



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

Longue

Résumés des exposés de la 17e
Rencontre du Non-Linéaire
Paris 2014

17^e RENCONTRE DU NON-LINÉAIRE
 Université Paris Diderot, PARIS
 18–20 Mars 2014

Nous remercions vivement le GDR PHENIX, le GDR Turbulence, l'Institut des Systèmes Complexes-Paris Île-de-France (ISC-PIF), l'université Paris Diderot, le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), pour leur soutien matériel et financier.

Le comité scientifique est composé de :

Médéric ARGENTINA INLN — Nice
 Sébastien AUMAÎTRE CEA — Saclay
 Christel CHANDRE CPT — Marseille
 Laurent CHEVILLARD Lab. de Physique — ENSL
 Özgür GÜRCAN LPP — École Polytechnique
 Jérôme HOEPFFNER IJLRA — UPMC
 Éric FALCON MSC — Paris Diderot
 Christophe FINOT ICB — Dijon
 François PÉTRÉLIS LPS — ENS
 Chi-Tuong PHAM LIMSI — Paris-Sud
 Stéphane RANDOUX PhLAM — Lille
 Laure SAINT-RAYMOND DMA — ENS

Les Rencontres annuelles du Non-Linéaire sont organisées par :

Éric FALCON MSC — Paris Diderot
 Marc LEFRANC PhLAM — Lille
 François PÉTRÉLIS LPS — ENS
 Chi-Tuong PHAM LIMSI — Paris-Sud

Le colloque *Dynamique et optique non linéaires, hommage à Pierre Glorieux* est organisé par :

Marc LEFRANC PhLAM — Lille
 Daniel HENNEQUIN PhLAM — Lille
 Stéphane RANDOUX PhLAM — Lille

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

Non-Linéaire Publications, Avenue de l'université, BP 12
 76801 Saint-Étienne du Rouvray cedex

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

<http://nonlineaire.univ-lille1.fr/>

Renseignements :

rnl@nonlineaire.univ-lille1.fr

Table des matières

| | |
|---|----|
| États “Chimère” dans une dynamique à retard en longueur d’onde d’une diode laser accordable <i>Laurent Larger, Bogdan Penkovsky, Morgane Girardot-Poinsot, Yuri Maistrenko</i> | 1 |
| An insight in turbulent thermal convection <i>Francesca CHILLA</i> | 2 |
| Statistical early warning indicators based on Auto-Regressive Moving-Average processes <i>Faranda, D., Pons, F., Dubrulle, B.</i> | 3 |
| Localiser un îlot de stabilité perdu dans une mer chaotique, et inversement, à l’aide de la Dynamique Biaisée par les Lyapunov <i>Tanguy Laffargue, Julien Tailleur</i> | 4 |
| Milieus complexes avec un modèle de Réaction-Diffusion <i>Sergio Chibbaro, Federico Bianco, Davide Vergni, Angelo Vulpiani</i> | 5 |
| Diffusion anormale dans un modèle de dépôt plasma <i>Jean-Marc Bauchire, Pascal Brault, François James, Christophe Josserand</i> | 6 |
| Étude systématique des transitions dans l’équation de Ginzburg–Landau stochastique par l’algorithme “adaptive multilevel splitting” <i>Freddy Bouchet, Joran Rolland, Éric Simonnet</i> | 7 |
| Instabilités secondaires tridimensionnelles d’un film liquide s’écoulant sur un plan incliné <i>N. Kofman, S. Merqui, C. Ruyer-Quil</i> | 8 |
| Un point de vue nonlinéaire sur les instabilités hydrodynamiques <i>Jérôme Hoepffner</i> | 9 |
| Instabilité de Kelvin-Helmholtz et allée de Bénard-Von Karman en géométrie confinée <i>Paul Boniface, Laurent Limat, Luc Lebon, Mathieu Receveur, Fabien Bouillet</i> | 10 |
| Mélange Chaotique de Fluides à Seuil <i>J. Boujlel, E. Gouillart, P. Jop</i> | 11 |
| Heat transfer by Görtler vortices developed on a wall with finite conductivity <i>Lyes Kahouadji, Harunori Yoshikawa, Jorge Peixinho, Innocent Mutabazi</i> | 12 |
| Acoustic signal produced by the overpressure release of a cylindrical cavity <i>Claudia Sánchez, Brayan Álvarez, Francisco Melo, Valérie Vidal</i> | 13 |
| Fracture path in an anisotropic material in the light of a friction experiment <i>Franco Tapia, David Chateau, Jean-Christophe Gémard</i> | 14 |

| | |
|--|----|
| Dynamique d'une bille vibrée <i>Chastaing, Géminard</i> | 15 |
| Etudes théoriques et numériques des dynamiques d'un ressort rebondissant <i>Hubert Maxime, Vandewalle Nicolas</i> | 16 |
| Étude du “coarsening” à partir de l'équation de la diffusion de la phase du “pattern” <i>Biagi S., Misbah C., Politi P.</i> | 17 |
| Instabilité de modulation dans le régime de dispersion normal d'un microfil de chalcogénure pour la conversion de fréquence dans le moyen infra-rouge <i>T. Godin, Y. Combes, R. Ahmad, M. Rochette, T. Sylvestre, J.M. Dudley</i> | 18 |
| Mesures spectrales en temps réel et dynamiques non-linéaires <i>T. Godin, Y. Combes, B. Wetzel, D.M. Nguyen, T. Sylvestre, G. Genty, F. Dias, J.M. Dudley</i> ... | 19 |
| Instabilités optiques dans les fibres à dispersion oscillante <i>Christophe Finot, Julien Fatome, Alexej Sysoliatin, Alexej Kosolapov, Stefano Wabnitz</i> | 20 |
| Comportement excitable d'un oscillateur opto-hyperfréquence <i>Marco Romanelli, Marc Brunel, Marc Vallet</i> | 21 |
| Intermittence dans un système optique proche de l'intégrabilité <i>P. Walczak, P. Suret, M. Onorato, S. Randoux</i> | 22 |
| Fluctuations and Criticality of a Granular Solid-Liquid-Like Phase Transition <i>Castillo G., Mujica N., Soto R.</i> | 23 |
| Mécano-perception longue distance chez les plantes : un couplage poroélastique non linéaire ? <i>J-F. Louf, G. Guéna, O. Pouliquen, Y. Forterre, E. Badel, H. Cochard, B. Moulia</i> | 24 |
| Transitions structurales dans un gaz granulaire magnétique <i>Simon Merminod, Michael Berhanu, Eric Falcon</i> | 25 |
| Claquage élastocapillaire <i>Aurélie Fargette, Sébastien Neukirch, Arnaud Antkowiak</i> | 26 |
| Oscillation quasi-biennale : expériences de laboratoire <i>Benoît Semin, Giulio Facchini, François Pétrélis, Stephan Fauve</i> | 27 |
| Ondes internes rayonnées par un ellipsoïde tournant dans un fluide stratifié <i>Benjamin Miquel, Patrice Meunier, Stéphane Le Dizès</i> | 28 |
| Intense Flows in Librationally-Driven Non-Axisymmetric Systems <i>Alexander Grannan, Michael Le Bars, David Cébron, Jonathan Aurnou</i> | 29 |
| Champ de vitesse et vorticité dans un écoulement à forçage périodique <i>Gerardo Ruiz-Chavarria, Erick Javier Lopez-Sanchez</i> | 30 |
| Etude numérique d'une couche de fluide soumise à évaporation <i>Hernandez-Zapata Sergio, Ruiz-Chavarria Gerardo</i> | 31 |
| The signature of initial conditions on magnetohydrodynamic turbulence <i>Vassilios Dallas, Alexandros Alexakis</i> | 32 |
| On the edge of an inverse cascade <i>Seshasayanan, Kannabiran, Benavides, Santiago Jose, Alexakis, Alexandros</i> | 33 |

| | |
|---|----|
| Gyrokinetic simulations of collisionless reconnection in turbulent non-uniform plasmas <i>Sumire Kobayashi, Barrett N. Rogers, Ryusuke Numata</i> | 34 |
| Description gyrocinétique pour les modes de déchirement neoclassiques. <i>Tronko, Brizard, Wilson</i> | 35 |
| Vaporisation d'une nano-goutte encapsulée stimulée par ultrasons <i>Matthieu Guédra, François Coulouvrat</i> | 36 |
| La phyllotaxie : cristallographie sous rotation-dilatation et mode de croissance ou de détachement <i>Nicolas Rivier, Jean-François Sadoc, Jean Charvolin</i> | 37 |
| Dynamique non-linéaire des efflorescences du phytoplancton en milieu marin <i>J. Derot, F.G. Schmitt, V. Gentilhomme</i> | 38 |
| Dynamique interne du noyau d'une cellule vivante : Étude par diffusion dynamique de la lumière <i>Zakia Mokhtari, Eric Freyssingas, Pierre Borgnat, Evelyne Goillot</i> | 39 |
| Dynamique de particules elliptiques en turbulence bidimensionnelle <i>Dario Vincenzi, Anupam Gupta, Rahul Pandit</i> | 40 |
| Chaotic dynamics of a convection roll in a highly confined, vertical, differentially heated fluid layer <i>Zhenlan GAO, Bérengère Podvin, Anne Sergent, Shihe Xin</i> | 41 |
| Cascades inverses et directes dans une expérience de turbulence en rotation <i>Frédéric Moisy, Antoine Campagne, Basile Gallet, Pierre-Philippe Cortet</i> | 42 |
| Impact sur une suspension granulaire dense : rôle clé du couplage entre dilatance de Reynolds et pression de pore. <i>J. John Soundar Jerome, Y. Forterre</i> | 43 |
| Structuration de la plasticité dans un milieu amorphe <i>A. Le Bouil, J. Crassous, S. McNamara, A. Amon</i> | 44 |
| Transition doigt/fracture lors de l'ascension d'air dans un milieu granulaire confiné et saturé <i>Vincent De Zotti, Valérie Vidal</i> | 45 |
| Instabilité du pont capillaire <i>Gounséti Paré, Jérôme Hoepffner</i> | 46 |
| Impact radial d'un jet liquide sur un plan incliné <i>Alexis Duchesne, Rémy Herbault, Luc Lebon, Laurent Limat</i> | 47 |
| Réarrangements polygonaux d'un vortex <i>M. Labousse, S. Perrard, E. Fort, Y. Couder, J.W.M. Bush, L. Limat</i> | 48 |
| Goutte blindée <i>S. Dorbolo L. Maquet, P. Colinet</i> | 49 |
| Radially forced parametric oscillations of liquid drops <i>A. Ebo Adou, L. S. Tuckerman, D. Juric, J. Chergui, A. M. Juric, S. Shin</i> | 50 |

| | |
|--|----|
| Etude des propriétés optique non linéaire du ZnO dopé indium en utilisant la technique Z-scan <i>Youcef Bougherira, Saad Amara, Mosbah Daamouche, Mohamed Traiche</i> | 51 |
| Diagrammes de bifurcation expérimentaux d'une diode laser soumise à une rétroaction optique externe. <i>Byungchil Kim, Alexandre Locquet, Nianqiang Li, Daeyoung Choi, David S. Citrin</i> | 52 |
| The Taylor vortex dynamo <i>Christophe Gissinger</i> | 53 |
| Dynamique de fusion de billes de glace en écoulement turbulent. <i>N. Machicoane, J. Bonaventure, R. Volk</i> | 54 |
| Large deviations and non-equilibrium statistical mechanics <i>Thierry BODINEAU</i> | 55 |
| Depletion of nonlinearity and self-organization in fluid and plasma turbulence <i>Wouter BOS</i> | 56 |
| Clustering et ségrégation dans les gaz granulaires bidisperses <i>Opsomer, Vandewalle, Ludewig</i> | 57 |
| Transport d'énergie entre deux thermostats hors-équilibre. <i>A. Naert, C.-É. Lecomte</i> | 58 |
| Étude expérimentale de la friction granulaire en présence de vibrations mécaniques <i>Henri Lastakowski, Victor Bertrand, Marc Moulin, Jean-Christophe Géminard, Valérie Vidal</i> | 59 |
| Génération et propagation d'ondes à la surface d'un écoulement turbulent <i>Pablo Gutierrez-Matus, Sébastien Aumaître</i> | 60 |
| Modèle phénoménologique pour la prédiction de spectres stationnaires et instationnaires de turbulence d'ondes de plaques <i>T. Humbert, C. Jossierand, O. Cadot, C. Touzé</i> | 61 |
| Vers une turbulence d'ondes optiques en présence d'interactions à longue portée <i>Gang Xu, Josselin Garnier, Stefano Trillo, Antonio Picozzi</i> | 62 |
| Croissance de jardins chimiques en cellule de Hele-Shaw <i>Haudin Florence, Brau Fabian, Cartwright Julyan et De Wit Anne</i> | 63 |
| De nouvelles expériences dans l'écoulement de Couette plan <i>Marie Couliou, Romain Monchaux</i> | 64 |
| Écoulement viscoélastique de Couette-Taylor en analogie avec l'instabilité magnétorotationnelle <i>Yang BAI, Farid TOUMACHE, Olivier CRUMEYROLLE, Innocent MUTABAZI</i> | 65 |
| Effet du nombre de rouleaux dans un écoulement turbulent de Taylor-Couette <i>Borja Martínez-Arias, Jorge Peixinho, Olivier Crumeyrolle & Innocent Mutabazi</i> | 66 |
| Réductions fluides et cinétiques pour les plasmas : approche hamiltonienne <i>Perin M., Chandre C., Tassi E.</i> | 67 |
| Advection chaotique dans un électrolyte, générée par une densité de forces de Laplace <i>G. Vinsard, S. Dufour, E. Saadjan</i> | 68 |

| | |
|--|----|
| Observation directe de la formation de patterns dans des paquets d'électrons relativistes | |
| <i>E. Roussel, C. Evain, M. Le Parquier, C. Szwaj, S. Bielański, M. Hosaka N. Yamamoto, Y. Takashima, T. Konomi, M. Adachi, H. Zen, S. Kimura, M. Katoh, J. Raasch, P. Thoma, A. Scheuring, K. Ilin, M. Siegel, L. Manceron, J.-B. Brubach, M.-A. Tordeux, J.-P. Ricaud, L. Cassinari, M. Labat, M.-E. Couprie, P. Roy</i> | 69 |
| Mélange de fréquence dans un paquet d'électrons relativistes, et application pour démarrer le processus d'amplification d'un laser à électrons libres. | |
| <i>C. Evain, E. Roussel, C. Szwaj, S. Bielański</i> | 70 |
| Using Shell Models to Study Drift Wave Turbulence in Fusion Plasmas | |
| <i>K. Ghantous, Ö. D. Gürçan</i> | 71 |
| Stochastic averaging, jet formation and bistability in turbulent planetary atmospheres | |
| <i>Cesare Nardini, Freddy Bouchet & Tomás Tangarife</i> | 72 |
| Supernova : explosion ou implosion ? | |
| <i>Y. Pomeau, M. Le Berre, P.-H. Chavanis, B. Denet</i> | 73 |
| Violation de la relation de Stokes-Einstein dans l'eau surfondue jusqu'à -34°C | |
| <i>Amine Dehaoui, Bruno Issenmann, Frédéric Caupin</i> | 74 |
| Instabilité de méandrage d'un filet liquide | |
| <i>Stéphanie Couvreur, Adrian Daerr, Jens Eggers, Laurent Limat</i> | 75 |
| Structures spatiales localisées topologiques en optique | |
| <i>Bruno Garbin, Julien Javaloyes, Giovanna Tissoni, Stéphane Barland</i> | 76 |
| Cavitation in trees : the dynamics and sound of bubble nucleation | |
| <i>Philippe MARMOTTANT</i> | 77 |

États “Chimère” dans une dynamique à retard en longueur d’onde d’une diode laser accordable

Laurent Larger¹, Bogdan Penkovsky¹, Morgane Girardot-Poinsot¹, & Yuri Maistrenko²

¹ FEMTO-ST / Optics Dept., UMR CNRS 6174, University of Franche-Comté, 16 Route de Gray, 25030 Besançon Cedex, France

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

llarger@univ-fcomte.fr

Les états “Chimère” ont été découverts au début des années 2000, dans des réseaux d’oscillateurs non linéaires couplés [1,2]. Ils correspondent à la formation de clusters à l’intérieur du réseau, caractérisés par des comportements dynamiques “incongruents” : des groupes d’oscillateurs en régime de point fixe ou de cycle limite peuvent par exemple coexister avec d’autres groupes présentant des comportements chaotiques. Comme la créature de la mythologie grecque, le corps d’une Chimère est ainsi constitué de parties appartenant à des espèces animales différentes.

Les premières observations expérimentales de ces comportements surprenants des réseaux d’oscillateurs à couplage non local, n’ont cependant été faites que très récemment en 2012. Elles ont été obtenues indépendamment dans un système optique réalisant une dynamique spatio-temporelle d’un front d’onde [3], ainsi qu’en chimie par une dynamique spatio-temporelle dans un réacteur [4].

Une analogie connue entre les équations à retard et les dynamiques spatio-temporelles [5] nous a récemment amenés à rechercher de tels états “Chimères” dans des dynamiques non linéaires à retard [6]. Sur la base de cette analogie, nous avons identifié les conditions dans lesquelles de tels états “Chimères” peuvent exister. Nous proposons ici une expérience d’optique permettant la réalisation physique de ces conditions. Cette expérience fait intervenir une diode laser accordable dont la longueur d’onde obéit à une équation intégro-différentielle non linéaire à retard, dans laquelle la non linéarité correspond à la fonction d’Airy d’un Fabry-Pérot :

$$\delta \int_{s_0}^s x(\xi) d\xi + x(s) + \varepsilon \frac{dx}{ds}(s) = \frac{\beta}{1 + m \sin^2[x(s-1) + \Phi_0]}$$

où le temps est normalisé par rapport au retard temporel, et $x(s)$ représente une quantité proportionnelle à la longueur d’onde du laser accordable.

Références

1. Y. KURAMOTO AND D. BATTOGTOKH, Nonlinear phenomena in complex systems **5**, 380 (2002).
2. D. M. ABRAMS AND S. H. STROGATZ, Phys. Rev. Lett. **93**, 174102 (2004).
3. A. M. HAGERSTROM, T. E. MURPHY, R. ROY, P. HÖVEL, I. OMELCHENKO AND E. SCHÖLL, Nature Physics (London) **8**, 658 (2012).
4. M. TINSLEY, S. NKOMO AND K. SHOWALTER, Nature Physics (London) **8**, 662 (2012).
5. F.T. ARECCHI, G. GIACOMELLI, A. LAPUCCI AND R. MEUCCI, Phys. Rev. A **45**, R4225 (1992).
6. L. LARGER, B. PENKOVSKYI AND Y. MAISTRENKO, Phys. Rev. Lett. **111**, 054103 (2013).

An insight in turbulent thermal convection

Francesca CHILLA

ENS Lyon

The Rayleigh-Bénard convection is in principle one of simplest convective systems to be studied. Turbulent thermal convection is often present in common geophysical or industrial situation, at the same time the turbulent state of Rayleigh Bénard convection is less understood and more difficult to achieve in controlled laboratory condition. To study turbulent state is necessary to explore Rayleigh numbers larger than 106 and several order of magnitude in Ra are necessary. In the last 20 years improvements have been done thanks to new experimental techniques (as PIV measurements) and the use of "exotic fluids" as gases near the critical point that allows to reach $Ra = 1016$. Improvements in computation power also allow presently to run numerical simulations till $Ra=1012$. Nevertheless lot of points remain unclear, the behaviours of Nusselt number as function of Rayleigh number is not completely elucidated, particularly for $Ra > 1012$. A situation of multistability seems to appear, but the mechanism of selection of every particular state is not clear. The role of the boundary layer and its interaction with the turbulent bulk seems to be key points for the comprehension of the problem. A point will be done on the recent results and present axes of research.

Statistical early warning indicators based on Auto-Regressive Moving-Average processes

Faranda, D.¹, Pons, F.², & Dubrulle, B.¹

¹ Laboratoire SPHYNX, Service de Physique de l'Etat Condensé, DSM, CEA Saclay, CNRS URA 2464, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² Dipartimento di Statistica, Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, Italy
`davide.faranda@cea.fr`

We address the problem of defining early warning indicators of critical transition [Scheffer *et al.* (2009)]. To this purpose, we fit the relevant time series through a class of linear models, known as ARMA(p, q) models [Brockwell and Davis (2009)]. We define two indicators representing the total order and the total persistence of the process, linked, respectively, to the shape and to the characteristic decay time of the autocorrelation function of the process. We successfully test the method to detect transitions in a Langevin model and a 2D Ising model with nearest-neighbour interaction. We then apply the method to complex systems, namely for dynamo thresholds and financial crisis detection. In all the cases considered, the behavior of the indicators has shown to be an effective way to investigate the proximity of the system to a critical transition; thus, they seem to be a useful tool to study critical transitions, since their estimation involves well-known, standard statistical techniques characterized by a low computational cost and applicable to relatively short time series. On a theoretical level, one can use the technique to understand how transitions are modified when systems originally in equilibrium are driven out of equilibrium by forcing-dissipation mechanisms, starting from conceptual toy model of out-of-equilibrium Ising dynamics [Faranda *et al.* (2014)].

Références

- [Scheffer *et al.* (2009)] Scheffer, M., Bascompte, J., Brock, W. A., Brovkin, V., Carpenter, S. R., Dakos, V., ... & Sugihara, G. (2009). Early-warning signals for critical transitions. *Nature*, 461(7260), 53-59.
- [Brockwell and Davis (2009)] Brockwell, P. J., & Davis, R. A. (2009). *Time series : theory and methods*. Springer.
- [Faranda *et al.* (2014)] Faranda, D., Dubrulle, B., Saint-Michel, B., & Thalabard, S. (2014). Non equilibrium Ising dynamics under a temperature gradient field. arXiv preprint arXiv :1309.3437.

Localiser un îlot de stabilité perdu dans une mer chaotique, et inversement, à l'aide de la Dynamique Biaisée par les Lyapunov

Tanguy Laffargue & Julien Tailleur

Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (CNRS UMR 7057), Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France
`tanguy.laffargue@univ-paris-diderot.fr`

La dynamique de certains systèmes physiques est gouvernée par des structures de chaoticité atypique, représentant un petit volume dans l'espace des phases. Par exemple, les résonances et les séparatrices jouent un rôle central dans la stabilité des systèmes planétaires [1]. L'étude des propriétés de transport des systèmes quasi-intégrables nécessite de s'intéresser à des couches chaotiques très minces, qui sont les structures responsables de la diffusion d'Arnold [2]. De même, des objets localisés comme les solitons et les modes de respiration chaotiques sont responsables du transport de l'énergie dans des systèmes non linéaires comme les condensats de Bose-Einstein et les molécules biologiques [3,?,?]. De façon similaire, le phénomène d'intermittence, qui est important dans les systèmes turbulents, semble être généré par des structures localisées spatialement qui apparaissent et disparaissent dans l'écoulement [6].

Ces structures, en plus d'être rares, sont généralement instables, ce qui complique leur mise en évidence. En dépit des progrès faits ces dernières années, la plupart des méthodes numériques pour localiser ces trajectoires rares sont uniquement applicables à des systèmes de faible dimension ou sont spécifiques à un modèle. La Dynamique Biaisée par les Lyapunov [7] est un algorithme Monte-Carlo qui permet d'échantillonner les trajectoires en fonction de leur spectre de Lyapunov, une observable qui mesure la sensibilité aux conditions initiales et donc la chaoticité. Je montrerai comment cet algorithme permet d'observer des trajectoires inaccessibles par des simulations directes, à la fois en haute et basse dimension, ouvrant ainsi la porte à des applications allant de la mécanique céleste à la physique statistique [8].

Au-delà de la détection de trajectoires atypiques, cet algorithme permet aussi de mesurer la pression topologique, une quantité centrale de la thermodynamique des trajectoires de Ruelle [9], dans des systèmes étendus spatialement. Cette observable, qui est l'analogue de l'énergie libre dans l'espace des trajectoires, fournit un cadre naturel pour étudier les transitions de phase dynamiques. J'illustrerai le calcul de la pression topologique sur une chaîne d'applications couplées [8].

Références

1. J. Laskar, "A numerical experiment on the chaotic behaviour of the Solar System", *Nature* **338**, 237 (1989).
2. V. I. Arnold, "Instability of dynamical systems with several degrees of freedom", *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **156:1**, 9–12 (1964). English translation : *Sov. Mat. Dokl.* **5**, 581–585 (1964).
3. T. Cretegny, T. Dauxois, S. Ruffo & A. Torcini, "Localization and equipartition of energy in the β -FPU chain: Chaotic breathers", *Physica D* **121**, 109–126 (1997).
4. A. Trombettoni & A. Smerzi, "Discrete Solitons and Breathers with Dilute Bose-Einstein Condensates", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2353–2356 (2001).
5. M. Peyrard, T. Dauxois, H. Hoyet & C. R. Willis, "Biomolecular dynamics of DNA: statistical mechanics and dynamical models", *Physica D* **68**, 104–115 (1993).
6. G. Falkovich, I. Kolokolov, V. Lebedev, & A. Migdal, "Instantons and intermittency", *Phys. Rev. E* **54**, 4896–4907 (1996).
7. J. Tailleur & J. Kurchan, "Probing rare physical trajectories with Lyapunov weighted dynamics", *Nature Physics* **3**, 203–207 (2007).
8. T. Laffargue, K.-D. Nguyen Thu Lam, J. Kurchan & J. Tailleur, "Large deviations of Lyapunov exponents", *J. Phys. A* **46**, 254002 (2013).
9. D. Ruelle, *Thermodynamic formalism: the mathematical structure of equilibrium statistical mechanics*, Addison-Wesley (1978).

Milieus complexes avec un modèle de Réaction-Diffusion

Sergio Chibbaro¹, Federico Bianco¹, Davide Vergni², & Angelo Vulpiani³

¹ Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS, UMR7190, Institut Jean Le Rond d’Alembert, F-75005 Paris, France.

² Istituto Applicazioni Calcolo, CNR, V.le Manzoni 30, 00185, Rome, Italy

³ Dipartimento di Fisica, Università “La Sapienza” and ISC-CNR, Piazzale Aldo Moro 2, I-00185 Roma, Italy
`sergio.chibbaro@upmc.fr`

Nous étudions la dynamique complexe dans des milieux hétérogènes par le moyen d’un simple modèle de réaction-diffusion (RD). En particulier, nous avons exploré les lois d’échelle et la dynamique qui se développe sur un réseau de percolation, qui peut grossièrement représenter un milieu poreux. Deux cas différents ont été analysés en détail : la dynamique du front réactif dans un réseau de percolation asymptotique et la propagation du front à travers un réseau de percolation confiné par deux parois.

