



E. Falcon, M. Lefranc,  
F. Pétrélis & C.-T. Pham  
Éditeurs

*Longue*

---

Résumés des exposés de la 18e  
Rencontre du Non-Linéaire  
Paris 2015

---



## Table des matières

<b>Nonlinearity in the oceans : what lies beneath ?</b> <i>Thierry Dauxois</i> .....	1
<b>Un anneau pour les gouverner tous</b> <i>B. Filoux, M. Hubert, N. Vandewalle</i> .....	2
<b>Oscillations et fragmentation spontanées de bulles d'air remontant dans une solution de polymère confinée</b> <i>Raphaël Poryles, Valérie Vidal</i> .....	3
<b>Approche pluridisciplinaire des écoulements multiphasiques en milieu poreux</b> <i>Marion Serres, Valérie Vidal, Régis Philippe</i> .....	4
<b>Momentum based approximation of incompressible multiphase flows</b> <i>L. Capanera, J.-L. Guermond, W. Herreman and C. Nore</i> .....	5
<b>Effet du mouillage sur l'écoulement d'un fluide à travers un trou</b> <i>Jérémy Ferrand, Valérie Vidal, Éric Freyssingeas</i> .....	6
<b>Elasto-capillary windlass : from spider webs to synthetic actuators</b> <i>Hervé Elettro, Arnaud Antkowiak, Sébastien Neukirch, Fritz Vollrath</i> .....	7
<b>Multiscale correlations in unstable plastic flow</b> <i>M.A. Lebyodkin, T.A. Lebedkina</i> .....	8
<b>Influence de la rhéologie en grandes déformations sur les performances des adhésifs auto-collants</b> <i>R. Villey, B. Saintyves, C. Creton, P.-P. Cortet, L. Vanel, S. Santucci, M.-J. Dalbe, D.J. Yarusso, M. Ciccotti</i> .....	9
<b>Fragmentation des fronts de fracture en mode mixte I+III</b> <i>Hervé HENRY</i> .....	10
<b>Hierarchical wrinkling in permeable and confined bio-gels</b> <i>Mathieu Leocmach, Mathieu Nespoulous, Sébastien Manneville, Thomas Gibaud</i> .....	11
<b>Genèse de biofilms : des ondulations de contour à la focalisation de plis</b> <i>Ben Amar Martine, Wu Min</i> .....	12
<b>Modeling the emergence of polarity patterns in meristemic auxin transport</b> <i>Silvia Grigolon, Peter Sollich, Olivier C. Martin</i> .....	13
<b>Numerical (Aqueous) Solutions : Diffusion under Chemical Constraints</b> <i>Y. Bouret, M.Argentina, C.Raufaste, J.Olivier</i> .....	15

<b>Transmission active d’une impulsion dans un modèle de neurone</b> <i>Jacqir Sabir, Tchakoutio Nguetcho Serge Aurélien, Behdad Rachid, Binczak Stéphane, Kazantsev Victor, Bilbault Jean-Marie</i> .....	16
<b>Dissolution réactive et convective : classification des effets des réactions chimiques</b> <i>V. Loodts, C. Thomas, L. Rongy, A. De Wit</i> .....	17
<b>Instabilité viscoélastique : analogie avec l’instabilité magnéto-rotationnelle</b> <i>Yang BAI, Olivier CRUMEYROLLE, Innocent MUTABAZI</i> .....	18
<b>Dynamique neuromimétique dans un micropilier laser à absorbant saturable</b> <i>F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, S. Barbay</i> .....	19
<b>Multi-rythmicité dans un laser avec feedback retardé</b> <i>Gaetan Friart Lionel Weicker, Thomas Erneux</i> .....	20
<b>Dérive d’une instabilité modulationnelle induite par un filtrage de Fourier asymétrique</b> <i>E. Louvergneaux, et al.</i> .....	21
<b>Chimera States in Laser Delay Dynamics</b> <i>Larger, Penkovsky, Maistrenko</i> .....	22
<b>Effondrement d’une coque cylindrique remplie de grains</b> <i>E. Clément, G. Gutierrez, C. Colonello, J.R. Darias, P. Boltzenhagen, R. Peralta-Fabi, F. Brau</i> ...	23
<b>Comment naissent les vagues sous l’effet du vent ?</b> <i>A. Paquier, F. Moisy, M. Rabaud</i> .....	24
<b>Intermittence en Turbulence Intégrable</b> <i>S. Randoux, P. Walczak, M. Onorato, P. Suret</i> .....	25
<b>Friction granulaire en présence de vibrations mécaniques</b> <i>Henri Lastakowski, Jean-Christophe Géminard, Valérie Vidal</i> .....	26
<b>Scénario dynamique de la liquéfaction d’un solide amorphe</b> <i>Pons, Amon, Darnige, Crassous, Clément</i> .....	27
<b>Compression de radeaux granulaires</b> <i>Etienne Jambon-Puillet, Suzie Protière</i> .....	28
<b>Génération expérimentale de solitons de cut-off dans une ligne électrique non linéaire</b> <i>P. Marquié, K. Tse Ve Koon, P. Tchofo-Dinda, S. Morfu</i> .....	29
<b>Analyse Topologique appliquée à deux cas de chaos faiblement dissipatif : le système de Lorenz – 84 et le modèle <i>cereal crops</i></b> <i>S. Mangiarotti</i> .....	30
<b>Synchronisation dans des réseaux complexes d’équations de réaction-diffusion de type Fizhugh-Nagumo</b> <i>V.L.E. Phan, B. Ambrosio, M.A. Aziz-Alaoui</i> .....	31
<b>Structures localisées dans des VCSEs : expérience et contrôle par retour retardé</b> <i>Etienne Averlant, Mustapha Tlidi, Krassimir Panayotov</i> .....	32
<b>Brisure spontanée de symétrie dans deux nanolasers couplés</b> <i>A. M. Yacomotti et al.</i> .....	33

<b>Solitons dans un système neuromorphique optique avec rétroaction retardée.</b> <i>B. Garbin, J. Javaloyes, G. Tissoni, S. Barland</i> .....	34
<b>Impact du bruit sur la dynamique des structures localisées dans un milieu Kerr non-instantané et non-local</b> <i>Hélène Louis, Mustapha Tlidi,, Eric Louvergneaux</i> .....	35
<b>Couple et nombre de rouleaux dans un écoulement de Taylor-Couette pour des fluides viscoélastiques</b> <i>Borja Martínez-Arias, Jorge Peixinho, Olivier Crumeyrolle &amp; Innocent Mutabazi</i> .....	36
<b>La croissance de taches turbulentes dans l'écoulement de Couette plan</b> <i>Couliou, Monchoux</i> .....	37
<b>Simulations à haute résolution de champs aléatoires et implications sur la modélisation stochastique de la turbulence</b> <i>R. M. Pereira, L. Chevillard</i> .....	38
<b>Statistiques de formes de triangles advectés par un écoulement turbulent</b> <i>R. Guichardaz, A. Pumir</i> .....	39
<b>Réductions fluide des équations de Vlasov-Poisson</b> <i>M. PERIN, C. CHANDRE, P.J. MORRISON, E. TASSI</i> .....	40
<b>Second order gyrokinetic Vlasov-Maxwell model : comparing numerical simulations and theory</b> <i>Natalia Tronko, Alain Brizard, Eric Sonnendrucker</i> .....	41
<b>Instabilities in electromagnetically driven flows</b> <i>Rodriguez Imazio Paola, Gissinger Christophe, Fauve Stephan</i> .....	42
<b>Study of turbulent 2.5D dynamos</b> <i>Kannabiran Seshasayanan, Alexandros Alexakis</i> .....	43
<b>Collision d'un tourbillon fluide annulaire sur une surface conique.</b> <i>Sergio Hernandez Zapata, Gerardo Ruiz Chavarria, Veronica Raspa, Erick Javier Lopez Sanchez</i> ..	44
<b>Etude numérique de la stabilité et des effets tridimensionnels de l'oscillateur salin.</b> <i>Gerardo Ruiz Chavarria, Erick Javier Lopez Sanchez, Sergio Hernandez Zapata</i> .....	45
<b>Instabilités primaire et secondaire de fluides viscoélastiques saturant une couche poreuse horizontale chauffée par un flux constant.</b> <i>Gueye Ouarzazi Hirata Mompean, Beye</i> .....	46
<b>Transition vers l'écoulement chaotique induit par la stratification de la viscosité : Evolution non-linéaire de l'amplitude des stries</b> <i>Bahrani Seyed Amir, Lefèvre Alain, Esmael Ahmed, Nouar Chérif</i> .....	47
<b>Effet d'une perturbation haute fréquence sur la réponse du système de FitzHugh-Nagumo soumis à une excitation basse fréquence subliminale : simulation et expérimentation</b> <i>Bordet M., Morfu S., Marquié P.</i> .....	48
<b>Effets du bruit dans le système de sine-Gordon</b> <i>B. Bodo, S. Morfu, P. Marquié, B. Essimbi, R. Alima</i> .....	49

<b>Thermo-électricité végétale : Observation et analyse de la réponse thermo-électrique de plantes</b>	
<i>Christophe Goupil, Henni Ouerdane, Arnold Khamsing, Yann Apertet, Francois Bouteau, Stefano Mancuso, Rodrigo Patiño, Eric Herbert, Philippe Lecoeur</i> .....	50
<b>Imageurs du non-linéaire : de l'imagerie ultrasonore médicale au contrôle non destructif industriel</b>	
<i>Serge Dos Santos, Zuzana Dvorakova, Jennifer Chaline, Martin Lints, Djamel Remache</i> .....	51
<b>Influence d'une mousse liquide sur le ballotement d'un fluide</b>	
<i>Alban Sauret, François Boulogne, Jean Cappello, Emilie Dressaire, Howard A. Stone</i> .....	52
<b>Exact two-dimensionalization of low-magnetic-Reynolds-number flows subject to a strong magnetic field</b>	
<i>Basile Gallet, Charles R. Doering</i> .....	53
<b>Analyse de quelques paradoxes issus de l'interaction fluide-solide</b>	
<i>David Gerard-Varet</i> .....	54
<b>1000 years of light, 50 years of solitons - the remarkable role of optics in nonlinear physics</b>	
<i>John Dudley</i> .....	55
<b>Intermittence et turbulence d'onde de plaques</b>	
<i>Sergio Chibbaro, Christophe Josserand</i> .....	56
<b>Etude expérimentale des interactions à trois ondes des vagues capillaires.</b>	
<i>Michael Berhanu, Annette Cazaubiel, Luc Deike, Timothée Jamin, Eric Falcon</i> .....	57
<b>Résonances dans la turbulence d'ondes de gravité-capillarité</b>	
<i>Quentin Aubourg, Nicolas Mordant</i> .....	58
<b>Interaction entre turbulence hydrodynamique et ondes de surface</b>	
<i>T. Jamin, M. Berhanu, E. Falcon</i> .....	59
<b>La turbulence en rotation est-elle une turbulence d'ondes ?</b>	
<i>A. Campagne, B. Gallet, F. Moisy, P.-P. Cortet</i> .....	60
<b>Cascade d'énergie dans les attracteurs d'ondes internes</b>	
<i>Christophe Brouzet, Evgeny Ermanyuk, Sylvain Joubaud, Thierry Dauxois</i> .....	61
<b>Transversal stability of the bouncing ball on a concave surface</b>	
<i>J.-Y. Chastaing, G. Pillet, N. Taberlet, J.-C. Gémard</i> .....	62
<b>Estimation of oil pressure using nonlinear fractional partial differential equations.</b>	
<i>Beatriz Brito, Carlos Fuentes, Fernando Brambila</i> .....	63
<b>Dynamos stellaires : symétries et modulations</b>	
<i>Raphaël Raynaud</i> .....	64
<b>Analyse taille finie d'une crise de fluctuation dans l'écoulement de Couette plan transitoire</b>	
<i>J. Rolland</i> .....	65
<b>Turbulent bands in a planar shear flow without walls</b>	
<i>Matthew Chantry, Laurette S. Tuckerman, Dwight Barkley</i> .....	66

<b>Étude expérimentale de neurones de Morris-Lecar (réalisation et couplage)</b> <i>Rachid Behdad, Stéphane Binczak, Sabir Jacquir, Matthieu Rossé, Jean-Marie Bilbault</i> . . . . .	67
<b>La résonance cohérente : amélioration de la régularité de la réponse d'un système non linéaire par le bruit</b> <i>S. Morfu, P. Marquié, G. Lassere</i> . . . . .	68
<b>Dualité onde-corpuscule macroscopique : perte de déterminisme et émergence d'un comportement statistique par effet mémoire</b> <i>Hubert Maxime Vandewalle Nicolas</i> . . . . .	69
<b>Etude expérimentale d'un thermostat hors-équilibre</b> <i>J.-Y. Chastaing, J.-C. Géminard, A. Naert</i> . . . . .	70
<b>The suitcase instability</b> <i>Facchini, Sekimoto, Courrech du Pont</i> . . . . .	71
<b>De l'équation de Schrödinger non-linéaire à la physique statistique sur réseau</b> <i>Wahb Ettoumi, Jérôme Kasparian, Jean-Pierre Wolf</i> . . . . .	72
<b>Etude de la dynamique d'une diode laser soumise à un feedback à conjugaison de phase filtré</b> <i>Lionel Weicker, Thomas Erneux, Delphine Wolfersberger, Marc Sciamanna</i> . . . . .	73
<b>Solitons de phase dans un laser à semiconducteur</b> <i>F. Gustave, L. Columbo, M. Brambilla, F. Prati, G. Tissoni, S. Barland</i> . . . . .	74
<b>Reservoir Computing ultra-rapide basé sur une dynamique non-linéaire électro-optique en phase</b> <i>A. Baylón-Fuentes, R. Martinenghi, I. Zaldívar-Huerta, B. A. Márquez, V. S. Udaltsov, M. Jacquot, Y. K. Chembo, L. Larger</i> . . . . .	75
<b>Ondes scélérates en turbulence intégrable</b> <i>P. Walczak, S. Randoux, P. Suret</i> . . . . .	76
<b>Auto-organisation d'un dépôt induit par évaporation et effet Marangoni solutal</b> <i>M. Dey, F. Doumenc, B. Guerrier</i> . . . . .	77
<b>Radially forced liquid drops</b> <i>A. Ebo Adou, L. S. Tuckerman, D. Juric, J. Chergui, S. Shin</i> . . . . .	78
<b>Une instabilité capillaire en milieu confiné</b> <i>Ludovic Keiser, Rémy Herbaut, José Bico, Etienne Reyssat</i> . . . . .	79
<b>Partial Coalescence of Soap Bubbles</b> <i>G. Pucci, D. M. Harris, J. W. M. Bush</i> . . . . .	80
<b>Éoliennes à pales flexibles</b> <i>V. Cagnet, S. Courrech du Pont, B. Thiria</i> . . . . .	81
<b>instabilités de membranes electro-actives</b> <i>Hadrien Bense, Benoît Roman, José Bico, Miguel Trejo, Bruno Secordel</i> . . . . .	82
<b>Compression-loose fibre media : continuum constitutive law and single crack case-study</b> <i>Mahmood Omar, Audoly Basile, Rodney David, Roux Stephane</i> . . . . .	83

<b>Formation de motifs triangulaires dans les rubans élastiques sous tension et torsion</b> <i>Chopin, Kudrolli</i> .....	84
<b>Flambement de poutres minces hyperélastiques</b> <i>Lestringant, Audoly</i> .....	85
<b>Convection thermique turbulente en présence de rugosités contrôlées : influence sur la couche limite et l'écoulement moyen</b> <i>Olivier Liot, Julien Salort, Éléonore Rusaoïen, Quentin Ehlinger, Thibault Coudarchet, Ronald du Puits, Bernard Castaing, Francesca Chillà</i> .....	86
<b>Turbulence in a Gradual Expansion Circular Pipe Flow</b> <i>Kamal Selvam, Jorge Peixinho, Ashley P. Willis</i> .....	87
<b>Une expérience modèle de l'oscillation quasi-biennale</b> <i>Benoît Semin, Giulio Facchini, François Pétrélis, Stephan Fauve</i> .....	88
<b>Étude expérimentale de l'effet d'un tourbillon sur la propagation d'une onde plane</b> <i>T. Humbert, B. Gallet, S. Aumaître</i> .....	89
<b>Instabilities in helical vortex systems : linear analysis and nonlinear dynamics</b> <i>Can Selçuk, Ivan Delbende, Maurice Rossi</i> .....	90
<b>Wavelength and width selection in confined Bénard-von Kármán streets</b> <i>L. Limat, P. Boniface, C.-T. Pham</i> .....	91
<b>Instabilités thermiques et hydrodynamiques des écoulements parallèles.</b> <i>Y. Requîlé, S. Hirata, M.N. Ouarzazi</i> .....	92
<b>Polygonal symmetry breaking of jets, sheets and hydraulic jumps due to viscoelasticity</b> <i>Baptiste Néel, Henri Lhuissier, Laurent Limat</i> .....	93
<b>Gyrokinetic turbulence cascade via predator-prey interactions between different scales</b> <i>Sumire Kobayashi, Ozgur Gurcan</i> .....	94
<b>Chaos lagrangien dans un écoulement de convection confiné 2D</b> <i>L. Oteski, Y. Duguet, L. R. Pastur</i> .....	95
<b>Dynamique des systèmes à l'élasticité asymétrique et discontinue</b> <i>Vladislav A. Yastrebov</i> .....	96
<b>Instabilité magnéto-élastique : un nouveau modèle validé par de nouvelles expériences</b> <i>Gerbal Fabien, Wang Yuan, Bacri Jean-Claude, Lyonnet Florian, Hocquet Thierry,, Devaud Martin</i> .....	97
<b>Modéliser les grandes échelles dans les écoulements de paroi transitionnels</b> <i>Paul Manneville</i> .....	98
<b>Pattern Formation in Plasmas : On Why Staircases are Inevitable in Drift-Rossby Turbulence</b> <i>Patrick H. Diamond</i> .....	99



## Nonlinearity in the oceans : what lies beneath ?

Thierry Dauxois

Laboratoire de Physique de l'ENS Lyon

We present an overview of the physics of internal gravity waves, these being hydrodynamic waves beneath the ocean surface, which have unexpected properties for a physicist. We begin by focusing on the generation of localized waves at the interface between sharply defined layers of different fluid density, before proceeding to consider internal gravity waves in more realistic systems with continuous density stratification. Using experiments ranging from simple to elaborate, in combination with fundamental theoretical ideas, the talk will elucidate striking nonlinear phenomena of internal gravity waves, including : the formation of the largest amplitude internal solitary waves on record, the focusing of energy by internal wave attractors, and the cascade towards internal wave driven turbulence.

## Un anneau pour les gouverner tous

B. Filoux, M. Hubert & N. Vandewalle

GRASP, Institute of Physics, B5a, University of Liège, B-4000 Liège  
boris.filoux@ulg.ac.be

Lorsqu'on dépose délicatement une goutte sur un bain vibré verticalement, sous certaines conditions, nous parvenons à éviter le phénomène de coalescence. La goutte rebondit alors de façon permanente. En augmentant l'accélération de forçage, la goutte atteint un régime dynamique lui permettant de se déplacer horizontalement à la surface du liquide, à vitesse constante [1,2]. En se mouvant ainsi, la goutte marcheuse laisse dans son sillage des sources d'ondes stationnaires résultant de ses impacts sur la surface. Ce sont ces ondes qui sont à l'origine de la marche. Ces dernières années ont vu l'apparition de techniques de confinement de gouttes dans une géométrie bidimensionnelle : cavité cylindrique, potentiel harmonique ou encore force de Coriolis [3,4]. D'autre part, les interactions entre deux marcheurs identiques ont également été caractérisées [5].

Au cours de notre exposé, nous verrons qu'il est possible de confiner un marcheur dans une géométrie quasi 1D, en utilisant une cavité annulaire submergée. Nous nous intéresserons aux interactions entre plusieurs gouttes, et montrerons qu'une quantification des interdistances apparaît. Parallèlement, nous étudierons la vitesse de binômes de gouttes. Nous montrerons alors que l'interdistance entre les gouttes influe sur leur vitesse de groupe : ces gouttes se déplacent plus vite lorsqu'elles sont proches. Nous étudierons ensuite le cas d'une chaîne de gouttes. Nous discuterons de l'influence du nombre de gouttes, mais également de la distance entre ces dernières sur la vitesse d'une chaîne. Nous proposerons un modèle rendant compte de la quantification des distances et de l'évolution des vitesses selon les différents paramètres.

### Références

1. Y. Couder, S. Protière, E. Fort, and A. Boudaoud, *Nature* **437**, 208 (2005).
2. S. Protière, A. Boudaoud, and Y. Couder, *J. Fluid Mech.* **554**, 85 (2006).
3. S. Perrard, M. Labousse, M. Miskin, E. Fort, and Y. Couder, *Nat. Commun.* **5**, 3219 (2014).
4. M. Labousse and S. Perrard, *Phys. Rev. E* **90**, 022913 (2014).
5. C. Borghesi, J. Moukhtar, M. Labousse, A. Eddi, E. Fort, and Y. Couder, *Phys. Rev. E* **90**, 063017 (2014).

## Oscillations et fragmentation spontanées de bulles d'air remontant dans une solution de polymère confinée

Raphaël Poryles & Valérie Vidal

Laboratoire de Physique, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon - CNRS,  
46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France  
raphael.poryles@ens-lyon.fr

L'étude de la remontée de bulles dans des fluides non-newtoniens trouve des applications dans de nombreux domaines allant de l'industrie agroalimentaire ou cosmétique à la géophysique. Dans tous ces domaines, le comportement de ces bulles est un problème essentiel, car il influe directement sur la dynamique du système. La forme et la dynamique de remontée de bulles dans un fluide non-newtonien présente des caractéristiques particulières qui ont été largement étudiées en milieu non confiné (3 dimensions)[1,2,3]. On peut citer, dans le cas d'un fluide rhéofluidifiant, la présence d'une singularité ("cusp") à l'arrière de la bulle [4], des oscillations de taille et de vitesse [1], ou la formation de chaînes de bulles [5].

Nous nous intéressons à la remontée d'une bulle d'air unique dans un fluide non-newtonien confiné dans une cellule de Hele-Shaw verticale (2 dimensions). Le fluide que nous utilisons est une solution de polyéthylène-oxyde (PEO) que nous avons caractérisé comme étant rhéofluidifiant. On injecte un volume  $V$  d'air en base de la cellule, et on suit la remontée de la bulle ainsi formée à l'aide d'une caméra. Lorsque l'on augmente le volume des bulles, elles passent d'une forme arrondie à une forme présentant un *cusp*.

Lorsque le volume des bulles est suffisamment élevé, une instabilité se développe spontanément. L'avant de la bulle s'aplatit alors selon un angle donné et sa trajectoire n'est plus rectiligne, la bulle étant déviée latéralement. Lorsque l'angle d'aplatissement est assez faible, nous observons une digitation visqueuse du fluide dans la bulle rappelant l'instabilité de Saffman-Taylor [6,7]. Quand cette instabilité croît suffisamment rapidement, la bulle se fragmente spontanément. Nous avons caractérisé cette fragmentation en fonction de l'angle d'aplatissement et de la taille de la bulle ainsi que des propriétés non-newtoniennes de la solution de PEO.

### Références

1. A. BELMONTE, Self-oscillations of a cusped bubble rising through a micellar solution, *Rheologica Acta* **39**, 554-559 (2000).
2. D. FUNFSCHILLING, Dynamique des bulles dans des fluides rhéologiquement complexes, *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Nancy* (1999).
3. H.Z. LI, X. FRANK, D. FUNFSCHILLING & P. DIARD, Bubbles rising dynamics in polymeric solutions, *Physics Letters A* **325**, 43-50 (2004).
4. R.P CHHABRA, Bubbles, Drops, and Particles in Non-Newtonian Fluids, Second Edition, *CRC Press* (2006).
5. I.L. KLIAKHANDLER, Continuous chain of bubbles in concentrated polymeric solutions, *Physics of Fluids* **14**, 3375-3379 (2002).
6. P.G. SAFFMAN & G. TAYLOR, The Penetration of a Fluid into a Porous Medium or Hele-Shaw Cell Containing a More Viscous Liquid, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **245**(1242), 312-329 (1958).
7. A. LINDNER, L'instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes : relation entre les propriétés rhéologiques et la formation de motifs, *Thèse de l'Université Paris VI* (2000).

## Approche pluridisciplinaire des écoulements multiphasiques en milieu poreux

Marion Serres<sup>1,2</sup>, Valérie Vidal<sup>1</sup> & Régis Philippe<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure - CNRS, UMR 5672, 46 Allée d'Italie, 69364 Lyon, cedex 07 France

<sup>2</sup> Laboratoire de Génie des Procédés Catalytiques, UMR 5285 CNRS/CPE Lyon, Université de Lyon, 43 bd du 11 novembre 1918, 69616 Villeurbanne

marion.serres@ens-lyon.fr

L'écoulement multiphasique en milieu poreux est un processus rencontré dans de nombreux phénomènes naturels ou industriels tels que l'émission d'hydrocarbures au fond des océans [1] ou la récupération assistée du pétrole [2]. En production pétrolière, par exemple, un mélange gaz/huile ou eau/huile s'écoule à travers une roche réservoir. Les processus physico-chimiques et les enjeux scientifiques sont similaires à ceux rencontrés dans les réacteurs catalytiques polyphasiques. En effet, dans ces derniers, le catalyseur est très souvent présent sous forme d'un milieu granulaire plus ou moins complexe (phase solide), contraint ou mobile, et soumis à un écoulement de réactifs diphasique (gaz/liquide). Dans ces deux domaines, il est primordial de connaître le comportement hydrodynamique afin de le prédire et de l'optimiser.

Autour de cette problématique commune, nous nous proposons d'étudier l'effet de contraintes (surface libre ou milieu poreux contraint, différents degrés de confinement) sur le transport en milieu poreux en couvrant une gamme étendue de propriétés physico-chimiques du fluide et du solide (viscosité, densité, taille, mouillabilité, polarité). Nous considérerons des milieux granulaires denses mais également des mousses solides à forte porosité ( $\approx 90\%$  de vide), ces dernières ayant un fort potentiel pour les applications en catalyse [3].

Afin de caractériser l'effet de ces contraintes, une étude qualitative et quantitative de l'hydrodynamique sera réalisée sur trois pilotes à degrés de confinement progressifs. Nous présenterons ici la démarche adoptée, ainsi que des résultats préliminaires sur un écoulement de Taylor (gaz/liquide) à travers un milieu poreux. Nous décrirons pour cela les méthodes globales employées : la distribution des temps de séjour (DTS) d'un fluide dans un réacteur [4], l'évaluation de la perte de charge [5], la quantification du transfert de masse, ainsi que des techniques locales de visualisation d'écoulement comme la microscopie à fluorescence [5], la visualisation directe [6] ou l'adaptation d'indice optique. L'objectif visé est de nourrir un modèle physique hybride utile aux différents domaines d'application.

### Références

1. K.R. NEWMAN ET AL., Active methane venting observed at giant pockmarks along the U.S. mid-Atlantic shelf break, *Earth and Planetary Science Letters*, **267**, 341–352 (2008).
2. L.W. LAKE, Enhanced oil recovery, *Society of Petroleum Engineers*, 550 pp. (2010).
3. J.N. TOURVIELLE, R. PHILIPPE, & C. DE BELLEFON, Milli-Channel with Metal Foams Under an Applied Gas and Liquid Periodic Flow : External Mass Transfer Performance and Pressure Drop, *accepté à Chemical Engineering Journal*, (2014).
4. M. SARDIN, D. SCHWEICH, F.J. LEIJ, & M.T. VANGENUCHTEN, Modeling the Nonequilibrium Transport of Linearly Interacting Solutes in Porous-Media - a Review, *Water Resources Research*, **27**, 2287–2307 (1991).
5. J.N. TOURVIELLE, R. PHILIPPE, & C. DE BELLEFON, Milli-channel with metal foams under an applied gas and liquid periodic flow : Flow patterns, residence time distribution and pulsing properties, *Chemical Engineering Science*, **126**, 406–426 (2015).
6. B. SANDNES, E.G. FLEKKØY, H.A. KNUDSEN, K.J. MÅLØY, & H.SEE, Patterns and flow in frictional fluid dynamics, *Nature Communications*, **2**, 288 (2011).

# Momentum based approximation of incompressible multiphase flows

L. Cappanera<sup>1</sup>, J.-L. Guermond<sup>2</sup> & W. Herreman<sup>2</sup> and C. Nore<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur, Université Paris-Sud, France.

<sup>2</sup> Department of Mathematics, Texas A&M University, College Station, TX, USA. On leave from CNRS, France  
loic.cappanera@u-psud.fr

Variable density flows and multi-fluid models are important in many applications ranging from magnetohydrodynamics to geophysical flows. We introduce here a new method to approximate the Navier-Stokes equations using the momentum  $\mathbf{m} := \rho \mathbf{u}$  with the density,  $\rho$ , and the velocity,  $\mathbf{u}$ , while the fluids interface is tracked via a level set representation. This method has been implemented and tested in the hybrid spectral-finite element code SFEMaNS developed by Guermond and Nore for the past decade [1].

In the frame of variable density problem, the mass matrix associated with the term  $\rho \partial_t \mathbf{u}$  need to be recomputed at each time step. The product of  $\rho$  and  $\partial_t$  can be expensive when using high-order finite elements, or cannot be made implicit when using spectral method. We propose to use an alternative formulation which involves the momentum,  $\mathbf{m} := \rho \mathbf{u}$  as dependant variable for the Navier-Stokes equations. The difficulty now lies in the viscous dissipation that depends on the velocity. To avoid recomputing the mass matrix associated to the dissipation at every time step, this term is treated implicitly. In that order the dissipation operator  $-\nabla \cdot (\eta \nabla^s \mathbf{u})$  is rewritten as follows :  $-\nabla \cdot (\nu_{\max} \nabla^s \mathbf{m}) + \nabla \cdot (\nu_{\max} \nabla^s \mathbf{m} - \eta \nabla^s \mathbf{u})$  where  $\eta$  is the dynamical viscosity. The first term is then made implicit so the correction  $\nabla \cdot (\nu_{\max} \nabla^s \mathbf{m} - \eta \nabla^s \mathbf{u})$  can be made explicit. On the other hand, the level set and momentum equations are stabilized with the addition of an artificial viscosity, called viscosity entropy [2]. This viscosity is locally made proportional to the residual of the momentum equation where we define :  $\text{Res}_{\text{NS}} = \partial_t \mathbf{m} + \nabla \cdot (\mathbf{m} \otimes \mathbf{u}) - \frac{2}{\text{Re}} \nabla \cdot (\eta \nabla^s \mathbf{u}) + \nabla p - \mathbf{f}$ . This technique does not perturb the approximation in the regions where the solution is smooth, but it induces diffusion in the regions where the solution experience large gradients.

After implemented this method in SFEMaNS, we start to study a steady stratification of two fluids perturbed with a gravitational wave. The theoretical period of the oscillations of the interface is recovered for various waves perturbations, which confirmed the good behavior of the couple momentum-pressure. The influence of the modeling of the viscous term, with the gradient  $\nabla \mathbf{u}$  or with the strain rate tensor  $\nabla^s \mathbf{u}$  is studied with a Newton-Bucket set up and a bottom rotating disk experience [3]. Theses tests underline the importance of the strain rate tensor when the dynamical viscosity is variable. To take into account a larger range of problem, a surface tension term is added in SFEMaNS. Its effects are validated with a rising bubble axisymmetric set up [4] for various density and viscosity ratios. A non axisymmetric test-case, which consists of perturbing a bubble interface and computing the oscillation period is also presented. Eventually preliminary results on MHD instabilities involving variable electrical conductivity, such as Tayler (Herreman *et al.* 2015 in review) or metal pad roll instabilities, will be presented.

## Références

1. J.-L. Guermond, R. Laguerre, J. Léorat, and C. Nore. Nonlinear magnetohydrodynamics in axisymmetric heterogeneous domains using a Fourier/finite element technique and an interior penalty method. *J. Comput. Phys.*, 228, 2009.
2. J.-L. Guermond, R. Pasquetti, B. Popov, From suitable weak solutions to entropy viscosity, *Quality and Reliability of Large-Eddy Simulations II*, ERCOFTAC Series, 1, Volume 16, (2011) Part 3, 373-390.
3. L. Kahouadji and L. Martin Witkowski. Free surface due to a flow driven by a rotating disk inside a vertical cylindrical tank : axisymmetric configuration. *Phys. of Fluids*, vol 26, 072105, 2014.
4. J. Hua and J. Lou. Numerical simulation of bubble rising in viscous liquid. *J. Comput. Phys.*, 222(2) :769-795, Mar. 2007. ISSN 0021-9991. doi : 10.1016/j.jcp.2006.08.008.

## Effet du mouillage sur l'écoulement d'un fluide à travers un trou

Jérémy Ferrand, Valérie Vidal & Éric Freyssingeas

Laboratoire de Physique, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon - CNRS  
46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France  
jeremy.ferrand@ens-lyon.fr

L'écoulement d'un fluide newtonien ou complexe à travers un orifice est un processus rencontré dans la vie quotidienne, dans des phénomènes naturels comme la circulation sanguine [1] ou dans l'industrie. Certains industriels s'intéressent notamment à des recherches sur la forme du réservoir et de l'orifice permettant d'optimiser l'écoulement [2]. L'étude d'un tel système a commencé il y a presque 400 ans avec la publication de Torricelli [3] de la loi qui porte aujourd'hui son nom. Cette loi a ensuite été corrigée notamment avec un coefficient de compressibilité par Boussinesq [4], Helmholtz [5] et Kirchhoff [6]. Des études plus récentes tendent à préciser le domaine de validité de ces lois [7,8], tracer numériquement les champs de vitesse [9], observer l'écoulement pour un trou non cylindrique [10], analyser la surface libre [11] ou encore utiliser des fluides complexes [12]. Cependant, les mécanismes physiques à l'origine des observations restent encore inexplicés.

Notre démarche s'inscrit dans la volonté de comprendre et de caractériser entièrement ce système. Nous avons construit un réservoir pouvant se vider à travers un orifice et permettant de modifier facilement la taille, la forme du trou ainsi que le matériau dans lequel il est percé. Nous mettons notamment en évidence que le modèle du fluide parfait peut s'appliquer à condition de considérer un rayon effectif pour le trou et une hauteur initiale effective de fluide. Ces paramètres effectifs dépendent de nombreuses grandeurs physiques comme la viscosité mais également de deux grandeurs qui n'ont pas été étudiées jusqu'ici : la tension de surface liquide-air et le mouillage du liquide sur la surface où est percé le trou. De plus, une instabilité du jet se développe lorsque la hauteur initiale de fluide est assez grande. Nous montrons que l'apparition de cette instabilité dépend également de tous ces paramètres.

### Références

1. J. HOLEN, R. C. WAAG, R. GRAMIAK, M. R. VIOLANTE & S. A. ROE, Doppler ultrasound in orifice flow. In vitro studies of the relationship between pressure difference & fluid velocity, *Ultrasound Med. Biol.* **11**, 261-266 (1985).
2. R. OUZIAUX & J. PERRIER, Mécanique des fluides appliquée - Tome 1 - Fluides incompressibles, *Dunod Paris* (1966).
3. E. TORRICELLI, De motu gravium, *Opera Geometrica*, 191-204 (1644).
4. J. BOUSSINESQ, Essai sur la théorie de l'écoulement d'un liquide par un orifice en mince paroi, *C. R. Académie des Sciences* **114**, 704-710 (1870).
5. H. VON HELMHOLTZ, Monatsberichte der akad. der wissenschaften, *Berlin* (1963).
6. G. KIRCHHOFF, Vorlesungen ber mathematische physik, *Forchheimer, Hydraulik*, p. 341 (1876).
7. G. F. DAVIDSON, Experiments on the flow of viscous fluids through orifices, *Proc. R. Soc. Lond.* **89**, 91-99 (1913).
8. C. CLANET, Clepsydrae, from Galilei to Torricelli, *Phys. Fluids* **12**, 2743-2751 (2000).
9. E. ALENIUS, Mode switching in a thick orifice jet, an LES and dynamic mode decomposition approach, *Comput. Fluids* **90**, 191-196 (2014).
10. P. SHARMA & T. FANG, Breakup of liquid jets from non-circular orifices, *Exp. Fluids* **55** 1666 (2014).
11. S. COURRECH DU PONT & J. EGGERS, Sink flow deforms the interface between a viscous liquid and air into a tip singularity, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 034501 (2006).
12. T. TOPLAK, H. TABUTEAU, J. R. DE BRUYN & P. COUSSOT, Gravity draining of a yield-stress fluid through an orifice, *Chem. Eng. Sci.* **62**, 6908-6913 (2007).

# Elasto-capillary windlass : from spider webs to synthetic actuators

Hervé Elettro<sup>1</sup>, Arnaud Antkowiak<sup>1</sup>, Sébastien Neukirch<sup>1</sup> & Fritz Vollrath<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, UMR 7190 Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France

<sup>2</sup> Oxford Silk Group, Zoology Department, University of Oxford, UK  
elettro@dalembert.upmc.fr

Spiders' webs and gossamer threads are often paraded as paradigms for lightweight structures and outstanding polymers[1]. Probably the most intriguing of all spider silks is the araneid capture thread which is covered with tiny glycoprotein glue droplets[2]. Dedicated to catching prey insects and coping with being buffeted by wind, this fibre is particularly extensible. Even if compressed, the capture thread remains surprisingly taut, a property shared with pure liquid films, allowing both thread and web to be in a constant state of tension. Vollrath and Edmonds[3] proposed that the glue droplets act as small windlasses and are therefore responsible for the tension, but other explanations have also been suggested, involving for example the macromolecular properties of the flagelliform silk core filaments. Here we show that the nanolitre glue droplets of the capture thread composite induce buckling and coiling of the core filaments : microscopic observations reveal that the slack fibre is spooled into and within the droplets. We model the windlass activation as a structural phase transition, we identify the key parameters driving the process, and we show that fibre spooling results from the interplay between elasticity and capillarity. We further establish the material independence of the mechanism by developing an entirely synthetic version of the windlass system, composed of a polyurethane thread bearing a silicone oil droplet. Fibre size is the key in natural and artificial setups which both require micrometer-sized fibres to function. Our study demonstrates that the spools and coils inside the drops directly affect the mechanical response of the thread, adding to any effects that the protein conformations of the core filaments might have. Beside shedding light on araneid capture thread functionality, we assert that the properties of this biological system might provide novel insights for bioinspired synthetic actuators and kinetic energy absorption systems.

