythmogéniques dans le ventricule [6] ou encore les ondes deviennent instables dues aux arythmies cardiaques [7]. Une partie des études sur la propagation d'onde (potentiel d'action) dans les cellules cardiaques se basent sur des modèles mathématiques [8,9] et sur la dynamique non-linéaire. Un des modèles le plus utilisé de l'excitation et de la propagation de l'impulsion cardiaque est l'équation de FitzHugh-Nagumo (FHN) [10]. Celui-ci reproduit d'une manière qualitative la forme d'un potentiel d'action mais surtout permet d'avoir une approche analytique. Le but de cet article est d'étudier la condition de propagation dans une géométrie particulière composée d'un corridor étroit de myocytes relié à une masse plus large de myocytes. En utilisant une version modifiée de l'équation de FHN, nous montrons par une approche asymptotique basée sur le principe d'Huygens qu'une onde plane en traversant l'interface entre les deux parties du système, se transforme en une onde circulaire. La vitesse de conduction diminue et un phénomène d'arrêt de propagation survient selon la largeur du corridor. Nous déterminons d'une part la largeur minimale du corridor qui permet la propagation de l'onde, et d'autre part la largeur optimale du corridor qui réduit au minimum le délai de passage de l'onde à l'interface des deux parties du système.

## Références

1. R.J MYERBURG, A. INTERIAN, R.M MITRAMI, K.M KESSLER AND A. CASTELLANOS, Frequency of sudden cardiac death and profiles of risk, *Am. J. Cardiol*, **80**, 10F-19F, (1997).
2. S. ROHR, J.P KUCERA AND A.G KLEBER, Form and function: impulse propagation in designer cultures of cardiomyocytes, *News Physiol. Sci.*, **12**, (1997).
3. V.G. FAST AND A.G. KLEBER, Role of wavafont curvature in propagation of cardiac impulse, *Cardiovascular Research* **33**, 258-271, (1997).
4. V.G. FAST AND A.G. KLEBER, Cardiac tissue geometry as a determinant of unidirectional conduction block: assessment of microscopic excitation spread by optical mapping in patterned cell cultures and in a computer model, *Cardiovascular Research*, **29**, 697-707, (1995).
5. V.G. FAST AND A.G. KLEBER, Block of impulse propagation at an abrupt tissue expansion: evaluation of the critical strand diameter in 2- and 3- dimensional computer models, *Cardiovascular Research*, **30**, 449-459, (1995).
6. H. HENRY AND W.J. RAPPEL, Mécanismes arythmogéniques dans le ventricule, *7e Rencontre du Non-Linéaire de l'Institut Henri Poincaré*, Paris, France, (2004).
7. A. KARMA, Instabilités d'ondes liées aux arythmies cardiaques, *7e Rencontre du Non-Linéaire de l'Institut Henri Poincaré*, Paris, France, (2004).
8. J. KEENER AND J. SNEYD, Mathematical Physiology, *IAM, Springer-Verlag, Berlin* (1998).
9. A. SCOTT, Nonlinear Science: Emergence and Dynamics of Coherent Structures, *Oxford Univ. Press* (1998).
10. J. NAGUMO, S. ARIMOTO AND S. YOSHIZAWA, An active impulse transmission line simulating nerve axon, *Proc. IRE* **50**, 2061-2070, (1962).

# Un modèle global de la population de Lynx du Canada comme preuve de chaos dans un écosystème

J. Maquet<sup>1</sup> & C. Letellier<sup>2</sup>

CORIA UMR 6614 — Université de Rouen, Av. de l'Université, BP. 12, 76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex  
Christophe.Letellier@coria.fr

De nombreux systèmes biologiques et écologiques oscillent avec la propriété remarquable de présenter une période presque constante alors que les niveaux d'abondance fluctuent beaucoup [1,2]. Parmi les rares données disponibles figure l'évolution des populations de Lynx du Canada (*Lynx canadensis*) à travers les livres de comptes de la Compagnie de la Baie d'Hudson qui ont fait l'objet de nombreuses études depuis celle d'Elton et Nicholson [3]. Ainsi, les fluctuations de la population de Lynx sont liées à celles des lapins blancs (*Lepus americanus*) et celles d'espèces aquatiques comme les rats musqués. (*Ondatra Zibethica*). Les lynx font donc partie d'un écosystème à au moins trois espèces qui pourrait présenter des comportements chaotiques.

Malheureusement, tous les modèles proposés jusqu'ici sont empiriques, c'est-à-dire que ce sont des modèles qui sont proposés pour leurs oscillations chaotiques " ressemblant " à celles des données observationnelles. Ceci provient essentiellement du fait que les données disponibles sont le plus souvent trop courtes pour identifier des attracteurs chaotiques. Pour pallier à cette petite quantité de données, il est possible d'utiliser une technique de modélisation globale qui fournit un jeu d'équations différentielles ordinaires dont les paramètres sont estimés directement à partir des données observationnelles [5,6,7].

Nous présentons ici un modèle tridimensionnel estimé à partir des relevés de fourrures de Lynx commercialisés par la Compagnie de la Baie d'Hudson donnés par Elton et Nicholson [3]. Ce modèle a pour solution un attracteur chaotique qui apparaît après une cascade de doublements de période. Un chaos multimodal est également observé. Toutes ces propriétés sont topologiquement équivalentes à un modèle *ad hoc* proposé en 1999 par Blasius *et al* comme pouvant expliquer les fluctuations observées dans la population de Lynx. A notre connaissance, ceci constitue une première preuve directe d'un comportement chaotique au sein d'un écosystème réel.

## Références

1. W. S. C. GURNEY, S. P. BLYTHE & R. M. NISBET, Nicholson's blowflies revisited, *Nature*, **287**, 17-21 (1980).
2. W. M. SCHAFFER, Stretching and folding in lynx fur returns: evidence for a strange attractor in nature?, *The American Naturalist*, **124**, 798-820 (1984).
3. C. ELTON & M. NICHOLSON, The ten-year cycle in numbers of the Lynx in Canada, *Journal of Animal Ecology*, **11**, 215-244 (1942).
4. B. BLASIUS, A. HUPPERT & L. STONE, Complex dynamics and phase synchronization in spatially extended ecological systems, *Nature*, **399**, 354-359 (1999).
5. C. LETELLIER, L. LE SCHELLER, P. DUTERTRE, G. GOUESBET, Z. FEI & J. L. HUDSON, Topological characterization and global vector field reconstruction from experimental electrochemical system, *Journal of Physical Chemistry*, **99**, 7016-7027 (1995).
6. C. LETELLIER, J. MAQUET, H. LABRO, L. LE SCHELLER, G. GOUESBET, F. ARGOUËL & A. ARNÉODO, Analyzing chaotic behaviour in a Belousov-Zhabotinskii reaction by using a global vector field reconstruction, *Journal of Physical Chemistry A*, **102**, 10265-10273 (1998).
7. C. LETELLIER, J. MAQUET, L. A. AGUIRRE, R. GILMORE & T. DUDOK DE WIT, Un modèle chaotique pour l'activité solaire, 6<sup>ème</sup> Rencontre du Nonlinéaire, Paris, 13-14 Mars 2003. Ed. Y. Pomeau & R. Ribotta, pp 179-184, Editions Paris Onze (2003).

# Des circuits et des gènes

A. Wagemakers<sup>1</sup>, J. M. Buldú<sup>1</sup>, J. García-Ojalvo<sup>2</sup>, & M. A.F Sanjuan<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Grupo de Dinámica No Lineal y Teoría del Caos

Departamento de Matemáticas y Física Aplicadas y Ciencias de la Naturaleza, Universidad Rey Juan Carlos, Tulipán s/n, 28933 Móstoles, Madrid, Espagne.

<sup>2</sup> Departament de Física i Enginyeria Nuclear, Universitat Politècnica de Catalunya, Colom 11, 08222 Terrassa, Espagne.

`alexandre.wagemakers@urjc.es`

## Résumé.

## Abstract.

Les progrès de la biologie moléculaire et de la génétique ont ouvert de nouveaux horizons et ont soulevé de nombreuses questions sur le fonctionnement des réseaux de régulation génétiques. Après le séquençement entier du génome humain démarre une nouvelle étape avec la compréhension de l'information collecté par les biologistes. Ainsi en 2000 deux équipes de chercheurs [1,3,4] présentèrent deux réseaux génétiques conçus artificiellement à partir de briques de bases, le “repressilator” et le “toggle-switch”, et les ont implémenté dans la bactérie *E. coli*. Cette nouvelle discipline, la biologie synthétique, propose d'étudier les réseaux de régulation génétique en construisant des fonctions basiques comme, entre autres, des oscillateurs (le “repressilator”) ou des commutateurs (le “toggle switch”). Nous présentons ici une nouvelle approche basé sur des circuits électroniques analogiques pour la simulation de tels réseaux de régulation génétique. Nous étudions aussi la synchronisation d'un ensemble de circuits [7,8] et reproduisant de cette manière le modèle proposé par García-Ojalvo *et al.* [2].

## Références

1. M.B. ELOWITZ ET S. LEIBLER, A synthetic oscillatory network of transcriptional regulators, *Nature*, **403**, 335-338 (2000).
2. J. GARCÍA-OJALVO, M.B. ELOWITZ ET S. STROGATZ, Modeling a synthetic multicellular clock: Repressilators coupled by quorum sensing, *Proc. Nac. Acad. Sci. USA*, **101**, 10955-10960 (2004).
3. T.S. GARDNER, C.R. CANTOR ET J.J. COLLINS, Construction of a genetic toggle switch in *Escherichia coli*, *Nature*, **403**, 339-342 (2000).
4. J. HASTY, D. McMILLEN, ET J.J. COLLINS, Engineered gene circuits, *Nature*, **420**, 224 (2002).
5. P. FRANÇOIS, (2005), *Réseaux génétiques: conception, modélisation et dynamique*, thèse de doctorat de l'université Paris VII. (2005).
6. P. FRANÇOIS ET V. HAKIM, Design of genetic network with specified functions by evolution *in silico*, *Proc. Nac. Acad. Sci. USA*, **101**, 580-585 (2004).
7. A. WAGEMAKERS, J. M. BULDÚ, J. GARCÍA-OJALVO ET M. A. F. SANJUÁN, Synchronization of electronic genetic networks, *Chaos*, 16(01xxxx), (2006)
8. J. M. BULDÚ, A. WAGEMAKERS, M. A. F. SANJUÁN ET J. GARCÍA-OJALVO, Electronic design of synthetic genetic networks, *Int. J. Bifurcation and Chaos*, 16(xxx) (2006).

# Identification des asynchronismes en ventilation non invasive par les diagrammes de récurrence et l'entropie de Shannon

H. Rabarimanantsoa<sup>1</sup>, C. Letellier<sup>1</sup>, L. Achour<sup>2</sup>, A. Cuvelier<sup>3</sup> & J.-F. Muir<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CORIA UMR 6614 — Université de Rouen, BP 12 F-76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex, France

<sup>2</sup> ADIR, Hopital de Bois-Guillaume, 147, av. du Maréchal, 76031 Rouen cedex

<sup>3</sup> Hôpital de Bois Guillaume, CHU de Rouen, 76031 Rouen Cedex, France

herinaina.rabarimanantsoa@coria.fr

Les diagrammes de récurrence ont été introduits par Eckmann, Kamphorst et Ruelle [1]. Quelques années plus tard, plusieurs mesures apparaissent pour convertir la représentation graphique (diagrammes de récurrence) en une analyse statistique de la dynamique sous-jacente aux données [2]. L'une de ses mesures est nommée "entropie de Shannon". Malheureusement la valeur de cette entropie décroît lorsque le régime chaotique se développe, ce qui est contraire au sens usuel d'une entropie de Shannon. De ce fait, nous proposons une nouvelle définition pour l'entropie de Shannon estimée à partir des diagrammes de récurrence, définition qui est désormais en accord avec le sens usuel. Ainsi, l'entropie de Shannon est trouvée être corrélée au plus grand exposant de Lyapunov. L'estimation de l'entropie de Shannon sera aussi comparée à une estimation basée sur une dynamique symbolique [3].

L'analyse des diagrammes de récurrence par l'entropie de Shannon est ensuite utilisée pour identifier les asynchronismes en ventilation non invasive. L'un des principaux critères pour une assistance respiratoire efficace en ventilation non invasive est le confort. Malheureusement, l'évaluation du confort reste subjective (la plupart du temps, il est estimé sur la base des réponses des patients à certaines questions après chaque essai ventilatoire). Cependant, tout porte à penser que ce confort est lié à la présence d'asynchronismes, mais cela n'est toujours pas clairement établi. En utilisant des portraits de phase, des applications de premier retour, le taux de cycles non déclenchés (cycle respiratoire avec un effort inspiratoire ne déclenchant pas le ventilateur), des diagrammes de récurrence et l'entropie de Shannon, nous avons montré qu'une bonne ventilation mécanique se traduit par la propriété dynamique de cohérence de phase. A notre surprise, nous avons montré que des patients souffrant de maladies respiratoires chroniques ou des sujets sains pouvaient présenter un taux élevé d'asynchronismes tout en ayant un rythme respiratoire régulier. Nous avons aussi montré que la cohérence de phase pouvait être facilement quantifiée par une entropie de Shannon. D'autres quantificateurs, pouvant être estimés en temps réel, sont aussi utilisés pour estimer la qualité de la ventilation non invasive. Ces derniers pourraient être utilisés par les pneumologues pour un réglage rapide et efficace du ventilateur.

## Références

1. J.-P. ECKMANN, S. OLIFFSON KAMPHORST & D. RUELLE, Recurrence Plots of Dynamical Systems, *Europhysics Letters*, **4**, 973-977, 1987.
2. L. L. TRULLA, A. GIULIANI, J. P. ZBILUT & C. L. WEBBER JR., Recurrence quantification analysis of the logistic equation with transients, *Physics Letters A*, **223** (4), 255-260, 1996.
3. C. LETELLIER, Estimating the Shannon entropy: recurrence plots versus symbolic dynamics, *Physical Review Letters*, submitted.

# Modélisation locale du comportement de l'interface de contact cellule-vaisseau sanguin : approche stochastique

Nacim Mefti<sup>1,2</sup>, Bernard Haussy<sup>1</sup>, Jean-François Ganghoffer<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ESEO. 4, rue Merlet de la Boulaye. 49009 Angers Cedex 01, BP 30926. France

<sup>2</sup> LEMTA — ENSEM. 2, Avenue de la Forêt de Haye. B.P. 160. 54504 Vandoeuvre Cedex, France

[Jean-francois.Ganghoffer@ensem.inpl-nancy.fr](mailto:Jean-francois.Ganghoffer@ensem.inpl-nancy.fr)

L'adhésion cellulaire est un phénomène important dans divers processus biologiques, tels que la division cellulaire, la croissance des tissus, le développement de tumeurs cancéreuses ainsi que la mise au point de vecteurs artificiels de transport de substances médicamenteuses vers des zones spécifiques du corps.

Ce travail a pour objectif la mise en place d'un modèle mécanique servant à la description d'un cas particulier de l'adhésion cellulaire : le rolling. Ce dernier représente le captage et le ralentissement par roulement de la cellule, par une succession de création et de rupture des liaisons entre la cellule et la paroi du vaisseau sanguin. Nous supposons que cette interface est soumise aux effets de l'écoulement du fluide autour de la cellule et aux interactions répulsives (électrostatiques) et attractives (Van der Waals). Ces efforts extérieurs génèrent au niveau des liaisons des efforts de traction, qui mènent en première étape à la rupture des liaisons existantes si elles dépassent une certaine valeur limite. Les limites de rupture des liaisons peuvent fluctuer d'une liaison à une autre à cause de conditions extérieures différentes lors de la création de ces liaisons. Ces fluctuations sont décrites au moyen d'un processus stochastique gaussien. D'un autre côté, le rapprochement entre la cellule et la paroi peut conduire à la jonction entre les deux molécules d'adhésion complémentaires libres, ce qui correspond à la création de nouvelles liaisons. Nous étudions aussi l'influence de la variation de certains paramètres intrinsèques de ces liaisons ; une raideur croissante et des comportements de type linéaire et visco-élastique des liaisons sur le comportement général de l'interface pendant le rolling.

Des simulations numériques nous permettent d'observer et de quantifier le rolling, par le biais de la variation temporelle du nombre de liaisons présentes et de l'inclinaison de la cellule par rapport à la paroi du vaisseau sanguin.

# Bilan laminaire entre bandes turbulentes dans l'écoulement de Couette plan

L.S. Tuckerman<sup>1</sup> & D. Barkley<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LIMSI-CNRS, B.P. 133, 91403 Orsay Cedex

<sup>2</sup> Mathematics Institute, University of Warwick, Coventry CV4 7AL Royaume Uni

laurette@limsi.fr

L'écoulement de Couette plan laminaire est une solution particulièrement simple des équations de Navier-Stokes parce que son expression  $\mathbf{U} = y \hat{\mathbf{e}}_x$  rend le terme non-linéaire  $(\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U}$  et le terme diffusif  $\Delta\mathbf{U}$  nuls. Bien que linéairement stable pour toutes valeurs du nombre de Reynolds, l'écoulement de Couette plan subit une transition subite et inexpliquée vers la turbulence pour  $Re \approx 325$  [1]. Ce mystère rend encore plus intéressant la découverte à GIT-Saclay [1,2,3,4] de l'existence pour  $300 \leq Re \leq 400$  d'un état intermédiaire analogue à la spirale turbulente, connu depuis 1965 dans l'écoulement de Taylor-Couette [5,6]. Dans les deux cas, un motif de bandes turbulentes et laminaires apparaît, présentant un angle (entre  $25^\circ$  et  $37^\circ$ ) par rapport à l'écoulement principal (longitudinal ou azimutal) et une grande longueur d'onde (entre 20 et 30 fois l'entrefer).

Nous avons reproduit numériquement ces motifs turbulents-laminaires [7,8]. Ici nous décrivons les résultats d'une étude détaillée de l'écoulement et du bilan des forces dans les régions quasi-laminaires. Nous avons découvert que l'écoulement dans cette région n'est *pas* décrit par l'écoulement de Couette laminaire usuel. Le terme non-linéaire est *non nul*, mais est plutôt en équilibre avec le terme diffusif. Plus particulièrement, la vitesse *parallèle* aux bandes est advectée par la composante du cisaillement *perpendiculaire* aux bandes, et cette advection contrebalance la diffusion du profil. L'écoulement moyen, même dans la région turbulente, est presque parfaitement centro-symétrique. Cet équilibre extraordinaire explique la nécessité d'un angle oblique pour le motif et pourrait expliquer la sélection de la grande longueur d'onde.

## Références

1. S. BOTTIN, F. DAVIAUD, P. MANNEVILLE & O. DAUCHOT, Discontinuous transition to spatiotemporal intermittency in plane Couette flow, *Europhys. Lett.* **43**, 171–176 (1998).
2. A. PRIGENT & O. DAUCHOT, Motif de grande longueur d'onde dans les écoulements cisailés turbulents, dans *Rencontre du Non-linéaire 2000*, ed. par R. Ribotta (Paris Onze Editions, 2000).
3. A. PRIGENT, G. GRÉGOIRE, H. CHATÉ, O. DAUCHOT & W. VAN SAARLOOS, Large-scale finite-wavelength modulation within turbulent shear flows, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 014501 (2002).
4. A. PRIGENT, G. GRÉGOIRE, H. CHATÉ & O. DAUCHOT, Long-wavelength modulation of turbulent shear flows, *Physica D* **174**, 100 (2003).
5. D. COLES, Transition in circular Couette flow, *J. Fluid Mech.* **21**, 385–425 (1965).
6. D. COLES & C.W. VAN ATTA Progress report on a digital experiment in spiral turbulence, *AIAA J.* **4** 1969–1971 (1966).
7. D. BARKLEY & L.S. TUCKERMAN Computational study of turbulent laminar patterns in Couette flow, *Phys. Rev. Lett.* **94** 014502 (2005).
8. D. BARKLEY & L.S. TUCKERMAN Turbulent-laminar patterns in plane Couette flow, dans *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition and Finite Amplitude Solutions*, ed. par T. Mullin & R. Kerswell (Springer, Dordrecht, 2005).

# Properties of turbulent axisymmetric flows

Romain Monchaux, Bérengère Dubrulle, & François Daviaud

Service de Physique de l'État Condensé, DSM, CEA Saclay, CNRS URA 2464, 91191 Gif-sur-Yvette, France  
[romain.monchaux@cea.fr](mailto:romain.monchaux@cea.fr)

Nous développons de nouveaux principes variationnels pour étudier la structure et la stabilité des états d'équilibres des écoulements axisymétriques. Nous montrons que les équations d'Euler axisymétriques pour les écoulements inviscides admettent une infinité de solutions stationnaires. Nous exhibons leur forme générale et développons quelques solutions particulières. Nous montrons que les états stationnaires stables maximise une H-fonction (non universelle) tout en conservant l'énergie, l'hélicité, la circulation et le moment cinétique (contraintes robustes). Ceci peut être vu comme une sorte de principe de selective decay généralisé. Nous calculons les équations de relaxation qui peuvent être utilisées comme un algorithme pour construire des solutions non-linéaires dynamiquement stables des écoulements axisymétriques. Nous développons également une approche thermodynamique des états d'équilibre à une certaine échelle de coarse-graining. Nous montrons que les distributions correspondantes peuvent être rangées en deux parties: une part universelle issue de la conservation des contraintes robustes et une part non universelle déterminée par les conditions initiales au travers des contraintes faibles (pour les systèmes évoluant librement) ou par une distribution a priori prenant en compte les effets non-idéaux tels que la viscosité, le forçage à petite échelle et la dissipation (pour les systèmes forcés). Finalement, nous calculons une paramétrisation du mélange sans viscosité pour décrire la dynamique du système à une certaine échelle de coarse-graining. Un des grands intérêts de ce modèle axisymétrique est sa situation intermédiaire entre les cas 2D et 3D. Nous présentons de plus une confrontation des prédictions relatives aux états stationnaires à des mesures expérimentales effectuées dans un écoulement de von Kármán. Dans ce cas, les états stationnaires sont censés être décrits par des relations simples entre la vorticité, le moment cinétique et la fonction de courant. Les mesures sont faites à l'aide d'un système de vélocimétrie laser doppler (LDV). Une comparaison entre le comportement de l'écoulement de von Kármán et l'écoulement de Beltrami quand le nombre de Reynolds augmente est aussi présentée.