Les processus de réaction-diffusion ont été largement étudiés dans les dernières années car il s’agit de systèmes qui peuvent expliquer la physique de différents problèmes pertinents [1,2]. L’étude mathématique de ce genre de dynamique sur un substrat homogène peut être reporté au modèle de Fisher-Kolmogorov-Petrovskii-Piskunov (FKPP) [3]

$$\partial_t \theta = D \Delta \theta + \alpha g(\theta), \quad (1)$$

où le champ scalaire θ représente la concentration fractionnaire de produits de réaction, D est la diffusivité moléculaire, $g(\theta)$ décrit le procédé de réaction et α est le taux de réaction (l’inverse d’un temps).

Une approche naturelle à l’étude de la réaction et la diffusion dans un milieu hétérogène peut être construite en généralisant l’Eq. (1), dans laquelle l’opérateur de transport $\hat{L} = D(\mathbf{x})\Delta$, dépend des variables spatiales :

$$\partial_t \theta(\mathbf{x}, t) = D(\mathbf{x}) \Delta \theta(\mathbf{x}, t) + f(\theta(\mathbf{x}, t)). \quad (2)$$

La forme et la distribution spatiale de $D(\mathbf{x})$ permet de prendre en considération les propriétés du milieu et donc de traiter des sujets physiques et biologiques différents [4,5].

Nous avons appliqué ce modèle général aux deux cas considérés. Pour la diffusion réactive, les données numériques et des arguments analytiques montrent une loi d’échelle en forme de loi de puissance pour le produit de la réaction du type $M(t) \sim t^{d_l}$, où d_l est la dimension de connectivité. Dans le canal en percolation, un comportement plus complexe a été exploré. Une onde progressive statistiquement stationnaire se développe. La vitesse et l’épaisseur de cette onde progressive ont été calculés numériquement.

Tandis que la vitesse du front est une quantité faiblement fluctuante et son comportement peut être compris utilisant de simples raisonnements théoriques, l’épaisseur du front est une quantité qui manifeste des fluctuations très importantes, qui suivent un comportement en loi de puissance en fonction de la largeur du canal. Les lois d’échelle observées suggèrent un effet important de l’hétérogénéité même loin du seuil de percolation, alors que le substrat n’est plus auto-similaire à toutes les échelles.

Références

1. J.D. Murray, *Mathematical Biology*, (Springer-Verlag, Berlin, 1993).
2. N. Peters, *Turbulent combustion* (Cambridge University Press, New York, 2000).
3. A. N. Kolmogorov, I. G. Petrovskii, and N. S. Piskunov, *Moscow Univ. Bull. Math.* **1**, 1 (1937) ; R. A. Fischer, *Ann. Eugenics* **7**, 355 (1937).
4. N. Shigesada and K. Kohkichi. *Biological invasions : theory and practice*, (Oxford University Press, UK, 1997).
5. A. Okubo and S. A. Levin, *Diffusion and ecological problems : modern perspectives*. (Springer Verlag, New York, 2001).

Diffusion anormale dans un modèle de dépôt plasma

Jean-Marc Bauchire¹, Pascal Brault¹, François James², & Christophe Josserand³

¹ GREMI, UMR 7344, CNRS-Université d'Orléans, BP 6744, 45067 Orléans Cedex 2

² MAPMO, UMR 7349, CNRS-Université d'Orléans, BP 6759, 45067 Orléans Cedex 2

³ Institut D'Alembert, UMR 7190 CNRS & UPMC, Sorbonne Universités, F-75005 Paris, France

christophe.josserand@upmc.fr

Le dépôt plasma d'atomes sur une surface est utilisée dans de nombreuses applications industrielles. Par exemple la dépôt d'atomes de platine sur un substrat poreux carboné permet d'augmenter fortement la catalyse des réactions en jeu dans les piles à combustible [1]. Les atomes créés par un plasma de pulvérisation sont transportés dans le substrat poreux et se déposent le long des parois des pores. Il en résulte, un dépôt atomique dans le substrat dont la densité décroît continument en fonction de la distance à la surface du substrat. Expérimentalement, il a été observé que cette décroissance correspondait à un processus globale de "super"-diffusion anormale. La diffusion anormale peut-être modélisée de manière phénoménologique par un équation de diffusion dont le coefficient de diffusion dépend de la profondeur z à laquelle on se trouve. Si elle permet de bien retrouver les courbes expérimentales [2], cette modélisation ne permet pas de comprendre *a priori* les origines de la diffusion anormale. Nous proposons pour cela d'étudier un modèle de diffusion dans un milieu poreux qui couple de manière non-linéaire la diffusion des atomes libres dans le poreux et celle des atomes absorbés par le substrat. Ces deux équations de diffusion sont couplés par la loi d'absorption/désorption des atomes par le substrat. Ce modèle présente donc l'avantage de prendre en compte, même de manière simplifiée, les mécanismes physiques microscopiques pertinents.

De manière plus précise, prenant en compte l'invariance par translation de la dynamique dans les plans horizontaux, on propose donc le système d'équations de diffusion couplés :

$$\begin{cases} \partial_t c_\ell = \partial_z(\kappa_\ell \partial_z c_\ell) + \frac{1}{\tau}(c_s - h(c_\ell)) \\ \partial_t c_s = \partial_z(\kappa_s \partial_z c_s) - \frac{1}{\tau}(c_s - h(c_\ell)), \end{cases} \quad (1)$$

où $c_\ell(z, t)$ et $c_s(z, t)$ représentent la densité des atomes libres et absorbés respectivement, fonction de la profondeur z ($z = 0$ correspondant à la surface du substrat) et du temps t . On note κ_ℓ et κ_s les coefficients de diffusion de chacun des états, avec $\kappa_s \ll \kappa_\ell$ traduisant la propriété que la diffusion des atomes absorbés est bien plus lente que celle des atomes libres. Le terme non-linéaire peut-être interprété comme un terme de relaxation vers l'équilibre thermodynamique qui s'écrit : $c_s = h(c_\ell)$, avec un temps de relaxation τ . Dans la limite de relaxation rapide (en prenant donc dans les équation la limite mathématique $\tau \rightarrow 0$), on peut montrer que la dynamique suit une équation de diffusion non-linéaire pour laquelle des exposant anomaux sont observés numériquement que nous nous proposerons d'expliquer par une approche semi-analytique.

Références

1. P. Brault, A. Caillard, A. L. Thomann, J. Mathias, C. Charles, R. W. Boswell, S. Escribano, J. Durand and T. Sauvage, *J. Phys. D* **34**, 3419 (2004).
2. P. Brault, C. Josserand, J.-M. Bauchire, A. Caillard, C. Charles and R.W. Boswell, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 045901 (2009).
3. Langmuir I., *Jour. Amer. Chem. Soc.*, **40** (1918), n° 9, 1361-1403
4. James F., M. Sepúlveda and P. Valentin, *Math. Models and Methods in Applied Science*, **7** (1997), n° 1, 1-29

Étude systématique des transitions dans l'équation de Ginzburg–Landau stochastique par l'algorithme “adaptive multilevel splitting”

Freddy Bouchet¹, Joran Rolland², & Éric Simonnet²

¹ Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon, 46, allée d'Italie, 69007,

² Institut du Non linéaire de Nice, UMR 7335, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne

joran.rolland@inln.cnrs.fr

Les métastabilités entre deux états se présentent dans de nombreux domaines de la physique, allant des transitions de phases au climat. Un certain nombre de ces systèmes peuvent être décrits par l'équation de Ginzburg–Landau stochastique (parfois dite de Allen–Cahn ou Chafee–Infante), l'équation aux dérivées partielles stochastique la plus simple présentant de la métastabilité. Sa particularité découle du fait qu'elle dérive d'un potentiel. Une fois adimensionnée, elle s'écrit :

$$\partial_t A = \partial_x^2 A + (A - A^3) + \sqrt{\frac{2}{\beta}} \eta, \quad A(0) = A(L) = 0, \quad \langle \eta(x, t) \eta(x', t') \rangle = \delta(t - t') \delta(x - x'), \quad (1)$$

où L est la taille du système. Cette SPDE présente deux états métastables $A \simeq \pm 1$, minima du potentiel. Le nombre de points cols entre ces deux états croît avec la taille. Ils se distinguent par leur nombre de fronts [1]. Le passage d'un minimum à un autre est dit *trajectoire réactive*. On distingue deux types de trajectoires réactives : des retournements globaux de A et des créations de germes de $A = \mp 1$ dans $A \simeq \pm 1$, puis avancement des fronts.

Un certain nombre d'approches théoriques permettent d'étudier la métastabilité entre les deux états $A \simeq \pm 1$. D'une part dans la limite $\beta \rightarrow \infty$ de température nulle où la relation d'Eyring Kramers donne le temps de premier passage moyen [2] et la théorie de Friedlin–Wentzell donne l'instanton, la trajectoire la plus probable entre les deux états ainsi que la probabilité de l'observer [1,3,4]. D'autre part dans la limite $L \rightarrow \infty$, où l'on peut considérer la trajectoire réactive comme une marche aléatoire des fronts [5].

L'algorithme Adaptive Multilevel Splitting utilise N clones de la dynamique du système et calcule itérativement N trajectoires réactives en supprimant une fraction des trajectoires les moins avancées et en les rebranchant sur des trajectoires plus avancées [6]. Après étude de convergence de l'algorithme [7], il est appliqué au cas de Ginzburg–Landau pour une large gamme de β et de L comprenant les deux limites. Grâce aux résultats numériques, on peut vérifier que les prédictions dans la limite $\beta \rightarrow \infty$ sont valides. L'application de l'algorithme à des domaines de très grandes tailles permet de mettre en évidence les marches aléatoires de front. De plus, l'approche numérique permet d'avoir accès à des quantités très partiellement connues théoriquement, comme la distribution de durée des trajectoires réactives.

Les bons résultats de l'algorithme encouragent à l'appliquer à des systèmes non gradients, par exemple issus de la turbulence.

Références

1. W.G. Faris, G. Jona-Lasinio, J. Phys. A : Math. Gen., **15**, 3025–3055 (1982).
2. P. Hänggi, P. Talkner, M. Borkovec, Rev. Mod. Phys., **62**, 251–342 (1990).
3. H. Touchette, Phys. Rep., **478**, 1–69 (2009).
4. W. E, W. Ren, E. Vanden-Eijden, Comm. pure and app. math., **57**, 1–20 (2004).
5. H.C. Fogedby, J. Hertz, A. Svane, Phys. Rev. E, **70**, 031105 (2004).
6. F. Cérou, A. Guyader, Stochastic analysis and application, **25**, 417–443 (2007).
7. E. Simonnet, Submitted to statistics and computing (2013), J. Rolland, to be submitted to the Journal of computational physics (2014).

Instabilités secondaires tridimensionnelles d'un film liquide s'écoulant sur un plan incliné

N. Kofman¹, S. Mergui¹, & C. Ruyer-Quil²

¹ Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques - Bâtiment 502, Rue du Belvédère - Campus Universitaire d'Orsay - 91405 Orsay Cedex, France

² Université de Savoie - Polytech Annecy-Chambéry, LOCIE - Campus Scientifique, Savoie Technolac - 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

kofman@fast.u-psud.fr

Nous considérons l'écoulement d'un film liquide sur un plan incliné à nombre de Reynolds modéré. En appliquant un forçage temporel en entrée, on observe des ondes solitaires bidimensionnelles lorsque la fréquence est basse. A plus haute fréquence, les ondes sont quasi-sinusoidales; ces ondes plus lentes sont instables et évoluent en aval vers un régime d'ondes solitaires ([3],[6]). Nous étudions à la fois numériquement et expérimentalement les modes d'instabilité tridimensionnels qui apparaissent lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Nous partons de modèles d'équations à petit nombre de degrés de liberté [2] et calculons les solutions 2D stationnaires par continuation. Puis nous réalisons l'étude de stabilité linéaire 3D grâce à une décomposition de Floquet qui a déjà été utilisée pour la stabilité des ondes lentes [6]. Nous analysons les résultats en faisant un bilan énergétique afin d'identifier quels sont les termes déstabilisants. Trois modes d'instabilité distincts sont mis en évidence : un mode capillaire, qui déforme aussi bien les ondes solitaires que les ondes lentes, un mode inertiel, dont l'évolution non-linéaire donne naissance à des structures très particulières (formes en fer à cheval [5] ou en Λ [1]) et un mode de cisaillement, marginal et dont le mécanisme reste inexpliqué.

Nous comparons ces prédictions théoriques à des résultats expérimentaux. L'expérience consiste en un film d'eau qui s'écoule sur une plaque de verre inclinée de 150 cm de longueur par 40 cm de largeur. L'angle d'inclinaison peut être augmenté jusqu'à 20 degrés. Le forçage en entrée est réalisé grâce à une plaque qui oscille au-dessus de la surface libre du liquide (la plage de fréquence s'étend de 2 à 20 Hz). Le nombre de Reynolds peut varier jusqu'à 100 environ. Une méthode Schlieren [4] a été adaptée à la configuration étudiée et permet d'obtenir une mesure spatiale et temporelle de l'épaisseur du film. Un dispositif confocal de mesure d'épaisseur en un point complète la méthode précédente. La visualisation des motifs peut s'effectuer aussi par ombroscopie. Nous comparons notamment les domaines d'existence des différents modes d'instabilité en fonction des paramètres ainsi que les longueurs d'onde et déformations induites avec les résultats numériques.

Références

- [1] Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. II. Λ solitons
E.A. Demekhin, E.N. Kalaidin, S. Kalliadasis, S.Y. Vlaskin, Phys. Fluids **19**, 114104 (2007)
- [2] Falling liquid films
S. Kalliadasis, C. Ruyer-Quil, B. Scheid, M.G. Velarde, Springer
- [3] Three-dimensional instabilities of film flows
J. Liu, J.B. Schneider, J.P. Gollub, Phys. Fluids **7** (1), 55-67 (1995)
- [4] A Synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface
F. Moisy, M. Rabaud, K. Salsac, Exp. in Fluids **46** (6), 1021-1036 (2009)
- [5] Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer
C.D. Park, T. Nosoko, AIChE Journal **49** (11), 2715-2727 (1995)
- [6] Wave patterns in film flows : Modelling and three-dimensional waves
B. Scheid, C. Ruyer-Quil, P. Manneville, J. Fluid Mech. **562**, 183-222 (2006)

Un point de vue nonlinéaire sur les instabilités hydrodynamiques

Jérôme Hoepffner

UPMC Univ Paris 06 & CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France
jerome.hoepffner@upmc.fr

Les instabilités classiques de la mécanique des fluides sont une collection de cas archétypaux de comment un écoulement peut se déstabiliser sous l'effet de perturbations infinitésimales : Kelvin-Helmholtz (déstabilisation d'une couche de cisaillement), Rayleigh-Taylor (fluide lourd au dessus d'un fluide léger), Couette (cisaillement constant), Taylor-Couette (cisaillement axisymétrique), Rayleigh-Plateau (cylindre liquide avec tension de surface)...

Chacune de ces configurations est archétypale en ce sens qu'elle contient le nombre minimum d'ingrédients nécessaires pour chacun représenter—et ainsi définir—une large classe de phénomènes. Ici, pour être plus concret, plutôt que "ingrédient", nous pouvons dire "paramètre physique". Un modèle devient ainsi un archétype lorsqu'il est défini par le nombre minimum de paramètres. C'est cette limite là que l'on cherche lorsqu'on énonce le fameux "as simple as possible but not simpler".

Prenons pour exemple la déstabilisation d'une couche de mélange. Dans une soufflerie, une plaque plane sépare deux courants fluides, l'un rapide et l'autre lent. La rencontre de ces deux courants forme une couche de cisaillement. Nous faisons maintenant abstraction de la soufflerie et de la plaque qui ont produit le cisaillement, on élimine la viscosité qui induit un épaissement progressif de la zone de cisaillement. Ces deux simplifications nous donnent un écoulement de base fixe dans un espace sans bornes. On suppose ensuite que l'épaisseur de la couche de cisaillement est nulle : c'est une discontinuité de vitesse. Cette simplification nous débarrasse de la forme du profil de vitesse et de la mesure de son épaisseur. Nous allons maintenant soumettre cet écoulement à une perturbation. Elle sera de très faible amplitude de sorte à pouvoir négliger les termes nonlinéaires de l'équation d'évolution. Ainsi, l'amplitude de la perturbation elle-même est un paramètre qui ne va plus influencer. Mais cette perturbation, quelle en sera la forme ? Dans un domaine infini et homogène, un sinus simplifiera grandement le calcul.

Voilà le modèle le plus simple pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Il ne nous reste plus comme paramètres que la densité du fluide ρ , le saut de vitesse ΔU , la longueur d'onde λ de la perturbation, et le temps t qui nous permet de chronométrer sa croissance. Voici le modèle le plus simple. Si l'on enlève un paramètre de plus, il n'y a plus de phénomène. Le calcul montre que le taux de croissance exponentiel d'une onde est proportionnel à $1/\lambda$. C'est là le résultat final de l'étude, la relation de dispersion.

L'approche que je propose maintenant, c'est de réintroduire les termes nonlinéaires tout en retirant le paramètre de la longueur d'onde. Ce choix est suggéré par l'analyse dimensionnelle : mis à part la longueur d'onde de la condition initiale λ , il n'y a déjà dans le problème simplifié qu'une seule échelle de longueur : $L = t \times \Delta U$. Cette longueur est proportionnelle au temps, et ainsi, puisqu'elle n'entre en compétition avec aucune autre longueur propre au problème, il existe une possibilité pour une solution nonlinéaire auto-semblable (voir [1]).

Je montre dans mon exposé que, en effet, cette solution auto-semblable existe et est stable (voir [2,3]). C'est la réponse nonlinéaire de la couche de cisaillement à une condition initiale localisée de forte amplitude. Je présente également des indices concernant le cas de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, et propose ainsi la généralisation de ce point de vue nonlinéaire sur les instabilités hydrodynamiques.

Références

1. Barenblatt (2006) *Scaling*, Cambridge University Press.
2. Hoepffner, Blumenthal and Zaleski (2011), *Phys. Rev. Let.* Vol 106, n10.
3. Hoepffner and Fontelos (2014), *Phys. Fluids*, submitted.

Instabilité de Kelvin-Helmholtz et allée de Bénard-Von Karman en géométrie confinée

Paul Boniface¹, laurent Limat¹, luc Lebon¹, Mathieu Receveur¹, & Fabien Bouillet²

¹ Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), UMR 7057 du CNRS, Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domont et Léonie Duquet, 75013 Paris

² 39 Quai Lucien Lefranc, 93300 Aubervilliers
pbonifac@gmail.com

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz peut apparaître au sein d'une phase liquide continue lorsque l'écoulement présente un point d'inflexion ou à l'interface entre deux fluides s'écoulant à des vitesses différentes. Un exemple typique de cette instabilité est la formation de vagues par le vent soufflant à la surface de l'eau. Ces phénomènes ont été largement étudiés depuis leur mise en évidence au XIXe siècle [1][2], mais très peu d'études ont été effectuées dans des géométries confinées, où la géométrie limite le développement de l'instabilité, et fermées, où la convection de l'instabilité est impossible. Quelques études ont été effectuées dans des géométries circulaires dans les années 80 [3], mais rien en géométrie rectangulaire.

Nous avons donc entraîné partiellement une étendue d'eau par sa surface, au milieu d'une cuve rectangulaire, à l'aide d'un tapis ou d'une corde. Selon les paramètres de l'écoulement, la recirculation peut prendre plusieurs formes. Lorsque la vitesse d'entraînement est faible, elle peut se faire par le fond de la cuve tandis que le tapis entraîne toute la surface. Lorsque la vitesse est assez élevée, la recirculation se fait principalement sur les côtés du tapis. Entre l'entraînement par le tapis et la recirculation latérale, le fort cisaillement peut créer deux instabilités de Kelvin-Helmholtz, de part et d'autre du tapis, pouvant sous certaines conditions se coupler. Ces instabilités sont en outre confinées latéralement par la présence des murs de la cuve [4].

On observe expérimentalement formation d'une allée tourbillonnaire de Von Karman sans le forçage traditionnel par un obstacle placé dans l'écoulement [5]. La stabilité de cette allée de vortex est modifiée par le confinement : une bande de stabilité continue remplace la condition sur la longueur d'onde prédite par Von Karman [6] en accord avec le calcul très ancien de Rosenhead [7], dont nous présentons la première vérification expérimentale. Par ailleurs, contrairement à ce que l'on observe dans le cas d'une allée de Von Karman classique formée derrière un obstacle, la dynamique de l'instabilité s'effectue ici en régime "absolu" et non "convectif", selon la terminologie émergeant de la théorie des écoulements ouverts [8].

Références

- [1] H. V. Helmholtz, "On discontinuous movements of fluids" *Philos. Mag.*, 36, 337-346 (1868)
- [2] L. Kelvin, "Hydrokinetic solutions and observations" *Philos. Mag.*, 42, 362-377 (1871)
- [3] M. Rabaud and Y. Couder, "A shear flow instability in a circular geometry", *J. Fluid Mech.* 136, 291-319 (1983)
- [4] P. Boniface, L. Lebon, L. Limat, M. Receveur, F. Bouillet, "Kelvin-Helmholtz instability in a confined geometry", *Bull. of the American Phys. Soc.*, 65th Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, Vol. 57, Number 17, November 18-20, 2012; San Diego, California (2013).
- [5] L. Biancofiore and F. Gallaire, "The influence of shear layer thickness on the stability of confined two-dimensional wakes", *Phys. of Fluids*, 23, 034103 (2011)
- [6] T. Von Karman, H. Rubach, "Über den mechanismus des flüssigkeits-und luftwiderstandes". *Phys. Z.*, 13, 49-59 (1912).
- [7] L. Rosenhead, "The Karman Street of Vortices in a Channel of Finite Breadth", *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 228, 275-329 (1929).
- [8] P. Huerre, M. Rossi, "Hydrodynamic instabilities in open flows.", in "hydrodynamics and nonlinear instabilities" edited by C. Godrèche and P. Manneville, 81-294. (1998)

Mélange Chaotique de Fluides à Seuil

J.Boujlel, E.Gouillart, & P.Jop

Laboratoire Surface du Verre et Interface, Unité mixte CNRS/SAINT-GOBAIN
39, Quai Lucien Lefranc 93300 Aubervilliers
Jalila.Boujlel@saint-gobain.com

De nombreuses applications industrielles impliquent le mélange de fluides très visqueux aux comportements rhéologiques non-newtoniens. L'utilisation des approches classiques de mélange telle que l'introduction de la turbulence ne sont pas faisables et/ ou efficaces pour ce type de fluide. Or un mauvais mélange coûte du temps et de l'argent et peut générer des produits de faibles qualités. L'advection chaotique est reconnue comme le processus le plus efficace pour mélanger des fluides newtoniens très visqueux. Nous avons en revanche peu d'information sur l'efficacité de ce processus dans le cas des fluides non-newtoniens.

Ici, nous étudions expérimentalement le mélange chaotique de fluides à seuil. De tels fluides sont très réponsifs autour de nous (mousses, émulsions, gels,...). Ils ont la propriété de s'écouler comme un liquide uniquement lorsqu'ils sont soumis à une contrainte supérieure à une certaine contrainte critique. Le mélange de ces fluides est particulièrement complexe. En effet, la forte localisation du cisaillement et/ou l'apparition des zones mortes (sous le seuil) dans le mélange peuvent affecter la vitesse du mélange en ralentissant le transport entre les différentes régions du mélange.

L'expérience à travers laquelle nous avons étudié ce problème consiste à mélanger un fluide transparent avec un blob de colorant dans un dispositif de mélangeur modèle (du type batteur-à-oeufs), avec rotation du réservoir. En analysant (par traitement d'images) l'évolution de la variance de la concentration du colorant au cours du mélange, nous avons cherché à comprendre les mécanismes physiques impliqués lors du mélange et à décrire la vitesse du mélange et sa dépendance vis-à-vis de la vitesse de rotation des tiges et celle du réservoir, des paramètres géométriques du système et des propriétés rhéologiques du matériau. Nous avons montré que la vitesse du mélange est proportionnelle au volume du fluide cisailé lors d'une période de rotation des tiges d'agitation et inversement proportionnelle au nombre de période de rotation des tiges par période de rotation du réservoir. Plus particulièrement, nous avons montré que cette vitesse augmente linéairement avec l'épaisseur de la couche limite viscoplastique autour des tiges. Cette dernière dépend du rayon des tiges d'agitation et du nombre de Bingham qui compare les effets de seuil aux effets visqueux. Le modèle obtenu permet une description quantitative de la vitesse du mélange, ce qui est relativement rare dans l'étude des mélanges chaotiques.

Heat transfer by Görtler vortices developed on a wall with finite conductivity

Lyes Kahouadji¹, Harunori Yoshikawa², Jorge Peixinho¹ & Innocent Mutabazi¹

¹ Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, CNRS & Université du Havre, 76600 Le Havre, France

² Laboratoire J. A. Dieudonné, CNRS & Université de Nice Sophia Antipolis, 06100 Nice, France

lyes.kahouadji@univ-lehavre.fr

Görtler vortices are streamline vortices that appear in a flow over a concave wall as a result of centrifugal instability. They have a strong influence on the heat transfer. The purpose of this study is to model the heat transfer enhancement by those vortices using a weakly nonlinear analysis. The energy equation is dissociated from the momentum and the continuity equations, by neglecting the buoyancy force, so no natural convection occurs in this study. The heat transfer is involved using a thermal conduction equation inside the thick conductive wall and a thermal advection-diffusion transfer in the fluid motion. Computations of basic state coupled with spatial first and second order perturbations provide this heat transfer enhancement, at the fluid-wall interface, as a function of the Prandtl number, the dimensionless wall thickness and the thermal conductivity ratio between the wall and the fluid.

Références

1. A. BOTTARO AND P. LUCHINI. The linear stability of Görtler vortices revisited. In *Mathematical Modeling and Simulation in Hydrodynamic Stability*. 1-14 (1996).
2. J. M. FLORYAN AND W. S. SARIC. Wavelength selection and growth of Görtler vortices. *AIAA Journal*, **22**(11), 1529 (1984).
3. J. M. FLORYAN. On the Görtler instability of boundary layers. *Prog. Aerosp. Sci.*, **28**(3), 235 (1991).
4. H. GÖRTLER. On the three dimensional instability of laminar boundary layers on concave walls. *NACA Tech. Memo.*, 1335 (1942).
5. J. T. LIU AND K. LEE. Heat transfer in a strongly nonlinear spatially developing longitudinal vorticity system. *Phys. Fluids*, **7**, 559 (1995).
6. V. MALATESTA, L. F. SOUZA AND J. T. LIU. Influence of Görtler vortices spanwise wavelength on heat transfer rates. *Comp. Ther. Sci.*, **5**(5), 389 (2013).
7. L. MOMAYEZ, P. DUPONT AND H. PEERHOSSAINI. Effects of vortex organization on heat transfer enhancement by Görtler instability *Int. J. Ther. Sci.*, **43**, 753 (2004).
8. H. PEERHOSSAINI AND J. WESFREID. On the inner structure of streamwise Görtler rolls. *Int. J. Heat Fluid Flow*, **9**(1), 12 (1988).
9. S. T. SMITH AND H. HAJ-HARIRI. Görtler vortices and heat transfer : A weakly nonlinear analysis. *Phys. Fluids A*, **5**, 2815 (1993).
10. R. TOÉ, A. AJAKH AND H. PEERHOSSAINI. Heat transfer enhancement by Görtler instability *Int. J. Heat Fluid Flow*, **23**(2), 194 (2002).