## Références

1. Omenetto, Fiorenzo G. and Kaplan, David L., New Opportunities for an Ancient Material *Science* 329 :528-531, 2010.
2. Denny, Mark, The physical properties of spider's silk and their role in the design of orb-webs *The Journal of Experimental Biology* 65 :483-506, 1976.
3. Vollrath, Fritz and Edmonds, Donald T., Modulation of the mechanical properties of spider silk by coating with water *Nature* 340 :305-307, 1989.

## Multiscale correlations in unstable plastic flow

M.A. Lebyodkin & T.A. Lebedkina

Laboratoire d'Etude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux (LEM3), CNRS UMR 7239, Université de Lorraine, Ile du Saulcy, 57045 Metz, France  
mikhail.lebedkin@univ-lorraine.fr

Investigations of crystal plasticity during last two decades proved that the ensemble of crystal defects represents a nonlinear dynamical system characterized by self-organization phenomena. Avalanche-like behaviour was first identified for various mechanisms of plasticity giving rise to macroscopic intermittency visible on stress-strain curves, in particular, under conditions of the Portevin-Le Chatelier effect (PLC) in dilute alloys, caused by interaction between dislocations and impurities. Due to the development of high-frequency measurement techniques, e.g., based on the acoustic emission (AE), these ideas were also confirmed in a more general case of macroscopically smooth plastic flow, albeit on finer scales. Indeed, power-law statistics of AE were found during smooth deformation of pure crystals, which led to a conclusion that plastic flow is an inherently intermittent scale-invariant process. These investigations, associated with different scales of deformation processes, were not for a long time related to each other. In particular, the macroscopic fluctuations of the deforming stress were often considered as a peculiar case. However, as they alternate with periods of smooth plastic flow, it was challenging to apprehend the relationships between the laws governing the dislocation dynamics in both cases, with an objective to understand the relationships between the short time scales related to self-organization of crystal defects and those relevant to the continuous approach of plasticity. The talk presents a multiscale study of self-organization of crystal defects, combining the analysis of deformation curves and the accompanying AE during deformation of AlMg and MgZr alloys. Both materials manifest macroscopic serrations on the strain-stress curves but the physical mechanisms of this unevenness are different : the PLC effect for AlMg and a combination of twinning and dislocation glide for the MgZr alloy. An essential feature of this research and a principal ground for getting insight into self-organization phenomena is the application of statistical methods (statistical, Fourier, correlation, multifractal) to treat experimental data.

### Références



## Influence de la rhéologie en grandes déformations sur les performances des adhésifs auto-collants

R. Villey<sup>1,2</sup>, B. Saintyves<sup>1,2</sup>, C. Creton<sup>1</sup>, P.-P. Cortet<sup>2</sup>, L. Vanel<sup>3</sup>, S. Santucci<sup>4</sup>, M.-J. Dalbe<sup>4</sup>, D.J. Yarusso<sup>5</sup> & M. Ciccotti<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire SIMM (ESPCI Paristech, UPMC, CNRS), Paris, France

<sup>2</sup> Laboratoire FAST (Univ Paris-Sud, CNRS), Orsay, France

<sup>3</sup> Institut Lumière Matière (Univ Lyon 1, CNRS), Villeurbanne, France

<sup>4</sup> Laboratoire de Physique (ENS de Lyon, CNRS), Lyon, France

<sup>5</sup> 3M Center, 3M Company, St. Paul, MN, USA

villey@fast.u-psud.fr

La modélisation de l'énergie d'adhérence des rubans adhésifs auto-collants a fait l'objet d'un grand nombre d'études depuis les années 1950. Celles-ci ont révélé plusieurs facteurs clés qui expliquent leur forte adhérence sur la plupart des substrats, notamment le critère de Dahlquist (mollesse et visco-élasticité de l'adhésif) [1] et le confinement d'une faible épaisseur de colle par un dos rigide [2]. Des études plus récentes, utilisant les méthodes de « *probe-tack* », ont cependant aussi révélé le rôle crucial des mécanismes de cavitation et de filamentation durant le décollement de l'adhésif [3]. Ces derniers mécanismes induisent un étirement de la colle en longues fibrilles qui suggère une forte influence de la rhéologie non-linéaire de l'adhésif aux grandes déformations sur l'adhérence des rubans auto-collants.

Une modélisation complète des mécanismes intervenant durant le pelage de ces rubans doit ainsi nécessairement prendre en compte le couplage, complexe, de tous ces ingrédients. Nous présentons une série d'expériences, qui accompagnées d'arguments conceptuels, met en évidence les points clés qu'une telle modélisation doit utiliser. Nous présentons d'abord des mesures montrant une dépendance non-triviale de l'énergie d'adhérence avec la géométrie de chargement du ruban adhésif, dépendance qui se manifeste en particulier à travers l'influence de l'angle de pelage. Nous montrons ensuite que la rhéologie en grandes déformations de l'adhésif possède bien une influence sur l'énergie d'adhérence, en utilisant des expériences sur des rubans adhésifs dont les formulations chimiques ont été spécialement modifiées, afin de contrôler les rhéologies linéaire et non-linéaire de manière indépendante. Ces mesures d'énergie d'adhérence sont complétées par des observations microscopiques de la zone de déformation de l'adhésif près du front de pelage, permettant de renforcer les interprétations théoriques.

Les résultats obtenus permettent de discuter de manière critique les stratégies de modélisation du pelage des adhésifs auto-collants et de montrer que les mécanismes à l'œuvre ne sont pas déterminés par la propagation d'une singularité de contrainte à l'interface entre la colle et le substrat [4], mais par la perte d'énergie lors de l'avancée du front de pelage causée par l'étirement jusqu'à rupture des filaments de colle, c'est-à-dire par hystérèse (visco-)élastique [5].

### Références

1. C.A. DAHLQUIST, *Treatise on Adhesion and Adhesives, Vol. 2* Dekker, New York (1969).
2. D.H. KAELBLE, Theory and analysis of peel adhesion : rate-temperature dependence of viscoelastic interlayers, *J. Coll. Sc.*, **19**, 413–424 (1964).
3. H. LAKROUT, P. SERGOT ET C. CRETON, Direct Observation of Cavitation and Fibrillation in a Probe Tack Experiment on Model Acrylic Pressure-Sensitive-Adhesives, *J. Adhesion*, **69**, 307–359 (1999).
4. P.-G. DE GENNES, Soft Adhesives, *Langmuir*, **12**, 4497–4500 (1996).
5. A.N. GENT ET R.P. PETRICH, Adhesion of Viscoelastic Materials to Rigid Substrates, *Proc. Royal Society A*, **310**, 433–448 (1969).

## Fragmentation des fronts de fracture en mode mixte I+III

Hervé HENRY

Laboratoire Physique de la Matière Condensée, École Polytechnique, CNRS 91128 Palaiseau, France  
herve.henry@polytechnique.edu

Soumis à un chargement mixte, un front de fissure présente en général une instabilité de fragmentation qui aboutit à la formation de plusieurs fronts de fissure parallèles se propageant, donnant des structures en marche d'escalier[1,2,3]. Néanmoins, des travaux récents dans des systèmes où la composante de mode III du chargement peut relaxer sans fragmentation indiquent que la fragmentation du front de fissure n'apparaît qu'au delà d'un seuil et qu'en deçà, une relaxation exponentielle est observée.

Les travaux présentés ici reposent sur l'utilisation d'un modèle de champ de phase de la propagation de la fracture[4] et indiquent que dans un milieu homogène, la relaxation exponentielle est effectivement observée. La valeur de la longueur de relaxation calculée est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Par contre le seuil au delà duquel la fragmentation est observée est bien plus élevé lors des simulations que lors des expériences (inclinaison du front de  $48^\circ$  au lieu de  $20^\circ$ ).

Afin de comprendre ce désaccord, des simulations en présence de d'inhomogénéités dans l'énergie de fracture ainsi que dans des configurations où la relaxation est arrêtée ont été étudiées. Il montrent clairement que la présence d'inhomogénéités et leur nature (amplitude) jouent un rôle prépondérant dans la nucléation d'échelons dans le front de fragmentation.

### Références

1. A. Pons et A. Karma *Helical crack-front instability in mixed-mode fracture* Nature **464**, 85-89 (4 March 2010)
2. E. Sommers *Formation of fracture lances in glass* ENG FRACTURE MECH , **vol. 1**, no. 3, pp. 539-546, 1969
3. O. Ronsin, C. Caroli et T. Baumberger *Crack front échelon instability in mixed mode fracture of a strongly nonlinear elastic solid* EPL **Vol. 105**, Number 3, February 2014
4. H. Henry and M. Adda-Bedia *Fractographic aspects of crack branching instability using a phase field model*, Phys. Rev. E **88** (2013) 060401

## Hierarchical wrinkling in permeable and confined bio-gels

Mathieu Leocmach<sup>1</sup>, Mathieu Nespoulous<sup>2</sup>, Sébastien Manneville<sup>1,2</sup> & Thomas Gibaud<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Lyon, Laboratoire de Physique, ENS Lyon, CNRS UMR 5672, Lyon, France

<sup>2</sup> Aix-Marseille Université, MADIREL, CNRS UMR 7246, Marseille, France

thomas.gibaud@ens-lyon.fr

There are many ways and reason for a thin surface to wrinkle. Thin surfaces wrinkle due to the growth of an excess or a loss of material in the surface with respect to the substrate. The selection of the preferred wrinkling wavelength is peculiar to the situation and is related to the mismatch of elastic properties between the surface and the substrate. On the biology side, aging and the loss of elastic fibers makes our skin wrinkles. Different rates of growth between the gut tube and its dorsal anchoring is responsible for the vilification of guts. Localized cell death in biofilms focuses mechanical forces and initiates 3D labyrinth pattern. On the physics and chemistry side, thin sheets in contact with an effective substrate resistance wrinkle and buckle due to uniaxial stretching, gravity, boundaries or adhesion. Hydrogels layer exposed to changes of temperature, pH or light swell or shrink and ripple the surface.

Yet, little is known on the interplay between permeability of thin membrane and wrinkling. Such interplay is at stake in daily life problems such as wrinkles encountered while putting up wall paper or during the morphogenesis where the development of confined permeable surface is ubiquitous.

Here, we have developed permeable model bio-gels that produce hierarchical wrinkling as a result of the interplay between its gelation dynamics and the confinement conditions. In slit geometry, we slowly acidify a dispersion of casein, one of the milk proteins. As a result, not only did the casein form a gel as expected (this is a well known effect used in cheese or yogurt making) but, the gel started to produce wrinkling patterns in cascade when casein adhesion to the slit wall is turned off, Fig.1 . Using a combination of rheology, light microscopy and confocal microscopy, we demonstrate that, during the acidification, the casein network spontaneously shrinks and swells at the micron level and wrinkles at the millimeter scale. We developed a model that pin down the dynamical origin of the constraints exerted on the gel and predict the wrinkling wavelength, Poiseuille flows of the solvent above and below the gel layer for long wavelengths and a new mechanism, Darcy flows of the solvent through the gel layer for short wavelengths.

# Genèse de biofilms : des ondulations de contour à la focalisation de plis

Ben Amar Martine<sup>1</sup> & Wu Min<sup>1</sup>

Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure and Université Pierre et Marie Curie, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France  
 benamar@lps.ens.fr

La morphologie des matériaux mous en croissance, gonflage ou séchage a beaucoup été étudiée récemment [1,2]. Les modifications de forme observées expérimentalement se produisent lors des changements de taille et transforment les sphères, cylindres et plaques minces en des structures plus ou moins complexes. Nous considérons ici la genèse de biofilms bactériens quand un simple disque contenant initialement des bactéries en phase fluide présente une adhérence moyenne à un substrat rigide. Nous supposons que croissance et adhésion se font suivant des lois très simples qu'il est possible de rendre plus sophistiquées par la suite.

Des expériences faites avec *Bacteria Subtilis* ont montré [3,4] que la géométrie circulaire initiale est perdue lors de l'expansion de la colonie, des ondulations de contour apparaissant suivies d'un flambage produit par une focalisation radiale de plis périodiques assez réguliers. L'observation de telles structures, typiques des matériaux élastiques confirme la fabrication par les bactéries de fibres de polysaccharides lors de la croissance de la colonie qui bascule ainsi d'un état fluide à un état élastique mou.

Nous présentons ici un modèle théorique [5] de ces instabilités morphologiques en terme de bifurcations de solutions de l'élasticité avec croissance. Les phénomènes observés ne peuvent s'expliquer que par l'anisotropie du processus de croissance des bactéries dans la direction orthoradiale, indiquant ainsi une orientation privilégiée de la prolifération cellulaire même si les seuils de bifurcation impliquent l'adhésion au substrat pour leur détermination théorique. Celui-ci joue un rôle essentiel en limitant la géométrie des modes possibles d'instabilités. La croissance anisotrope, l'adhérence et la ténacité entrent en compétition pour donner finalement lieu à des ondulations ou à du flambage ou aux deux. En outre, en raison de la présence du substrat, nous montrons que les modes de flambement [2] étudiés en géométrie ouverte sont bloqués par la présence du substrat et ne sont pas observés dans la pratique. Cela entraîne un autre mode avec auto focalisation de plis qui ne peut exister qu'avec une croissance anisotrope. Ces motifs rappellent ceux de délamination observés en sciences des matériaux. Le modèle, purement analytique [5], est basé sur une énergie élastique néo-Hookéenne et peut être étendu et appliqué sans difficulté à des matériaux polymères [6].

## Références

1. A. Goriely and M. Ben Amar, *Phys. Rev. Lett.* **94**,198103 (2005)
2. J. Dervaux and M. Ben Amar, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 068101(2008)
3. J. N. Wilking, V. Zaboradaev, M. De Voldera, R. Losick, M. P. Brenner, and D. A. Weitz, *PNAS* **110**, 848 (2013)
4. J. Dervaux, J. Magniez and A. Libchaber, *Interface Focus* **4**, 20130051(2014)
5. M. Ben Amar and M. Wu *EPL* **108**, 38003(2014)
6. Y. Cao and J.W. Hutchinson, *Trans. ASME* **79**, 1019 (2012)

## Modeling the emergence of polarity patterns in meristemic auxin transport

Silvia Grigolon<sup>1</sup>, Peter Sollich<sup>2</sup> & Olivier C. Martin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> LPTMS - Laboratoire de Physique Théorique et Modèles Statistiques, Université Paris - Sud XI, 15, Rue Georges Clémenceau, 91405 Orsay CEDEX, France.

<sup>2</sup> Department of Mathematics, King's College London, Strand, London, WC2R 2LS UK.

<sup>3</sup> INRA, UMR 0320/UMR 8120, Génétique Végétale, Université Paris - Sud XI, F-91190 Gif - sur - Yvette, France

silvia.grigolon@gmail.com

*Arabidopsis thaliana* is one of the most common plants in Europe and Asia. Although it is a weed, it is the model organism for plant genomics. Indeed it has a small genome ( $\simeq 157$  Mbps) that was completely sequenced in 2000 [1] and much functional information is now known and available in curated databases [2].

Our main interest is the floral morphogenesis and floral organ specification, e.g., petals and carpels [3,4]. At the heart of these developmental processes is auxin, a diffusing hormone whose non-homogeneous concentration profile in plants tissues represents a first marker (morphogen) for organ primordia and as a consequence for cell differentiation [3,5,6]. The importance of such a study lies in the understanding of the mechanisms of morphogenesis, a fundamental phenomenon characterizing many living organisms in the early stages.

As illustrated in [7,8,4], many approaches can be followed to study this kind of phenomenon, according to the biological level of interest, e.g., genetic regulation or macroscopic pattern formation. In our case, we want to re-produce the concentration profiles of auxin through a generalized reaction-diffusion model [9] in a cell-based model. In our model, auxin is produced, diffuses and is degraded. As demonstrated in [10,11,12], this is not enough to ensure cellular differentiation : therefore we introduce active transport processes across cellular membranes, modeling both the intra-cellular space and the apoplast, i.e., the space between two nearest neighbor cells. On the cellular membrane we include the two auxin transporters, known as PIN1 and AUX1 [11], allowing in particular a cellular polarization of the PIN1 transporters [13]. The challenge is to understand how observed polarity can emerge in this system and how it drives morphogenesis. We have implemented these models in one and two dimensions and adjusted the parameters to reproduce the observed concentration profiles [14]. Focusing in particular on cell polarization, we have observed that two different peculiar regions arise as a function of diffusion - unpolarized one in the high diffusion regime and a polarized one otherwise - in both of the models.

Further directions will concern the study of phyllotaxis, i.e., the high regular patterns identified in the disposition of organs in plants [15,16] through a straightforward extension of the model.

### Références

1. Arabidopsis Genome Initiative 2000 Analysis of the genome sequence of the flowering plant *Arabidopsis thaliana*, *Nature*, **14**,408.
2. TAIR - The Arabidopsis Information Resource, [www.arabidopsis.org](http://www.arabidopsis.org).
3. Alvarez-Buylla, E.R., Benítez, M., Corvera-Poieré, A., Chaos, C.A., de Folter, S., Gamboa de Buen, A., Garay-Arroyo, A., García-Ponce, B., Jaimes-Miranda, F., Pérez-Ruiz, R.V. et al. 2010 Flower Development.
4. E. S. Coen et al. 1991 The war of whorls : genetic interactions controlling flower development, *Nature*, **353**, 31.
5. Reinhardt, D., Mandel, T. & Kuhlemeier, C. 2000 Auxin Regulates the Initiation and Radial Position of Plant Lateral Organs. *The Plant Cell*, **12**,4 :507-518.
6. Vernoux, T., Besnard, F. & Traas, J. 2010 Auxin at the Shoot Apical Meristem. *Cold Spring Harb. Perspect. Biol.*, **2**,4 : a001487.

7. A. Chaos et al. 2006 From Genes to Flower Patterns and Evolution : Dynamic Models of Gene Regulatory Networks, *J. Plant Growth Regul.*, **25**, 278.
8. L. Mendoza et al. 2000 Genetic Regulation of Root Hair Development in *A. Thaliana* : a Network Model, *J. Theor. Biol.*, **204**, 311.
9. H. Jönsson et al. 2005 Modeling the organization of the WUSCHEL expression domain in the Shoot Apical Meristem, *Bioinformatics*, **21**,1 :i232.
10. J. D. Murray, *Mathematical Biology*, Vol. I & II, Springer.
11. Smith, R. S., Guyomarc'h, S., Mandel, T., Reinhardt, D., Kuhlemeier, C. & Prusinkiewicz, P. 2006 A plausible model of phyllotaxis. *PNAS*, **103**,5 :1301-1306.
12. Kramer, E.M. & Bennett, M.J. 2006 Auxin Transport : a Field in Flux. *Trends Plant Sci.*, **11**,8 :382-6.
13. de Reuille, P.B., Bohn-Courseau, I., Ljung, K., Morin, H., Carraro, N., Godin, C. & Traas, J. 2006 Computer simulations reveal properties of the cell-cell signaling network at the shoot apex in *Arabidopsis*. *PNAS*, **103**, 5 :1627-1632.
14. H. Tanaka et al. 2006 Spatiotemporal asymmetric auxin distribution : a means to coordinate plant development, *Cell Mol. Life Sci.*, **63**, 2738.
15. V. Mirabet et al. 2012 Noise and Robustness in Phyllotaxis, *PLoS Computational Biology*, **8**, 2 :1002389.
16. Reinhardt, D., Pesce, E.R., Stieger, P., Mandel, T., Baltensperger, K., Bennett, M., Traas, J., Friml, J. & Kuhlemeier, C. 2003 Regulation of phyllotaxis by polar auxin transport. *Nature*, **426**, 255-260.

## Numerical (Aqueous) Solutions : Diffusion under Chemical Constraints

Y. Bouret<sup>1</sup>, M.Argentina<sup>2</sup>, C.Raufaste<sup>3</sup> & J.Olivier<sup>4</sup>

<sup>1</sup> LPMC, Université de Nice

<sup>2</sup> INLN, Université de Nice & IUF, Paris

<sup>3</sup> LPMC, Université de Nice

<sup>4</sup> I2M, Technopôle de Château-Gombert

yann.bouret@unice.fr

The proton concentration in aqueous solutions is crucial in most physico-chemical reactions, and especially in physiology. Indeed, the very activity of any living cell is possible only for a limited range of pH. Nonetheless, the computation of  $[H^+]$  is always challenging, not only for steady-states, but also for transient states, since most of the time, the exact kinetic schemes of all the involved chemical reactions are not known.

Recently, we successfully derived a new method to derive the computation of all protic concentrations within a cell[1]. We based our derivation on time-scales separation between the relaxation times of those reactions and the typical rates of biochemical effectors.

This later approach may be used as well for diffusion. After an investigation of the different transformation pathways for proton in aqueous solutions, we will show how to compute a fully tensorized and chemically compliant diffusion equation for all the species. We will also show that this novel algebraic method provides some results that are indistinguishable from classical methods, both on numerical tests and on experimental results. And, as a side effect, since we removed the stiffness of the underlying differential equations, we will show that we compute those results about 100 times faster than what could be achieved so far, leading to the possibility to carry out some physiological computations in very short times.

### Références

1. Y. BOURET AND M.ARGENTINA AND L.COUNILLON, Capturing intracellular pH dynamics by coupling its molecular mechanisms within a fully tractable mathematical model *PLoS One*, DOI :10.1371/journal.pone.0085449, 2014

## Transmission active d'une impulsion dans un modèle de neurone

Jacquir Sabir<sup>1</sup>, Tchakoutio Nguetcho Serge Aurélien<sup>1,2</sup>, Behdad Rachid<sup>1</sup>, Binczak Stéphane<sup>1</sup>, Kazantsev Victor<sup>3</sup> & Bilbault Jean-Marie<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire LE2I UMR CNRS 6306, Université de Bourgogne, Dijon, France

<sup>2</sup> Faculté des Sciences, Université de Maroua, Cameroun

<sup>3</sup> Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russie

sjacquir@u-bourgogne.fr

Depuis plusieurs années, de nombreux circuits électroniques caricaturant les neurones biologiques sont développés [1]. Ils permettent en effet d'étudier expérimentalement les différentes dynamiques d'un système temps réel tout en donnant l'opportunité de contrôler les paramètres du modèle. Un de ces circuits est le Neuristor [1], qui modélise l'équation de FitzHugh-Nagumo (FHN). Dans nos précédents travaux, un circuit électronique non linéaire [2], basé sur l'équation de FHN modifiée (FHNM) conduisant aux trajectoires de bifurcation homoclinique de type point-selle [3,4] a été réalisé. Le couplage entre deux neurones FHNM dans une configuration maître esclave a été étudié et caractérisé. Les conditions expérimentales de stabilité, de bistabilité et d'oscillations ont été discutées [5]. Nos résultats ont montré que la force de couplage modifie l'excitabilité du neurone esclave. La modification de la fréquence interspike ou encore l'apparition de phénomènes chaotiques ont été montrées expérimentalement [6,7].

Les travaux présentés dans ce papier concernent l'analyse des réponses du neurone FHNM soumis à une stimulation externe lorsque celui-ci présente une dynamique oscillante dans l'espace de phase. Le neurone FHNM exhibe des réponses de type "integrate and fire" et des réponses résonnantes typiques des cellules neuronales excitables (tout ou rien). La réponse du neurone dépend du nombre et des caractéristiques d'impulsions entrantes (amplitude, largeur, force et fréquence). Pour une gamme de valeurs de paramètres, il est possible de déclencher un train d'impulsions comprenant un nombre fini d'impulsions en réponse à une brève stimulation. Ainsi, la transformation active de  $N$  impulsions entrantes en  $M$  impulsions sortantes ( $M > N$ ) devient possible. La transformation active permet de maintenir un équilibre au niveau de l'activité de génération d'impulsions entre les connexions convergentes et divergentes au sein de grands réseaux neuronaux composés de cellules excitables non-oscillantes. Le détail des résultats théoriques se trouve dans [8]. Les résultats de la transmission active obtenus à l'aide du neurone électronique FHNM sont présentés dans cet article.

## Références

1. A. C. Scott. *Neuroscience : A mathematical primer*, Springer-Verlag, New York, 2002.
2. S. Binczak, V. B. Kasantsev, V. I. Nekorkin, J. M. Bilbault, Experimental study of bifurcations in modified FitzHugh-Nagumo cell, *Elect. Lett.* **39** (2003) 961-962.
3. V. B. Kazantsev, Selective communication and information processing by excitable systems, *Phys. Rev. E* **64** (2001) 056210.
4. V. B. Kasantsev, V. I. Nekorkin, S. Binczak, J. M. Bilbault, Spiking patterns emerging from wave instabilities in a one-dimensional neural lattice, *Phys. Rev. E* **68** (2003) 017201,1-4.
5. V. B. Kasantsev, V. I. Nekorkin, S. Binczak, S. Jacquir, J. M. Bilbault, Spiking dynamics of interacting oscillatory neurons, *Chaos* **15**(1) (2005).
6. S. Binczak, S. Jacquir, V. B. Kasantsev, V. I. Nekorkin, J. M. Bilbault, Experimental study of electrical FitzHugh-Nagumo neurons with modified excitability, *Neural Networks* **19** (2006) 684-693.
7. S. Jacquir, S. Binczak, J. M. Bilbault, V. B. Kasantsev, V. I. Nekorkin, Synaptic coupling between two electronic neurons, *Nonlinear Dynamics* **44** (2006) 29-36.
8. V. B. Kasantsev, S. A. T Nguetcho, S. Jacquir, S. Binczak, J. M. Bilbault, Active spike transmission in the neuron model with a winding threshold manifold, *Neurocomputing* **83** (2012) 205-211.



## Dissolution réactive et convective : classification des effets des réactions chimiques

V. Loodts, C. Thomas, L. Rongy & A. De Wit

Unité de Chimie Physique Non Linéaire, Service de Chimie Physique et Biologie Théorique, Faculté des Sciences, Université libre de Bruxelles (ULB), CP231, 1050 Bruxelles, Belgique.  
vloodts@ulb.ac.be

Nous considérons un système à deux phases, initialement stable, où l'interface est perpendiculaire au champ de gravité. Lorsqu'une de ces deux phases se dissout dans l'autre et augmente la densité de la solution hôte, une stratification instable de densité peut être créée dans le champ de gravité. Une instabilité convective se développe et la solution plus dense coule sous forme de doigts dans le fluide moins dense. Ce phénomène de dissolution convective est largement étudié à cause de sa pertinence pour la séquestration du  $\text{CO}_2$  [1]. Dans ce type d'application, le  $\text{CO}_2$  est stocké dans les sous-sols où il peut se dissoudre dans des solutions aqueuses ou des mélanges d'hydrocarbures, augmentant de ce fait leur densité. Il est important d'étudier l'effet des réactions chimiques sur la dissolution convective car le  $\text{CO}_2$  dissous est susceptible de réagir avec des minéraux dans le site de stockage [2]. Des études ont montré qu'une réaction entre le  $\text{CO}_2$  et la phase solide de la matrice poreuse ralentit la croissance de l'instabilité car la réaction consomme le  $\text{CO}_2$  à l'origine de la stratification instable de densité [3]. Qu'en est-il dans le cas plus général de réactions où toutes les espèces sont en solution ?

Dans ce contexte, nous étudions l'effet d'une réaction  $A+B \rightarrow C$  sur la dissolution convective à l'aide d'équations réaction-diffusion-convection [4]. Nous couplons ces équations à l'équation de Darcy pour le champ de vitesse dans un milieu poreux. Pour calculer la densité de la phase hôte, nous utilisons une équation d'état linéaire en les concentrations. Afin de réduire le nombre de paramètres du modèle, nous supposons que le réactif B et le produit C diffusent à la même vitesse. Nous proposons une classification générique des profils de densité réaction-diffusion. Nous utilisons une analyse de stabilité linéaire avec une approximation de quasi-stationnarité (QSSA) pour analyser la stabilité de ces profils par rapport à l'instabilité convective induite par une stratification instable de densité. Notre but est de comparer la stabilité des profils réactifs avec celle du profil non réactif afin de caractériser l'effet des réactions sur la dissolution convective.

Si le cas non réactif est instable [1], nous montrons que les réactions peuvent avoir un effet déstabilisant quand le produit C est suffisamment lourd pour compenser la consommation du réactif A. En revanche, si C n'est pas suffisamment lourd, l'instabilité peut croître plus lentement que dans le cas non réactif [4]. En particulier, il existe des profils de densité avec un minimum où, localement, du fluide moins dense est situé au-dessus de fluide plus dense. Ce minimum agit comme une barrière stabilisatrice qui freine le développement des doigts dans le reste de la solution [5]. Nous illustrons le cas déstabilisant par un exemple expérimental impliquant du  $\text{CO}_2$  et une solution aqueuse de NaOH [4]. Cette étude fonde un cadre théorique général pour comprendre et prédire l'effet des réactions chimiques sur la dissolution convective, notamment en vue de sélectionner des sites de stockage pour le  $\text{CO}_2$ . Pour d'autres applications, cette analyse montre qu'il est possible d'adapter les caractéristiques de l'instabilité convective en sélectionnant des réactifs chimiques appropriés.

### Références

1. Loodts, V., Rongy, L., De Wit, A., Chaos 24, 043120 (2014).
2. Jun, Y.-S., Giammar, D. E., Werth, C. J., Environ. Sci. Technol. 47, 3 8 (2013).
3. Andres, J. T. H., Cardoso, S. S. S., Phys. Rev. E 83, 046312 (2011).
4. Loodts, V., Thomas, C., Rongy, L., De Wit, A., Phys. Rev. Lett. 113, 114501 (2014).
5. Budroni, M. A. et al., J. Phys. Chem. Lett. 5, 875 881 (2014).

## Instabilité viscoélastique : analogie avec l'instabilité magnéto-rotationnelle

Yang BAI, Olivier CRUMEYROLLE & Innocent MUTABAZI

Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, UMR 6294, CNRS-Université du Havre, 76058 Le Havre Cedex  
 innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr

L'instabilité magnéto-rotationnelle d'un fluide conducteur dans un champ magnétique a fait l'objet de plusieurs études théoriques depuis que Balbus et Hawley [1] ont montré qu'elle était l'un des mécanismes susceptibles d'expliquer le transport de moment turbulent dans les disques d'accrétion astrophysiques. De récents travaux d'Ogilvie et collaborateurs [2,3] ont ouvert une possibilité de réalisation d'une expérience analogique permettant d'illustrer l'instabilité magnéto-rotationnelle en utilisant les liquides viscoélastiques. En effet, l'étirement de longues chaînes polymériques est équivalent à l'étirement des lignes de champ magnétique ; et les équations décrivant les écoulements des liquides viscoélastiques dans le modèle d'Oldroyd-B sont les mêmes que celles de la magnétohydrodynamique dans la limite des grands nombres de Weissenberg  $Wi$  et de Reynolds magnétique  $Rm$ . Boldyrev [4] ont mené une expérience préliminaire mais dans les conditions éloignées de la théorie développée par Ogilvie et al. [3].

Nous rapportons les résultats d'une étude systématique expérimentale et théorique de l'instabilité d'un liquide viscoélastique (de masse volumique  $\rho$  et de viscosité  $\mu_0$ ) dans le système de Couette-Taylor de longueur  $L$  et de largeur  $d$  lorsque les deux cylindres de rayons  $a$  et  $b = a + d$  sont en corotation de type Keplérien avec des vitesses angulaires  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  respectivement. Nous avons utilisé des solutions de polymères avec des temps de relaxation  $\lambda$  qui ont une viscosité totale quasi-constante vis-à-vis du cisaillement, mimant le modèle d'Oldroyd-B. Les paramètres de contrôle variables du système sont le nombre de Taylor  $Ta = [\rho|\Omega_1 - \Omega_2|ad/\mu](d/a)^{1/2}$ , le nombre élastique  $E = \lambda\mu/(\rho d^2)$  et le rapport des viscosités  $S = \mu_p/mu_0$  où  $\mu_p$  est la contribution du polymère à la viscosité du solvant. L'expérience est menée dans un système de rapport d'aspect  $\Gamma = L/d = 45$  et de rapports de rayons  $\eta = a/b = 0.8$ .

Pour chaque solution de polymère, nous avons détecté l'apparition d'une instabilité et mesuré les principaux paramètres caractérisant le motif correspondant : valeur seuil de  $Ta$ , spectre de longueur d'onde et de fréquence. Une étude de stabilité linéaire a permis de déterminer les différents seuils d'instabilité pour différentes solutions étudiées et un diagramme d'états critiques  $Ta_c(E)$  a été établi. Les principaux résultats obtenus sont les suivants : lorsque les cylindres sont en corotation Keplérienne, au delà d'une certaine élasticité, l'écoulement devient instable ; la nature de l'instabilité dépend de la valeur du nombre élastique  $E$  et du rapport des viscosités  $S$ . Pour de valeurs de  $E > 1$ , l'instabilité est de nature purement élastique avec un large spectre de nombres d'onde et de fréquences. Pour de faibles valeurs de  $E$ , l'instabilité se manifeste soit sous forme de vortex axisymétriques oscillants ou de vortex non axisymétriques oscillants.

Une analyse théorique a permis d'étendre le modèle d'Ogilvie par la généralisation du critère de stabilité de Rayleigh aux fluides viscoélastiques, ainsi que la construction de champs de vecteurs à partir du tenseur de contraintes viscoélastiques, lesquels champs de vecteurs jouent le rôle analogue de celui du champ magnétique. Cette extension a permis de considérer que les vortex asisymétriques observés dans l'expérience sont les analogues de l'instabilité magnéto-rotationnelle azimutale alors que les vortex non axisymétriques seraient les analogues de l'instabilité magnéto-rotationnelle hélicoïdale.

### Références

1. S.A. BALBUS AND J.F. HAWLEY, *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1 (1998).
2. G.I. OGILVIE AND A. T. POTTER, *Phys. Rev.Lett.*, **100**, 074503 (2008).
3. G.I. OGILVIE AND M.R.E. PROCTOR, *J. Fluid Mech.*, **476**, 389 (2003).
4. S. BOLDYREV, D.HUYNH AND V. PARIEV, *Phys.Rev. E*, **80**, 066310 (2009).

## Dynamique neuromimétique dans un micropilier laser à absorbant saturable

F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz & S. Barbay

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN-CNRS UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

sylvain.barbay@lpn.cnrs.fr

Les systèmes neuromimétiques sont des systèmes qui imitent les fonctionnalités des neurones biologiques ou les architectures des systèmes biologiques pour le traitement de l'information et le calcul neuro-inspirés. Parmi les systèmes neuro-mimétiques on peut citer les réseaux de neurones, les systèmes pour le calcul à réservoir, les réseaux de neurones artificiels, ... Ces systèmes pourraient permettre de remplir des tâches complexes (par exemple reconnaissance vocale ou visuelle, tri, mémoires associatives, logique) en s'inspirant du mode de fonctionnement du cerveau tout en étant économes en énergie, rapides et peu sensibles au bruit.

Il est bien connu que les neurones sont des systèmes biologiques excitables qui possèdent une période réfractaire absolue et relative. Ces propriétés confèrent au neurone la capacité de transporter l'influx nerveux et participent au traitement neuronal de l'information. La propriété d'excitabilité est une propriété générique que l'on retrouve dans des systèmes chimiques, électroniques et optiques. Un système excitable possède un état de repos. Si on le perturbe avec une perturbation unique au delà d'un certain seuil, le seuil excitable, il répond en émettant une impulsion de forme caractéristique (lumineuse en optique, électrique dans les neurones). Nous avons montré qu'un laser à absorbant saturable en microcavité planaire de conception originale [1] possède une réponse excitable rapide (de durée inférieure à la nanoseconde) [2]. Si on le perturbe avec deux impulsions successives au-delà du seuil excitable, soit il répond en émettant deux impulsions identiques si les impulsions de perturbation sont bien séparées temporellement ; soit il répond avec une seule impulsion si la seconde perturbation arrive trop tôt après la première (on parle de période réfractaire absolue) ; soit, dans un régime intermédiaire (période réfractaire relative), il est possible mais plus difficile de le perturber et de le faire émettre une seconde impulsion et la réponse à la seconde perturbation est inhibée (plus petite).

Nous avons mis en évidence ces trois propriétés dans un micropilier laser à absorbant saturable [3], montré que le seuil excitable pouvait être contrôlé et analysé la période réfractaire relative pour la première fois dans un système optique. Les temps de réponse sont dans ce cas encore plus rapides qu'en cavité planaire avec des impulsions excitables de durée de l'ordre de 200ps, soit plus de 6 ordres de grandeurs plus rapides que dans un neurone biologique. Les résultats expérimentaux sont comparés à un modèle simple et sont en bon accord. Nous présentons aussi des résultats récents sur la sommation synaptique temporelle dans ce système. Ces résultats sont prometteurs pour envisager les micropiliers lasers à absorbant saturable comme une plateforme pour le traitement photonique neuromimétique, notamment en raison de la possibilité de coupler ces micropiliers dans une architecture planaire.

### Références

1. T. Elsass, K. Gauthron, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, S. Barbay, *Eur. Phys. J. D* **59**, 91 (2010).
2. S. Barbay, R. Kuszelewicz, A. Giacomotti, *Opt. Lett.* **36**, 4476 (2011).
3. F. Selmi, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Kuszelewicz, S. Barbay, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 183902 (2014).

## Multi-rythmicité dans un laser avec feedback retardé

Gaetan Friart<sup>1</sup> Lionel Weicker<sup>2</sup> & Thomas Erneux<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Libre de Bruxelles, Optique Nonlinéaire Théorique, Campus Plaine, C.P. 231, 1050 Bruxelles, Belgique

<sup>2</sup> OPTTEL Research Group, CentraleSupélec, LMOPS (EA 4423), 2 rue Édouard Belin, 57070 Metz, France.  
gfriart@ulb.ac.be

Ces dernières décennies, l'étude des dynamiques non-linéaires à retard connaît un formidable essor dans de nombreux domaines scientifiques. Grâce à leur grande sensibilité au feedback optique retardé, les lasers à semi-conducteurs sont rapidement devenus un banc d'essai expérimental et théorique idéal pour la dynamique à retard [1,2]. Parmi les différents dispositifs étudiés, le laser soumis à un feedback avec rotation de la polarisation est particulièrement attractif. Toute une variété d'applications découlent en effet de ses régimes pulsés. En outre, l'étude analytique des équations décrivant ce système est plus simple que dans le cas d'un feedback classique. Dans cette contribution, nous montrons que ce système peut être vu comme un oscillateur non-linéaire à retard dont certaines caractéristiques de la dynamique se retrouvent dans de nombreux autres dispositifs optiques. Nos résultats analytiques mettent en évidence l'existence de régimes périodiques d'ondes carrées, de périodes proportionnelles au retard [3]. Ces ondes carrées périodiques, communes à toute une série de systèmes à retard, possèdent des propriétés robustes d'intérêt tant fondamental qu'appliqué (télécommunications). La plus remarquable est sans doute la possibilité de coexistence, pour les mêmes valeurs des paramètres, de différentes ondes carrées de périodes spécifiques. Ce phénomène, appelé multi-rythmicité, suscite actuellement le développement d'outils analytiques asymptotiques [4]. Nous avons mis au point un schéma de contrôle de cette multi-rythmicité permettant de sélectionner et stabiliser une onde carrée de période donnée [5]. Nos expériences valident l'efficacité de ce dispositif de contrôle ouvrant la voie à de nouvelles possibilités d'applications des oscillateurs non-linéaires retardés.