# Caractérisation spatio-temporelle d'une spirale de Couette-Taylor

N. Abcha, N. Latrache, O. Crumeyrolle & I. Mutabazi

25, rue Philippe Lebon, BP 540, 76058 Le Havre cedex  
nizar.abcha@univ-lehavre.fr

Le système de Couette-Taylor est composé de deux cylindres coaxiaux en rotation différentielle et est le siège de plusieurs modes d'instabilités dans le cas des liquides newtoniens [1,2]. Pour de faibles vitesses de rotation des cylindres, on observe un écoulement purement azimutal, laminaire et cisailé dans la direction radiale, appelé écoulement de Couette circulaire. Dans le cas où les cylindres tournent en contrarotation, l'écoulement de Couette circulaire subit une bifurcation de Hopf supercritique et transite vers un écoulement avec des structures tourbillonnaires, appelées spirales, qui s'enroulent en hélice autour du cylindre intérieur. Pour une vitesse de rotation  $\Omega_e$  du cylindre extérieur fixée, ce régime d'écoulement spiralé évolue vers des régimes plus complexes lorsque la vitesse de rotation  $\Omega_i$  du cylindre intérieur augmente. Notre dispositif expérimental comporte un cylindre intérieur de rayon  $a = 4$  cm, un cylindre extérieur de rayon  $b = 5$  cm, et une hauteur  $L = 45,9$  cm. Le rapport des rayons est  $\eta = a/b = 0,8$  et le rapport d'aspect  $\Gamma = L/d = 45,9$ , où  $d = b - a$  est la taille de l'entrefer. Pour ces paramètres, les spirales ont en particulier été observées dans la plage de valeurs des nombres de Reynolds  $201 < \Omega_i a d / \nu < 276$  et  $251 < \Omega_o b d / \nu < 376$ , avec  $\nu$  la viscosité du liquide. La technique de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) a été appliquée au système de Couette-Taylor pour mesurer le champs de vitesses dans le plan  $(r,z)$  au cours du temps. Chaque expérience est constituée de l'acquisition d'une série de paires d'images. L'intervalle de temps entre deux paires est de 0,125s, tandis que l'intervalle entre deux images d'une même paire varie de 25 à 32 ms. A partir des mesures, nous pouvons extraire les profils des vitesses axiale et radiale des spirales au cours du temps, et établir leur évolution spatio-temporelle  $(z,t)$  et  $(r,t)$ . Les diagrammes spatio-temporels des deux composantes de vitesse montrent que le premier mode d'instabilité se manifeste sous forme d'un motif de spirales formé de tourbillons contrarotatifs se propageant à droite ou à gauche. Juste au-dessus du seuil d'instabilité, ces deux spirales contrapropagatives sont souvent séparées par une source. Ces spirales subissent une instabilité d'Ekhaus que se manifeste par l'apparition de défauts. Nous avons mesuré le champs de vitesses au voisinage de ces défauts et montré que les vitesses radiales et axiales s'annulent. Ceci confirme l'ensemble des études théoriques sur les défauts. Les motifs obtenus par visualisation à l'aide de Kalliroscope présentent autour d'un défaut un saut de  $\pi$  pour la phase et une dépression ou annulation représentée par un spot noir correspondant à un minimum pour l'amplitudes [3] La fonction d'autocorrélation de la vitesse radiale aux différentes positions axiales permet de suivre l'évolution vers le chaos spatiotemporel du motif de spirales.

## Références

1. C.D. ANDERECK, S.S. LIU, H.L. SWINNEY,  
Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders,  
*J. Fluid Mech.*, **164**, 155-183 (1993).
2. W.F. LANGFORD, M. GOLUBITSKY, R. TAGG, E.J. KOSTELICH, AND H.L. SWINNEY,  
Primary instabilities and bicriticality in flow between counter-rotating cylinders,  
*Phys. Fluids*, **31**, 776-785 (1988).
3. N. LATRACHE, Etude des instabilités de liquides newtoniens ou viscoélastiques dans le système de Couette-Taylor, *Thèse de doctorat de l'université du Havre*, (2005).

# Étude numérique et expérimentale d'ondes non linéaires en écoulements cisailés annulaires tournants

Éric Serre<sup>1</sup>, Emmanuel Plaut<sup>2</sup> & Yannick Lebranchu<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LMSNMGP, UP — UM — UAM3 — CNRS, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13451 Marseille cedex 20

<sup>2</sup> LEMTA, INPL — UHP — CNRS, 2 avenue de la Forêt de Haye, 54516 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex

Emmanuel.Plaut@ensem.inpl-nancy.fr

La compétition entre un mode d'écoulement simple invariant par translations spatio-temporelles et des ondes non linéaires est une thématique récurrente en hydrodynamique, qui a connu des développements récents. Dans le cas de l'écoulement de Couette plan par exemple, la transition vers les ondes non linéaires est très fortement sous-critique, et n'est pas liée à l'existence d'une instabilité de l'écoulement de base [1]. Même dans des cas où la transition vers les ondes est liée à une instabilité, les contraintes sur le champ de pression moyen liées à une topologie annulaire du domaine d'écoulement peuvent entraîner l'invalidité de l'approche classique dite de Ginzburg-Landau [2]. L'une des finalités des études présentées ici est justement la mise en évidence d'éventuels effets non locaux correspondants.

Nous étudions les instabilités d'un écoulement produit dans un canal annulaire de section carrée, dont le fond et les bords sont entraînés à la vitesse de rotation  $\Omega_b$ , tandis que le couvercle est entraîné à la vitesse de rotation  $\Omega_h > \Omega_b$ . Lorsque  $\Omega_b = 0$ , ce système équivaut à celui utilisé par l'équipe de F. Charru à Toulouse pour étudier des instabilités interfaciales [3] et plus récemment la dynamique d'écoulements d'huile et de matière granulaire [4]. Alors que cette équipe s'est concentrée sur des études diphasiques ou monophasiques à faible nombre de Reynolds haut  $R_h = \Omega_h r_m h / \nu$  ( $r_m =$  rayon moyen,  $h =$  hauteur du canal,  $\nu =$  viscosité),  $R_h \leq 400$ , notamment dans le but de produire un écoulement de base proche de l'écoulement de Couette plan, nous nous concentrons sur des études en monophasique à  $R_h \geq 400$ . D'autre part, l'introduction d'un deuxième paramètre de contrôle, le nombre de Reynolds bas  $R_b = \Omega_b r_m h / \nu$ , est enrichissante, puisque des études en contrarotation pure (lorsque  $R_b = -R_h$ ) ou au contraire en corotation rapide ( $R_b$  légèrement inférieur à  $R_h$ ) deviennent possibles.

Une étude numérique a été réalisée grâce au code pseudo-spectral présenté dans [5]. Les écoulements de base, tridimensionnels, ont été calculés et caractérisés, puis une analyse modale de leur stabilité a été effectuée, en utilisant la méthode de [6]. Enfin des ondes non linéaires ont été calculées. Ces résultats montrent une instabilité de la configuration en contrarotation pure pour  $R_h \geq 490$ , et une influence stabilisante des forces de Coriolis liées à une corotation, puisque par exemple lorsque  $R_b = 0$  il faut atteindre  $R_h = 1270$  pour déstabiliser l'écoulement de base. Les calculs non linéaires montrent que la bifurcation vers les ondes est sur-critique, et que les fréquences évoluent très peu en régime non linéaire.

Une expérience est en cours de mise au point au LEMTA, et nous présenterons quelques résultats préliminaires.

## Références

1. F. WALEFFE, Three-dimensional coherent states in plane shear-flows. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4140-4143 (1998).
2. Voir par exemple E. PLAUT, Nonlinear dynamics of traveling waves in rotating Rayleigh-Bénard convection: effects of the boundary conditions and of the topology. *Phys. Rev. E*, **67**, 046303 (2003).
3. P. BARTHELET, F. CHARRU & J. FABRE, Experimental study of interfacial long waves in a two-layer shear flow. *J. Fluid Mech.*, **303**, 23-53 (1995).
4. F. CHARRU, H. MOUILLERON & O. EIFF, Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *J. Fluid Mech.*, **519**, 55-80 (2004).
5. E. SERRE, E. CRESPO-DEL-ARCO & P. BONToux, Annular and spiral patterns in flows between rotating and stationary discs. *J. Fluid Mech.*, **434**, 65-100 (2001).
6. J. D. SCHEEL, M. R. PAUL, M. C. CROSS & P. F. FISCHER, Traveling waves in rotating Rayleigh-Bénard convection: Analysis of modes and mean flow, *Phys. Rev. E*, **68**, 066216 (2003).

# Modes globaux faiblement inhomogènes de convection mixte en milieu poreux chauffé par le bas

Mejani Fatah & Ouarzazi Najib

Laboratoire de Mécanique de Lille, UMR CNRS 8107, Université de Lille 1, Boulevard Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq

`fatah.mejni@ed.univ-lille1.fr`

La plupart des systèmes ouverts obtenus naturellement ou artificiellement sont en pratique inhomogènes, parmi lesquels on trouve les écoulements de convection mixte filtrants un milieu poreux chauffé par le bas. Dans ce cas l'inhomogénéité peut avoir des origines intrinsèques au milieu poreux, comme la variation spatiale de sa perméabilité ou de sa conductivité thermique ou extrinsèques au milieu lorsque par exemple la température appliquée sur les bords horizontaux varie dans la direction de l'écoulement principal. La modélisation de ce problème repose sur un équilibre entre trois effets physiques : l'instabilité de l'écoulement qui peut être convective ou absolue en présence d'une advection moyenne, les non linéarités et le non-parallélisme de l'écoulement principal (conséquence de l'inhomogénéité). L'objectif de notre analyse est d'identifier les propriétés linéaires et faiblement non linéaires du mode global (c'est à dire un paquet d'ondes étendues vivant dans l'écoulement et battant à une fréquence bien définie) qui apparaît en convection mixte dans un milieu poreux inhomogène. Lorsque l'échelle caractéristique de la variation spatiale de l'inhomogénéité est supposée grande devant celle de la longueur d'onde de l'instabilité, il est alors possible de construire des modes globaux instables dans le cadre de l'approximation WKBJ (basée sur la présence d'échelles multiples), en reliant le comportement global observé aux propriétés d'instabilité locale de l'écoulement de base. Cette construction tombe en défaut en un point tournant où la vitesse de groupe s'annule. Au voisinage de ce point, un développement asymptotique, dit intérieur, est alors déployé. Le raccord de la solution qui en découle avec l'approximation WKBJ permet de déterminer le taux de croissance, la fréquence et le nombre d'onde du mode global. L'évolution du mode global instable est ensuite étudiée dans le régime non linéaire. Cette évolution est régie par une équation d'enveloppe de type Landau-Ginzburg avec des coefficients variables en espace. La simulation numérique de cette équation met en évidence la formation d'un front raide qui tend à remonter l'écoulement principal pour s'accrocher à la frontière entre la région localement instable convective et la région localement instable absolue. Ce comportement est à relier aux travaux récents concernant les modes globaux non linéaires, mis en évidence par des simulations numériques directes, de l'allée tourbillonnaire dans un sillage en présence d'un gradient de pression inverse.

# Influence d'un gradient de température sur la première instabilité du système de Couette–Taylor

V. Lepiller, A. Prigent, & I. Mutabazi

LMPG, Université du Havre, 25 rue Philippe Lebon, BP540, 76058 Le Havre cedex  
valerie.lepillier@univ-lehavre.fr

Nous nous intéressons aux effets d'un gradient radial de température sur la première instabilité du système de Couette–Taylor. Cette étude expérimentale concerne le couplage entre la force centrifuge et le couple de forces induit par la stratification radiale de la masse volumique du liquide. Le dispositif utilisé se compose de trois cylindres verticaux concentriques de même longueur  $L = 57$  cm : un cylindre intérieur en aluminium de rayon  $a = 2$  cm, deux cylindres extérieur et d'isolation en verre transparent de rayon respectif  $b = 2,5$  cm et  $c = 5$  cm. Le fluide étudié, de l'eau déminéralisée, se trouve confiné dans l'espace de taille  $d = b - a = 0,5$  cm entre les cylindres intérieur et extérieur. Ils sont maintenus à deux températures différentes grâce à deux circulations d'eau provenant de bains thermostatés. Le cylindre intérieur est en rotation. Les deux paramètres de contrôle géométriques sont respectivement le rapport des rayons  $\eta = a/b = 0,8$  et le rapport d'aspect  $\Gamma = L/d = 114$ . Les deux paramètres de contrôle physiques caractérisant la dynamique du système sont le nombre de Reynolds,  $Re = \Omega a d / \nu$  et le nombre de Grashof  $Gr = g \alpha \delta T d^3 / \nu^2$  où  $\Omega$ ,  $\nu$ ,  $\alpha$ ,  $g$  et  $\delta T$  sont respectivement la fréquence de rotation du cylindre intérieur, les coefficients de viscosité cinématique et de dilatation thermique, l'accélération de la pesanteur et l'écart radial de température. Pour visualiser l'écoulement, nous ajoutons 2% de Kalliroscope à la solution. Un faisceau laser He–Ne est transformé par une lentille cylindrique en une nappe plane perpendiculaire à l'axe des cylindres. Une caméra linéaire enregistre la distribution de l'intensité lumineuse le long d'une ligne verticale de cette section. Puis le signal est échantillonné en 256 niveaux de gris. Par la suite, les lignes sont disposées les unes à la suite des autres à intervalles de temps réguliers pour former un diagramme spatio-temporel. Lorsque le cylindre intérieur est en rotation pour un faible nombre de Reynolds, l'écoulement de Couette est un écoulement uniquement azimutal. A partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds, l'écoulement de base se déstabilise et des rouleaux de Taylor apparaissent le long de la direction axiale du système [1,2]. L'originalité de notre travail est l'ajout d'un faible gradient de température au seuil d'apparition des rouleaux de Taylor. Le gradient de température induit deux écoulements axiaux : l'un ascendant le long de la paroi chauffée et l'autre descendant le long de la paroi refroidie. Les rouleaux de Taylor deviennent alors une spirale se propageant vers le haut ou le bas du système suivant le signe du gradient radial de température. Pour des nombres de Grashof compris entre  $-1200$  et  $800$ , nous avons constaté une très faible variation du nombre d'onde par rapport à celui des rouleaux de Taylor. Le motif propagatif fait apparaître une fréquence variant peu avec l'écart de température. L'analyse des diagrammes spatio-temporels, enregistrés dès l'ajout de la perturbation thermique, permet de mesurer l'évolution du front séparant les motifs de rouleaux et de spirales. Le temps d'apparition des spirales diminue avec le nombre de Grashof. Lorsque l'écart de température augmente, les rouleaux de Taylor disparaissent plus rapidement au profit d'une spirale comportant de nombreux défauts qui disparaissent au bout d'un certain temps d'attente. Dès que l'écart de température est supérieur à  $2,4^\circ\text{C}$ , le motif spiralé se complique avec la présence persistante de modulations et de dislocations spatio-temporelles. Le système étudié se rapproche d'un système de Couette–Taylor avec écoulement axial [3].

## Références

1. C.D. ANDERECK, S.S. LIU & H.L. SWINNEY, Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders, *J.Fluid Mech.*, **164**, 155–183 (1986).
2. P. CHOSSAT, G. IOOSS, *The Couette-Taylor Problem*, Springer-Verlag, Berlin (1994).
3. A. TSAMERET, V. STEINBERG, Noise-modulated propagating pattern in a convectively unstable system *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3392–3395 (1991).

# Modes globaux non linéaires et instabilité absolue des écoulements ouverts en milieu poreux chauffé par le bas.

Alexandre Delache<sup>1</sup>, Najib Ouarzazi<sup>1</sup>, Gérard Labrosse<sup>2</sup> & Michel Combarneous<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Mécanique de Lille, UMR CNRS 8107, Université de Lille 1, Boulevard Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq

<sup>2</sup> Laboratoire d'Informatique et de Mécanique pour les Sciences de l'Ingénieur, UPR CNRS 3251, Bât. 508, Université Paris-Sud, 91405 Orsay-Cedex

<sup>3</sup> Laboratoire TREFLE (TRansferts Ecoulements FLuides Energétique), UMR CNRS 8508, ENSAM, Esplanade, des Arts et Métiers F - 33405 Talence Cedex, France

[a.delache@ed.univ-lille1.fr](mailto:a.delache@ed.univ-lille1.fr)

Cette communication concerne l'étude analytique et numérique des structures thermo-convectives en milieu poreux chauffé par le bas, refroidi par le haut et soumis à un écoulement horizontal. C'est un système ouvert où la croissance spatiale et temporelle des instabilités doit être prise en compte. On distingue les instabilités convectives (le système amplifie les composantes spectrales du bruit ambiant) et les instabilités absolues (le système oscille avec une fréquence propre indépendante du bruit) en fonction des deux paramètres adimensionnels du problème, le nombre de Rayleigh de filtration  $Ra$  et le nombre de Péclet  $Pe$ .

Les caractéristiques linéaires de ces deux types d'instabilité sont comparées à des données expérimentales. Il en ressort que les seuils d'instabilité absolue de l'état conductif correspondent parfaitement aux seuils de la transition observée expérimentalement par l'un des auteurs (M.C.) entre des rouleaux transversaux oscillatoires et des rouleaux longitudinaux stationnaires.

Ensuite des simulations numériques directes de ce problème ont été réalisées par une méthode de collocation pseudo-spectrale avec des polynômes de Tchebychev. Les objectifs recherchés des essais numériques sont:

- identifier les solutions non linéaires du problème en fonction des paramètres  $Ra$  et  $Pe$ .
- comparer l'amplitude saturée des structures thermo-convectives aux mesures expérimentales.
- discuter la loi d'échelle d'établissement de ces structures saturées.
- comparer les fréquences d'oscillations, les nombres d'onde ainsi que les vitesses de propagation du mode global avec la théorie linéaire d'instabilité absolue.

Le résultat le plus marquant qui se dégage de ces essais numériques est que les oscillations du mode global dans le domaine pleinement non linéaire, s'avèrent identiques aux oscillations déterminées par le critère linéaire d'instabilité absolue.

# Écoulement de Poiseuille Rayleigh-Bénard pour un fluide à seuil : Analyses linéaire et faiblement non linéaire

Metivier C.<sup>1</sup>, Nouar C.<sup>2</sup> & Brancher J.-P.<sup>3</sup>

LEMETA - 2, avenue de la forêt de Haye - BP 160 - 54504 Vandoeuvre-lès-Nancy  
christel.metivier@ensem.inpl-nancy.fr

L'étude de la stabilité de l'écoulement de type Rayleigh-Bénard Poiseuille (RBP) est réalisée pour un fluide à seuil. On suppose que le comportement rhéologique de ce fluide est décrit par le modèle de Bingham. L'écoulement de Bingham-Poiseuille se caractérise par une zone bouchon centrale, dans laquelle,  $\tau$ , le deuxième invariant du déviateur du tenseur des contraintes, est inférieur au nombre de Bingham  $Bn$ , nombre sans dimension basé sur la contrainte seuil. Selon le modèle de Bingham, dans cette zone, le matériau se déplace comme un solide indéformable. En dehors de cette zone, *i.e.* lorsque  $\tau > Bn$ , le matériau se comporte comme un fluide visqueux, de viscosité effective  $\mu$  qui dépend non linéairement de  $\dot{\gamma}$ , le deuxième invariant du tenseur des taux de déformation, et qui s'écrit :  $\mu = 1 + Bn/\dot{\gamma}$ . A l'interface des deux zones, on a  $\tau = Bn$ . L'objectif de notre étude est d'examiner l'effet du nombre de Bingham sur les conditions de stabilité.

L'analyse linéaire de stabilité conduit à la formation, dans les parties fluides, de rouleaux thermoconvectifs advectés par l'écoulement moyen, sous forme d'ondes propagatives. Cette analyse permet de montrer que les conditions critiques, *i.e.* les valeurs des nombres de Rayleigh et d'onde critiques,  $Ra_c$  et  $\alpha_c$  respectivement, augmentent pour des valeurs de  $Bn$  croissantes. Ainsi, l'augmentation du nombre de Bingham stabilise l'écoulement. Ce phénomène traduit l'influence de  $Bn$  à travers deux effets : (i) l'augmentation de l'épaisseur  $y_0$  de la zone bouchon, dans laquelle la vitesse de perturbation s'annule, (ii) l'augmentation de la dissipation visqueuse. En effet, l'équation de l'énergie peut être écrite comme suit :

$$\frac{1}{Pr} \frac{dE_c}{dt} = Re I_{inertie} - I_{visqueux} - Bn I_{Bingham} + Ra I_{flottabilité}, \quad (1)$$

avec  $I_{Bingham}$  un nombre positif qui représente la dissipation visqueuse via le nombre de Bingham ;  $Re$ ,  $Ra$  et  $Pr$  sont respectivement les nombres de Reynolds, Rayleigh et Prandtl.

Dans le cadre d'étude de l'analyse linéaire de stabilité, la zone bouchon reste intacte pour des valeurs finies de  $Bn$ . Lorsque  $Bn \rightarrow 0$ , ce cas de figure est conservé si l'amplitude  $A$  de la perturbation satisfait la condition  $A > O(Bn^3)$ . Sous cette condition, on observe un comportement singulier [1] avec les résultats obtenus dans le cas newtonien ( $Bn = 0$ ) [2]. En réalité, si on annule les termes en Bingham dans les équations de perturbation, on retrouve un problème de Couette Rayleigh-Bénard Poiseuille.