Acoustic signal produced by the overpressure release of a cylindrical cavity

Claudia Sánchez¹, Brayan Álvarez¹, Francisco Melo¹ & Valérie Vidal²

¹ Laboratorio de Física No Lineal, Universidad de Santiago de Chile
Av. Ecuador 3493, Estación Central, Santiago, Chile

² Laboratoire de Physique, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon - CNRS
46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France

valerie.vidal@ens-lyon.fr

Among the different volcanoes dynamics encountered worldwide, the repetitive bursting of giant, elongated gas bubbles (*'slugs'*) occupying the whole conduit diameter is a feature commonly described as Strombolian activity [1,2,3,4]. One of the key parameters to understand this eruptive behaviour is the estimate of the overpressure ΔP inside the bubble before its explosion, which may occur either at the volcano vent or inside the conduit. This quantification, however, is still a major challenge. On the one hand, it has been shown that for weak acoustic waves (linear regime), the amplitude of the pressure wave propagating in the atmosphere due to the bubble bursting does not depend linearly on ΔP , but also on an uncontrolled parameter, the bubble rupture time τ_{rupt} . When $\tau_{rupt} \geq \tau_{prop}$, the characteristic wave propagation time in the cavity formed by the bubble, the amplitude drastically decreases [5,6]. On the other hand, the gas pressure inside volcanic bubbles may strongly vary and sometimes exceed the atmospheric pressure by up to several MPa [7], exhibiting non-linear acoustic regimes.

We investigate experimentally the acoustic signal released by a cylindrical, overpressurized cavity initially closed by a stretched membrane. In a first series of experiments, we explore the transition between the linear and non-linear regime in the case where $\tau_{rupt} \ll \tau_{prop}$, i.e., when the membrane bursting can be considered instantaneous. We find that the acoustic waves generated inside and outside the cavity are well-described by the linear acoustic theory and a monopole source approximation [8] up to $\Delta P \simeq 20$ kPa. For higher ΔP , we report a decrease (resp. increase) of the wave amplitude inside (resp. outside) the cavity, compared to the linear prediction. The influence of the membrane position in the conduit at bursting is also investigated. In a second series of experiments, τ_{rupt} is increased (weakly stretched membrane). We point out the existence of an additional acoustic wave produced by the membrane flapping during its opening, superimposed on the overall acoustic signal.

Références

1. C. JAUPART & S. VERGNOLLE, Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions, *Nature* **331**, 58-60 (1988).
2. S. VERGNOLLE & G. BRANDEIS, Origin of the sound generated by Strombolian explosions *Geophys. Res. Lett.* **21**, 1959-1962 (1994).
3. S. VERGNOLLE & G. BRANDEIS, Strombolian explosions, 1. A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound, *J. Geophys. Res.* **101**, 20433-20447 (1996).
4. M. RIPEPE, S. CILIBERTO & M. DELLA SCHIAVA, Time constraints for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli, *J. Geophys. Res.* **106**, 8713-8727 (2001).
5. V. VIDAL, J.-C. GÉMINARD, T. DIVOUX & F. MELO, Acoustic signal associated with the bursting of a soap film which initially closes an overpressurized cavity. Experiment and theory, *Eur. Phys. J. B* **54**, 321-339 (2006).
6. VIDAL V., M. RIPEPE, T. DIVOUX, D. LEGRAND, J.-C. GÉMINARD & F. MELO, Dynamics of soap film bursting and its implications to volcano acoustics, *Geophys. Res. Lett.* **37**, L07302 (2010).
7. H. M. GONNERMANN & M. MANGA, The fluid mechanics inside a volcano, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **39**, 321-356 (2007).
8. J. LIGHTHILL, Wave in fluids, *Cambridge University Press*, 504 p. (1978).

Fracture path in an anisotropic material in the light of a friction experiment

Franco Tapia, David Chateau, & Jean-Christophe G eminard

Laboratoire de Physique de l' cole Normale Supérieure de Lyon, CNRS, UMR 5672
Universit  de Lyon, 46 Allée d'Italie, 69007 Lyon, France
`franco.tapia@ens-lyon.fr`

We report on the trajectory of a solid pulled across a solid surface exhibiting anisotropic frictional properties. The system can be considered as analogous to the opening of a fracture in the shear mode (mode II), the contact plane between the two solids being the fracture plane. Indeed, the energy dissipated by friction is proportional to the sliding distance, like the energetic cost of the fracture is proportional to the fracture length. The configuration is however far more simple because the elastic energy loaded in the system reduces to the energy loaded in the link by which the slider is pulled. The latter can be easily described theoretically and assessed experimentally. Moreover, we are sure, in the frictional system, that the anisotropy is only introduced in the friction and not in the elastic properties.

We first show experimentally that the trajectory of the slider is ruled by the *Maximum of Energy release Rate* criterion, which is generally used to predict the path of a fracture, at least in our experimental conditions of a rigid link, of small anisotropy, and of continuous sliding. Then, we report complementary measurements of the force and trajectories obtained for larger anisotropy.

Références

1. A. A. Griffith. "The Phenomena of Rupture and Flow in Solids", *Phil. Trans. R. Soc. London* 221 (1921), p. 163-198.
2. E. Orowan. "Fracture and strength of solids", *Reports on Progress in Physics* 12 (1948), p. 185-232.
3. J. Leblond "Mécanique de la Rupture Fragile et Ductile", Paris *Hermes Science* 2013.
4. D. Chateau et J.-C. G eminard. "Fracture path in an anisotropic material in light of a friction experiment", *Phys. Rev. E* 88 (2013), p. 1-6.

Dynamique d'une bille vibrée

Chastaing¹ & Géminard²

¹ Laboratoire de Physique - ENS de Lyon - CNRS 46, Allée d'Italie, 69007 Lyon - FRANCE

² Laboratoire de Physique - ENS de Lyon - CNRS 46, Allée d'Italie, 69007 Lyon - FRANCE

jeanyonnel.chastaing@ens-lyon.fr

La dynamique d'une bille rebondissant sur une surface vibrée a été largement étudiée par le passé. Dans le cas de rebonds sur une surface au repos, l'existence d'une singularité à temps fini a été prouvée (nombre infini de rebonds) [1]. Lorsque la surface est vibrée, la transition vers le chaos par doublement de période [2] ou encore l'énergie moyenne d'une bille en régime chaotique [3] ont été étudiées.

Dans le cadre de ma thèse, nous avons choisi d'adopter un nouveau point de vue. La bille constitue un système dissipatif, entretenu et stationnaire : le plateau vibrant injecte de l'énergie à la bille, alors que le choc inélastique en dissipe. Dès lors, il est possible d'étudier la dynamique de la bille du point de vue statistique, en faisant varier deux paramètres : le coefficient de restitution de la bille e , et l'accélération relative du plateau $\Gamma = A\omega^2/g$ (dans le cas d'un mouvement sinusoïdal du plateau $z(t) = A \cos(\omega t)$).

Notre étude repose sur un dispositif expérimental simple : grâce à un microphone qui détecte les instants de chocs et à un capteur de position qui mesure la hauteur du plateau, il est facile de reconstruire la trajectoire complète de la bille, et ce même lorsqu'elle est dans un régime totalement chaotique. Dans un premier temps, nous avons étudié notre système de façon didactique. Pour modéliser le choc inélastique entre la bille et le plateau, nous faisons l'hypothèse d'une loi de choc simple, qui relie les vitesses relatives avant et après le choc, $u^+ = -e u^-$ (e est supposé constant et tel que $0 < e < 1$). Nous avons vérifié la validité de cette loi et mesuré e dans trois situations différentes : une bille rebondissant sur un support immobile, une bille vibrée en régime périodique (*i.e.* son mouvement est synchronisé avec celui du plateau) et une bille vibrée en régime chaotique.

Dans un second temps, nous avons étudié les propriétés statistiques de la bille en régime chaotique. Nous avons observé et prouvé analytiquement (avec des hypothèses simples) plusieurs résultats expérimentaux. Nous avons mis en évidence l'existence de fortes corrélations entre les mouvements de la bille et du plateau. Nous observons que la vitesse du plateau "vue" en moyenne par une bille oscille en fonction de la vitesse d'impact. Il est possible de détruire une partie de ces corrélations en imposant un mouvement du plateau modulé en fréquence. Il existe un "effet d'ombre" : une bille arrivant à faible vitesse impacte en moyenne un plateau montant, alors qu'une bille arrivant à grande vitesse impacte en moyenne un plateau à l'arrêt. Il apparaît aussi que l'énergie moyenne de la bille en régime chaotique est liée de façon complexe à e et Γ . D'autre part, la bille a une "mémoire" de son état antérieur qui décroît avec les chocs successifs : cette décroissance est plus rapide que lorsque la bille rebondit sur un support immobile mais n'est pas instantanée, et ce même en régime chaotique. Enfin, nous avons étudié les distributions de probabilité des vitesses et des énergies de la bille (directement liées à e et Γ), et les incréments d'énergie injectée ou dissipée à chaque choc.

Références

1. E. FALCON, C. LAROCHE, S. FAUVE, AND C. COSTE, Behavior of one inelastic ball bouncing repeatedly on the ground, *Eur. Phys. J. B*, **3**, 45-57 (1998).
2. P. PIERANSKI, Jumping particle model. Period doubling cascade in an experimental system, *J. Physique*, **44**, 573-578 (1983).
3. J.-C. GEMINARD AND C. LAROCHE, Energy of a single bead bouncing on a vibrating plate : Experiments and numerical simulations, *Phys. Rev. E*, **68**, 031305 (2003).

Etudes théoriques et numériques des dynamiques d'un ressort rebondissant

Hubert Maxime¹ & Vandewalle Nicolas²

Allée du 6 août, 17, 4000 Liège, Belgium
maxime.hubert@ulg.ac.be

Le modèle de la “Bouncing Ball” [1] illustre le phénomène de bifurcation et les dynamiques chaotiques qui en découlent. Bien que ce modèle ait été le sujet de nombreuses études et extensions, peu de modèles intuitifs considèrent les déformations potentielles de l'objet rebondissant. Dans cet exposé, nous nous proposons de développer un “toy model” décrivant avec les outils physiques les plus simples les déformations d'un tel objet. Ainsi le “Bouncing Spring” considère deux masses liées par un ressort linéaire et un amortisseur visqueux en rebond sur une surface rigide oscillante. L'étude de la dynamique de rebond du ressort est numérique et théorique. Cependant, les résultats sont mis en parallèle des recherches effectuées dans le cadre des gouttes rebondissantes. L'étude est faite au travers de la notion de seuil de rebond qui considère l'accélération minimale nécessaire pour faire rebondir le ressort à une fréquence donnée. Afin de décrire la dynamique de rebond au delà de ce seuil, des diagrammes dans l'espace des paramètres sont considérés. De nombreux phénomènes de résonance sont mis en exergue et utilisés pour appréhender les comportements d'autres systèmes rebondissants comme les “Bouncing Droplets” [2,3].

- [1] T. Gilet *et al.*, Phys. Rev. E **79**, 055201 (2009)
- [2] Y. Couder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 177801 (2005)
- [3] D. Terwagne *et al.*, Phys. Fluids **25**, 122101 (2013)

Étude du “coarsening” à partir de l’équation de la diffusion de la phase du “pattern”

Biagi S.^{1,2}, Misbah C.^{1,2}, & Politi P.^{2,3}

¹ Université Grenoble 1/CNRS, LIPhy UMR 5588, Grenoble, F-38401, France

² Istituto dei Sistemi Complessi, Consiglio Nazionale delle Ricerche, Via Madonna del Piano 10, 50019 Sesto Fiorentino, Italie

³ INFN Sezione di Firenze, via G. Sansone 1, 50019 Sesto Fiorentino, Italie

sofia.biagi@ujf-grenoble.fr

La formation de structures est un exemple de dynamique hors de l’équilibre. Elle a lieu à la suite d’une instabilité, dans le cas où le système, initialement dans un état uniforme et désordonné, réagit en s’organisant en un nouveau état qui présente un motif régulier. Des phénomènes de ce type sont fréquents dans la nature et concernent des champs très variés, comme la formation des dunes de sable et des flocons de neige ou l’évolution des centres urbains et des colonies bactériennes. La présente contribution est axée sur la croissance de surfaces cristallines par épitaxie par jets moléculaires. La croissance balistique d’un cristal est connue pour conduire à la création d’îlots pyramidaux avec base polygonale et donner lieu à une dynamique de “coarsening”, selon laquelle la taille typique du motif émergent augmente dans le temps [1].

À partir d’une équation modèle désormais établie, nous avons conduit une étude purement analytique (analyse perturbative d’échelles multiples) et transformé l’équation non linéaire d’origine en deux équations de diffusion de la phase du “pattern”. Le coarsening est signalé par l’instabilité de la phase. La méthode permet alors d’associer le coarsening au signe (négatif) de certains coefficients de diffusion et de discriminer entre différents scénarios dynamiques (coarsening, absence de coarsening et coarsening interrompu). Comme premier résultat, nous confirmons encore une fois le critère selon lequel la dynamique peut être ramenée à des caractéristiques des solutions stationnaires [2], sans avoir recours à la résolution des équations différentielles dépendantes du temps. Comme deuxième résultat, nous avons déterminé les coefficients du coarsening [3] et, grâce à une étude systématique de géométries différentes pour la structure, nous pouvons maintenant indiquer les paramètres pertinents pour la dynamique et proposer l’existence de deux classes d’universalité pour la croissance cristalline [4].

Références

1. P. Politi, G. Grenet, A. Marty, A. Ponchet and J. Villain, Phys. Rep. **324**, 271 (2000).
2. P. Politi and C. Misbah, Phys. Rev. Lett. **92**, 090601 (2004).
3. S. Biagi, C. Misbah, and P. Politi, Phys. Rev. Lett. **109**, 096101 (2012).
4. S. Biagi, C. Misbah, and P. Politi, *submitted to Phys. Rev. E*, arXiv :1401.4263 (2014).

Instabilité de modulation dans le régime de dispersion normal d'un microfil de chalcogénure pour la conversion de fréquence dans le moyen infra-rouge

T. Godin¹, Y. Combes¹, R. Ahmad², M. Rochette², T. Sylvestre¹, & J.M. Dudley¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS-Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

² Department of Electrical and Computer Engineering, McGill University, Montréal (QC), Canada

thomas.godin@femto-st.fr

L'instabilité de modulation (IM) est un processus paramétrique omniprésent dans le domaine des phénomènes non-linéaires se manifestant par la croissance exponentielle du bruit ou d'un signal de faible amplitude sur une onde de pompe continue ou quasi-continue et est associée à l'apparition de deux bandes symétriques de part et d'autre de la fréquence de pompe. L'IM joue ainsi un rôle central dans la génération de supercontinuum en régime d'impulsions longues (*ps*) ainsi que dans le cadre de l'apparition d'événements extrêmes, telles que les vagues scélérates, que ce soit en hydrodynamique ou en optique. Il est généralement considéré que l'accord de phase nécessaire à l'IM spontanée nécessite un pompage en régime de dispersion anormal. Toutefois, ce phénomène a par exemple pu être observé dans le régime de dispersion normal de fibres à cristaux photoniques possédant un paramètre de dispersion de vitesse de groupe (β_2) positif et une dispersion du quatrième ordre (β_4) négative, autorisant ainsi l'accord de phase et conduisant à la génération de composantes spectrales séparées de plusieurs dizaines de THz [1].

Nous rapportons ici l'observation du phénomène d'instabilité de modulation dans le régime de dispersion normal d'un microfil d'As₂Se₃ associé à la génération de bandes latérales très espacées dans le moyen-infrarouge. Les verres de chalcogénure, tels As₂Se₃ ou As₂S₃, suscitent actuellement un fort intérêt du fait de leur transparence dans ce domaine spectral et de leurs remarquables propriétés non-linéaires (indices de réfractions 1000 fois plus élevés que la silice), faisant d'eux des candidats prometteurs pour la génération de supercontinuum mais aussi pour le traitement tout optique de l'information et l'intégration sur puce [2]. Nous avons ainsi utilisé un microfil étiré jusqu'à obtention d'un diamètre de cœur de 3.6 μm (correspondant à une longueur d'onde de dispersion nulle à 2830 nm) protégé par une gaine de polymère (PMMA). Celui-ci est alors pompé dans le régime de dispersion normal à l'aide d'un oscillateur paramétrique optique émettant des impulsions de 600 fs à 2620 nm , résultant en l'apparition de nouvelles longueurs d'onde respectivement situées à 2 μm et 3.5 μm , soit un décalage en fréquence d'environ 30 THz par rapport à la pompe, représentant le plus fort décalage reporté jusqu'à présent dans ce régime de dispersion et hors cavité [3]. Nous avons de plus confirmé ces observations à l'aide d'un modèle numérique basé sur l'équation de Schrödinger non-linéaire et dans lequel nous avons pris en compte les variations des paramètres non-linéaires, dispersifs et inséré un modèle stochastique de bruit. Cette étude expérimentale et numérique démontre le fort potentiel des microfils de chalcogénure pour la conversion de fréquence dans l'infrarouge moyen avec des applications envisageables en spectroscopie optique et détection d'espèce chimiques mais aussi pour la génération de paires de photons intriqués.

Références

1. J.D. HARVEY *et al.*, Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, **28**, 2225-2227 (2003).
2. B.J. EGGLETON *et al.*, Chalcogenide photonics, *Nat. Photon.*, **5**, 141-148 (2011).
3. T. GODIN *et al.*, Far detuned mid-infrared frequency conversion via normal dispersion modulation instability in chalcogenide microwire, *Submitted to Opt. Lett.* (2014).

Mesures spectrales en temps réel et dynamiques non-linéaires

T. Godin¹, Y. Combes¹, B. Wetzels¹, D.M. Nguyen¹, T. Sylvestre¹, G. Genty², F. Dias², & J.M. Dudley¹

¹ Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS-Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

² Department of Physics, Tampere University of Technology, Tampere, Finlande

³ School of Mathematical Sciences, University College Dublin, Belfield, Dublin 4, Irlande

thomas.godin@femto-st.fr

La mesure en temps réel d'événement ultra-brefs, non-répétitifs et bruités est incontestablement un challenge majeur en instrumentation optique, notamment en spectroscopie où les spectromètres optiques classiques ne donnent intrinsèquement accès qu'à une mesure moyenne. Plus particulièrement, dans le cadre de la génération de supercontinuum (SC), l'étude des phénomènes bruités concentre actuellement un fort intérêt de la communauté scientifique pour la conception de sources stables mais aussi par de fortes similarités avec des phénomènes extrêmes instables dans d'autres systèmes physiques, notamment avec l'hydrodynamique et l'observation de vagues scélérates optiques [1]. Dans ce contexte, la réalisation de la technique de transformée de Fourier dispersive (TFD) représente une avancée majeure en photonique non-linéaire en permettant des mesures de spectres en temps réel aux taux de répétitions des lasers utilisés [2]. Son fonctionnement est basé sur la dualité espace-temps et sur le fait que le profil d'intensité d'une impulsion dans le domaine temporel évolue en sa transformée de Fourier, c'est-à-dire son profil spectral, après propagation dans un milieu purement dispersif avec comme condition que l'impulsion se propage suffisamment (ou que la dispersion de la vitesse de groupe soit suffisante) pour satisfaire l'équivalent temporel du champ lointain dans le domaine spatial.

Nous présentons ici des résultats récents concernant l'utilisation de la technique de TFD dans le cadre de la génération de SC à basse puissance à 1.55 μm puis de la génération d'un SC instable s'étendant sur une octave autour de 800 nm mais aussi comme outil de diagnostic lors du contrôle du phénomène d'instabilité de modulation dans une fibre optique. Dans le premier cas, nous avons été en mesure de caractériser statistiquement les fluctuations en intensité sur toute la largeur spectrale du SC, permettant ainsi d'étudier les dynamiques de propagation et par exemple de mettre en exergue l'apparition d'événements extrêmes rares [3]. Par la suite, nous avons réalisé des mesures basées sur la TFD sur un SC extrêmement bruité d'une largeur d'une octave, soit la mesure en temps réel la plus large bande réalisée jusqu'à présent, et avons mis en évidence des corrélations en intensité entre des composantes spectrales très éloignées, traduisant des mécanismes non-linéaires complexes [4]. Enfin, nous avons utilisé la technique de TFD dans le cadre du contrôle des propriétés de bruit lors du *seeding* du phénomène d'instabilité de modulation (IM), qui consiste à utiliser un faisceau laser continu de très faible intensité se co-propageant avec la pompe lors de la génération de l'IM afin d'en contrôler les caractéristiques spectrales et de bruit [5]. A travers ces différentes applications, nous avons ainsi montré que la technique de DFT se révèle être un outil extrêmement puissant pour l'étude des dynamiques non-linéaires et pourrait devenir un instrument de diagnostic standard dans les laboratoires d'optique ultra-rapide.

Références

1. D.R. SOLLI *et al.*, Optical rogue waves, *Nature*, **450**, 1054-1057 (2007).
2. K. GODA *et al.*, Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurement, *Nat. Photon.*, **7**, 102-112 (2013).
3. B. WETZEL *et al.*, Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation, *Sci. Rep.*, **2**, 882 (2012).
4. T. GODIN *et al.*, Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation, *Opt. Express*, **21**, 18452-18460 (2013).
5. D.M. NGUYEN *et al.*, Incoherent resonant seeding of modulation instability in optical fiber, *Opt. Lett.*, **38**, 5338-5341 (2013).

Instabilités optiques dans les fibres à dispersion oscillante

Christophe Finot¹, Julien Fatome¹, Alexej Sysoliatin², Alexej Kosolapov², & Stefano Wabnitz³

¹ Laboratoire Interdisciplinaire CARNOT de Bourgogne, 21 078 DIJON Cedex

² Fiber Optics Research Center, 11933 Moscow, Russia

³ Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università degli Studi di Brescia, 25123, Brescia, Italy

`christophe.finot@u-bourgogne.fr`

Les fibres optiques ont depuis plusieurs décennies constitué une plate-forme d'étude expérimentale privilégiée des structures cohérentes non-linéaires (solitons, similaritons, breathers de Peregrine, ...) et de différents processus d'instabilité. En effet, sous l'interaction de la dispersion du second ordre et de la non-linéarité Kerr de la silice, l'évolution du champ optique peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire.

L'émergence d'un processus d'instabilité est alors observée uniquement en régime de dispersion constante anormale. Néanmoins, cette restriction peut être levée dans une fibre présentant un profil longitudinal de dispersion variable [1,2]. Les progrès récents de fabrication des fibres optiques ont permis de démontrer ainsi la génération de bandes spectrales d'instabilité dans des fibres microstructurées dont la dispersion normale varie de manière sinusoïdale [3]. Ces bandes présentent la particularité d'être espacées de manière non régulière, se démarquant ainsi des cascades successives enregistrées dans les processus plus conventionnels.

Nous discuterons dans cette contribution les expériences menées dans une fibre à dispersion oscillante non microstructurée fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Nous montrerons qu'en complément des bandes liées à la fluctuation contrôlée de la dispersion, des bandes supplémentaires apparaissent pour des puissances de pompe plus élevées. En effet, un mélange paramétrique cascadié s'opère alors pour générer un ensemble de composantes spectrales régulièrement espacées [4]. Nous mettrons également en évidence l'influence d'un pompage optique partiellement cohérent et expliquerons le gain d'instabilité accru engendré par les fluctuations stochastiques de la pompe [5].

Références

1. N.J. Smith and N.J. Doran *Modulational Instabilities in Fibers with Periodic Dispersion Management*. Opt. Lett., **21** 570 (1996)
2. A. Armaroli and F. Biancalana *Tunable Modulational Instability Sidebands Via Parametric Resonance in Periodically Tapered Optical Fibers*. Opt. Express, **20** 25096 (2012)
3. M. Droques et al. *Experimental Demonstration of Modulation Instability in an Optical Fiber with a Periodic Dispersion Landscape*. Opt. Lett., **37** 4832 (2012)
4. C. Finot et al. *Competing Four-Wave Mixing Processes in Dispersion Oscillating Telecom Fiber*. Opt. Lett., **38** 5361 (2013)
5. K. Hammani et al. *Extreme Statistics in Raman Fiber Amplifier : From Analytical Description to Experiments*. Opt. Commun., **284** 2594 (2011)

Comportement excitable d'un oscillateur opto-hyperfréquence

Marco Romanelli, Marc Brunel & Marc Vallet

Institut de Physique de Rennes, Université Rennes I - CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

`marco.romanelli@univ-rennes1.fr`

Le battement entre les deux modes de polarisation d'un laser permet de réaliser des oscillations radiofréquences de très bonne pureté spectrale et de fréquence accordable. Un tel oscillateur opto-hyperfréquence se prête à des nombreuses applications (radio-sur-fibre, lidar-radar, etc.) ; de plus, couplé à un oscillateur externe de référence, il constitue un système modèle pour étudier la synchronisation d'oscillateurs. En particulier, on a accès facilement à la phase relative entre les oscillateurs, alors que dans les systèmes tout-optiques la mesure d'une phase et de sa dynamique n'est pas toujours simple.

Dans cette contribution, nous mettons en évidence expérimentalement et théoriquement un régime dans lequel l'oscillateur émet des groupes d'impulsions, à des instants apparemment aléatoires. Entre deux rafales d'impulsions, l'oscillateur est verrouillé en phase sur l'oscillateur externe, et émet un signal sinusoïdal d'amplitude constante. Le déclenchement d'un groupe d'impulsions est statistiquement rare ; on ne compte que quelques événements de ce type sur une série temporelle d'une seconde (l'échelle de temps caractéristique du laser Nd :YAG utilisé étant de l'ordre de $10 \mu\text{s}$). Ce comportement apparaît près du bord de la plage d'accrochage.

A partir du modèle décrit en détail en [1], nous interprétons les observations expérimentales en termes d'une réponse excitable induite par le bruit. En effet, les bruits expérimentaux produisent une gigue sur la fréquence du battement de l'oscillateur opto-hyper libre. En introduisant un tel bruit dans le modèle, il est possible de reproduire les observations expérimentales ; en particulier, ce mécanisme paraît le seul à pouvoir expliquer l'absence d'une période caractéristique dans le déclenchement des impulsions. Nous avons aussi vérifié numériquement l'existence d'un seuil au-delà duquel la perturbation produit une impulsion, et l'indépendance de l'amplitude de la réponse à l'amplitude de la perturbation.