### Références

1. T. Erneux and P. Gorieux, "Laser Dynamics," Camb. Univ. Press, Cambridge UK (2010).
2. M. C. Soriano, J. Garcia-Ojalvo, C. R. Mirasso, and I. Fischer, "Complex photonics : dynamics and applications of delay-coupled semiconductors lasers," *Rev. Mod. Phys.* **85**, 421–470 (2013).
3. G. Friart, L. Weicker, J. Danckaert, and T. Erneux, "Relaxation and square-wave oscillations in a semiconductor laser with polarization rotated optical feedback," *Opt. Express* **22**, 6905–6918 (2014).
4. L. Weicker, T. Erneux, D. P. Rosin and D. J. Gauthier, "Multi-rhythmicity in an optoelectronic oscillator with large delay," *Phys. Rev. E*, in press (2015)
5. G. Friart, G. Verschaffelt, J. Danckaert, and T. Erneux, "All-optical controlled switching between time-periodic square waves in diode lasers with delayed feedback," *Opt. Lett.* **39**, 6098–6101 (2014).

# Dérive d'une instabilité modulationnelle induite par un filtrage de Fourier asymétrique

E. Louvergneaux<sup>1</sup>, *et al.*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, Université Lille 1, CNRS UMR8523. 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

<sup>2</sup> INLN, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, 1361 route des Lucioles 06560 Valbonne, France  
eric.louvergneaux@univ-lille1.fr

Le filtrage de Fourier est une technique bien connue et utilisée dans de nombreuses applications, telles que la sélection de bande FM, la réduction de bruit (sonore, visuel), etc [1,2]. Cette technique a aussi été étudiée en recherche fondamentale pour stabiliser des instabilités par exemple [3,4]. Pour cela, des bandes spectrales, spatiales ou temporelles, sont supprimées ou atténuées symétriquement par rapport à la fréquence nulle. La question, maintenant est que se passe-t'il si le filtrage est appliqué de manière asymétrique. La notion de filtrage asymétrique présuppose l'existence de fréquences positives et négatives. Ceci n'a à priori pas de sens physique, seulement lors de l'obtention de la transformée de Fourier optique d'un signal dans le focal d'une lentille. C'est exactement à cette position que nous souhaitons appliquer un filtrage asymétrique.

Le système étudié est un milieu soumis à une boucle de rétroaction optique [5]. Nous appliquons un filtrage asymétrique lors du renvoi du faisceau dans le milieu Kerr, coupant une partie des fréquences spatiales négatives ou positives. Le développement analytique mené dans le cas d'une onde plane non bruitée, prédit une région de filtrage pour laquelle l'instabilité transverse dérive. La vitesse de phase et la vitesse de groupe sont alors différentes de zéro. Le nombre d'onde de l'instabilité se voit aussi modifié selon la position du filtre. Les simulations numériques, menées dans ces conditions (cas idéal) confirment parfaitement les prédictions analytiques. Cependant, le dispositif expérimental est éclairé par un faisceau gaussien et est soumis au bruit. Nos travaux numériques réalisés dans des conditions expérimental montre que le phénomène de dérive est robuste et que les deux principaux régimes existent toujours, malgré un changement dans leur domaines d'existence.

Pour compléter l'étude théorique, nous réalisons l'expérience suivante. Un faisceau lumineux est envoyé dans une boucle de rétroaction en anneau dans laquelle est inséré un dispositif de lentilles  $4f$ , générant un espace de Fourier en son centre. Le milieu considéré comme Kerr est un cristal liquide nématique. L'imagerie est effectuée sur le faisceau de retour ayant été filtré et ayant traversé une seconde fois le milieu Kerr. Sans filtrage et au seuil, nous observons une instabilité modulationnelle sans dérive. L'application du filtrage asymétrique provoque une dérive de la phase et une modification du nombre d'onde, comme prédit par la théorie. Par ce travail, nous montrons une nouvelle méthode pour briser la symétrie d'un système et ainsi générer la dérivé d'une instabilité modulationnelle.

## Références

1. G. J. King, FM radio servicing handbook (MacMillan, 1958).
2. D. Van De Ville, M. Nachtegaal, D. van der Weken, E. E. Kerre, W. Philips, and I. Lemahieu, IEEE Trans. on Fuzzy Syst. 11, 429 (2003).
3. S. Jensen, M. Schwab, and C. Denz, Phys. Rev. Lett. 81, 1614 (1998).
4. E. Benkler, M. Kreuzer, R. Neubecker, and T. Tschudi, Phys. Rev. Lett. 84, 879 (2000).
5. S. A. Akhmanov, M. A. Vorontsov, and V. Yu. Ivanov, JETP Lett. 47, 707 (1988).

## Chimera States in Laser Delay Dynamics

Larger<sup>1</sup>, Penkovsky<sup>1</sup> & Maistrenko<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> FEMTO-ST / Optics Dept., UMR CNRS 6174, University of Franche-Comté  
15B Avenue des Montboucons, 25030 Besançon Cedex, France

<sup>2</sup> Institute of Mathematics and Center for Medical and Biotechnical Research NAS of Ukraine  
Tereschenkivska Str. 3, 01601 Kyiv, Ukraine

`bogdan.penkovskiy@univ-fcomte.fr`

Systems modeled by delay differential equations (DDE) may exhibit very complex behavior, because of their infinite dimensional phase space. Recently, a new class of nonlinear DDE involving a second order differential model, has attracted a growing interest. Their model is derived from physical optoelectronic setup [1,2] and they also provide qualitatively new solutions compared to conventional scalar DDE (Ikeda or Mackey-Glass dynamics). An example of such solutions, so-called *virtual chimera states* discovered recently in [3], is emphasized in this contribution for a new optoelectronic setup. They are characterized by spontaneous symmetry breaking when observed in a space-time representation of DDE [4]. The dynamical system of concern is governed by an Ikeda-like model comprising an integral term :

$$\varepsilon \dot{x} = -x - \delta \int_{t_0}^t x(\xi) d\xi + \beta F[x(t - \tau)], \quad (1)$$

where  $\varepsilon$  and  $\delta$  are typically small bifurcation parameters,  $\beta$  is the third one, and  $F$  is some function describing the nonlinear delayed feedback of the dynamics. In our optoelectronic setup,  $F$  is provided by the wavelength-to-intensity nonlinear transformation obtained from a Fabry-Pérot interferometer, i.e.  $F[x] = [1 + m \sin^2(x + \Phi_0)]^{-1}$ ,  $m = 8$ ,  $\Phi_0 = -0.4$ .

We report on the particular bifurcation scenario for the chimera states appearance as  $\beta$  increases, observed both numerically for the model (1) and experimentally for the setup. On the other hand, with increase of ratio  $\delta/\varepsilon$ , in the system-which exhibits multistability-a higher number of chaotic “heads” may appear. We explore the probability of different chimera solution occurrences in the  $\delta - \varepsilon$  bifurcation region. It is crucial to admit the close correspondence between numerical and experimental results.

## Références

1. *J.-P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte* Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laserdiode // Phys. Rev. Lett., Vol.80, No.10, pp. 2249-2252 (1998).
2. *V. S. Udaltsov, L. Larger, J.-P. Goedgebuer, M. W. Lee, É. Genin and W. T. Rhodes* Chaotic bandpass communication system // IEEE Trans. On Circuits And Systems, Vol.49, No.7, pp. 1006-1009 (2002).
3. *L. Larger, B. Penkovsky, Y. Maistrenko* Virtual chimera states for delayed-feedback systems // Phys. Rev. Lett. 111, 054103 (2013).
4. *F. T. Arecchi, G. Giacomelli, A. Lapucci, R. Meucci* Two-dimensional representation of a delayed dynamical system // Phys. Rev. A 45, R4225 (1992).

## Effondrement d'une coque cylindrique remplie de grains

E. Clément<sup>1</sup>, G. Gutierrez<sup>1,2</sup>, C. Colonnello<sup>2</sup>, J.R. Darias<sup>2</sup>, P. Boltenhagen<sup>1,3</sup>, R. Peralta-Fabi<sup>1,4</sup> & F. Brau<sup>5</sup>

<sup>1</sup> PMMH, ESPCI, UMR CNRS 7636 and Université Paris 6 & Paris 7, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Departamento de Física, Universidad Simón Bolívar, Apdo. 89000, Caracas 1080-A, Venezuela

<sup>3</sup> Université Rennes 1, Institut de Physique de Rennes (UMR UR1-CNRS 6251), Bat. 11A, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes, France

<sup>4</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510, México D.F., México

<sup>5</sup> Nonlinear Physical Chemistry Unit, Université Libre de Bruxelles (ULB), CP231, 1050 Brussels, Belgium  
eric.clement@upmc.fr

Les silos, comme moyens de stockage des matériaux pulvérulents, sont omniprésents dans les campagnes (stockage des céréales) et aussi dans le monde industriel. Pour ces constructions mécaniques les deux phénomènes les plus dangereux et à l'origine de graves accidents, sont l'incendie et l'explosion. Mais de surcroît, un nombre plus faible mais conséquent d'accidents sont d'origine structurelle (effondrement lors de la décharge). Du fait des forces de friction, les parois supportent une partie non négligeable du poids des grains. Au repos, on a essentiellement une structure cylindrique rigide, stabilisée par les efforts perpendiculaires. En revanche, lors de la décharge, la structure est soumise à un effort cisailant intense et à des fluctuations de pressions latérales dues à la taille finie des grains. Le matériau granulaire en écoulement perd de la rigidité et les contraintes de cisaillement peuvent provoquer le flambement de la structure conduisant ainsi à un effondrement.

Nous avons mis en place un travail expérimental permettant d'identifier les conditions d'effondrement d'un coque cylindriques de rayon  $R$  et l'épaisseur  $t$  induit par la décharge d'un volume de grains. Nous avons mesuré la hauteur de remplissage critique pour laquelle la structure s'effondre. Nous observons que les silos supportent des hauteurs de remplissage significativement au delà d'une estimation simple obtenue par des théories standards reliant la mécanique des coques minces et celle des milieux granulaires. Deux effets contribuent à stabiliser la structure : (i) au-dessous de la hauteur de remplissage critique, une stabilisation dynamique en raison de la friction aux parois empêche les modes locaux d'instabilité de coque de grandir irréversiblement ; (ii) au-dessus de la hauteur de remplissage critique, l'apparition d'une déformation fatale menant à la rupture, arrive avant qu'apparaisse le mouvement vers le bas de l'ensemble de la colonne granulaire[1]. Nous remarquons aussi que la hauteur de remplissage critique est réduite quand la taille de grain,  $d$  augmente. L'influence de la taille finie des grains est contrôlée par le rapport  $d/\sqrt{Rt}$ . Nous rationalisons ces effets d'antagonistes avec une nouvelle théorie d'interaction fluide/structure dont les résultats sont comparés avec les mesures expérimentales[2].

## Références

1. C. Colonnello, L. I. Reyes, E. Clément and G. Gutiérrez, *Physica A* **398**, 35 (2014).
2. G. Gutierrez, C. Colonnello, P. Boltenhagen, J. R. Darias, R. Peralta-Fabi, F. Brau, E. Clément, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 018001 (2015).

## Comment naissent les vagues sous l'effet du vent ?

A. Paquier, F. Moisy & M. Rabaud

Laboratoire Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques - Bâtiment 502, Rue du Belvédère - Campus  
Universitaire d'Orsay - 91405 Orsay Cedex, France  
paquier@fast.u-psud.fr

La question de la formation des vagues sous l'effet du vent, bien qu'apparemment simple, a suscité un grand nombre travaux théoriques, expérimentaux et numériques. En dépit de ces nombreuses études, les détails du mécanisme de la génération et de la croissance des vagues induites par un écoulement d'air restent encore mal compris. Les modèles existant, dont les plus répandus sont ceux de Kelvin-Helmholtz, de Phillips [1] et de Miles [2], fournissent des prédictions parfois contradictoires et souvent assez éloignées de la réalité.

Afin de comprendre l'origine de la formation des premières vagues par le vent, nous avons monté une expérience nouvelle utilisant un fluide visqueux plutôt que de l'eau. Nous pensons que cette particularité simplifie le problème et peut faciliter l'identification des mécanismes clefs de la formation des vagues. Le liquide, un mélange de glycéril et d'eau trente fois plus visqueux que l'eau pure, subit les contraintes d'un écoulement d'air turbulent sur une longueur de 1.5 m. Du fait de cette viscosité élevée, l'écoulement dans le liquide reste laminaire et quasi bidimensionnel, avec un profil parabolique .

La mesure de la topographie de la surface est réalisée par la méthode optique Free Surface Synthetic Schlieren (FS-SS) reposant sur la réfraction d'un motif aléatoire de points disposé sous le canal [3]. Cette méthode non intrusive nous permet de mesurer avec une résolution micrométrique les amplitudes de déformation de la surface et ainsi d'observer les premières déformations à faible vitesse de vent. La topographie de l'interface est entièrement reconstituée sur des champs de visualisation s'étendant sur toute la largeur de la cuve et sur une longueur de 40 cm dans la direction du vent, avec une résolution temporelle suffisante pour pouvoir suivre le déplacement des perturbations de la surface du liquide.

Les données obtenues par FS-SS ont permis de mettre en évidence l'existence de deux régimes de génération de vagues à l'interface liquide-air. Les premières perturbations, à peine visibles à l'œil nu, sont observées aux plus faibles vitesses de vent. L'amplitude de ces perturbations augmente avec la vitesse du vent en suivant une loi de puissance mais elle ne croît cependant pas en fonction du fetch (la distance de liquide sur laquelle le vent souffle, dans notre cas, la distance au début de la cuve). Ces perturbations sont spatialement désorganisées et peuvent s'interpréter comme la réponse de l'interface aux fluctuations de pression de l'écoulement d'air turbulent.

Passé un seuil en vitesse de vent, les perturbations s'organisent spatialement en un état structuré de vagues quasi parallèles entre elles et perpendiculaires à la direction du vent. La longueur d'onde de ces vagues est d'ordre centimétrique. Leur amplitude augmente toujours avec la vitesse du vent mais beaucoup plus rapidement que lors du premier régime. Contrairement aux perturbations du premier régime, la hauteur de ces vagues augmente clairement en fonction du fetch.

### Références

1. O. M. PHILLIPS, On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, **2** (05), 417–445 (1957).
2. J. W. MILES, On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, **3** (02), 185–204 (1957).
3. F. MOISY, M. RABAUD, K. SALSAC, A Synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface, *Exp. Fluids*, **46**, 1021–1036 (2009).



## Intermittence en Turbulence Intégrable

S. Randoux<sup>1</sup>, P. Walczak<sup>1</sup>, M. Onorato<sup>2</sup> & P. Suret<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molecules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, France

<sup>2</sup> Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Torino, 10125 Torino, Italy

`stephane.randoux@univ-lille1.fr`

La turbulence intégrable est un champ de recherche récemment introduit par V. E. Zakharov [1,2]. Ce domaine de recherche porte sur l'étude des propriétés statistiques d'ondes nonlinéaires incohérentes se propageant dans des systèmes décrits par des équations *intégrables* (par exemple, l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension, l'équation de Korteweg-de Vries ou l'équation de Benjamin-Ono). Ce champ se démarque de celui de la turbulence d'ondes qui envisage l'étude des propriétés spectrales et statistiques de systèmes d'ondes décrits par des équations *non intégrables* [3].

Considérant une onde de statistique initialement gaussienne, il s'agit par exemple d'étudier les changements statistiques résultant d'une propagation s'effectuant en régime non linéaire dans un système d'ondes de nature intégrable.

Nous présentons une expérience d'optique non linéaire dans laquelle la propagation des ondes lumineuses est régie par l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension [4]. Nous examinons les changements statistiques subis par un rayonnement partiellement cohérent de statistique initialement gaussienne. En régime de dispersion normale, des déviations de la statistique gaussienne sont observées sous la loi normale ("low-tail statistics"). Par ailleurs, nous avons mis en oeuvre une technique de filtrage optique permettant d'examiner la statistique du champ à différentes échelles temporelles. Nous montrons que les fluctuations se plaçant sur des échelles de temps lentes sont de statistique gaussienne tandis que celles se plaçant sur des échelles de temps courtes dévient au dessus de la loi normale ("heavy-tail statistics"). Les comportements ainsi observés sont typiques du phénomène d'intermittence déjà observé en turbulence d'ondes [5]. L'originalité du travail ici présenté est de montrer que la dynamique sous-jacente à l'intermittence peut aussi être de nature intégrable. L'ensemble des résultats expérimentaux observés est analysé par simulations numériques.

## Références

1. "Turbulence in Integrable Systems," V. E. Zakharov, Stud. Appl. Math. **122**, 219 (2009).
2. "Nonlinear stage of modulation instability," V. E. Zakharov and A. A. Gelash, Phys. Rev. Lett. **111**, 054101 (2013).
3. "Optical wave turbulence : Towards a unified nonequilibrium thermodynamic formulation of statistical nonlinear optics," A. Picozzi, J. Garnier, T. Hansson, P. Suret, S. Randoux, G. Millot, D.N. Christodoulides, Phys. Report **542**, 1-132 (2014)
4. "Intermittency in Integrable Turbulence," S. Randoux, P. Walczak, M. Onorato and P. Suret, Phys. Rev. Lett. **113**, 113902 (2014).
5. "Observation of intermittency in wave turbulence," Falcon E., Fauve S, Laroche C., Phys. Rev. Lett. **98**, 154501 (2007).

## Friction granulaire en présence de vibrations mécaniques

Henri Lastakowski, Jean-Christophe Géminard & Valérie Vidal

Laboratoire de Physique, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon - CNRS  
46 allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France  
henri.lastakowski@ens-lyon.fr

L'étude du mouvement d'un patin entraîné à la surface d'une couche de grains par l'intermédiaire d'un ressort est un moyen expérimental de sonder les propriétés rhéologiques de la matière granulaire. Pour un matériau granulaire sec, on observe à des vitesses de traction  $v$  modérées un mouvement dit de 'stick-slip' : le patin suit une alternance de phases d'arrêt ('stick') tant que la force de traction est plus petite qu'une force seuil  $F_s$  et de phases de glissement ('slip') dissipatives durant laquelle la force de frottement  $F_d$  est presque constante.

On définit l'amplitude du 'stick-slip' par  $\Delta F = 2(F_s - F_d)$ . Lorsqu'on augmente la vitesse  $v$  de traction, le 'stick-slip' devient irrégulier et  $\Delta F$  décroît en amplitude jusqu'à atteindre un régime de glissement continu du patin pour lequel  $F_s = F_d$  [1,2]. Des travaux théoriques et numériques ont montré que l'on pouvait retrouver cette transition en imposant des vibrations mécaniques au système. Dans ce cas, on observe non seulement une diminution de la force tangentielle avec l'augmentation de l'amplitude de vibration [3], mais aussi une transition ordre/désordre dans l'empilement de grains [4,5,6].

Nous présentons ici l'étude expérimentale de la dynamique d'un patin entraîné par l'intermédiaire d'une lame-ressort (elle-même entraînée à vitesse  $v$ ) à la surface d'un milieu granulaire sec, en présence de vibrations mécaniques sinusoïdales orientées dans la direction horizontale perpendiculaire au glissement (amplitude  $A$ , pulsation  $\omega$ ). Nous avons constaté qu'en augmentant l'amplitude des vibrations, la friction moyenne décroît continûment et s'accompagne d'une diminution de  $\Delta F$  jusqu'à une disparition complète du 'stick-slip' à des amplitudes de vibration bien plus basses que celles attendues. Une étude de ce comportement à diverses fréquences de vibration fait apparaître que le paramètre pertinent décrivant la transition 'stick-slip'/glissement continu est la vitesse des vibrations mécaniques  $A\omega$  : dès lors que  $A\omega$  dépasse une valeur critique de l'ordre de  $100 \mu\text{m/s}$ , le 'stick-slip' disparaît, indépendamment de tous les paramètres expérimentaux explorés (vitesse de traction, fréquence de vibration, taille et nature des grains, etc.). Cette très faible valeur du seuil en vitesse de vibration n'est pas encore bien comprise. Nous l'interprétons comme une compétition entre le vieillissement du lit de grains et son rajeunissement imposé par des vibrations mécaniques.

### Références

1. S. NASUNO, A. KUDROLLI & J. P. GOLLUB, Friction in granular layers : hysteresis and precursors, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 949-952 (1997).
2. S. NASUNO, A. KUDROLLI, A. BAK & J. P. GOLLUB, Time-resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers, *Phys. Rev. E* **58**, 2161-2171 (1998).
3. R. CAPOZZA, A. VANOSSI, A. VEZZANI & S. ZAPPERI, Suppression of friction by mechanical vibrations, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 085502 (2009).
4. M. PICA CIAMARRA, A. CONIGLIO, D. DE MARTINO & M. NICODEMI, Shear- and vibration-induced order-disorder transitions in granular media, *Eur. Phys. J. E* **24**, 411-415 (2007).
5. A. L. SELLERIO, D. MARI, G. GREMAUD & G. D'ANNA, Glass transition associated with the jamming of vibrated granular matter, *Phys. Rev. E* **83**, 021301 (2011).
6. M. MELHUS & I. S. ARANSON, Effect of vibration on solid-to-liquid transition in small granular systems under shear, *Gran. Matt.* **14**, 151-156 (2012).

## Scénario dynamique de la liquéfaction d'un solide amorphe

Pons<sup>1</sup>, Amon<sup>2</sup>, Darnige<sup>1</sup>, Crassous<sup>2</sup> & Clément<sup>1</sup>

<sup>1</sup> PMMH, ESPCI, UMR CNRS 7636 and Université Paris 6 & Paris 7, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Université Rennes 1, Institut de Physique de Rennes (UMR UR1-CNRS 6251), Bât. 11A, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes, France

axelle.amon@univ-rennes1.fr

Les descriptions actuelles des mécanismes à l'origine de la plasticité dans les amorphes reposent sur l'existence de réarrangements locaux dont l'accumulation conduit à la formation de l'écoulement plastique au sein du matériau [1]. Un des points clés de ces théories est lié au fait que lors d'un événement plastique localisé il y a une redistribution à longue portée de la contrainte qui est susceptible de déclencher d'autres réarrangements. Cette redistribution peut alors être considérée comme l'origine d'un bruit mécanique qu'il a été proposé de modéliser par une température effective [2]. Cependant, le fait qu'une analogie formelle puisse être faite entre des fluctuations mécaniques et une température dans un scénario "*à la Eyring*" est débattu actuellement [3].

Nous proposons un modèle dynamique du mécanisme de fluidisation des amorphes par des fluctuations mécaniques, différent d'un scénario "*à la Eyring*" et ne nécessitant pas l'introduction d'une température effective. Nous montrons que la combinaison d'un effet de mémoire (vieillessement) et de la non-linéarité des équations (rajeunissement) conduit à une convergence de la viscosité effective du solide amorphe vers une valeur finie en présence de petites fluctuations mécaniques. Le mécanisme sous-jacent à ce phénomène dynamique est une dérive séculaire, c'est-à-dire une accumulation de très petits effets sur des temps très longs. Nous obtenons par une analyse en échelle multiple d'un modèle rhéologique générique de fluide à seuil [4] l'expression analytique de cette viscosité dans un cas modèle.

Pour valider nos prédictions analytiques, nous avons testé ce scénario sur un solide granulaire soumis à une contrainte de cisaillement constante, sous le seuil de Coulomb. Le granulaire a alors une réponse élastique aux temps courts et présente un fluage logarithmique aux temps longs [5] qui a en effet pour origine l'accumulation d'événements plastiques localisés [6]. Nous superposons à la contrainte de cisaillement imposée une modulation de très faible amplitude. Nous montrons que le fluage logarithmique est alors remplacé par une évolution linéaire de la déformation avec le temps : le solide granulaire se comporte comme un fluide visqueux. Nous comparons la viscosité mesurée aux prédictions théoriques et nous étudions expérimentalement la distribution spatiale de la déformation durant l'écoulement.

## Références

1. Argon, A.S. *Acta Metallurgica* **27**, 47-58 (1979).
2. Sollich, P., Lequeux, F., Hébraud, P. & Cates M.E. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2020-2023 (1997).
3. Nicolas A., Martens K., & Barrat J.-L., *EPL* **107**, 44003 (2014).
4. Derec, C., Ajdari, A. & Lequeux, F. *Eur. Phys. J. E* **4**, 355-361 (2001).
5. Nguyen, V.B., Darnige, T., Bruand, A. & Clément, E. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 138303 (2011).
6. Amon A., Nguyen, V.B., Bruand, A., Crassous J. & Clément, E., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 135502 (2012).

## Compression de radeaux granulaires

Etienne Jambon-Puillet<sup>1</sup> & Suzie Protière<sup>1</sup>

Institut Jean le Rond d'Alembert, UPMC Paris 6, CNRS UMR 7190, 4 Pl Jussieu, 75005, Paris  
etienne.jambon-puillet@dalembert.upmc.fr

Les rides et les plis sont courants dans la Nature, on les retrouve dans le monde vivant (peau, fruits secs, ...), en géologie mais aussi dans l'industrie (emballages plastiques, vêtements, ...). Ces rides/plis apparaissent lorsqu'une plaque mince est soumise à de grandes déformations et n'est pas libre de flamber avec un seul mode. Dans le cas particulier d'une plaque mince à la surface d'un liquide, l'élévation du liquide pénalise le flambement d'ordre un. Nous verrons ici qu'une telle instabilité ride/pli peut être observée dans le cas nouveau d'une interface liquide/liquide recouverte de particules que nous appelons radeau granulaire.

Lorsqu'on saupoudre des particules denses ( $\rho_s \approx 3800 \text{ kg.m}^{-3}$ ) au dessus d'une interface eau/huile, les particules se retrouvent piégées entre l'eau et l'huile. Celles-ci étant beaucoup plus denses que l'eau, elles déforment l'interface, créant ainsi une force attractive longue portée. Les particules s'agrègent alors spontanément en une monocouche compacte, i.e : un radeau granulaire [1].

Nous proposons une étude expérimentale de ces radeaux granulaires en compression uni-axiale et quasi-statique. En effet, bien que formé de billes individuellement très dures, le comportement mécanique des radeaux en compression présente des similitudes avec celui des plaques élastiques minces à la surface d'un liquide. A partir d'une certaine compression, le radeau flambe hors du plan et on observe une transition entre un régime ride et un régime pli à la manière d'un film mince à la surface de l'eau.

Nous avons mesuré la pseudo longueur d'onde des rides ainsi que l'amplitude des rides et du pli au fur et à mesure de la compression. La réversibilité a été testée par des cycles de compression/décompression. Nous montrons que la longueur d'onde dépend de la taille des particules et nous comparons nos données au modèle proposé par Vella et al [2]. La transition ride/pli est abrupte avec une croissance lente des rides avant transition puis très rapide en régime pli. Cette transition est comparée à celle obtenue lors de la compression d'une plaque élastique mince sur un liquide [3]. Nous montrons les similitudes mais aussi les différences entre les radeaux et les plaques élastiques, proposant ainsi un nouvelle forme de transition ride/pli.

### Références

1. M. ABKARIAN, S. PROTIÈRE, J. M. ARISTOFF, H. A. STONE, Gravity-induced encapsulation of liquids by destabilization of granular rafts, *Nat Commun*, **4** (1), 1895 (2013).
2. D. VELLA, P. AUSSILLOUS, L. MAHADEVAN, Elasticity of an interfacial particle raft, *Europhysics Letters (EPL)*, **68** (2), 212-218 (2004).
3. L. POCIVAVSEK, R. DELLSY, A. KERN, S. JOHNSON, B. LIN, K. Y. C. LEE, E. CERDA, Stress and fold localization in thin elastic membranes, *Science*, **320** (5878), 912-216 (2008).

# Génération expérimentale de solitons de cut-off dans une ligne électrique non linéaire

P. Marquié<sup>1</sup>, K. Tse Ve Koon<sup>2</sup>, P. Tchofo-Dinda<sup>3</sup> & S. Morfu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire LE2I, UMR CNRS 6306. Université de Bourgogne. BP 47870. 21078 Dijon

<sup>2</sup> Laboratoire CREATIS UMR CNRS 5220, Inserm U1044, INSA Lyon, Université de Lyon1, 69622 Villeurbanne

<sup>3</sup> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR CNRS 6303, Université de Bourgogne, B.P. 47870, 21078 Dijon

marquie@u-bourgogne.fr

La transmission d'énergie dans un milieu non linéaire soumis à une excitation dont la fréquence appartient à une bande interdite est un phénomène connu sous le terme de supratransmission non linéaire [1]. Il a été montré que ce phénomène universel peut exister dans un grand nombre de systèmes physiques comme les réseaux de jonctions Josephson couplées [2,1] la génération de solitons de Bragg, ou la génération de breathers dans les lignes électriques non linéaires [4].

Les premiers travaux consacrés à la supratransmission ont considéré des systèmes de type passe-bande [1]. Il y était montré que, lorsque le système est soumis à une excitation dont la fréquence appartient à la bande interdite inférieure, la transmission d'énergie par supratransmission se fait sous la forme de solitons de gap. Dans le cas des systèmes non linéaires discrets, il a ensuite été prouvé que la supratransmission pouvait également avoir lieu pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure haute, soit dans la bande interdite supérieure du système considéré [4,5]. Plus particulièrement, dans l'étude présentée dans la Ref.[4], les auteurs ont étudié numériquement et expérimentalement la problématique de la supratransmission et de la bistabilité au dessus de la fréquence de coupure  $f_c$  d'une ligne de transmission non linéaire courte, constituée de 18 cellules et soumise à un signal périodique de fréquence supérieure à  $f_c$ . Numériquement, en considérant une longue ligne constituée cette fois de 2000 cellules, les auteurs ont également mis en évidence la possibilité de créer et faire propager des solitons de cut-off dans la ligne, en la soumettant à une excitation de fréquence supérieure à  $f_c$  au dessus d'un certain seuil de tension.

Dans cette communication, nous présentons une démonstration expérimentale de création de solitons de cut-off par supratransmission dans une ligne non linéaire discrète LC, comme prédit dans [4]. Nous montrons que l'instabilité modulationnelle [6] peut effectivement se développer dans la ligne, malgré la dissipation, mais que celle-ci peut affecter la création des solitons de cut-off.

## Références

1. F. GENIET, J. LEON, Energy Transmission in the forbidden band gap of a nonlinear chain, *Phys Rev Lett.*, **89** 134102 (2002).
2. D. CHEVRIAUX, R. KHOMERIKI, J. LEON, Theory of a Josephson junction parallel array detector sensitive to very weak signals, *Phys. Rev. B*, **73** 214516 (2006).
3. B. BODO, S. MORFU, P. MARQUIÉ ET M. ROSSÉ, A Klein-Gordon electronic network exhibiting the supratransmission effect, *Electron. Lett.*, **46** 123 (2010).
4. K. TSE VE KOON, J. LEON, P. MARQUIE AND P. TCHOFO-DINDA, Cut-off Solitons and Bistability of the Discrete LC Electrical Line, Theory and Experiments, *Phys. Rev. E* **75** 066604 (2007).
5. R. KHOMERIKI, S. LEPRI AND S. RUFFO, Nonlinear supratransmission and bistability in the Fermi-Pasta-Ulam model, *Phys. Rev. E*, **70** 066626 (2004).
6. T.B. BENJAMIN AND J.E. FEIR, The disintegration of wave trains on deep water, *J. Fluid Mech.* **27** 417 (1967).

## Analyse Topologique appliquée à deux cas de chaos faiblement dissipatif : le système de *Lorenz* – 84 et le modèle *cereal crops*

S. Mangiarotti

Centre d'Études Spatiales de la Biosphère, 18 av. Edouard Belin, 31401 Toulouse cedex 9, France  
sylvain.mangiarotti@cesbio.cnes.fr

Appliquée à la dynamique des cultures céréalières en zone semi-aride sur la base de mesures de réflectance issues de la télédétection spatiale, la modélisation par technique globale a récemment permis d'obtenir des modèles chaotiques faiblement dissipatifs ( $D_{KY} = 2.68$ ) pour lesquels il n'existe que très peu d'exemples théoriques et aucun qui soit directement issus d'observations [1]. L'attracteur résultant de ce modèle présente une structure complexe que nous proposons de caractériser par approche topologique. Ce type de caractérisation est toutefois difficile à mettre en œuvre, les méthodes d'usage ayant été développées pour l'analyse d'attracteurs fortement dissipatifs et s'appliquant difficilement au cas présent. Une nouvelle approche s'appuyant sur le suivi des trajectoires par traceurs colorés est introduite dans cette étude qui permet d'extraire la structure topologique (le gabarit) du présent attracteur. L'approche est également appliquée au premier système faiblement dissipatif découvert par Lorenz en 1984 [2], permettant de montrer que les deux attracteurs présentent des structures différentes.

### Références

1. Mangiarotti S., Drapeau L., Letellier C., Two chaotic global models for cereal crops cycles observed from satellite in northern Morocco, *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, **24**, 023130, 2014.
2. E. N. Lorenz, Irregularity : a fundamental property of the atmosphere, *Tellus*, **36** (A), 98-110, 1984.

# Synchronisation dans des réseaux complexes d'équations de réaction-diffusion de type Fitzhugh-Nagumo

V.L.E. Phan<sup>1</sup>, B. Ambrosio<sup>1</sup> & M.A. Aziz-Alaoui<sup>1</sup>

LMAH, FR-CNRS-3335, ULH, ISCN, Normandie Université, BP 540, 76058, Le Havre Cedex, France  
 pvlem6a2@gmail.com, benjamin.ambrosio@univ-lehavre.fr, aziz.alaoui@univ-lehavre.fr

**Résumé.** On s'intéresse au comportement asymptotique de réseaux complexes de systèmes de réaction-diffusion. On montre l'existence de l'attracteur global et la synchronisation identique dans les cas symétriques et asymétriques. On établit l'existence d'une valeur de seuil de force de couplage qui assure la synchronisation à l'aide de la méthode *connection graph stability*. Ensuite, on applique ces résultats à certains réseaux particuliers, puis on présente des simulations numériques. Ceci permet de proposer des lois que suit la force de couplage minimale nécessaire pour la synchronisation par rapport au nombre de noeuds et de la topologie du réseau.

**Abstract.** We are interested in the asymptotic behavior of complex networks of reaction-diffusion systems. We prove the existence of the global attractor and the identical synchronization in symmetrically and asymmetrically networks. We establish the existence of a coupling strength threshold value that ensures synchronization by using the connection graph stability method. Then, we apply these results to some particular networks and perform numerical simulations. This allows us to propose some laws for the minimal strength coupling needed for synchronization with respect to the number of nodes and the network topology.

**Key words :** Complex networks, Reaction-Diffusion systems, Attractor, Synchronization.

## Références

1. B. AMBROSIO, M.A. AZIZ-ALAOUI, *Synchronisation dans un réseau d'équations aux dérivées partielles de type FitzHugh-Nagumo*, EDP-2012.
2. I. BELYKH, E. DE LANGE, M. HASLER, *Synchronization of bursting neurons : What matters in the network topology*, Phys. Rev. Lett. 188101, 2005.
3. V.N. BELYKH, I. BELYKH, M. HASLER, *Connection graph stability method for synchronized coupled chaotic systems*, Physica D 195 (2004) 159-187.
4. I. BELYKH, V.N. BELYKH, M. HASLER, *Synchronization in asymmetrically coupled networks with node balance*, Chaos 16, 015102 (2006).
5. A.L. HODGKIN, A.F. HUXLEY, *A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve*, J. Physiol.117, (1952)500-544.
6. E.M. IZHIKEVICH, *Dynamical Systems in Neuroscience*, The MIT Press, 2007.
7. M. MARION, *Finite Dimensional Attractors Associated with Partly Dissipative Reaction-Diffusion Systems*, SIAM J. Appl. Math, 20(4) : 816 844, July 1989.
8. J.D. MURRAY, *Mathematical Biology*, Springer, 2010.
9. V.L.E. PHAN, Thesis in preparation, University of Le Havre.

## Structures localisées dans des VCSELs : expérience et contrôle par retour retardé

Etienne Averlant<sup>1,2</sup>, Mustapha Tlidi<sup>1</sup> & Krassimir Panayotov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Faculté des sciences, Université libre de Bruxelles, Bruxelles, Belgique

<sup>2</sup> IR-TONA, Vrije Universiteit Brussel, Bruxelles, Belgique

eaverlan@ulb.ac.be

Les structures localisées sont des variations locales d'une quantité dans les systèmes dissipatifs spatialement étendus. Elles ont été observées dans de nombreux domaines de la science non linéaire, tels que la chimie, l'écologie, la mécanique des fluides. . . En optique, ces structures consistent en un pic d'intensité lumineuse dans le plan transverse à la propagation d'un faisceau laser. Elles peuvent être générées dans des valves à cristaux liquides, des cellules de gaz, des cristaux photoréfractifs ou des lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs). Depuis plus de quinze ans [1], l'engouement pour cette expérience a mené à de nombreux articles, revues, éditions spéciales (voir par exemple [2]).

Elles sont généralement créées dans des VCSELs de très grande surface d'émission (de 150 à 200 micromètres de diamètre). Pour pouvoir en générer dans des VCSELs à plus petite surface (40 micromètres de diamètre), des propriétés particulières de polarisation dans les VCSELs ont dû être utilisées [3].

Les structures localisées peuvent être mises en mouvement par différents mécanismes : un gradient de phase, ou une inclinaison du miroir de la cavité par exemple. Une rétroaction retardée du champ électrique émis par le VCSEL peut avoir les mêmes effets. Il a été proposé récemment d'utiliser cette rétroaction comme contrôle sur les structures localisées [4].

En ce qui concerne la partie expérimentale de ce travail, nous présentons ici un dispositif de génération spontané de structures localisées dans un VCSEL dont la surface d'émission est un disque de 80 micromètres de diamètre [5].