L'analyse faiblement non linéaire a aussi été effectuée. A notre connaissance, cette approche n'a jamais été étendue aux fluides à seuil, du fait des difficultés liées au traitement de l'interface. La présente communication explique le traitement de l'interface dans le cadre de cette étude et fournit des résultats nouveaux décrivant l'évolution de l'amplitude  $A$  et des frontières de la zone bouchon. On montre que, pour de faibles valeurs de  $Re$ , la bifurcation est surcritique, comme pour le cas newtonien [3]. Au-delà de  $Ra_c$ , l'amplitude critique de perturbation,  $A_0$ , décroît lentement lorsque  $Bn$  augmente. On vérifie que les valeurs trouvées de  $A_0$  ne sont pas suffisamment importantes pour rompre la zone bouchon.

## Références

1. C. METIVIER *et al.*, Linear stability involving the Bingham model when the yield stress approaches zero, *Phys. Fluids*, **17** (10) (2005).
2. X. NICOLAS *et al.*, Linear stability of mixed convection flows in horizontal rectangular channels of finite transversal extension heated from below. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **43** 589 (2000).
3. H. W. MULLER *et al.*, Convective Patterns in Horizontal Flow *Europhys. Lett.*, **10** (5) 451-456 (1989).

# Dynamiques mécano-chimiques des gels actifs

S. Villain<sup>1</sup>, S. Méstens<sup>1</sup> & P. Borckmans<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Matière et Systèmes Complexes, Université Paris 7, 2 place Jussieu, CC 7020, 75251 Paris Cedex 05 France

<sup>2</sup> Service de Chimie-Physique, ULB, CP 231, Bd du Triomphe, 1050 Bruxelles, Belgique

svillain@ccr.jussieu.fr

Les gels consistent en une matrice polymérique, généralement porteuse de groupes ionisables, plongée dans un solvant. Une propriété de ces matériaux mous est de pouvoir présenter une transition de phase "gonflement-dégonflement" au cours de laquelle leur volume peut varier de plusieurs ordres de grandeurs sous l'action de divers agents comme la température, les contraintes mécaniques, ... ou la variation de la concentration des espèces chimiques réagissant dans le solvant [1]. D'autre part, ces réactions chimiques si elles sont autocatalytiques, donc sièges de rétroactions, peuvent lorsqu'elles sont maintenues loin de l'équilibre thermodynamique présenter, en réacteur agité, de la multistabilité ou des oscillations temporelles de leurs concentrations [2]. Nous avons obtenu des équations décrivant la dynamique de gonflement-dégonflement d'une sphère de gel lorsque les propriétés du solvant sont modifiées chimiquement dans le cadre d'une approche multidiffusionnelle [3,4] couplée à la cinétique chimique. Ces équations prennent en compte les modifications spatiales des densités locales des divers réactifs y compris celle de la matrice polymérique. Nous avons d'abord considéré un gel sphérique plongé dans un réacteur ouvert agité, siège d'une réaction chimique de type horloge. Dans ce cas nous avons montré que le phénomène de bistabilité spatiale, c'est-à-dire la coexistence de deux profils spatiaux de concentrations au sein du gel, génère une oscillation volumique temporelle autonome de celui-ci. Nous retrouvons ainsi des résultats obtenus à l'aide d'une méthode de Maxwell-Stefan [5] et que des expériences tentent de mettre en évidence [6]. D'autres expériences récentes ont montré qu'un mince ruban de gel peut présenter des variations périodiques de longueur s'il est plongé dans un système chimique oscillant [7]. Nous étudions à présent un système présentant une géométrie sphérique.

## Références

1. DUSEK, K, Responsive Gels: Volume Transitions, *PAdv. Polymer Sci.*, **109 & 110**, Springer: Berlin, (1993).
2. I.R. EPSTEIN, *An Introduction to Nonlinear Chemical Dynamics*, Oxford University Press, Paris (1998).
3. K. SEKIMOTO, Responsive Gels: Volume Transitions, *J. Phys.II(Fr)*, **1**, 19, (1991); *ibid* **2**, 1755 (1992).
4. T. TOMARI, M. DOI, *Macromolecules*, **28**, 8334 (1995).
5. J. BOISSONADE, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 188302 (2003); *Chaos*, **15**, 023703 (2005)
6. V. LABROT, P. DE KEPPEL, J. BOISSONADE, I. SZALAI, F. GAUFFRE, *J. Phys. Chem.*, **B 109**, 21476 (2005).
7. R. YOSHIDA, E. KOKUFUTA, T. YAMAGUSHI, *Chaos*, **9**, 260 (1999); K. Miyakawa, F. Sakamoto, R. Yoshida, E. Kokufuta, T. Yamaguchi, *Phys. Rev. E* **62**, 793 (2000).

# Application pratique de la propagation d'une flamme sur un combustible liquide

Eugène Degroote

Grupo de Computación Natural, Laboratorio de Sistemas Complejos, Facultad de Informática, Universidad Politécnica de Madrid, Campus de Montegancedo, 28660-Boadilla del Monte, Madrid, Spain  
eugenio.degroote@upm.es

L'étude de la propagation d'une flamme sur un combustible liquide a permis de découvrir cinq régimes de propagation différents, séparés par quatre températures critiques  $T_1, T_2, T_3, T_4$ . L'étude des mécanismes de propagation nous a permis de découvrir que la température superficielle initiale du combustible constitue le principal paramètre qui nous permet de contrôler la vitesse de propagation de la flamme ( $v_f$ ) [1,2]. L'étude expérimentale nous a aussi permis de préciser le rôle de la convection que nous observons dans la phase liquide devant la flamme. Ces deux facteurs (convection devant la flamme et température superficielle initiale) nous permettent de contrôler de façon effective la vitesse de propagation d'une flamme et donc d'améliorer les conditions de sécurité dans un dépôt de combustible liquide [3]. Les premiers résultats expérimentaux, obtenus dans un petit dépôt de combustible, seront présentés ici.

## Références

1. AKITA, K., Fourteenth Symposium (International) on Combustion, 1075-1083 (1973).
2. DEGROOTE, E., GARCIA-YBARRA, P.L., *Eur. Phys. J. B.*, **13**, 381-386, 2000.
3. DEGROOTE, E., GARCIA-YBARRA, P.L., *J. of Thermal Analysis and Calorimetry*, **80**, 541-558 (2005).

# Instabilités induites par dérive: cas des couplages local et global

C. Szwaj<sup>1</sup>, S. Bielawski<sup>1</sup>, C. Bruni<sup>2</sup>, D. Garzella<sup>2</sup>, G.-L. Orlandi<sup>2</sup>, M.-E. Couprie<sup>2</sup>, M. Hosaka<sup>3</sup>, A. Mochihashi<sup>3</sup>, & M. Katoh<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Lab. PhLAM, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq

<sup>2</sup> CEA/DSM/DRECAM/SPAM, Bât. 522, 91191 Gif-sur-Yvette

<sup>3</sup> UVSOR, Institute of Molecular Science, 444-8585 Okazaki (Japan)

`christophe.szwaj@univ-lille1.fr`

La présence d'une dérive dans un système non linéaire spatialement étendu peut entraîner une "déstabilisation" due à une hyper-sensibilité au bruit. Dans le cas des systèmes avec couplage local, cette dynamique est généralement associée à l'apparition d'instabilités convectives.

Dans le cas des lasers impulsionsnels où de telles instabilités sont également observées, les processus de saturation s'effectuent *via* un couplage global. Les différences avec le cas du couplage local sont examinées. En particulier, la transition convectif/absolu ne coïncide pas avec l'apparition des structures bruyantes.

# Caractérisation de la performance des microprocesseurs pendant l'exécution de programmes : Régularité, chaos et autres dynamiques

H. Berry, D. Gracia Pérez, & O. Temam

INRIA Futurs, Alchemy, Parc Club Orsay Université, ZAC des vignes 4, rue Jacques Monod, Bat G. 91893 Orsay Cedex  
hugues.berry@inria.fr

Les architectures des microprocesseurs modernes résultent d'une évolution rapide qui a débuté dans les années 1960, quand Moore a observé que le nombre de transistors par circuit intégré croissait exponentiellement, et prédit que cette tendance durerait [1]. Cette "loi de Moore" a en effet été observée durant ces quarante dernières années, la densité de transistor doublant environ tous les 18 mois. En conséquence, les ordinateurs actuels contiennent un très grand nombre de transistors: le familier Pentium® 4 d'Intel® en contient déjà 42 millions, mais le plus récent Itanium® 2, en contient 410 millions. De plus, une constante de cette évolution est que la fréquence d'horloge du processeur a toujours été bien plus rapide que l'accès à la mémoire. Ainsi, la plupart des avancées récentes dans le domaine ont principalement visé à cacher cette latence mémoire par diverses solutions d'ingénierie (exécutions parallèles, pipeline, hiérarchies de caches mémoire...). Mais ceci s'est forcément accompagné d'une augmentation encore plus grande de la complexité du processeur. En conséquence, l'analyse et la prédiction de la performance des microprocesseurs sont devenues de plus en plus difficiles. Au regard de l'énorme quantité des mécanismes dédiés à améliorer la performance des microprocesseurs et de celle de leurs interactions, la performance des microprocesseurs modernes pourrait être considérée comme un système complexe.

Nous avons étudié l'évolution temporelle de la performance au cours de l'exécution de programmes sur les microprocesseurs actuels. Pour cela, nous avons enregistré simultanément des variables caractéristiques de la performance (nombre d'instructions exécutées par cycle) et des opérations mémoires (cache misses) au cours de l'exécution de programmes archétypiques (benchmarks). Ces traces ont ensuite été analysées à l'aide d'une batterie de méthodes pour l'étude des séries temporelles non linéaires [2] (analyse des fluctuations, caractérisation des attracteurs reconstruits par plongement, test de surrogates...). Ces études ont mis en évidence trois types de dynamiques. Si l'évolution de la performance pour certains programmes est périodique et régulière, elle est extrêmement riche et variable pour de nombreux autres. De plus, bien que la grande variabilité observée pour certains programmes semble provenir de comportements apparemment stochastiques, l'évolution de la performance durant l'exécution de certains autres programmes montre des indications claires de chaos déterministe, avec une sensibilité aux conditions initiales comparable aux modèles classiques [3].

Ces résultats impliquent que la prédiction de la performance sur la base de courts échantillons de la séquence totale pourrait être difficile pour certains programmes. D'une façon plus générale, ils révèlent que le système formé par les nombreux mécanismes qui déterminent la performance dans les microprocesseurs modernes constitue bien un système complexe (ou, tout du moins, compliqué). Son analyse par les outils modernes des sciences non linéaire et de la complexité pourrait donc en permettre une meilleure compréhension.

## Références

1. G. E. MOORE, Cramming more components onto integrated circuits, *Electronics*, **38**, 114-117 (1965).
2. T. SCHREIBER, Interdisciplinary application of nonlinear time series methods, *Phys. Rep.*, **308**, 2-64, (1999).
3. H. BERRY, D. GRACIA PÉREZ, O. TEMAM, Chaos in computer performance, *CHAOS*, **26** (1), (2006) *sous presse*.

# Grandes déviations et erreurs de transmission par solitons dans les fibres optiques

E. Gautier<sup>1,2</sup> & A. Debussche<sup>1</sup>

<sup>1</sup> IRMAR — ENS Cachan, antenne de Bretagne, Avenue Robert Schumann, 35170 Bruz

<sup>2</sup> CREST — INSEE, 3 avenue Pierre Larousse, 92240 Malakoff

`eric.gautier@bretagne.ens-cachan.fr`

L'équation de Schrödinger non linéaire faiblement amortie, en dimension 1, avec non linéarité cubique et défocalisante, est un modèle de propagation d'enveloppes de paquets d'ondes dans les fibres optiques. En l'absence d'amortissement des ondes solitaires localisées en temps pourraient permettre de transmettre des bits à très haut débit. Une donnée initiale profil de soliton permettrait de coder un 1, une donnée initiale nulle un 0. Afin de compenser l'amortissement, plusieurs types d'amplifications sont envisagés. Nous supposons que les amplifications compensent exactement l'amortissement.

Néanmoins, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, l'amplification est accompagnée d'une incertitude sur le signal représentée par un terme de bruit. Pour des amplificateurs dopés à l'Erbium, régulièrement espacés le long de la fibre, une bonne approximation du bruit est un bruit additif. Le bruit est fonction du temps et de l'espace, à valeurs complexes. Dans le cas d'une amplification de Raman ou par mélange paramétrique de 4 ondes, le bruit est multiplicatif réel. Il est représenté par un terme supplémentaire  $+\eta \circ u$  dans l'équation,  $\eta$  est cette fois à valeurs réelles et  $\circ$  le produit Stratonovich.

À l'extrémité de la fibre, un récepteur mesure la masse (norme  $L^2(\mathbb{R}, \mathbb{C})$ ) du signal sur une fenêtre en temps. Du fait du bruit, des erreurs de transmission peuvent se produire. Dans le cas d'un bruit additif, le bruit peut créer un signal de masse importante et on peut alors décider par erreur qu'un 1 a été émis. La fluctuation de la masse et du temps d'arrivée sont les causes principales de la perte d'un 1. Si le bruit est multiplicatif, la masse est conservée et une erreur est la perte d'un 1. Cette erreur est due à une fluctuation du temps d'arrivée.

Nous présenterons des principes de grandes déviations au niveau des trajectoires pour l'asymptotique de petits bruits. Nous en déduirons alors l'asymptotique des queues de distribution de la masse et de la position du signal. Plus précisément, nous donnerons des bornes supérieures et inférieures du logarithme de ces queues qui en général diffèrent à une constante multiplicative près. Nous commenterons l'ordre de grandeur obtenu en la longueur de la fibre et en l'amplitude de la donnée initiale. Nous évoquerons également la loi des deux grandeurs aléatoires. Cette technique permet de retrouver de manière rigoureuse plusieurs résultats de physique parmi lesquels le phénomène Gordon-Haus.

## Références

1. A. DE BOUARD & A. DEBUSSCHE, The Stochastic Nonlinear Schrödinger Equation in  $H^1$ , *Stochastic Anal. Appl.* **21** (1), 97-126 (2003).
2. A. DEBUSSCHE & E. GAUTIER, Small noise asymptotic of the timing jitter in soliton optical transmission, *Document de travail du CREST*, **2005-20** (2005).
3. E. GAUTIER, Large deviations and support results for nonlinear Schrödinger equations with additive noise and applications, *ESAIM: Probability and Statistics* **9**, 74-97 (2005).
4. E. GAUTIER, Uniform large deviations for the stochastic nonlinear Schrödinger equation with multiplicative noise, *Stochastic Process. Appl.* **115** (12), 1904-1927 (2005).

# From coupled logistic maps to the KPZ equation

Eytan Katzav<sup>1,2</sup> & Leticia F. Cugliandolo<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique Statistique de l'École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique Théorique de l'École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>3</sup> Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Énergies, Jussieu, 5ème étage, Tour 25, 4 Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

eytan.katzav@lpt.ens.fr

We study the continuum space-time limit of a periodic one dimensional array of deterministic logistic maps coupled diffusively. We find interesting relations between this discrete (deterministic) model and stochastic nonlinear continuum models.

First, we analyse this system in connection with the *stochastic* one dimensional Kardar-Parisi-Zhang (KPZ) equation for confined surface fluctuations. We compare the large-scale and long-time behaviour of space-time correlations in both systems. The dynamic structure factor of the coupled map lattice (CML) of logistic units in its deep chaotic regime and the usual  $d = 1$  KPZ equation have a similar temporal stretched exponential relaxation. Conversely, the spatial scaling and, in particular, the size dependence are very different due to the intrinsic confinement of the fluctuations in the CML.

In the same spirit, we derive a continuum partial differential equation governing the evolution of the Lyapunov vector of that system. The notion of a Lyapunov vector is one of the ways to extend the notion of Lyapunov exponent to space-time chaos. By deriving the continuum equation, we confirm a conjecture [1] that the space-time behaviour of the Lyapunov vector becomes the one of the KPZ through a mapping to the Directed Polymer problem. The largest Lyapunov exponent is then obtained from the norm of the Lyapunov vector. Surprisingly, if one uses the 0-norm (apart from the fact that this becomes a self-averaging quantity) the Lyapunov exponent is no other than the large-deviation function for the Asymmetric Exclusion Process (ASEP), calculated previously by Derrida and Appert [2]. This result is useful for studying finite size effects and, more importantly, it can be used to estimate the largest Lyapunov exponent. Doing this we get  $\lambda = 9/32 \simeq 0.28$  while in numerical simulations it was found to be  $\lambda \simeq 0.38$  which is of the same order of magnitude as our result.

Finally, we briefly discuss the interpretation of the continuum limit of the CML as a Fisher-Kolmogorov-Petrovsky-Piscounov (FKPP) non-linear diffusion equation with an additional KPZ non-linearity and the possibility of developing travelling wave configurations.

Emergence of slow relaxations for this system signals the possible relevance of CMLs in describing different aspects of glassy relaxation, as was already noticed by several authors. With the baggage gained from the current understanding of the dynamics of glassy systems we intend to address generations of effective temperatures in this nonlinear chaotic system and the possible appearance of a fluctuation relation.

## Références

1. PIKOVSKY & POLITI, *Nonlinearity*, **11**, 1049 (1998).
2. DERRIDA & APPERT *J. Stat. Phys.*, **94**, 1 (1999).

# Effets combinés du bruit et d'inhomogénéités dans un milieu de réaction-diffusion

S. Morfu, P. Marquié

Laboratoire LE2I UMR 5158 Aile des sciences de l'ingénieur BP 47870 21078 Dijon Cedex  
smorfu@u-bourgogne.fr

Les équations de réaction-diffusion sont présentes dans de nombreux domaines de la physique, de la chimie et de la biologie [1]. Ces dernières années, de nombreuses études ont été consacrées à ces systèmes car les équations de réaction diffusion peuvent modéliser le comportement des fibres nerveuses et des tissus cardiaques. Notre étude portera principalement sur l'équation de Nagumo exprimée ci-après dans sa version discrete [2]:

$$\frac{du_n}{dt} = D(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) + f(u_n), \quad (1)$$

où  $D$  représente le couplage intercellulaire et  $f(u_n) = -u_n(u_n - a)(u_n - 1)$  représente une non linéarité cubique modélisant les échanges ioniques.

Pour les faibles couplages  $D$  en dessous d'une valeur critique  $D^*$ , le milieu n'autorise plus la propagation de l'information ce qui peut induire de graves conséquences au niveau des tissus cardiaques. De nombreuses études ont porté sur la détermination de l'expression analytique de cette valeur critique  $D^*$ , qui ne dépend que du seuil de la non linéarité  $a$  [3,4,5,6].

Le mécanisme d'arrêt de propagation est maintenant bien compris dans les milieux homogènes non perturbés. Cependant, les fibres nerveuses et les tissus cardiaques modélisés par ces équations de réaction-diffusion sont plutôt inhomogènes qu'homogènes et souvent soumis à des perturbations quelles soient aléatoires ou non, ce qui peut conduire à de nouvelles conditions de propagation [7]. Par exemple, le mécanisme d'arrêt de propagation peut également se manifester dans un milieu discret de couplage intercellulaire  $D_1$  du fait d'une inhomogénéité de couplage  $D_2 > D_1$ . Au contraire, il a été montré que le bruit agissait contre le mécanisme d'arrêt de propagation dans un réseau électrique de circuits de Chua modifiés ou dans un milieu de Nagumo homogène. On se propose de restreindre notre étude au milieu de Nagumo en considérant à la fois des inhomogénéités structurelles et les effets du bruit.

## Références

1. J. D. MURRAY, *Mathematical biology*, Springer-Verlag, Berlin (1989).
2. J. NAGUMO, S. ARIMOTO & S. YOSHISAWA, An active pulse transmission line simulating nerve axon, *Proc. IRE*, **50**, 2061 (1962).
3. J. P. KEENER, Propagation and its failure in coupled systems of discrete excitable cells, *SIAM J. Appl. Math.*, **47**, 556–572 (1987).
4. J. P. LAPLANTE & T. ERNEUX, Propagation failure and multiple steady states in an array of diffusion coupled flow reactor, *Physica A*, **188**, 89–98 (1992).
5. I. MITKOV, One-and two-dimensional wave fronts in diffusive systems with discrete sets of nonlinear sources, *Physica D*, **133**, 398–403, (1999).
6. J. C. COMTE, S. MORFU & P. MARQUIÉ, Propagation failure in discrete bistable reaction-diffusion systems: theory and experiments, *Phys. Rev. E*, **64**, 027102 (2001).
7. J. P. KEENER, Homogenization and propagation in the bistable equation, *physica D*, **136**, 1–17, (2000).

# Apparition d'un attracteur chaotique et anti-synchronisation de deux neurones couplés

M. Senneret & M. Courbage

UMR CNRS 7057 M.S.C., Université Paris 7 Denis Diderot  
marc.senneret@free.fr

Pics et trains de potentiels d'action sont les plus communes des caractéristiques temporelles d'une assemblée de neurones[1]. Leur dynamique peut être régulière ou chaotique suivant les concentrations de neuro-modulateurs, les signaux d'entrée, et bien d'autres paramètres.

Afin de comprendre l'apparition d'oscillations chaotiques de pics et de trains dans un réseau de neurones, nous avons d'abord utilisé un modèle de FitzHugh-Nagumo de deux équations différentielles couplées régissant le potentiel de membrane d'un neurone isolé [2]. Dans un domaine des paramètres approprié, si on est intéressé uniquement par les seules excitations du neurone, ce modèle peut être réduit à un application unidimensionnelle par une coupe de Poincaré. Ce nouveau modèle de neurone isolé est un système dynamique à temps discret régi par une application linéaire par morceaux, à coefficients inférieurs à 1 afin d'assurer le retour à l'équilibre.