Il est intéressant de comparer ces résultats à des régimes excitables étudiés récemment dans des lasers à semi-conducteur injectés [2]. Dans ces études, l'injection était faible et la réponse excitable était accompagné d'un saut de phase de 2π , ce qui conduit à une interprétation en termes de l'équation d'Adler, et de la bifurcation nœud-col sur un cercle qui lui est associée. Dans notre cas, nous avons trouvé, tant expérimentalement que numériquement, qu'il n'y a pas de décrochage de phase au cours d'une rafale d'impulsions, et que la synchronisation entre les oscillateurs est maintenue tout le temps. Cela montre qu'un scénario différent est à l'origine de la réponse excitable de l'oscillateur opto-hyper. Cela est cohérent avec nos conditions expérimentales ; en effet, dans notre expérience la réinjection est relativement importante, et le régime de verrouillage de phase est suivi par une plage de phase bornée dans laquelle la synchronisation des oscillateurs est préservée [3].

Références

1. J. Thévenin *et al.*, "Accrochage de fréquence sans accrochage de phase de deux modes laser couplés", Comptes-rendus de la 15ème Rencontre du Non-Linéaire, 197 (2012) ; J. Thévenin *et al.*, "Phase and intensity dynamics of a two-frequency laser submitted to resonant frequency-shifted feedback", Phys. Rev. A **86**, 033815 (2012).
2. B. Kelleher *et al.*, "Excitable phase slips in an injection-locked single-mode quantum-dot laser", Opt. Lett. **34**, 440 (2009) ; B. Kelleher *et al.*, "Excitability in optically injected semiconductor lasers : contrasting quantum-well-and quantum-dot-based devices", Phys. Rev. E **83**, 026207 (2011) ; M. Turconi *et al.*, "Control of excitable pulses in an injection-locked semiconductor laser", Phys. Rev. E **88**, 022923 (2013).
3. M. Romanelli *et al.*, "Measuring the universal synchronization properties of coupled oscillators across the Hopf instability", arXiv preprint arXiv :1310.6522 (2013).

Intermittence dans un système optique proche de l'intégrabilité

P. Walczak¹, P. Suret¹, M. Onorato^{2,3} & S. Randoux¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, France

² Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Torino, 10125 Torino, Italy

³ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN, Sezione di Torino, 10125 Torino, Italy

ps.walczak@ed.univ-lille1.fr

De nombreuses études ont été réalisées ces dernières années afin de comprendre l'impact des effets linéaires et non linéaires sur la propagation d'une onde incohérente, c'est-à-dire, une onde dont l'amplitude et la phase présentent toutes deux des fluctuations aléatoires. Ainsi, dans de nombreux contextes, notamment en hydrodynamique [1] et en optique [2], l'apparition d'évènements extrêmes appelés ondes scélérates a été observée [3]. En particulier, des déviations de la statistique gaussienne ont été mises en évidence dans des systèmes d'ondes régis par l'équation de Schrödinger non linéaire. En régime de dispersion anormale (focusing), la distribution de probabilité à grandes amplitudes est supérieure à celle définie par la distribution gaussienne.

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés au régime de dispersion normale (defocusing) et aux déviations statistiques apparaissant dans un système optique régi par l'équation de Schrödinger non linéaire unidimensionnelle. Nous avons conçu une source continue partiellement cohérente de largeur spectrale étroite (14GHz) et de statistique gaussienne. Nous avons ensuite propagé cette source dans une fibre optique monomode en régime fortement non linéaire. Nous avons alors détecté de manière simultanée les signaux d'entrée et de sortie dont les largeurs spectrales restent inférieures à la bande passante de notre système de détection (36GHz). Par ailleurs, nous avons mis en place un dispositif de filtrage accordable en fréquence et nous avons étudié la statistique de l'onde incohérente transmise par celui-ci.

A la différence du régime de dispersion anormale, la distribution de probabilité présente des ailes décroissants plus rapidement que la distribution gaussienne. Par ailleurs, nous avons remarqué que la PDF du signal filtré évoluait d'une statistique gaussienne à grandes échelles (au centre du spectre) vers une statistique non gaussienne aux petites échelles (dans les ailes). Ce changement de statistique est directement lié au phénomène d'intermittence déjà observé dans des systèmes d'ondes non intégrables et en particulier en hydrodynamique [4]. Enfin, nous avons vérifié la correspondance de nos résultats expérimentaux avec une simulation numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire intégrable à une dimension.

Références

1. M. Onorato, A. R. Osborne, M. Serio, L. Cavaleri, C. Brandini, and C. T. Stansberg, *Phys. Rev. E*, **70**, 067302 (2004)
2. Y. Bromberg, Y. Lahani, E. Small, and Y. Silberberg, *Nat. Photonics*, **4**,721 (2010)
3. M. Onorato, S. Residori, U. Bortolozzo, A. Montina and F. T. Arechi, *Physics Reports*, **528**,47-89 (2013)
4. E. Falcon, S. Fauve and C. Laroche, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 154501 (2007)

Fluctuations and Criticality of a Granular Solid-Liquid-Like Phase Transition

Castillo G.^{1,2}, Mujica N.², & Soto R.²

¹ Ecole Normale Supérieure, LPS, UMR CNRS 8550, 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France

² Departamento de Física, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile, Avenida Blanco Encalada 2008, Santiago, Chile

`gustavo.castillo@lps.ens.fr`

We present an experimental study of density and order fluctuations in the vicinity of the solid-liquid-like transition that occurs in a vibrated quasi-two-dimensional granular system. The two-dimensional projected static and dynamic correlation functions are studied. We show that density fluctuations, characterized through the structure factor, increase in size and intensity as the transition is approached, but they do not change significantly at the transition itself. The dense, metastable clusters, which present square symmetry, also increase their local order in the vicinity of the transition. This is characterized through the bond-orientational order parameter Q_4 , which in Fourier space obeys an Ornstein-Zernike behavior. Depending on filling density and vertical height, the transition can be of first or second order type. In the latter case, the associated correlation length ξ_4 , relaxation time τ_4 , zero k limit of Q_4 fluctuations (static susceptibility), the pair correlation function of Q_4 , and the amplitude of the order parameter obey critical power laws, with saturations due to finite size effects. Their respective critical exponents are $\nu_{\perp} = 1$, $\nu_{\parallel} = 2$, $\gamma = 1$, $\eta = 0.67$, and $\beta = 1/2$, whereas the dynamical critical exponent $z = \nu_{\parallel}/\nu_{\perp} = 2$. These results are consistent with model C of dynamical critical phenomena, valid for a non-conserved critical order parameter (bond-orientation order) coupled to a conserved field (density).

Références

1. G. Castillo, N. Mujica and R. Soto, Phys. Rev. Lett. **109**, 095701 (2012).
2. J.S. Olafsen and J.S. Urbach, Phys. Rev. Lett. **81**, 4369 (1998).
3. A. Prevost, P. Melby, D. A. Egolf, and J. S. Urbach, Phys. Rev. E **70**, 050301(R) (2004).
4. M.G. Clerc *et al.*, Nature Physics **4**, 249 (2008).
5. P.C. Hohenberg and B.I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977).
6. H. Tanaka, J. of Non-Crystalline Solids **351**, 3385 (2005).
7. R. Folk and G. Moser, Phys. Rev. E **69**, 036101 (2004).
8. V.K. Akkineni and U.C. Täuber, Phys. Rev. E **69**, 036113 (2004).
9. S. Han, M. Y. Choi, P. Kumar, and H. E. Stanley, Nature Physics **6**, 685 (2010).

Mécano-perception longue distance chez les plantes : un couplage poroélastique non linéaire ?

J-F. Louf, G. Guéna, O. Pouliquen, Y. Forterre¹, E. Badel, H. Cochard, & B. Moulia²

¹ Laboratoire IUSTI, 5 Rue Enrico Fermi, 13453 Marseille cedex 13

² Laboratoire PIAF, 5 chemin de Beaulieu, 63039 Clermont-Ferrand cedex 2

`jean-francois.louf@univ-amu.fr`

En conditions naturelles, les plantes sont sans cesse soumises à des sollicitations mécaniques extérieures, comme le vent ou la pluie, qui affectent et modifient leur croissance [1]. Ainsi, quand on plie une branche ou une tige, on observe habituellement un arrêt transitoire de la croissance longitudinale et une augmentation du diamètre de la tige. De façon remarquable, la perception de ces déformations mécaniques n'est pas seulement locale, mais s'observe aussi à grande distance de la zone stimulée et très rapidement après la sollicitation[2]. Cela suggère l'existence chez les plantes d'un transport à longue distance rapide de l'information. Cependant, la nature et le mécanisme de transport de ce signal ne sont pas connus.

Récemment, il a été suggéré que ce signal pourrait être une onde de pression générée par la flexion mécanique des branches. Afin de tester cette idée et les mécanismes physiques mis en jeu, nous avons développé une branche artificielle en silicone (PDMS) consistant en une poutre cylindrique percée de micro-canaux et remplie d'huile silicone [4]. La flexion de cette branche biomimétique montre la génération d'une surpression dans le système, qui varie quadratiquement avec la flexion. Pour comprendre l'origine de cette réponse non-linéaire, nous proposons un modèle simple basé sur l'idée qu'une poutre poreuse en flexion tend à comprimer sa section transverse afin de minimiser l'énergie élastique totale. Des expériences sur des branches réelles réalisées en collaboration avec l'INRA suggèrent la robustesse de ce mécanisme.

Références

1. E.Wassim Chehab, E. Eich and J. Braam, Thigmomorphogenesis : a complex plant response to mechano-stimulation, *J. Exp. Bot.* 60, 43-56 (2009)
2. C. Coutant and B. Moulia, Biomechanical study of the effect of a controlled bending on tomato stem elongation : local strain sensing and spatial integration of the signal, *J. Exp. Bot.* 51, 1825-1842 (2000).
3. R. Lopez, E. Badel, S. Pereaudeau, F. Beaujard, H. Cochard, B. Moulia, Bending strains generates high hydraulic pulses in trees, *J. Exp. Bot.* in press.
4. JF. Louf, G. Guéna, O. Pouliquen, Y. Forterre, E. Badel, H. Cochard, B. Moulia, Poroelastic coupling in artificial branches, 7th international plant biomechanic conference (2012).

Transitions structurales dans un gaz granulaire magnétique

Simon Merminod¹, Michael Berhanu², & Eric Falcon³

¹ simon.merminod@univ-paris-diderot.fr

² michael.berhanu@univ-paris-diderot.fr

³ eric.falcon@univ-paris-diderot.fr

simon.merminod@univ-paris-diderot.fr

La compétition entre agitation et interactions de constituants élémentaires constitue un principe général de structuration de la matière. Nous en présentons ici un exemple macroscopique : un gaz granulaire bidimensionnel dans lequel les particules interagissent selon des interactions répulsives dont on peut expérimentalement ajuster l'intensité. Des particules ferromagnétiques sont confinées entre deux plans horizontaux soumis à une vibration mécanique verticale. En présence d'un champ magnétique vertical, les particules se comportent comme des dipôles magnétiques induits alignés selon ce champ, et d'autant plus répulsifs que l'amplitude de ce champ est grande. Les propriétés de ce gaz granulaire sont ainsi modifiées par les interactions entre particules contrôlables par l'opérateur. A haut champ magnétique et faible densité, la répulsion contraint fortement le mouvement des particules qui s'auto-organisent en un réseau hexagonal. De façon surprenante, à plus haute densité et pour de fortes interactions répulsives, les particules s'auto-organisent alors en une structure de type amorphe formée principalement de "chaînettes" de particules, qu'on qualifiera de labyrinthe. Ces différentes phases seront caractérisées à l'aide de grandeurs statistiques. L'enjeu est de mieux comprendre les transitions ordre/désordre qui résultent de la compétition entre l'agitation et les interactions entre particules. Ce système modèle devrait permettre une meilleure étude de la dynamique de solidification, ainsi que des milieux amorphes bidimensionnels.

Claquage élastocapillaire

Aurélie Fargette^{1,2,3}, Sébastien Neukirch^{2,3}, & Arnaud Antkowiak^{2,3}

¹ Département de Physique, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France

² CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France.

³ UPMC Université Paris 06, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France

`sebastien.neukirch@upmc.fr`

Le phénomène de claquage est une instabilité où une arche élastique flambée saute d'une configuration d'équilibre en Λ à une configuration d'équilibre en V . L'arche bistable est utilisée comme interrupteur ou vanne dans de nombreux micro-systèmes électriques ou mécaniques. Comme pour les autres systèmes bi-stables se pose le problème de l'actionnement : comment déclencher le passage d'une configuration à l'autre (passage d'un col dans le paysage énergétique) ? Nous avons montré que l'on pouvait actionner l'arche au moyen de couples de force (tension de surface et pression de Laplace) créés par la présence d'une goutte le long de l'arche. De plus nous avons montré que ce système bistable pourrait servir de détecteur d'humidité en hydrophylisant une zone précise sur une des faces de l'arche. L'humidité excessive provoque la nucléation d'une goutte qui, une fois suffisamment grande, est à même de faire claquer l'arche, le claquage étant ainsi un signal d'une humidité trop forte.

Oscillation quasi-biennale : expériences de laboratoire

Benoît Semin¹, Giulio Facchini¹, François Pétrélis¹, & Stephan Fauve¹

Laboratoire de Physique Statistique, Ecole 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 $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 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.

Le dispositif expérimental est inspiré de ceux 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 500 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. Chaque membrane peut être déplacée de manière indépendante par un moteur pas à pas, ce qui permet d'engendrer des ondes internes dans le fluide. Le forçage consiste en une oscillation sinusoïdale de la position de chaque membrane, qui oscille en opposition de phase avec ses 2 voisines. La période typique du forçage est 17 s (pulsation $\omega = 0,37 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$) et l'amplitude typique vaut 30 mm pic à pic. Le fluide est ensemené de particules dont la distribution de densité couvre celle du fluide utilisé. Le mouvement du fluide est mesuré en filmant les particules éclairées par une nappe laser placée perpendiculairement aux rayons des cylindres. Le champ d'onde et l'écoulement moyen sont reconstruits par un algorithme de suivi de particules.

Nous avons observé que pour les faibles amplitudes de forçage, la trajectoire des particules est périodique. La structure du champ de vitesse correspond bien à celui attendu pour des ondes internes de gravité. Lorsque l'amplitude du forçage dépasse une valeur seuil, il apparaît spontanément une brisure de symétrie dans la trajectoire des particules de fluide. La vitesse d'une particule, moyennée sur une période, n'est pas nulle. Cet écoulement moyen n'est pas uniforme en hauteur, et son sens change entre le haut et le bas de la cuve. Le point où le sens de l'écoulement moyen s'annule et change de signe se déplace vers le haut au cours du temps, c'est-à-dire vers la zone où sont engendrées les ondes. Lorsque ce point atteint cette zone, un nouveau point de changement de signe apparaît dans le bas de la cuve. Cette structure est similaire à celle du vent de l'oscillation quasi-biennale atmosphérique. À une hauteur donnée, l'écoulement moyen change ainsi de signe périodiquement, avec une période très grande devant la période des ondes (5000 s). La fréquence de ces renversements augmente avec l'amplitude du forçage.

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)

Ondes internes rayonnées par un ellipsoïde tournant dans un fluide stratifié

Benjamin Miquel, Patrice Meunier, & Stéphane Le Dizès

Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342, 13384, Marseille, France
miquel@irphe.univ-mrs.fr

Motivations géophysiques. Les campagnes de mesures géosismiques ont révélé dans l’océan l’existence de couches horizontales superposées verticalement, à l’intérieur desquelles l’eau possède une densité relativement homogène [1]. Ces profils de stratification singuliers sont en particulier observés au-dessus et en dessous des Meddies, parfois également appelés “vortex pancake”. Ces Meddies sont des structures cohérentes de forme ellipsoïdale localisées un millier de mètres sous la surface de l’océan et produites par l’écoulement de l’eau de la mer Méditerranée dans l’océan lors des marées. L’apparition de structures horizontales de stratification à proximité des meddies pourrait être expliquée par l’émission d’ondes internes produites par l’instabilité radiative [2] ou visco-diffusive [3]. Nous étudions ce système géophysique à travers un modèle simplifié dans lequel nous reproduisons les conditions aux limites d’un Meddy en considérant l’écoulement autour d’un ellipsoïde solide tournant dans un fluide stratifié en présence de rotation globale.

Observation expérimentales. Dans un réservoir rempli d’eau salée stratifiée linéairement, un ellipsoïde est lentement mis en rotation autour de l’axe vertical. Par simplicité, le cas de la sphère est étudié en premier lieu : en effet, une solution purement azimutale possédant une solution analytique simple peut être dérivée pour l’écoulement de base. Cette solution analytique est observée lors de mesures PIV. Lorsque le nombre de Reynolds croît, deux instabilités sont mises en évidence par ombroscopie ou synthetic schlieren. Des ondes internes sont rayonnées à l’équateur de la sphère : nous observons la croissance d’un mode hélicitaire, de nombre d’onde azimutal $m = 1$, correspondant à l’émission d’ondes internes et réminiscent de l’instabilité radiative autour d’un cylindre en rotation dans un fluide stratifié [2]. Parallèlement, un mode, axisymétrique est observé aux pôles de la sphère, et conduit à la formation de fines couches de stratification, comme observé pour l’instabilité visco-diffusive [4]. L’étude d’un ellipsoïde conduit à des observations similaires. Le seuil des instabilités visco-diffusives et radiatives sont quantifiées en fonction du nombre de Reynolds, du nombre de Froude, du nombre de Rossby, et du rapport d’aspect de l’ellipsoïde.

Etude numérique de stabilité linéaire. Une étude de stabilité linéaire autour de l’écoulement de base — prédit analytiquement et mesuré expérimentalement — est conduite à l’aide d’un code pseudospectral 2D. Chaque mode azimutal est décomposé sur une base Chebyshev-Chebyshev dans le plan méridional. Tout comme pour l’étude expérimentale, nous analysons l’influence de la stratification, de la rotation globale et du rapport d’aspect de l’ellipsoïde sur les caractéristiques du mode le plus instable.

Références

1. C. Papenberg et al., *Ocean temperature and salinity inverted from combined hydrographic and seismic data*, Geophys. Res. Lett. **37** (2010)
2. X. Riedinger et al., *Radiative instability of the flow around a rotating cylinder in a stratified fluid*, JFM **672** (2011)
3. M. McIntyre, *Diffusive destabilisation of the baroclinic circular vortex*, Geophysical Fluid Dynamics **1** (1970)
4. J. Calman, *Experiments on high Richardson number instability of a rotating stratified shear flow*, Dynamics of Atmospheres and Oceans **1** (1977)

Intense Flows in Librationally-Driven Non-Axisymmetric Systems

Alexander Grannan^{1,2}, Michael Le Bars^{1,2}, David Cébron³, & Jonathan Aurnou¹

¹ SpinLab, Earth, Planetary, & Space Sciences, UCLA, Los Angeles, CA, USA.

² IRPHE, CNRS and Aix-Marseille University, Marseille, France.

³ Institut für Geophysik, ETH Zurich, Zurich, Switzerland.

agrannan@ucla.edu

Abstract. We present laboratory experimental results that demonstrate that librational forcing can drive intense motions of planetary interior, low viscosity fluid layers. Longitudinal libration refers to small periodic changes in a satellite's mean rotation rate as it orbits a primary body. These libration studies are conducted using ellipsoidal acrylic containers filled with water. Particle image velocimetry (PIV) methods are used to measure the 2D velocity field in the equatorial plane over hundreds and thousands of libration cycles. In doing so we determine the coupled modes of the triadic resonance responsible for the instability that produces both intermittent and persistent turbulent motions in the bulk fluid. Additionally, we measure the amplitude and the growth rate for the instability and compare it with previous studies [1,2]. Excitation of global turbulence by librational forcing provides a mechanism for transferring rotational energy into fluid turbulence and thus may play an important role in the thermal evolution, interior dynamics, and magneto-hydrodynamics of librating bodies.

Références

1. D. CÉBRON, M. LE BARS, J. NOIR, J.M. AURNOU, Librationally Driven Elliptical Instability, *Physics of Fluids*, **24**, 061703, (2012).
2. J. NOIR, D. CÉBRON, M. LE BARS, A. SAURET, J.M. AURNOU, Experimental study of libration-driven flows in non-axisymmetric containers, *Physics of the Earth & Planetary Interiors*, **204-205**, 1-10, (2012).

Champ de vitesse et vorticit  dans un écoulement à forage périodique

Gerardo Ruiz-Chavarria¹ & Erick Javier Lopez-Sanchez²

¹ Facultad de Ciencias, UNAM. Ciudad Universitaria, 04510 Mexico D.F., Mexique

² Facultad de Ciencias, UNAM. Ciudad Universitaria, 04510 Mexico D.F., Mexique

gruiz@unam.mx

Dans l'écoulement induit par les marées au sein d'un canal débouchant dans la mer, il existe -outre un couple de tourbillons de signes opposés (un dipôle) - un tourbillon transversal qui se déplace à l'avant du dipôle . L'existence de cette structure a des implications importantes pour des phénomènes tels que le transport de particules. Dans ce travail, nous réalisons une étude de l'évolution de ce tourbillon transversal. Les équations de Navier - Stokes et de continuité sont résolus par une méthode de volume fini, et les effets de marée sont introduits à travers un débit qui varie de manière sinusoïdale avec le temps [1] . L'écoulement a été étudié en faisant varier trois paramètres, le nombre de Reynolds, le nombre de Strouhal, et le rapport P / H (P est la profondeur de la couche de fluide et H la largeur du canal). Nous obtenons des résultats sur le processus de création du tourbillon transversal, son évolution, sa durée de vie et les changements qui se produisent lorsque le débit change de signe. En outre, l'intégration de l'équation du mouvement pour des particules solides immergées dans l'écoulement est réalisée. Enfin, nos résultats sont comparés à ceux obtenus précédemment sur un tourbillon transversal produit par une impulsion [2].

Remerciements : Les auteurs remercient la DGAPA -UNAM pour le soutien dans le contrat PAPIIT IN116312 (Vorticidad y ondas no lineales en fluidos) .

Références

1. LOPEZ-SANCHEZ E.J. & RUIZ-CHAVARRIA G., Vorticity and particle transport in periodic flow leaving a channel, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, **42**, 92–103 (2013).
2. LACAZE L., BRANCHER P., EIFF L. & LABAT L., Experimental characterization of the 3D dynamics of a laminar shallow vortex dipole, *Exp. Fluids*, **48**, 225–231 (2010).

Etude numérique d'une couche de fluide soumise à évaporation

Hernandez-Zapata Sergio¹ & Ruiz-Chavarria Gerardo²

¹ Facultad de Ciencias, UNAM. Ciudad Universitaria, 04510 Mexico, D.F., Mexique

² Facultad de Ciencias, UNAM. Ciudad Universitaria, 04510 Mexico, D.F., Mexique

shz@fciencias.unam.mx

Lorsqu'une couche de liquide est hors équilibre et en contact avec sa vapeur, cette couche peut devenir instable, des cellules de convection peuvent apparaître dans l'ensemble du fluide [1]. C'est un exemple d'instabilité hydrodynamique. Dans ce travail, nous présentons une étude numérique de la stabilité de la couche liquide soumise à évaporation. Pour mener cette étude, on résout les équations de la théorie linéaire de la stabilité en supposant un écoulement soit en repos, soit avec un profil du type Poiseuille. On fait l'hypothèse que la perturbation peut s'exprimer comme un terme ondulatoire dans la direction horizontale (modes normaux) multiplié par une fonction qui dépend de la coordonnée verticale. On utilise une méthode spectrale basée sur les polynômes de Chebychev pour résoudre le système d'équations différentielles. On obtient alors la dépendance entre le taux de croissance de l'instabilité et le nombre d'onde et d'autres paramètres. Cette classe d'étude permet de prédire la taille des cellules hydrodynamiques qui se forment pendant le développement de l'instabilité et de faire une comparaison avec nos expériences. Dans les calculs numériques, nous considérons que l'eau liquide en contact avec sa vapeur est à 100 degrés. Cette condition est utilisée du fait des valeurs bien connues des propriétés de la transition liquide-vapeur de l'eau à une pression d'1 atmosphère. Finalement, nous faisons une analogie avec d'autres systèmes où le fluide n'est pas en équilibre avec sa vapeur.

Remerciements. Nous remercions la DGAPA-UNAM pour le support dans le contrat PAPIIT 116312 "Vorticidad y ondas no lineales en fluidos".

Références

1. ROMO-CRUZ J.C.R, HERNANDEZ-ZAPATA S. & RUIZ-CHAVARRIA G. Study of a Surface of a Liquid Layer in Evaporation, *Experimental and Computational Fluid Mechanics*, Springer, 379–387 (2013)

The signature of initial conditions on magnetohydrodynamic turbulence

Vassilios Dallas & Alexandros Alexakis

Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure, 24 Rue Lhomond, 75231 Paris, France
Adresse électronique non communiquée

Special correlations in the initial conditions of freely evolving, homogeneous magnetohydrodynamic (MHD) turbulence can lead to the formation of enormous current sheets. These coherent structures are observed at the peak of the energy dissipation rate and are the carriers of long-range correlations despite all the non-linear interactions during the formation of turbulence. Even though the largest scale separation has been achieved at this point, these structures are coherent with a size that spans our computational domain dominating the scaling of the energy spectrum, which follows a $E \propto k^{-2}$ power law. As Reynolds number increases curling of the current sheets, due to Kelvin-Helmholtz type instabilities and reconnection, modifies the scaling of the energy spectrum from k^{-2} towards $k^{-5/3}$. This transition occurs at the highest Reynolds numbers of direct numerical simulations with resolutions up to 2048^3 grid points. Finite Reynolds number behaviour is observed due to the initial correlations without reaching a finite asymptote for the energy dissipation rate and with an unexpected scaling between the Taylor and the integral scale Reynolds numbers, i.e. $Re_\lambda \propto Re^{2/3}$. Our results, therefore, demonstrate that even state-of-the-art numerical simulations of the highest resolution can be influenced by the choice of initial conditions and consequently they are inadequate to deduce unequivocally the fate of universality in MHD turbulence.

On the edge of an inverse cascade

Seshasayanan, Kannabiran¹, Benavides, Santiago Jose², & Alexakis, Alexandros¹

¹ Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure, Paris, France

² Physics Department, University of Texas, Austin, USA

`alexakis@lps.ens.fr`

In many dynamical systems in nature energy cascades forward or inversely in scale space. In three dimensional fluid turbulence energy cascades forward from large to small scales while in two dimensional turbulence energy cascades inversely from small scales to large scales. There are some examples however that have a mixed behavior such as fast rotating fluids and conducting fluids in the presence of strong magnetic fields or flows in constrained geometry. We expect then a critical amplitude of the control parameter (rotation rate/magnetic field/aspect ratio) for which the flow transitions from one case to the other. Here we present a study of a simpler system that is computationally tractable and exhibits the same behavior : 2D-MHD. In the absence of any external magnetic field or magnetic forcing any zero-average magnetic field fluctuations that exist at $t=0$ in 2D-MHD will die out (due to the anti-dynamo theorem of 2D flows) and the system will reduce to ordinary 2D fluid turbulence with an inverse energy cascade. If however there is a sufficiently strong uniform magnetic field or an electro-motive force in the system that act as a source of magnetic energy the flow will sustain magnetic field fluctuations and the flow become magnetic dominated with a forward energy cascade. Thus this 2d system also exhibits a dual cascade controlled by the amplitude of the magnetic forcing. We present the results of an investigation that studies the transition from forward to inverse cascade using direct numerical simulations and simplified models.