En ce qui concerne la partie théorique de ce travail, nous étudions un VCSEL soumis à une injection optique ainsi qu'à une rétroaction retardée. Nous montrons que dans un domaine de paramètres restreint (où la dynamique du système est décrite par une équation de Swift-Hohenberg modifiée avec délai [6]), ces structures se mettent en mouvement, pour atteindre une vitesse constante. Nous déterminons cette vitesse analytiquement. Cette vitesse ne dépend que des paramètres de la rétroaction retardée [6]. Dans le cadre plus général des équations de champ moyen (comme celles utilisées dans [7]), cette vitesse dépend aussi du taux de recombinaison des porteurs de charge [8]. Ces résultats théoriques sont en cours d'implémentation expérimentale.

## Références

1. S. Barland, J.R. Tredicce, M. Brambilla, L.A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, et al., *Nature* **419**(6908), 699 (2002)
2. M. Tlidi, K. Staliunas, K. Panajotov, A.G. Vladimirov, M.G. Clerc *Phil. Trans. R. Soc. A* **372**, 2027 (2014).
3. X. Hachair, G. Tissoni, H. Thienpont, K. Panajotov, *Phys. Rev. A* **79**, 011801 (2009).
4. A. Pimenov, A.G. Vladimirov, S.V. Gurevich, K. Panajotov, G. Huyet, M. Tlidi, *Phys. Rev. A* **88**, 053830 (2013).
5. E. Averlant, M. Tlidi, H. Thienpont, T. Ackemann, K. Panajotov, *Opt. Express* **22**(1), 762 (2014).
6. M. Tlidi, E. Averlant, A. Vladimirov, K. Panajotov, *Phys. Rev. A* **86**, 033822 (2012).
7. K. Panajotov, M. Tlidi, *The European Physical Journal D* **59**(1), 67 (2010).
8. A.G. Vladimirov, A. Pimenov, S.V. Gurevich, K. Panajotov, E. Averlant, M. Tlidi, *Phil. Trans. R. Soc. A* **372**, 2027 (2014).



## Brisure spontanée de symétrie dans deux nanolasers couplés

A. M. Yacomotti<sup>1</sup> *et al.*

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR 20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis  
alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

Des systèmes photoniques multi-cavités, ou "molécules photoniques", sont des briques de base "multi puits de potentiel" idéales pour l'optique quantique avancée et l'optique non linéaire. Un phénomène clé résultant d'un double puits de potentiel est la brisure spontanée de la symétrie (BSS) d'inversion, c'est-à-dire le passage d'un état délocalisé à deux états localisés dans les puits, qui sont des images spéculaires l'une de l'autre. Bien que d'études théoriques aient démontré la BSS dans des systèmes micro et nanophotoniques, aucune preuve expérimentale n'a été rapportée à ce jour.

Dans cet exposé je montrerai la BSS, via une bifurcation de fourche (*pitchfork*), dans deux nanolasers couplés à semiconducteurs. Ceci a pu être obtenu grâce à l'ingénierie de barrière de potentiel séparant les cavités. La coexistence des états localisés est mise en évidence par leur commutation optique à l'aide d'impulsions courtes.

Le phénomène de BSS dans ce système repose sur un mécanisme de compétition entre la nonlinéarité optique liée à l'excitation de porteurs de charge dans le semiconducteur, et l'effet tunnel photonique entre les cavités. Il en résulte que la BSS peut être atteinte pour des faibles puissances optiques lorsque l'énergie d'interaction nonlinéaire est du même ordre –ou plus grande– que celle due au couplage inter-cavité. L'abaissement du taux de couplage par la conception de la molécule photonique est donc un point clé pour l'observation expérimentale de la BSS.

Cette démonstration ouvre des perspectives intéressantes pour la réalisation de bascules (*flip-flops*) optiques ultra-compactes et intégrées basés sur BSS. De plus, le nombre de photons présents dans chacune des cavités est faible, de l'ordre d'une centaine. Ainsi, il est possible de prédire qu'une réduction encore plus forte du couplage inter-cavité permettrait des transitions de ce type avec seulement quelques photons dans les cavités, ce qui présente un intérêt majeur pour des applications quantiques avec des photons fortement corrélés.

### Références

1. F. Hamel, S. Haddadi, F. Raineri, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, J. A. Levenson and A. M. Yacomotti, "Spontaneous mirror-symmetry breaking in a photonic molecule", arXiv preprint arXiv :1411.6380 (2014).

## Solitons dans un système neuromorphique optique avec rétroaction retardée.

B. Garbin<sup>1</sup>, J. Javaloyes<sup>2</sup>, G. Tissoni<sup>1</sup> & S. Barland<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Nice-CNRS UMR 7335, Institut Non Linéaire de Nice, 1361 route des lucioles, 06560 Valbonne, France.

<sup>2</sup> Universitat de les Illes Balears, C/Valldemossa km 7.5, 07122 Mallorca, Spain.

`bruno.garbin@inln.cnrs.fr`

Des solitons (conservatifs ou dissipatifs) ont été observés dans de nombreux systèmes physiques, entre autres des systèmes optiques. Par exemple, des solitons temporels ont été observés dans des fibres optiques [1] et des solitons spatiaux ont été observés dans des milieux photoréfractifs [2]. Dans le premier cas il s'agit d'une impulsion ne se déformant pas au cours de la propagation et qui est confinée spatialement par un guide d'onde. Dans le deuxième cas, complémentaire, c'est la forme spatiale du faisceau qui est préservée au cours de la propagation. Dans les deux cas, les systèmes considérés sont des systèmes spatialement étendus et les opérateurs de couplage spatial (en optique il s'agit le plus souvent de dispersion ou diffraction) sont ceux qui donnent sa dimension infinie du système. Dans cette contribution, nous analysons expérimentalement et théoriquement la dynamique d'un système excitable (de basse dimension) auquel nous ajoutons un terme de rétroaction retardée. Il s'agit donc de nouveau d'un système de dimension infinie mais il est maintenant modélisé par une équation à retard au lieu d'une équation aux dérivées partielles. Nous observons expérimentalement la formation de structures ayant toutes les propriétés des solitons dissipatifs et dont la stabilité résulte de la topologie de l'espace des phases du système de basse dimension qui est au coeur de l'expérience.

L'expérience est basée sur un laser à semiconducteur à cavité verticale (dont les dimensions spatiales sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde) sous l'influence d'un forçage cohérent. En absence de rétroaction, nous vérifions le caractère excitable du système et en déduisons les propriétés essentielles de son espace de phase [3]. Avec l'ajout d'une rétroaction retardée, nous montrons qu'une impulsion excitable est maintenant régénérée périodiquement, chaque fois qu'elle a parcouru un aller-retour dans la boucle de rétroaction. Nous sommes donc passés d'un système excitable à un système bistable, dans lequel un point fixe coexiste avec une orbite périodique qui correspond à la répétition d'une brève impulsion optique. Dans le pseudo-espace formé par la boucle de rétroaction, nous pouvons nucléer une ou plusieurs autres orbites périodiques correspondant elles-aussi à la régénération périodique d'une impulsion excitable. Si la boucle de rétroaction est suffisamment longue (ou si le pseudo-espace est suffisamment grand) nous pouvons ainsi nucléer des états localisés indépendants les uns des autres, dans une parfaite analogie avec les observations réalisées dans les systèmes spatialement étendus. Nous montrons théoriquement que cette analogie n'est pas que fortuite. En effet, il est possible (utilisant des approximations tout à fait justifiables du point de vue expérimental) de réduire le modèle physique initial déjà très simple à une équation de sine-Gordon suramortie, montrant ainsi de façon formelle la parenté entre les objets observés expérimentalement et des solitons topologiques [4].

## Références

1. F. Leo *et al.*, Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer, *Nat. Photon.* **4**, 471 (2010).
2. S. Barland *et al.*, Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities, *Nature* **419**, 699 (2002).
3. M. Turconi *et al.*, Control of excitable pulses in an injection-locked semiconductor laser, *Phys. Rev. E* **88**, 022923 (2013).
4. B. Garbin *et al.*, Topological solitons as addressable phase bits in a driven laser, *Nat. Commun.* **6** (2015).

# Impact du bruit sur la dynamique des structures localisées dans un milieu Kerr non-instantané et non-local

Hélène Louis<sup>1</sup>, Mustapha Tlidi<sup>2</sup>, & Eric Louvergneaux<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, 59655 Villeneuve d Ascq Cedex, France

<sup>2</sup> Faculté des Sciences, Université Libre de Bruxelles, CP 231, Campus Plaine, B-1050 Bruxelles, Belgium  
 helene.louis@univ-lille1.fr

La dynamique des structures spatialement localisées a été étudiée ces dernières années dans de nombreux systèmes optiques. Les prédictions analytiques associées concernent essentiellement les systèmes déterministes. Seules quelques études analytiques abordent le cas des systèmes stochastiques. C'est le cas, par exemple, de l'équation de Schrödinger non-linéaire stochastique [1,2] ainsi que du système d'équations modélisant la propagation dans un milieu Kerr à réponse non locale et non instantanée [3]. Notre motivation est donc d'explorer expérimentalement la dynamique d'une structure localisée lors de sa propagation dans un milieu Kerr stochastique à réponse non locale et non instantanée. Nous analysons la propagation de l'objet localisé dans une cellule de cristal liquide nématique ancré. En effet, le cristal liquide est connu pour posséder une réponse non-linéaire de type Kerr (non-locale et non-instantanée) et être soumis à un bruit de type additif.

Au delà d'un certain seuil d'intensité, le faisceau Gaussien, injecté dans la tranche du cristal liquide E7 se transforme, au cours de la propagation, en un objet localisé. Nous étudions expérimentalement l'impact du bruit sur la propagation de cet objet. Proche du seuil de formation de la structure localisée, celle-ci se propage suivant une trajectoire rectiligne. Lorsqu'on augmente la puissance d'injection, la structure commence à osciller spatialement et temporellement [4]. L'analyse de la trajectoire au cours du temps montre que l'écart type de la position de la structure évolue suivant des lois de puissance en fonction de la propagation et de la puissance injectée. Nos résultats sont comparés avec ceux prédits pour l'équation de Schrödinger non-linéaire stochastique qui possède aussi une réponse non-linéaire de type Kerr, mais instantanée, contrairement à notre expérience. Ces comparaisons montrent qu'une étude analytique doit être menée pour prendre en compte le caractère non instantané de notre système.

Les simulations incluant un bruit additif blanc et Gaussien sont en accord qualitativement avec nos observations expérimentales mais surtout démontrent formellement que la dynamique d'ondulations de la structure localisée est induite par le bruit.

## Références

1. F. MAUCHER, W. KROLIKOWSKI, S. SKUPIN, Stability of solitary waves in random nonlocal nonlinear media, *Phys. Rev. A*, **85**, 063803 (2012).
2. V. FOLLI, C. CONTI, Frustrated Brownian Motion of Nonlocal Solitary Waves *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 193901 (2010).
3. M. PETROVIĆ, N. ALEKSIĆ, A. STRINIĆ, M. BELIĆ, Destruction of shape-invariant solitons in nematic liquid crystals by noise *Phys. Rev. A*, **87**, 043825 (2013).
4. E. BRAUN , L. P. FAUCHEUX , A. LIBCHABER , D. W. McLAUGHLIN, D. J. MURAM, M. J. SHELLEY, Filamentation and Undulation of Self-Focused Laser Beams in Liquid Crystals *Europhys. Lett.*, **23**, 239-244 (1993).

## Couple et nombre de rouleaux dans un écoulement de Taylor-Couette pour des fluides viscoélastiques

Borja Martínez-Arias, Jorge Peixinho, Olivier Crumeyrolle & Innocent Mutabazi

Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, CNRS UMR 6294 et Université du Havre, 76600 Le Havre  
jorge.peixinho@univ-lehavre.fr

L'instabilité de Taylor-Couette fait apparaître des rouleaux qui sont des tourbillons toroïdaux entre deux cylindres. Lorsque l'on augmente la vitesse de rotation du cylindre intérieur, l'écoulement devient turbulent. Cependant, la structure à grande échelle en rouleaux toriques reste pratiquement inchangée, même s'il s'y superpose des mouvements turbulents à petite échelle [1,2]. Afin de caractériser cet écoulement turbulent, nous présentons de nouvelles expériences où l'on modifie le nombre de rouleaux de 18 à 34 (9 états) dans une cellule avec un rapport d'aspect de 30. Dans ce régime des rouleaux turbulents de Taylor, un changement de comportement est observé correspondant aux intersections des courbes qui représentent le couple du cylindre intérieur en fonction du nombre de Reynolds pour les différents nombres de rouleaux. Pour des nombres de Reynolds avant l'intersection, le couple est plus important pour des états avec des grands nombres de rouleaux. Après l'intersection, le couple est plus important pour un petit nombre de rouleaux. Ces différents comportements indiquent que le couple adimensionnel dépend du rapport d'aspect des rouleaux. De plus, l'évolution du couple est analysée en tenant compte de l'analogie proposée récemment [3] entre la convection turbulente de Rayleigh-Bénard et la turbulence dans l'écoulement de Taylor-Couette. L'intérêt de cette analogie est d'identifier les lois d'échelle et l'évolution des exposants obtenus [4]. Pour des vitesses de rotation dans la gamme de nombres de Reynolds étudiée, l'exposant dépend du rapport d'aspect des rouleaux [5].

Lorsqu'une solution de polymères est cisailée entre deux cylindres, le couple augmente en tenant compte des effets des polymères en solutions. Nous avons testé un mélange dilué et semi-dilué d'une solution contenant un polymère avec des masses molaires relativement faibles et fortes (c'est à dire des chaînes de polymères courtes et longues). Les viscosités de cisaillement et élongationnelles, ainsi que les temps de relaxation du mélange, sont mesurés. La stabilité de l'écoulement est suivie simultanément à l'aide de mesures du couple et de visualisations. Pour de fortes concentrations de polymère, on observe un comportement hystérétique, typique des transitions sub-critiques. Au cours de la décélération du cylindre intérieur, des ondes stationnaires de grande longueur d'onde (diwhirls) sont observées [6,7]. Leur longueur d'onde est contrôlée par la décélération et il est possible d'observer jusqu'à six états différents. Finalement, en régime turbulent ou inertio-viscoélastique, les fluctuations du couple sont analysés afin de caractériser les transferts d'énergie dans cet écoulement.

### Références

1. D. P. LATHROP, J. FINEBERG & H. L. SWINNEY, *Phys. Rev. A*, **46**, 6390 (1992).
2. B. DUBRULLE, O. DAUCHOT, F. DAVIAUD, P.-Y. LONGARETTI, D. RICHARD & J.-P. ZHAN, *Phys. Fluids*, **17**, 95103 (2005).
3. B. ECKHARDT, S. GROSSMANN & D. LOHSE, *J. Fluid Mech.*, **581**, 221 (2007).
4. F. RAVELET, R. DELFOS & J. WESTERWEEL, *Phys. Fluids*, **22**, 55103 (2010).
5. B. MARTÍNEZ-ARIAS, J. PEIXINHO, O. CRUMEYROLLE & I. MUTABAZI, *J. Fluid Mech.*, **748**, 756 (2014).
6. R. HAAS & K. BUHLER, *Rheol. Acta*, **28**, 402 (1989).
7. A. GROISMAN & V. STEINBERG, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1460 (1997).

# La croissance de taches turbulentes dans l'écoulement de Couette plan

Couliou & Monchaux

ENSTA ParisTech, 828 boulevard des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex  
couliou@ensta.fr

Les écoulements cisailés transitent souvent à la turbulence via un scénario sous critique impliquant une éventuelle coexistence d'écoulements laminaire et turbulent. L'écoulement de Couette plan (ECP), l'écoulement d'Hagen-Poiseuille ou encore l'écoulement de Poiseuille plan sont des exemples typiques d'écoulements où une telle transition survient. Le nombre de Reynolds, le paramètre de contrôle naturel de ces systèmes, est défini dans notre ECP comme  $Re = Uh/\nu$  avec  $U$  la vitesse des parois,  $h$  la demi-distance entre les parois et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'eau. Deux nombres de Reynolds  $Re_g$  et  $Re_t$  sont particulièrement pertinents pour cette étude ; au dessus de  $Re_g$ , les taches turbulentes peuvent survivre et au dessus de  $Re_t$ , une turbulence sans motif et homogène est observable. Dans les années 90, deux équipes -une à Saclay [1] et une à Stockholm [2]- ont étudié expérimentalement la croissance de taches de turbulence en s'intéressant par exemple au taux de croissance de ces taches. Aux bords de ces dernières, des ondes se déplaçant à une vitesse inférieure de celle des taches ont été vues. Des simulations numériques [3] ont été également faites et un élément qui semble crucial a été mis en évidence : un écoulement grande échelle en forme de quadripôles se développe autour de la tache turbulente. Notre étude a pour but de comprendre les mécanismes mis en jeu au cours de la croissance d'une tache turbulente. Un montage expérimental a été réalisé pour approcher l'ECP, écoulement idéal qui se développe entre deux plaques parallèles et infinies. Une courroie en plastique relie deux cylindres dont l'un est connecté à un servo-moteur qui conduit le système. Une perle tenue par un fil horizontal permet d'effectuer une perturbation localisée, permanente et reproductible. La turbulence se développe toujours autour de la perle dans un premier temps. Des visualisations et des mesures de vitesse par PIV ont été réalisées. Une analyse des spectres spatiaux issus des champs 2D de vitesse montre deux pics d'énergie aux instants où un spot croît dans la fenêtre de PIV. L'un des pics est associé aux stries, structures typiques des écoulements turbulents cisailés et l'autre à un écoulement grande échelle. Cette séparation d'échelle nous permet de définir une longueur d'onde de coupure pour extraire les écoulements petite et grande échelle. Pour l'écoulement grande échelle, on retrouve une structure quadripolaire. Nous avons étudié l'évolution de l'amplitude de la structure grande échelle et des stries en fonction du temps et du  $Re$ . Nous pouvons conclure que dès qu'il y a coexistence laminaire-turbulent, l'écoulement grande échelle existe. Il est présent durant toute la durée de la croissance de la tache turbulente et disparaît quand la turbulence envahit totalement le domaine selon la direction longitudinale. Selon  $Re$ , différents scénarios sont possibles au regard de l'évolution simultanée de l'amplitude des stries et de l'écoulement grande échelle. Nous avons également étudié l'évolution temporelle et en fonction de  $Re$  du taux de croissance des taches turbulentes mais aussi de la vitesse des ondes aux bords de ces taches. L'ensemble de nos résultats montre que deux mécanismes sont à l'œuvre pour permettre la croissance d'une tache turbulente ; une croissance par déstabilisation au niveau de la frontière laminaire turbulente mais aussi, dans le même ordre de grandeur, une croissance globale via à un transport à grande échelle.

## Références

1. O. Dauchot and F. Daviaud. Finite amplitude perturbation and spots growth mechanism in plane Couette flow. *Physics of Fluids*, 7 :335, 1995.
2. N. Tillmark and P. H. Alfredsson. Experiments on transition in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 235 :89, 1992.
3. A. Lundbladh and A. V. Johansson. Direct simulation of turbulent spots in plane couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 229 :499, 1991.

# Simulations à haute résolution de champs aléatoires et implications sur la modélisation stochastique de la turbulence

R. M. Pereira<sup>1,2</sup> & L. Chevillard<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure de Lyon, CNRS/Université de Lyon, 46 allée d'Italie F-69007 Lyon, France

<sup>2</sup> CAPES Foundation, Ministry of Education of Brazil, Brasília – DF, 70040-020  
rodrigo.pereira@ens-lyon.fr

Le développement de champs de vitesse aléatoires pour modéliser la turbulence a été un sujet de recherche très actif récemment, soit pour l'importance de ses applications pratiques, soit pour l'intérêt théorique de créer des objets mathématiques capables de reproduire les propriétés typiques de la turbulence. Dans ce cadre, Robert et Vargas [1] ont proposé une famille de champs aléatoires homogènes et isotropes basée sur le chaos multiplicatif, un processus construit à partir de l'exponentielle d'un processus Gaussien. Ces champs manifestent explicitement la loi des 4/5 de Kolmogorov et l'intermittence mais ne sont pas incompressibles. L'incompressibilité peut être forcée par une combinaison des composantes analogue à la loi de Biot-Savart, néanmoins, dans ce cas les incréments de vitesse restent symétriques et donc la loi des 4/5 est détruite. Cette question n'a été résolue qu'après une modification structurelle : la généralisation du chaos multiplicatif au cas matriciel, inspiré par la dynamique de l'étirement de la vortacité [2]. L'idée est de prendre l'exponentielle du champ matriciel homogène et isotrope

$$X^\epsilon(\mathbf{y}) = \int_{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|\leq L} \left\{ \frac{(\mathbf{y}-\mathbf{z}) \otimes [(\mathbf{y}-\mathbf{z}) \wedge d\mathbf{W}(\mathbf{z})]}{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|_\epsilon^{7/2}} + \frac{[(\mathbf{y}-\mathbf{z}) \wedge d\mathbf{W}(\mathbf{z})] \otimes (\mathbf{y}-\mathbf{z})}{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|_\epsilon^{7/2}} \right\}, \quad (1)$$

dont les composantes sont corrélées logarithmiquement sur l'échelle intégrale  $L$ , pour créer le champ vectoriel suivant

$$\mathbf{u}^\epsilon(\mathbf{x}) = \int \varphi_L(\mathbf{x}-\mathbf{y}) \frac{\mathbf{x}-\mathbf{y}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|_\epsilon^{13/6}} \wedge e^{\gamma X^\epsilon(\mathbf{y})} d\mathbf{W}(\mathbf{y}). \quad (2)$$

Ici,  $\otimes$  représente le produit tensoriel  $(\mathbf{x} \otimes \mathbf{y})_{ij} \equiv x_i y_j$ .  $d\mathbf{W}$  est un bruit blanc vectoriel tridimensionnel et le même vecteur est utilisé dans (1) et (2), ce qui est décisif pour la reproduction de résultats réalistes de la turbulence.  $\varphi_L$  est une coupure à grande échelle et  $\epsilon$  une régularisation de la fonction  $1/|x|$  à petite échelle (et donc interprété comme l'échelle dissipative de Kolmogorov). Le paramètre d'intermittence  $\gamma$  est crucial : le champ est Gaussien s'il vaut zéro et devient intermittent quand il augmente.

Des simulations numériques montrent que (2) possède une fonction de structure d'ordre 3 effectivement non nulle et, en plus, d'autres propriétés typiques de la turbulence comme les bons alignements de vortacité et l'asymétrie du plan RQ. Pourtant, la complexité introduite par le chaos multiplicatif matriciel empêche l'obtention de résultats analytiques. On ne peut pas conclure, par exemple, s'il y a des petites corrections dépendantes de  $\gamma$  à la loi des 4/5. Ce travail se propose d'étudier cette question par des simulations numériques à hautes résolutions, mises-en-œuvre grâce aux outils de parallélisation. Nous mettons en évidence ces corrections en comparant les fonctions de structure d'ordre 3 non-signées avec le cas Gaussien et nous étudions numériquement leur comportements par rapport à  $\gamma$ , ce qui nous permettra de modifier l'exposant du noyau de (2) pour assurer la loi des 4/5. Nous étudions aussi les effets de  $\gamma$  sur d'autres propriétés tel que les alignements de vortacité.

## Références

1. R. ROBERT ET V. VARGAS, Hydrodynamic turbulence and intermittent random fields, *Commun. Math. Phys.*, **284**,649–673 (2008).
2. L. CHEVILLARD, R. ROBERT ET V. VARGAS, A stochastic representation of the local structure of turbulence, *EPL*, **89**,54002 (2010).

# Statistiques de formes de triangles advectés par un écoulement turbulent

R. Guichardaz & A. Pumir

Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon, CNRS, Université de Lyon, F-69007, Lyon, France  
 robin.guichardaz@ens-lyon.fr

Les travaux de Taylor ou Kolmogorov ont posé les bases de la description de l'évolution de traceurs [1], et de la séparation de paires [2] dans un écoulement turbulent. La description d'objets plus compliqués, surfaces ou volumes finis, est importante pour la compréhension de processus tels que le mélange ou la combustion turbulente [3]. Le sujet de cette étude concerne l'évolution de triangles dans un écoulement à deux dimensions. L'objectif est de caractériser la forme de ce triangle, une fois "factorisés" les effets de rotation, de dilatation et de position dans l'espace.

La dynamique induite par l'écoulement est modélisée par l'action d'une matrice stochastique de cisaillement  $\mathbf{A}$  (symétrique et de trace nulle) à l'échelle des trois sommets du triangle, repérés par les vecteurs  $\mathbf{x}_i$  :

$$\dot{\mathbf{x}}_i = \mathbf{A}\mathbf{x}_i . \quad (1)$$

La forme d'un triangle peut être décrite par deux paramètres : son rayon de gyration  $R_g$  et le rapport entre son aire et  $R_g^2$ , qu'on note  $z$ . La dynamique de ce paramètre  $z$  est notamment caractérisée par l'existence d'un coefficient de Lyapunov  $\lambda = \langle \dot{z}/z \rangle$  négatif, ce qui implique qu'en présence du seul terme de cisaillement, tous les triangles tendent à devenir plats ( $z \rightarrow 0$ ). En pratique, cet effet est contrebalancé par une diffusion homogène dans l'espace des trois sommets du triangle.

Dans le cas où les coefficients stochastiques de la matrice de cisaillement présentent un temps de corrélation nul, les expressions exactes de la densité de probabilité  $P(z)$  ainsi que du coefficient de Lyapunov ont été trouvées [4]. Dans le cas d'une corrélation temporelle finie et pour des triangles à faibles  $z$ , l'obtention d'une équation d'évolution simple pour  $y = \ln z$  nous a permis d'en déduire le développement perturbatif du coefficient de Lyapunov.

La description de la distribution de probabilité  $p(y)$  donne lieu à une équation de Fokker-Planck. Nous montrons que l'analyse des solutions de cette équation ne se réduit pas à la simple détermination des coefficients de diffusion et de dérive, mais fait apparaître une structure plus subtile, commune à d'autres problèmes stochastiques [5].

## Références

1. G. I. TAYLOR, *Diffusion by Continuous Movements*, Proceedings of the London Mathematical Society, s2-20.1 (1922), pp. 196-212
2. L. F. RICHARDSON, *Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph*, Proceedings of the Royal Society of London (1926) : 709-737.
3. B. I. SHRAIMAN and E. D. SIGGIA, *Scalar turbulence*, Nature, 405(6787) :639-646, 06 2000
4. A. PUMIR and M. WILKINSON, *A model for the shapes of advected triangles*, Journal of Statistical Physics, 152(5), 934-953, 2013
5. M. WILKINSON, R. GUICHARDAZ, M. PRADAS and A. PUMIR, 2015 (in preparation)

## Réductions fluide des équations de Vlasov-Poisson

M. PERIN<sup>1</sup>, C. CHANDRE<sup>1</sup>, P.J. MORRISON<sup>2</sup> & E. TASSI<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Aix-Marseille Université, Université de Toulon, CNRS, CPT UMR 7332, 13288 Marseille, France

<sup>2</sup> Institute for Fusion Studies and Department of Physics, The University of Texas at Austin, Austin, TX

`maxime.perin@cpt.univ-mrs.fr`

La dynamique des plasmas faiblement collisionnels est décrite par les équations cinétiques de VLASOV-MAXWELL. Celles-ci donnent l'évolution de la fonction de distribution des particules couplée à celles des champs électromagnétiques. Cependant, ces équations ne sont, en général, pas solubles analytiquement et leur résolution numérique pour des valeurs réalistes des paramètres physiques nécessiterait une puissance de calcul actuellement inaccessible. Il est par conséquent indispensable d'utiliser des modèles réduits afin de décrire la dynamique des plasmas non collisionnels.

La réduction dynamique des équations cinétiques est une procédure courante dans le domaine de la physique des plasmas à l'origine de nombreux modèles (e.g. gyrocinétique, MHD, etc). Il est cependant nécessaire, lors de ce processus de réduction, de préserver la structure du système original afin de satisfaire certaines contraintes physiques telles que les conservations de l'énergie et de l'entropie. L'une des principales difficultés de la réduction fluide des équations cinétiques réside dans le choix de la fermeture du système d'équations résultant. On présente ici une méthode de fermeture basée sur la formulation hamiltonienne des équations de VLASOV-POISSON [1].

Cette procédure nous permet d'obtenir deux modèles pour les trois (resp. quatre) premiers moments de la fonction de distribution des particules ainsi que le champ électrique. Le premier système nous permet de mettre en évidence la relation entre le flux de chaleur et l'entropie [2]. Le second modélise l'évolution dynamique du flux de chaleur.

### Références

1. P. J. MORRISON, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 467 (1998)
2. M. PERIN, C. CHANDRE, P.J. MORRISON et E. TASSI, *Ann. Phys.* **348**, 50 (2014)



## Second order gyrokinetic Vlasov-Maxwell model : comparing numerical simulations and theory

Natalia Tronko<sup>1</sup>, Alain Brizard<sup>2</sup> & Eric Sonnendrucker<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Numerische Methoden der Plasmaphysik, Max Planck Institut für Plasmaphysik, D-85748 Garching, Deutschland

<sup>2</sup> Department of Physics, Saint Michael's College, Colchester, VT 05439, USA

nataliat@ipp.mpg.de

The main idea of Gyrokinetic dynamical reduction consists in systematic removing of fastest scale of motion (the gyro motion) from plasma's dynamics, resulting in a considerable model simplification and gain of computing time.

Gyrokinetic Vlasov-Maxwell system is broadly implemented in nowadays numerical experiments for modeling strongly magnetised plasma (both laboratory and astrophysical). Different versions of reduced set of equations exist depending on the construction of the Gyrokinetic reduction procedure and approximations assumed while their derivation. The purpose of that communication is to sketch a systematic derivation of the second order self-consistent set of Vlasov-Maxwell equations from the modern variational formulation of the Gyrokinetic theory [1] and to compare it with those recently implemented in Particle-in-Cell codes NEMORB and EUTERPE [2]. In the same time, field theory formulation of reduced plasma dynamics provides an opportunity to systematically derive corresponding energy conservation law. The result of that explicit derivation is compared to the energy conservation diagnostics currently implemented in both codes.

This work subscribes into the context of codes verification project currently run in IPP Max Planck in collaboration with others European institutions.

### Références

1. A.J.BRIZARD, T.S.HAHM, Foundations of nonlinear gyrokinetic theory, *Phys. Mod. Phys.*, **79**, (2007).
2. A.BOTTINO, E.SONNENDRUCKER, Monte-Carlo particle-in-cell methods for the simulation of the Vlasov-Poisson-Ampère gyrokinetic equations, *J. Plasma Phys.* in press (2015).

## Instabilities in electromagnetically driven flows

Rodriguez Imazio Paola, Gissinger Christophe & Fauve Stephan

Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005 Paris  
paolaimazio@lps.ens.fr

The driving of an electrically conducting fluid by an electromagnetic force can yield significantly more complex behaviors than its solid equivalent, the asynchronous motor. In particular, magnetic field expulsion and hydromagnetic boundary layers can play an important role, and several questions concerning the stability of such flows remain unsolved. These questions become of primary interest in many industrial situations. For instance, Electromagnetic Linear Induction Pumps (EMPs) are largely used in secondary cooling systems of fast breeder reactor, mainly because of the absence of bearings, seals and moving parts. In these EMPs, the conducting fluid is generally driven in a cylindrical annular channel by means of an externally imposed electromagnetic wave. In such induction pumps, electrical currents are induced by the variation of the magnetic flux of the wave rather than imposed into the fluid by electrodes, as in conduction pumps [1]. However, it is known that as these pumps become large enough, a magnetohydrodynamic instability arises, yielding strong pressure pulsations and significant decrease in the developed flow rate [2,3]. To characterize this problem, we investigate numerically an MHD flow driven by a travelling electromagnetic wave in an annular channel. We show that for sufficiently large magnetic Reynolds number, or if a large enough pressure gradient is externally applied, the system undergoes an instability in which the flow rate in the channel dramatically drops from synchronism with the wave to much smaller velocities. For laminar flows, we show that this instability is similar to the stalling of an asynchronous motor, and relies on magnetic flux expulsion. For larger hydrodynamic Reynolds number, and with more realistic boundary conditions, this instability takes the form of a large axisymmetric vortex in the  $(r, z)$ -plane, in which the fluid is locally pumped in the direction opposite to the one of the magnetic wave.

### Références

1. A. EINSTEIN AND L. SZILARD, *Br. Patent Appl.* 303,065,(1928); *Br. Patent Spect.* 344,881, (1931).
2. A. GALITIS AND O. LIELASIUS, Instability of homogeneous velocity distribution in an induction-type MHD machine, *Translated from Magnitnaya Gidrodinamika*, **1**, 87–101 (1975).
3. HIDEO ARASEKI, IGOR R. KIRILLOV, GENNADY V. PRESLITSKY, ANATOLY P. OGORODNIKOV, Magnetohydrodynamic instability in annular linear induction pump Part I. Experiment and numerical analysis, *Nuclear Engineering and Design*, **227**, 29–50 (2004).

## Study of turbulent $2.5D$ dynamos

Kannabiran Seshasayanan & Alexandros Alexakis

Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, 24 rue Lhomond, 75005 Paris  
 skannabiran@lps.ens.fr

A wide range of magnetic Prandtl numbers  $Pm$  appears in Nature, varying from  $10^{-5} - 10^{-7}$  in stellar interiors to  $10^{12} - 10^{15}$  in the interstellar medium. In both large and small  $Pm$  we expect different conditions for the existence of the dynamo instability. In the limit of vanishing  $Pm$  the dynamo effect can either have a critical  $Pm_c$  or a critical magnetic Reynolds number  $Rm_c$  above which magnetic fields can grow. Classical arguments expect that the cut-off wavenumber for the magnetic field occurs much before the cut-off wavenumber for the velocity field, expecting that in the limit of large  $Re$  and low  $Pm$  the dynamo instability becomes independent of  $Re$ . Recent work [1,?] have established that in the limit of small  $Pm$  a critical  $Rm_c$  emerges. In the large  $Pm$  limit the effect of  $Re$  on the dynamo instability is less understood. The viscous scales would be responsible for the maximum shear and they would contribute to the small scale dynamo effect. We expect a change in the shearing rate due to change in  $Re$  would affect the dynamo instability.

In order to study the dynamo instability over a wide range of  $Re, Rm$  we take the limit of fast rotating flows. Here the flow is taken to be two-dimensional three component (known in the literature as 2.5 dimensional flow [3]) as a consequence of the Taylor-Proudman theorem. We study the kinematic problem of growth of a seed magnetic field without the back reaction of the magnetic field on the flow. The growth of this initial magnetic field is studied as we change  $Re, Rm$ . To understand the effect of helicity two different forcing are considered, one with mean helicity  $H = \langle \mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{u}) \rangle \neq 0$  and the other without mean helicity  $H = 0$ . For the helical forcing which shows the  $\alpha$  dynamo effect the critical  $Rm_c$  depends on the domain size while in the case of nonhelical forcing there exists a  $Rm_c$  even for the infinite domain, here  $Rm_c$  in general is a function of the  $Re$ . The limiting case of very low  $Pm = \frac{Rm}{Re}$  is shown to produce a dynamo with the existence of a constant  $Rm_c$  independent of  $Re$  in the case of nonhelical forcing in the infinite domain. In the limit of large  $Pm$ , the large wavenumber limit for having a dynamo instability depends strongly on  $Re$  for both types of forcing.

## Références

1. Schekochihin, A. A et al., *Critical magnetic Prandtl number for small-scale dynamo*. Phys. Rev. Lett., **92**, 5, 054502, (2004).
2. Ponty, Y. et al., *Numerical study of dynamo action at low magnetic Prandtl numbers*. Phys. Rev. Lett., **94**, 16, 164502, (2005).
3. Tobias, S. M and Cattaneo, F. *Dynamo action in complex flows : the quick and the fast*, J.Fluid Mech., **601**, 101–122, (2008).

## Collision d'un tourbillon fluide annulaire sur une surface conique.

Sergio Hernandez Zapata<sup>1</sup>, Gerardo Ruiz Chavarria<sup>1</sup>, Veronica Raspa<sup>2</sup> & Erick Javier Lopez Sanchez<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autonoma de Mexico, 04510 Mexico D.F., Mexique

<sup>2</sup> Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Argentine

shernandezzapata@yahoo.com.mx

Lorsqu'un tourbillon de fluide approche une paroi solide, de la vorticité est engendrée en raison de l'apparition de gradients de vitesse au voisinage de la paroi. Il se développe alors une couche limite qui, sous certaines conditions, se détache, permettant ainsi la formation d'un autre tourbillon dont la vorticité est de signe opposée. Dans ce travail, nous présentons des résultats numériques et expérimentaux sur l'évolution d'un anneau tourbillonnaire impactant l'intérieur d'une surface conique. Pour cela, nous considérons le même axe de symétrie pour le tourbillon et le cône. Loin de la surface conique, le vortex se déplace à une vitesse constante et son diamètre ne se modifie pas. A l'approche du cône, le vortex annulaire augmente sa taille, diminue sa vitesse de translation, s'arrête puis rebondit. En même temps, un autre vortex annulaire se forme et les deux vortex interagissent. Leur interaction conduit, d'une part, à l'arrêt du rebond du tourbillon primaire et à son déplacement vers l'intérieur du cône, et d'autre part, à l'éjection du tourbillon secondaire. A la fin du processus, les deux vortex disparaissent à cause de la dissipation visqueuse.

Remerciements : Les auteurs remercient la DGAPA -UNAM pour le soutien dans le contrat PAPIIT IN116312 ( Vorticidad y ondas no lineales en fluidos ). Veronica Raspa remercie la DGECI-UNAM pour le soutien d'une mission à l'UNAM en 2014.