On considère ensuite deux neurones modélisés par le système précédent auquel on ajoute un couplage caractéristique d'une synapse électrique. Le système étudié est donc linéaire par morceaux à deux dimensions. Nous montrons dans un premier temps que ce système, dans un domaine des paramètres approprié, est hyperbolique, possède une région attractive et statistiquement anti-synchronisé. De plus, l'estimation numérique de la dimension fractale et de la distribution stationnaire de probabilité laissèrent penser qu'il existait bien un attracteur étrange associé à ce système [3].

Dans un second temps, afin de pouvoir généraliser ce travail à d'autres systèmes, nous avons prouvé, sous certaines conditions, l'existence d'attracteurs étranges et de distributions stationnaires de probabilité associées pour des systèmes linéaires par morceaux, hyperboliques en dimension  $n$  avec singularités. Nous avons mis en évidence l'existence d'une distribution de probabilité naturelle, dite S.R.B., sur les attracteurs de ces systèmes.

Le modèle de neurone précédent possède donc un attracteur étrange, support d'une mesure S.R.B.. Ceci permet de conclure que les investigations numériques sont bien probantes.

## Références

1. S.W. JOHNSON, V. SEUTIN, R.A. NORTH, *Science*, **258**, 665 (1992).
2. A. SCOTT, *Neuroscience: A mathematical primer* Oxford University Press, Oxford (1998).
3. M. COURBAGE, V.B. KAZANTSEV, V.I. NEKORKIN, M. SENNERET, Emergence of chaotic attractor and anti-synchronization for two coupled monostable neurons, *Chaos*, **14** (4), 1148 (2004).

# Motifs d'activité et itinérance chaotique dans des réseaux de neurones en temps discret

B. Ibarz<sup>1</sup>, Miguel A.F. Sanjuán<sup>1</sup>, G. Tanaka<sup>2</sup>, & K. Aihara<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Grupo de Dinámica no Lineal y Teoría del Caos

Departamento de Matemáticas y Física Aplicadas y Ciencias de la Naturaleza  
Universidad Rey Juan Carlos, Tulipán s/n, 28933 Móstoles, Madrid, Espagne

<sup>2</sup> Department of Complexity Science and Engineering,

Graduate School of Frontier Science, The University of Tokyo, 113-8656 Tokyo, Japan

`borja.ibarz@urjc.es`

Les modèles de neurones en temps discret permettent, grâce à sa simplicité computationnelle, de simuler de grands ensembles neuronaux avec une densité de connections biologiquement réaliste [1]. Il est donc intéressant d'étudier leurs propriétés de synchronisation et de formation de motifs dans des réseaux munis des connections synaptiques et électriques. Dans ce travail nous étudions la propagation des bouffées de potentiels d'action dans des réseaux de neurones modélisés en temps discret [2]. L'analyse linéaire explique le mécanisme de synchronisation en phase et en opposition de phase, et permet de séparer l'effet des neurones individuels sur la synchronisation de celui de la topologie du réseau. On trouve ainsi des régions de paramètres où les bouffées sont une propriété émergente [3]. Dans ces régions il est possible d'observer des motifs complexes d'activité, même si le réseau est parfaitement homogène et régulier. Ces motifs, lesquels sont composés d'une alternance chaotique de synchronisation et de propagation des bouffées, apparaissent suite à une bifurcation qui casse la symétrie et produit des ondes progressives et stationnaires. La caractérisation des motifs à l'aide des exposants de Lyapunov et la persistance des corrélations dans le réseau indiquent que les motifs pourraient être interprétés comme des manifestations du phénomène appelé "l'itinérance chaotique". [4].

## Références

1. N. RULKOV, I. TIMOFEEV, M. BAZHENOV, Oscillations in Large-Scale Cortical Networks: Map-Based Model, *Journal of Computational Neuroscience*, **17**, 203-223 (2004).
2. G. TANAKA, B. IBARZ, M. A. F. SANJUÁN, K. AIHARA, Synchronization and Propagation of Bursts in Networks of Coupled Map Neurons *Chaos*, **16** (1), sous presse (2006).
3. G. DE VRIES, Bursting as an emergent phenomenon in coupled chaotic maps, *Physical Review E*, **64**, 051914 (2001).
4. K. KANEKO, I. TSUDA, Chaotic itinerancy *Chaos*, **13** (3), 926-936 (2003).

# Comparaison d'un observateur à modes glissants et un observateur adaptatif pour la synchronisation de systèmes chaotiques

M. L'Hernault<sup>1</sup>, J. De Leon<sup>2</sup>, J.P. Barbot<sup>1</sup>, & A. Ouslimani<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ECS-ENSEA, 6 Avenue du Ponceau, 95014 Cergy Cedex, France

<sup>2</sup> Fac. de Ingeniera Mecanica y Electrica, Universidad Autonoma de Nuevo Leon., Apartado Postal 148-F, CU San Nicolas de los Garza, Nuevo Leon, Mexico

lhernault@ensea.fr

Dans ce travail, un système de transmission sécurisée d'information basé sur la synchronisation de deux systèmes chaotiques est présenté. L'émetteur est un oscillateur de type Colpitts chaotique dans lequel le message est inclus à l'aide de la méthode dite " par inclusion ". Seulement un des états de l'émetteur est transmis au récepteur. Ce dernier est un observateur conçu pour reconstruire tous les états de l'émetteur, ainsi que le message. La problématique traitée est l'inversion à gauche avec observation de l'état complet. Deux types d'observateur sont utilisés : Le premier est un observateur à modes glissants et le deuxième est un observateur adaptatif. Ainsi, la synchronisation des deux systèmes chaotiques (émetteur - récepteur) est obtenue et le message est récupéré en utilisant deux méthodes différentes. Les résultats de simulation sont présentés afin d'étudier les performances de chaque observateur et enfin, une étude comparative est effectuée.

# Singularités de congruences et bifurcations en fréquence

Roger Tauleigne<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Conservatoire National des Arts et Métiers

<sup>2</sup> ECS—ENSEA, 6 Av. du Ponceau, 95014 Cergy Pontoise Cedex 1

[tauleigne@ensea.fr](mailto:tauleigne@ensea.fr)

L'analyse de la synchronisation d'oscillations est souvent modélisée à l'aide d'équations différentielle qui décrivent la structure du système. L'ensemble des contraintes qui gouvernent la solution est condensé en un système d'équations, dont la résolution est souvent très difficile. Nous présentons une approche alternative par séparation des contraintes. Nous envisageons ici l'impact de la contrainte de la congruence des fréquences. Celle-ci induit des formes qui sont autant «d'attracteurs» pour les familles de solutions. Ces formes se déploient dans un espace d'évolution, que nous définissons. Dans cet article, nous analysons des singularités de congruences d'ordre 1.

Enfin, dans l'espace d'évolution, nous proposons un scénario pour des séries de bifurcations. Cette proposition est étayée par un exemple expérimental, basé sur un oscillateur de Van Der Pol.

# Identification de la composante déterministe d'une dynamique du monde réel

D. J. De Oliveira<sup>1,2</sup>, M. E. D. Gomes<sup>2</sup>, L. A. Aguirre<sup>1,2</sup> & C. Letellier<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Lab. de Modelagem Análise e Controle de Sistemas Não-Lineares (MACSIN), Universidade Federal de Minas Gerais, Av. Antônio Carlos 6627, Belo Horizonte, MG, 31270-901, Brazil

<sup>2</sup> CORIA UMR 6614 — Université de Rouen, Av. de l'Université, BP. 12, 76801 Saint-Etienne du Rouvray cedex

deoliveira@coria.fr

Les systèmes dynamiques du monde réel résultent le plus souvent d'une combinaison entre une composante déterministe — qui peut être de basse dimension — et une composante aléatoire. Lorsque la part de la composante aléatoire est très importante devant celle de la composante déterministe, l'étude de ces systèmes se révèle le plus souvent assez ardue. Il est alors particulièrement important de pouvoir séparer les deux composantes. Pour cela, nous avons développé une procédure qui peut se décomposer en xx étapes :

1. Un spectre de Fourier de la série temporelle originale — issue des mesures expérimentales — est calculé. Deux fréquences principales sont choisies pour construire un modèle stochastique : ce modèle se présente comme un bruit respectant la distribution du spectre de Fourier autour de la basse fréquence. Cette procédure a été introduite par McSharry [1].
2. Une corrélation entre la phase du signal original et la phase de cette composante stochastique peut être ajoutée.
3. Un modèle entrée-sortie de type NARMAX est ensuite estimé en utilisant le signal issu du modèle stochastique comme entrée et le signal original comme sortie.

Lorsque la dynamique est de basse dimension et stationnaire, cette procédure identifie correctement la composante déterministe, c'est-à-dire qu'un modèle NARMAX correspondant à la composante déterministe est obtenu. La procédure "coupe" l'entrée stochastique pour ne fournir qu'un modèle déterministe autonome de la dynamique étudiée. Lorsqu'une la dynamique est bruitée par une composante stochastique additive, le modèle NARMAX utilise l'entrée avec un coefficient qui dépend grossièrement de l'amplitude de la composante stochastique. Lorsque la dynamique n'est pas stationnaire mais que l'on injecte en entrée une grandeur quantifiant la manière dont les paramètres de cette dynamique évolue, il est alors encore possible d'identifier la composante déterministe (au moins lorsque la dynamique présente une cohérence de phase).

Cette procédure est ensuite appliquée à des électrocardiogrammes sur 24 heures (enregistrements HOLTER). Il est alors montré que la composante stochastique de la variabilité cardiaque est au moins de même poids qu'une éventuelle composante déterministe, si ce n'est plus.

## Références

1. P. E. MCSHARRY, G. CLIFFORD, L. TARASSENKO, L. A. SMITH, Method for Generating an Artificial RR Tachogram of a Typical Healthy Human over 24-Hours, *Computers in Cardiology IEEE*, **29**, 225-228, 2002.

# Nouvelles structures topologiques dans les signaux chaotiques d'un laser à fibre dopée Erbium

Javier Used<sup>1</sup>, Juan Carlos Martín<sup>1</sup>, & Marc Lefranc<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física aplicada, Facultad de Ciencias, Universidad de Zaragoza, E-50009 Zaragoza, Espagne

<sup>2</sup> PhLAM, UMR 8523, UFR de Physique, Université de Lille 1, F-59655 Villeneuve d'Ascq

`marc.lefranc@univ-lille1.fr`

On sait que l'apparition de "chaos" dans système parfaitement déterministe peut s'expliquer dans une description géométrique de la dynamique par l'action combinée dans l'espace des états de deux processus complémentaires : l'étirement, qui éloigne inexorablement les trajectoires proches, et le repliement qui maintient l'ensemble des trajectoires dans une région bornée. La plupart des méthodes de caractérisation du chaos sont plus ou moins basées sur l'existence de ces deux mécanismes, et en particulier une méthode d'analyse topologique a été développée pour classer précisément les différents mécanismes selon lesquels étirement et repliement peuvent structurer un attracteur chaotique [1,2,3]. Elle est basée sur la théorie des noeuds, et sur l'existence de surfaces bidimensionnelles à plusieurs branches, les *gabarits*, sur lesquelles on peut projeter toutes les orbites périodiques de l'attracteur sans modifier leurs types de noeuds ni aucun de leurs invariants topologiques. La structure du gabarit associé à un régime chaotique résume de manière concise l'organisation topologique globale de l'attracteur et est décrite par la donnée de quelques invariants entiers, qui permettent de distinguer entre différents types d'organisation topologique.

Il y a une dizaine d'années, les premières analyses d'expériences chaotiques, basées sur la détection d'orbites périodiques instables dans les signaux et le calcul de leurs invariants, avaient toutes conclu à une même organisation topologique, celle dite du "fer à cheval de Smale". Cela permettait de douter de la pertinence d'une classification où tout se retrouverait dans la même catégorie. Heureusement, quelques exemples de structures topologiques différentes avaient été ensuite donnés, et notamment celui du "fer à cheval inversé" [4]. Il n'en restait pas moins que toutes les possibilités que faisait apparaître une simple énumération combinatoire n'avaient pas été observées expérimentalement, et l'on était en droit de se demander si la description théorique était adaptée.

Or, les deux structures topologiques à trois branches qui manquaient jusqu'ici à l'appel, le "pli en S" et la "spirale divergente", viennent d'être détectées dans les signaux chaotiques d'un laser à fibre dopée Erbium dont on module périodiquement l'intensité de pompe, dont la dynamique a été récemment explorée et qui présente une grande diversité de comportements non linéaires [5]. Ce résultat important relance l'intérêt d'une comparaison entre expérience et modèles de ce laser, afin de déterminer si ces nouvelles structures peuvent être reproduites numériquement.

## Références

1. G. B. MINDLIN, X.-J. HOU, H. G. SOLARI, R. GILMORE & N. B. TUFILLARO, Classification of strange attractors by integers, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (20), 2350 (1990).
2. R. GILMORE, Topological analysis of chaotic dynamical systems, *Rev. Mod. Phys.*, **70** (1998).
3. R. GILMORE AND M. LEFRANC *The Topology of Chaos*, Wiley, New-York (2002).
4. G. BOULANT, S. BIELAWSKI, D. DEROZIER & M. LEFRANC, Experimental observation of a chaotic attractor with a reverse horseshoe topological structure, *Phys. Rev. E*, **55** (4), R3801 (1997).
5. I. J. SOLA, J.C. MARTÍN, J. M. ÁLVAREZ, Nonlinear response of a uni-directional erbium doped fiber ring laser to a sinusoidally modulated pump power, *Opt. Commun.*, **212**, 359 (2002).

# Elargissement spectral d'un rayonnement incohérent se propageant dans une fibre optique en régime de dispersion normale

Benoît Barviau<sup>1</sup>, Stéphane Randoux<sup>2</sup>, Pierre Suret<sup>3</sup>

Laboratoire PHLAM - bât. P5- Université des Sciences et Technologies de Lille - 59655 Villeneuve d'Ascq  
pierre.suret@univ-lille1.fr

La propagation d'un champ électromagnétique dans une fibre optique est dominée par un effet linéaire (la dispersion de vitesse de groupe) et un effet non linéaire (effet Kerr). Dans les cas les plus simples, la propagation du champ électromagnétique est décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire :

$$\frac{\partial E(Z,T)}{\partial Z} = -i B \frac{\partial^2 E(Z,T)}{\partial T^2} + i |E(Z,T)|^2 E(Z,T), \quad (1)$$

où  $E$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique,  $B$  est le coefficient de dispersion (proportionnel à l'usuel  $\beta_2$ ),  $Z$  est la longueur de propagation et  $T$  le temps. Toutes les variables sont ici sans dimension.

En optique, la propagation de rayonnements laser de forte puissance sur des longues distances dans des fibres optiques a motivé de très nombreuses études tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique (Solutions de l'équation (1)). L'essentiel de ces études a concerné le régime de dispersion anormale ( $B < 0$ ) ou les régimes de très faible dispersion; dans ces zones de paramètres, le spectre optique peut s'enrichir fortement de nouvelles composantes [1].

L'étude expérimentale et théorique présentée ici concerne au contraire l'évolution du spectre optique d'un laser continu fortement multimode (0.3 nm de largeur à mi-hauteur) au cours de la propagation dans une fibre en régime de *dispersion normale* ( $B > 0$ ) [2]. Nous avons mesuré les largeurs à mi-hauteur des spectres optiques à l'entrée et à la sortie d'une fibre optique pour des puissances allant de 0 à 2 Watt et pour des longueurs de fibres allant de 0 à 2.5 km.

La largeur à mi-hauteur du spectre optique évolue de façon surprenante en fonction de la longueur de propagation : elle augmente jusqu'à quelques centaines de mètres où elle présente un maximum puis décroît jusqu'à une valeur voisine de la largeur du spectre d'entrée. Nous avons obtenu un comportement identique en intégrant numériquement l'équation (1). Dans nos simulations, le spectre de Fourier de  $E$  est gaussien en amplitude et présente un bruit blanc sur les phases des différentes composantes spectrales. Le spectre final est obtenu après moyennage des spectres correspondant à plusieurs centaines de tirages aléatoires. Le fait que l'élargissement présente un maximum pour une longueur finie est surprenant si on compare à l'élargissement d'un spectre verrouillé en phase (correspondant à la propagation d'une impulsion courte). Dans ce cas, le couplage entre la non linéarité et la dispersion étale à la fois l'impulsion dans l'espace temporel et dans le domaine spectral. Pour une grande longueur de propagation, l'impulsion d'énergie constante devient très large, sa puissance maximale est donc très faible et seul l'effet linéaire de dispersion persiste. Donc l'élargissement d'un spectre verrouillé en phase augmente de façon monotone et sature à grande longueur.

Enfin, le spectre optique change de forme. Dans l'expérience comme dans nos simulations numériques, le spectre optique semble tendre vers une lorentzienne à très grande longueur de propagation. Nous ne connaissons à ce jour pas d'explication satisfaisante à ce changement de la forme du spectre optique.

## Références

1. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, 2001).
2. B. Barviau, S. Randoux and P. Suret Spectral broadening of a multimode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber (soumis à Optics Letters)

# Modulation de phase croisée lors de la collision de similaritons optiques

Christophe Finot & Guy Millot

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, 9 av. A. Savary, BP 47 870, 21080 Dijon Cedex  
[christophe.finot@u-bourgogne.fr](mailto:christophe.finot@u-bourgogne.fr)

La dynamique asymptotique d'une impulsion dans un amplificateur optique fibré à dispersion normale a généré un intérêt considérable depuis la mise en évidence de similaritons optiques [1]. Sous l'influence combinée de la dispersion, du gain et de la non-linéarité, toute impulsion évolue ainsi progressivement vers un profil d'intensité parabolique associé à une dérive de fréquence linéaire. La dynamique auto-similaire est alors marquée par une augmentation exponentielle de la puissance-crête et des largeurs temporelle et spectrale. Un tel comportement a pu être vérifié dans différents types d'amplificateurs : amplificateurs à base de fibres dopées terres-rares (Ytterbium [1] ou bien erbium [2]) mais aussi amplificateurs exploitant l'effet Raman [3].

Si l'évolution d'une impulsion parabolique isolée dans un amplificateur est désormais bien cernée [1,2,3], il n'en est pas de même pour l'évolution d'une paire d'impulsions. Deux situations peuvent alors se présenter. La première est celle où les deux impulsions initiales se propagent à la même vitesse de groupe. Nous avons alors pu montrer que l'élargissement temporel progressif des similaritons conduit à un recouvrement linéaire des deux similaritons et à l'apparition d'un battement sinusoidal. Ce battement évolue, en raison du gain adiabatique et de la non-linéarité, vers un train de solitons noirs [4].

Nous nous concentrons maintenant sur la seconde situation où deux impulsions initiales de même forme et même amplitude ont des vitesses différentes. Cette situation est rencontrée lorsque les deux impulsions ont des fréquences centrales différentes ou bien lorsque deux impulsions de même fréquence centrale se propagent selon chacun des axes d'une fibre optique biréfringente.

Dans ces conditions, nous pouvons assister à une collision des deux impulsions [5]. Celle-ci se manifestera temporellement par l'apparition d'un battement sinusoidal dans la zone de recouvrement. La fréquence de ce battement évoluera alors linéairement durant la collision. Dans le domaine fréquentiel, les effets de modulation de phase croisée viendront modifier la forme du spectre de l'impulsion. Néanmoins, malgré ces effets, les impulsions similaritons regagneront après la collision leur profil parabolique caractéristique.

Nous présentons ici une analyse théorique de ces différents effets dans le cadre d'un amplificateur Raman à dispersion normale adapté aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques. Les résultats théoriques basés sur l'analyse d'un système d'équations de Schrödinger couplées [6] avec un gain constant seront comparés qualitativement et quantitativement avec des résultats expérimentaux obtenus avec deux impulsions décalées fréquentiellement de 1.25 THz.

## Références

1. M. E. FERMAN ET AL., *Phys. Rev. Lett.*, **84** (26), 6010-6013 (2000).
2. C. BILLET ET AL., *Opt. Express*, **13** (9), 3236-3241 (2005).
3. C. FINOT, G. MILLOT, C. BILLET ET J.M. DUDLEY, *Opt. Express*, **11** (13), 1547-1552 (2003).
4. C. FINOT ET G. MILLOT, *Opt. Express*, **13** (15), 5825-5830 (2005).
5. C. FINOT ET G. MILLOT, *Opt. Express*, **13** (19), 7653-7665 (2005).
6. G. P. AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics*, Third Edition, Academic Press, San Fransisco (2001).

# Solitons spatiaux dissipatifs dans des résonateurs optiques modulés : effets de résonances

M. Le Berre<sup>1</sup>, E. Ressayre<sup>1</sup>, M. Taki<sup>2</sup>, S. Coulibaly<sup>2</sup> and M. Tlidi<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Photophysique moléculaire, Bat. 210, Université de Paris Sud, 91 405 Orsay cedex

<sup>2</sup> PHLAM, Université de Lille, Villeneuve d'Ascq

<sup>3</sup> Laboratoire d'Optique nonlinéaire, ULB, Bruxelles, Belgique

`martine.le-berre@ppm.u-psud.fr`

Les solitons spatiaux ont été prédits et observés dans la section transverse des faisceaux de lumière émise par les systèmes optiques dissipatifs tels que les oscillateurs paramétriques, les lasers, et les micro-résonateurs à semi-conducteurs. Ces solitons optiques, grâce à leur caractère bistable, se présentent comme des candidats prometteurs pour des applications potentielles au calcul parallèle et au stockage de l'information. Cependant une des limitations fondamentales reste leur trop grande taille spatiale. Il a été montré récemment[1] que cette limitation peut être repoussée dans des résonateurs où l'indice de réfraction du milieu non linéaire est modulé spatialement dans le plan transverse. Cette étude, en une dimension transverse, reporte la formation de solitons rétrécis dans la limite des petites longueurs d'onde de modulation. Notre étude se place au contraire dans le domaine des modulations de " grande longueur d'onde ", de l'ordre de grandeur de la largeur du soliton. Dans ce domaine, l'analyse bi-modale de la Ref.[1] doit être étendue afin de prendre en compte également les modes linéaires générés autour de la base d'accrochage du soliton. Nous expliquons les effets spectaculaires observés par des résonances non linéaires résultant des accrochages successifs entre le nombre d'onde ( $k_p$ ) de la modulation spatiale de la base du soliton et celui de la modulation extérieure ( $k_m$ ). Ce phénomène est illustré pour deux résonateurs optiques (i) le laser avec absorbant saturable (LAS) dont la solution non modulée est un soliton immobile et symétrique[2], et (ii) l'oscillateur paramétrique optique dégénéré avec absorbant saturable (DOPOAS), où l'on a reporté des solitons mobiles dissymétriques [3]. Les effets de résonances observés dans les deux systèmes sont différents, car les spectres des solitons non modulés des deux systèmes sont différents.