Gyrokinetic simulations of collisionless reconnection in turbulent non-uniform plasmas

Sumire Kobayashi¹, Barrett N. Rogers², & Ryusuke Numata³

¹ Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, 91128 Palaiseau Cedex, France

² Department of Physics and Astronomy, Dartmouth College, Hanover, NH 03755, United States

³ Graduate School of Simulation Studies, University of Hyogo, 7-1-28 Minatojima Minami-machi, Chuo-ku, Kobe, Hyogo 650-0047, Japan

Magnetic reconnection, plasma turbulence, and plasma non-uniformity are present in nearly all natural plasmas. We explore collisionless magnetic reconnection in the presence of non-uniformities in the plasma density, the electron temperature and the ion temperature with nonlinear gyrokinetic simulations. Without the non-uniformities, large scale tearing instabilities lead to complete reconnection of the magnetic flux and system-size magnetic islands. We find that magnetic reconnection can be enhanced or triggered by plasma turbulence. Comparable simulations, in which the turbulence arises self-consistently from gradient-driven instabilities, have not been previously presented. We show that (1) density gradients, previously shown to stabilize reconnection, can also destabilize reconnection, and also (2) electron temperature gradients drive reconnection in a collisionless plasma - both are first time results. The addition of a density gradient has a dual role : it can stabilize large scale reconnection due to diamagnetic effects but destabilizes small-scale driftwave modes that produce turbulence and zonal flows. The electron temperature gradient triggers microtearing modes that drive rapid small-scale reconnection and strong electron heat transport. The ion temperature gradient destabilizes turbulence due to ion temperature gradient (ITG) modes and has a weak stabilizing effect on reconnection compared to the density gradient. Combinations of the three cases are discussed, as are implications for some laboratory fusion and space plasmas.

Description gyrocinétique pour les modes de déchirement neoclassiques.

Tronko¹, Brizard², & Wilson¹

¹ York Plasma Institute, University of York, Heslington, York, YO10 5DD, UK

² Department of Physics, Saint Michael's College, Colchester, VT 05439, USA

nathalie.tronko@gmail.com

Les modes de déchirement néoclassiques (neoclassical tearing modes) peuvent modifier de manière significative la géométrie du champs magnétique confinant le plasma dans les machines à fusion. Ils forment une classe d'instabilités pouvant avoir une influence néfaste sur l'équilibre et le confinement du plasma.

Le mécanisme de déchirement est intrinsèque au champ magnétique des machines à fusion. Ce champs possède une structure complexe et contient naturellement des chaînes d'îlots magnétiques. Certains de ces îlots s'écroulent sur eux-mêmes, mais d'autres peuvent atteindre jusqu'à quelques centimètres en largeur et causer des perturbations considérables de la géométrie magnétique. Ceci peut avoir comme conséquence la modification des trajectoires des particules chargées.

La théorie néoclassique tient compte de la courbure du champs magnétique. Ceci implique l'existence de deux types de trajectoires des particules chargées : les trajectoires piégées et passantes.

La présence d'un îlot magnétique modifie le courant du plasma de deux manières différentes. Premièrement, la propagation d'un îlot induit un courant, appelé courant de polarisation. Deuxièmement, le profil de la pression s'aplatit dans la région où l'îlot se trouve. Ceci modifie le courant appelé "bootstrap", qui est proportionnel au gradient de pression $j_b \sim -\partial p / \partial r$. Le courant bootstrap est dû aux collisions entre les particules piégées et passantes. Il permet la stabilisation et le chauffage du plasma, et joue un rôle primordial pour le confinement.

Un îlot magnétique est un système possédant plusieurs échelles spatiales. Sa dimension poloïdale est compatible avec le petit rayon du tokamak $l_\theta \sim r$, et peut donc atteindre quelques mètres. De plus, sa largeur peut varier de quelques millimètres à plusieurs centimètres. Nous nous intéressons ici aux îlots dont la largeur est comprise entre le rayon de Larmor ionique et la largeur des trajectoires des particules piégées $\rho_i < w \sim \rho_b$. Afin de pouvoir calculer la modification du courant induit par un îlot, il est nécessaire de tenir compte de la taille fini du rayon de Larmor, ceci de manière consistante, au moins pour la dynamique des ions. On utilise pour cela la théorie gyrocinétique moderne [1].

Le but principal de ce travail consiste à obtenir le système d'équations gyrocinétiques de Maxwell-Vlasov qui permet de décrire le comportement auto-consistant non-linéaire du plasma en présence des champs électromagnétiques fluctuants.

Ce travail généralise les descriptions obtenues auparavant dans le cadre de l'approche drift-cinétique [2], ignorant les effets induits par la taille finie du rayon de Larmor, ainsi que d'autres travaux numériques [3] réalisés dans le cadre de l'approche gyrocinétique électrostatique.

Références

1. A. J. BRIZARD AND T. S. HAHM, *Rev. Mod. Phys.*, **79**, (421),(2007).
2. H. R. WILSON, *et al.*, *Phys. Plasmas*, **3** (248), (1996).
3. E. POLI *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **52**, 124021, (2010).

Vaporisation d'une nano-goutte encapsulée stimulée par ultrasons

Matthieu Guédra¹ & François Coulouvrat¹

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

matthieu.guedra@dalembert.upmc.fr

Les nanoparticules à cœur liquide sont développées comme Agents Thérapeutiques pour l'imagerie médicale et la délivrance ciblée de médicaments. Contrairement aux Agents de Contraste Ultrasonores (ACU) classiques à cœur gazeux, ces particules ont un rayon suffisamment faible leur permettant de traverser la barrière endothéliale des vaisseaux sanguins résultants d'angiogenèse tumorale et peuvent se fixer directement sur les cellules cancéreuses. Leur cœur liquide et la présence d'une coque (généralement en polymère) en font également des particules plus stables et d'une durée de vie plus importante que les ACU micrométriques classiques. Néanmoins, ces nanoparticules ne sont pas des corps résonants (en particulier dans les gammes de fréquences utilisées en échographie ultrasonore) et ne peuvent donc pas être directement utilisées comme Agents de Contraste ou Thérapeutiques. La vaporisation stimulée par ultrasons est un procédé utilisé pour rendre ces agents nanométriques plus échogènes via un changement de phase liquide-vapeur. Elle implique l'exposition des nanoparticules à un champ acoustique à haute intensité et met en jeu des couplages importants entre les transferts de chaleur dans les différents milieux et le mouvement radial non-linéaire des interfaces. Nous proposons une modélisation de ce problème dans laquelle nous considérons que le site de nucléation (germe) est déjà présent dans le système : le cœur de la particule est constitué d'une couche liquide renfermant une bulle de vapeur. Le mouvement de l'interface liquide-vapeur est décrit par une équation de Rayleigh-Plesset modifiée qui tient compte du flux de masse dû à l'évaporation/condensation du cœur [1]. Il a également été démontré que l'ajout d'un gaz non-condensable, mélangé à la phase vapeur et dissous dans la phase liquide, joue un rôle important dans la croissance de la bulle [2] et la présence d'un tel gaz est prise en compte dans notre modèle. Enfin, le mouvement radial de la coque sphérique séparant les milieux fluides intérieur et extérieur est intégré en adoptant une démarche comparable à celle retenue par Church dans ses travaux [3].

Des simulations sont réalisées pour des nanoparticules utilisées en imagerie ultrasonore [4,5] et constituées d'une goutte de per-fluoro-pentane (PFP) entourée d'une coque en polymère type acide poly lactique-co-glycolique (PLGA). Une attention particulière sera portée sur l'analyse de l'influence du confinement par la coque en polymère. La perméabilité de la coque pourra également être discutée (diffusion du cœur dans le liquide extérieur : libération de principe actif), ainsi que les conditions de sa rupture lorsque celle-ci devient suffisamment fine. [projet NABUCCO – Plan Cancer 2009-2013].

Références

1. Y. HAO AND A. PROSPERETTI, The dynamics of vapor bubbles in acoustic pressure fields, *Phys. Fluids*, **11** (8), 2008–2009 (1999).
2. L. STRICKER, *Acoustic Cavitation and Sonochemistry* PhD Thesis, University of Twente, Rotterdam (2013).
3. C.C. CHURCH, The effects of an elastic solid surface layer on the radial pulsations of gas bubbles, *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (3), 1510–1521 (1995).
4. E. PISANI, N. TSAPIS, J. PARIS, V. NICOLAS, L. CATTEL AND E. FATTAL, Polymeric nano/microcapsules of liquid perfluorocarbons for ultrasonic imaging : physical characterization, *Langmuir*, **22** (9), 4397–4402 (2006).
5. N. REZNIK, R. WILLIAMS AND P.N. BURNS, Investigation of vaporized submicron perfluorocarbon droplets as an ultrasound contrast agent, *Ultrasound Med. Biol.*, **37** (8), 1271–1279 (2011).

La phyllotaxie : cristallographie sous rotation-dilatation et mode de croissance ou de détachement

Nicolas Rivier¹, Jean-François Sadoc², & Jean Charvolin²

¹ Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS), et Université de Strasbourg, 3, rue de l'Université F-67084 Strasbourg

² Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay
`nick@fresnel.u-strasbg.fr`

La phyllotaxie en botanique concerne les arrangements d'objets de même nature (inflorescences dans une fleur composée telle la marguerite ou l'aster, écailles sur un ananas, un cactus ou une pomme de pin, etc.) C'est un réseau spirale constitué de points placés régulièrement sur une spirale génératrice; à chaque point on associe une cellule de Voronoï (région de Dirichlet), et c'est le pavage de ces objets qui nous intéresse.

Quasiment toutes ces cellules de Voronoï sont, topologiquement, des hexagones et on observe que les cellules voisines s'arrangent en trois spirales ou parastiques : la cellule n a pour voisins les cellules $n \pm f$, où les trois f sont des nombres de Fibonacci successifs. Par exemple (5, 8, 13) pour l'ananas ou l'agave. De plus, on observe des cercles concentriques de défauts (les cellules non-hexagonales qui sont en fait des carrés légèrement tronqués) en nombres de Fibonacci, eux aussi. Ces observations sont décrites par transformations conformes.

On montre que cette structure est indépendante de la position du premier point sur la spirale génératrice. On obtient aussi la structure du coeur de la phyllotaxie, c'est-à-dire des cellules à l'intérieur du premier cercle de défauts. Cette invariance est donc intriquée à la structure en parastiques (à la fois sa cause et sa conséquence). C'est sur une sphere que la phyllotaxie est la plus simple, car les cercles de défauts y sont les mieux séparés. L'invariance de la structure toute entière par rapport à la position du premier point (covariance par inflation) donne un mode de détachement (du grain n d'un petit amas de n grains) ou de croissance (ajout des grains $n + 1, \dots$). L'organisation phyllotactique est donc particulièrement malléable.

L'agave de Parry offre une illustration spectaculaire de ce mode de croissance : après plus de vingt ans en cactus sphérique de phyllotaxie (5, 8, 13), un sursaut de croissance lui fait pousser, six mois avant sa mort, un mât de plus de 2m de haut, de phyllotaxie (1, 2, 3), qui constitue aussi sa mort topologique.

Dynamique non-linéaire des efflorescences du phytoplancton en milieu marin

J. Derot^{1,2}, F.G. Schmitt², & V. Gentilhomme³

¹ Université du Littoral Côte d'Opale, Laboratoire d'Océanologie et de Géosciences, UMR LOG 8187, 32 av. Foch, 62930 Wimereux

² CNRS, Laboratoire d'Océanologie et de Géosciences, UMR LOG 8187, 28 av. Foch, 62930 Wimereux

³ Université de Lille 1, Laboratoire d'Océanologie et de Géosciences, UMR LOG 8187, 28 av. Foch, 62930 Wimereux

`francois.schmitt@univ-lille1.fr`

Le phytoplancton (plancton végétal) joue un rôle important dans l'écosystème aquatique, et aussi dans la dynamique du carbone. Fortement influencé par la température et demandant de la lumière pour sa croissance, son développement a une forte composante saisonnière. En Manche orientale, des efflorescences ("blooms") de phytoplancton ont lieu tous les ans au printemps. L'objectif de notre étude est ici d'analyser la dynamique non-linéaire et multi-échelles du phytoplancton en milieu côtier. La base de données utilisée dans cette étude provient d'un système automatisé en point fixe, appelé MAREL Carnot, géré par IFREMER. Ce système, localisé à la sortie de la rade du port de Boulogne-sur-Mer, enregistre plus de 15 paramètres physico-chimiques avec une périodicité de 20 minutes. Nous utilisons ici les données enregistrées entre 2004 et 2011.

Différents résultats sont obtenus concernant la dynamique et les statistiques des efflorescences. D'un côté, la fonction de densité de probabilités (pdf) réalisée sur l'ensemble des données de fluorescence obéit à une loi de puissance de pente -2. En considérant les pdf année par année, on met en évidence une relation de la pente hyperbolique avec les températures moyennes annuelles. En ce qui concerne la dynamique, nous utilisons la méthode EMD (Empirical Mode Decomposition) pour estimer des spectres de puissance, et étudier la dynamique multi-échelle via des lois d'échelle. On met en évidence des relations entre les pentes issues de ces spectres et la fluorescence. La méthode EMD est également utilisée pour mettre en évidence les fortes oscillations existant en période de bloom.

Dynamique interne du noyau d'une cellule vivante : Étude par diffusion dynamique de la lumière

Zakia Mokhtari¹, Eric Freyssingeas¹, Pierre Borgnat¹ & Evelyne Goillot²

¹ Laboratoire de Physique, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon - CNRS

² Laboratoire de Biologie, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon - CNRS

46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France

zakia.mokhtari@ens-lyon.fr

La connaissance de la dynamique interne du noyau d'une cellule vivante apparaît comme essentielle pour la compréhension du fonctionnement de la cellule eucaryote et depuis une quinzaine d'années, de très nombreuses études ont été conduites pour étudier les propriétés dynamiques du noyau d'une cellule. Ces études, qui utilisent des techniques de fluorescence, montrent que cette dynamique est à la fois riche et complexe. Ces résultats, cependant, donnent seulement une vision partielle de cette dynamique. En conséquence, la dynamique globale, qui reflète les corrélations à la fois en temps et en espace, est toujours complètement inconnue alors qu'il est évident que sa connaissance contribuerait à une meilleure compréhension du noyau et de son activité. Notre projet de recherche s'inscrit dans cette problématique. Il a pour but d'étudier la dynamique interne globale du noyau d'une cellule vivante, par une technique bien connue en physique : la diffusion dynamique de la lumière (DDL). Jusqu'à présent aucune étude de ce type n'avait été menée et un dispositif expérimental original a été développé dont les premiers résultats indiquent que cette approche est prometteuse pour ce genre d'études [1,2,3]. En particulier, il semble que ce type d'expériences permette d'obtenir des informations sur la dynamique de la chromatine. En modifiant ce premier montage expérimental (passer d'un seul angle d'acquisition à quatre angles en simultané; enregistrer le signal brut) et en créant de nouvelles méthodes de traitement de signaux, nous souhaitons obtenir des mesures quantitatives sur la dynamique interne de noyaux de cellules vivantes durant les différentes phases de leur cycle cellulaire. On étudie la dynamique des noyaux de trois lignées cellulaires différentes : les SHEP (neuroblastes), les Hela (cellules cancéreuses prélevées du col de l'utérus) et le C2C12 (myoblastes, cellules musculaires de la souris) dans le but de savoir si la dynamique change d'une lignée cellulaire à une autre. On veut aussi voir la dynamique perturbée par différents facteurs (température, contrainte biologique) et enfin on va étudier cette dynamique avant l'apoptose (mort cellulaire programmée).

Références

1. M. SUISSA, C. PLACE, B. BERGE & E. FREYSSINGEAS, *Europhys. Lett.* **78**, 38005 (2007).
2. M. SUISSA, C. PLACE & E. FREYSSINGEAS, *Eur. Phys. J. E*, **26**,435-448 (2008).
3. M. SUISSA, C. PLACE & E. FREYSSINGEAS, *Biophys. J.* **97**, 453-461 (2009).

Dynamique de particules elliptiques en turbulence bidimensionnelle

Dario Vincenzi¹, Anupam Gupta² & Rahul Pandit³

¹ Université Nice Sophia Antipolis, CNRS, Laboratoire J.A. Dieudonné, UMR 7351, 06100 Nice, France

² Dipartimento di Fisica, Università di Roma “Tor Vergata”, Italie

³ Department of Physics, Indian Institute of Science, Bangalore, Inde

`dario.vincenzi@unice.fr`

La plupart des travaux sur les propriétés lagrangiennes des écoulements turbulents utilisent des traceurs sphériques ou circulaires en trois et en deux dimensions, respectivement. L'étude de la dynamique de particules anisotropes dans un écoulement turbulent a des applications importantes à la modélisation de la nage de micro-organismes biologiques, de l'orientation des cristaux de glace dans les nuages, de la dynamique des fibres dans l'industrie du papier. Des travaux récents pour des écoulements turbulents tridimensionnels [1,2,3,4] ou pour des écoulements laminaires bidimensionnels [5,6] ont renouvelé l'intérêt pour la dynamique lagrangienne de particules anisotropes.

Nous considérons la dynamique de traceurs elliptiques dans un écoulement turbulent incompressible en deux dimensions et examinons la statistique de l'orientation et de la rotation de ces particules à l'aide de simulations numériques directes [7]. Nous montrons que les propriétés d'alignement des particules elliptiques dépendent fortement de l'échelle à laquelle l'écoulement turbulent est généré et de la dimension de l'écoulement même. De plus, nous montrons que la statistique de la rotation, et notamment la dépendance du taux de rotation moyen du rapport d'aspect des particules, a des propriétés très différentes en deux dimensions et en trois dimensions.

Références

1. A. Pumir & M. Wilkinson, *New J. Phys.* **13**, 093030 (2011).
2. S. Parsa, E. Calzavarini, F. Toschi & G. A. Voth, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 134501 (2012).
3. L. Chevillard & C. Meneveau, *J. Fluid Mech.* **737**, 571 (2013).
4. K. Gustavsson, J. Einarsson & B. Mehlig, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 014501 (2014).
5. M. Wilkinson, V. Bezuglyy & B. Mehlig, *Phys. Fluids* **21**, 043304 (2009).
6. S. Parsa, J.S. Guasto, M. Kishore, N.T. Ouellette, J.P. Gollub & G.A. Voth, *Phys. Fluids* **23**, 043302 (2011).
7. A. Gupta, D. Vincenzi & R. Pandit, “Elliptical Tracers in Two-dimensional, Homogeneous, Isotropic Fluid Turbulence : the Statistics of Alignment, Rotation, and Nematic Order”, <http://arxiv.org/abs/1308.6244>

Chaotic dynamics of a convection roll in a highly confined, vertical, differentially heated fluid layer

Zhenlan GAO^{1,2,3}, Bérengère Podvin¹, Anne Sergent^{1,2}, & Shihe Xin⁴

¹ CNRS, LIMSI, UPR3251, BP 133, 91403, Orsay Cedex, France

² Université Pierre et Marie Curie - Paris 06, 4 Place Jussieu, 75252 Paris, Cedex 05, France

³ Arts et Métiers ParisTech, 2 Boulevard du Ronceray, 49035 Angers Cedex 01, France

⁴ CETHIL, INSA de Lyon, 69621 Villeurbanne Cedex, France

`gao@limsi.fr`

The air flow between two differentially heated, vertical plates is characterised by cat's eye-like convection rolls when the Rayleigh number (Ra) is above a critical value. These convection rolls are found to be connected by oblique vorticity braids in the case of a transversely confined domain [1,2]. In this work we focus on the dynamics of a single convection roll by considering a small periodic domain, using direct numerical simulation (DNS) [2]. Via a Hopf bifurcation, the roll and braids grow and shrink alternatively and periodically [1]. As Ra increases, the flow becomes temporally chaotic through a period-doubling cascade [3,4], which is a new result, as chaos usually occurs through quasi-periodicity in laterally heated cavities [5]. The largest Lyapunov exponent of the flow [6] is found positive. The bifurcation diagram displays periodic windows as well as interior crises. The Feigenbaum constant based on the first few bifurcations is close to the theoretical value [4]. As Ra further increases, intermittency appears as the roll randomly switches between two vertical positions distant half the wavelength of the coherent structure, which is seen as an "attractor-merging" crisis [7]. The jump of the roll between two locations suggests the existence of a heteroclinic connection between two chaotic attractors, which form a $O(2) \times O(2)$ invariant torus. A critical crisis exponent [7] is computed to characterize the mean time between the switches.

In the spirit of [8], we derive a low-order model for the time evolution of the three principal spatial Fourier modes and show that some key features of the flow dynamics are correctly captured. The model successfully predicts the limit cycles which are close to the ones observed in DNS. The addition of a periodic perturbation to account for the effect of higher-order modes leads to a modulation of the cycles, which is reminiscent of the chaotic regime. Finally, we show that the presence of random noise in the system can generate strong excursions in phase space which mimic the roll shift observed in the simulation.

Références

- [1] Gao, Z., Sergent, A., Podvin, B., Xin, S., Le Quéré, P. 2013 On the transition to chaos of natural convection between two infinite differentially heated vertical plates 2013 *Phys. Rev. E* **88** 023010
- [2] Randrianifahanana, S. 2013 Écoulement de convection naturelle en grande cavité. *Internship report, Master 1, Université Pierre et Marie Curie*
- [2] Xin, S., Le Quéré, P. 2002 An extended Chebyshev pseudo-spectral benchmark for the 8 :1 differentially heated cavity *Int. J. Num. Meth. in Fluids* **40** 981-998
- [3] Eckmann, J.P. 1981 Roads to turbulence in dissipative dynamical systems *Rev. Modern Physics* **53** 643-654
- [4] Feigenbaum, M.J. 1980 Universal behavior in nonlinear systems *Los Alamos Sciences* **1** 4-27
- [5] Le Quéré, P. 1994 Onset of unsteadiness, routes to chaos and simulations of chaotic flows in cavities heated from the side : a review of present status. *10th Intl. Heat Trans. Conf.*, volume 1 *I Chem E Symposium Series* **1** 281-296
- [6] Benettin, G., Galgani, L., Giorgilli, A., Strelcyn, J. 1980 Lyapunov characteristics exponent for smooth dynamical system and for hamiltonian system : a method for computing all of them. *Meccanica* **15** 9-30
- [7] Grebogi, C., Ott, E., Romeiras, F., Yorke, J. 1987 Critical exponent for crisis-induced intermittency *Phys. Rev. A* **36** 5365-5380
- [8] Simth, T.R., Moehlis, J., Holmes, P. 2005 Low-dimensional models for turbulent plane couette flow in a minimal flow unit *Journal of Fluid Mechanics* **538** 71-110, 9

Cascades inverses et directes dans une expérience de turbulence en rotation

Frédéric Moisy¹, Antoine Campagne¹, Basile Gallet^{1,2}, & Pierre-Philippe Cortet¹

¹ Laboratoire FAST, Université Paris-Sud, Orsay

² Laboratoire SPHYNX, Service de Physique de l'Etat Condensé, CEA Saclay

moisy@fast.u-psud.fr

Un écoulement turbulent en référentiel tournant tend à subir une bi-dimensionnalisation par transferts d'énergie préférentiels vers des modes de vecteur d'onde perpendiculaire à l'axe de rotation (pris vertical par convention). Dans la limite de rotation rapide (petit nombre de Rossby $Ro = U/2\Omega\ell$, où U et ℓ sont les vitesses et échelles caractéristiques), on s'attend à ce que la turbulence devienne 3C-2D (3 composantes à 2 dimensions). Si tel est le cas, sa dynamique devrait être celle de la turbulence 2D, dont on sait qu'elle produit une cascade inverse d'énergie des petites vers les grandes échelles, tandis que la composante de vitesse normale devrait se comporter comme un champ scalaire passif advecté par l'écoulement 2D. Cette image se heurte cependant : pour une turbulence homogène le mode strictement 2D est en réalité découplé des modes 3D, c'est-à-dire que les transferts s'annulent pour les triades de vecteurs d'ondes $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = 0$ lorsqu'un des vecteurs d'onde est horizontal [1,2].

Cet état 3C-2D est-il accessible expérimentalement ? Pour des nombres de Rossby finis, les cascades d'énergie associées aux modes 2D et 3D peuvent-elles coexister ? Nous tentons de répondre à ces questions par une nouvelle expérience de turbulence en rotation : Une série de volets verticaux injectent vers le centre de l'écoulement des bouffées turbulentes qui s'organisent sous forme de dipôles de tourbillons, produisant ainsi une turbulence statistiquement stationnaire [3]. L'expérience est montée sur la plateforme tournante "Gyroflow" (laboratoire FAST à Orsay), et les flux d'énergie entre échelles sont évalués à partir de mesures de vélocimétrie stéréoscopique par images de particules.

Au-delà d'une vitesse de rotation seuil, nous observons l'apparition dans le plan horizontal d'une double cascade d'énergie associée aux mouvements horizontaux, directe aux petites échelles et inverse aux grandes échelles. En parallèle, l'énergie associée à la vitesse verticale est toujours transférée vers les petites échelles [4]. Lorsque le taux de rotation du système augmente, la cascade inverse d'énergie horizontale finit par s'étendre sur toute la gamme d'échelles en jeu. Ces observations constituent la première vérification expérimentale d'un scénario de double cascade en turbulence en rotation.

Références

1. P. SAGAUT ET C. CAMBON *Homogeneous turbulence dynamics*. (Cambridge University Press, 2008).
2. G. BORDES, F. MOISY, T. DAUXOIS, P.-P. CORTET Experimental evidence of a triadic resonance of plane inertial waves in a rotating fluid. *Phys. Fluids* **24**, 014105 (2012).
3. B. GALLET, A. CAMPAGNE, P.-P. CORTET ET F. MOISY, "Cyclone-anticyclone asymmetry in a forced rotating turbulence experiment," subm. to *Phys. Fluids* (2014).
4. A. CAMPAGNE, B. GALLET, F. MOISY ET P.-P. CORTET, "Forward and inverse energy cascades in forced turbulence under rotation," en préparation pour *Phys. Fluids* (2014).

Impact sur une suspension granulaire dense : rôle clé du couplage entre dilatance de Reynolds et pression de pore.