## Etude numérique de la stabilité et des effets tridimensionnels de l'oscillateur salin.

Gerardo Ruiz Chavarria<sup>1</sup>, Erick Javier Lopez Sanchez<sup>1</sup> & Sergio Hernandez Zapata<sup>1</sup>

Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510 Mexico D.F., MEXIQUE  
gruiz@unam.mx

Les différences de densité au sein d'un fluide peuvent engendrer un écoulement à grande échelle, c'est par exemple le cas de la convection de Rayleigh-Bénard. Ici, nous étudions un écoulement se produisant entre deux récipients connectés par un orifice. L'un des récipients contient initialement de l'eau salée, tandis que l'autre contient de l'eau douce. En raison de la différence de densité, l'eau salée descend à travers l'orifice vers le récipient rempli d'eau douce. Après un certain temps, l'écoulement s'arrête, puis change de sens [1]. Ces oscillations ont une période de quelques dizaines de secondes et ont lieu pendant une durée longue devant cette période [2]. A temps longs, la salinité s'égalise dans les deux bacs, du fait de la diffusion, conduisant alors à l'arrêt de l'écoulement. Dans ce travail, nous présentons une simulation numérique de l'oscillateur salin. Pour cela, nous résolvons les équations de Navier-Stokes, de continuité et de diffusion, en coordonnées cylindriques, en utilisant l'approximation de Bousinesq. Pour les coordonnées  $r$  et  $z$ , nous utilisons un schéma numérique de différences finies, tandis que pour la coordonnée angulaire, une méthode spectrale de Fourier est utilisée. Nous présentons les résultats relatifs au champ de vitesse, la vorticité, la pression et la densité au voisinage de l'orifice. Nous montrons des effets tridimensionnels qui n'ont pas été pris en compte dans les travaux antérieurs [3]. Une autre question abordée est la stabilité de l'écoulement, qui peut servir à comprendre des phénomènes comme les arythmies cardiaques [4].

*Remerciements : Les auteurs remercient la DGAPA-UNAM pour le soutien dans le contrat PAPIIT IN115315 (Ondas y estructuras coherentes en dinámica de fluidos).*

### Références

1. K. AOKI, Mathematical model of a saline oscillator, *Physica D*, **147**, 187–203 (2000).
2. P.H. ALFREDSSON & T. LAGERSTEDT, The behavior of the density oscillator, *Phys. Fluids*, **24**, 10–14 (1981).
3. M. OKAMURA & K. YOSHIKAWA, Rhythm in a saline oscillator, *Phys. Rev. E*, **61** (3), 2445–2452 (2000).
4. H. GONZALEZ, H. ARCE & M. GUEVARA, Phase resetting, phase locking, and bistability in the periodically driven saline oscillator : Experiment and model, *Phys. Rev. E*, **78** (3), 036217 (2008).

## Instabilités primaire et secondaire de fluides viscoélastiques saturant une couche poreuse horizontale chauffée par un flux constant.

Gueye<sup>1,2</sup> Ouarzazi<sup>1</sup> Hirata<sup>1</sup> Mompean<sup>1</sup> & Beye<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Mécanique de Lille, Université Lille 1 - Sciences et Technologies, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.

<sup>2</sup> Laboratoire Mécanique des Fluides et Applications, Université Cheikh Anta Diop de Dakar, Sénégal  
Abdoulaye.Gueye@Polytech-Lille.fr

Ce travail porte sur une étude analytique et numérique de la convection naturelle de fluides viscoélastiques saturant une couche poreuse horizontale chauffée par un flux constant. La formulation mathématique des équations de ce problème repose sur la loi phénoménologique de Darcy généralisée à un fluide viscoélastique vérifiant l'approximation de Boussinesq. Cette formulation introduit deux paramètres supplémentaires liés à la viscoélasticité, à savoir le temps de relaxation  $\lambda 1$  et le rapport  $\Gamma$  entre la viscosité du solvant et la viscosité totale de la solution polymérique.

Lorsque les parois horizontales sont considérées comme parfaitement conductrices de la chaleur, l'étude de stabilité linéaire et faiblement non linéaire a été réalisée par Zhang et al. [1]. Lorsque les parois sont maintenues à un flux constant, l'analyse de stabilité linéaire conduite dans ce travail montre que l'état de conduction perd sa stabilité au profit de structures convectives dont la nature dépend du degré de l'élasticité du fluide viscoélastique. En régime faiblement viscoélastique, ces structures convectives ont un caractère stationnaire où le mode le plus amplifié est caractérisé par une grande longueur d'ondes, et se comporte comme pour un fluide Newtonien. Cependant, on montre qu'en régime fortement viscoélastique, la convection est oscillatoire avec un nombre d'onde non nul et se présente sous la forme d'ondes progressives.

En régime faiblement viscoélastique, et vue que la première instabilité prédite par l'analyse linéaire admet un nombre d'onde nul, l'utilisation de l'approximation d'écoulement parallèle permet de déterminer l'amplitude de la convection monocellulaire dans le domaine non linéaire. Il convient donc d'étudier la stabilité secondaire de ces structures convectives pleinement développées. Les résultats montrent que pour un fluide Newtonien, la convection monocellulaire perd sa stabilité au profit de rouleaux longitudinaux (dont l'axe est parallèle à l'écoulement de base). Le nombre de Rayleigh critique à partir duquel se produit cette déstabilisation est déterminé et est en excellent accord avec la valeur trouvée dans [2]. Dans le cas des fluides viscoélastique, le seuil d'apparition des rouleaux longitudinaux est indépendant des paramètres viscoélastiques  $\lambda 1$  et  $\Gamma$  et est alors identique au cas d'un fluide Newtonien. Cependant, on trouve que l'élasticité du fluide induit la sélection des rouleaux transversaux (dont l'axe est perpendiculaire au sens de l'écoulement principal) propagatifs. L'influence des paramètres viscoélastiques sur le seuil d'apparition de ces rouleaux trasversaux propagatifs comme une instabilité secondaire est déterminée.

## Références

- [1] Zhiyong Zhang, Ceji Fu et Wenchang Tan. « Linear and nonlinear stability analyses of thermal convection for Oldroyd-B fluids in porous media heated from below ». *Physics of Fluids* 20.8 (2008), p. 084103.
- [2] S. Kimura, M. Vynnycky and F. Alavyoon. « Unicellular natural circulation in a shallow horizontal porous layer heated from below by a constant flux ». *J. Fluid Mech.* 294 (1995), p. 231-257.

# Transition vers l'écoulement chaotique induit par la stratification de la viscosité : Evolution non-linéaire de l'amplitude des stries

Bahrani Seyed Amir, Lefèvre Alain, Esmael Ahmed & Nouar Chérif

LEMETA UMR 7563 CNRS Université de Lorraine, 2 avenue de la Forêt de Haye, 54518 Vandoeuvre Cedex  
 cherif.nouar@univ-lorraine.fr

Les systèmes dissipatifs non linéaires, tels que ceux rencontrés en dynamique des fluides, peuvent atteindre un état chaotique lorsque le paramètre qui mesure le degré de non linéarité est important. Dans le cas des fluides Newtoniens, le degré de non linéarité est représenté par le nombre de Reynolds qui est le rapport entre les termes non linéaires d'inertie  $(\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U}$  et les termes de contraintes visqueuses  $\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$ . Les équations gouvernant les écoulements de fluides non Newtoniens font apparaître une non linéarité supplémentaire via l'équation constitutive. Pour des écoulements de fluides viscoélastiques, cette non linéarité peut conduire à un état chaotique à très faible Reynolds [1, 2].

Les écoulements de fluides purement visqueuse rhéofluidifiant se caractérisent d'une part par une stratification radiale de la viscosité (la viscosité diminue de l'axe de la conduite vers la paroi) et d'autre part par la variation nonlinéaire de la viscosité en fonction du cisaillement. Il est alors naturel de se demander dans quelle mesure, l'interaction entre cette non linéarité et celle des termes d'inertie peut conduire à un état chaotique. Ce point a été abordé théoriquement pour un fluide rhéofluidifiant dans le cas d'un problème de Rayleigh-Bénard [3] et celui de Taylor-Couette entre deux cylindres coaxiaux [4].

Dans cette étude, nous présentons les résultats obtenus lors de transition vers la turbulence pour un fluide rhéofluidifiant dans un écoulement de poiseuille cylindrique. Les observations expérimentales identifient clairement deux étapes dans le régime transitionnel. La première n'existe pas dans le cas Newtonien. Elle correspond à un état non linéaire caractérisée par une structure cohérente robuste avec un nombre d'onde azimutal  $m = 1$ , et qui se traduit par une asymétrie des profils moyens (moyen au sens temporel) de la composante axiale de la vitesse. Des stries de haute vitesse et de basse vitesse sont clairement mises en évidence. La deuxième étape correspond à l'apparition des spots classiques (puffs) de turbulence. Elle intervient à un nombre de Reynolds nettement plus élevé que celui observé en Newtonien. L'objectif de ce travail est de quantifier l'évolution de l'amplitude des stries  $A_{exp}$ , définie par

$$A_{exp} = (1/2.U_B) [\max_{r,\theta}(U(t,r,\theta)) - \min_{r,\theta}(U(t,r,\theta))]$$

en fonction du nombre de Reynolds et de la position axiale.

Pour une position axiale donnée,  $A_{exp}$  augmente d'abord linéairement avec  $Re$ , ensuite sature et se stabilise. De la même façon, pour un nombre de Reynolds donné,  $A_{exp}$  augmente avec la position axiale  $z/D$ , ensuite sature et se stabilise. Nous pensons que cette stabilisation, résulte d'une instabilité inflectionnelle des stries. La rétroaction des termes non linéaires, en particulier ceux provenant de l'expression de la viscosité en fonction du cisaillement, pourraient régénérer les stries (Waleffe [5]).

## Références

- [1] R.G. Larson, Nature, **405**, 27-28 (2000).
- [2] A. Groisman and V. Steinberg, Nature, **405**, 53-55 (2000).
- [3] R.E. Khayat, J. Non-Newtonian Fluid Mech. **63**, 153-178, (1996).
- [4] N. Ashrafi and R. E. Khayat, Phys. Rev. E. **61**, 1455-1467, (2000).
- [5] F. Waleffe, Phys. Fluids. **9**, 883-900, (1997).

## Effet d'une perturbation haute fréquence sur la réponse du système de FitzHugh-Nagumo soumis à une excitation basse fréquence subliminale : simulation et expérimentation

Bordet M.<sup>1</sup>, Morfu S.<sup>2</sup> & Marquié P.<sup>3</sup>

Université de Bourgogne - Laboratoire LE2I UMR 6306 Aile des sciences de l'ingénieur BP 47870 21078 Dijon Cedex

smorfu@u-bourgogne.fr

L'évolution des tensions de certains circuits électroniques peut être régie par des équations différentielles non linéaires. Il en découle que ces circuits peuvent constituer une solution pour étudier expérimentalement des effets non linéaires que l'on retrouve dans de nombreux domaines scientifiques, tels que la physique, la chimie ou la biologie. Parmi les effets non linéaires, la Résonance Stochastique, qui se traduit par l'amélioration des performances d'un système non linéaire par ajout de bruit, a pu ouvrir des perspectives d'applications en traitement du signal [1,2,3]. En effet, il a pu être établi que le bruit pouvait améliorer des procédés de traitement d'images [4], mais pouvait également aider les systèmes neuronaux à détecter des stimuli de faible amplitude [1]. Dans ce dernier domaine des neurosciences, du fait de la surprenante efficacité des neurones à traiter l'information, la mise en évidence de nouvelles propriétés non linéaires est d'une importance capitale pour pouvoir développer de nouvelles applications de traitement bio-inspirées. En particulier, il a pu être montré qu'une perturbation haute fréquence pouvait remplacer le bruit et permettre l'amélioration de la détection d'un signal basse fréquence. Cet effet, connu sous le nom de Résonance Vibrationnelle, apparaît quand un signal composé d'une basse fréquence  $f$  et d'une perturbation haute fréquence  $F$  excitent un système non linéaire [5,6]. Pour une quantité appropriée de l'amplitude  $B$  de la perturbation haute fréquence, l'amplitude du spectre à la basse fréquence peut être amplifiée, améliorant ainsi la détection de la composante basse fréquence de l'excitation.

Cette communication a pour objet de caractériser expérimentalement cet effet de Résonance Vibrationnelle et d'étudier s'il est possible d'améliorer la résonance obtenue.

### Références

1. Gammaitoni L., Hänggi P., Jung P. and Marchesoni F. 'Stochastic Resonance', *Rev. Mod. Phys.*, 1998, **70**, (1), pp. 223-287.
2. Oliaei O. : 'Stochastic resonance in sigma-delta modulators', *Electron. Lett.*, 2003, **39**, (2), p173.
3. Chapeau-Blondeau F. and Rousseau D. : 'Nonlinear SNR amplification of harmonic signal in noise', *Electron. Lett.*, 2005, **41**, p618-619.
4. Histace A. and Rousseau D. : 'Constructive action of noise for impulsive noise removal in scalar images', *Electron. Lett.*, 2006, **42**, (7), p393-395.
5. Ullner E., Zaikin A., García-Ojalvo J., Bascónes R. and Kurths J. : 'Vibrational Resonance and vibrational propagation in excitable systems', *Phys. Lett. A*, 2003, **312**, 348-354.
6. Landa P.S. and Mc Clintock : 'Vibrational Resonance', *Journal of Physics A : Mathematical and general*, 2000, **33**, (45), L433.



## Effets du bruit dans le système de sine-Gordon

B. Bodo<sup>1</sup>, S. Morfu<sup>2</sup>, P. Marquié<sup>2</sup>, B. Essimbi<sup>1</sup> & R. Alima<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Energie, Systèmes électriques et électroniques Unité de Recherche et de Formation Doctorale en Physique et Applications Université de Yaoundé 1 - P.O. Box 812 Yaoundé-Cameroun.

<sup>2</sup> Université de Bourgogne - Laboratoire LE2I UMR 6306 Aile des sciences de l'ingénieur BP 47870 21078 Dijon Cedex, France.

smorfu@u-bourgogne.fr

Depuis maintenant près d'une vingtaine d'années, la façon de percevoir le bruit dans les milieux non linéaires a profondément changé, avec notamment la mise en évidence du phénomène de résonance stochastique [1]. En effet, sous certaines conditions, il a été montré que la réponse d'un système non linéaire à une excitation déterministe peut être améliorée par une quantité appropriée de bruit. Ce phénomène contre-intuitif, introduit dans le contexte de la dynamique des climats [2], a naturellement encouragé la communauté scientifique à prendre en compte la contribution du bruit. De nouvelles perspectives ont ainsi pu être ouvertes dans différents domaines, tels que la modélisation des systèmes biologiques [3], le traitement d'images [4] ou encore la transmission non linéaire de l'information [5]. Dans ce dernier domaine, il a pu être montré qu'exciter une ligne électrique de transmission en dehors de sa bande passante avec une excitation sinusoïdale, pouvait permettre de déclencher des solitons dans le milieu [6]. Dans la même configuration, mais en l'absence de bruit, Geniet et Léon ont caractérisé un système non linéaire différent [7]. En effet, en considérant un milieu du type sine-Gordon excité dans le gap, il a été montré que, quand l'amplitude de l'excitation excède un certain seuil, le milieu déclenche des modes non linéaires qui peuvent être du type Breather. Ce phénomène connu sous le nom de supratransmission a été rapporté dans de nombreux guides d'ondes non linéaires [8], mais la plupart du temps sans prendre en compte la contribution du bruit. C'est l'objet de la présente communication. En effet, nous nous proposons d'exciter un milieu du type sine-Gordon dans le gap et d'analyser si le bruit peut permettre le déclenchement de l'effet de supratransmission dans une plage de paramètres où la supratransmission n'apparaît pas sans bruit.

## Références

1. L. GAMMAITONI, P. HÄNGGI, P. JUNG AND F. MARCHESONI Stochastic Resonance, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 223–282 (1998).
2. R. BENZI, G. PARISI, A. SUTERA AND A. VULPIANI, Stochastic resonance in climatic change, *Tellus* **34**, 10–16 (1981).
3. F. MOSS, L.M. WARD AND W.G. SANNITA, Stochastic resonance and sensory information processing : a tutorial and review of application, *Clinical Neurophysiology* **115**, 267–281 (2004).
4. M. HONGLER, Y. DE MENESES, A. BEYELER AND J. JACQUOT, The Resonant Retina : Exploiting Vibrational Noise to Optimally Detect Edges in an Image, *IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence* **25**, 1051–1062 (2003) .
5. A. A. Zaïkin, J. GARCIA-OJALVO, L. SCHIMANSKY-GEIER AND J. KURTHS, Noise induced propagation in monostable media, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 010601 (2002).
6. S. B. YAMGOUÉ, S. MORFU AND P. MARQUIÉ, Noise effects on gap wave propagation in a nonlinear discrete LC transmission line *Phys. Rev. E* **75**, 036211-1/036211-7 (2007).
7. F. GENIET AND J. LEON, Energy Transmission in the Forbidden Band Gap of a Nonlinear Chain *Phys. Rev. Lett.* **89**, 134102 (2002)
8. R. KHOMERIKI, Nonlinear band gap transmission in optical waveguide arrays, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 063905 (2004).

## Thermo-électricité végétale : Observation et analyse de la réponse thermo-électrique de plantes

Christophe Goupil<sup>1</sup>, Henni Ouerdane<sup>1,2</sup>, Arnold Khamsing<sup>1</sup>, Yann Apertet<sup>3</sup>, Francois Bouteau<sup>1,4</sup>, Stefano Mancuso<sup>4,5</sup>, Rodrigo Patiño<sup>1,6</sup>, Éric Herbert<sup>1</sup> & Philippe Lecoœur<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Interdisciplinaire des Energies de Demain (LIED) UMR 8236 Université Paris Diderot CNRS 4 Rue Elsa Morante 75013 Paris France

<sup>2</sup> Russian Quantum Center, 100 Novaya Street, Skolkovo, Moscow region 143025, Russia

<sup>3</sup> Lycée Jacques Prevert, 30 Route de Saint Paul, 27500 Pont-Audemer, France

<sup>4</sup> Laboratorio Internazionale di Neurobiologia Vegetale - Department of Plant Soil & Environmental Science, University of Florence, Florence, Italy

<sup>5</sup> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Paris Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

<sup>6</sup> Departamento de Física Aplicada, Cinvestav-Unidad Merida, AP 73 Cordemex, 97310 Merida, Yucatan, Mexico

<sup>7</sup> Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud, CNRS, UMR 8622, F-91405 Orsay, France  
[eric.herbert@univ-paris-diderot.fr](mailto:eric.herbert@univ-paris-diderot.fr)

Les végétaux sont sensibles aux effets thermiques et électriques[1]. Cependant l'étude du couplage de ces deux effets, connus sous le nom de thermo-électricité, et la mesure quantitative des effets de ce couplage dans les systèmes végétaux n'ont jamais été rapportés. Nous avons enregistré la réponse thermo-électrique de pousses de haricot pour différents stress et conditions thermiques. Les données expérimentales obtenues montrent de manière claire qu'une différence de température imposée entre les racines et les feuilles de la pousse génère une tension thermo-électrique entre ces deux points. En basant l'analyse de nos données sur le formalisme force-flux de la théorie de la réponse linéaire[2] nous montrons que l'intensité de l'équivalent végétal du couplage thermo-électrique est un ordre de grandeur plus élevé que le meilleur des matériaux thermo-électrique connus. Les données expérimentales montrent également l'importance du taux de variation temporel du gradient thermique pour la réponse électro-physiologique de la plante. La conclusion est que les effets thermo-électriques sont suffisamment importants pour participer aux processus complexes et entremêlés du problème ancien[3] des transports d'énergie et de matière dans les plantes.

### Références

1. Volkov A. G., Ed., Plant Electrophysiology : Theory and Methods, (Springer Berlin Heidelberg, 2006).
2. Onsager, L. Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I. Phys. Rev. 37, 405-426 (1931)
3. Dixon H. H. & Joly J. On the ascent of sap. Ann. Bot. 8, 468-470 (1894).

## Imageurs du non-linéaire : de l'imagerie ultrasonore médicale au contrôle non destructif industriel

Serge Dos Santos<sup>1,2</sup>, Zuzana Dvorakova<sup>3</sup>, Jennifer Chaline<sup>2</sup>, Martin Lints<sup>4</sup> & Djamel Remache<sup>2</sup>

<sup>1</sup> INSA Centre Val de Loire, Campus de Blois, Academia NDT International, 3 rue de la Chocolaterie, CS 23410, F-41034 Blois cedex

<sup>2</sup> Unité Mixte de Recherche "Imagerie et Cerveau", Inserm U930, Université François Rabelais, Tours

<sup>3</sup> Czech Technical University, FNSPE, Brehova 7, CZ-11519, Prague 1, Czech Republic

<sup>4</sup> Institute of Cybernetics, Tallinn University of Technology, Tallinn, Estonia

[serge.dossantos@insa-cvl.fr](mailto:serge.dossantos@insa-cvl.fr)

Que ce soit dans le milieu médical de l'imagerie ultrasonore, ou dans le contexte industriel du contrôle non destructif, l'imagerie du non-linéaire non destructive est un enjeu majeur de l'utilisation de l'acoustique ultrasonore et nécessite des outils de traitement du signal avancés issues des théories des systèmes dynamiques non linéaires. En effet, la plupart des tissus biologiques et des matériaux possède une structure complexe dans lesquels la propagation d'ondes acoustiques engendre des vibrations non linéaires, signatures de nonlinéarités multi-échelles aux propriétés désormais classifiées et localisées. L'imagerie harmonique débuta avec la mesure spectrale des harmoniques proportionnels au coefficient de nonlinéarité acoustique (classique)  $\beta$  dans les solides et les fluides, engendrant une variation de la célérité des ondes en fonction de l'amplitude de celles-ci. Les nombreux résultats ont montré que ce paramètre  $\beta$  permettait une observation et une détection plus précoce de la dégradation et du vieillissement du matériau[1]. Les recherches développées aujourd'hui permettent de valider le concept d'imagerie harmonique pour l'exploration des tissus ou organes : coeur, foie, fœtus, os, dent[2], peau. Parallèlement, se sont développées des méthodes de traitement du signal permettant d'extraire certains types de nonlinéarités *via* une symétrisation de l'excitation acoustique. C'est ainsi que la méthode d'inversion d'impulsion, utilisée aujourd'hui en routine sur les échographes modernes, autorise une cadence image élevée.

Lors de cet exposé, nous proposons de présenter quelques résultats expérimentaux obtenus depuis les vingt dernières années dans le contexte du Contrôle Non Destructif (CND) de structures complexes, puis dans le domaine de l'imagerie ultrasonore harmonique non destructive. Afin d'illustrer ces résultats, nous proposons de présenter les développements récents dans le domaine du CND permettant de localiser temporellement une source acoustique de nonlinéarité. En imagerie harmonique non destructive, ce sont les produits de contraste[3] pour lesquelles l'utilisation d'une symbiose du processus de retournement temporel (TR) et de la spectroscopie d'ondes élastiques non linéaires (NEWS) qui permettent, *via* l'utilisation d'un processus de codage d'excitation solitonique[4], de proposer à la communauté l'instrumentation TR-NEWS confirmant le concept de "Retournement Temporel Non Linéaire" comme un formidable potentiel pour la localisation des nonlinéarités physiques d'un système complexe[5].

### Références

1. S. Dos Santos *et al.* Application de l'acoustique non linéaire dans le contrôle non destructif : mesure du paramètre non linéaire de la silice par une méthode de modulation de phase. In *actes de la 6ème Rencontre du Non-Linéaire*, pages 107–112, Institut H. Poincaré, Paris, 2003.
2. Serge Dos Santos and Zdenek Prevorsevsky. Imaging of human tooth using ultrasound based chirp-coded nonlinear time reversal acoustics. *Ultrasonics*, 51(6) :667–674, 2011.
3. V.J. Sánchez-Morcillo *et al.* Spatio-temporal dynamics in a ring of coupled pendula : Analogy with bubbles. In Ricardo Carretero-González *et al.*, editors, *Localized Excitations in Nonlinear Complex Systems*, volume 7 of *Nonlinear Systems and Complexity*, pages 251–262. Springer International Publishing, 2014.
4. M. Lints *et al.* Simulation of solitary wave propagation in carbon fibre reinforced polymer. In *in proceedings of the IUTAM Symposium on Complexity of Nonlinear Waves*, 2014.
5. Matthew Frazier *et al.* Nonlinear time reversal in a wave chaotic system. *Phys. Rev. Let.*, 110 :063902, 2013.

## Influence d'une mousse liquide sur le ballotement d'un fluide

Alban Sauret<sup>1</sup>, François Boulogne<sup>2</sup>, Jean Cappello<sup>2,3</sup>, Emilie Dressaire<sup>4</sup> & Howard A. Stone<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Surface du Verre et Interfaces, UMR 125 CNRS/Saint-Gobain, 93303 Aubervilliers, France

<sup>2</sup> Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

<sup>3</sup> Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan, France

<sup>4</sup> Department of Mechanical and Aerospace Engineering, New York University Polytechnic School of Engineering, Brooklyn, New York 11201, USA

alban.sauret@saint-gobain.com

Quand un conteneur partiellement rempli d'un fluide est soudainement mis en mouvement, la surface libre se met à osciller [1]. Un tel effet est observable dans la vie quotidienne lorsque l'on se déplace avec une tasse de café [2]. A plus grande échelle, lors du transport de pétrole ou de gaz liquéfiés dans les pétroliers ou les camions-citernes, l'oscillation du fluide peut déstabiliser le conteneur et endommager ses parois.

Néanmoins, des observations de la vie courante suggèrent que la présence de mousse peut être utilisée pour amortir le ballotement du fluide. En effet, chacun a pu se rendre compte qu'il est plus facile de transporter de la bière que du café sans générer de grandes oscillations de la surface libre du fluide [3]. Afin de mieux comprendre ce phénomène, nous avons étudié expérimentalement l'effet de l'ajout d'une mousse liquide au dessus d'un fluide dans une cellule mince.

Dans un premier temps, le ballotement d'un fluide Newtonien seul a été caractérisé dans le cas d'un forçage harmonique et d'un forçage impulsionnel en mesurant les fréquences de résonance des modes d'oscillation ainsi que les coefficients d'amortissement visqueux du système [4]. Nous avons ensuite généré une mousse liquide bidimensionnelle et monodisperse au-dessus du liquide newtonien afin de suivre le mouvement individuel de chaque bulle [5]. Ce système permet de quantifier l'influence de la mousse sur la dynamique de ballotement (fréquences de résonance, amortissement temporel de l'amplitude) mais également de relier ces mesures globales au champ de vitesses des bulles. Dans notre système, nous avons observé que quelques couches de bulles sont suffisantes pour amortir sensiblement les oscillations de la surface libre. Ces résultats expérimentaux ont été expliqués via un modèle phénoménologique traduisant la dissipation visqueuse induite par le mouvement des bulles sur les parois du conteneur [6]. Nous avons finalement étudié des mousses liquides tridimensionnelles confinées. Nous avons pu observer que les comportements de ces systèmes sont très similaires : seules les bulles à proximité des parois ont un impact significatif sur la dissipation d'énergie.

Du fait de la faible quantité de matière requise pour générer un volume conséquent de mousse liquide, la possibilité d'amortir les oscillations d'un fluide en utilisant cette méthode semble prometteuse dans de nombreuses applications industrielles telles que le transport de gaz liquéfiés dans des citernes ou dans des propulseurs de moteurs de fusée.

## Références

1. R. A. IBRAHIM, *Liquid Sloshing Dynamics : Theory and Applications*, Cambridge University Press (2005).
2. H. C. MAYER, R. KRECHETNIKOV, Walking with coffee : Why does it spill ?, *Phys. Rev. E*, **85**(4), 046117 (2012).
3. J. CAPPELLO, A. SAURET, F. BOULOGNE, E. DRESSAIRE, H. A. STONE, Damping of liquid sloshing by foams : from everyday observations to liquid transport., *J. Vis.*, doi : 10.1007/s12650-014-0250-1 (2014).
4. A. BRONFORT, H. CAPS, Faraday instability at foam-water interface, *Phys. Rev. E*, **86**(6), 066313 (2012).
5. I. CANTAT, S. COHEN-ADDAD, F. ELIAS, F. GRANER, R. HÖHLER, O. PITOIS, F. ROUYER, A. SAINT-JALMES, *Les Mousses : Structure et Dynamique*, Belin (2010).
6. A. SAURET, F. BOULOGNE, J. CAPPELLO, E. DRESSAIRE, H. A. STONE, Damping of liquid sloshing by foams, *arXiv preprint 1411.6542* (2014).

# Exact two-dimensionalization of low-magnetic-Reynolds-number flows subject to a strong magnetic field

Basile Gallet<sup>1</sup> & Charles R. Doering<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire SPHYNX, Service de Physique de l'État Condensé, DSM, CEA Saclay, CNRS, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> Department of Physics, Department of Mathematics, and Center for the Study of Complex Systems, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA

basile.gallet@cea.fr

Liquid metal turbulence is encountered in various situations, ranging from metallurgy [1] to the flow in the Earth's outer core [2], including laboratory experiments on magnetohydrodynamic (MHD) turbulence [3,4]. Because their kinematic viscosity is much lower than their magnetic diffusivity, with magnetic Prandtl numbers  $Pm$  typically in the range of  $10^{-6}$  to  $10^{-5}$ , flows of liquid metals can be turbulent and still be characterized by a small magnetic Reynolds number  $Rm$  : in most laboratory experiments on MHD turbulence, the kinetic Reynolds number is in the range  $10^4 - 10^6$ , with a magnetic Reynolds number rarely exceeding unity. At small enough scales, turbulence in Earth's outer core may also be considered as a low- $Rm$  flow.

We investigate the behavior of such low- $Rm$  flows, including turbulent flows, driven by a horizontal body-force and subject to a vertical magnetic field, with the following question in mind : for very strong applied magnetic field, is the flow mostly two-dimensional, with remaining weak three-dimensional fluctuations, or does it become *exactly* 2D, with no dependence along the vertical ?

We first focus on the quasi-static approximation, i.e. the asymptotic limit of vanishing magnetic Reynolds number  $Rm \rightarrow 0$  : we prove that the flow becomes exactly 2D asymptotically in time, regardless of the initial condition and provided the interaction parameter  $N$  is larger than a threshold value. We call this property *absolute two-dimensionalization* : the attractor of the system is necessarily a (possibly turbulent) 2D flow.

We then consider the full-magnetohydrodynamic equations and we prove that, for low enough  $Rm$  and large enough  $N$ , the flow becomes exactly two-dimensional in the long-time limit provided the initial vertically-dependent perturbations are infinitesimal. We call this phenomenon *linear two-dimensionalization* : the (possibly turbulent) 2D flow is an attractor of the dynamics, but it is not necessarily the only attractor of the system. Some 3D attractors may also exist and be attained for strong enough initial 3D perturbations.

These results shed some light on the existence of a dissipative anomaly for magnetohydrodynamic flows subject to a strong external magnetic field.

## Références

1. P.A. DAVIDSON. *Magnetohydrodynamic in materials processing*. Annu. Rev. Fluid Mech., **31**, 273-300, (1999).
2. H.K. MOFFATT. *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids*. Cambridge University Press, (1978).
3. A. ALEMANY, R. MOREAU, P.L. SULEM AND U. FRISCH. *Influence of an external magnetic field on homogeneous MHD turbulence*. J. Mécanique, **18**, 2, (1979).
4. B. GALLET, M. BERHANU AND N. MORDANT. *Influence of an external magnetic field on forced turbulence in a swirling flow of liquid metal*. Phys. Fluids, **21**, 085107, (2009).

## Analyse de quelques paradoxes issus de l'interaction fluide-solide

David Gerard-Varet

Institut de Mathématiques de Jussieu, Université Paris-Diderot

La description mathématique de l'interaction fluide-solide est difficile : des modèles pourtant naturels peuvent mener à des résultats paradoxaux. Après une brève discussion du célèbre paradoxe de D'Alembert, relatif aux écoulements potentiels autour d'obstacles, nous évoquerons le paradoxe dit de "non-collision", relatif au modèle de Navier-Stokes : une boule immergée dans un fluide visqueux, tombant sous l'effet de la gravité au dessus d'une paroi, ne touche jamais celle-ci. Nous montrerons comment résoudre ce paradoxe, par exemple en prenant en compte la rugosité du solide immergé. Pour cela, nous proposerons une méthode mathématique souple, qui permet le calcul approché de la traînée subie par des solides proches d'un contact.

## 1000 years of light, 50 years of solitons - the remarkable role of optics in nonlinear physics

John Dudley

FEMTO-ST, Besançon

The United Nations has declared 2015 as the International Year of Light, celebrating a number of major anniversaries in the history of science, as well as the many ways in which photonics technologies can impact on our daily lives. This reminds us both of the continual nature of scientific progress and the sometimes surprising way applications can develop from basic research. As well as representing a number of key milestones in the history of science dating back at least 1000 years, the year 2015 is also 50 years since the first paper on the “soliton” appeared, opening up a new field of study which has had dramatic impact on many areas of optics and photonics.

This talk will discuss some unappreciated aspects of research in nonlinear soliton physics, from its earliest historical development in the 19th century, to work during the Manhattan project, the birth of optical fiber communications, the development of femtosecond lasers, links with optics-related Nobel Prizes in 1999, 2005 and 2009, to the latest research in the field today that is providing new insights into the physics of nonlinear localization and the emergence of extreme waves on the ocean.

## Intermittence et turbulence d'onde de plaques

Sergio Chibbaro & Christophe Josserand

Sorbonne Universités, CNRS & UPMC Univ Paris 06, UMR 7190, Institut d'Alembert, F-75005, Paris, France  
chibbaro@ida.upmc.fr

L'intermittence est une propriété importante des écoulements turbulents [Frisch, 1995, Benzi et al., 1993]. En turbulence d'ondes, l'intermittence peut être présente intrinséquement si les distributions des modes sont non-gaussiennes (ce qui n'est pas nécessaire) mais également lorsque l'amplitude de certains modes est trop importante [Nazarenko, 2011]. Jusqu'à présent l'intermittence en turbulence d'ondes a été peu étudiée et les résultats ne sont pas concluants, l'intermittence semblant *a priori* moins forte que pour la turbulence forte [Düring et al., 2006, Boudaoud et al., 2008, Mordant, 2008]. Nous avons étudiés l'intermittence en turbulence d'ondes pour des plaques en vibrations à l'aide de simulations numériques. Nous obtenons une faible intermittence lorsque l'amplitude de forçage est faible, qui devient plus forte lorsque les effets nonlinéaires augmentent.

### Références

- [Benzi et al., 1993] Benzi, R., Ciliberto, S., Tripiccone, R., Baudet, C., Massaioli, F., and Succi, S. (1993). Extended self-similarity in turbulent flows. *Physical review E*, 48(1) :R29.
- [Boudaoud et al., 2008] Boudaoud, A., Cadot, O., Odille, B., and Touzé, C. (2008). Observation of wave turbulence in vibrating plates. *Physical review letters*, 100(23) :234504.
- [Düring et al., 2006] Düring, G., Josserand, C., and Rica, S. (2006). Weak turbulence for a vibrating plate : can one hear a kolmogorov spectrum? *Physical review letters*, 97(2) :025503.
- [Frisch, 1995] Frisch, U. (1995). *Turbulence : the legacy of AN Kolmogorov*. Cambridge university press.
- [Mordant, 2008] Mordant, N. (2008). Are there waves in elastic wave turbulence? *Physical review letters*, 100(23) :234505.
- [Nazarenko, 2011] Nazarenko, S. (2011). *Wave turbulence*. Springer.



## Etude expérimentale des interactions à trois ondes des vagues capillaires.

Michael Berhanu<sup>1</sup>, Annette Cazaubiel<sup>2</sup>, Luc Deike<sup>3</sup>, Timothée Jamin<sup>1</sup> & Eric Falcon<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), Université Paris Diderot, CNRS UMR 7057, Paris,

<sup>2</sup> Ecole Normale Supérieure, Paris

<sup>3</sup> Scripps Institution of Oceanography, University of California San Diego

`michael.berhanu@univ-paris-diderot.fr`

Les interactions résonantes à trois ou quatre ondes, constituent un type de mécanisme non-linéaire classique d'échange d'énergie entre échelles, dans les systèmes où des ondes se propagent [1]. Nous étudions expérimentalement les interactions à trois ondes pour des ondes de surface gravito-capillaires, en considérant deux trains d'ondes monochromatiques se croisant avec un angle réglable dans une cuve fermée. Grâce à des mesures locales et aussi spatio-temporelles, nous détectons l'onde produite non-linéairement, de plus faible amplitude avec la fréquence et la longueur d'onde prédites par la théorie des interactions à trois ondes faiblement non-linéaires. En tenant compte de la dissipation visqueuse des ondes, il est possible d'estimer expérimentalement le taux de croissance de la troisième onde et de comparer la valeur obtenue avec la valeur théorique. Ces résultats confirment au moins qualitativement et étendent des travaux antérieurs obtenus avec un seul train d'onde se propageant unidimensionnellement [2]. Néanmoins, de manière plus surprenante nous observons expérimentalement l'interaction à trois ondes, même lorsque l'angle entre les deux trains d'ondes, ne permet pas *a priori* de vérifier la condition de résonance au vu de la relation de dispersion linéaire. Pour finir nous discutons de la pertinence de ces mécanismes d'interactions à trois ondes, pour de récentes expériences de turbulence d'ondes capillaires [3].

### Références

1. A. D. CRAIK, *Wave Interactions and Fluid Flows*. Cambridge University Press, Cambridge (1986).
2. L. F. MCGOLDRICK, An experiment on second-order capillary gravity resonant wave interactions, *Journal of Fluid Mechanics* **40** 251 (1970).
3. M. BERHANU AND E. FALCON, Space-Time Resolved Capillary Wave Turbulence, *Phys. Rev. E* **87** 033003 (2013).

## Résonances dans la turbulence d'ondes de gravité-capillarité

Quentin Aubourg<sup>1</sup> & Nicolas Mordant<sup>1</sup>

LEGI, Domaine Universitaire, Saint Martin d'Hères  
 nicolas.mordant@ujf-grenoble.fr

La théorie de la turbulence faible est une théorie statistique de l'évolution d'une ensemble constitué d'un grand nombre d'ondes dispersives couplées par de faibles effets non linéaires [1,2,3]. Dans ce cadre, seules au moins 3 (ou davantage selon les cas) ondes résonnantes en fréquence et en vecteur d'onde peuvent échanger de l'énergie de manière significative. Dans un état stationnaire hors équilibre, la théorie prédit une cascade d'énergie des grandes vers les petites échelles qui présente de nombreuses similarités avec la cascade de Kolmogorov de la turbulence hydrodynamique. Cette théorie a été appliquée à de nombreux systèmes notamment géophysiques ou astrophysiques (turbulence d'ondes océaniques, d'ondes internes de gravité et/ou d'inertie, ondes d'Alfvén dans les vents solaires...) mais aussi dans les fibres optiques ou la turbulence superfluide. Néanmoins les expériences demeurent assez rares malgré la dynamique observée au cours des 15 dernières années et les mécanismes de base de la turbulence d'onde n'ont pas été mis en évidence expérimentalement jusqu'à présent.