Pour le LAS, on observe des résonances spatiales de type " paramétriques " ( $k_m = nk_p$ ), comme on peut attendre d'un système " pompé " (forçage multiplicatif).

En revanche pour le DOPOAS, le soliton asymétrique se propage transversalement en ondulant suivant la modulation forcée, avec une amplitude d'ondulation qui présente des pics de résonances lorsque  $k_m = k_p/n$ . Nous expliquons les résonances avec les sous-harmoniques de  $k_p$  par la dissymétrie du spectre spatial.

## Références

1. K. STALIUNAS, Midband dissipative spatial solitons, *Physical Review letters*, **91**, (053901) (2003).
2. D. E. PELINOVSKI ET AL., Bifurcations and stability of gap solitons in periodic potentials, *Physical Review E*, **70** (036618), 1-17 (2004). K. STALIUNAS, Midband dissipative spatial solitons, *Physical Review letters*, **91**, 053901 (2003).
3. M. TLIDI ET AL., Moving localized structures and spatial patterns in quadratic media with a saturable absorber, *Journal of Optics B*, **6**, 1-9 (2004)

# Solitons optiques spatio-temporels dissipatifs

Philippe Grelu

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, UMR 5027 CNRS, 9 avenue A. Savary, 21078 Dijon Cedex

philippe.grelu@u-bourgogne.fr

Vers des *balles de lumière...*

La recherche de solitons spatio-temporels complets, c'est-à-dire autoconfinés dans les trois dimensions spatiales et dans le domaine temporel, est une quête mythique de l'optique non-linéaire qui a débuté il y a une quinzaine d'années[1]. Le choix de la non-linéarité permettant un tel autoconfinement est délicat, car l'on exige une stabilité des solutions. En effet, on peut facilement montrer que la non-linéarité Kerr, seule, produit des solutions localisées instables, qui s'autofocalisent ou se dispersent rapidement en présence de bruit. Pour stabiliser les solitons spatio-temporels, des non-linéarités plus élaborées ont été avancées, comme par exemple des non-linéarités d'ordre 3 saturables ou bien des non-linéarités d'ordre 2 couplant deux longueurs d'ondes distinctes, le fondamental et la seconde harmonique[2,3]. Lors de cette présentation, je développerai une approche nouvelle, basée principalement sur l'utilisation de non-linéarités dissipatives[4]. Fondées sur l'emploi d'un modèle de Ginzburg-Landau complexe cubique-quinque à coefficients complexes, dans lequel les effets de diffraction sont incorporés dans l'approximation paraxiale, les simulations numériques conduisent à la démonstration de balles de lumières dissipatives stables. En faisant varier les paramètres du modèle, la formation de structures transversales est également mise en évidence.

## Références

1. Y. SILBERBERG, Collapse of optical pulses, *Opt. Lett.*, **15**, 1282 (1990).
2. L. TORNER & A. BARTHÉLÉMY, Quadratic solitons : recent developments, *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 22 (2003).
3. Y. F. Chen et al., Criteria for the experimental observation of multidimensional optical solitons in saturable media, *Phys. Rev. E*, **70**, 046610 (2004).
4. PH. GRELU, J.M. SOTO-CRESPO & N. AKHMEDIEV Light bullets and dynamic pattern formation in nonlinear dissipative systems, *Opt. Exp.*, **13**, 9352 (2005).

# Solitons en milieux granulaires unidimensionnels hétérogènes

Stéphane Job<sup>1</sup> & Francisco Melo<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Supmeca, 3 rue Fernand Hainaut, 93407 Saint-Ouen Cedex, France

<sup>2</sup> Departamento de Física, Universidad de Santiago de Chile, and Center for Advanced Interdisciplinary Research in Materials (CIMAT), Av. Ecuador 3493, Casilla 307, Correo 2, Santiago de Chile.

`stephane.job@supmeca.fr`

De nombreux travaux, portant sur l'étude de la propagation d'ondes dans un matériau granulaire unidimensionnel constitué de grains identiques, ont montré qu'une impulsion s'y propage sous la forme d'une onde solitaire [1,2], résultat de la compensation de la non linéarité du contact de Hertz entre grains, et de la dispersion engendrée par la périodicité du milieu. En revanche, si le milieu n'est pas constitué de grains identiques, le système exhibe un comportement riche et notablement différent. Je rappellerai les considérations physiques qui expliquent l'observation de solitons dans un milieu granulaire simple, et un des modèles communément admis pour décrire ce phénomène. Je présenterai quelques résultats récents issus d'observations faites sur des chaînes de billes présentant des variations telles qu'une modification notable de la rigidité du milieu (réflexion non linéaire d'une onde solitaire) [3], un gradient de taille des grains (thermalisation d'une impulsion) [4], ou encore une chaîne de billes identiques contenant une impureté (observation d'une onde localisée) [5].

## Références

1. A. N. Lazaridi, V. F. Nesterenko, J. Appl. Mech. Tech. Phys. 26, 405 (1985).
2. C. Coste, E. Falcon, S. Fauve, Phys. Rev. E 56, 6104 (1997).
3. S. Job, F. Melo, A. Sokolow, S. Sen, Phys. Rev. Lett., 94, 178002 (2005).
4. F. Melo, S. Job, F. Santibanez, F. Tapia, Phys. Rev. E (2006, accepted, cond-mat/0512645).
5. F. Melo, S. Job *et al*, in preparation (2006).

# Instabilité et dynamique de la croissance par épitaxie de silicium

Alberto Verga<sup>1</sup> & Thomas Frisch<sup>1</sup>

Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre, UMR 6594, CNRS, Université de Provence, 49, rue F. Joliot-Curie, 13384 Marseille, France

Alberto.Verga@irphe.univ-mrs.fr

Des expériences de croissance cristalline par MBE (molecular beam epitaxy) sur diverses surfaces vicinales, ont montré l'existence de différents types d'instabilité de l'écoulement de marches (step flow). Il est admis que ces instabilités sont à l'origine des ondulations des marches (méandrage) et de leur regroupement en "macromarches" (bunching), et donc responsables *in fine* des propriétés à grande échelle des surfaces: rugosité, formation de structures ordonnées, etc. L'identification des mécanismes physiques des instabilités de la croissance cristalline et de leur évolution est importante pour la compréhension des processus d'auto-organisation de nanostructures. Le problème de l'écoulement de marches et de leurs instabilités est analogue en principe à celui de la propagation contrôlée par diffusion, de fronts ou d'interfaces. Cependant, la présence d'une structure cristalline propre à la surface vicinale introduit plusieurs particularités comme l'existence des interactions élastiques entre les marches, ainsi que des processus cinétiques d'adsorption d'atomes spécifiques ou des effets d'anisotropie liés à la reconstruction de surface. Un cas particulièrement intéressant pour les applications en nanotechnologie est celui de la surface vicinale du Si(001). Elle se caractérise par une alternance de terrasses et de marches ayant des propriétés cinétiques (diffusion et attachement d'adatoms) différentes. On montre justement que les anisotropies de rigidité des marches et de diffusion d'adatoms jouent un rôle essentiel dans l'établissement des instabilités de méandrage et de 'bunching' de la surface vicinale en croissance [1,2]. Une caractérisation des mécanismes physiques au niveau microscopique permet d'établir un modèle macroscopique décrivant la dynamique des marches en termes d'équations d'amplitude. À partir d'un développement asymptotique à échelles multiples on déduit pour le méandrage, par exemple, une équation du type:

$$\frac{\partial}{\partial t}\xi(y,t) = -\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left[ \xi(y,t) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\xi(y,t) + \left( \frac{\partial}{\partial y}\xi(y,t) \right)^2 \right],$$

une version conservative de l'équation de Kuramoto-Sivashinski, où  $\xi(y,t)$  décrit la forme de la marche. Des simulations numériques montrent que l'évolution non linéaire unidimensionnelle de chacune des ces instabilités est dominée par des processus de coalescence. On étudie les possibles mécanismes de saturation du mûrissement (coarse-graining) par des couplages bidimensionnels des instabilités, que comme dans le cas du Si(001) peuvent se présenter simultanément.

## Références

1. T. FRISCH AND A. VERGA, Kinetic step bunching instability during surface growth, *Phys. Rev. Lett.*, **94** 226102 (2005).
2. T. FRISCH AND A. VERGA, Effect of step stiffness and diffusion anisotropy on the meandering of a growing vicinal surface, *en préparation*, (2006).

# Caractérisation expérimentale des instabilités induites par évaporation de solvant dans une solution polymère

F. Doumenc<sup>1</sup>, C. Iorio<sup>2</sup>, G. Toussaint<sup>1</sup>, B. Scheid<sup>2</sup>, B. Guerrier<sup>1</sup>, & C. Allain<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire FAST, UMR 7608 (Univ. Paris 6 et Paris 11, CNRS), Bât. 502, Campus Universitaire, 91405 Orsay, France

<sup>2</sup> Chimie-physique E.P.- Microgravity Research Center, Campus du Solbosch, Bât. U, CP165/62, avenue F.D. Roosevelt 50, 1050 Bruxelles, Belgique

doumenc@fast.u-psud.fr

Lors du séchage d'une solution polymère/solvant, l'évaporation du solvant à l'interface solution/air induit un enrichissement en polymère et une diminution de la température en surface. Selon les caractéristiques physicochimiques de la solution, cette configuration peut être hydrodynamiquement instable.

Nous nous sommes intéressés dans cette étude à un système modèle simple constitué d'un seul polymère et d'un seul solvant: Polyisobutylène/Toluène. Le système choisi présente des variations de masse volumique et de tension de surface, avec la température comme avec la concentration, qui conduisent à une configuration instable lors de l'évaporation. En effet la masse volumique et la tension de surface du polymère sont plus importantes que celles du solvant. De même masse volumique et tension de surface augmentent quand la température diminue. En contrepartie la variation fortement non linéaire de la viscosité lorsque la concentration en polymère augmente inhibe la convection dans les zones concentrées en polymères.

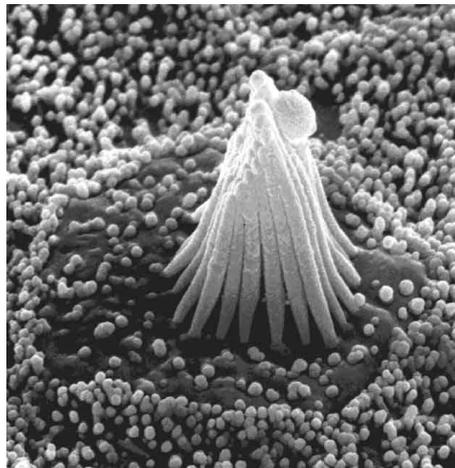
Cette configuration expérimentale simple (séchage d'une solution polymère/solvant à l'air ambiant) présente donc une grande richesse au point de vue des instabilités hydrodynamiques générées par l'évaporation. De façon plus générale, cette étude s'inscrit dans les travaux développés à l'heure actuelle tant du point de vue théorique qu'expérimental sur les phénomènes d'instabilités couplés à l'évaporation (cf. par exemple les travaux de M.Bestehorn et al. (Univ. de Cottbus, Allemagne), P.Colinet et al. (Univ. libre de Bruxelles, Belgique), G.Lebon et al. (Univ. de Liège, Belgique), H.Mancini et al. (Univ. de Navarra, Espagne)). Notons que plusieurs caractéristiques du processus rendent l'analyse de stabilité complexe: milieu à frontière mobile, régime transitoire due à l'évaporation, conditions aux limites sur la face supérieure résultant de l'évaporation, propriétés thermophysiques dépendant de la concentration.

Nous présentons une étude expérimentale des structures convectives observées dans la première phase du séchage, lorsque le flux d'évaporation est important. Les visualisations ont été réalisées en vue de dessus, soit par caméra IR, soit par caméra vidéo après ensemencement de la solution par des particules d'iriodine. Les expériences ont été réalisées pour une fraction massique initiale de polymère de 5%. La solution initiale est versée dans une coupelle de diamètre 110 mm placée sous hotte et sur une balance de précision. La mesure de l'évolution de la masse au cours du temps permet de situer l'évolution des structures convectives par rapport aux différentes phases de la cinétique de séchage. Des expériences ont été réalisées pour une épaisseur initiale de la solution variant entre 1 et 15 mm. Les résultats obtenus montrent une évolution entre des cellules de type hexagonale pour les faibles épaisseurs et des structures plus complexes (mélange rouleaux-cellules) à plus grande épaisseur. Nous avons observé que la taille caractéristique des cellules varie linéairement avec l'épaisseur initiale pour les petites épaisseurs initiales alors qu'une saturation est observée à plus grandes épaisseurs.

# Comment l'oreille écoute pour entendre : Oscillations spontanées, fluctuations, amplification

Pascal Martin

Laboratoire Physico-Chimie « Curie » (UMR 168)  
Institut Curie/CNRS  
26, rue d'Ulm  
75248 Paris  
pascal.martin@curie.fr



Les sens de l'audition et de l'équilibre des vertébrés reposent sur quelques dizaines de milliers de cellules mécano-sensorielles - les cellules ciliées - situées au cœur de l'oreille interne. En amplifiant sa réponse mécanique au son, l'oreille acquiert une sensibilité et une sélectivité fréquentielle stupéfiantes, lui permettant de ressentir des vibrations dont l'amplitude n'est que d'une fraction de nanomètre et de distinguer des sons dont les fréquences ne diffèrent que d'une fraction de 1 %. Nos résultats suggèrent qu'un mécanisme d'amplification pourrait résulter d'un mouvement actif de l'organelle mécano-sensible de la cellule ciliée, constituée d'une touffe villosités remplies d'actine. Les cellules ciliées du saccule de la grenouille taureau (*Rana catesbeiana*) présentent des oscillations spontanées bruitées de leurs touffes ciliaires. En manipulant une touffe ciliaire oscillante à l'aide d'une micro-fibre de verre flexible, nous avons montré que la cellule ciliée peut mettre à profit les mouvements actifs de sa touffe ciliaire pour amplifier de minuscules stimuli sinusoïdaux, avec des forces appliquées de l'ordre du piconewton et des déplacements imposés à la fibre de l'ordre du nanomètre. De plus, la réponse d'une cellule ciliée à des stimuli d'intensité croissante est non linéaire : la cellule est plus sensible aux faibles stimuli qu'aux stimuli plus intenses. Nos mesures mécaniques à l'échelle de la cellule unique nous ont permis de mettre en évidence un mécanisme d'amplification faisant intervenir les canaux ioniques mécanosensibles qui sont responsables de la transduction mécano-électrique et un moteur moléculaire de type myosine dont l'activité est régulée par le calcium intracellulaire. En modélisant la touffe ciliaire comme un système dynamique opérant au voisinage d'une instabilité oscillatoire - une bifurcation de Hopf - nous avons pu interpréter les propriétés de l'amplificateur ciliaire et en particulier décrire l'effet des fluctuations qui deviennent importantes aux stimuli les plus faibles. Cette étude suggère que la touffe ciliaire opère au voisinage d'un optimum de mécano-sensibilité dont la valeur est limitée par les fluctuations intrinsèques à ce système.

# Quasi-cristaux et configurations minimales

Jean-Marc Gambaudo

Institut de Mathématiques de Bourgogne  
UFR des Sciences et Techniques  
9 rue Alain Savary – B.P. 47870  
Université de Bourgogne  
21078 Dijon Cedex  
[gambaudo@u-bourgogne.fr](mailto:gambaudo@u-bourgogne.fr)

Dans un travail en commun avec P. Guiraud et S. Petite, nous considérons le modèle de Frenkel-Kontorova d'une chaîne d'atomes au dessus d'un substrat quasicristallin. Les atomes sont soumis:

- d'une part à un potentiel d'interaction induit par les autres atomes de la chaîne,
- d'autre part à un potentiel induit par le substrat quasi-cristallin.

Nous étudions les configurations minimales de ce système et obtenons ainsi une généralisation des résultats de S. Aubry et J. Mather connus dans le cas où le substrat est un cristal.

# Mode d'instabilité à propagation radiale observé dans un écoulement de Couette-Taylor viscoélastique

O. Crumeyrolle, N. Abcha, N. Latrache, & I. Mutabazi

25 rue Philippe Lebon, BP540, 76058, Le Havre cedex  
olivier.crumeyrolle@univ-lehavre.fr

Les écoulements de liquides viscoélastiques peuvent se comporter de manière très différente des écoulements observés pour les fluides newtoniens. Compte tenu des intérêt applicatifs (ex : écoulement de polymères fondus en plasturgie) et des inconvénients que les instabilités peuvent entraîner (ex : produit fini défectueux), l'étude de la stabilité des écoulements viscoélastique a dès la fin des années 60 [1] employé, le système de Couette-Taylor. Ce système est formé d'une couche de fluide emprisonnée dans l'entrefer formé par deux cylindres coaxiaux en rotation. Nombreux résultats ont été obtenus dans le cas de fluides newtoniens [2]. Les liquides viscoélastiques test sont des solutions de polymères de forte masse molaire. En modifiant les caractéristiques du couple polymère/solvant, on peut de contrôler les propriétés viscoélastiques. L'étude de l'écoulement de Couette-Taylor pour des liquides fortement viscoélastiques (fluides de Boger) a permis la découverte [3] des instabilités purement élastiques, qui apparaissent à des vitesses très faibles. Ces instabilités peuvent conduire au régime de turbulence élastique [4]. Parmi les résultats expérimentaux pertinents de l'écoulement de Couette viscoélastique figure l'observation par Groisman et Steinberg [5] d'un mode d'onde radiale. Les observations, conduites à cylindre extérieur fixe, ont montré une période axiale 4 à 5 fois plus courte que la taille de l'entrefer, une alternance de sources et de puits au fil de la direction axiale, et une propagation dans la direction radiale, en direction du cylindre intérieur. Si la courte périodicité axiale était attendue, le sens de propagation est à l'opposé des prédictions. Nous rapportons le comportement d'un écoulement de solutions de polyoxyéthylène, avec une concentration massique de 0,09% dans un solvant eau/alcool isopropylique. Les caractéristiques rhéologiques de ces solutions déterminées dans [6] montre que ces solutions sont rhéofluidifiantes : la viscosité diminue avec le taux de cisaillement de l'écoulement. Le système de Couette-Taylor employé est vertical, et est constitué d'un cylindre intérieur de rayon  $a = 4\text{cm}$ , d'un cylindre extérieur de rayon  $b = 5\text{cm}$ , et de hauteur  $L = 45,9\text{cm}$ . L'écoulement est additionné de 2% de Kalliroscope. Une caméra de  $720 \times 576$  pixels enregistre la visualisation de l'écoulement obtenue par une coupe laser verticale de l'entrefer ou par éclairage en lumière blanche, et ceci sur une hauteur de 12 cm. L'étude est conduite à cylindre extérieur fixe. Le premier mode d'instabilité est observé pour une fréquence de rotation du cylindre intérieur  $\Omega/2\pi$  de 410 mHz, soit un nombre de Reynolds  $\Omega a d/\nu$  d'environ 80, où  $\nu$  est la viscosité cinématique apparente de la solution pour un taux de cisaillement  $\Omega a/d$ . Ce mode il est formé d'ondes contrapropagatives dans la direction axiale et une propagation dans la direction radiale, vers le cylindre extérieur. Pour cela, nous extrayons du signal vidéo,  $I(r,z,t)$ , des diagrammes spatio-temporels dans les plans  $(z,t)$  et  $(r,t)$  qui sont analysés par traitement du signal. On note en particulier que la périodicité axiale est trois fois plus grande que la taille de l'entrefer. Nous comparons nos résultats avec ceux de Groisman et Steinberg [5].

## Références

1. H. RUBIN & C. ELATA, Stability of Couette flow of dilute polymer solutions, *Phys. Fluids*, **7**, 1929 (1966).
2. R. TAGG, The Couette–Taylor problem, *Nonlinear Sci. Today*, **4**(3b) (1994).
3. R.G. LARSON, E. S. G. SHAQFEH, & S.J. MULLER, A purely elastic instability in Taylor–Couette system, *J. Fluid Mech.*, **218**, 573 (1990).
4. A. GROISMAN & V. STEINBERG, Elastic turbulence in a polymer solution flow, *Nature*, **405**, 53 (2000).
5. A. GROISMAN & V. STEINBERG, Mechanism of elastic instability in Couette flow of polymer solutions: experiment, *Phys. Fluids*, **10**(10), 2451b(1998).
6. N. LATRACHE, *Etude des instabilités de liquides newtoniens ou viscoélastiques dans le système de Couette–Taylor*, Thèse de l'Université du Havre, Le Havre (2005).

# Cloches de liquides viscoélastiques

L. Lebon<sup>1</sup>, L. Limat<sup>1</sup>, & A. Belmonte<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes - ESPCI, UMR 7636 CNRS, 10 rue Vauquelin 75005 Paris

<sup>2</sup> Department of Mathematics, Penn State University, University Park, PA 16802 USA

lebon@pmmh.espci.fr

Nous nous sommes intéressé à des cloches liquides formées par l'impact d'un jet de fluide viscoélastique projeté sur un obstacle circulaire plus grand que le diamètre du jet, à la manière des cloches d'eau historiques de Savart[1]. Nous avons utilisé comme fluide viscoélastique des solutions de polymères et de micelles géantes.