J. John Soundar Jerome¹ & Y. Forterre²

¹ Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre, CNRS UMR-7342, Aix-Marseille Université, Marseille

² Institut Universitaires des Systèmes Thermiques et Industriels, CNRS UMR-7343, Aix-Marseille Université, Marseille

joseph@irphe.univ-mrs.fr

L'impact d'un objet solide sur un milieu granulaire a fait l'objet de nombreuses études ces dix dernières années, motivées par la question de la rhéologie de ce matériau intermédiaire entre solide-liquide et par les applications en astrophysique et balistique[1]. Une phénoménologie très riche est observée selon les situations, de la formation d'une *couronne d'éjecta* et de *cratères permanents* dans les milieux granulaires secs à la génération d'un *jet granulaire* dans les poudres fines dans l'air. Bien que ces études aient mis en évidence l'importance de l'air ou de la fraction volumique, la question des paramètres et des mécanismes physiques responsables de cette grande variété de comportement n'est pas encore bien élucidée. Récemment, des études d'impact sur des suspensions rhéo-épaississantes (maïzena) ont montré un comportement encore différent, avec une *solidification* ou la *formation de fracture* lors de l'impact[2,3]. Une question importante est dans quelle mesure ces observations sont génériques ou liées au caractère rhéo-épaississant de la suspension.

Pour mieux comprendre l'origine physique de ces phénomènes et tenter d'unifier les observations, nous avons choisi d'étudier l'impact d'une sphère rigide dans une suspension granulaire modèle composée de billes macroscopiques plongées dans un fluide visqueux. Deux comportements très différents sont observés selon la fraction volumique initiale de l'empilement : (i) pour un empilement initialement lâche, la sphère coule dans la suspension comme dans un liquide, et l'on observe la formation d'un jet analogue à celui observé dans les poudres dans l'air, (ii) pour un empilement initialement dense, la sphère est stoppée dès qu'elle touche la suspension comme si elle heurtait un solide. En mesurant la pression du liquide interstitiel entre les grains lors de l'impact (*pression de pore*), nous montrons que cette transition entre un comportement "liquide" et "solide" provient du couplage entre la dilatance du milieu (dilatance de Reynolds) et la pression de pore, lors de l'impact. Un milieu dense se dilate quand il se déforme, ce qui génère une pression de pore négative qui rigidifie transitoirement le squelette granulaire. À l'inverse, un milieu lâche se contracte en se déformant, ce qui génère une pression de pore positive qui supprime les contacts entre grains et liquéfie le milieu. Un modèle diphasique couplant la dilatance de Reynolds et la loi de Darcy permet de modéliser ce mécanisme et prédit des lois d'échelle pour la pression de pore et la pénétration de l'objet dans le milieu en accord avec les mesures expérimentales. Ces résultats montrent que des effets de type rhéo-épaississant peuvent apparaître transitoirement dans les suspensions granulaires en raison de couplage solide/fluide, et non de la rhéologie intrinsèque du milieu[4].

Références

1. J. C. Ruiz-Suárez, "Penetration of projectiles into granular targets," *Reports on Progress in Physics*, vol. 76, no. 6, p. 066601, 2013 and references therein.
2. S. R. Waitukaitis and H. M. Jaeger, "Impact-activated solidification of dense suspensions via dynamic jamming fronts," *Nature*, vol. 487, p. 205–209, 2012.
3. M. Roché, E. Myftiu, M. C. Johnston, P. Kim, and H. A. Stone, "Dynamic fracture of nonglassy suspensions," *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 14, p. 148304, 2013.
4. Y. Forterre, J. John Soundar Jerome, and N. Vandenberghe, "Impact in dense granular suspensions : crucial role of dilatancy and pore pressure feedback," *Bulletin of the American Physical Society*, vol. 58, 2013.

Structuration de la plasticité dans un milieu amorphe

A. Le Bouil¹, J. Crassous¹, S. McNamara, & A. Amon

Université de 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

La plasticité et la rupture dans les milieux amorphes sont des phénomènes encore mal compris. En effet, lorsqu'ils sont déformés, les milieux désordonnés présentent de la localisation de la déformation conduisant à la formation de bandes de cisaillement où se concentre l'essentiel de la déformation tandis que le reste du matériau est peu déformé. L'interprétation théorique de la plasticité dans ce type de milieu repose sur une description en terme d'événements plastiques locaux. Lorsqu'un tel réarrangement se produit, la redistribution de la contrainte peut provoquer d'autres événements plastiques dans des directions privilégiées. Une cascade de tels réarrangements peut alors conduire à la formation d'une bande de cisaillement [1].

Nous présentons des résultats expérimentaux montrant au cours de la charge d'un milieu granulaire sec une structuration de la plasticité selon des directions privilégiées. Les structures observées sont des micro-bandes intermittentes formant un réseau. La taille caractéristique des structures croît à l'approche de la rupture du milieu [2].

Notre système expérimental est un test de compression biaxial. Ce type de test, utilisé en mécanique des sols, permet de se placer dans des conditions de contraintes uniformes bien contrôlées de manière à pouvoir étudier la localisation de la déformation [3]. Dans notre dispositif une contrainte uniaxiale est imposée dans une direction, tandis que la pression latérale de l'échantillon est maintenue constante. La spécificité de notre montage est de permettre d'utiliser une méthode interférométrique de mesure spatialement résolue de micro-déformations en complément de mesures mécaniques standards [4].

Au cours de la charge, nous observons trois régimes de réponse du granulaire. Au début de la charge, des réarrangements localisés sont observés, confirmant des résultats que nous avons obtenus dans une cellule de cisaillement [5]. A partir d'environ la moitié de la courbe de charge jusqu'à son maximum, ces réarrangements tendent à s'aligner pour former des micro-bandes intermittentes dont l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe de compression vertical est proche de 45° . A proximité du maximum de la courbe de charge, des bandes de cisaillement permanentes se forment. Ces bandes persistantes ont une inclinaison en accord avec un critère de rupture de Mohr-Coulomb.

Nous présentons une interprétation théorique de l'apparition des micro-bandes et de leur orientation en considérant la redistribution des contraintes due à un événement plastique local dans une matrice élastique [6] et comparons nos résultats expérimentaux à des simulations numériques.

Références

1. C. E. Maloney, and A. Lemaître, *Phys. Rev. E* **74**, 016118 (2006).
2. A. Le Bouil, A. Amon, S. McNamara, and J. Crassous, *submitted to Phys. Rev. Lett.*
3. J. Desrues and G. Viggiani, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, **28**, 279 (2004).
4. M. Erpelding, A. Amon, and J. Crassous, *Phys. Rev. E* **78**, 046104 (2008).
5. A. Amon, V. B. Nguyen, A. Bruand, J. Crassous, and E. Clément, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 135502 (2012).
6. J. D. Eshelby, *Proc. R. Soc. Lond. A* **241**, 376-396 (1957).

Transition doigt/fracture lors de l'ascension d'air dans un milieu granulaire confiné et saturé

Vincent De Zotti & Valérie Vidal

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

L'invasion d'un fluide dans un milieu granulaire saturé par un autre fluide est un processus à la base de nombreux phénomènes naturels ou industriels, incluant l'émission d'hydrocarbures au fond des océans [1], les complexes hydrothermaux [2], la récupération du pétrole [3] ou la décontamination des sols [4]. La dynamique de ces systèmes triphasiques est complexe, a fortiori si le milieu granulaire est non-contraint, et donc déformable au passage du fluide injecté. Dans une certaine gamme de paramètres, des travaux précédents ont rapporté l'existence d'une transition entre le déplacement du fluide injecté dans le milieu saturé qui se comporte comme un fluide visqueux, et la fracturation de ce dernier qui présente alors un comportement de type solide [5,6,7,8]. Cette transition, observée dans des cellules de Hele-Shaw horizontales, a lieu lorsqu'on augmente le débit du fluide injecté ou la concentration de la suspension.

Nous avons mis en évidence l'existence d'une transition spontanée écoulement/fracture lorsqu'on injecte de l'air dans un milieu granulaire saturé en eau, confiné dans une cellule de Hele-Shaw verticale et non contraint en surface. En régime stationnaire, au centre d'une zone fluide décrite dans des travaux précédents [9,10], on observe la remontée d'un doigt d'air, qui reste connecté au point d'injection en base de la cellule. À partir d'une certaine hauteur, le doigt ralentit et marque une phase d'arrêt, suivie par la fracture rapide de la couche de grains qui le sépare de la surface. Nous trouvons expérimentalement une dépendance linéaire de la hauteur du doigt à la transition en fonction du débit d'air injecté, qui peut être retrouvée par un modèle simple, sans paramètre ajustable.

Références

1. K. R. NEWMAN ET AL., Active methane venting observed at giant pockmarks along the U.S. mid-Atlantic shelf break, *Earth Planet. Sci. Lett.* **267**, 341-352 (2008).
2. H. SVENSEN, B. JAMTVEIT, S. PLANKE & L. CHEVALLIER, Structure and evolution of hydrothermal vent complexes in the Karoo basin, South Africa, *J. Geol. Soc.* **163**, 671-682 (2006).
3. L. W. LAKE, Enhanced oil recovery, *Society of Petroleum Engineers*, 550 pp. (2010).
4. J. W. PETERSON, M. J. DEBOER & K. L. LAKE, A laboratory simulation of toluene cleanup by air sparging of water-saturated sands, *J. Hazard. Mater.* **72**, 167-178 (2000).
5. E. LEMAIRE, P. LEVITZ, G. DACCORD & H. VAN DAMME, From viscous fingering to viscoelastic fracturing in colloidal fluids, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2009-2012 (1991).
6. C. CHEVALIER, A. LINDNER, M. LEROUX & E. CLÉMENT, Morphodynamics during air injection into a confined granular suspension, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **158**, 63-72 (2009).
7. R. HOLTZMAN & R. JUANES, Crossover from fingering to fracturing in deformable disordered media, *Phys. Rev. E* **82**, 046305 (2010).
8. S. MORA & M. MANNA, Saffman-Taylor instability of viscoelastic fluids : From viscous fingering to elastic fractures, *Phys. Rev. E* **81**, 026305 (2010).
9. G. VARAS, V. VIDAL & J.-C. GÉMINARD, Venting dynamics of an immersed granular layer, *Phys. Rev. E* **83**, 011302 (2011).
10. G. VARAS, J.-C. GÉMINARD & V. VIDAL, Air invasion in a granular layer immersed in a fluid : morphology and dynamics, *Gran. Matt.* **15**, 801-810 (2013).

Instabilité du pont capillaire

Gounséti Paré¹ & Jérôme Hoepffner²

Upmc, Institut Jean Le Rond D'Alembert
gounseti.pare@etu.upmc.fr

L'adhésion capillaire est un mécanisme physique permettant de maintenir en contact deux corps par capillarité, par l'intermédiaire d'un ligament liquide. Le pont capillaire est une idéalisation de cette adhésion capillaire. Nous allons nous intéresser dans cette étude au cas classique de l'étude de la stabilité de cette adhésion capillaire mais aussi à une configuration un peu plus complexe en imaginant un flux dans pont capillaire comme c'est le cas par exemple de la dynamique du cou d'un ligament liquide dans sa rétractation sous l'effet de la capillarité (voir [1]). Le système étudié est constitué d'un volume liquide axisymétrique tendu entre deux anneaux circulaires, coaxiaux, parallèles et identiques (voir les expériences sur les films de savon [2]).

Nous nous intéressons à la stabilité du système sans gravité. Deux cas sont ainsi étudiés, le cas statique et le cas dynamique. Dans le cas statique, le système dépend de deux paramètres adimensionnés, le rapport d'aspect L/R du pont défini par le quotient de la longueur entre les deux anneaux et le rayon des anneaux, et le rapport de volume $V = V_0/\pi R^2 L$ défini par le quotient entre le volume réel de fluide V_0 et le volume du cylindre de longueur L et de rayon R entre les deux anneaux. Dans le cas dynamique où on induit une vitesse égale à l'entrée et à la sortie des anneaux, en plus des deux paramètres précédents le système va dépendre du nombre de Weber, $W_e = \rho R U^2 / \sigma$, où σ , ρ sont respectivement la tension de surface, la densité du liquide entre les deux anneaux.

Les résultats présentés sont obtenus par simulations numériques grâce au logiciel libre, Gerris Flow Solver (voir [3]). Nous nous focalisons en premier sur le cas où V est inférieur à 1 : le venturi capillaire. Dans la configuration statique le diagramme de stabilité du pont capillaire obtenu dans le repère du rapport de volumes versus le rapport d'aspect est en parfait accord avec les résultats de Slobozhanin (voir [4]). Dans le cas dynamique nos résultats seront comparés à ceux obtenus par un code matlab basé sur les équations 1 D de Eggers (voir [5]).

Dans le diagramme de stabilité (rayon du cou du pont versus le nombre de Weber), on note trois régimes différents. Pour des rapports de volumes assez petits ($V < 0,7$) le rayon du cou du pont diminue progressivement et va à la rupture. Un régime intermédiaire survient pour ($0,7 < V < 0,9$) où le rayon du cou du pont décroît progressivement, passe par un minimum et croît pendant une gamme de nombres de Weber pour se rompre ensuite brutalement. Pour des rapports de volume proche de 1 on note un état d'oscillation non linéaire du cou du pont avant sa brutale rupture.

Références

1. JÉRÔME HOEPFFNER, GOUNSÉTI PARÉ, Recoil of a liquid filament : escape from pinch-off through creation of a vortex ring *J. Fluid Mech.*, **734**, pp 183-197 (Oct. 2013)
2. JOSEPH PLATEAU, Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires, *Gauthier-Villars, Paris*, (1873)
3. STÉPHANE POPINET, An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows, *J. Comp. Phys.*, **228**, pp. 5838-5866 (2009)
4. LEV A. SLOBOZHANIN, JOSÉ M. PERALES, Stability of liquid bridges between equal disks in an axial gravity field, *Phys. Fluids*, **5**, No. 6, (Jun. 1993)
5. JENS EGGERS, TODD F. DUPONT, Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier-Stokes equation, *J. Fluid Mech.*, **262**, pp. 205-221 (1994)

Impact radial d'un jet liquide sur un plan incliné

Alexis Duchesne¹, Rémy Herbault¹, Luc Lebon¹, & Laurent Limat¹

Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), UMR 7057 du CNRS, Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domont et Léonie Duquet, 75013 Paris, France
alexis.duchesne@univ-paris-diderot.fr

Le ressaut hydraulique circulaire observé lors d'un impact normal à un plan horizontal est un phénomène bien connu [1,1,3], mais on ne sait que peu de chose sur sa généralisation au cas d'un plan incliné. Pourtant l'impact radial d'un jet liquide sur une surface plane inclinée peut être observé dans de nombreuses applications : depuis la salle de bain jusqu'aux applications industrielles comme les échangeurs de chaleurs (refroidissement d'une surface par exemple) [4], les tests d'enduisage [5] ou encore le nettoyage de surfaces [6]...

La structure d'un tel écoulement est loin d'être trivial et l'on peut distinguer différentes régions : un mince film de liquide en écoulement radial rapide directement après le jet puis un ressaut hydraulique et enfin une ligne de contact (ligne de contact effective dans le cas du mouillage total) à plus grande distance du jet. Les mécanismes de sélection de ces structures ne sont pas connus, en particulier pour le ressaut hydraulique qui a pourtant fait l'objet de nombreuses études dans le cas horizontal.

Nous avons donc mené une série d'expériences pour étudier le ressaut hydraulique et la ligne de contact en modifiant l'inclinaison de la plaque (de 2.5° à 90°), les conditions de mouillage (mouillage total, hydrophobe, super-hydrophobe), la viscosité et le débit du liquide. Qualitativement les résultats peuvent être résumé ainsi :

- En condition de mouillage partiel, on peut observer un ressaut hydraulique et une ligne de contact non-circulaire, qui peuvent être très proches l'un de l'autre...
- En condition de mouillage total, une structure similaire peut aussi être constatée mais dans ce cas on observe une ligne de contact "effective" beaucoup plus éloignée que précédemment (à débit fixé). Un film liquide micro (voir nano) scopique mouille la plaque au delà de cette ligne de contact "effective".
- Pour les faibles inclinaisons de plaque le ressaut hydraulique est fermé autour du jet impactant avec pour limite le ressaut circulaire dans le cas où la pente est nulle. Lorsque l'on augmente la pente le ressaut s'ouvre progressivement et adopte une forme plus proche de celle d'un fer à cheval.

La distance entre le centre du jet et le ressaut hydraulique a été mesurée avec précision en variant les paramètres expérimentaux décrits plus haut. Nous avons comparé ces résultats avec les théories existantes du ressaut horizontal et nous proposons des éléments théoriques originaux permettant d'expliquer partiellement les résultats obtenus.

Références

1. E.J. WATSON, The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane, *J.Fluid.Mech*, **20** , 481-499 (1964).
2. T. BOHR, P. DIMON, V. PUTKARADZE, Shallow-water approach to the circular hydraulic jump, *J.Fluid.Mech*, **254** , 635-648 (1993).
3. A. DUCHESNE, L. LEBON, L. LIMAT., A constant Froude number in circular hydraulic jump and its implication on the jump radius selection, *Submitted in Phys. Rev. Letters* (2013).
4. J.B. BAONGA, H. LOUAHLIA-GUALOUS, M. IMBERT., Experimental study of the hydrodynamic and heat transfer of free liquid jet impinging a flat circular heated disk, *Applied Thermal Engineering*, **26** , 1125-1138 (2006).
5. S. VAN DER ZWAAG, J. E. FIELD., Indentation and liquid impact studies on coated germanium, *Philosophical Magazine A Pacific Rim*, **48** , 767-777 (1983).
6. T. WANG, D. FARIA, L.J. STEVENS, J.S.C. TAN, J.F. DAVIDSON, D.I. WILSON, Flow patterns and draining films created by horizontal and inclined coherent water jets impinging on vertical walls, *Chemical Engineering Science*, **102** , 585-601 (2013).

Réarrangements polygonaux d'un vortex

M. Labousse¹, S. Perrard², E. Fort¹, Y. Couder², J.W.M. Bush³, & L. Limat²

¹ Institut Langevin, ESPCI ParisTech, 1 rue Jussieu, 75005 Paris, France, EU

² Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet 75013 Paris, France, EU

³ Department of Mathematics, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Ave, Cambridge, MA 02139, USA

matthieu.labousse@espci.org

Kelvin avait attribué aux anneaux de vortex, communément appelés "ronds de fumée", une stabilité infaillible, à tel point qu'il les avait considérés comme de potentiels briques élémentaires de la matière. Même si cette théorie est de nos jours désuète, leur stabilité à bas nombre de Reynolds en font des structures hydrodynamiques esthétiquement remarquables. Leur stabilité n'est pas aussi claire dès lors que l'on considère des vortex toriques à surface libre. Dans ce cas de figure, un certain nombre d'expériences ont mis en évidence un réarrangement polygonal de telles structures : les ressauts hydrauliques [1], les bosses hydrauliques [2] et les tores liquides en caléfaction [3]. Nous présenterons un cadre théorique commun permettant de prédire l'instabilité de telles structures, ainsi que le nombre de côté des polygones engendrés [4]. Enfin, nous comparerons les prédictions théoriques avec les résultats expérimentaux existants.

Références

1. C. Ellegaard, A.E. Hansen, A. Haaning, K. Hansen, A. Marcussen, T. Bohr, J. Lundbek Hansen, S. Watanabe, Creating corners in kitchen sinks *Nature* **392**, 767-768 (1998)
2. M. Labousse and J.W.M Bush, The hydraulic bump : The surface signature of a plunging jet *Phys. Fluids* **25**, 094104 (2013)
3. S. Perrard, Y. Couder, E. Fort, and L. Limat, Leidenfrost levitated liquid tori *Europhys. Lett.* **100**, 54006 (2012)
4. M. Labousse and J.W.M Bush, Polygonal instabilities on interfacial vorticities *Europhys. Lett.* (Submitted)

Goutte blindée

S. Dorbolo¹ L. Maquet¹ & P. Colinet²

¹ Université de Liège, GRASP, Département de Physique B5

² Université Libre de Bruxelles, TiPs, Campus Solbosch

s.dorbolo@ulg.ac.be

Il est possible d'emballer des gouttes dans une armure faite de grains hydrophobes [1]. On obtient ainsi des billes liquides aisément manipulables. Dans ce travail, nous avons étudié des gouttes en situation de non-mouillage. Cette situation est obtenue en déposant une goutte d'eau sur un substrat chauffé au-delà de la température d'ébullition de l'eau. A partir d'une certaine température, la goutte lévite sur sa propre vapeur, c'est l'effet Leidenfrost. Des micro-billes de verre ont été introduites dans la goutte. Ces particules sont hydrophiles. Malgré tout, les grains migrent à l'interface et forment une monocouche autour de la goutte. Le taux d'évaporation est plus faible que pour une goutte seule. Le contraire est observé pour les billes liquides (armure de grains hydrophobes) [2]. On montre que la loi d'évaporation peut être simplement corrigée par un facteur qui dépend de la compacité des grains à la surface de la goutte.

Références

1. P. Aussillous and D. Quéré, *Nature* **411**, 924 (2011).
2. B. Laborie, F. Lachaussée, E. Lorenceau, and F. Rouyer, *Soft Matter* **9**, 4822 (2013).

Radially forced parametric oscillations of liquid drops

A. Ebo Adou^{1,2}, L. S. Tuckerman¹, D. Juric², J. Chergui², A. M. Juric³, & S. Shin⁴

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

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

³ Centre National d'Enseignement à Distance

⁴ Department of Mechanical and System Design Engineering, Hongik University, Seoul, 121-791 Korea

eboadou@espci.fr

We consider the problem of a spherical viscous liquid drop subjected to an oscillating radial acceleration surrounded by a gas or liquid of different density and viscosity. 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.

Generalizing the Kumar & Tuckerman [1] Floquet solution to a spherical interface, we present a linear stability analysis for the appearance of standing waves. We linearize the governing equations about the state of rest with a poloidal-toroidal decomposition for the internal velocity field, and we decompose deformations of the interface as spherical harmonics $Y_l^m(\theta, \phi)$.

We also carry out full three-dimensional numerical simulations using the parallel 3D two-phase flow code, *BLUE* [3], and recover the degree l of the harmonics predicted by the Lamb [2] dispersion relation for an ideal drop. We are investigating the behavior in the far nonlinear regime.

Références

1. K. KUMAR & L.S. TUCKERMAN, Parametric instability of the interface between two fluids, *J. Fluid Mech.*, **279**, 49–68 (1994).
2. H. LAMB, *Hydrodynamics*, Cambridge University Press (1932), p.475.
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.

Etude des propriétés optique non linéaire du ZnO dopé indium en utilisant la technique Z-scan

Youcef Bougherira¹, Saad Amara¹, Mosbah Daamouche¹, & Mohamed Traiche²

¹ Unité de recherche en optique et photonique, Université de Sétif 1, el Bez 19000, Algérie

² Centre de développement des technologies avancées, Cité 20 Août 1956 BP 17, Baba Hassen, Alger, Algérie
ybougherira@cdta.dz

Les propriétés optiques non linéaires des semi-conducteurs sont d'une importance cruciale. En effet, les processus d'optique non linéaire permettent de modifier les propriétés de la lumière traversant les semi-conducteurs. Ces modifications trouvent des applications innovantes dans le domaine de traitement optique de l'information, l'opto-électronique, les guide d'ondes optiques, ainsi que la biologie [1].

Les semi-conducteurs ZnO qui possèdent un large gap de 3.37 eV [2] sont des matériaux très prometteurs grâce à leurs propriétés électriques, optiques et leurs stabilités chimiques [3].

L'objectif de ce travail est d'étudier les propriétés optiques non linéaire du ZnO dopé indium en utilisant la technique Z-scan [4] [5]. Vu que l'étude vient de commencer, nous nous limitons à présenter les premiers résultats.

Références

1. D. COTTER, R.J. MANNING, K.J. BLOW, A.D. ELLIS, A.E. KELLY, D. NESSET, I.D. PHILIPS, A.J. POUTIE, D.C. ROGERS, *Science* **286** (1999) 1523–1528.
2. HADIS MORKOC, UMIT OZGUR, *Zinc Oxide Fundamentals Materials and Device Technology* first ed., Wiley-VCH, 2009.
3. K.K NAGARAJA, S. PRAMODINI, A. SANTHOSH KUMAR, H.S. NAGARAJA, P. POORNESH, DHANANJAYA KEKUDA, *optical materials* **35** (3) (2013) 431–439.
4. SHEIK-BAHAE, A.A. SAID, E.W. VAN STRYLAND, *Opt. Lett* **14**(1989) 955–957.
5. M. SHEIK-BAHAE, A.A. SAID, T.H. WEI, D.J. HAGAN, E.W. VAN STRYLAND, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26** (1990) 760–769.

Diagrammes de bifurcation expérimentaux d'une diode laser soumise à une rétroaction optique externe.

Byungchil Kim^{1,2}, Alexandre Locquet^{1,2}, Nianqiang Li^{3,2}, Daeyoung Choi^{1,2}, & David S. Citrin^{1,2}

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

² School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, USA

³ Center for Information Photonics and Communications, Southwest Jiaotong University, Chengdu, China
alocquet@georgiatech-metz.fr

La dynamique des diodes laser soumises à une rétroaction optique externe, dites diodes laser à cavité externe, a fait l'objet de nombreuses études ces vingt dernières années. Cet intérêt trouve son origine à la fois dans la nature même de ces systèmes qui peuvent conduire à des dynamiques de grande dimension associées à des temps caractéristiques très courts (fraction de nanoseconde), ainsi qu'aux diverses applications possibles, et en particulier les communications sécurisées au niveau de la couche physique [1], la génération de nombres aléatoires à haut débit [2] et le "reservoir computing" [3]. Cependant, une des techniques de base de l'analyse des systèmes dynamiques, le tracé du diagramme de bifurcation, n'avait jamais été appliquée sur base de données expérimentales. Nous avons oeuvré à combler ce manque en caractérisant méticuleusement, dans un diagramme de bifurcation, l'évolution de la dynamique de l'intensité optique d'un laser à cavité externe lorsque la force de la rétroaction est accrue [4]. Nous avons observé en particulier, lorsque le courant est proche du seuil, une cascade de bifurcations correspondant aux passages successifs d'un régime continu vers un régime chaotique. Nous interprétons, sur base de la référence [5], de simulations du modèle de Lang et Kobayashi [6] et de l'analyse du spectre optique, les régimes continus comme correspondant aux modes de gain maximum successifs apparaissant lors d'une augmentation de la rétroaction. Nous interprétons l'évolution vers un régime chaotique comme étant le résultat, dans un premier temps d'une route par quasi-périodicité, et dans un deuxième temps, de la fusion de l'attracteur s'étant développé autour du mode de gain maximum avec les attracteurs de certains modes de cavité externe voisins dans l'espace des phases. Enfin, nous avons étudié expérimentalement l'évolution du diagramme de bifurcation lorsque le courant et le retard associés à la cavité externe sont modifiés.