Dans ce travail, nous étudions expérimentalement la turbulence d'ondes gravito-capillaires à la surface de l'eau [4,5,6]. Nous nous plaçons dans un régime faiblement non linéaire dans une cuve à onde de 70x40 cm<sup>2</sup> et 5 cm d'eau. Par une méthode de profilométrie à transformée de Fourier[7], nous avons accès au champ de vague résolu à la fois en espace et en temps. Nous pouvons mener une étude statistique des corrélations à trois ondes pour mettre en évidence les couplages non linéaires. L'étude de la bicohérence nous permet ainsi de mettre en évidence un couplage résonnant à 3 ondes dont l'effet dominant est le cas où les ondes sont colinéaires. Ce cas est rendu possible par l'inversion de courbure de la relation de dispersion à la transition gravité/capillaire.

### Références

1. V. E. ZAKHAROV AND V. S. L'VOV AND G. FALKOVICH, *Kolmogorov Spectra of Turbulence* Springer, Berlin (1992).
2. S. NAZARENKO, *Wave Turbulence* Springer, Berlin (2011).
3. A. C. NEWELL AND B. RUMPF, Wave turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **43** (2011).
4. E. FALCON AND C. LAROCHE AND S. FAUVE, Observation of gravity-capillary wave turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007).
5. E. HERBERT AND N. MORDANT AND E. FALCON, Observation of nonlinear dispersion relation and spatial statistics of wave turbulence on the surface of a fluid, *Phys. Rev. Lett.*, **105** (2010).
6. P. COBELLI AND A. PRZADKA AND P. PETITJEANS AND G. LAGUBEAU AND V. PAGNEUX AND A. MAUREL, Different Regimes for Water Wave Turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011).
7. P. J. COBELLI AND A. MAUREL AND V. PAGNEUX AND P. PETITJEANS, Global measurement of water waves by Fourier transform profilometry, *Exp. Fluids*, **46** (2009).

## Interaction entre turbulence hydrodynamique et ondes de surface

T. Jamin, M. Berhanu & E. Falcon

Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, MSC, UMR 7057 CNRS  
timothee.jamin@univ-paris-diderot.fr

Nous étudions expérimentalement les interactions entre la turbulence hydrodynamique et les déformations d'une surface libre dans une cuve carrée de 40 cm de côté et 70 cm de profondeur. Une turbulence homogène et isotrope est produite par 64 jets verticaux pointant vers le haut et disposés au fond de la cuve selon une grille de  $8 \times 8$ . Les 64 jets sont alimentés par une pompe de gros débit et sont pilotés individuellement au moyen d'électrovannes. L'indépendance des jets permet d'exercer un forçage spatio-temporel aléatoire au sein du fluide et ainsi d'optimiser l'intensité de la turbulence produite et minimiser la présence d'écoulements moyens locaux.

En utilisant des méthodes de mesure de vitesse dans l'écoulement (e.g. Laser Doppler Velocimetry, Particle Image Velocimetry) et des déformations de surface (e.g. Fourier Transform Profilometry, fil capacitif), nous étudions comment la turbulence hydrodynamique modifie la surface libre : scarification, génération de vagues ou encore formation de bulles.

Dans un second temps, un vibreur électromécanique engendrera des ondes de surface gravito-capillaires, linéaires ou non. Nous étudierons l'atténuation ou l'amplification des ondes à la surface du fluide par la turbulence hydrodynamique et nous mesurerons les échanges d'énergie, notamment entre turbulence hydrodynamique et turbulence d'ondes.

## La turbulence en rotation est-elle une turbulence d’ondes ?

A. Campagne<sup>1</sup>, B. Gallet<sup>2</sup>, F. Moisy<sup>1</sup> & P.-P. Cortet<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire FAST, CNRS, Université Paris-Sud, Orsay, France

<sup>2</sup> Laboratoire SPHYNX, Service de Physique de l’État Condensé, DSM, CEA Saclay, CNRS, 91191, Gif-sur-Yvette, France

campagne@fast.u-psud.fr

Les fluides en rotation sont le support d’ondes anisotropes, les ondes d’inertie, dont les interactions non-linéaires jouent un rôle clef dans la dynamique de la turbulence en rotation et donc des écoulements géo et astrophysiques.

La théorie de la turbulence d’ondes (d’inertie) [1,2] a pour ambition de décrire l’état asymptotique de la turbulence en rotation dans sa limite faiblement non-linéaire, c’est-à-dire lorsque la dynamique linéaire des ondes est rapide devant celle des processus non-linéaires. Dans cette approche, le couplage faiblement non-linéaire entre les ondes construit une cascade directe et anisotrope d’énergie qui amène celle-ci vers des modes de plus en plus invariants selon l’axe de rotation, sans cependant pouvoir alimenter le mode exactement 2D. Ce formalisme a pour intérêt majeur de permettre la prédiction de lois d’échelles (anisotropes) pour le spectre spatial d’énergie, qui n’ont cependant pas encore pu être observées expérimentalement.

Dans les expériences de turbulence en rotation ainsi que la plupart des écoulements naturels, la limite faiblement non-linéaire est en effet loin d’être atteinte et les ondes d’inerties co-existent avec les structures cohérentes “classiques” de la turbulence [3,4]. Il a notamment été montré que dans ces conditions les interactions non-linéaires permettaient les transferts d’énergie entre les modes 3D et le mode exactement 2D, autorisant l’émergence d’une cascade inverse d’énergie au sein du mode 2D, à l’inverse des prédictions de la turbulence d’ondes.

Afin de tester expérimentalement la pertinence de la théorie de la turbulence d’ondes pour décrire la turbulence en rotation, nous avons effectué une analyse de la distribution spatio-temporelle de l’énergie dans une expérience de turbulence en rotation statistiquement stationnaire [5]. La turbulence est entretenue par un ensemble de générateurs de dipôle de tourbillons qui injectent périodiquement des fluctuations turbulentes 3D vers le centre d’une cuve tournante remplie d’eau. Les 3 composantes des champs de vitesse, résolus en temps, sont mesurés dans un plan vertical à l’aide d’un système de vélocimétrie stéréoscopique par image de particules.

Cette analyse spatio-temporelle nous permet d’observer la présence de turbulence d’ondes d’inertie à grande échelle et grande fréquence. De manière plus intéressante encore, elle révèle que la cause principale du brouillage des ondes à petite échelle et basse fréquence est liée au balayage stochastique des ondes par le mode 2D. L’importance ainsi mise en évidence du mode 2D dans l’écart à la théorie faiblement non-linéaire pose la question de la pertinence même de la théorie de la turbulence d’ondes d’inertie pour la description des écoulements turbulents en rotation réels.

### Références

1. S. GALTIER, Weak inertial-wave turbulence theory, *Phys. Rev. E* **68**, 015301 (2003).
2. C. CAMBON, R. RUBINSTEIN, F.S. GODEFERD, Advances in wave turbulence : rapidly rotating flows, *New J. Phys.* **6**, 73 (2004).
3. P. CLARK DI LEONI *et al.*, Quantification of the strength of inertial waves in a rotating turbulent flow, *Phys. Fluids*. **26**, 035106 (2014).
4. E. YAROM, E. SHARON, Experimental observation of steady inertial wave turbulence in deep rotating flows, *Nature Physics* **10**, 510-514 (2014).
5. A. CAMPAGNE *et al.*, Direct and inverse energy cascades in a forced rotating turbulence experiment, *Phys. Fluids* **26**, 125112 (2014).

## Cascade d'énergie dans les attracteurs d'ondes internes

Christophe Brouzet<sup>1</sup>, Evgeny Ermanyuk<sup>1,2</sup>, Sylvain Joubaud<sup>1</sup> & Thierry Dauxois<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'ÉNS de Lyon, 46, allée d'Italie, 69007 Lyon.

<sup>2</sup> Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Novosibirsk, Russie.

christophe.brouzet@ens-lyon.fr

Nous étudions expérimentalement le comportement à long terme d'attracteurs d'ondes internes. Ces attracteurs ont été décrits théoriquement dans [1] et observés expérimentalement pour la première fois dans [2]. Nos expériences reproduisent des caractéristiques essentielles des cascades d'énergie présentes dans les océans, à savoir un forçage périodique qui produit des mouvements multi-échelles d'ondes internes et du mélange. Ces expériences sont conduites dans une cuve de forme trapézoïdale, remplie avec un fluide stratifié linéairement en densité. L'énergie est injectée dans ce système grâce au mouvement oscillatoire horizontal d'un mur vertical décrit dans [3]. Nous mesurons le champ de vitesses dans la cuve en utilisant la technique de PIV standard. Des transformées de Hilbert [4] et des bispectres [5] sont ensuite utilisés pour analyser les composantes du champ de vitesses.

Un article précédent [6] a montré qu'une instabilité paramétrique subharmonique (PSI en anglais) apparaissait sur la branche la plus énergétique de l'attracteur, avec un fort taux de croissance. Cette instabilité est dite triadique car il y a interaction non-linéaire entre trois ondes : l'attracteur (onde primaire) et les deux ondes formées par l'instabilité (ondes secondaires). Cela produit donc un transfert d'énergie de l'attracteur vers les deux ondes secondaires. Les effets du confinement des ondes secondaires générées par cette instabilité n'ont pas été explorés dans cet article. En effet, l'instabilité croît depuis une région de l'espace très localisée et la durée de l'expérience est courte devant le temps typique de propagation des ondes secondaires.

Dans cette nouvelle étude, nous montrons que le confinement du domaine dans lequel se trouve le fluide et l'amplitude de forçage ont un impact significatif sur le scénario de l'instabilité PSI. En particulier, nous montrons que, sous certaines conditions expérimentales, des expériences longues sont nécessaires pour observer et quantifier l'instabilité. Les ondes secondaires produites par PSI ont tendance à former des ondes stationnaires dans la cuve, avec au moins l'une d'entre elles correspondant à une résonance géométrique globale de la cuve. Quand l'amplitude de forçage augmente, une cascade d'interactions triadiques apparaît et produit des ondes internes ayant un spectre de fréquences très riche mais discret, complété par un spectre continu de plus faible amplitude. L'existence de plusieurs ondes dans la cuve produit un mélange significatif et mesurable.

### Références

1. L. R. M. Maas, F. P. A. Lam, *Geometric focusing of internal waves*, J. Fluid Mech. **300**, 1-41 (1995).
2. L. R. M. Maas, D. Benielli, J. Sommeria F. P. A. Lam, *Observations of an internal wave attractor in a confined stably stratified fluid*, Nature **388**, 557-561 (1997).
3. M. J. Mercier, D. Martinand, M. Mathur, L. Gostiaux, T. Peacock, T. Dauxois, *New wave generation*, J. Fluid Mech. **657**, 308-334 (2010).
4. M. J. Mercier, N. B. Garnier, T. Dauxois, *Reflection and diffraction of internal waves analyzed with the Hilbert transform*, Phys. Fluids **20**, 086601 (2008).
5. J. Jamsek, A. Stefanovska, P. V. E. McClintock, I. A. Khovanov, *Time-phase bispectral analysis*, Phys. Rev. E. **68**, 016201 (2003).
6. H. Scolan, E. Ermanyuk, T. Dauxois, *Nonlinear fate of internal wave attractors*, Phys. Rev. Lett. **110**, 234501 (2013).

## Transversal stability of the bouncing ball on a concave surface

J.-Y. Chastaing, G. Pillet, N. Taberlet & J.-C. Gémard

Laboratoire de Physique - ENS de Lyon - CNRS 46, Allée d'Italie, 69007 Lyon - FRANCE

jean-christophe.geminard@ens-lyon.fr

A ball bouncing repeatedly on a vertically-vibrating surface constitutes the famous “bouncing ball” problem, a non-linear system used in the 80’s, and still in use nowadays, to illustrate the route to chaos by period doubling [1]. In experiments, in order to avoid the ball escape that would be inevitable with a flat surface, a concave lens is often used to limit the horizontal motion [2]. The expectation is that the slope repels the ball towards the lowest point when it departs from center. We report experimental evidence that the system is, in fact, unstable : the ball experiences a pendular motion which grows with time and then saturates.

We decided to work with the bead locked into the so-called mode 1 : the bead collides with the lens once per period  $1/f$ . We observed that the bead first moves aside and starts following an almost elliptic trajectory whose main axis slowly rotates. With time, the typical amplitude of the horizontal motion increases in both directions until an almost circular trajectory is reached in the steady state. The typical frequency,  $f_0$ , of the pendular motion is observed to be almost constant during the growth of the instability. Moreover, in the whole experimental range, we measured  $f_0$  to be independent of the vibration frequency  $f$  and amplitude  $A$ . Finally,  $f_0$  depends only on the distance  $R - r$  between the center of mass of the bead and the center of curvature of the surface and is very sensible to the physics of the contact.

To characterize the growth of the instability, we measured the distance to the center  $D(t)$  as function of time from which we estimated the growth rate  $\sigma$  and steady-state radius of the trajectory  $D_{max}$ . We propose theoretical arguments to account for the behaviors of  $\sigma(f)$  and of  $D_{max}(f)$  : the instability grows due to the coupling between the pendular motion and the spin of the bead around an horizontal axis, which is insured by a non-sliding contact at the collision. The growth of the instability is limited by the sliding at the contact during the collision, thus by friction.

## Références

1. J. M. LUCK AND A. MEHTA, Bouncing ball with a finite restitution - Chattering, locking and chaos, *Phys. Rev. E* **48**, 3988-3997 (1993).
2. P. PIERÁNSKI, Jumping particle model. Period doubling cascade in an experimental system , *J. Physique* **44**, 573-578 (1983).

## Estimation of oil pressure using nonlinear fractional partial differential equations.

Beatriz Brito<sup>1</sup>, Carlos Fuentes<sup>2</sup> & Fernando Brambila<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510 Mexico D.F., MEXIQUE

<sup>2</sup> Instituto Mexicano de Tecnología del Agua, 62550 Jiutepec, Morelos, MEXIQUE

[bbritom@gmail.com](mailto:bbritom@gmail.com)

Using a combination of laboratory experiments and computer simulation we show that microwaves reflected from and transmitted through soil have a fractal dimension correlated to that of the soil's hierarchic permittivity network. The mathematical model relating the ground-penetrating radar record to the mass fractal dimension of soil structure is also developed. The fractal signature of the scattered microwaves correlates well with some physical and mechanical properties of soils. We present a mathematical model that give us an estimation of oil pressure in a Mexican oilfield, for the next 20 years. This model is based in fractional derivatives that we obtain from fractal dimension of the porosity. If a variable  $t$  moves in a fractal object of dimension  $v$ , it will induce a fractional derivative (Caputo fractional derivative) of order  $v$ . Then the mathematical model became a nonlinear fractional partial differential equation. that give us an estimation of oil pressure for the next 20 years.

## Dynamos stellaires : symétries et modulations

Raphaël Raynaud<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> LRA, Département de Physique de l'ENS, 24 rue Lhomond, 75252 Paris Cedex 5, France

<sup>2</sup> LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, UMR 8112, F-75014, Paris, France  
 raphael.raynaud@ens.fr

L'activité magnétique du Soleil varie selon un cycle de période égale à 22 ans dont l'amplitude est modulée de manière aperiodique sur une échelle de temps de 80 ans environ. De plus, l'analyse de l'abondance de certains isotopes a permis d'identifier 27 périodes d'activité réduite au cours des dernières 11 000 années, espacées de manière irrégulière à des intervalles de 200–300 ans (cf. [1] et références incluses). De nombreux modèles de dynamo de champ moyen reproduisent en partie les caractéristiques du cycle solaire dont les modulations temporelles pourraient être de nature stochastique ou chaotique, étant donné le caractère intrinsèquement non-linéaire du système (cf. [2] et références incluses). Une approche complémentaire consiste à dériver des modèles de basse dimension contraints par les symétries du système, permettant ainsi d'établir le caractère générique de la dynamique tout en s'affranchissant des problèmes liés à la modélisation des effets de champ moyen. Ces approches combinées ont permis d'identifier deux classes de modulations, le type 1 étant caractérisé par des changements de parité sans modulation d'amplitude, et le type 2 par des modulations d'amplitude sans changement de parité [3]. En outre, les interactions entre modes de différente parité conduisent aisément à des champs magnétiques fortement localisés dont il existe plusieurs exemples observationnels [4] et expérimentaux [5].

Nous confrontons ces résultats à la dynamique du champ magnétique obtenu par simulation numérique directe de la convection dans une coquille sphérique en rotation d'un fluide conducteur faiblement stratifié, décrit par l'approximation anélastique [6]. Nous mettons en évidence un nouveau type de bistabilité entre dynamos multipolaires de différentes symétries. Bien que dominées par un mode non axisymétrique  $m = 1$ , ces dynamos présentent une dynamique ayant certains points communs avec les études précédentes. Toutefois, les détails de la structure de bifurcation semblent plus complexes. Nous relierons ainsi l'apparition d'une modulation de type 1 à la création d'un cycle limite suite à une bifurcation nœud-col où collisionnent un point fixe stable de symétrie quadrupolaire et un point fixe instable de symétrie dipolaire. L'écoulement brise alors faiblement la symétrie équatoriale, et le couplage de modes de différentes parités s'accompagne de la localisation périodique du champ dans un hémisphère. Enfin, l'augmentation du Rayleigh conduit à la déstabilisation de ce cycle limite, et la dynamo entre alors progressivement dans un régime chaotique correspondant à une modulation de type 2. Ce régime est caractérisé par l'occurrence de minimas d'énergie magnétique suivis d'une forte croissance du vent zonal.

### Références

1. P. CHARBONNEAU, *Solar and Stellar Dynamos*, Saas-Fee Advanced Course 39, Springer-Verlag (2013).
2. *Mathematical Aspects of Natural Dynamos*, édité par E. DORMY & A.M. SOWARD, CRC Press (2007).
3. E. KNOBLOCH, S.M. TOBIAS & N.O. WEISS, Modulation and symmetry changes in stellar dynamos, *Monthly Notices of the RAS*, **297**, 1123–1138 (1998).
4. D. SOKOLOFF & E. Nesme-Ribes, The Maunder minimum : a mixed-parity dynamo mode?, *Astronomy and Astrophysics*, **288**, 293 (1994); B. LANGLAIS & Y. QUESNEL, New perspectives on Mars' crustal magnetic field, *Comptes Rendus Geoscience*, **340**, 791–800 (2008).
5. B. GALLET, S. AUMAÎTRE, J. BOISSON, F. DAVIAUD, B. DUBRULLE, N. BONNEFOY, M. BOURGOIN, P. ODIER, J.-F. PINTON, N. PLIHON, G. VERHILLE, S. FAUVE & F. PÉTRÉLIS, Experimental Observation of Spatially Localized Dynamo Magnetic Fields, *Physical Review Letters*, **108**, 14, 144501 (2012).
6. S.I. BRAGINSKY & P.H. ROBERTS, Equations governing convection in earth's core and the geodynamo, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **79**, 1–97 (1995).



# Analyse taille finie d'une crise de fluctuation dans l'écoulement de Couette plan transitionnel

J. Rolland

IAU, Frankfurt Universität, Altenhöferallee 1, Frankfurt  
rolland@iau.uni-frankfurt.de

L'écoulement de Couette plan, comme de nombreux autres écoulements de paroi, nécessite des perturbations d'amplitude finie pour développer de la turbulence. Une des conséquences est que la turbulence peut être localisée en espace et en temps. Si le nombre de Reynolds  $R$ , le paramètre de contrôle de l'écoulement, est dans une gamme  $[R_g; R_t]$ , la fraction turbulente de l'écoulement atteint un régime statistiquement permanent, avec une moyenne croissant continuellement [1,2]. Dans ce régime, la turbulence est modulée sinusoidalement et s'organise en bandes obliques alternativement laminaires et turbulentes.

Ces bandes sont loin d'être permanentes, en particulier lorsque  $R$  approche  $R_t$ . Si le domaine ne contient qu'une seule longueur d'onde, on peut assister à des fluctuations d'orientation, avec un temps de résidence dans l'une ou l'autre orientation suivant une loi de type Arrhenius [2]. De manière concomitante, on observe la décroissance de l'amplitude de la modulation de la turbulence, mesurée par un paramètre d'ordre  $M$ , ainsi qu'un maximum des fluctuations de  $M$ . Ce type de comportement est très semblable à la crise de fluctuations observée dans l'écoulement de Von-Karman [3].

Le comportement de l'écoulement de Von Karman, en turbulence développée, semble mieux décrit par une physique statistique hors d'équilibre, avec un flux de probabilité clairement identifié. Cependant, lors de la crise dans Couette, l'amplitude de la modulation de la turbulence  $M$  se comporte en très bonne approximation comme un système à l'équilibre. Entre autres, les corrélations en temps du paramètre d'ordre sont de type Ornstein-Uhlenbeck [4], et sa moyenne suit une loi de puissance en  $R$  de type champ moyen [2]. Il apparaît que dès que  $R$  est suffisamment loin de  $R_g$ , des quantités moyennées en espace de ce type sont gaussiennes : leur fonction de grandes déviations est parabolique (dans la limite de taille allant vers l'infini) [4]. Cela motive donc une étude numérique de la crise de fluctuations dans le même esprit que l'étude d'une transition de phase à l'équilibre, en faisant une analyse en taille finie. La démarche consiste en le suivi de la fonction de réponse du paramètre d'ordre  $\chi_L$  autour de  $R_t$ . On mesure son maximum, ainsi que le Reynolds  $R_{t,L}$  auquel il est atteint, dans des systèmes de tailles croissantes. Leur dépendance en la taille est ensuite comparée à des lois faisant apparaître d'éventuels exposants critiques.

Les données actuelles indiquent que la taille pertinente est la surface  $L_x L_z$  du système, sans effet du rapport d'aspect  $L_x/L_z$ . Il apparaît une croissance du maximum de la fonction de réponse avec  $L_x L_z$ , tandis que le Reynolds auquel il est atteint semble converger vers une valeur asymptotique. Dans des systèmes contenant plusieurs longueurs d'onde de bandes, la crise de fluctuations correspond non plus à des sauts d'orientations, mais à une coexistence en espace des deux orientations possible. Cela avait déjà été observé dans des expériences de laboratoire [1]. Dans la phase désordonnée,  $R > R_{tL}$  où les bandes ne sont plus visibles à l'oeil, la moyenne du paramètre d'ordre et la fonction de réponse suivent des lois de type champ moyen typique  $\propto 1/\sqrt{L_x L_z |R - R_{tL}|}$ . Cela correspond au fait que la modulation de la turbulence ne disparaît pas entièrement et que la fraction turbulente reste strictement inférieure à 1. *Des simulations complémentaires sont en cours au centre de calculs interactifs de l'université de Nice, CICADA.*

## Références

1. A. Prigent, G. Grégoire, H. Chaté, O. Dauchot, W. van Sarloos, Phys. Rev. Lett. **89** 014501 (2002).
2. J. Rolland, P. Manneville, Eur. Phys. J B **80**, 529–544 (2011), J. Stat. Phys. **142**, 577–591 (2011).
3. P.P. Cortet, E. Herbert, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, V. Padilla, J. Stat. Mech, P07012 (2011).
4. J. Rolland, Eur. Phys. J B, *sub judice*, thèse de doctorat (2012)).

## Turbulent bands in a planar shear flow without walls

Matthew Chantry<sup>1</sup>, Laurette S. Tuckerman<sup>1</sup> & Dwight Barkley<sup>2</sup>

<sup>1</sup> PMMH, (UMR 7637 CNRS - ESPCI), Paris, France

<sup>2</sup> Mathematics Institute, University of Warwick, Coventry, UK

matthew.chantry@espci.fr

Regular patterns of turbulent and laminar flow are a robust feature found at transitional Reynolds numbers. Studied first in Taylor-Couette flow [2,4] (but also in plane Couette flow [5] and plane Poiseuille flow [6]) these patterns are not aligned with the shear direction but tilted into the spanwise direction. Bands have been computationally studied in minimal domains which are tilted with an angle  $\theta$  against the streamwise direction to align with the pattern and thereby require a computational domain with only a single large dimension, denoted  $z$ , which is aligned with the wavevector of the pattern [7,8]. Averaging over time and the band-aligned direction, which we denote by  $x$ , reveals coherent structures of rolls and streaks which are maintained by time-dependent Reynolds stresses. It has been proposed that the bands emerge in a linear instability from the time averaged uniform turbulence [7]. Attempts to model this behaviour have thus far been limited and not found the success of modelling localized turbulence in pipe flow [1]. There still remains much work to understand the mechanisms involved in maintaining these patterns which motivates this work.

To understand the mechanisms involved in turbulence in small domains, Waleffe [10] studied the sinusoidal shear flow created by a sinusoidal body forcing with periodic boundary conditions in  $(x, z)$  and stress-free conditions at  $y = \pm 1$ , where  $y$  is the “wall”-normal direction. The Reynolds number is defined using the same non-dimensionalization as plane Couette flow. This forcing invokes a laminar flow  $U(y) = \sin(\frac{\pi}{2}y)$ , which is linearly stable [9]. This flow is clearly related to Kolmogorov flow, however the imposition of stress-free boundary conditions removes the instabilities associated with that flow.

To study bands in this flow we use `ChannelFlow` [3] to simulate a domain tilted at  $\theta = 24^\circ$  and of size  $L_x \times L_y \times L_z = 10 \times 2 \times 40$ , which matches those used in studies of Couette and Poiseuille flow [7,8]. We find turbulent bands over a wide range of Reynolds numbers  $Re \in [125, 350]$ . These bands qualitatively match those found in plane Couette flow but differ in the near-wall regions due to the differing boundary conditions. In Waleffe flow, the sinusoidal laminar flow and stress-free boundary conditions induce dynamics which can be captured with a small number of Fourier modes in the “wall”-normal direction. Utilizing this and motivated by Waleffe’s self-sustaining process [10] we attempt to model the development of bands from the time-averaged uniform turbulent state found at higher Reynolds numbers.

### Références

1. D Barkley. Simplifying the complexity of pipe flow. *Physical Review E*, 84 :016309, 2011.
2. D Coles. Transition in circular Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 21(03) :385–425, 1965.
3. J F Gibson. Channelflow : A spectral Navier-Stokes simulator in C++. Technical report, U. New Hampshire, 2014. [Channelflow.org](http://channelflow.org).
4. A Meseguer, F Mellibovsky, M Avila, and F Marques. Instability mechanisms and transition scenarios of spiral turbulence in Taylor-Couette flow. *Physical Review E*, 80(4) :046315, 2009.
5. A Prigent, G Grégoire, H Chaté, and O Dauchot. Long-wavelength modulation of turbulent shear flows. *Physica D*, 174(1) :100–113, 2003.
6. T Tsukahara. DNS of turbulent channel flow at very low Reynolds numbers. *arXiv :1406.0248*, 2014.
7. L S Tuckerman and D Barkley. Patterns and dynamics in transitional plane Couette flow. *Physics of Fluids*, 23(4) :041301, 2011.
8. L S Tuckerman, T Kreilos, H Schrobsdorff, T M Schneider, and J F Gibson. Turbulent-laminar patterns in plane Poiseuille flow. *Physics of Fluids*, 26(11) :114103, 2014.
9. F Waleffe. WHOI GFD 2011 lecture 4. <http://www.math.wisc.edu/~waleffe/GFD2011lectures/GFD4.pdf>.
10. F Waleffe. On a self-sustaining process in shear flows. *Physics of Fluids*, 9(4) :883–900, 1997.

# Étude expérimentale de neurones de Morris-Lecar (réalisation et couplage)

Rachid Behdad, Stéphane Binczak, Sabir Jacquir, Matthieu Rossé & Jean-Marie Bilbault

Laboratoire LE2I CNRS UMR 6306, Université de Bourgogne, 9 avenue Alain Savary, 21078 Dijon, France.  
rachid.behdad@u-bourgogne.fr

Nous présentons dans cette étude un neurone électronique expérimental basé sur le modèle complet de Morris-Lecar [1] afin d'obtenir une cellule de base pour étudier l'association collective de neurones couplés. La conception du circuit [2] est donnée en détail selon les différents courants ioniques du modèle. Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions théoriques, conduisant à un bon accord, ce qui valide donc notre circuit. Nous présentons les différents domaines de bifurcation selon les paramètres de contrôle, la capacité membranaire et le courant d'excitation. Nous avons mis en évidence le comportement du neurone pour chaque zone.

Un couplage faible de ces neurones est introduit en utilisant des simulations Pspice (Mentor Graphics) où les neurones ont été conçus pour être les mêmes qu'expérimentalement. Premièrement, nous avons simulé une chaîne fermée de 26 neurones le long de laquelle les ondes se propagent avec des phases en opposition 2 à 2 [3]. Ici, on travaille dans une zone présentant uniquement un cycle limite stable. Deuxièmement, une dizaine de neurones sont couplés dans une deuxième zone où il y a deux attracteurs, un cycle limite stable et un point fixe stable, tandis qu'entre eux se trouve un cycle instable. Selon le nombre de neurones qui oscillent initialement et les conditions aux bords, la simulation montre que le système évolue vers un état où seuls 1, 2 ou 3 neurones restent à l'état oscillatoire, tandis que les autres sont retournés à un état de repos, ce qui met en évidence un phénomène de clusterisation.

Il est à noter que certaines parties de notre circuit de base peuvent être utilisées dans d'autres modèles de neurones car ces parties correspondent à la production des divers courants ioniques.

## Références

1. C. MORRIS, AND H. LECAR, Voltage oscillations in the barnacle giant muscle fiber, *Biophysical journal*, **35** (1), 193–213 (1981).
2. R. BEHDAD, AND S. BINCZAK, AND AS. DMITRICHEV, AND VI. NEKORKIN, AND J-M. BILBAULT, Artificial Electrical Morris–Lecar Neuron, *Neural Networks and Learning Systems, IEEE Transactions on*, (2014).
3. AS. DMITRICHEV, AND VI. NEKORKIN, AND R. BEHDAD, AND S. BINCZAK, AND J-M. BILBAULT, Anti-phase wave patterns in a ring of electrically coupled oscillatory neurons, *The European Physical Journal Special Topics*, **222** (10), 2633–2646 (2013).

## La résonance cohérente : amélioration de la régularité de la réponse d'un système non linéaire par le bruit

S. Morfu<sup>1</sup>, P. Marquié & G. Lassere

Université de Bourgogne - Laboratoire LE2I UMR 6306 Aile des sciences de l'ingénieur BP 47870 21078 Dijon.

<sup>1</sup>smorfu@u-bourgogne.fr

Ces dernières années, de nombreux travaux ont porté sur la prise en compte des effets du bruit sur la réponse des systèmes non linéaires [1,2,3]. Cet intérêt est du au fait que certains phénomènes observés dans la nature ne peuvent pas s'expliquer sans inclure la contribution de fluctuations aléatoires. Les systèmes neuronaux sont un exemple où la nature peut tirer profit du bruit via différents effets non linéaires [4,5]. Par exemple, le bruit peut améliorer la détection de signaux subliminaux dans les systèmes neuronaux via le phénomène de Résonance Stochastique [1]. Par ailleurs, dans les réseaux de neurones, sous certaines conditions, le bruit peut soutenir la propagation d'information [6]. Plus récemment, certains mécanismes de perception auditive ont pu être expliqués par le phénomène de Ghost Stochastic Resonance où le bruit permet d'induire une réponse à une fréquence absente du stimuli excitant le système [7,8].

Par ailleurs, l'influence du bruit sur la réponse des systèmes dynamiques non linéaires a permis de rendre compte de l'activité des neurones en l'absence de tout autre stimuli. Cet effet, intitulé Résonance Cohérente (*R.C.*) [2,9,10,11] apparaît généralement quand les paramètres du système sont ajustés près de la bifurcation d'Andronov-Hopf [9]. Sans bruit, le portrait de phase du système ne montre pas de cycle périodique, le système demeurant à l'état de repos. De ce fait, ajouter du bruit peut induire un cycle aléatoire. Selon l'intensité du bruit, ce cycle peut être plus ou moins régulier. Par conséquent, il existe une valeur optimum de bruit qui améliore la régularité de la réponse du système. Dans cette communication, en utilisant un circuit régi par les équations de FitzHugh-Nagumo [11], on se propose de montrer expérimentalement cet effet de Résonance Cohérente.

### Références

1. L. GAMMAITONI, P. HANGGI, P. JUNG, AND F. MARCHESONI, Stochastic Resonance *Rev. Mod. Phys.* **70**, 223–282 (1998).
2. B. LINDNER, J. GARCIA-OJALVO, A. NEIMAN, L. SCHIMANSKY-GEIER, Effect of noise in excitable systems *Phys. Rep.* **392**, 321–424 (2004).
3. F. SAGUÈS, J.M. SANCHO AND J. GARCIA-OJALVO, Spatiotemporal order out of noise *Rev. Mod. Phys.*, **79**, 829–882 (2007).
4. G. SCHMID, I. GOYCHUK, P. HÄNGGI, Channel noise and synchronization in excitable membrane *Physica A* **325**, 165–175 (2003).
5. G. SCHMID, I. GOYCHUK AND P. HÄNGGI, Effect of channel block on the spiking activity of excitable membranes in a stochastic Hodgkin-Huxley model *Phys. Biol.* **1**, 61–66 (2004).
6. A. OCHAB-MARCINEK, G. SCHMID, I. GOYCHUK AND P. HÄNGGI, Noise-assisted spike propagation in myelinated neurons, *Phys. Rev. E* **79**, 011904-1/7 (2009).
7. D.R. CHIALVO, O. CALVO, D.L. GONZALEZ, O. PIRO, AND G.V. SAVINO, Subharmonic stochastic synchronization and resonance in neuronal systems, *Phys. Rev. E*, bf**65**, 050902 (2002).
8. M. BORDET, S. MORFU AND P. MARQUIÉ, Ghost stochastic resonance in FitzHugh-Nagumo circuit, *Electron. Lett.*, **50**, (1)2 861–862 (2014)
9. S. PIKOVSKY, J. KURTHS, Coherence resonance in a noise-driven excitable system *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 775–778 (1997).
10. G. SCHMID, P. HÄNGGI, Intrinsic coherence resonance in excitable membrane patches *Mathematical Biosciences* **207**, 235–245 (2007).
11. G. LASSERE, S. MORFU AND P. MARQUIÉ, Coherence resonance in a Bonhoeffer Van der Pol circuit, *Electron. Lett.* **45** (13), 669–670 (2009).

## Dualité onde-corpuscule macroscopique : perte de déterminisme et émergence d'un comportement statistique par effet mémoire

Hubert Maxime<sup>1</sup> Vandewalle Nicolas<sup>1</sup>

Allée du 6 août, 17, 4000 Liège, Belgium<sup>1</sup>  
maxime.hubert@ulg.ac.be

Le chaos, dans un système dynamique, peut avoir comme source l'inclusion de *mémoire*, créant une non-localité temporelle dans le système. En 2010, E. Fort *et al.*[1] mirent en évidence l'existence d'une mémoire de chemin dans la dynamique des gouttes marcheuses. Ces gouttes, en rebondissant sur une surface liquide oscillante, crée, à chaque impact, des sources ponctuelles d'ondes de Faraday, stationnaires et entretenues, gardant traces du passage de la goutte. La superposition de ces sources ponctuelles créent un champ d'ondes gardant en mémoire le passé de la goutte marcheuse, le nombre de sources et donc la mémoire du système étant contrôlée expérimentalement.

Durant cet exposé, nous allons présenter les conséquences de la mémoire de chemin sur la nature chaotique de la trajectoire. Pour ce faire, nous étudierons le problème numériquement en s'appuyant sur divers résultats expérimentaux acquis dans le cadre d'études de marcheurs en potentiel harmonique [2]. Nous montrerons comment l'espace des phases croît avec la mémoire, chaque source supplémentaire à la surface du liquide augmentant la dimension effective du système. Cette augmentation de l'espace des phases, contrôlée expérimentalement, mène le système d'une dynamique régulière et stable à une dynamique chaotique de haute dimension. Afin de décrire le mouvement du marcheur sous ces conditions, nous proposerons une visualisation statistique de la propagation du marcheur, celui-ci se comportant, pour une mémoire importante, comme une statistique de présence diffusant et évoluant dans l'espace. Il s'agit à ce titre d'un exemple remarquable de passage continu d'une dynamique déterministe, simple, à un mouvement de nature stochastique. La mémoire, réglable à souhait, permet de décrire quantitativement ce passage de la dynamique d'une goutte marcheuse à celle d'une entité onde-particule probabiliste.

[1] E. Fort *et al.*, PNAS **107**, 17515 (2010)

[2] S. Perrard *et al.*, Nature Comm. **5**, 3219 (2014)

## Etude expérimentale d'un thermostat hors-équilibre

J.-Y. Chastaing, J.-C. Géminard & A. Naert

Laboratoire de Physique - ENS de Lyon - CNRS 46, Allée d'Italie, 69007 Lyon - FRANCE  
 jeanyonnel.chastaing@ens-lyon.fr

Un gaz granulaire est l'archétype du système physique hors d'équilibre. Les chocs dissipatifs entre les particules nécessitent qu'on entretienne le système, afin de le maintenir dans un état stationnaire. Pour cela, on peut par exemple le soumettre à une accélération verticale périodique de quelques dizaines de  $g$ . Pour sonder ce gaz, on utilise comme capteur une pale verticale, mobile, fixée sur l'axe de rotation d'une micro-machine à courant continu plongée dans le gaz. On utilise la propriété de symétrie de la machine à courant continu, qui peut induire une force électromotrice à partir d'une vitesse angulaire (génératrice), ou convertir un courant électrique en couple mécanique (moteur). Ainsi, grâce à ce dispositif, on peut simultanément exercer une force contre le gaz granulaire, et mesurer la vitesse angulaire qui résulte du couple moteur et des chocs des grains sur la pale. Se posent alors plusieurs questions de principe : comment définir la température de ce thermostat hors-équilibre ? Au delà de l'aspect dissipatif du système, le chaos moléculaire est-il suffisant pour pouvoir parler de thermostat ?

Dans une première expérience [1], on étudie les fluctuations du flux d'énergie entre le gaz et la pale soumise à un couple périodique. Les statistiques du travail échangé entre le gaz et la pale sont étudiées dans le cadre du Théorème de Fluctuation. Il apparaît alors une énergie caractéristique  $E_c$  du gaz, proportionnelle (mais pas égale) à l'énergie cinétique du même gaz libre. On étudie également [2] les transitions entre des états stationnaires hors-équilibre (NESS). L'égalité d'Hatano-Sasa, qui généralise le second principe aux NESS, est vérifiée avec une grande précision, et ce, à différentes vitesses de forçage. De plus, nous observons que les fluctuations de vitesse suivent une distribution de Gumbel généralisée. Une dernière expérience [3] consiste à coupler deux gaz granulaires électro-mécaniquement. Il apparaît que le flux d'énergie d'un gaz vers l'autre est proportionnel à la différence des "températures" (comme dans le cas de thermostats à l'équilibre). Les fluctuations du flux instantané sont en général asymétriques et vérifient une relation très proche de celle du Théorème de Fluctuation.