En régime de cloches fermées, nous observons un profil des cloches très différent de celui observé et prévu pour des cloches d'eau (Clanet[2]). La forme des cloches est contrôlée ici par la rhéologie du viscoélastique; nous l'illustrons par des mesures d'évolution de la taille des cloches. Elle semble également très sensible aux éventuelles différences de pression à travers le film liquide.

A débit plus élevé, les cloches ne se referment plus et forment des nappes liquides dont le mécanisme de désintégration apparaît très différent dans le cas des viscoélastiques; alors qu'une telle géométrie est fréquemment utilisée dans le cas de solutions aqueuses Newtoniennes dans le but de faire de l'atomisation en fines gouttes, on observe en viscoélastique des structures en filaments, éventuellement enchevêtrés, qui prolongent la nappe sans formation de goutte. Un mécanisme original de croissance de trou circulaire avec bourrelets épais dans la nappe viscoélastiques est également observé.

## Références

1. F. SAVART, Mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire, *Ann. Chim.*, **54** (1833).
2. C. CLANET, Dynamics and stability of water bells, *J. Fluid Mech.*, **430** (2001)

# Influence du bruit sur la transition dynamo

B. Dubrulle<sup>1</sup>, P. Blaineau<sup>1</sup>, J.-P. Laval<sup>2</sup>, N. Leprovost<sup>3</sup>, & F. Daviaud<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Groupe Instabilité et Turbulence, SPEC/URA2464, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex

<sup>2</sup> Laboratoire de Mécanique de Lille, CNRS, UMR 8107, Blv. Paul Langevin, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

<sup>3</sup> University of Sheffield, Sheffield S37RH UK

`bdubrulle@cea.fr`

Nous montrerons que l'instabilité dynamo dans un milieu turbulent peut se ramener à l'étude d'une instabilité avec bruit multiplicatif [2]. Nous proposons une analyse théorique et numérique de ce problème, et montrons que l'instationarité à grande échelle est un facteur néfaste pour les dynamos turbulentes [1]. Nous discutons brièvement les conséquences sur VKS et les objets astrophysiques magnétisés.

## Références

1. J.-P. LAVAL, P. BLAINEAU, N. LEPROVOST, B. DUBRULLE & F. DAVIAUD, Influence of turbulence on the dynamo threshold, *Physical Review Letters*, **submitted** (2005).
2. N. LEPROVOST & B. DUBRULLE, The turbulent dynamo as an instability in a noisy medium, *Europhys. J. B*, **44**, 395 (2005).

# Approximation des équations 3D de la magnétohydrodynamique par une méthode spectrale-éléments finis nodaux

R. Laguerre

LIMSI, CNRS, BP 133, 91403 ORSAY CEDEX  
laguerre@limsi.fr

Le but de notre travail est de résoudre les équations de la magnétohydrodynamique 3D (MHD). Ces équations, composées, d'une part, des équations de Navier-Stokes incompressibles et, d'autre part, des équations de Maxwell dans l'approximation des courants de Foucault [1], sont couplées de façon non linéaire par la force de Lorentz et la loi d'Ohm. Les principales difficultés à surmonter dans ce type de problème proviennent de l'hétérogénéité du domaine de calcul formé d'un conducteur de conductivité  $\sigma > 0$  et de vide ( $\sigma = 0$ ). Il faut traiter correctement l'interface, c'est à dire imposer proprement la continuité de certaines composantes des champs, qui ne vérifient pas les mêmes équations d'un côté et de l'autre de l'interface.

Nous proposons une nouvelle approche utilisant des éléments finis de Lagrange. Pour résoudre les équations de Maxwell, nous profitons du fait que le champ magnétique  $\mathbf{H}$  dans le milieu isolant est à rotationnel nul et qu'il peut donc s'écrire sous la forme d'un champ potentiel scalaire. On en déduit une formulation  $\mathbf{H} - \phi$  du problème par élimination de  $\mathbf{E}$ . Les continuités des composantes tangentielles de  $\mathbf{H}$  et de  $\mathbf{E}$  qui sont à imposer se traduisent par des relations entre  $\mathbf{H}$  et  $\phi$  sur la frontière. Nous avons choisi d'imposer ces continuités à l'aide d'une méthode de pénalisation de type Galerkin discontinue.

Cette méthode s'est avérée être satisfaisante pour un certain nombre de cas test, pour le moment dans l'approximation de la dynamo cinématique. La rétroaction du champ de vitesse sur le champ magnétique n'est pas prise en compte et on ne résout que les équations de Maxwell avec un champ de vitesse figé. Nous avons obtenu dans un premier temps de bons résultats pour des cas de diffusion dans des formes axisymétriques (sphère, cylindre infini, cylindre fini, ellipsoïde). Nous avons également traité le cas d'un rotor placé dans un champ magnétique et enfin, des cas de dynamos célèbres tels que la dynamo de Ponomarenko. Cette configuration, qui consiste en un écoulement hélicoïdal de fluide dans un cylindre au repos, a donné lieu à l'une des toutes premières dynamos expérimentales. Le paramètre de contrôle pour ce type de problème est le nombre de Reynolds magnétique défini par  $R_m = \frac{UL}{\eta}$ ,  $\eta$  étant la diffusivité magnétique. Les expérimentateurs ont obtenu  $R_{mc}^{exp} = 18$ . Nous avons obtenu numériquement  $R_{mc}^{num} = 18.5$  [3].

Un nouveau projet expérimental de dynamo se met en place et consiste en un écoulement également hélicoïdal mais cette fois-ci placé dans un tore. Le fluide utilisé est du sodium liquide et le tore est fait de cuivre. Les conductivités de ces deux éléments sont différentes ( $\sigma_{Cu} = 5\sigma_{Na}$ ). Nous avons pu modéliser cette configuration et avons obtenu un nombre de Reynolds critique  $R_{mc}^{num} = 16$ , plus faible que la valeur obtenue dans [2].

Après validation complète et parallélisation des codes Navier-Stokes et Maxwell, nous pourrions aborder des problèmes de dynamo non-linéaire et étudier les phénomènes de saturation, lorsque le champ engendré par effet dynamo devient suffisamment intense pour influencer sur l'écoulement du fluide.

## Références

1. A. BOSSAVIT, Computational Electromagnetism, Variational Formulation, Complementary, Edge Elements, *Electromagnetism*, **2**, Academic Press (1998).
2. W. DOBLER ET AL., Screw dynamo in a time-dependent pipe flow, *Physical Review E*, **67**, (2003).
3. R. LAGUERRE ET AL., Induction effects in isolated axisymmetric conductors using a new finite element method, *Proceedings of the MHD Summer Program, Carati, Knaepen and Kassinos ed.*, 2006.

# Effet d'un champ magnétique horizontal sur un écoulement convectif turbulent de métal liquide

F. Pétrélis, S. Aumaitre, & S. Fauve

Laboratoire de Physique Statistique de l'Ecole Normale Supérieure, CNRS UMR 8550, 24 Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France  
[petrelis@lps.ens.fr](mailto:petrelis@lps.ens.fr)

Une expérience de convection thermique dans le mercure est réalisée dans une boîte cubique. En présence d'un champ magnétique horizontal, nous étudions le processus de convection thermique dans un régime très éloigné du seuil de l'instabilité convective. Nous montrons qu'en présence de champ magnétique le transport convectif de chaleur est très peu modifié par le champ magnétique tandis que les fluctuations turbulentes de températures sont fortement réduites.

# Transition du Map vers le Flot dans un oscillateur opto-électronique à retard

L. Larger<sup>1</sup>, D. Fournier<sup>2</sup>, P. Lacourt<sup>1</sup>, & S. Poinsot<sup>1</sup>

<sup>1</sup> FEMTO-ST, UMR 6174, Univ. de Franche-Comté, 16 route de Gray, 25030 Besançon cedex, France

<sup>2</sup> groupe SYD, LESIA, DGEI, INSA, 135 avenue de Rangueil, 31077 Toulouse cedex 4 FRANCE

laurent.larger@univ-fcomte.fr

Parmi les nombreuses classes de systèmes dynamiques non linéaires, celle dont le modèle correspond à une équation différentielle à retard[1] constitue un groupe à part. D'une simplicité d'expression assez frappante dans certains cas (par exemple une équation scalaire du premier ordre  $\tau \dot{x}(t) = -x(t) + F[x(t - \tau_R)]$ ), elles n'en sont pourtant pas moins capables d'une très grande variété de comportements, ainsi que d'une grande complexité (dimension de l'espace des phases infinie, malgré une variable dynamique scalaire) particulièrement dans la situation des grands retards ( $\tau \ll \tau_R$ ). Ces systèmes dynamiques particuliers n'ont de plus, pas qu'un intérêt théorique, mais aussi un intérêt d'ordre expérimental, puisque de nombreuses expériences correspondant à des modèles dynamiques à retard existent dans la littérature, en particulier en optique[2] où les retards peuvent être très simplement réalisés par une longueur d'un milieu de propagation. Sur le plan expérimental et applicatif, la complexité des régimes chaotiques produits par ces dynamiques à retard ont même trouvé une application de choix dans un nouveau principe de sécurisation de l'information pour les réseaux optiques haut débit[3].

L'historique de l'étude de ces systèmes dynamiques a mis en avant une approximation particulière et extrêmement simplificatrice, qui est capable de donner une représentation qualitative tout à fait acceptable du comportement dynamique de ces flots à retard (dans le cas des grands retards), mais uniquement dans le cas des régimes de faible complexité (points fixes ou cycles limites d'ordre peu élevé) : il s'agit de l'*approximation adiabatique*, aussi appelée *limite singulière du map*, lorsque  $(\tau_D/\tau) \rightarrow \infty$ , ce qui peut revenir à  $\tau \dot{x}(t) \simeq 0$  pour le flot à retard. Dans ce cas, l'équation différentielle à retard peut se réduire à une application  $x_n = F[x_{n-1}]$ , de la même famille que l'application logistique. On vérifie en effet expérimentalement que le début de la route vers le chaos (en termes de diagrammes de bifurcation) du flot à retard et du map correspondant, sont qualitativement, et même quantitativement, très semblables. Par contre, au delà de ces premières bifurcations entre régimes de faible complexité, l'analogie n'est plus possible, et le flot à retard montre alors la plus grande complexité que l'on peut a priori attendre de lui compte-tenu de la dimension infinie de son espace des phases comparée à celle unitaire d'un Map 1D non inversible.

Au travers d'une approche expérimentale originale[4], nous avons récemment montré qu'il était possible, grâce à une source d'énergie lumineuse impulsionnelle, de réaliser expérimentalement en opto-électronique une dynamique à temps discret (donc un Map), que l'on peut amener continûment à évoluer vers un flot à retard en jouant sur la grandeur relative de divers paramètres temporels : la largeur des impulsions, leur période de répétition, le temps de réponse  $\tau$ , et le retard temporel  $\tau_D$ .

## Références

1. T. ERNEUX, Les dynamiques non linéaires à retard, *Compte-Rendus de la 8ème Rencontre du Non Linéaire*, pp.73-78 (2005).
2. K. IKEDA, Multiple-Valued Stationary State and its Instability of the Transmitted Light by a Ring Cavity System, *Optics Communications*, **30** (3), 257-261 (1979).
3. A. ARGYRIS, D. SYVRIDIS, L. LARGER, V. ANNOVAZZI-LODI, P. COLET, I. FISCHER, J. GARCIA-OJALVO, C. R. MIRASSO, L. PESQUERA, K. A. SHORE, Chaos-based communications at high bit rates using commercial fiber-optic links, *Nature*, **437**, 343-346 (2005).
4. L. LARGER, P.-A. LACOURT, S. POINSOT, M. HANNA, From flow to map in experimental high dimensional electro-optic nonlinear delay oscillator, *Physical Review Letters*, **95** (4), 043903 (2005).

# Emission d'impulsions lumineuses courtes par rotation non linéaire de polarisation dans un laser Raman à fibre multi-cascades

Stéphane Randoux<sup>1</sup>, Pierre Suret<sup>2</sup>

Laboratoire PHLAM - bât. P5- Université des Sciences et Technologies de Lille - 59655 Villeneuve d'Ascq  
stephane.randoux@univ-lille1.fr

Les lasers Raman à fibre permettent de générer un rayonnement continu dans l'infrarouge proche à des longueurs d'onde traditionnellement non accessibles par les lasers à fibres dopées aux ions de terres rares [1]. Du fait de leur accordabilité et de leurs puissances importantes, les lasers Raman à fibre sont des sources prometteuses pour des applications en télécommunications et dans le domaine du biomédical par exemple.

La réalisation d'un laser Raman à fibre délivrant des impulsions lumineuses courtes a été très récemment reportée [2]. Suivant un principe couramment employé dans les lasers à fibres dopées, les impulsions sont générées grâce à l'incorporation, dans la cavité, d'un miroir non linéaire. Un autre moyen couramment employé pour obtenir des impulsions par verrouillage de la phase des modes longitudinaux ("mode-locked lasers") consiste à exploiter les effets d'évolution non linéaire de la polarisation de la lumière dans la cavité.

Nous avons conçu et réalisé un laser Raman à fibre fonctionnant dans une configuration originale permettant de générer à la fois quatre cascades Raman (le laser Raman émet 4 composantes spectrales décalées les une par rapport aux autres de  $\sim 13$  THz) et de délivrer des impulsions courtes à la longueur d'onde de la quatrième composante spectrale (i.e.  $\sim 1380$  nm). A cette longueur d'onde, la fibre est dans un régime proche de la dispersion nulle propice au verrouillage en phase des modes longitudinaux.

Le laser que nous avons réalisé oscille dans une cavité en anneau longue de 2.5 km. Cet anneau est fermé par un cube polarisant. Une impulsion lumineuse va, au cours de sa propagation dans la fibre, subir une amplification et une évolution non linéaire de polarisation induite par effet Kerr optique. Le cube polarisant joue alors le rôle de filtre d'intensité stabilisant l'impulsion par une atténuation périodique de toutes ses composantes de polarisation non alignées avec le polariseur.

Dans l'état actuel de nos travaux, les impulsions courtes ne présentent pas un taux de répétition stable et leurs énergies sont faibles. Nous n'avons donc pas obtenu à ce jour d'autocorrélation permettant de connaître la largeur temporelle des impulsions. Cependant, la détection à l'aide de photodiodes montre que les impulsions sont plus courtes que la nanoseconde (limite de la bande passante du système de détection).

La dynamique des différentes composantes Stokes est très riche et variée. L'analyse des signaux temporels et la compréhension des mécanismes de destabilisation sous-jacents sont des sujets ouverts d'études théoriques futures. En particulier il nous semble que le rôle respectif des interactions entre ondes en contra- ou co-propagation mérite une attention particulière.

## Références

1. C.-S. Kim and J. U. Kang, *Multiwavelength switching of Raman fiber ring laser incorporating composite polarization-maintaining fiber Lyot-Sagnac* (Applied Optics Vol43, N15, May 20, 2004).
2. D.A. Chestnut and J.R. Taylor, *Wavelength-versatile subpicosecond pulsed lasers using Raman gain in figure-of-eight fiber geometry* (Optics Letters Vol40, N22, Nov 15, 2005).

# Evolution d'impulsions paraboliques dans un amplificateur à fibre optique hors régime asymptotique

Christophe Finot, Francesca Parmigiani, Periklis Petropoulos & David J. Richardson

Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, Southampton SO 17 1BJ, United-Kingdom  
cff@orc.soton.ac.uk

Les similaritons optiques, impulsions se propageant de manière auto-similaire dans les amplificateurs fibrés à haute-puissance, ont généré un intérêt considérable depuis leur première mise en évidence théorique et expérimentale en 2000 [1]. En effet, en raison de la combinaison de la dispersion normale, de la non-linéarité et du gain, toute forme initiale évolue asymptotiquement vers un similariton, une onde non-linéaire caractérisée par un profil d'intensité parabolique associé à une dérive de fréquence (chirp) linéaire et positive. La dynamique auto-similaire est alors marquée par une augmentation exponentielle de la puissance crête et des largeurs temporelle et spectrale.

La génération de similaritons a été démontrée à travers différentes techniques d'amplification comme l'amplification par fibres dopées terre-rare (ytterbium [1] ou erbium[2]) ou bien encore l'amplification Raman [3]. Des propriétés théoriques fondamentales de la propagation asymptotique, telles que l'indépendance de l'impulsion générée vis-à-vis de la forme de l'impulsion initiale [1], ont alors pu être confirmées expérimentalement [4].

Pour l'instant, aucune distinction précise n'est effectuée entre l'évolution asymptotique auto-similaire d'une impulsion parabolique et l'amplification d'une impulsion ayant seulement une forme initiale parabolique. Or, avec le développement rapide des lasers à impulsions paraboliques ou encore avec le perfectionnement des techniques de mise en forme linéaire d'impulsions, il est devenu possible d'utiliser des impulsions paraboliques en entrée de l'amplificateur. Nous proposons ici de clarifier analytiquement les propriétés des similaritons par rapport aux propriétés d'une impulsion parabolique de haute-puissance.

A partir de la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire avec un terme de gain constant, nous montrons que la dynamique associée à l'amplification d'une impulsion parabolique n'est pas forcément auto-similaire. Ainsi, l'évolution d'une impulsion parabolique peut être initialement dictée principalement par les effets de l'auto-modulation de phase [5]. Ce ne sera qu'après une certaine distance de propagation que l'impulsion parabolique subira l'évolution auto-similaire.

Comme l'impulsion parabolique acquiert rapidement un chirp positif, il est possible de la recomprimer. Nous détaillerons les caractéristiques de l'impulsion amplifiée en régime SPM après recompression, montrant notamment que la forme parabolique conduit, comparé aux impulsions initiales de forme gaussienne et sech, à une nette amélioration en termes de qualité, de durée temporelle et de puissance crête.

L'influence du chirp initial sera également discutée, en particulier les effets d'un chirp initial négatif qui conduit à une compression spectrale de l'impulsion. Les effets non-linéaires induits par une impulsion parabolique jouent alors dans le domaine fréquentiel le même rôle que la dispersion dans le domaine temporel, ce qui permet d'obtenir, à partir d'une impulsion parabolique initialement chirpée négativement, une impulsion parabolique parfaitement en limite de Fourier avec une puissance-crête considérable.

## Références

1. M. E. FERMAN ET AL., *Phys. Rev. Lett.*, **84** (26), 6010-6013 (2000).
2. C. BILLET ET AL., *Opt. Express*, **13** (9), 3236-3241 (2005).
3. C. FINOT ET AL., *Opt. Express*, **11** (13), 1547-1552 (2003).
4. C. FINOT, G. MILLOT ET J. DUDLEY, *Opt. Lett.*, **29** (21), 2533-2535 (2004).
5. R.H. STOLEN ET Q. LIN, *Phys. Rev. A*, **17** (4), 1448-1453 (1978).

# Transmission par bistabilité non linéaire

D. Chevriaux

Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules CNRS-UMR5207,  
Université Montpellier 2, 34095 Montpellier (France)  
dchevria@lpta.univ-montp2.fr

L'effet Kerr optique résulte de la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité. Une des conséquences est la possibilité de former des solitons spatiaux dans des milieux diffractifs. Cet effet d'autofocalisation de la lumière fut proposé en 1964 [1] et mis en évidence dans l'équation de Schrödinger non linéaire en 1965 [2], dont l'intégrabilité fut démontrée en 1972 [3]. L'autofocalisation par effet optique est expérimentalement observée par irradiation d'une fibre plane bidimensionnelle avec un faisceau laser. Lorsque le champ se propage dans la direction de variation de l'indice (en référence aux milieux de Bragg), on peut observer des solitons de gap qui ont suscité de nombreuses études depuis leur prédiction en 1979 [4], leur expression analytique en 1989 [5] et leur découverte expérimentale en 1992 [6]. Lorsque le champ se propage dans la direction transverse de variation de l'indice, de nouveaux résultats intéressants ont été obtenus. En particulier dans les guides d'ondes optiques diélectriques adjacents qui se couplent ensemble par échange de puissance entre modes guidés [7] et qui déjà dans un contexte linéaire, révèlent des anomalies stupéfiantes de diffraction et de réfraction [8]. Dans un contexte non linéaire, les réseaux de guides d'ondes couplés deviennent des générateurs de solitons [7], mis en évidence dans de nombreuses situations physiques intéressantes [9]. Il a été démontré récemment que des solitons de gap peuvent être générés dans un réseau de guides d'ondes, dans la bande interdite, en pilotant les conditions aux bords. Le principe est l'utilisation d'un guide d'ondes pilote d'indice  $n_0$ , nourri par un mode guidé et couplé à un réseau d'indice  $n_1 < n_0$  par échange de puissance. Dans les fondements de la théorie de supratransmission non linéaire, si l'on atteint l'intensité de bifurcation dans le guide d'ondes, des solitons sont émis dans le réseau. Pour de relativement courts réseaux (moins de 10 guides) et en injectant des deux côtés, l'on peut concevoir *un réseau de guides d'ondes non linéaires bistables, détecteur de lumière* [10]. Une question intéressante est de savoir ce qui se passe quand le réseau se réduit à un seul guide d'ondes, afin de se rapprocher des *composants optiques*. On étudie donc la version continue du réseau de guides d'ondes décrit plus haut, qui se compose de trois guides d'ondes plans couplés d'indices différents. On montre qu'il existe aussi dans ce système, un processus de bifurcation non linéaire prédit théoriquement et confirmé par des simulations numériques. Cette bifurcation s'opère par l'injection d'un très faible signal dans le guide d'ondes central. Ce genre de dispositif pourrait permettre d'élaborer des détecteurs ultra sensibles, des amplificateurs, des switches, des portes logiques ou bien des transistors optiques.