Références

1. A. ARGYRIS, D. SYVRIDIS, L. LARGER, V. ANNOVAZZI-LODI, P. COLET, I. FISCHER, J. GARCIA-OJALVO, C. R. MIRASSO, L. PESQUERA, AND K. A. SHORE, Chaos-based communications at high bit rates using commercial fiber-optic links, *Nature*, **438**, 343 (2005).
2. A. UCHIDA, K. AMANO, M. INOUE, K. HIRANO, S. NAITO, H. SOMEYA, I. OOWADA, T. KURASHIGE, M. SHIKI, S. YOSHIMORI, K. YOSHIMURA, AND P. DAVIS, Fast physical random bit generation with chaotic semiconductor lasers, *Nat. Photon.*, **2**, 728 (2008).
3. D. BRUNNER, M.C. SORIANO, C.R. MIRASSO, AND I. FISCHER, Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states, *Nat. Commun.*, **4**, 1364 (2013).
4. B. KIM, N. LI, A. LOCQUET, AND D.S. CITRIN, Experimental bifurcation-cascade diagram of an external-cavity semiconductor laser, *Opt. Express*, **22**, 2348–2357 (2014).
5. A. HOHL AND A. GAVRIELIDES, Bifurcation cascade in a semiconductor laser subject to optical feedback, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1148 (1999).
6. R. LANG AND K. KOBAYASHI, External optical feedback effects on semiconductor injection-laser properties, *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 347 (1980).

The Taylor vortex dynamo

Christophe Gissinger¹

24 rue Lhomond, 75005 PARIS
`christophe.gissinger@lps.ens.fr`

The generation of a magnetic field by dynamo action in a Taylor-vortex flow is investigated numerically. I first discuss how the Taylor vortices generate a spatially subharmonic dynamo, for which the axial wavelength of the magnetic field is twice the one of the flow pattern. Then, I investigate for the first time the influence of the Reynolds number and the turbulent fluctuations on the structure and the onset of the Taylor-Couette dynamo. Finally, based on the subharmonic nature of this system, I propose new configurations which could be relevant for future laboratory experiments.

Dynamique de fusion de billes de glace en écoulement turbulent.

N. Machicoane¹, J. Bonaventure¹, & R. Volk¹

¹ Laboratoire de Physique - ENS Lyon - 46, allée d'Italie, 69007 LYON.

nathanael.machicoane@ens-lyon.org

Le transfert de masse ou de chaleur entre une particule et l'écoulement turbulent qui la transporte est un problème rencontré dans beaucoup de situations naturelles ou industrielles, telles que la dissolution de particules solides dans des liquides, la vaporisation de gouttelettes dans les moteurs ou encore les particules de glace en fusion dans les échangeurs thermiques. Ce problème est complexe car il dépend du mouvement relatif entre la particule et l'écoulement, une fonction non seulement des paramètres de l'écoulement, mais aussi des caractéristiques de la particule. En effet, les particules matérielles, de densité différente de celle du fluide, ou de taille plus grande que les plus petites échelles de l'écoulement (échelle de Kolmogorov), ne suivent pas le mouvement du fluide [1,2]. Chaque particule advectée va explorer l'écoulement de manière différente et va fondre ou se dissoudre à une certaine vitesse dépendant de sa trajectoire. Le cas où l'écoulement est laminaire à l'échelle de la particule est quant à lui beaucoup plus simple et le flux de masse ou de chaleur adimensionné (nombre de Sherwood ou de Nusselt respectivement) dépend alors de la racine carré du nombre de Reynolds [3].

Nous étudions la dynamique de fusion de grosses billes de glace dans un écoulement turbulent de von Kármán à hauts nombres de Reynolds basés sur l'échelle de Taylor : $Re_\lambda = [300 - 600]$. Le fluide utilisé est de l'eau pure, maintenue à température constante pendant les expériences. Un montage optique d'ombroscopie afocale nous permet de mesurer l'évolution temporelle de la taille des particules, sans biais de profondeur. Dans le cas de glaçons préalablement thermalisés à leur température de fusion, la variation du rayon $R(t)$ permet alors une mesure directe du flux surfacique Φ au travers de la relation de Stephan $L_f dR/dt = \Phi$, L_f étant la chaleur latente de fusion de la glace. Nous étudions le transfert thermique en fonction du nombre de Reynolds à l'échelle de la particule Re_p pour 3 cas : (i) glaçons fixes en fusion dans une zone de fortes fluctuations turbulentes et sans écoulement moyen ; (ii) glaçons fixes fondant sous l'action d'un fort écoulement moyen et des fluctuations plus faibles, et (iii) glaçons librement advectés dans tout le volume de l'expérience. Pour les 3 configurations, la fusion de glaçons de différentes tailles, dans une gamme de l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale de l'écoulement turbulent, a été étudiée, à différentes vitesses de rotation.

Pour les cas des particules fixes (i et ii), nous observons un transfert thermique bien plus fort que dans un cas laminaire, le nombre de Nusselt évoluant selon une loi de puissance en fonction du nombre de Reynolds : $Nu \propto Re_p^{0.8}$. Pour les billes de glace librement advectées (iii), l'exposant de la loi de puissance est encore plus grand puisque le nombre de Nusselt devient proportionnel au nombre de Reynolds $Nu \propto Re_p$. Cette loi d'échelle correspond au régime ultime de convection forcée pour lequel la couche limite thermique est pleinement développée à la surface du glaçon. Dans ce régime, le flux de chaleur surfacique est indépendant de la taille des particules.

Références

1. N. M. QURESHI, U. ARRIETA, C. BAUDET, A. CARTELLIER, Y. GAGNE, AND M. BOURGOIN, Acceleration statistics of inertial particles in turbulent flows, *European Physical Journal B* **66**, 531 (2008).
2. R. VOLK, E. CALZAVARINI, E. LEVEQUE, AND J.-F. PINTON, Dynamics of inertial particle in a turbulent von Karman flow, *Journal of Fluid Mechanics* **668**, 223 (2011).
3. W. RANZ AND W. MARSHALL, Evaporation from drops, *Chemical Engineering Progress* **48**, 173 (1952).

Large deviations and non-equilibrium statistical mechanics

Thierry BODINEAU

Ecole Polytechnique

In this talk, we will review some results on the steady states of diffusive systems maintained off equilibrium by two heat baths at unequal temperatures. Using the framework of the hydrodynamic limits, we will discuss the large deviations of the heat current through these systems. In particular, we will explain the occurrence of dynamical phase transitions which may occur for some models.

Depletion of nonlinearity and self-organization in fluid and plasma turbulence

Wouter BOS

Ecole centrale de Lyon

In this talk we will discuss a possibly universal feature of turbulent systems, namely, the fact that turbulence tends to reduce the strength of the nonlinearity in its governing equations. This feature is shown to be observed in a range of different systems in fluid dynamics and plasma physics. It is discussed how this phenomenon is connected to the self-organization of the flow field into coherent structures.

Clustering et ségrégation dans les gaz granulaires bidisperses

Opsomer¹, Vandewalle¹, & Ludewig¹

Grasp, Département de Physique, Université de Liège, B5a, Allée du 6 Aout, B-4000 Liège
eric.opsomer@doct.ulg.ac.be

En micro-gravité, les collisions inélastiques successives dans un gaz granulaire peuvent mener à la formation d'amas lents et denses appelés des clusters [1,2,3]. Cette transition dépend de la fraction de remplissage du système, du coefficient de restitution du matériau utilisé et de la taille des particules [4]. Afin d'étudier l'impact de ce dernier paramètre, nous avons réalisé des simulations de gaz granulaires bidisperses constitués de petites et de grosses billes de bronze agitées. Les différences de tailles et de masses modifient considérablement la chaîne des collisions au sein du milieu granulaires. En effet, un grain avec une grande surface efficace pourra se voir freiner par de nombreuses petites particules. Ces dernières cependant vont gagner considérablement en vitesse lors du transfert d'impulsion. Evidemment, ces comportements ont un effet direct sur la formation de cluster. De plus, sous certaines conditions, le système présente de la ségrégation sous forme d'un cluster partiel constitué principalement de grosses billes entouré d'un gaz de petites. Nous présentons un diagramme de phase qui rend compte des différents régimes observé ainsi qu'un modèle théorique prédisant l'apparition du clustering.

Références

1. A. Kudrolli, M. Wollpert, J.P. Gollub, Phys. Rev. Lett. **78**, 1383 (1997)
2. E. Falcon, R. Wunenburger, P. Evesque, S. Fauve, C. Chabot, Y. Garrabos and D. Beysens, Phys. Rev. Lett. **83**, 2, 440 (1999)
3. E. Opsomer, F. Ludewig and N. Vandewalle Phys. Rev. E **84**, 051306 (2011).
4. E. Opsomer, F. Ludewig and N. Vandewalle, Europhys. Lett. **99** 40001 (2012).

Transport d'énergie entre deux thermostats hors-équilibre.

A. Naert & C.-É. Lecomte

Laboratoire de physique de l'ÉNS de Lyon, CNRS, 46 Allée d'Italie 69364 Lyon Cedex 7, France.

`Antoine.Naert@ens-lyon.fr`

Un gaz granulaire peut être considéré comme l'archétype du système hors d'équilibre, à cause de la dissipation dans les chocs, qui se traduit par des flux liés à des inhomogénéités.

L'expérience présentée a pour but d'étudier la relation entre des gradients de température et les flux d'énergie qu'ils causent, dans une configuration simplifiée. Le système expérimental est constituée de deux thermostats dissipatifs stationnaires (gaz granulaires excités séparément). Un dispositif astucieux permet de coupler ces deux bains en mesurant leurs températures ainsi que le flux instantané de l'un à l'autre. Bien sur, la notion de température doit être adaptée.

L'accent est mis en premier lieu sur l'expérience, pour sa simplicité technique et ses qualités didactiques. En plus de cela, les fluctuations du flux dans un gradient imposé peuvent être examinées à la lumière de résultats théoriques récents. De nombreuses questions et perspectives restent ouvertes.

Étude expérimentale de la friction granulaire en présence de vibrations mécaniques

Henri Lastakowski, Victor Bertrand, Marc Moulin, 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 caractériser les propriétés d'écoulement de la matière granulaire. Pour un matériau granulaire sec on observe, pour des vitesses v modérées, un mouvement périodique dit de *stick-slip* : le patin reste immobile ('*stick*') tant que la force tangentielle F reste inférieure à une force seuil F_s . Il présente ensuite une phase de glissement ('*slip*') dissipative durant laquelle la force de friction dynamique F_d est pratiquement constante. La force nécessaire pour atteindre le seuil d'écoulement est supérieure à la force requise pour maintenir le mouvement, i.e. $F_s > F_d$. On définit l'amplitude du stick-slip par $\Delta F = 2(F_s - F_d)$. Lorsque v augmente, le stick-slip devient irrégulier et ΔF décroît, 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 à partir d'un régime de stick-slip en imposant au système des vibrations mécaniques, que ce soit dans le cas du frottement entre deux surfaces solides [3] ou entre un solide et un matériau granulaire [4,5,6,7]. Dans ce dernier cas, on observe non seulement une diminution de la force tangentielle lorsque l'amplitude de vibration augmente [5], mais aussi une transition ordre/désordre dans l'empilement de grains [4,6,7].

Nous présentons ici l'étude expérimentale de la dynamique d'un patin tiré par une lame-ressort (elle-même entraînée à vitesse v) en surface d'un milieu granulaire sec, en présence de vibrations mécaniques. Ces dernières sont appliquées au lit de grains par l'intermédiaire d'un vibreur fixé sur le bâti de l'expérience, vibrant dans la direction horizontale perpendiculaire au mouvement du patin (amplitude A , pulsation ω). On réalise différentes séries d'expériences à (v, ω) fixées, en faisant varier l'amplitude de vibration A . On montre que la force de friction dynamique, F_d , décroît linéairement en fonction de l'accélération réduite, $\Gamma = A\omega^2/g$, où g est l'accélération de la gravité, sans discontinuité lors de la transition stick-slip/glissement continu. En revanche, l'amplitude du stick-slip ΔF décroît rapidement et s'annule pour une valeur finie de Γ , indépendante de la vitesse v et dépendant linéairement de la fréquence ω des vibrations, le patin glissant continûment à la surface des grains pour les grandes amplitudes de vibration.

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. F. GIACCO, E. LIPPIELLO & M. PICA CIAMARRA, Solid-on-solid single-block dynamics under mechanical vibration, *Phys. Rev. E* **86**, 016110 (2012).
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. R. CAPOZZA, A. VANOSSI, A. VEZZANI & S. ZAPPERI, Suppression of friction by mechanical vibrations, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 085502 (2009).
6. 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).
7. 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).

Génération et propagation d'ondes à la surface d'un écoulement turbulent

Pablo Gutierrez-Matus¹ & Sébastien Aumaitre¹

SPHYNX/SPEC, CEA-Saclay, Orme les Merisiers, F-91191 Gif sur Yvette cedex
sebastien.aumaitre@cea.fr

Les écoulements turbulents en surface libre sont très communs dans la nature. La présence d'une interface libre modifie la turbulence qui elle-même déforme l'interface. Afin de mieux comprendre ces interactions réciproques, nous avons réalisé une expérience où une couche de métal liquide est forcée électromagnétiquement au moyen d'un courant électrique horizontal et réseaux d'aimants. Bien que le forçage soit essentiellement bidimensionnel, il est suffisamment important pour fortement déformer l'interface libre. Dans un premier temps nous avons étudié les propriétés statistiques des déformations engendrées par de tels écoulements pour deux réseaux d'aimants (régulier ou aléatoire) engendrant des écoulements soit assez stationnaires (réseau aléatoire) ou très fluctuants (réseau régulier). En particulier nous avons tenté de mettre en évidence la génération d'onde de surface par ces écoulements. Dans un second temps nous nous sommes intéressés à la propagation d'onde de surface, engendrées mécaniquement par un batteur, sur un écoulement turbulent. Nous avons mis en évidence un fort amortissement que nous avons quantifié pour différentes longueur d'onde des vagues et différentes intensités de forçage de l'écoulement turbulent.

Modèle phénoménologique pour la prédiction de spectres stationnaires et instationnaires de turbulence d'ondes de plaques

T. Humbert^{1,2}, C. Josserand¹, O. Cadot², & C. Touzé²

¹ Institut D'Alembert, UMR 7190 CNRS-UPMC, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France.

² Unité de Mécanique (UME), ENSTA ParisTech, 828 Bd des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex, France
thomas.humbert.box@gmail.com

La théorie de la turbulence d'ondes (ou turbulence faible) (TTO) a pour but de décrire le comportement à long terme de systèmes faiblement non-linéaires où l'énergie est échangée par les différentes échelles. Dans le cas des plaques minces élastiques, d'importantes différences ont été remarquées entre théorie et expériences [1,2,3], différences attribuées récemment en grande partie à l'amortissement [4].

En cherchant un moyen de modéliser dans un cadre proche des conditions expérimentales ce dernier résultat, l'idée d'utiliser un modèle de type phénoménologique est apparue assez rapidement comme intéressante, celle-ci ayant déjà été employée dans diverses application de la TTO, fournissant un cadre propice à l'étude de dynamiques instationnaires [5,6]. Ces modèles *ad hoc* sont construits en cherchant une équation qui admet les spectres de Rayleigh-Jeans et de Kolmogorov-Zakharov comme solutions stationnaires. Dans le cas des plaques, cette démarche permet d'écrire l'équation suivante pour le spectre d'énergie E_ω :

$$\partial_t E_\omega = \partial_\omega(\omega E_\omega^2 \partial_\omega E_\omega). \quad (1)$$

Afin de montrer la capacité de ce modèle à capturer des éléments fondamentaux de la dynamique en se passant de la complexité de l'équation cinétique, il est appliqué ici au cas de la turbulence instationnaire dans deux situations : la turbulence libre, et une turbulence excitée par un flux constant d'énergie au cours du temps. En simulant numériquement l'équation phénoménologique, un comportement autosimilaire a été remarqué dans les deux cas, et justifié dans un second temps par une analyse en variables autosimilaires. On notera qu'il a été vérifié que ces solutions sont également des solutions de l'équation cinétique.

La perspective la plus intéressante vient de la possibilité d'introduire directement un terme d'amortissement dans l'équation précédente en écrivant

$$\partial_t E_\omega = \partial_\omega(\omega E_\omega^2 E'_\omega) - \gamma_\omega E_\omega \quad (2)$$

où γ_ω peut être une loi d'amortissement quelconque. En utilisant les données expérimentales de [4], cela permettrait alors de posséder un modèle hérité de la turbulence d'ondes mais plus simple d'utilisation et autorisant une comparaison adéquate avec la situation expérimentale.

Références

1. G. DÜRING, C. JOSSERAND, S. RICA, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 025503 (2006).
2. N. MORDANT, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 234505 (2008).
3. A. BOUDAUD, O. CADOT, B. ODILLE AND C. TOUZÉ, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 234504 (2008).
4. T. HUMBERT, O. CADOT, G. DÜRING, C. JOSSERAND, S. RICA, C. TOUZE, *EPL (Europhysics Letters)* **102**, 30002 (2013).
5. G. FALKOVITCH, A. SHAFARENKO, *Journal of Nonlinear Science*, **1**, 457 (1991).
6. C. CONNAUGHTON, A. NEWELL, Y. POMEAU, *Physica D*, **184**, 64 (2003).

Vers une turbulence d'ondes optiques en présence d'interactions à longue portée

Gang Xu¹, Josselin Garnier², Stefano Trillo³, Antonio Picozzi¹

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 - Université de Bourgogne, Dijon

² Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, Université Paris Diderot, Paris

³ Université de Ferrara, Via Saragat 1, Italie

gang.xu@u-bourgogne.fr

La théorie de turbulence d'ondes fournit une description cinétique hors-équilibre de la turbulence développée dans différents domaines de la physique [1]. Dans un système conservatif (Hamiltonien), l'équation cinétique de turbulence d'ondes décrit en particulier un processus irréversible de thermalisation vers l'état d'équilibre thermodynamique (spectre de Rayleigh-Jeans). Cette équation joue un rôle important pour la description de différentes expériences d'optique non linéaire (e.g., [2,3]). En considérant des modèles de type *Schrödinger non linéaire*, nous avons récemment étudié la dynamique d'ondes turbulentes dans un milieu non linéaire caractérisé par une interaction à 'longue portée', i.e., une réponse non linéaire fortement non locale dans le domaine spatial [4], ou fortement non-instantanée dans le domaine temporel [5]. Contrairement au processus de thermalisation prédit par l'équation de turbulence d'ondes, nous avons pu identifier différents comportements hors-équilibre inattendus.

Dans le domaine *spatial*, le système d'ondes turbulentes s'auto-organise en structures incohérentes hors-équilibre qui sont localisées dans l'espace ('turbulence de solitons incohérents'), cela même en partant d'une condition initiale cohérente [4]. L'interaction à longue portée inhibe donc le processus de thermalisation de l'onde. La dynamique hors-équilibre est décrite par une équation cinétique dont la structure est analogue à l'équation de Vlasov qui décrit par exemple la dynamique de galaxies.

Dans le domaine *temporel*, la propriété de causalité de la fonction de réponse non linéaire empêche le processus de thermalisation de l'onde [6]. Dans ce cas la dynamique hors-équilibre est décrite par une équation cinétique analogue à celle utilisée dans les plasmas pour décrire la turbulence faible de Langmuir [7]. Nous avons ainsi montré que le système turbulent s'organise en solitons *spectraux* incohérents, i.e., des structures incohérentes qui ne peuvent pas être identifiés dans le domaine spatio-temporel, mais uniquement dans le domaine spectral [6]. Dans ce contexte, nous avons récemment étudié le régime longue-portée en considérant une réponse lente du milieu de propagation [5]. Dans ce régime le système exhibe, comme règle générale, la formation d'ondes de choc dispersives, i.e., des singularités régularisées par des effets de dispersion (en l'absence de dissipation). Contrairement aux ondes de choc dispersives conventionnelles qui se développent dans l'évolution d'une onde cohérente, ici la singularité se manifeste dans la dynamique spectrale de l'onde incohérente. Ces ondes de chocs constituent un comportement hors-équilibre singulier du champ turbulent et possèdent des propriétés différentes des ondes de choc cohérentes (e.g., elles se développent dans un régime faiblement non linéaire). L'approche cinétique révèle que ces objets incohérents sont décrits par une famille d'équations cinétiques intégro-différentielles singulières, e.g., l'équation de Benjamin-Ono qui décrit ici l'évolution du spectre (moyenné) de l'onde turbulente.

Références

1. S. Nazarenko, *Wave turbulence* (Springer, Lectures Notes in Physics, 2011).
2. J. Laurie, U. Bortolozzo, S. Nazarenko, and S. Residori, *Phys. Reports* **514**, 121 (2012).
3. P. Suret, S. Randoux, H. Jauslin, and A. Picozzi, *Phys. Rev. Lett* **107**, 233901 (2010).
4. A. Picozzi and J. Garnier, *Phys. Rev. Lett* **107**, 233901 (2011).
5. J. Garnier, G. Xu, S. Trillo, and A. Picozzi, *Phys. Rev. Lett* **111**, 191132 (2013).
6. A. Picozzi, S. Pitois, G. Millot, *Phys. Rev. Lett* **101**, 093901 (2008).
7. S. Musher, A. Rubenchik, and V. Zakharov, *Phys. Reports* **252**, 177 (1995).

Croissance de jardins chimiques en cellule de Hele-Shaw

Haudin Florence¹, Brau Fabian¹, Cartwright Julyan² et De Wit Anne¹

¹ Unité de Chimie Physique non Linéaire, Université Libre de Bruxelles (ULB), Bruxelles, Belgique,

² Instituto Andaluz de Ciencias de la Tierra, CSIC-Universidad de Granada, Granada, Spain

fhaudin@ulb.ac.be

Lorsque l'on met un sel métallique dans une solution de silicate de sodium, il se produit une réaction de précipitation produisant des structures tubulaires ressemblant à des plantes. On leur donne pour cette raison le nom de jardins chimiques. Ces structures, à l'interface entre la science des matériaux, la dynamique non linéaire, la physique, la chimie et la mécanique, sont relativement complexes. Ce sont néanmoins de bons candidats pour générer de nouveaux systèmes auto-assemblés ou de nouveaux types de microtubes, d'où la nécessité de bien les caractériser.

Dans ce contexte, nous avons étudié la croissance des précipités obtenus en cellule de Hele-Shaw en injectant une solution aqueuse de sel métallique dans une solution de silicate de sodium. Ce type d'étude n'a jamais été réalisé en géométrie confinée, quasi bidimensionnelle. Nous montrerons qu'une large variété de motifs (fleurs, vers, tubes, spirales) peut être observée en faisant varier les concentrations des deux réactifs et le débit d'injection. De plus, il est possible d'observer un couplage entre la réaction de précipitation et une instabilité de digitation visqueuse dans certains cas où le rapport de viscosité entre les deux fluides est suffisant.

De nouvelles expériences dans l'écoulement de Couette plan

Marie Couliou¹ & Romain Monchaux¹

Unité de mécanique, ENSTA-ParisTech, 828 Boulevard des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex, France
marie.couliou@ensta-paristech.fr

L'écoulement de Couette plan appartient à la classe des écoulements cisailés et se développe, idéalement, entre deux plaques parallèles infinies se déplaçant à la même vitesse U dans des directions opposées. La solution laminaire est connue pour être stable vis à vis de perturbations infinitésimales pour tout nombre de Reynolds $R = Uh/\nu$, où ν est la viscosité cinématique du fluide, U de la vitesse des plaques et h le demi écart entre les deux plaques. Des études expérimentales réalisées dans les années 1990 [1,2] montre qu'une transition sous-critique à la turbulence est néanmoins atteinte pour des valeurs modérées de R . Cette transition implique la coexistence de domaines turbulents et laminaires dont la dynamique spatio-temporelle complexe a été observée dans une certaine gamme $[R_g, R_t]$, avec $R_g \approx 325$ et $R_t \approx 405$ [3].

Un nouveau montage de Couette plan a été réalisé pour pouvoir étudier cette région transitionnelle où les états laminaires et turbulents coexistent. De la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et des visualisations conventionnelles ont été mises en oeuvre. Les résultats préliminaires nous permettent d'étudier les structures typiques de la région transitionnelle mais ouvre aussi la voie à une analyse statistique quantitative de la dynamique des bouffées turbulentes. Ces croissances et retraits de bouffées turbulentes peuvent être liés à des écoulements grandes échelles qui se trouvent à la frontière laminaire turbulent et que nous avons identifié grâce à nos mesures de PIV.

Références

1. F. DAVIAUD, Subcritical transition to turbulence in plane Couette flow, *Physical Review Letters*, **69**, 2511–2514 (1992).
2. N. TILLMARK, Experiments on transition in plane Couette flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **235**, 89–102 (1992).
3. S. BOTTIN, Discontinuous transition to spatiotemporal intermittency in plane Couette flow, *Europhysics Letters*, **43**, 171–176 (1998).

Écoulement viscoélastique de Couette-Taylor en analogie avec l'instabilité magnétorotationnelle

Yang BAI¹, Farid TOUMACHE¹, Olivier CRUMEYROLLE¹, & Innocent MUTABAZI¹

Laboratoire ondes et milieux complexes (LOMC), Rue Prony, 76058 Le Havre
yang.bai@etu.univ-lehavre.fr

Ogilvie et al. ont proposé en 2003 d'utiliser des solutions de polymère comme analogue d'un fluide magnétique. Ils ont identifié, par une étude de stabilité linéaire, un nouveau mode d'instabilité qui serait analogue à l'instabilité magnétorotationnelle dans certains disques d'accrétion. Une seule étude expérimentale antérieure existe, menée par Boldyrev et al [1]. Mais celle-ci s'écarte de la prédiction d'Ogilvie à la fois par les paramètres expérimentaux employés et de par certains des résultats. Nous étudions expérimentalement le cas des solutions aqueuses de polyoxyéthylène+polyéthylèneglycol en corotation différentielle et présentons de nouveaux résultats. Le mode critique observé est non-axisymétrique, et se distingue bien de l'instabilité élastique. Nous présentons aussi les résultats de l'analyse de stabilité linéaire pour nos paramètres expérimentaux, et comparons avec nos résultats expérimentaux.

Références

1. S.BOLDYREV , Analog of astrophysical magnetorotational instability in a Couette-Taylor Flow of Polymer fluids, *Phys. Rev. E*, (2009).

Effet du nombre de rouleaux dans un écoulement turbulent de Taylor-Couette

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 cellules d'écoulement torique stationnaire entre les deux cylindres. Si on augmente fortement la vitesse de rotation, l'écoulement devient turbulent. Cependant, la structure à grande échelle en rouleaux toriques de recirculation 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 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 représentant le couple sur le cylindre intérieur en fonction du nombre de Reynolds pour les différents états (ou nombre 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 présentée et 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 de grands nombres de Reynolds, l'exposant dépend du rapport d'aspect des rouleaux. Si l'on définit un nombre de Reynolds basé sur la hauteur des rouleaux, le couple est redimensionné.

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).