Enfin, se pose la question de la modélisation de ce gaz. Sa dynamique est dans une certaine mesure décrite par une équation de Langevin, malgré la présence de corrélations. Toutefois, il est nécessaire de faire un lien entre les coefficients de trainée et de diffusion de l'équation de Langevin et les quantités fluctuantes de notre gaz. En étudiant l'auto-corrélation de la vitesse de la pale et ses incréments, nous montrons qu'à température constante, les temps de corrélation augmentent lorsque le nombre de grains dans le gaz diminue. Enfin, il est également possible de tester la validité du Théorème de Fluctuation-Dissipation, à savoir que fluctuations libres et réponse à une excitation sont proportionnellement liés par la température du système.

### Références

1. A. NAERT, Experimental study of work exchange with a granular gas : The viewpoint of the Fluctuation Theorem, *EPL*, **97**, 20010 (2012).
2. A. MOUNIER AND A. NAERT, The Hatano-Sasa equality : Transitions between steady states in a granular gas, *EPL*, **100**, 30002 (2012).
3. C.-E. LECOMTE AND A. NAERT, Experimental study of energy transport between two granular gas thermostats, *J. Stat. Mech.*, P11004 (2014).

## The suitcase instability

Facchini<sup>1</sup>, Sekimoto<sup>2</sup> & Courrech du Pont<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057, Université Paris Diderot, 75205 Paris Cedex 13  
sylvain.courrech@univ-paris-diderot.fr

We study the rocking instability of a rolling suitcase both experimentally and theoretically. Experiments are performed with a toy-model of a suitcase held by a CV joint and rolling on a treadmill moving at constant speed. When the suitcase is perturbed, *e.g.* by lifting one wheel, rocking oscillations from one wheel to the other are observed. When the velocity is sufficiently large the perturbed system is unstable and stationary oscillations may be observed. This subcritical behavior differs from previous theoretical studies where the rocking motion is driven by a periodic external forcing [1]. The suitcase instability is caused by the non-sliding condition of the suitcase wheels when rolling on the treadmill. Because axes of rotation of the suitcase are not perpendicular to the the rolling axes of wheels, a rocking motion induces a translation and the suitcase can gain energy. A theoretical model is developed under very few assumptions following the work of Flannery on non-holonomic constraints and Lagrange multipliers [2]. Interestingly, the rocking suitcase cannot simultaneously conserve energy and angular momentum as already observed in similar systems [3]. Numerical simulations are presented for the theoretical model and comparisons with experiments are reported. Finally, we propose a simplified phenomenological theoretical model, which reproduces the main characteristic of the instability by numerical simulations and experiments and helps to understand the physical mechanisms at play.

### Références

1. R. H. Plaut *Rocking instability of a pulled suitcase with two wheels*, ACTA MECHANICA **117** 165-179 (1996).
2. J. Flannery, *The enigma of nonholonomic constraints*, AJP, 2005.
3. G. Augusti, A. Sinopoli *Modelling the dynamics of large block structures.*, Meccanica **27** 195-211.

## De l'équation de Schrödinger non-linéaire à la physique statistique sur réseau

Wahb Ettoumi<sup>1</sup>, Jérôme Kasparian<sup>2</sup> & Jean-Pierre Wolf<sup>1</sup>

<sup>1</sup> GAP-Biophotonics, University of Geneva, Chemin de Pinchat 22, 1227 Carouge

<sup>2</sup> GAP-Nonlinear, University of Geneva, Chemin de Pinchat 22, 1227 Carouge

wahb.ettoumi@unige.ch

L'équation de Schrödinger non-linéaire est un exemple d'équation universelle que l'on retrouve aussi bien en optique pour décrire la propagation d'impulsions laser ultrabrèves qu'en mécanique quantique, lorsque l'on s'intéresse au comportement d'un gaz de Bose confiné. Ses propriétés telles que l'intégrabilité à une dimension d'espace, la divergence à temps fini, ou l'existence de solutions solitons ont été extensivement étudiées [1,2] et appliquées à de nombreux autres domaines de la physique.

Dans le cadre de l'optique non linéaire, le phénomène de filamentation a été découvert il y a une vingtaine d'années [3]. Cet effet physique se manifeste lors de la propagation d'impulsions laser suffisamment puissantes pour exciter une réponse non-linéaire du milieu de propagation (souvent l'air ou l'Argon). Ce dernier se comporte alors comme une lentille convergente dont la focale est proportionnelle à l'intensité lumineuse, permettant alors au faisceau laser d'autofocaliser. Au vu des intensités de champ électriques atteintes grâce à ce phénomène d'amplification locale, le milieu de propagation peut alors être ionisé, et le plasma ainsi produit s'oppose à son tour à l'autofocalisation qui lui a donné naissance, en jouant le rôle d'une lentille divergente. Un équilibre s'établit entre ces deux phénomènes et permet un guidage très efficace de la lumière, la diffraction géométrique ne se manifestant quasiment plus.

Avec le développement de sources de plus en plus puissantes, l'observation expérimentale de ce phénomène a été rendue possible pour des tailles de faisceaux macroscopiques (d'une dizaine de centimètres de large par exemple). Les irrégularités spatiales intrinsèques aux faisceaux laser utilisés permettent l'émergence de distributions transverses de lumière rappelant certaines formes de décompositions spinodales [4], ou de problèmes de percolation, guidés par la filamentation.

En nous appuyant sur ces similarités, nous montrons que la distribution spatiale de lumière au cours de la propagation peut être caractérisée par une transition de phase que nous caractérisons par la mesure de sept exposants critiques [5]. Nous poursuivons notre étude en développant un modèle effectif sur réseau grâce auquel nous reproduisons quantitativement les distributions spatiales de lumière obtenues par l'intégration numérique de l'équation de propagation, bien plus complexe.

### Références

1. E. H. Lieb, R. Seiringer, and J. Yngvason, *Phys. Rev. A* **61** 043602 (2000).
2. R. Jackiw, S. Y. Pi, *Phys. Rev. Lett.* **64** 2969 (1990).
3. Chin, S. L., *Femtosecond laser filamentation* (Vol. 55). Springer (2010).
4. L. Berthier, J.-L. Barrat, and J. Kurchan, *Eur. Phys. J. B* **11**, 635-641 (1999).
5. W. Ettoumi, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, arXiv :1501.01132 (2015).



# Etude de la dynamique d'une diode laser soumise à un feedback à conjugaison de phase filtré

Lionel Weicker<sup>1</sup>, Thomas Erneux<sup>2</sup>, Delphine Wolfersberger<sup>1</sup> & Marc Sciamanna<sup>1</sup>

<sup>1</sup> OPTEL Research Group and LMOPS (EA 4423) (CentraleSupélec-Université de Lorraine), 2 rue Édouard Belin, 57070 Metz, France

<sup>2</sup> Optique Nonlinéaire Théorique, Université Libre de Bruxelles, Campus Plaine, CP 231, 1050 Bruxelles, Belgium

lionel.weicker@centralesupelec.fr

Du fait de leur complexité structurelle, les dynamiques à retard connaissent un vif intérêt dans la communauté internationale des dynamiques non linéaires [1]. Ce type de systèmes se retrouvent dans tous les domaines scientifiques. Parmi ceux-ci, les lasers à semi-conducteurs soumis à différents feedbacks se sont vus comme étant d'excellents candidats pour effectuer des études systématiques entre expérience et théorie de systèmes à retard [2]. De tels feedbacks peuvent être obtenus, par exemple, en plaçant un miroir externe à une distance donnée du laser ou encore en utilisant un mélange quatre ondes menant à un feedback à conjugaison de phase. Alors que beaucoup d'études ont été effectuées dans le cas d'un feedback par un miroir externe filtré [3] ou un feedback à conjugaison de phase [4], à notre connaissance, aucune expérience n'a été réalisée sur un feedback à conjugaison de phase filtré. Nous nous intéressons donc à l'étude théorique de ce type de systèmes.

Dans cette contribution, nous déterminons analytiquement les conditions menant aux bifurcations de Hopf pour un laser soumis à un feedback à conjugaison de phase filtré. Certaines de ces bifurcations ont été, dans le cas d'un feedback à conjugaison de phase non filtré, démontrées comme menant à des modes de cavités externes [external cavity modes (ECMs)] [5]. Les ECMs sont définis comme étant des solutions pulsées ayant des périodes proches d'un multiple entier du retard induit par le feedback. Ici, nous démontrons que modifier la largeur du filtre mène progressivement à la disparition de différentes bifurcations de Hopf. Ce qui implique une diminution du nombre d'ECMs. Dans la limite d'un filtre étroit, seules trois bifurcations de Hopf peuvent exister. Les périodes de celles-ci ne dépendant pas du retard empêchent donc la formation d'ECMs. De plus, nous démontrons aussi que la restabilisation de l'état stationnaire du laser peut-être atteinte pour des valeurs physiquement accessibles de la force du feedback. Notre travail prédit donc des comportements dynamiques jusqu'alors inconnus motivant de futures expériences.

## Références

1. T. ERNEUX, *Applied Delay Differential Equations*, Springer (2009).
2. M.C. SORIANO, J. GARCIA-OJALVO, C.R. MIRASSO, AND I. FISCHER, *Rev. Mod. Phys.* 85, 421-470 (2013).
3. A.P. FISCHER, O.K. ANDERSEN, M. YOUSEFI, S. STOLTE, AND D. LENSTRA, *IEEE J. Quantum Electron.* 36, 375-384 (2000).
4. A.K. DAL BOSCO, D. WOLFERSBERGER, AND M. SCIAMANNA, *Applied Physics Letters*, 105(8), 081101 (2014).
5. M. VIRTE, A.K. DAL BOSCO, D. WOLFERSBERGER, AND M. SCIAMANNA, *Phys. Rev. A*, 84(4) :043836 (2011).

## Solitons de phase dans un laser à semiconducteur

F. Gustave<sup>1</sup>, L. Columbo<sup>2</sup>, M. Brambilla<sup>2</sup>, F. Prati<sup>3</sup>, G. Tissoni<sup>1</sup>, S. Barland<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Nice CNRS, Institut Non Linéaire de Nice, 1361 route des lucioles 06560 Valbonne, France

<sup>2</sup> Dipartimento Interateneo di Fisica, Università degli Studi e Politecnico di Bari, Via Amendola 173, 70126 Bari, Italy

<sup>3</sup> Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia, Università dell'Insubria, Via Valleggio 11, 22100 Como, Italy  
`francois.gustave@inln.cnrs.fr`

Les systèmes optiques ont souvent servi de banc de test pour l'analyse de phénomènes génériques de physique non linéaire, par exemple la formation de solitons. Ainsi, différents types de solitons conservatifs [1,2] ont été observés lors de la propagation d'ondes électromagnétiques dans des fibres optiques non linéaires. Dans des systèmes dissipatifs, des impulsions laser ont été interprétées comme des solitons et décrites comme solutions d'une équation de Ginzburg Landau cubique-quintique [3]. Dans les deux cas, les phénomènes physiques invoqués pour expliquer l'existence de ces solitons sont la dispersion chromatique et l'automodulation de phase (éventuellement complétés par la présence de dissipation et l'apport d'énergie) [3]. Ainsi, tous ces solitons requièrent une densité de puissance optique suffisante pour que la non linéarité Kerr puisse compenser la dispersion. Il est donc essentiellement question de *l'intensité* d'une onde électromagnétique. Dans cette contribution, nous montrons expérimentalement l'existence de solitons dissipatifs encore jamais observés en optique qui se forment fondamentalement dans la *phase* du champ électromagnétique. Ces solitons qui résultent d'une transition commensuré-incommensuré dans un système hors équilibre [4] possèdent une forme de chiralité que nous mesurons expérimentalement.

Le système expérimental est un laser à semiconducteur en anneau sous l'influence d'un forçage cohérent. Afin de donner au système l'extension spatiale suffisante pour pouvoir supporter la formation de solitons, nous préparons un laser fortement multimode longitudinal. Quand ce laser est soumis au forçage provenant d'un autre laser accordable en fréquence, nous observons différents régimes dynamiques avec en particulier des zones spatiales accrochées en phase au forçage dans lesquelles il existe des îlots chaotiques. Dans certains cas, nous observons que ces îlots chaotiques rétrécissent au cours du temps (qui se mesure en nanosecondes) pour finalement se stabiliser sous la forme d'une ou plusieurs impulsions optiques qui se propagent ensuite sans déformation. Une mesure en temps réel de la phase relative du champ laser par rapport à celle du forçage permet de montrer que ces solitons consistent en une rotation de  $2\pi$  de la phase autour de l'origine. Dans le cas idéalisé d'une dynamique purement de phase, ces solitons peuvent être reliés aux solitons topologiques de l'équation de sine-Gordon. Dans le cas plus général étudié expérimentalement (une dynamique d'intensité accompagne la dynamique de phase), un modèle tenant compte des spécificités physiques et géométriques de l'expérience et qui reproduit remarquablement les observations expérimentales peut être réduit à une équation de Ginzburg-Landau forcée, modifiée par un terme qui brise la symétrie de parité dans l'espace considéré.

### Références

1. B. Kibler, Nature Physics 6, 790-795 (2010)
2. Y. S. Kivshar, Elsevier Science, 9780080538099, (2003)
3. P. Grelu and N. Akhmediev, Nat Photon 6, 84 (2012).
4. P. Coullet, Phys. Rev. Lett., 56(7), 724-727 (1986)

## Reservoir Computing ultra-rapide basé sur une dynamique non-linéaire électro-optique en phase

A. Baylón-Fuentes<sup>1</sup>, R. Martinenghi<sup>1</sup>, I. Zaldívar-Huerta<sup>2</sup>, B. A. Márquez<sup>1</sup>, V. S. Udaltsov<sup>1</sup>, M. Jacquot<sup>1</sup>, Y. K. Chembo<sup>1</sup> & L. Larger<sup>1</sup>

<sup>1</sup> FEMTO-ST / dpt. Optique, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon Cedex, France.

<sup>2</sup> INAOE, Puebla, Mexique

antonio.baylon@femto-st.fr

Le Reservoir Computing (RC) est un paradigme de calcul inspiré du cerveau humain permettant de traiter dynamiquement un flot d'information. Il est originellement connu sous les noms *Echo State Network* [1] ou *Liquid State Machine* [2]. Ces principes de base sont dérivés des techniques du Recurrent Neural Network (RNN) et de l'apprentissage machine. Longtemps étudiés numériquement, ils ont récemment attirés l'attention de la communauté du non-linéaire grâce à des mises en œuvre expérimentale utilisant les systèmes dynamiques à retard optique et électronique [3,4].

Notre approche des RC consiste à utiliser la grande dimensionalité des dynamiques non-linéaires à retard afin d'émuler temporellement la dimension spatiale des architectures à réseaux de neurones traditionnels. En suivant ces principes, nous reportons ici une réalisation expérimentale de RC s'appuyant sur une dynamique non-linéaire à retard en phase optique. Le montage est construit principalement en utilisant des composants télécom standards, offrant ainsi la possibilité d'exploiter la très large bande passante typiquement disponible, résultant ainsi en une vitesse de traitement de l'information jusqu'alors inégalée. Le système dynamique à retard est un oscillateur optoélectronique en phase optique dont la fonction de transfert obéit à une équation intégral-différentielle non-linéaire à retard, dans laquelle la non-linéarité est obtenue via un interféromètre de Mach-Zehnder à fibre déséquilibré (MZI)  $f_{NL}[\phi(t)] = \beta \cdot \{\cos^2[\phi(t) - \phi(t - \delta T) + \Phi_0] - \cos^2 \Phi_0\}$  (issu d'un DPSK, un démodulateur standard des télécommunications optiques par codage binaire différentiel en phase) :

$$\frac{1}{\theta} \int_{t_0}^t x(\xi) d\xi + x(t) + \tau \frac{dx}{dt}(t) = f_{NL}[\phi(t - \tau_D)], \quad (1)$$

où  $\theta$  et  $\tau$  sont les temps caractéristiques limitant le filtre passe-bande de la contre-réaction électronique, et  $\tau_D$  représente le retard temporel total impliqué dans la contre-réaction. La phase  $\phi$  comprend pratiquement une composante récurrente proportionnelle à  $x$ , mais aussi une composante correspondant à l'information à traiter par le RC et donc encodant le calcul à effectuer.

Pour quantifier les performances de calcul de notre système expérimental, nous avons encodé un test standard de reconnaissance vocal (base de données TI46 de Texas Instrument) sur des chiffres de zéro à neuf prononcé par différentes personnes. Ce test de classification a pu être passé avec succès (taux d'erreur de mots reconnu de 0.04% de l'ordre de l'état de l'art), avec en plus des vitesses de traitement autour de 1 million de mots par seconde.

### Références

1. H. Jaeger and H. Haas, *Science*, vol. 304, pp. 78–80, April 2004.
2. W. Maass, T. Natschläger, and H. Markram, *Neural Computation*, vol. 14, no. 11, pp. 2531–2560, 2002.
3. L. Appeltant, M. C. Soriano, G. Van der Sande, J. Danckaert, S. Massar, J. Dambre, B. Schrauwen, C. R. Mirasso, and I. Fischer, *Nature Commun. (London)*, vol. 2, pp. 1–6, September 2011.
4. L. Larger, M. C. Soriano, D. Brunner, L. Appeltant, J. M. Gutierrez, L. Pesquera, C. R. Mirasso, and I. Fischer, *Opt. Express*, vol. 20, pp. 3241–3249, January 2012.

## Ondes scélérates en turbulence intégrable

P. Walczak<sup>1</sup>, S. Randoux<sup>1</sup> & P. Suret<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, France  
Pierre.Suret@univ-lille1.fr, ps.walczak@ed.univ-lille1.fr

Les vagues scélérates sont des événements extrêmes apparaissant à la surface des océans avec une probabilité plus importante que celle prédite par la loi normale [1]. En optique non linéaire, depuis les travaux de Solli *et al.*, de nombreuses études ont montré l'apparition de ces phénomènes dans des systèmes non intégrables [1,2,3]. L'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension (intégrable) permet d'établir une analogie forte entre hydrodynamique et optique. En effet elle décrit au premier ordre la propagation unidirectionnelle de vagues en eau profonde mais aussi la propagation des ondes dans différents systèmes d'optique non linéaire. Sur le plan théorique, cette équation possède des solutions analytiques maintenant considérées comme des prototypes d'ondes scélérates [3].

Aucune des nombreuses études effectuées en optique non linéaire pour observer ces événements extrêmes n'a pour l'instant combiné à la fois des conditions initiales aléatoires (ondes incohérentes) et une propagation décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire. En particulier, les expériences dans des fibres optiques se sont focalisées sur la génération de supercontinuum qui est décrite par une équation de Schrödinger dite "généralisée" ou sur la propagation de solutions particulières telles que les solitons de Peregrine [4].

Nos travaux s'incrivent dans le cadre de la turbulence intégrable introduite par Zakharov [5]. Nous présentons une étude expérimentale du comportement statistique d'ondes optiques incohérentes se propageant dans une fibre optique. La propagation des ondes est régie par l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension en régime de dispersion anormale (focalisant). Le principe de notre dispositif est très analogue à celui d'expériences unidirectionnelles en hydrodynamique [6].

La détection des fluctuations rapides d'une onde optique aléatoire n'est pas possible avec les détecteurs usuels. Nous avons développé un dispositif original basé sur l'échantillonnage optique afin de mesurer la distribution de probabilité des fluctuations aléatoires de puissance avec une résolution temporelle de l'ordre de 250 fs. La condition initiale à l'entrée de la fibre optique est une onde aléatoire de statistique gaussienne.

La distribution de probabilité se déforme au cours de la propagation et on observe des fluctuations de grandes amplitudes dont la probabilité est supérieure à celle définie par la loi normale. Les simulations numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire à une dimension reproduisent quantitativement nos expériences et montrent que des structures cohérentes telles que les solitons de Peregrine [4] apparaissent au sein des fluctuations aléatoires. Nos travaux démontrent l'existence d'un état stationnaire de la turbulence intégrable caractérisé par une statistique non gaussienne du champ.

### Références

1. M. Onorato, S. Residori, U. Bortolozzo, A. Montina, and F. T. Arecchi, Phys. Reports **528**, 47-89 (2013)
2. D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, Nature **450**, 1054 (2007)
3. J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, and G. Genty, Nat. Photon. **8**, 755 (2014)
4. B. Kibler, J. Fatome, C. Finot, G. Millot, F. Dias, G. Genty, N. Akhmediev, and J. M. Dudley, Nat. Phys. **6**, 790 (2010)
5. V. E. Zakharov, and A. A. Gelash, Phys. Rev. Lett. **111**, 054101 (2013)
6. M. Onorato, A. R. Osborne, M. Serio, L. Cavaleri, C. Brandini, and C. T. Stansberg, Phys. Rev. E **70**, 067302 (2004)

## Auto-organisation d'un dépôt induit par évaporation et effet Marangoni solutal

M. Dey<sup>1</sup>, F. Doumenc<sup>1,2</sup> & B. Guerrier<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Lab. FAST, UMR7608, Bâtiment 502, Campus Universitaire F-91405 Orsay

<sup>2</sup> Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, UFR919, F-75005 Paris

doumenc@fast.u-psud.fr

Nous considérons le séchage d'une solution polymère dans une configuration de type dip-coating (ménisque sur un substrat mobile) pour le régime des faibles nombres capillaires (i.e. en deçà du régime de Landau-Levich). Il est bien connu que l'évaporation au niveau du ménisque couplé à l'écoulement dans le film peut conduire pour certaines configurations à une auto-structuration du dépôt, liée à la succession de ralentissements/accélération de la ligne de contact. La présente étude est une contribution à l'analyse des mécanismes potentiellement à l'origine de ce phénomène périodique [1]. Un modèle hydrodynamique basé sur l'approximation de lubrification est utilisé pour modéliser l'écoulement dans le film liquide. Ce modèle est couplé à un modèle de diffusion de la vapeur dans un gaz inerte pour la phase gazeuse. La viscosité, tension de surface et activité de la solution sont fonction de la concentration en solvant [2]. Les simulations numériques montrent que la prise en compte de l'effet Marangoni solutal induit un régime périodique dans une certaine gamme des paramètres de contrôle (vitesse du substrat - concentration initiale). Le diagramme d'existence, la longueur d'onde ainsi que le profil du dépôt obtenu sont présentés en fonction de ces paramètres.

### Références

1. U. THIELE, Patterned deposition at moving contact lines, *Adv Colloid Interfac*, **206**, 399–413 (2014).
2. F. DOUMENC, B. GUERRIER, *EPL*, **103**, 14001 (2013).

## Radially forced liquid drops

A. Ebo Adou<sup>1,2</sup>, L. S. Tuckerman<sup>1</sup>, D. Juric<sup>2</sup>, J. Chergui<sup>2</sup> & S. Shin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> PMMH (UMR 7636 CNRS-ESPCI-UPMC Paris 6-UPD Paris7), 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> LIMSI (UPR 3251 CNRS Univ. Paris Sud Paris XI) BP133, Rue J. von Neumann, 91403 Orsay, France

<sup>3</sup> Department of Mechanical and System Design Engineering, Hongik University, Seoul, 121-791 Korea

eboadou@espci.fr

A spherical viscous liquid drop is subjected to a radial force  $(g - a \cos \omega t)\mathbf{r}$ , combining oscillating and constant terms which give rise to spherical versions of the Faraday and Rayleigh-Taylor instabilities [2], respectively. The resulting nonlinear behavior is of interest to researchers in pattern formation and dynamical systems as well as having practical application over a wide variety of scales from nanodroplets to astroseismology. For the Faraday problem, we generalize the Kumar & Tuckerman [1] Floquet solution for the appearance of standing waves on a spherical interface. The deformation of the interface is expanded in spherical harmonics  $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ . The drop interface is destabilized in tongue-like zones in the  $(a - \omega)$  plane where  $a$  and  $\omega$  are the forcing amplitude and frequency, respectively. The spherical mode  $\ell$  at onset predicted by the linear theory agrees with full three-dimensional nonlinear numerical simulations using a massively parallel 3D two-phase flow code [3]. This code uses a hybrid front-tracking/level-set algorithm for Lagrangian tracking of arbitrarily deformable phase interfaces to calculate the time-dependent shape of the drop and the velocity field in and around it. We interpret the shape in light of theoretical results by Busse [4], Matthews [5] and others concerning pattern formation in the presence of  $O(3)$  symmetry. When the radial force is constant and the density of the exterior exceeds that of the interior, the configuration is destabilized by the Rayleigh-Taylor instability, which we simulate for high forcing amplitude.

## Références

1. K. KUMAR & L.S. TUCKERMAN, Parametric instability of the interface between two fluids, *J. Fluid Mech.*, **279**, 49–68 (1994).
2. S. CHANDRASEKHAR, Hydrodynamic and hydromagnetic stability, *Clarendon Press*, (1961).
3. S. SHIN, J. CHERGUI, D. JURIC, A. FARHAOUI, L. KAHOUADJI, L.S. TUCKERMAN, N. PÉRINET, Parallel direct numerical simulation of three-dimensional two-phase flows, in *8th Int. Conf. on Multiphase Flow*, Jeju, Korea, May 26-31, 2013.
4. F.H. BUSSE, Patterns of convection in spherical shells, *J. Fluid Mech.*, **72**, 67–85 (1975).
5. P.C. MATTHEWS, Pattern formation on a sphere, *Physical Review E*, **67**, 036206, (2003).

## Une instabilité capillaire en milieu confiné

Ludovic Keiser, Rémy Herbaut, José Bico & Etienne Reyssat

Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes - CNRS UMR 7636, ESPCI ParisTech, UPMC Paris 6, UPD Paris 7 - 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France  
ludovic.keiser@espci.fr

Une goutte d'huile est introduite entre deux plaques de verre quasi-horizontales formant un coin d'angle  $1^\circ$ , de telle sorte qu'un pont capillaire se forme entre les plaques supérieure et inférieure. On observe alors la migration spontanée de cette huile vers les zones de plus fort confinement. L'huile étant en mouillage total sur le verre, le moteur de cette migration est l'augmentation de la surface de contact liquide-solide [1]. Lorsque le mouvement de la goutte est terminé, l'huile est étalée le long de l'arête.

Une solution d'eau savonneuse est ensuite introduite de la même manière dans le coin, et migre vers les zones les plus confinées jusqu'au contact avec l'huile déjà présente. Si la solution de surfactant mouille le verre davantage que l'huile, un échange entre les deux phases se produit. L'interface huile/eau se déstabilise, des gouttes d'huile se forment et migrent alors vers les zones de faible confinement. En quelques minutes, l'huile a été complètement extraite et remplacée par la solution aqueuse.

On présentera une analyse de stabilité linéaire de l'interface, permettant d'expliquer l'instabilité et la taille caractéristique des gouttes formées [2]. Ce système expérimental pourrait constituer un outil performant de sélection de tensioactifs pour la récupération assistée du pétrole.

### Références

1. E.REYSSAT, Drops and bubbles in wedges, *Journal of Fluid Mechanics*, **510**, 641-662 (2014).
2. L.KEISER, R.HERBAUT, J.BICO, E.REYSSAT, Washing wedges, *en préparation*.

## Partial Coalescence of Soap Bubbles

G. Pucci<sup>1,2</sup>, D. M. Harris<sup>2</sup> & J. W. M. Bush<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, University of Calabria, Via P. Bucci, 87036, Rende, Italy

<sup>2</sup> Department of Mathematics, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Ave., Cambridge, MA 02139, United States

`giuseppe.pucci@fis.unical.it`

We present the results of an experimental investigation of the partial coalescence of a soap bubble with a planar soap film. When a bubble is gently deposited onto a horizontal film, it can partially combine with the underlying film, resulting in the ejection of a smaller daughter bubble. The resultant daughter bubble is approximately half the radius of the initial bubble, and each partial coalescence event occurs over a time scale comparable to the inertial-capillary time. Our results are in good agreement with recent numerical simulations of the same phenomenon by Martin & Blanchette [1]. The length and time scales are substantially larger than those arising in the analogous phenomenon for droplets [2], making this experiment suitable for teaching and tabletop demonstrations.

### Références

1. D. W. Martin & F. Blanchette. *Phys. Fluids*, **27** 012103, (2015).
2. F. Blanchette & T. P. Bigioni. *Nat. Phys.*, **2** 254, (2006).



## Éoliennes à pales flexibles

V. Cagnet<sup>1</sup>, S. Courrech du Pont<sup>2</sup> & B. Thiria<sup>1</sup>

<sup>1</sup> PMMH, ESPCI, Paris, France

<sup>2</sup> MSC, Université Diderot Paris 7, Paris, France

`vincent.cagnet@espci.fr`

La nature abonde d'excellents exemples qui montrent les avantages d'être flexible pour un matériau placé dans un écoulement. Ainsi les plantes, en courbant leurs feuilles, diminuent la trainée due au vent [1]; et le battement d'aile des oiseaux est bien plus efficace lorsque les ailes sont déformables [2]. Forts de ces résultats, nous décidons d'examiner l'effet de pales flexibles sur les performances d'une éolienne.

L'influence de pales flexibles suivant leur corde est étudiée de manière expérimentale et théorique en régime quasi-statique sur une éolienne modèle. Quatre paramètres d'entrée sont modifiés : le module de courbure de la pale, l'angle de calage, le couple résistant, et la vitesse du vent incident. Nous montrons qu'il existe un optimum de performances en fonction du module de courbure. En ajustant ces quatre paramètres, l'éolienne à pales flexibles est capable d'atteindre des rendements significativement supérieurs à ceux obtenus avec des pales rigides, et, de surcroît, d'agrandir la plage de fonctionnement.

Afin d'expliquer ces observations, nous développons un modèle simple, en deux dimensions, qui prend en compte la variation des coefficients de trainée et de portance due à la courbure de la pale. Ce modèle retrouve qualitativement les observations expérimentales et montre les différentes contributions physiques.

### Références

1. F. Gosselin, E. Delangre, B. A. Machado-Almeida, *Drag reduction of flexible plates by reconfiguration*, J. Fluid Mech. **650**, p319–341 (2010).
2. S. Ramanarivo, R. Godoy-Diana, B. Thiria, *Rather than resonance, flapping wing flyers may play on aerodynamics to improve performance*, PNAS, vol. **108**, no. **15** 5964–5969 (2011).

## instabilités de membranes electro-actives

Hadrien Bense<sup>1</sup>, Benoît Roman<sup>1</sup>, José Bico<sup>1</sup>, Miguel Trejo<sup>1</sup> & Bruno Secordel<sup>1</sup>

Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes - CNRS UMR 7636, ESPCI ParisTech, UPMC Paris 6, UPD Paris 7 - 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France  
hadrien.bense@espci.fr

Les polymères électroactifs sont une nouvelle classe de matériaux qui, sous l'effet d'une stimulation par un champ électrique, se déforment mécaniquement. Ils peuvent ainsi être utilisés comme actionneurs ou comme senseurs.

Parmi les différents types de matériaux électro-actifs, les élastomères diélectriques ont un principe de fonctionnement relativement simple [1] : une feuille de polymère est recouverte de part et d'autre d'une couche conductrice (noir de carbone par exemple). Ce système est en fait un condensateur, ainsi dès lorsqu'un voltage est appliqué, les couches conductrices - les électrodes - se chargent avec des signes opposés. Cette charge crée une force s'exerçant entre les plaques du condensateur qui comprime la feuille élastique, celle-ci étant incompressible (son coefficient de Poisson est proche de 0.5) elle se dilate latéralement . De tels systèmes, lorsqu'ils sont pré-étirés démontrent jusqu'à 200% d'augmentation de surface lorsqu'un haut voltage est appliqué [2].

Dans la plupart des cas, l'élastomère est fortement étiré et clampé ou soumis à de grandes charges avant même que le voltage ne soit appliqué dans le but d'obtenir les plus grandes déformations possibles [1]. Notre intérêt se porte plutôt sur des systèmes qui ne sont pas soumis à une forte extension initiale et dont les conditions aux limites sont libres. Cet intérêt vient du fait que nous observons que le système est mécaniquement instable dès lors qu'un voltage est appliqué de manière non uniforme. De telles instabilités de flambages ne sont pas observés dans les autres études à cause des forts chargements en tension, elles sont en revanche fréquentes dans les plaques minces comportant des tensions internes (comme les déformations plastiques non uniformes se produisant dans des plaques ductiles déchirées [3]).

En guise de premier pas, nous nous proposons d'étudier des géométries simples dans lesquels l'échantillon est partiellement recouvert d'une couche conductrice. Un disque où seule la zone centrale grandit ou encore un disque où la croissance se fait dans un anneau central sont deux exemples. Nous pouvons alors nous demander si l'on peut prévoir, dans ces cas simples, le seuil d'instabilité, et ses caractéristiques (longueur d'onde, amplitude...) grâce à une analyse de stabilité linéaire.

## Références

1. Z. SUO, Theory of dielectric elastomers, *Acta Mechanica Solida Sinica*, **23**, 549–578 (2010).
2. J. HUANG ET AL., Giant, voltage-actuated deformation of a dielectric elastomer under dead load, *Applied Phys. Lett.*, **100**, 041911 (2012).
3. E. SHARON, B.ROMAN, S. SMITH AND H.SWINNEY, Geometrically induced buckling cascade observed in free sheets, *Phys.Rev.E*, **75**, 046211 (2007).

# Compression-loose fibre media : continuum constitutive law and single crack case-study

Mahmood Omar<sup>1,2</sup>, Audoly Basile<sup>1</sup>, Rodney David<sup>2</sup> & Roux Stephane<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institut Jean le Rond d'Alembert, UPMC Univ. Paris 06 and CNRS, UMR 7190, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Saint-Gobain Recherche, 93303 Aubervilliers, France

<sup>3</sup> Univ. Lyon 1, CNRS, UMR 5306, Institut Lumiere Matiere, 69622 Villeurbanne, France

<sup>4</sup> ENS-Cachan/CNRS/Université Paris-Saclay, LMT Cachan, 94235 Cachan, France

mahmood.omar.om@gmail.com

A particular aspect of fibre network media is that they exhibit a different stiffness in traction and in compression [1]. This nonlinearity is mainly due to the local buckling of fibres. We analyse the global response of a fibre network comprising a pre-existing crack : in this geometry the strain is inhomogeneous and the material nonlinearity dramatically affects the distribution of stress.

We first derive a continuum model representing a 2D network of springs (fibres) whose stiffness in compression is a fraction  $\hat{\eta}$  of the stiffness in extension, with  $0 < \eta < 1$ . Within the framework of a directional constitutive model, calling  $e(\chi)$  the fibre extension in the direction  $\chi$  and  $\phi$  the local strain anisotropy, we derive a continuous elastic energy density  $w$  from integration over all spatial directions as follows [2] :

$$w = \frac{1}{2}k \int_{\omega_t(\phi)} e(\chi)^2 d\chi + \frac{1}{2}\eta k \int_{\omega_c(\phi)} e(\chi)^2 d\chi \quad (1)$$

where  $\omega_t$  (resp.  $\omega_c$ ) stands for the fibre orientation in traction (resp. compression). The elastic energy derived from (1) is of the form  $w(\varepsilon, \phi) = \frac{1}{2}\varepsilon^2 f(\phi)$  where  $\varepsilon$  is the strain intensity. This equivalent continuum is Hookean for  $\eta = 1$  but nonlinear for  $\eta < 1$ . We are particularly interested in the limit  $\eta \rightarrow 0$  corresponding to an elastic medium which is soft in compression. The homogenized constitutive law is implemented in a finite element model (FEM) where the derivatives of  $w(\varepsilon, \phi)$  are evaluated through an automatic differentiation method (see [3] for details).

We study the influence of the fibre nonlinearity  $\eta$ , and compare simulations of a discrete network of springs to FEM simulations based on the continuous equivalent medium. The stress around the crack tip is analysed and compared with the classical asymptotic from linear elastic fracture mechanics. We also explain the emergence of unloaded area on both sides of the crack.

Then, we highlight the strain-induced anisotropy (orientation of buckled fibres) around the crack [4]. The propagation of this anisotropy when increasing the fibre nonlinearity  $\eta \rightarrow 0$  is discussed. We find that a diamond shaped area is progressively unloaded (both principal strains are compressive) as  $\eta \rightarrow 0$ .

## Références

1. L. Mezeix, C. Bouvet, J. Huez, D. Poquillon, "Mechanical behavior of entangled fibers and entangled cross-linked fibers during compression", *Journal of Materials Science*, **44** (2009) 3652–3661.
2. J. A. Astrom, J. P. Makinen, M. J. Alava, J. Timonen, "Elasticity of Poissonian fiber networks", *Phys. Rev. E*, **61** (2000) 5550–5556.
3. C. Bendtsen, O. Stauning, Technical Report : IMM-REP-1996-17, Technical University of Denmark (1996)
4. S. Roux, F. Hild, "On the Relevance of Mean Field to Continuum Damage Mechanics", *International Journal of Fracture*, **116** (2002) 219–229.

## Formation de motifs triangulaires dans les rubans élastiques sous tension et torsion

Chopin<sup>1</sup> & Kudrolli<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Gulliver, ESPCI-Paris Tech, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris

<sup>2</sup> Physics Department, Clark University, 950 Main Street, Worcester (MA), USA

[julien.chopin@espci.fr](mailto:julien.chopin@espci.fr)

Nous présentons des résultats expérimentaux sur la formation spontanée d'un pavage triangulaire d'un ruban élastique mince par application d'une torsion et d'une tension longitudinale [1,2]. Nous constatons que les motifs triangulaires résultent d'une maturation d'une instabilité élastique longitudinale primaire ce qui contraste avec les développements théoriques récents pour lesquels la plaque est supposée inextensible et d'épaisseur nulle [3]. L'utilisation de la tomographie par rayons X nous permet de reconstituer la forme 3D du ruban qui peut ensuite être précisément caractérisée par la mesure locale de la courbure moyenne et de la courbure de Gauss. Nous discutons quantitativement la structure des singularités (d-cones et plis) en fonction des paramètres sans dimension caractérisant la torsion, la tension et la géométrie du ruban. Comme les singularités observées apparaissent loin des parois et des points d'application du chargement, la géométrie de ruban torsadé permet d'aborder la formation spontanée de structures localisées avec une grande flexibilité expérimentale .