## Références

1. R.Y. CHIAO, E. GARMIRE, C.H. TOWNES, *Phys Rev Lett*, **13**, 479 (1964).
2. P.L. KELLEY, *Phys Rev Lett*, **15**, 1005 (1965).
3. V.E. ZAKHAROV, A.B. SHABAT, *Sov Phys JETP*, **34**, 62 (1972).
4. H.G. WINFUL, J.H. MARBURGER, E. GARMIRE, *Appl Phys Lett*, **35**, 379 (1979).
5. D.N. CHRISTODOULIDES, R.I. JOSEPH, *Phys Rev Lett*, **62**, 1746 (1989).
6. N.D. SANKEY, D.F. PRELEWITZ, T.G. BROWN, *Appl Phys Lett*, **60**, 1427 (1992).
7. D.N. CHRISTODOULIDES, R.I. JOSEPH, *Optics Lett*, **13**, 794 (1988).
8. T. PERTSCH, T. ZENTGRAF, U. PESCHEL, A. BRAUER, F. LEDERER, *Phys Rev Lett*, **88**, 093901 (2002).
9. A.A. SUKHORUKOV, D. NESHEV, W. KROLIKOWSKI, Y.S. KIVSHAR, *Phys Rev Lett*, **92**, 093901 (2004).
10. R. KHOMERIKI, J. LEON, *Phys Rev Lett*, **94**, 243902 (2005).

# Ligne de transmission main gauche en régime non linéaire : Application à la multiplication de fréquences

M.-F. Foulon<sup>1</sup>, J.-M. Duchamp<sup>2</sup>, P. Ferrari<sup>2</sup>, & D. Lippens<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies,  
Avenue Poincaré, BP 69 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex

<sup>2</sup> Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique,  
ENSERG, BP 257 - 38016 Grenoble Cedex

`michel.foulon@iemn.univ-lille1.fr`

Introduits théoriquement en 1968 [1], les milieux de propagation *main gauche* doivent leur dénomination au fait que vitesse de phase et vitesse de groupe sont antiparallèles rendant alors indirect le trièdre direct formé par la main droite. La synthèse de tels milieux de propagation peut notamment se faire en chargeant une ligne de transmission par son réseau dual avec une capacité en série en une inductance en parallèle. Cette structuration se fait périodiquement et à une échelle petite devant la longueur d'onde guidée. On obtient alors une structure de propagation linéaire considérée comme homogène avec des propriétés de dispersion singulières qui permettent notamment la rétropropagation d'une onde le long de la ligne ainsi constituée [2].

L'utilisation d'un élément capacitif variable, ou varactor, dans le schéma de la cellule élémentaire L-C introduit une non-linéarité dans le circuit qui permet de conserver ses propriétés main gauche tout en autorisant une conversion de fréquences. On obtient en effet une structure duale de celle utilisée usuellement pour des lignes de transmission non linéaires à multiplication de fréquences par génération d'harmoniques [3][4]. La nature passe-haut du réseau L-C utilisé permet une utilisation plus large bande et à plus hautes fréquences du dispositif gaucher pour des rendements comparables à ceux des lignes droitières [5]. Une extension de ses propriétés à deux dimensions permettrait aussi de combiner multiplication de fréquences et phénomène de focalisation propre à l'indice négatif des méta-matériaux [6].

Nous nous proposons ici de montrer que la multiplication de fréquences est possible avec ce type de circuit tout en mettant en évidence les propriétés amenées par l'utilisation d'un dispositif gaucher à l'aide de simulations effectuées dans les domaines temporel et fréquentiel sous excitations pulsée ou sinusoïdale.

## Références

1. V.G. VESELAGO, Electrodynamics of materials with simultaneously negative values of epsilon and mu. *Sov. Phys. Usp.*, 1968.
2. T. CREPIN, J. F. LAMPIN, T. DECOOPMAN, X. MELIQUE, L. DESPLANQUE, AND D. LIPPENS, Experimental evidence of backward waves on terahertz left-handed transmission lines. *Applied Physics Letters*, **87** (10), 104105, 2005.
3. J.-M. DUCHAMP, P. FERRARI, M. FERNANDEZ, A. JRAD, X. MELIQUE, JUNWU TAO, S. ARSCOTT, D. LIPPENS & R.G. HARRISON, Comparison of fully distributed and periodically loaded nonlinear transmission lines. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, **51** (4), 1105–1116, 2003.
4. M. FERNANDEZ, E. DELOS, X. MELIQUE, S. ARSCOTT, AND D. LIPPENS, Monolithic coplanar transmission lines loaded by heterostructurebarrier varactors for a 60 ghz tripler. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE* [see also *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*], **11**, (12), 498–500, 2001.
5. A.B. KOZYREV AND D.W. VAN DER WEIDE, Nonlinear wave propagation phenomena in left-handed transmission-line media. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, **53** (1), 238–245, 2005.
6. A. Grbic and G.V. Eleftheriades. Practical limitations of subwavelength resolution using negative-refractive-index transmission-line lenses. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, **53** (10), 3201–3209, 2005.

# Les sauts de mode tronquent la dynamique des oscillateurs paramétriques optiques

Axelle Amon<sup>1</sup> & Marc Lefranc<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire PALMS, UMR CNRS 6627, Université de Rennes I, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France

<sup>2</sup> Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, Université des Sciences et Technologies de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

axelle.amon@univ-rennes1.fr

Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) sont des sources de lumière cohérente largement accordables. Leur utilité est aussi bien liée à cette accordabilité (spectroscopie) qu'aux propriétés quantiques propres au système (génération d'états comprimés, photons jumeaux). D'autre part, en tant que système non-linéaire, les OPO sont susceptibles de présenter une grande richesse de phénomènes dynamiques temporels et spatio-temporels. Il est donc surprenant de constater que très peu des instabilités identifiées sur la plan théorique aient à ce jour été mises en évidence expérimentalement. Ainsi, le modèle le plus simple de l'OPO triplement résonnant, le modèle champ moyen monomode dégénéré, prévoit l'apparition d'un comportement périodique par une bifurcation de Hopf [1] suivi d'une transition vers le chaos par dédoublement de période [2]. Or, bien que ces résultats théoriques soient connus depuis vingt-cinq ans et qu'il ait été vérifié expérimentalement que le modèle reproduisait bien les observations à faible taux de pompage [3], la bifurcation de Hopf du modèle monomode n'a, à notre connaissance, jamais été observée expérimentalement. Il est généralement supposé que c'est la limitation expérimentale du taux de pompage (en raison, soit de la puissance du laser de pompe lui-même, soit de l'apparition de comportement multimode à forte puissance) qui empêche d'observer ces instabilités.

Nous montrons que dans les configurations expérimentales les plus communes, l'impossibilité d'observer la bifurcation de Hopf est due à la limitation du désaccord en fréquence du signal et non au niveau de pompage. En effet, il est connu qu'une variation des paramètres de fonctionnement d'un OPO peut conduire celui-ci à présenter des sauts de modes [4]: le système sélectionne spontanément le point de fonctionnement de seuil le plus bas, ce qui revient à choisir le mode de plus petit désaccord en fréquence. Ainsi, contrairement au présupposé de nombreux articles théoriques, le désaccord du signal d'un OPO n'est pas un paramètre contrôlable du système mais une variable dynamique. Les restrictions que lui impose le phénomène des sauts de mode peut interdire l'observation d'instabilités prédites pour des grandes valeurs du désaccord.

Dans le cas de la bifurcation de Hopf du modèle monomode, nous donnons à pompe infinie des critères analytiques d'observation de cette bifurcation, montrant ainsi l'impossibilité de l'observer dans la plupart des configurations expérimentales, quel que soit le taux de pompage. Nous présentons des simulations numériques à valeur finie du taux de pompage confirmant que les configurations pour lesquelles il serait possible d'observer expérimentalement la bifurcation de Hopf sont extrêmement exotiques.

## Références

1. P. DRUMMOND, K. MCNEIL AND D. WALLS, Non-equilibrium transitions in sub/second harmonic generation I. Semiclassical theory, *Optica Acta*, **27**, 321 (1980).
2. L. A. LUGIATO, C. OLDANO, C. FABRE, E. GIACOBINO AND R. J. HOROWICZ, Bistability, self-pulsing and chaos in optical parametric oscillators, *Il Nuovo Cimento*, **10D**, 959 (1988).
3. C. RICHY, K. I. PETSAS, E. GIACOBINO, C. FABRE AND L. LUGIATO, Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 456 (1995).
4. R. ECKARDT, C. NABORS, W. KOSLOVSKY AND R. BYER, Optical parametric oscillator frequency tuning and control, *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 646 (1991).

# Chaos Classique avec un objet quantique

Quentin Thommen<sup>1</sup>, Jean-Claude Garreau<sup>2</sup>, & Véronique Zehnlé<sup>2</sup>

<sup>1</sup> O.N.T., Université Libre de Bruxelles

<sup>2</sup> Laboratoire Phlam, université de Lille1

qthommen@ulb.ac.be

La dynamique d'objets quantiques gouvernée par l'équation de Schrödinger (linéaire) ne peut pas présenter de "sensibilité aux conditions initiales" qui est une condition essentielle pour l'observation d'un comportement chaotique au sens classique. La situation est différente quand on considère un condensat de Bose-Einstein (BEC). Ces objets sont indiscutablement quantiques, car ils présentent une cohérence de phase quantique; ils sont aussi "mésoscopiques" car ils comprennent un grand nombre d'atomes. En utilisant l'approximation de champ moyen, le condensat est décrit par une équation d'évolution non-linéaire. La dynamique du condensat est donc potentiellement chaotique au sens classique.

Ce fait est mis en évidence en étudiant un système particulièrement simple, celui d'un BEC dans un potentiel mécanique formé par l'addition d'un réseau et d'une pente (réseau incliné). Le comportement chaotique est caractérisé dans un espace des phases classique et s'avère correspondre au "chaos faible" décrit par le célèbre théorème KAM (Kolmogorov-Arnol'd-Moser) [1].

## Références

1. Q. THOMMEN, J.C. GARREAU, AND V. ZEHLÉ Classical Chaos with Bose-Einstein Condensates in Tilted Optical Lattices *Physics Review Letters* , **91**, 210405 (2003).

# Nonlinear equation of motion for propagating crack fronts in heterogeneous materials

Mokhtar Adda-Bedia & Eytan Katzav

Laboratoire de Physique Statistique de l'Ecole Normale Supérieure,  
24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.  
adda@lps.ens.fr

In this work we study the propagation of a crack front in a brittle material, and more specifically of planar crack fronts. Although the actual theory of brittle fracture mechanics succeeded to explain a number of instabilities, the experimentally observed self-affine roughness of a crack front propagating through a heterogeneous medium is still under theoretical debate. This phenomenon is of fundamental importance, because it may be regarded as an archetype of self-affine patterns induced by advancing fronts, where wetting of a disordered substrate is another example.

In our work, we first derive the second order variation in the local static stress intensity factor of a tensile crack with a curved front, thus generalizing the classical first order result of Rice (*J. Appl. Mech.* **54**, 571 (1985)). We then discuss the relevance of this result to stability analysis of such fronts, and propose an equation of motion of planar crack fronts in heterogeneous media. This is a nonlinear stochastic partial integro-differential equation that contains two main new ingredients - irreversibility of the propagation of the crack front and nonlinear effects.

Interestingly, the proposed equation allows for a systematic study of the roughening of planar crack fronts in heterogeneous media. The analysis is carried for a moving front in the quasi-static regime using the Self Consistent Expansion. This method was developed in the context of the Kardar Parisi-Zhang (KPZ) equation by Schwartz and Edwards (*Europhys. Lett.* **20**, 301 (1992)) in order to treat nonlinear stochastic field equations. Using SCE we find a continuous dynamical phase transition between a flat phase and a dynamically rough phase, with a roughness exponent  $\alpha = 1/2$ . Taking into account the irreversibility of the crack propagation, we infer that the roughness exponent found in experiments might become history-dependent, and so our result gives a lower bound for  $\alpha$ . Experimentally, the roughness exponent has been measured, using different setups, and it was found to vary between 0.5 and 0.6, in agreement with our prediction.

When tracing the mechanism by which the roughness appears we see that it becomes possible due to the destabilization of the linear modes by the nonlinear terms. This observation shows that roughening of planar crack fronts is intrinsically a nonlinear phenomenon.

# Les solitons optiques spatiaux vectoriels dans les milieux à non linéarité Kerr

Gil Fanjoux, Michaël Delqué, Jérémy Michaud, Hervé Maillotte & Thibaut Sylvestre

Institut FEMTO-ST / Laboratoire d'Optique PM Duffieux  
UMR CNRS - Université de Franche-Comté n°6174 / route de Gray 25030 Besançon Cedex  
[gil.fanjoux@univ-fcomte.fr](mailto:gil.fanjoux@univ-fcomte.fr)

Lorsqu'on prend en considération la nature vectorielle des phénomènes physiques non linéaires, leur dynamique amène à une diversité de nouveaux comportements riches et variés. À titre d'exemple, dans le contexte de l'optique, de nombreux effets non linéaires vectoriels ont été ainsi prédits puis observés tels que l'existence de nouvelles solutions stationnaires (e.g., soliton vectoriel, vortex), de nouvelles instabilités de modulation ou de polarisation, ou encore de brisure de symétrie [1]. D'une manière générale, les solitons vectoriels diffèrent des solitons scalaires par leur nature multi-composantes (couleurs ou polarisations) qui interagissent entre elles et se guident mutuellement dans le milieu non linéaire pour former une solution stationnaire [1]. La dynamique de ces solitons composites est généralement décrite par un système d'équations non linéaires de Schrödinger, couplées soit de façon incohérente (modulation de phase croisée), soit cohérente (mélange à quatre ondes, FWM).

Lors de cet exposé, nous présenterons des résultats expérimentaux et théoriques concernant deux nouveaux exemples de la famille des solitons spatiaux vectoriels dans les milieux Kerr en configuration guidée planaire (1+1D). La première étude sera consacrée à l'observation expérimentale des solitons spatiaux multicolores [2]. Nous démontrons que, lorsqu'un faisceau monochromatique se propage dans un milieu à non linéarité Kerr en présence de diffusion Raman stimulée (DRS), un soliton multicolore à 3 composantes (pompe, Raman Stokes et anti-Stokes) est ainsi généré au cours de la propagation. Nos résultats montrent effectivement que les 3 composantes du soliton vectoriel sont mutuellement piégées et ont, en sortie de guide, approximativement même largeur, même intensité, et même profil en sécante hyperbolique carrée. Les échanges d'énergie par DRS et FWM entre les différentes composantes spectrales du soliton évitent en effet la formation d'un soliton d'ordre supérieur tout en stabilisant le faisceau soliton.

Le second exemple repose sur une étude détaillée des solitons multimodes vectoriels, qui résultent d'un couplage entre deux composantes de polarisation circulaires droite symétrique et gauche anti-symétrique. Leur propagation stationnaire repose sur un guidage mutuel incohérent des deux composantes de polarisation. Il en existe une infinité, que l'on peut classer en fonction du nombre  $N$  de maxima présents sur le profil transverse des solitons. Nous avons montré théoriquement et expérimentalement que les solitons pour lesquelles  $N > 1$  présentent une instabilité de type brisure de symétrie [3]. Leurs différents lobes finissent pas se séparer ou par fusionner pour converger vers le seul membre stable de la famille, le soliton  $N = 1$ , où soliton elliptique fondamental [4]. Cette rupture de symétrie gauche-droite d'un faisceau laser multimode est en général très brutale et initiée par les faibles perturbations de bruit initialement présentes dans le profil du faisceau laser, d'où la nature aléatoire du sens de la brisure de symétrie. Nous démontrons dans ce travail qu'il est possible d'induire et de contrôler le sens de la brisure de symétrie, soit par une asymétrie initiale, soit par collision avec un soliton scalaire.

Ces deux résultats importants confirment d'une part l'existence de solitons vectoriels en milieu Kerr non-saturable et d'autre part ouvrent la voie vers des applications de routage et de commutation spatiale tout-optique contrôlée de l'information.

## Références

1. Y.S. KIVSHAR, AND G.P. AGRAWAL, *Optical Solitons* (Academic Press, San Diego) 2003.
2. G. FANJOUX *et al.*, *J. Phys. IV.*, à paraître.
3. CAMBOURNAC, C.*et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89** 2002.
4. M. DELQUÉ, *et al.*, *Opt. Lett.* **30** 2005.

# Experimental exploration of chaos for wave-particle interaction with a specially designed traveling wave tube

Alessandro Macor<sup>1</sup> & Fabrice Doveil<sup>1</sup>

Equipe turbulence plasma, CNRS, Centre Saint-Jérôme — case 321, F-13397 Marseille, France  
macor@up.univ-mrs.fr

We make experiments on chaos with a specially designed Traveling Wave Tube where a test electron beam interacts with electrostatic waves; such a system has paradigmatic Hamiltonian behavior which we describe in our different tests. By recording the beam energy distribution at the output of the tube with a trochoidal analyzer, we observe the resonant domain of a single wave and the overlap of the resonance domains of two waves associated to the destruction of Kolmogorov-Arnold-Moser tori constituting barriers in phase space [1]. Paying attention to small non linear effects we evidence a nonlinear synchronization due to a single wave at the root of Landau Damping an important phenomenon especially in Plasma Physics; The results are explained by second order perturbation theory in the wave amplitude [2]. It is also possible to remark how chaos may appear in simple Hamiltonian system composed by the beam and only one excited frequency: for such a model we recorded the direct signature of fractal structure which rules the diffusion of the beam velocities into the trapping domain of the wave [3]. Reaching higher performance from system based on many-body interactions where diffusion represents a severe obstacle often means working against chaos, e.g., in free electron laser or particle accelerators; recently we tested a general theory to channel chaos by building barriers in phase space and proved how it is possible to achieve control of test beam velocity diffusion by adding small apt modifications with a low additional cost of energy [4].

## Références

1. F. DOVEIL, KH. AUHMANI, A. MACOR & D. GUYOMARC'H, Experimental observation of resonance overlap responsible for Hamiltonian chaos, *Phys. Plasmas*, **12**, 010702 (2005).
2. F. DOVEIL, D.F. ESCANDE & A. MACOR, Experimental observation of nonlinear synchronization due to a single wave, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 085003 (2005).
3. A. MACOR, F. DOVEIL & Y. ELSKENS, Electrons climbing a “devil’s staircase” in wave-particle interaction, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 264102 (2005).
4. C. CHANDRE, G. CIRAULO, F. DOVEIL, R. LIMA, A. MACOR & M. VITTOT, Channeling chaos by building barriers, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 074101 (2005).

# Contrôler l'interaction onde-particules

R. Bachelard<sup>1</sup>, C. Chandre<sup>1</sup>, X. Leoncini<sup>1</sup>, M. Vittot<sup>1</sup>, A. Antoniazzi<sup>2</sup> & D. Fanelli<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Centre de Physique Théorique, CNRS Luminy, Case 907, F-13288 Marseille Cedex 9, France

<sup>2</sup> Dipartimento di Energetica and CSDC, Università di Firenze, INFN, via S. Marta, 3, 50139 Firenze, Italy  
bachelard@cpt.univ-mrs.fr

Le Laser Electron Libre (LEL) est une source lumineuse très cohérente et puissante dont la fréquence, réglable, pourrait s'étendre jusqu'aux rayons X. Contrairement aux lasers conventionnels, c'est un faisceau d'électrons ultra-relativistes qui joue le rôle de milieu amplificateur : les électrons, guidés par un champ magnétostatique, rayonnent, et amplifient l'onde lumineuse.

L'évolution couplée de l'onde et du faisceau de  $N$  particules peut notamment être décrit par un Hamiltonien à  $N+1$  degrés de liberté [1]. Celui-ci est composé d'une partie cinétique associée aux électrons, et d'un terme d'interaction entre les électrons et l'onde. La théorie prédit une croissance exponentielle pour l'intensité de l'onde, suivie d'un régime stationnaire caractérisé par de fortes oscillations. Quant aux électrons, il apparaît qu'un grand nombre d'entre eux est piégé dans la résonance de l'onde et forment la "macro-particule" [2], un agrégat spatialement et temporellement cohérent de particules. Les autres particules restent quasi-uniformément distribuées entre deux frontières oscillantes, et forment la "mer chaotique".

Il a été montré que les oscillations de l'intensité étaient liées à la rotation de la macro-particule [3]. Nous présentons une stratégie de contrôle [4,5] afin de stabiliser l'intensité du laser. L'objectif est de contrôler la dynamique de la macro-particule - notamment son mouvement et sa taille - afin d'amortir les oscillations de l'intensité.

## Références

1. R. BONIFACIO *et al.*, Physics of the high-gain FEL and superradiance, *Riv. del Nuovo Cim.*, **3**, (1990).
2. J. L. TENNYSON, J.D. MEISS & P.J. MORRISON, Self-Consistent Chaos in the Beam-Plasma Instability, *Physica D*, **71**, (1994).
3. A. ANTONIAZZI & D. FANELLI, Statistical mechanics and Vlasov equation allows for a simplified Hamiltonian description of Single-Pass Free Electron Laser saturated dynamics, submitted to *J. Phys. A.*, (2005).
4. M. VITTOT, Perturbation theory and control in classical or quantum mechanics by an inversion formula, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **37**, (2004).
5. C. CHANDRE, G. CIRAULO, F. DOVEIL, R. LIMA, A. MACOR & M. VITTOT, Channeling chaos by building barriers, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, (2005).