### Références

1. J. CHOPIN ET A. KUDROLLI, Helicoids, Wrinkles, and Loops in Twisted Ribbons, *Phys. Rev. Lett.*, **111** 174302 (2013).
2. J. CHOPIN, V. DÉMERY ET B. DAVIDOVITCH, Roadmap to the morphological instabilities of a stretched twisted ribbon, *J. Elasticity*, 1-52 (2014).
3. A.P. KORTE, E.L. STAROSTIN ET G.M.H. VAN DER HEIJDEN, Triangular buckling patterns of twisted inextensible strips, *Proc. Roy. Soc. A*, **47** 285 (2010).

# Flambement de poutres minces hyperélastiques

Lestringant<sup>1</sup> & Audoly<sup>1</sup>

Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, UMR 7190 *∂*Alembert, F-75005 Paris, France  
claire.lestringant@dalembert.upmc.fr

Les poutres minces sont des objets qui se prêtent naturellement à l'étude des instabilités en mécanique du solide : d'une part parce que leur forme élancée les fait flamber facilement - y compris sous chargement relativement faible -, et d'autre part parce que leurs équilibres sont décrits par des équations différentielles ordinaires dont l'analyse est bien plus aisée que celles des plaques, coques, ou corps élastique tridimensionnels.

Lors du flambement d'une poutre, deux types de non-linéarités peuvent intervenir : les non-linéarités géométriques associées aux grandes rotations, et les non-linéarités de comportement. Le cadre le plus étudié est celui du flambement d'une poutre infiniment mince : dans ce cas, la déformation au seuil de flambement est infinitésimale, et la non-linéarité de comportement ne joue généralement aucun rôle près du seuil. Les non-linéarités de comportement induisent des corrections au comportement prédit par l'analyse de stabilité linéaire dans les cas de poutres épaisses ou en post-bifurcation, mais sans modifier fondamentalement la réponse de la structure. Nous nous intéressons au cas opposé et relativement peu exploré où le comportement non-linéaire joue un rôle essentiel dans la sélection du mode de flambement.

Des expériences récentes [1] ont mis en évidence une compétition entre deux modes de flambage très différents dans un système expérimental constitué par deux rubans d'élastomère assemblés avec pré-contrainte. Un des modes (semi-hélice) est une version fortement post-flambée du mode de flambage sinusoïdal d'une plaque à bord précontraint. L'autre mode est un mode en hélice. Ce système modèle est remarquable car il combine un comportement non-linéaire bien identifié (des simulations finies utilisant un modèle de Gent néo-Hookéen reproduisent la réponse en flambage expérimentale), tout en produisant une compétition entre modes de flambage inédite pour les poutres.

L'étude de la stabilité d'un modèle 1D combinant deux poutres en flexion liées par un paramètre de couplage interne fait apparaître un comportement qui rappelle celui de ce dispositif expérimental, et permet en particulier d'expliquer la sélection de la longueur d'onde au seuil de flambement et la transition entre le mode de flambement sinusoïdal en semi-hélice (mode "micro") et le mode de flambement global en hélice. Des simulations numériques d'élasticité finie 2D sont menées sur une poutre modèle à section hétérogène présentant un fort contraste de raideur. Celles-ci permettent de valider la pertinence du modèle 1D et d'identifier ses coefficients.

## Références

1. J. HUANG, J. LIU, B. KROLL, K. BERTOLDI, AND D. R. CLARKE, Spontaneous and deterministic three-dimensional curling of pre-strained elastomeric bi-strips, *Soft Matter*, **8**, 6291–6300 (2012).

## Convection thermique turbulente en présence de rugosités contrôlées : influence sur la couche limite et l'écoulement moyen

Olivier Liot<sup>1</sup>, Julien Salort<sup>1</sup>, Éléonore Rusaoüen<sup>1,3</sup>, Quentin Ehlinger<sup>1</sup>, Thibault Coudarchet<sup>1</sup>, Ronald du Puits<sup>2</sup>, Bernard Castaing<sup>1</sup> & Francesca Chillà<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique, ENS de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 7

<sup>2</sup> TU Ilmenau, Ehrenbergstrasse 29, 98693 Ilmenau, Allemagne

olivier.liot@ens-lyon.fr

Bien que présente partout dans notre environnement, la convection thermique turbulente reste encore largement incomprise et nécessite de nouvelles pistes d'investigation [1]. En laboratoire, on se place dans la configuration de Rayleigh-Bénard où une couche de fluide est confinée entre deux plaques : celle du bas est chauffée tandis que celle du haut est refroidie. Le forçage thermique, représenté par le nombre de Rayleigh, est choisi suffisant pour obtenir un écoulement turbulent. L'écoulement induit ainsi que le transfert thermique sont pilotés par les couches limites thermiques et visqueuses près des plaques ainsi que par leur interaction avec l'écoulement de cœur. C'est pourquoi des rugosités ont été introduites sur une ou les deux plaques horizontales afin de déstabiliser ces couches limites. Il a été observé un changement de régime de transfert induisant une forte augmentation du flux de chaleur mesuré par le nombre de Nusselt [2,3].

Nous nous intéressons ici à l'écoulement dans une expérience où des rugosités contrôlées en forme de parallélépipède sont disposées sur la plaque du bas. De précédentes mesures thermiques [4] ont permis de proposer un modèle phénoménologique pour expliquer l'augmentation de transfert. Pour étudier l'écoulement en lui-même, deux expériences homothétiques ont été utilisées permettant chacune d'accéder à des nombres de Rayleigh de l'ordre de  $10^{10}$ . La première, installée dans le *Barrel of Ilmenau* grâce à la collaboration EuHIT et remplie d'air, a été utilisée pour visualiser le champ de vitesse près des rugosités par Particle Image Velocimetry (PIV) avant et après la transition de régime. La seconde, six fois plus petite, installée à Lyon et remplie d'eau nous a permis d'étudier l'écoulement grande échelle toujours par PIV.

Les mesures que nous obtenons sont complémentaires. Dans le cas de la cellule d'Ilmenau, on observe des changements importants dans la structure de la couche limite (qui est de l'ordre du centimètre), en particulier l'apparition d'une couche limite turbulente au-dessus des rugosités, en accord avec les observations thermiques [4]. Les mesures effectuées à Lyon ont pu être comparées à celles dans une cellule avec les deux plaques lisses. Elles mettent en évidence une forte augmentation des fluctuations de vitesse ainsi que l'apparition d'une dissymétrie haut-bas sans doute due à l'augmentation du nombre et/ou de l'intensité des panaches thermiques émis par la plaque rugueuse.

### Références

1. F. CHILLÀ & J. SCHUMACHER, "New perspectives in turbulent Rayleigh-Bénard convection", *The European Physical Journal E*, **35**, 58 (2012).
2. S. CILIBERTO & C. LAROCHE, "Random roughness of boundary increases the turbulent scaling exponent", *Physical Review Letters*, **82**, 58 (1999).
3. J.-C. TISSERAND, M. CREYSSELS, Y. GASTEUIL, H. PABIOU, M. GIBERT, B. CASTAING & F. CHILLÀ, "Comparison between rough and smooth plates within the same Rayleigh-Bénard cell", *Physics of Fluids*, **23**, 015105 (2011).
4. J. SALORT, O. LIOT, É. RUSAOÛEN, F. SEYCHELLES, J.-C. TISSERAND, M. CREYSSELS, B. CASTAING & F. CHILLÀ, "Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-Bénard convection : flow structure and multistability", *Physics of Fluids*, **26**, 015112 (2014).

## Turbulence in a Gradual Expansion Circular Pipe Flow

Kamal Selvam<sup>1</sup>, Jorge Peixinho<sup>1</sup> & Ashley P. Willis<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, CNRS & Université du Havre, Le Havre, France

<sup>2</sup> School of Mathematics and Statistics, University of Sheffield, Sheffield S3 7RH, UK

`kamal.selvam@univ-lehavre.fr`

The flow through a circular pipe with a sudden or gradual expansion experiences transition from laminar to turbulence after a symmetric breaking bifurcation. The recirculation region, which appears due to flow separation and reattachment, is initially symmetric. As the Reynolds number,  $Re$ , is increased, the length of the recirculation grows linearly [1] and then becomes asymmetric. Here  $Re$  is defined as  $Re = Ud/\nu$ , where  $d$  is the inlet pipe diameter,  $U$  is the bulk velocity and  $\nu$  is the kinematic viscosity. The results of three dimensional numerical simulations of the Navier-Stokes equations are presented for a circular pipe with an expansion ratio  $D/d = 2$ , where  $D$  is the outlet pipe diameter. The length of the diverging section is  $d$ . At the inlet, a parabolic velocity profile is applied along with a crosswise perturbation that has an amplitude of 0.001. The idea of adding the perturbation [2] to the numerical system is to resemble as a source of the imperfections that arise in an experiment which comes from many other sources. This perturbation imposes a asymmetry growth in the flow, such that the recirculation region experiences a biased growth. As  $Re$  is increased the asymmetry in the flow grows linearly. Prior to the point of transition to turbulence, i.e.,  $Re \simeq 1680$ , the recirculation region oscillates due to shear layer instability. This oscillation occurs in a very narrow range of  $Re$  and it also depends on the amplitude of the perturbation [1,3]. At higher  $Re$ , the recirculation region breaks into turbulence due to the nonlinear effect, which get localised spatially at  $z \simeq 10d$  from the diverging section. Simulations have also been carried out to assess the transient nature of the localised turbulence which indicate that there is no hysteretic behaviour. Moreover the decay time after sudden  $Re$  reduction is linear. Finally, the spatial correlation of the streamwise velocity reveals the existence of modes that dominate the flow.

### Références

1. C. D. Cantwell, D. Barkley, H. M. Blackburn, *Transient growth analysis of flow through a sudden expansion in a circular pipe*, Physics of Fluids **22**, 034101 (2010).
2. E. Sanmiguel-Rojas, T. Mullin, *Finite-amplitude solutions in flow through a sudden expansion in a circular pipe*, Journal of Fluid Mechanics **691**, 201-213 (2012).
3. O. Marquet, D. Sipp, J. M. Chomaz, L. Jacquin, *Amplifier and resonator dynamics of a low-Reynolds-number recirculation bubble in a global framework*, Journal of Fluid Mechanics **605**, 429-443 (2008).

## Une expérience modèle de l'oscillation quasi-biennale

Benoît Semin<sup>1</sup>, Giulio Facchini<sup>1</sup>, François Pétrélis<sup>1</sup> & Stephan Fauve<sup>1</sup>

Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure, UPMC Univ Paris 06, Université Paris Diderot, CNRS, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France

benoit.semin@lps.ens.fr

L'oscillation quasi-biennale est une oscillation du vent dans la basse stratosphère (16-50 km) [1]. La vitesse associée à ce vent vaut  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , sa direction est parallèle à l'équateur et elle décroît rapidement lorsque la distance à l'équateur augmente. La période moyenne vaut environ 28 mois, et n'est pas liée de manière directe au cycle annuel. Il est admis que ce vent moyen est créé par les ondes atmosphériques, et notamment les ondes internes de gravité, qui se propagent dans la stratosphère et sont susceptibles de transférer leur quantité de mouvement à un écoulement moyen. L'écoulement moyen modifie la propagation des ondes, et cette rétroaction induit le renversement périodique de celui-ci.

Nous avons mis en place une expérience de laboratoire qui reproduit ce phénomène, qui est inspirée de celles de Plumb et McEwan [2] et d'Otobe et al.[3]. Dans notre dispositif, un fluide linéairement stratifié en densité (eau salée, fréquence de Brunt-Väisälä  $N = 1,5 \text{ s}^{-1}$ ) est contenu entre deux cylindres transparents, de diamètres respectif 400 mm et 600 mm et de hauteur totale 400 mm. Une couronne divisée en 16 portions est placée en haut du fluide. À chaque portion de la couronne est attachée une membrane flexible en silicone, qui peut être déplacée verticalement de manière à engendrer des ondes internes dans le fluide. Le forçage consiste en une oscillation sinusoïdale de la hauteur de chaque membrane, qui oscille en opposition de phase avec ses 2 voisines : les ondes internes ainsi engendrées sont stationnaires dans la direction azimutale. La période typique du forçage est  $T = 15 \text{ s}$  (pulsation  $\omega = 0,42 \text{ rad.s}^{-1}$ ) et l'amplitude typique vaut  $M = 12 \text{ mm}$ . Le fluide estensemé de particules, et le champ de vitesse est mesuré par suivi de particules.

Pour de faibles amplitude du forçage  $M$ , la vitesse en un point oscille à la période  $T$  avec une vitesse moyenne nulle. Au-dessus d'une valeur seuil de l'amplitude du forçage ( $M \sim 11 \text{ mm}$ ), la vitesse en un point donné oscille toujours avec une période  $T$  mais la valeur moyenne de la vitesse est non-nulle : l'écoulement ne possède plus la symétrie du forçage. Il apparaît un écoulement moyen azimutal, qui est le même pour tous les points situés à la même hauteur. La vitesse moyenne typique est de l'ordre de 50% de la vitesse maximale des ondes. À une hauteur donnée, l'écoulement moyen est lui aussi oscillant, avec une période  $T_{\text{em}}$  très grande devant la période  $T$  de forçage (typiquement  $T_{\text{mf}} \sim 7000 \text{ s}$  pour  $T = 15 \text{ s}$ ). La structure spatio-temporelle de l'oscillation est semblable à celle de l'oscillation quasi-biennale atmosphérique : le signe de l'écoulement moyen n'est pas le même en haut et en bas de la cuve, et le point où l'écoulement moyen s'annule se déplace vers la zone de forçage.

La période de l'oscillation de l'écoulement moyen  $T_{\text{em}}$  diminue légèrement lorsque l'amplitude du forçage augmente. Cette période  $T_{\text{em}}$  est très sensible à la période du forçage : quand  $T$  vaut 17 s au lieu de 15s,  $T_{\text{mf}}$  décroît à 3 500 s. Cela contraste avec l'oscillation quasi-biennale atmosphérique, dont la période est plutôt bien définie. Une prochaine étape sera d'étudier le cas d'un forçage bruité, plus proche du cas de l'atmosphère.

## Références

1. M. Baldwin et al. *The quasi-biennial oscillation*. Rev. Geophys., **39** 179-229 (2001)
2. R. Plumb and A. McEwan *The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid : a laboratory analogue of the quasi-biennial oscillation*. J. Atmos. Sci., **35** 1827-1839 (1978)
3. N. Otobe, S. Sakai, S. Yoden and M. Shiotani *Visualization and WKB analysis of the internal gravity wave in the QBO experiment*. Nagare : Japan Soc. Fluid Mech., **17** (1998)



# Étude expérimentale de l'effet d'un tourbillon sur la propagation d'une onde plane

T. Humbert, B. Gallet & S. Aumaître

Service de Physique de l'Etat Condensé, DSM/IRAMIS/SPEC CNRS UMR 3680 CEA Saclay 91191 Gif sur Yvette cedex France

thomas.humbert.box@gmail.com

Les tourbillons méso-échelle à la surface de l'océan dévient la houle de sa trajectoire le long des grands cercles terrestre [1]. La compréhension des mécanismes à l'origine de cette déviation nécessite de considérer le problème fondamental de l'interaction entre une onde plane et un tourbillon, ici étudié expérimentalement en eau profonde, de la limite où la longueur d'onde est petite devant la taille caractéristique du tourbillon jusqu'au cas où les deux tailles sont comparables.

Le bassin, d'une longueur de 73 cm pour une largeur de 28 cm, contient du sulfate de cuivre. Le tourbillon est engendré par le passage d'un courant électrique entre deux électrodes concentriques, le tout en présence de champ magnétique. La hauteur d'eau est mesurée sur une surface de  $22 \times 20$  cm par une méthode de *Surface Synthetic Schlieren* [2] offrant une précision de l'ordre de la dizaine de microns.

Là où d'antérieures études se sont plutôt attachées à expliquer l'occurrence de dislocations induites par un tourbillon quasi-ponctuel, en lien avec l'effet Aharonov-Bohm en mécanique quantique [3,4], les résultats préliminaires ici présentés considèrent majoritairement l'évolution de la direction de propagation du front d'onde en fonction de la vitesse de l'écoulement et de la longueur d'onde.

## Références

1. B. GALLET, W. R. YOUNG, *Journal of Marine Research*, **72(2)**, 105-126 (2014).
2. F. MOISY, M. RABAUD, K. SALSAC, *Experiments in Fluids*, **46(6)**, 1021-1036 (2009).
3. F. VIVANCO, F. MELO, *Physical Review E*, **69(2)**, 026307 (2004).
4. C. COSTE, F. LUND, M. UMEKI, *Physical Review E*, **60(4)**, 4908 (1999).

## Instabilities in helical vortex systems : linear analysis and nonlinear dynamics

Can Selçuk<sup>1,2</sup>, Ivan Delbende<sup>1,2</sup> & Maurice Rossi<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> LIMSI-CNRS Campus Universitaire 91405 Orsay Cedex, France

<sup>2</sup> Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, UFR919, F-75005, Paris, France

<sup>3</sup> CNRS, d'Alembert-UPMC, 75232 Paris Cedex 05, France

can.selcuk@limsi.fr

The near wake behind helicopter rotors, wind turbines and more generally behind rotating devices are dominated by helical vortices. Investigating their stability properties is a necessary step to improve understanding and prediction of their dynamics. This is of importance since coherent structures in the wake are responsible for additional stresses and losses of performance in wind turbine farms for instance. Instabilities can also trigger transition to the highly non-stationary Vortex Ring State which is responsible for some helicopter crashes. The near wake flow can be considered, at least locally, helically symmetric: fields are invariant through combined axial translation of distance  $\Delta z$  and rotation of angle  $\theta = \Delta z/L$  around the rotor  $z$ -axis, where  $2\pi L$  denotes the helix pitch. In order to simulate the evolution of such flows, we use a DNS [1] code based on an original formulation in which the helical symmetry is enforced into the equations. We obtain basic states which consist of multiple diffusing helical vortices with or without a central hub vortex, for various values of the helical pitch and vortex core sizes.

Such vortex systems are subject to multiple types of instabilities which have mainly been studied analytically [2] [3] and experimentally [4] [5]. In the present study we first perform a linear temporal stability analysis of these base flows. In order to extract the dominant unstable modes, we use a linearised version of the helical DNS code coupled to an Arnoldi procedure. In the helical framework, instabilities are dominated by a displacement mode. The influence of the presence of a hub vortex is considered. Nonlinear evolutions are then computed: the unstable displacement mode is shown to be responsible for a leap-frog dynamics which is compared to the one observed in vortex rings. Instability properties as well as nonlinear dynamics are characterized for helical pitch values ranging from large ones (quasi-2D behaviour) to small ones more pertinent for helicopter and wind turbine applications.

### Références

1. I. Delbende, M. Rossi and O. Daube DNS of flows with helical symmetry *Theo. Comp. Fluid Dyn.* **26**, 148–175. (2012)
2. V. L. Okulov and J. N. Sørensen Stability of helical tip vortices in a rotor far wake *J. Fluid Mech.* **576**, 1–25. (2007)
3. S. E. Widnall The stability of a helical vortex filament. *J. Fluid Mech.* **54**, 641–663. (1972)
4. H. Bolnot Instabilités de tourbillons hélicoïdaux : application au sillage des rotors *Ph.D. Thesis.* 2012
5. M. Felli, R. Camussi and F. Di Felice Mechanisms of evolution of the propeller wake in the transition and far fields *J. Fluid Mech.* **682**, 5–53. (2011)

## Wavelength and width selection in confined Bénard-von Kármán streets

L. Limat<sup>1</sup>, P. Boniface<sup>1</sup> & C.-T. Pham<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Matière et Systèmes Complexes, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013, Paris, France

<sup>2</sup> LIMSI-CNRS, Bâtiment 508, 91400 ORSAY Cedex

`laurent.limat@univ-paris-diderot.fr`

Last year, Boniface *et al.* have shown that a tape moving at high speed on the free surface of a closed tank can develop organized but fluctuating vortex streets of Bénard-von Kármán type, which representative points remain inside a well-defined “tongue” of the phase diagram built upon the ratios  $a/c$  and  $b/c$  measuring the lateral confinement ( $a$  is the distance between vortices inside each line of vortex,  $b$  the distance between the two lines,  $c$  the width of the tank) [1]. This tongue, calculated long ago by Rosenhead [2], for point vortices moving in the complex plane is not fully explored, suggesting that other selection mechanisms are at play in this system. Recently we have built a stability analysis of the observed mean flow, and developed some qualitative arguments in terms of the finite size of the vortex cores that allowed us to reduce the allowed region of the phase diagram explored by this experiment. I will present briefly these efforts. A full theory, including all the effects above (i.e mutual interaction between vortices of finite non zero core diameters) remains to be built.

### Références

1. P. BONIFACE, L. LEBON, F. BOUILLET, M. RECEVEUR & L. LIMAT, Stabilité absolue de Bénard-von Kármán confinée engendrée par deux instabilités couplées de Kelvin-Helmholtz, *in Comptes-Rendus de la 17<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire*, pp. 11–16 (2014).
2. L. ROSENHEAD, The Kármán street of vortices in a channel of finite breadth, *Phil. Trans. R. Soc. London*, **228**, 275–328 (1929).

## Instabilités thermiques et hydrodynamiques des écoulements parallèles.

Y. Requile, S. Hirata & M.N. Ouarzazi

Laboratoire de Mécanique de Lille, UMR CNRS 8107, Université Lille 1, BLd. Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

yjl.requile@ed.univ-lille1.fr

Ce travail réalisé dans le cadre d'une thèse porte sur l'influence de la dissipation visqueuse sur l'apparition d'instabilités convectives dans un fluide soumis à un gradient de température vertical et à un écoulement horizontal. Deux types d'écoulements parallèles sont considérés. La première configuration concerne l'écoulement de Poiseuille induit par la présence d'un gradient horizontal de pression, alors que la deuxième configuration consiste en un écoulement de Couette plan, obtenu par la mise en mouvement des plaques horizontales délimitant le milieu fluide. Ces deux configurations sont souvent reconnus dans la littérature comme le problème de Rayleigh-Bénard-Poiseuille (RBP) et celui de Rayleigh-Bénard-Couette respectivement.

Les équations qui régissent le problème sont les équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible vérifiant l'approximation de Boussinesq et l'équation de conservation de l'énergie où apparaît le terme de dissipation visqueuse  $\Phi = 2\mu D_{ij}D_{ij}$  où  $D_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$  est le tenseur de déformation :

$$\rho_0 C_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \lambda \nabla^2 T + \Phi \quad (1)$$

En l'absence d'un gradient de température vertical induit par des conditions de température isotherme imposées sur les parois, les effets de la dissipation visqueuse sur les caractéristiques linéaires de l'instabilité ont été largement discutés dans [1] pour un écoulement de Poiseuille et dans [2] pour un écoulement de Couette. L'objectif de ce travail est l'extension de [1] et [2] avec prise en compte du gradient vertical de température dans l'état de base. Pour l'étude de stabilité de cet état de base, une transformation de Squire est introduite qui permet de déduire les propriétés linéaires des instabilités tridimensionnelles à partir de celles trouvées dans le cas du problème bidimensionnel. Cette transformation nous a permis de focaliser l'étude sur deux principales formes d'instabilités convectives. D'une part les rouleaux transversaux (RT) dont l'axe est perpendiculaire à l'écoulement principal et d'autre part aux rouleaux longitudinaux (RL) dont l'axe est parallèle à l'écoulement principal. La résolution numérique du problème aux valeurs propres montre que la dissipation visqueuse a un effet négligeable lorsque l'instabilité est structurée en RT. En revanche, les résultats ont mis en évidence un effet déstabilisant sur l'émergence des RL. Cette déstabilisation est d'autant plus forte que le nombre de Prandtl est élevé. Un résultat remarquable qui se dégage de cette étude est qu'au delà d'une valeur critique de la dissipation visqueuse, des structures convectives sous la forme de RL peuvent se développer, y compris dans la situation où le canal est chauffé par le haut. Les mécanismes physiques de ces instabilités ont été élucidés grâce à une analyse énergétique. Cette analyse montre qu'au fur et à mesure que l'écoulement principal s'intensifie, l'énergie thermique cédée par le gradient vertical imposé aux frontières observe une chute au profit d'une augmentation de l'énergie liée à la dissipation visqueuse. L'effet déstabilisant de la dissipation visqueuse se produit aussi bien dans la configuration de RBP que dans celle de RBC.

### Références

1. A. Barletta, M. Celli, D. A. Nield, On the onset of dissipation thermal instability for the poiseuille ow of a highly viscous uid in a horizontal channel, *Journal of Fluid Mechanics* 681 (2011) 499-514.
2. A. Barletta, D. A. Nield, Convection-dissipation instability in the horizontal plane couette ow of a highly viscous uid, *Journal of Fluid Mechanics* 662 (2010) 475-492.

## Polygonal symmetry breaking of jets, sheets and hydraulic jumps due to viscoelasticity

Baptiste Néel, Henri Lhuissier & Laurent Limat

Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057, CNRS and University Paris Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013, Paris, France

[ldlimat@gmail.com](mailto:ldlimat@gmail.com)

A jet of a Newtonian liquid impacting onto a wall at right angle spreads as a thin liquid sheet which preserves the radial symmetry of the jet. We observe that for a viscoelastic jet (solution of polyethylene glycol in water) this symmetry can break : close to the wall, the jet cross-section is faceted and radial steady liquid films (membranes) form, which connect the cross-section vertices to the sheet. The number of membranes increases with increasing viscoelastic relaxation time of the solution, but also with increasing jet velocity and decreasing distance from the jet nozzle to the wall. A mechanism for this surprising destabilization of the jet, which develops perpendicularly to the direction expected for a buckling mechanism, is presented that explains these dependences. The large-scale consequences of the jet destabilization on the sheet spreading and fragmentation, which show through faceted hydraulic jumps and suspended (Savart) sheets, will also be discussed.

## Gyrokinetic turbulence cascade via predator-prey interactions between different scales

Sumire Kobayashi & Ozgur Gurcan

Affiliation : Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, Paris-Sud, UPMC, UMR7648, F-91128 Palaiseau, France

[sumire.kobayashi@gmail.com](mailto:sumire.kobayashi@gmail.com)

Nonlinear gyrokinetic simulations in a closed fieldline geometry is presented to explore the physics of collisionless plasma turbulence cascade. While spontaneously formed zonal flows and small-scale turbulence demonstrate predator-prey dynamics, a particular cascade spectrum emerges even in the presence of energy injection. The electrostatic potential and the density spectra appear in good agreement with simple theoretical prediction  $|\tilde{\phi}_k|^2 \sim |\tilde{n}_k|^2 \propto k^{-3}/(1+k^2)^2$  [?], with the spectra becoming anisotropic at small scales. The results indicate that the disparate scale interactions, and in particular the refraction and shearing of larger scale eddies by the self-consistent zonal flows, play the dominant role over the local interactions in creating the characteristic turbulence spectrum, and that the nonlinear physics in gyrokinetic system in a simple geometry compares reasonably well with reduced model such as Charney-Hasegawa-Mima equation.

## Chaos lagrangien dans un écoulement de convection confiné $2D$

L. Oteski<sup>1,2</sup>, Y. Duguet<sup>1</sup> & L. R. Pastur<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> LIMSI-CNRS, UPR 3251, F-91403, ORSAY CEDEX, FRANCE, <sup>2</sup> Université Paris-Sud, F-91405, ORSAY, FRANCE

oteski@limsi.fr

Nous présentons une étude numérique du mélange de traceurs passifs d'un écoulement de convection oscillant en milieu confiné. La géométrie est une cavité différentiellement chauffée  $2D$ , de rapport d'aspect 2 remplie d'air. L'étude du caractère mélangeant de l'écoulement est conduite sur une plage du nombre de Rayleigh ( $Ra$ ) où le champ de vitesse est instationnaire, mais périodique en temps à la suite d'une bifurcation de Hopf primaire sur l'état de base conductif. Les fonctions de Melnikov sont utilisées pour prédire l'apparition des régions de mélange principales. Nous montrons que les régions de mélange non-hyperboliques sont caractérisées par la présence de barrières matérielles (de type tores KAM), qui se rompent progressivement à mesure que  $Ra$  augmente. En nous basant sur l'extraction d'un grand nombre d'orbites périodiques instables et de leur variétés stables/instables, nous proposons une méthode permettant d'estimer numériquement la fraction de chaos présente dans le système en fonction de  $Ra$ . Nous montrons que le mélange, d'abord partiel au voisinage de la première bifurcation, s'effectue dans presque toute la cavité avant la seconde bifurcation de Hopf. Le taux de mélange est évalué numériquement pour les valeurs de  $Ra$  les plus élevées [1].

### Références

1. Oteski, L., Duguet, Y. and Pastur, L. R., Lagrangian chaos in confined two-dimensional oscillatory convection. *Journal of Fluid Mechanics*, **759** : 489-519 (2014).

## Dynamique des systèmes à l'élasticité asymétrique et discontinue

Vladislav A. Yastrebov

MINES ParisTech, PSL Research University, Centre des Matériaux, CNRS UMR 7633, Evry, France  
vladislav.yastrebov@mines-paristech.fr

Nous étudions le comportement dynamique d'un système où la force de rappel est asymétrique est discontinue :

$$\ddot{x} + \frac{2\alpha}{\omega} \dot{x} + \frac{\beta + \gamma H(x)}{\omega^2} x = \frac{1}{\omega^2} \sin(\tau + \phi),$$

où  $H(x)$  est la fonction de Heaviside. Ce système démontre une dynamique riche et complexe, qui inclut (i) l'émergence des résonances sous-harmoniques avec l'augmentation du paramètre  $\gamma$  [1], (ii) différents types de bifurcations (fourche, Poincaré-Andronov-Hopf et dédoublement de période) [2] et (iii) le mouvement chaotique délimité.

Ce système est reformulé pour plusieurs degrés de liberté [2]. Afin d'assurer la fiabilité des résultats, de différentes méthodes sont utilisées pour étudier ce système. Des outils semi-analytiques proposés dans [2] sont appliqués. Nous formulons aussi un système des équations transcendentes, qui permet de déterminer l'existence d'une solution périodique et sa période. Les simulations directes avec l'intégration implicite sont aussi utilisées. Nous étudions spécifiquement l'évolution des oscillations stables dans l'espace bi-dimensionnel  $\omega \times \gamma$  et des transitions possibles vers le chaos.

L'intérêt à l'étude de ce système provient de l'émergence de nouveaux matériaux architecturés avec l'asymétrie contrôlée des propriétés élastiques.

### Références

1. JMT Thompson and Rf Ghaffari. Chaos after period-doubling bifurcations in the resonance of an impact oscillator. *Physics Letters A*, 91(1) :5–8, 1982.
2. S Natsiavas. Dynamics of multiple-degree-of-freedom oscillators with colliding components. *Journal of Sound and Vibration*, 165(3) :439–453, 1993.



## Instabilité magnéto-élastique : un nouveau modèle validé par de nouvelles expériences

Gerbal Fabien<sup>1,2</sup>, Wang Yuan<sup>1</sup>, Bacri Jean-Claude<sup>1</sup>, Lyonnet Florian<sup>2</sup>, Hocquet Thierry<sup>1,2</sup>, & Devaud Martin<sup>1</sup>

1 : Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC) UMR 7057 (CNRS) and Université Denis Diderot - Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris, France

2 : Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, Sorbonne Universités, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

`fabien.gerbal@upmc.fr`

L'instabilité magnéto-élastique désigne un processus de flambage qui intervient quand une tige magnétique et flexible est soumise à un champ magnétique uniforme orthogonal à son axe. Maintenu à l'une ou aux deux extrémités, elle demeure droite tant que le champ n'atteint pas un seuil critique, et au delà duquel, elle fléchit subitement. Cette instabilité a été décrite initialement en 1968 [1]. La théorie consistait à résoudre les équations du champ dans une tige droite et introduire les perturbations qu'occasionne une faible déformation de la tige. Elle prévoyait un seuil qui s'est avéré 50% supérieur aux mesures expérimentales. D'autres auteurs [2] ont montré qu'une prise en compte des effets de bords des tiges à section rectangulaire permettait de réduire cette divergence à 15%. Enfin, un nouveau modèle récent [3] s'applique spécifiquement aux tiges cylindriques qui sont traitées comme une juxtaposition de petits ellipsoïdes indépendants (pour lesquels la magnétisation est uniforme). Cependant, ce modèle prévoit la même valeur de seuil que le modèle initial de 1968.

Nous montrons que ce dernier modèle n'est pas valide dans le cas des ferromagnétiques habituels dans lesquels les portions de tige sont au contraire sous fortes influences des portions voisines. Nous proposons un nouveau modèle dans lequel la magnétisation est supposée uniforme le long de la tige, et globalement déterminée par la portion de tige la plus colinéaire au champ. Ce modèle simple et inédit est extrêmement satisfaisant : il prévoit des valeurs seuil en accord avec les expériences (0.7% d'écart). Nous montrons de plus que les déformations adoptées par les tiges après flambage sont correctement prévues par le modèle. Enfin celui-ci permet aussi de retrouver les courbes de magnétisation du Nickel.

Enfin nous montrerons que cette instabilité se comporte théoriquement comme une transition de phase du second ordre selon le critère de Landau. De ce point de vue, les expériences passées et récentes présentent des aspects surprenants. Nous proposons une explication basée sur l'effet Barkhausen.

### Références

- 1- Moon F, Pao YH (1968) Magnetoelastic buckling of a thin plate. *J.App. Mech.* 35(1) : 53-58.
- 2- Miya, K, Hara, K, Someya K (1978) Experimental and theoretical-study on magnetoelastic buckling of a ferromagnetic cantilevered beam-plate. *J.App. Mech.* 45(2) : 355-360.
- 3- Yang W, Pan H, Zheng D, Cai Q (1999) An energy method for analyzing magnetoelastic buckling and bending of ferromagnetic plates in static magnetic fields. *J.App. Mech.* 66(4) : 913-917.

## Modéliser les grandes échelles dans les écoulements de paroi transitionnels

Paul Manneville

Laboratoire d'Hydrodynamique, UMR 7646, École Polytechnique, 91128 Palaiseau, France  
 paul.manneville@ladhyx.polytechnique.fr

Contrastant avec les écoulements de cisaillement libre qui cascaded vers la turbulence de façon globalement super-critique à relativement bas nombre de Reynolds ( $R$ ), les écoulements contrôlés par les effets visqueux à proximité de parois solides transitent de façon résolument sous-critique, restant linéairement stables jusqu'à des valeurs de  $R$  suffisamment élevées pour que des régimes non-triviaux (permis par la non-linéarité des équations de Navier–Stokes) puissent exister en compétition avec le régime laminaire. Sur un intervalle en  $R$  limité appelé *régime transitionnel*, cette compétition prend la forme de poches sièges d'un écoulement turbulent à petite échelle (*puffs/slugs*, *spots/stripes*, etc.) coexistant avec un écoulement resté laminaire. Une compréhension détaillée de la transition dans les différents cas d'intérêt est rendue difficile précisément par la présence de deux échelles spatio-temporelles, une *grande*, celle du motif laminaire/turbulent présentant des interfaces statistiquement bien définis et évoluant *lentement*, et une *petite*, interne aux régions agitées d'une turbulence *rapide*. Même si des progrès sensibles ont été enregistrés récemment [1], d'importants problèmes restent mal compris, notamment le rôle de l'écart au profil de base dans les domaines restés laminaires qui, à l'échelle du motif, semble important pour rendre compte de la croissance des poches turbulentes [2] ou pour fixer l'angle des bandes turbulentes [3].

Étendant une approche antérieure reposant sur un modèle simplifié d'écoulement de Couette plan [4], je présenterai les équations générales qui gouvernent les grandes échelles d'écoulement. Ces dernières sont engendrées par les tensions de Reynolds au sein des poches turbulentes résultant d'un moyennage sur les (produits de) fluctuations aux petites échelles. Le problème sera ensuite fermé par l'écriture des équations qui régissent ces dernières et dans lesquelles les grandes échelles sont présentes sous la forme de termes d'advection effectifs. Dans un troisième temps le problème relatif aux petites échelles sera résolu *via* une hypothèse de type "Minimal Flow Unit" [5] qui conduit à un système généralisant le modèle de Waleffe [6] décrivant le processus local d'auto-entretien de la turbulence.

Cette approche explicite les intuitions de Hayot et Pomeau [6] concernant les aspects non-locaux associés au maintien du motif laminaire-turbulent. Mis en évidence pour l'écoulement de Couette, le feedback entre petites et grandes échelles ainsi décrit est générique et, moyennant des modifications spécifiques appropriées, se transpose aux autres cas moins académiques, écoulement dans un canal, couche limite, etc.

### Références

1. P. Manneville, On the transition to turbulence of wall-bounded flows in general, and plane Couette flow in particular, *Eur. J. Mech. B/Fluids* **49** (2015) 345–362.
2. Y. Duguet, P. Schlatter, Oblique laminar-turbulent interfaces in plane shear flows, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 034502.
3. D. Barkley, L.S. Tuckerman, Mean flow of turbulent-laminar patterns in plane Couette flow, *J. Fluid Mech.* **576** (2007) 109–137.
4. M. Lagha, P. Manneville, Modeling of plane Couette flow. I. Large scale flow around turbulent spots, *Phys. Fluids* **19** (2007) 094105.
5. J. Jiménez, P. Moin, The minimal flow unit in near wall turbulence, *J. Fluid Mech.* **225** (1991) 213–240.
6. F. Waleffe, On a self-sustaining process in shear flows, *Phys. Fluids* **9** (1997) 883–900.
7. F. Hayot, Y. Pomeau, Turbulent domain stabilization in annular flows, *Phys. Rev. E* **50** (1994) 2019–2021.

## Pattern Formation in Plasmas : On Why Staircases are Inevitable in Drift-Rossby Turbulence

Patrick H. Diamond

CMTFO and CASS, U.C. San Diego

In this talk, I will review the problem of pattern formation in drift wave turbulence in magnetized, confined plasmas. A brief introduction to the key physics of confined plasmas will be given. Then, I will focus on the two fundamental pattern formation trends in drift wave turbulence. There are :

A. Zonal Flow Formation : which occurs as a consequence of inhomogeneous mixing of potential vorticity (or, alternatively, polarization charge). Zonal flows are azimuthally symmetric shear layers, which necessarily limit ExB mixing and radial transport.

B. Avalanching, which occurs as a consequence of sequential overturning on instability events. Avalanching is scale independent, and results in the formation of radially extended, intermittent bursts.

The key problem, of course, is that zonal flows and avalanches are mutually exclusive.

Staircases solve the pattern formation problem by concentrating the zonal shear into thin layers or steps - while avalanches propagate in between. Staircases form naturally as a consequence of a time delay between the local heat flux and the local gradient, which allows over-shooting and jam formation. This talk will discuss ExB staircases, scenarios for their formation, and will review staircase physics in light of related phenomena in pure QG fluids and thermosolutal convection.