# Bistabilité d'une surface liquide induite par la pression de radiation acoustique

Bruno Issenmann<sup>1</sup>, Régis Wunenburger<sup>1</sup>, Sébastien Manneville<sup>2</sup> & Jean-Pierre Delville<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, UMR CNRS 5798, Université Bordeaux I, 351 cours de la Libération, 33405 Talence Cedex

<sup>2</sup> Centre de Recherche Paul Pascal, UPR CNRS 8641, Avenue Schweitzer, 33600 Pessac  
b.issenmann@cpmoh.u-bordeaux1.fr

La déformation d'interfaces liquides par la pression de radiation d'une onde optique ou acoustique conduit à une grande diversité de phénomènes essentiellement due au couplage entre la propagation de l'onde qui déforme l'interface et la déformation qui influence en retour la propagation de l'onde [1]. Bien que la pression de radiation acoustique ait été mise en évidence depuis longtemps [2] [3], les déformations d'interfaces induites par des ondes acoustiques ont fait l'objet de très peu d'études expérimentales. Nous avons étudié le cas d'une interface eau-air, totalement réfléchissante, pour laquelle le couplage propagation-déformation est maximum.

L'onde acoustique continue focalisée sur l'interface est confinée dans la cavité limitée par la surface de l'émetteur immergé et la surface libre. La déformation de l'interface induite par la pression de radiation acoustique modifie la longueur de la cavité, donc les conditions de résonance, ce qui en retour modifie la pression de radiation acoustique s'exerçant à l'interface. La longueur de la cavité présente alors un comportement bistable, qui se traduit par une hystérésis de la hauteur de la déformation fonction de la fréquence ou de l'amplitude de l'onde acoustique. Un modèle à une dimension d'un résonateur de Fabry-Pérot déformable permet de rendre compte fidèlement de ce comportement. Ce phénomène d'hystérésis n'implique pas de nonlinéarités acoustiques de volume [6].

Ce phénomène, dont on retrouve des analogues dans les interféromètres des détecteurs d'ondes gravitationnelles [7], ainsi qu'en microscopie à force atomique [8], ouvre d'intéressantes perspectives en terme de contrôle d'interfaces.

## Références

1. A. CASNER ET J. P. DELVILLE, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 054503 (2001)
2. R. W. WOOD ET A. L. LOOMIS, *Phil. Mag. S.*, **7 4**, 417 (1927)
3. G. HERTZ ET H. MENDE, *Z. Physik*, **114**, 354 (1939)
4. A. DORSEL, J. D. MC CULLEN, P. MEYSTRE, E. VIGNES ET H. WALTHER, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1550 (1983)
5. A. GOZZINI, F. MACCARONE, F. MANGO, I. LONGO ET S. BARBARINO, *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1841 (1985)
6. C. C. LAWRENSON, B. LIPKENS, T. S. LUCAS, D. K. PERKINS ET T. W. VAN DOREN, *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**, 623 (1998)
7. B. S. SHEARD, M. B. GRAY, C. M. MOW-LOWRY, D. E. MCCLELLAND ET S. E. WHITCOMB, *Phys. Rev. A*, **69**, 051801(R) (2003)
8. C. HÖHBERGER METZGER ET K. KARRAI, *Nature*, **432**, 1002 (2004). M. VOGEL, C. MOOSER, K. KARRAI ET R. J. WARBURTON, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 1337 (2003)

# Une nouvelle famille de systèmes chaotiques minimaux équivariants par rotation de $\pi$ autour d'un axe

Jean-Marc Malasoma

Laboratoire Géomatériaux, DGCB URA CNRS 1652  
ENTPE, Rue Maurice Audin, 69518 Vaulx en Velin Cedex  
malasoma@entpe.fr

Quarante années après la découverte du premier système chaotique par Lorenz [1], la détermination des conditions minimales d'apparition du chaos, dans un système d'équations différentielles, demeure un problème largement ouvert. Le système de Lorenz est polynomial et comporte sept monômes dont deux sont non-linéaires. Les premières tentatives pour trouver un système chaotique algébriquement plus simple sont dues Rössler [2]. En 1976 il propose un premier modèle, constitué toujours de sept monômes mais cette fois un seul d'entre eux est non-linéaire. Depuis cette époque de nombreux systèmes chaotiques ont été décrits et étudiés dans la littérature spécialisée, mais ce n'est qu'en 1997 que Heidel et Zhang [3] obtiennent le premier résultat donnant des bases rigoureuses à cette recherche. Ils démontrent qu'en dimension trois, aucun système quadratique ne peut être chaotique s'il n'est pas constitué d'au moins cinq monômes dont une non-linéarité. La même année Sprott [4] montre que ces conditions nécessaires sont en fait suffisantes, en exhibant deux modèles chaotiques équivalents présentant une structure minimale. Enfin plus récemment [5], nous avons décrit sept nouveaux systèmes chaotiques minimaux, et prouvé que ces systèmes ainsi que les deux de Sprott peuvent être regroupés en deux classes d'équivalence en utilisant la  $C^k$ -équivalence des flots. Toutefois, le modèle de Lorenz présente une invariance par rotation d'angle  $\pi$  autour de l'axe  $Oz$ , ce qui ne peut pas être le cas des modèles minimaux appartenant aux deux classes que l'on vient d'évoquer. Pour cette raison, nous avons déterminé mathématiquement l'ensemble des systèmes quadratiques équivariants sous l'action de la rotation  $R_z(\pi)$  et présentant une structure algébrique minimale autorisant une dynamique chaotique. Nous avons montré dans cette étude, que ces systèmes possèdent nécessairement deux non-linéarités quadratiques et en utilisant la  $C^k$ -équivalence des flots qu'ils appartiennent à seulement trois classes d'équivalence. Il restait à vérifier que l'on pouvait trouver effectivement, dans chacune de ces trois classes, des représentants possédant des solutions chaotiques. Parmi tous les systèmes équivariants déjà publiés nous n'en avons trouvés que seulement trois qui présentent une structure algébrique minimale et qui se sont révélés appartenir aux deux premières classes. L'objectif de cet article est de montrer comment nous avons réussi à prouver que la troisième des classes d'équivalence possèdent aussi des représentants chaotiques [5]. Après avoir montré que ces systèmes ne possèdent qu'un seul paramètre libre, nous étudieront les bifurcations que subissent leurs solutions lorsque l'on fait varier ce paramètre et nous décrirons, en particulier, le scénario observé qui engendre des comportements chaotiques. Enfin, nous énoncerons les premiers résultats obtenus en effectuant une analyse topologique des attracteurs chaotiques observés. Nous montrerons, en particulier, qu'une description fine de cette topologie nécessite l'emploi d'une dynamique symbolique utilisant un alphabet contenant 8 symboles.

## Références

1. E.N. LORENZ. Deterministic nonperiodic flow, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **20**, 130-141, (1963).
2. O.E. RÖSSLER. An equation for continuous chaos, *Physics Letters A*, **57** (5), 397-398, (1976).
3. F. ZHANG & J. HEIDEL. Non-chaotic behaviour in three-dimensional quadratic systems, *Nonlinearity*, **10**, 1289-1303, (1997).
4. J.C. SPROTT. Simplest dissipative chaotic flow, *Physics letters A*, **228**, 271-274, (1997).
5. J.M. MALASOMA. A new class of minimal chaotic flows, *Physics letters A*, **305**, 52-58, (2002).
6. J.M. MALASOMA. A classification of minimal chaotic flows equivariant by rotation of  $\pi$  around an axis, *International Journal of Bifurcation and Chaos*, à soumettre (2006).
7. J.M. MALASOMA. A new family of minimal chaotic flows equivariant by rotation of  $\pi$  around an axis, *Physical Review E*, soumis (2006).

# Observation de transport de champ magnétique dans un écoulement turbulent de sodium liquide

M. Berhanu<sup>1</sup>, A. Chiffaudel<sup>2</sup>, F. Daviaud<sup>2</sup>, S. Fauve<sup>1</sup>, R. Monchaux<sup>2</sup>, N. Mordant<sup>1</sup>, Ph. Odier<sup>3</sup>, F. Ravelet<sup>2</sup>, F. Pétrélis<sup>1</sup>, J.-F. Pinton<sup>3</sup>, & R. Volk<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique Statistique de l'Ecole Normale Supérieure, CNRS UMR 8550, 24 Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>2</sup> Service de Physique de l'Etat Condensé, Direction des Sciences de la Matière, CEA-Saclay, CNRS URA 2464, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

<sup>3</sup> Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, CNRS UMR 5672, 46 Rue d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France

mberhanu@lps.ens.fr

Des mesures récentes ont permis de mettre en évidence expérimentalement le transport du champ magnétique pour un écoulement turbulent de sodium liquide. Ce phénomène est prévu dans le cadre de la magnétohydrodynamique [1] [2] : l'équation d'évolution du champ magnétique, quand celui ci est suffisamment faible pour ne pas inter modifier l'écoulement, comporte un terme d'advection par l'écoulement et un terme diffusif dû à la résistivité électrique du fluide. On se place alors dans la problématique de l'advection d'un vecteur passif par un écoulement turbulent. La portée de ce phénomène s'étend à l'astrophysique et la géophysique, en étant invoqué à la fois pour les plasmas interstellaires, mais aussi lors de la génération de tous les champs magnétiques naturels par effet dynamo. Les premières mesures ont été effectuées avec l'expérience Von Karman Sodium 2 au centre de Cadarache du Commissariat à l'énergie atomique [3]. Le protocole adopté consiste à introduire dans un écoulement confiné fortement turbulent de sodium liquide, une source localisée de champ magnétique, en l'occurrence un aimant permanent et de mesurer le champ magnétique à une distance de la source telle que le champ mesuré au repos soit d'amplitude inférieure au champ magnétique terrestre. Au delà de la simple mise en évidence du transport, on a pu par la suite, caractériser plus finement ce phénomène à la fois dans l'espace et le temps par l'étude de ses propriétés spectrales et statistiques. De plus l'examen des signaux expérimentaux révèlent deux faits remarquables qu'on tentera d'expliquer : l'intermittence de l'amplitude du champ transporté ainsi que l'orientation préférentielle de sa direction. Enfin on comparera nos résultats à des expériences de transport de scalaire passif (température, colorant) dans des écoulements similaires, dans le but d'identifier dans les expériences de transport de champ magnétiques des effets d'étirement et d'amplification locale, spécifiques au transport d'un vecteur passif.

## Références

1. YA. B. ZELDOVICH, A. A. RUZMAIKIN, D. D. SOKOLOFF *Magnetics fields in astrophysics* Gordon and Brach, New York (1983).
2. H. K. MOFFATT, *Magnetic field generation in electrically conducting fluids* Cambridge University Press, Cambridge (1978).
3. MHD measurements in the von Karman sodium experiment M. BOURGOIN , L. MARIE , FRANCOIS PÉTRÉLIS , J. BURGUETE , A. CHIFFAUDEL , F. DAVIAUD , S. FAUVE , P. ODIER , J.-F. PINTON MHD measurements in the von Karman sodium experiment *Physics of Fluids*, **14(9)** , 3046, (2001).

# Mélange topologique et tiges fantômes dans les écoulements bidimensionnels

E. Gouillart<sup>1</sup>, O. Dauchot<sup>1</sup> & J. -L. Thiffeault<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Groupe Instabilités et Turbulence, SPEC/CEA, Bâtiment 772, Orme des Merisiers - CEA/Saclay 91191 Gif sur Yvette cedex

<sup>2</sup> Department of Mathematics, Imperial College London, London SW7 2AZ  
emmanuelle.gouillart@cea.fr

En l'absence de turbulence, le mélange de fluides visqueux dans des écoulements à faible nombre de Reynolds peut s'avérer problématique. Cependant, certains écoulements simples peuvent créer des trajectoires lagrangiennes chaotiques : on parle alors d'advection chaotique [1], et ces écoulements sont de bons candidats pour un mélange efficace. Dans le cas particulier d'écoulements bidimensionnels mis en mouvement par des tiges se déplaçant dans le fluide de façon périodique, il est intéressant de relier la topologie du mouvement des tiges à la qualité du mélange. Des travaux antérieurs [2] ont en effet montré que des mouvements topologiquement complexes des tiges génèrent un étirement exponentiel des lignes matérielles, et donc un bon mélange.

Nous montrons qu'il est possible d'étendre ce formalisme en considérant le mouvement des points périodiques de l'écoulement, que nous appelons tiges fantômes car ils sont des obstacles topologiques au même titre que les tiges "physiques" [3]. Il est alors possible de quantifier le mélange en donnant une borne inférieure de l'entropie topologique de l'écoulement uniquement à partir des tiges fantômes. Le formalisme des tiges fantômes donne également un nouveau point de vue pour comprendre les mécanismes du mélange. Nous examinons par ailleurs l'application de ces concepts aux systèmes ouverts. Ces systèmes ont en effet été bien moins étudiés que les systèmes fermés en ce qui concerne le mélange, et nous proposons des adaptations possibles. Nos résultats s'appuient sur des simulations numériques et des expériences.

## Références

1. H. AREF, Stirring by chaotic advection, *J. Fluid Mech.*, **143**, 1 (1984)
2. P. L. BOYLAND, H. AREF, AND M. A. STREMLER, Topological fluid mechanics of stirring, *J. Fluid Mech.*, **403**, 277 (2000)
3. E. GOUILLART, J. -L. THIFFEAULT AND M. D. FINN, Topological mixing with ghost rods, soumis à *Phys. Rev. E*, <http://arxiv.org/abs/nlin/0510075>

# How does flow in a pipe become turbulent? or: The transition to turbulence from the point of view of dynamical systems

Bruno Eckhardt

Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg, 35032 Marburg, Germany  
and  
IPST and IREAP, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA  
[bruno.eckhardt@physik.uni-marburg.de](mailto:bruno.eckhardt@physik.uni-marburg.de)

In 1942, Landau suggested that the transition to turbulence might hold some clues as to the nature of the turbulent state itself. He envisioned turbulence appearing as the final state after a cascade of instabilities that lead from the laminar state to the vortex state and then on to states with more complicated spatial and temporal dependencies. Many studies of secondary and tertiary bifurcations in Rayleigh-Bénard and Taylor-Couette flows, together with insights from nonlinear dynamics and the routes to chaos have added some plausibility to this picture. But this approach rests on the presence of linear instabilities around which some sort of amplitude or Ginzburg-Landau-type expansion is possible. Therefore, it does not work for flows without a linear instability, such as pipe flow or plane-Couette flow.

In addition to the lack of a linear instability, which by itself might be considered just a mathematical nuisance, the transition in pipe flow and plane Couette flow differs from the other two paradigmatic examples in other aspects as well: the state that appears does not have a simple spatial or temporal structure, such as rolls or hexagons, but immediately becomes more complex. Furthermore, the transition does not seem to be well defined, with huge variations in the critical flow parameters between different sources. Clearly, if the transition were subcritical in the usual sense, then there should be a well-defined critical Reynolds number that has to be exceeded before an appropriate perturbation can trigger the transition. Finally, there are indications that the state that emerges may be not be permanent but transient only.

The dynamical system prototype for such kind of behaviour is that of a chaotic saddles: it shares with strange attractors a positive Lyapunov exponent and the presence of a Smale horseshoe, but it does not live permanently. Part of this horseshoe are stationary states (if allowed by the dynamics, as in the case of plane Couette flow), travelling waves and periodic orbits. Another characteristic feature are exponential distributions of lifetimes. In recent months some coherent states for plane Couette flow and pipe flow have been studied, exponential lifetime distributions have been calculated and some fascinating experiments have confirmed key features, including the presence of coherent states and the exponential lifetime distributions.

- [1] H. Faisst and B. Eckhardt, *Travelling waves in pipe flow*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 224502 (4 pages).
- [2] H. Faisst and B. Eckhardt *Sensitive dependence on initial conditions in transition to turbulence in pipe flow*, J. Fluid Mech. **504**, (2004).
- [3] B. Hof, C.W.H. van Doorne, J. Westerveel, F.T.M. Nieuwstadt, H. Faisst, B. Eckhardt, H. Wedin, R.R. Kerswell and F. Waleffe, *Experimental demonstration of travelling waves in pipe flow*. Science **305** (2004) 1594–1598
- [4] J. Moehlis, H. Faisst and B. Eckhardt, *A low-dimensional model for transition to turbulence*, New J. Phys. **6**, 56 (2004).
- [5] J. Moehlis, H. Faisst and B. Eckhardt, *Bifurcations and periodic orbits in a model for turbulent shear flows*, SIAM Dynamical Systems, **4**, 352 (2005).

# Index

- Abcha Nizar, 14, 42  
Achour Linda, 10  
Adda-Bedia Mokhtar, 2, 4, 54  
Aguirre Luis A., 31  
Aihara Kazuyuki, 28  
Allain Catherine, 39  
Amon Axelle, 52  
Antoniazzi Andrea, 57  
Athias Pierre, 7  
Aumaitre Sébastien, 46
- Bachelard Romain, 57  
Barbot Jean-Pierre, 29  
Barkley Dwight, 12  
Barviau Benoît, 33  
Belmonte Andrew, 43  
Berhanu Michaël, 60  
Berry Hugues, 23  
Bico José, 5  
Bielawski Serge, 22  
Bilbault Jean-Marie, 7  
Binczak Stéphane, 7  
Blaineau Pierre, 44  
Borckmans Pierre, 20  
Boué Laurent, 2  
Boudaoud Arezki, 2, 6  
Brancher Jean-Pierre, 19  
Bruni Christelle, 22
- Chandre Cristel, 57  
Chevriaux Dominique, 50  
Chiffaudel Arnaud, 60  
Combarous Michel, 18  
Corson Francis, 4  
Coulibaly Salya, 35  
Couprie Marie-Emmanuelle, 22  
Courbage Maurice, 27  
Crumeyrolle Olivier, 14, 42  
Cugliandolo Leticia F., 25  
Cuvelier Antoine, 10
- Dauchot Olivier, 61  
Daviaud François, 13, 44, 60  
De Leon J, 29  
De Oliveira Dair J., 31  
Debussche Arnaud, 24
- Degroote Eugène, 21  
Delache Alexandre, 18  
Delville Jean-Pierre, 58  
Doumenc Frédéric, 39  
Doveil Fabrice, 56  
Dubrulle Bérengère, 13, 44  
Duchamp Jean-Marc, 51
- Eckhardt Bruno, 62
- Fanelli Duccio, 57  
Fauve Stéphane, 46, 60  
Ferrari Philippe, 51  
Finot Christophe, 34, 49  
Foulon Michel-François, 51  
Fournier Danièle, 47  
Frisch, Thomas, 38
- Gambaudo Jean-Marc, 41  
Ganghoffer Jean-François, 11  
Garreau Jean-Claude, 53  
Garzella David, 22  
Gautier Eric, 24  
Gomes Murilo, 31  
Guillart Emmanuelle, 61  
Gracia Pérez Daniel, 23  
Graner François, 1  
Grelu Philippe, 36  
Guerrier Béatrice, 39
- Haussy Bernard, 11  
Henry Hervé, 4  
Hosaka Masahito, 22
- Ibarz Borja, 28  
Iorio Carlo, 39  
Issenmann Bruno, 58
- Jacquir Sabir, 7  
Job Stéphane, 37
- Katoh Masahiro, 22  
Katzav Eytan, 25, 54
- Labrosse Gérard, 18  
Lacourt Pierre, 47  
Laguerre Raphaël, 45  
Larger Laurent, 47

- Latrache Nouredine, 14, 42  
 Laurent Gabriel, 7  
 Laval Jean-Philippe, 44  
 Le Berre Martine, 35  
 Lebon Luc, 43  
 Lebranchu Yannick, 15  
 Lefranc Marc, 32, 52  
 Leoncini Xavier, 57  
 Lepiller Valérie, 17  
 Leprovost Nicolas, 44  
 Letellier Christophe, 8, 10, 31  
 Lhernault Maryam, 29  
 Limat Laurent, 43  
 Lippens Didier, 51  
  
 Métens Stéphane, 20  
 Macor Alessandro, 56  
 Malasoma Jean-Marc, 59  
 Manneville Sébastien, 58  
 Maquet Jean, 8  
 Marquié Patrick, 26  
 Martìn Juan Carlos, 32  
 Martin Pascal, 40  
 Mefti Nacim, 11  
 Mejni Fatah, 16  
 Melo Francisco, 37  
 Metivier Christel, 19  
 Mochihashi Akira, 22  
 Monchaux Romain, 13, 60  
 Mordant Nicolas, 60  
 Morfu Savério, 26  
 Muir Jean-François, 10  
 Mutabazi Innocent, 14, 17, 42  
  
 Nom prénom, 55  
 Nouar Cherif, 19  
  
 Odier Philippe, 60  
 Orlandi Gian-Luca, 22  
 Ouarzazi Najib, 16, 18  
 Ouslimani Achour, 29  
  
 Pétrélis François, 46  
 Parmigiani Francesca, 49  
 Petropoulos Periklis, 49  
  
 Pinton Jean-François, 60  
 Plaut Emmanuel, 15  
 Poinot Stéphane, 47  
 Prigent Arnaud, 17  
 Py Charlotte, 5  
  
 Rabarimanantsoa Herinaina, 10  
 Randoux Stéphane, 33, 48  
 Ravelet Florent, 60  
 Ressayre Elisabeth, 35  
 Richardson David J., 49  
 Romain Volk, 60  
 Roman Benoît, 5  
  
 Sanjuán Miguel A. F., 28  
 Scheid Benoît, 39  
 Schouveiler Lionel, 6  
 Senneret Marc, 27  
 Serre Eric, 15  
 Suret Pierre, 33, 48  
 Szwaj Christophe, 22  
  
 Taki Abdelmajid, 35  
 Tanaka Gouhei, 28  
 Tauleigne Roger, 30  
 Temam Olivier, 23  
 Thiffeault Jean-Luc, 61  
 Thommen Quentin, 53  
 Tlidi Mustapha, 35  
 Toussaint Guillaume, 39  
 Tuckerman Laurette, 12  
  
 Used Javier, 32  
  
 Vandenberghe Nicolas, 3  
 Verga, Alberto, 38  
 Vermorel Romain, 3  
 Villain Sébastien, 20  
 Villermaux Emmanuel, 3  
 Vittot Michel, 57  
  
 Wagemakers Alexandre, 9  
 Wunenburger Régis, 58  
  
 Zehnlé Véronique, 53