Réductions fluides et cinétiques pour les plasmas : approche hamiltonienne

Perin M.¹, Chandre C.¹, & Tassi E.¹

Centre de Physique Théorique UMR 7332, Marseille
maxime.perin@cpt.univ-mrs.fr

La dynamique des plasmas faiblement collisionnels est décrite par les équations de VLASOV-MAXWELL :

$$\begin{cases} \partial_t f = -\mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot \partial_{\mathbf{v}} f \\ \partial_t \mathbf{E} = c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi e \int_{\mathbb{R}^3} f \mathbf{v} \, d\mathbf{v} \\ \partial_t \mathbf{B} = -c \nabla \times \mathbf{E}. \end{cases} \quad (1)$$

Ce système d'équations peut être exprimé à l'aide du formalisme hamiltonien $\dot{F} = \{F, H\}$, où le point désigne la dérivée temporelle et où $F = (f, \mathbf{E}, \mathbf{B})$. Dans ce qui précède, H est le hamiltonien du système et $\{\cdot, \cdot\}$ désigne le crochet de POISSON associé [1][2]. 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 du système (1).

La réduction dynamique des équations de VLASOV-MAXWELL 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 hamiltonienne du système original afin de satisfaire certaines contraintes physiques telles que la conservation de l'énergie.

L'objectif de ce travail est de développer des outils théoriques issus de la dynamique hamiltonienne qui permettent de relier les descriptions cinétique et fluide des plasmas. À partir de la formulation hamiltonienne de l'équation de VLASOV, on construit un modèle fluide unidimensionnel dont les variables dynamiques sont la densité de matière n , la vitesse fluide u et l'énergie interne massique U dont les évolutions sont décrites par les équations :

$$\begin{cases} \dot{n} = -\partial_x(nu) \\ \dot{u} = -u\partial_x u - \partial_x V - n^{-1}\partial_x(2nU) \\ \dot{U} = -u\partial_x U - 2U\partial_x u - n^{-1}\partial_x [n^4 \mathcal{V}(n^{-2}U)] \end{cases} \quad (2)$$

où \mathcal{V} est une fonction suffisamment régulière. Ce modèle, qui décrit la dynamique de particules soumises à un champ extérieur V , peut être couplé aux équations de MAXWELL pour tenir compte des interactions entre particules. On compare finalement ce modèle avec les modèles fluides existant [3].

Références

1. P. J. MORRISON, *Phys. Lett. A* **80**, 383 (1980)
2. J. E. MARSDEN and A. WEINSTEIN, *Physica D* **4**, 394 (1982)
3. P. J. MORRISON, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 467 (1998)

Advection chaotique dans un électrolyte, générée par une densité de forces de Laplace

G. Vinsard¹, S. Dufour¹, & E. Saadjan¹

LEMTA, ENSEM - 2 Avenue de la Forêt de Haye, TSA 60604, 54518 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex
gerard.vinsard@univ-lorraine.fr

L'injection directe de courant électrique dans un électrolyte (au moyen d'électrodes disposées au fond ou sur les bords de la cuve contenant l'électrolyte) en présence du champ magnétique d'un ou plusieurs aimants permanents crée une densité de forces de Laplace qui génèrent un écoulement. Il est possible d'obtenir ainsi une assez grande variété d'écoulement ; même en se limitant au cas quasi bidimensionnel d'une faible épaisseur de fluide et à nombres de Reynolds et de Strouhal suffisamment faibles pour que les approximations de Stokes et quasi-statique soient légitimes, mais dans le cas où les courants électriques sont modulés en temps, ces écoulements peuvent présenter des caractéristiques d'advection chaotique [1].

Plus particulièrement si les électrodes ont la forme de trois anneaux circulaires imbriqués les uns dans les autres, les anneaux extérieur et intérieurs étant concentriques et celui du milieu étant décentré par rapport aux deux autres, l'écoulement sera la superposition d'un écoulement rotatif à un vortex (potentiels $V_i = 0$ pour l'électrode intérieure, $V_x = 1 V$ pour l'extérieur et le potentiel V_m de l'électrode du milieu étant laissé libre) et d'un écoulement contrarotatif (pour $V_i = V_x = 0$ et $V_m = 1 V$) où le fluide tourne en sens contraire de part et d'autre de l'électrode du milieu. Comme celle-ci est décentrée par rapport aux deux autres une loi d'évolution des potentiels simple

$$V_i = 0 ; V_m = \alpha (1 + \cos(2\pi t/T)) ; V_x = \beta \sin(2\pi t/T)$$

permet, pour certaines valeur des paramètres α, β, T , d'obtenir un point hyperbolique dans l'écoulement qui se déplace régulièrement [2].

Le résultat est qu'une particule (sans inertie) entraînée par l'écoulement peut avoir une trajectoire très complexe qui parcourt la plus grande partie de la région de la cuve, ce qui constitue l'advection chaotique. Mais cela n'arrive que pour des paramètres α, β, T particuliers, la majeure partie des autres choix conduisant à des trajectoires périodiques, donc non chaotiques, de la particule.

L'objet de la communication est double. Il s'agit d'abord de montrer des résultats d'une telle expérimentation et de les comparer avec des résultats de simulation pour quelques choix de paramètres. Ces résultats sont illustrés par la déformation d'une tache d'encre entraînée par l'écoulement (dye advection experiment). Après avoir vérifié que le calcul était en bon accord avec l'expérience, c'est la simulation qui est utilisée pour visualiser la forme que prend une tache initialement circulaire sous l'effet du champ de vitesse ; l'évolution de la longueur du périmètre de la tache en fonction du temps est utilisée comme paramètre quantitatif. De plus des sections de Poincaré correspondant à quelques positions initiales sont tracées pour différentes valeurs des paramètres de manière à identifier la *région de mélange potentiel* balayée par leurs trajectoires.

Il s'agit ensuite de discuter la question de la détermination a priori des lois d'évolution conduisant à de l'advection chaotique ; une piste étant que l'amplitude du déplacement du point hyperbolique semble jouer ici un grand rôle [3].

Références

1. H. AREF, Stirring by chaotic advection, *J. Fluid Mech.*, **143**, 1-21, (1984).
2. S. DUFOUR, G. VINSARD, J. P. MOTTA, E. SAATDJIAN, Mixing by chaotic advection in a magneto-hydrodynamic driven flow *Phys. Fluids*, **25**, 102001 (2013).
3. T.J. Kaper and S. Wiggins, An analytical study of transport in Stokes flows exhibiting large scale chaos in the eccentric journal bearing, *J. Fluid Mech.*, **253**, 211-243, (1993).

Observation directe de la formation de patterns dans des paquets d'électrons relativistes

E. Roussel¹, C. Evain¹, M. Le Parquier¹, C. Sz waj¹, S. Bielawski¹, M. Hosaka², N. Yamamoto², Y. Takashima², T. Konomi³, M. Adachi³, H. Zen³, S. Kimura³, M. Katoh³, J. Raasch⁴, P. Thoma⁴, A. Scheuring⁴, K. Ilin⁴, M. Siegel⁴, L. Manceron⁵, J.-B. Brubach⁵, M.-A. Tordeux⁵, J.-P. Ricaud⁵, L. Cassinari⁵, M. Labat⁵, M.-E. Couprie⁵, P. Roy⁵

- (1) PhLAM, Université Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.
- (2) Graduate School of Engineering, Nagoya University, Nagoya, 464-8603, Japan.
- (3) UVSOR, Institute for Molecular Science, Okazaki 444-8585, Japan.
- (4) Institute of micro and nanoelectronic systems, KIT, Karlsruhe, Germany.
- (5) Synchrotron SOLEIL, Gif-sur-Yvette, France.

`leonore.roussel@ed.univ-lille1.fr`

Les paquets d'électrons relativistes sont sujets à une instabilité menant à la formation spontanée de structures spatiales [1], avec une période typique de l'ordre du millimètre, et qui évoluent de manière complexe. L'ingrédient principal est l'interaction du paquet d'électrons avec son propre champ (*wakefield*), et apparaît au delà d'une densité de charge critique. Ce phénomène est important pour deux raisons principales. D'une part, il représente une des limitations fondamentales en ce qui concerne la densité de courant maximale accessible de manière stable. D'autre part, les structures émettent un rayonnement cohérent extrêmement intense (typiquement 10^5 fois plus intense que le rayonnement synchrotron "traditionnel"), ce qui présente un fort potentiel en tant que source de rayonnement térahertz.

Cependant, jusqu'à présent les confrontations théorie/expérience se heurtaient à un obstacle majeur : l'impossibilité d'observer de façon directe ces structures et leur évolution, à cause des échelles de temps mises en jeu. En pratique, résoudre une structure de 1 millimètre se déplaçant quasiment à la vitesse de la lumière nécessite en effet de détecter un signal avec une résolution de l'ordre de la picoseconde.

Nous présentons ici les premières observations directes, en temps réel de telles structures à chaque tour dans des anneaux de stockage. Les expériences ont été effectuées à UVSOR (Japon) et au Synchrotron SOLEIL, et ont été rendues possible par l'utilisation de deux stratégies de détection nouvelles, et très différentes : un détecteur à film mince de supraconducteur [2] pour UVSOR, et un système nouveau basé sur l'échantillonnage électro-optique pour SOLEIL. Les structures observées se sont avérées présenter des nombres d'ondes caractéristiques précis (9 mm pour UVSOR et 1 mm pour Synchrotron SOLEIL), ainsi qu'une dynamique riche et complexe. Les structures dérivent constamment et irrégulièrement en fonction du temps, et apparaissent par bouffées avec une période de l'ordre de la milliseconde.

Ces résultats expérimentaux seront comparés aux résultats numériques que nous avons obtenus à partir de l'équation de Vlasov-Fokker-Planck à 1 degré de liberté. Nous verrons en particulier comment les structures à une dimension observées expérimentalement sont attribuées à l'existence de structures dans un espace des phases (au sens thermodynamique) à 2 dimensions [3], et en rotation (avec des structures de type "marguerite" et spirale). Nous verrons également comment les nouvelles possibilités expérimentales permettent de tester les modèles de façon extrêmement sévère.

Références

1. J. BYRD ET AL. Observation of Broadband Self-Amplified Spontaneous Coherent Terahertz Synchrotron Radiation in a Storage Ring *Ohys. REv. Lett.*, **89**, 224801 (2002).
2. P. THOMA ET AL., High-Speed Y-Ba-Cu-O Direct Detection System for Monitoring Picosecond THz Pulses, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **3**, 81 (2013).
3. E. ROUSSEL, C. EVAIN, C. SZWAJ AND S. BIELAWSKI, Microbunching instability in storage rings : link between phase-space structure and Terahertz Coherent Synchrotron Radiation Radio-Frequency spectra *Phys. Rev. ST AB*, à paraître (2014).

Mélange de fréquence dans un paquet d'électrons relativistes, et application pour démarrer le processus d'amplification d'un laser à électrons libres.

C. Evain, E. Roussel, C. Szwaj, & S. Bielawski¹

(1) PhLAM, Université Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France.
`clement.evain@phlam.univ-lille1.fr`

Une des problématiques importantes des sources de rayonnement synchrotron (rayonnement émis par des paquets d'électrons relativistes) concerne leur cohérence temporelle, qui est directement liée à la présence de micro-structures dans le profil temporel des paquets d'électrons. Il est bien connu que l'interaction des électrons avec une impulsion laser externe permet de créer des micro-structures à la longueur d'onde du laser et à ses harmoniques. Nous présentons ici une étude analytique et numérique où deux impulsions lasers à deux fréquences différentes interagissent avec le paquet d'électrons. Cette interaction mène au phénomène de mélange de fréquence. L'étude analytique montre que les mêmes lois de puissance qu'en optique non-linéaire "traditionnelle" se retrouvent. Et finalement, ce phénomène peut être utilisé pour augmenter significativement l'accordabilité des lasers à électrons libres de dernière génération, lorsqu'une des deux impulsions lasers est accordable.

Using Shell Models to Study Drift Wave Turbulence in Fusion Plasmas

K. Ghantous & Ö. D. Gürçan

Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, 91128 Palaiseau Cedex, France
`katy.ghantous@lpp.polytechnique.fr`

A Shell model is developed to study the Hasegawa-Wakatani (HW) equations that describe electrostatic resistive drift wave turbulence in Plasmas. The usual forward cascade of enstrophy and inverse cascade of enstrophy are retrieved. The computed spectra agree with the analytically expected power law spectra in the inertial range. We compare the results of the Shell model to HW direct numerical simulations to establish the applicability of the model in deriving qualitative features of turbulence.

Stochastic averaging, jet formation and bistability in turbulent planetary atmospheres

Cesare Nardini¹, Freddy Bouchet¹ & Tomás Tangarife¹

École Normale Supérieure ENS-Lyon and CNRS, France
cesare.nardini@gmail.com

Geophysical turbulent flows (atmospheric and oceanic) are characterized by their self-organisation into large scale coherent structures : jet-streams, cyclones, anti-cyclones [1]. These structures result from the balance between the energy injected by turbulent fluctuations and the energy dissipated, it is thus a non-equilibrium system. The jet streams are the main structures in the Earth atmosphere : jet streams are strong jets in high altitude and middle latitudes, and they are a consequence of the self-organization of geostrophic turbulence forced by baroclinic and barotropic instability.

In a turbulent context, the understanding of jet formation requires averaging out the effect of rapid turbulent degrees of freedom in order to describe the slow evolution of the jet structure. Such a task, an example of turbulent closure, is usually extremely hard to perform for turbulent flows. We will present a theory in order to describe the effective dynamics of the large scales of these turbulent flows, in the context of the quasi-geostrophic model [2], following an approach developed for plasma and gravitational systems in [3]. We prove that stochastic averaging can be performed explicitly in this problem, which is unusual in turbulent systems. We explain that this approach is valid when a time scale separation between the spin up (forcing and dissipation time of the zonal jet) and the inertial time exists. It is then possible to integrate out all fast turbulent degrees of freedom, and to get explicitly an equation that describes the slow evolution of zonal jets.

This equation is a stochastic differential equation for a one dimensional field (the zonal velocity), with multiplicative noise. This equation describes the attractors for the dynamics (alternating zonal jets, the number of which depends on the force correlation function), and the relaxation towards those attractors. We describe regimes where the system has several attractors for the same force correlation function.

The deterministic part of this equation is a non-linear Fokker-Planck equation, that was obtained previously on a phenomenological ground (SSST in [4] CE2 in [5], [6]), based on the study of a quasilinear approximation of the dynamics. Our theoretical result thus explains on a theoretical ground the past successes of quasi-linear approaches. It also allows to go further, as the stochastic part can explain departures from the quasi-linear approximations and explain rare transitions between two different attractors (bi-stability). This stresses the limitations of the quasilinear approximation.

Would this approach be relevant for describing the dynamics of planetary jets in more realistic models, for instance based on primitive equations? As shown by recent numerical work, a quasilinear approximation seems to give a good qualitative description of the jet stream structure, when compared with the full non-linear dynamics. Triggered by these very encouraging numerical results, we will discuss the generalisation of our theoretical approach on more realistic models of the geostrophic turbulence. This will allow to go beyond the quasi-linear approach and will provide essential tools in order to predict very efficiently the self-organization of jets in planetary atmospheres.

Références

1. F. Bouchet and A. Venaille, *Phys. Rep.*, **515**, 227 (2012).
2. F. Bouchet, C. Nardini and T. Tangarife, *J. Stat. Phys.*, **153**, 572 (2013).
3. C. Nardini, S. Gupta, S. Ruffo, T. Dauxois and F. Bouchet, *JSTAT*, **2012**, P12010 (2013).
4. B. Farrel and P. Ioannou, *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2101 (2003).
5. B. Marston, E. Conover and T. Schneider, *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1955 (2008).
6. K. Srinivasan and W.R. Young, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 2783 (2012).

Supernova : explosion ou implosion ?

Y. Pomeau¹, M. Le Berre², P-H. Chavanis³ & B. Denet⁴

¹ Department of Mathematics, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA.

² Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay ISMO - CNRS, Université Paris-Sud, Bat. 210, 91405 Orsay Cedex, France.

³ Laboratoire de Physique Théorique (UMR 5152 du CNRS), Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex 4, France.

⁴ Université Aix-Marseille, IRPHE, UMR 7342 CNRS et Centrale Marseille, Technopole de Château-Gombert, 49 rue Joliot-Curie, 13384 Marseille Cedex 13, France.

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

Un des phénomènes les plus spectaculaires de la nature est l'explosion des supernova. Lors d'une telle explosion une partie d'une étoile est éjectée avec une brillance qui peut excéder celle de toute la galaxie pendant un temps de l'ordre de la semaine. Du point de vue des systèmes dynamiques, cette explosion est remarquable : elle dure quelques dizaines de secondes alors que le temps typique d'évolution des étoiles est plutôt de l'ordre du milliard d'années. Les théories existantes imaginent qu'au début du phénomène l'équilibre entre la pression (qui pousse la matière de l'étoile vers l'extérieur) et la gravité (qui pousse vers l'intérieur) est rompu. Elles en concluent sans doute un peu vite que la gravité l'emporte juste après la rupture ce qui entraînerait un effondrement, soit une implosion de l'étoile. Reste à expliquer comment cette implosion se transforme en l'explosion observée. Intervient alors l'hypothèse du "rebond" [1] qui n'a pas encore reçu d'explication convaincante.

Nous expliquons [2] l'initiation de l'explosion comme la rupture d'un équilibre [3] par bifurcation noeud-col (ou noeud-centre), rupture *dynamique* qui arrive après une évolution très lente des paramètres de l'étoile. Cette bifurcation dynamique est décrite par une équation universelle, l'équation de Painlevé I, non intégrable [4]. Au delà du domaine d'application de cette équation, l'évolution dépend de façon détaillée de l'équation d'état (relation pression-densité) dans l'étoile. Pour le modèle que nous avons étudié, il y a effectivement collapse vers le centre. En revanche on ne peut exclure que pour une autre équation d'état cet effondrement soit remplacé par une dynamique plus complexe mélangeant effondrement vers le centre pour les couches internes de l'étoile, et explosion pour les couches périphériques. Ceci se produirait sans passer par l'hypothétique phase de rebond. Etant donné l'absence de connaissance précise dont on dispose pour les paramètres des étoiles avant et pendant l'explosion, nous nous sommes placés dans le cadre général de la théorie des systèmes dynamiques pour expliquer ce phénomène. On retrouve cette bifurcation noeud-centre dynamique dans d'autres type de bifurcation, à titre d'exemple citons la perte d'équilibre (archimédien) d'une coque immergée, par accroissement de la charge [5].

Références

1. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **62**, (1990) 801.
2. Y. Pomeau, M. Le Berre, P-H. Chavanis and B. Denet, to appear in EPJ E (2014) and <http://arxiv.org/abs/1307.4786>.
3. R. Thom, *Stabilité structurelle et morphogénese*, Benjamin, New York, (1972). V.I. Arnol'd *Catastrophe Theory*, 3rd ed., Springer-Verlag.
4. P. Painlevé, Bull. Soc. Math. Phys. France **28**, (1900), 201 ; I. L. Edward, *Ordinary Differential Equations*, Dover, New-York (1956).
5. P. Coullet, C.R. Mécanique **340**, (2012) 777.

Violation de la relation de Stokes-Einstein dans l'eau surfondue jusqu'à -34°C

Amine Dehaoui¹, Bruno Issenmann¹, & Frédéric Caupin¹

Institut Lumière Matière, UMR5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon 69622 Villeurbanne cedex, France

`bruno.issenmann@univ-lyon1.fr`

L'eau est un liquide familier et pourtant mal connu. Elle se comporte différemment de la plupart des autres liquides : pas moins de 67 anomalies thermodynamiques et physiques ont été observées [1], qui deviennent de plus en plus prononcées dans l'eau surfondue. Ces anomalies font encore l'objet d'intenses débats théoriques et expérimentaux. En particulier, des simulations numériques prédisent l'existence d'une transition de phase entre deux formes différentes de l'eau liquide [2], cette transition ayant lieu au-delà de la limite de surfusion maximale, dans une région du diagramme de phase où l'eau liquide ne peut pas être observée expérimentalement.

Une des anomalies concerne la violation de la relation de Stokes-Einstein, qui lie la viscosité de l'eau et le coefficient d'auto-diffusion de ses molécules. Pour un liquide usuel comme le glycérol, la violation intervient près de la température de transition vitreuse. Pour l'eau, elle se produit à bien plus haute température. Des simulations numériques attribuent cet effet à la proximité de la transition liquide-liquide proposée pour l'eau [3]. Or de nombreuses quantités physiques ont été mesurées sur l'eau à de grands degrés de surfusion pour différentes pressions, à l'exception notable de la viscosité qui n'a été mesurée de façon certaine que jusqu'à -24°C à pression atmosphérique [4].

Nous avons effectué des mesures de la viscosité de l'eau surfondue à pression atmosphérique et jusqu'à -34°C grâce à l'étude du mouvement brownien de microparticules en suspension. Ces mesures, ainsi que les coefficients d'auto-diffusion tabulés pour différentes températures [5], nous permettent d'observer cette violation de la relation de Stokes-Einstein à pression atmosphérique.

Références

1. Site web de M. Chaplin, <http://www.lsbu.ac.uk/water/index.html>
2. P. H. Poole, F. Sciortino, U. Essmann, H. E. Stanley, *Nature* **360**, 324 (1992)
3. P. Kumar, S. V. Buldyrev, S. R. Becker, P. H. Poole, F. W. Starr, and H. E. Stanley, *PNAS* **104** (23), 9575 (2007)
4. J. Hallett, *Proc. Phys. Soc.* **82**, 1046 (1963)
5. F. X. Prielmeier, E. W. Lang, R. J. Speedy, H.-D. Lädemann, *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* **92**, 1111 (1988)

Instabilité de méandrage d'un filet liquide

Stéphanie Couvreur¹, Adrian Daerr¹, Jens Eggers², & Laurent Limat¹

¹ Matière et Systèmes Complexes UMR 7057, Université Paris Diderot, F-75205 Paris cedex 13

² School of Mathematics, University of Bristol, Bristol BS8 1TW, United Kingdom

adrian.daerr@univ-paris-diderot.fr

Un rivulet liquide sur un plan incliné cesse de s'écouler de façon rectiligne au delà d'un débit seuil, et adopte alors une trajectoire sinueuse qui rappelle les méandres de rivières.[1,2,3,4] Dans certaines conditions expérimentales, cette instabilité est linéaire et convective. Nous avons montré que le substrat y joue un rôle clef, en ralentissant les perturbation de la trajectoire rectiligne par rapport à la vitesse moyenne de l'écoulement. Dans ces conditions, les forces inertielles sont déstabilisantes, et provoquent l'instabilité lorsqu'elles dépassent les forces capillaires.[5].

Nous discutons brièvement pourquoi ce mécanisme constitue un cadre général qui s'applique à d'autres instabilités similaires d'écoulements minces, tel que le flambage de nappes liquides, et comment il est lié à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Récemment nous nous sommes intéressés aux effets non-linéaires, qui n'affectent pas seulement la saturation de l'instabilité et la sélection de longueurs d'onde, mais dont certains modifient fondamentalement la nature de l'instabilité. C'est le cas notamment des forces de piégage de la ligne de contact, qui rendent l'expérience linéairement stable en mouillage partiel. Il existe alors toujours un seuil d'instabilité, mais celui-ci est maintenant fonction de l'état initial du système. On peut rendre compte de cette dépendance en mesurant directement la rugosité de la ligne de contact.[6]

Références

1. J. B. Culkin and S. H. Davis, *AIChE J.* 30, 263 (1984).
2. T. Nakagawa and J. C. Scott, *J. Fluid Mech.* 149, 89 (1984).
3. A. Anand and A. Bejan, *J. Fluids Eng.* 108, 269 (1986).
4. P. Schmuki and M. Laso, *J. Fluid Mech.* 215, 125 (1990).
5. A. Daerr, J. Eggers, L. Limat, and N. Valade, *General Mechanism for the Meandering Instability of Rivulets of Newtonian Fluids*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 184501 (2011)
6. S. Couvreur and A. Daerr, *The role of wetting heterogeneities in the meandering instability of a partial wetting rivulet*, *Europhys. Lett.* **29**, 24004 (2012).

Structures spatiales localisées topologiques en optique

Bruno Garbin, Julien Javaloyes, Giovanna Tissoni, & Stéphane Barland

Université de Nice Sophia Antipolis, Institut Non-Lineaire de Nice, CNRS UMR 7335, 06560 Valbonne, France
stephane.barland@inln.cnrs.fr

Des structures localisées dissipatives ont été observées dans de nombreux systèmes optiques, que ce soit dans la direction transverse à la propagation ou bien le long de la direction de propagation. Dans le premier cas, le couplage spatial est la diffraction alors que dans le second cas il s'agit essentiellement de dispersion. Malgré les différences importantes entre les systèmes physiques présentant l'un et l'autre type de structures localisées, celles-ci peuvent en général être classées dans deux catégories, indépendantes de la direction dans laquelle le phénomène a lieu, en fonction de la présence ou absence de symétrie de phase du système considéré [1]. Dans la première catégorie, les structures localisées sont accrochées en phase à un forçage externe [2] (une équation paradigmatique est celle de Lugiato-Lefever) et peuvent résulter de la stabilité de fronts qui connectent deux solutions stationnaires stables [3]. Au contraire, les structures localisées longitudinales ou transverses dans des systèmes avec symétrie de phase comme les lasers [4] sont plutôt analysées dans le cadre de l'équation de Ginzburg Landau cubique-quintique, résultant donc de termes dissipatifs qui discrétisent la famille continue de solitons de l'équation de Schrödinger non linéaire [5]. Dans ce contexte, il est naturel de se demander s'il est possible d'observer des structures localisées optiques qui n'appartiennent ni à l'une ni à l'autre de ces catégories.

Dans cette contribution, nous présenterons la première démonstration expérimentale de l'existence et du contrôle de structures localisées optiques se basant sur la topologie de l'espace de phase du système considéré. Pour créer de telles structures, nous utilisons un laser à semiconducteur sous l'influence d'un forçage cohérent près d'une bifurcation noeud-col sur un cercle, dans un régime appelé d'excitabilité [6]. Chaque impulsion "excitable" consiste donc en une excursion de 2π de la phase relative entre la forçante et le laser, passant autour de l'origine. Nous enfermons alors le système dans une boucle de rétroaction linéaire grâce à un simple miroir (du point de vue mathématique : un terme de retard) et nous montrons la régénération d'une impulsion excitable. En utilisant le retard comme un pseudo-espace [7] nous montrons la coexistence et le contrôle de plusieurs impulsions se propageant dans la cavité optique et dont la stabilité résulte de la topologie du système excitable sous jacent.

Références

1. W. Firth. *Nature Photonics*, 4(7) :415–417, 2010.
2. S. Barbay, X. Hachair, T. Elsass, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz. Homoclinic snaking in a semiconductor-based optical system. *Physical Review Letters*, 101(25) :253902, 2008. S. Barland, J. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödel, M. Miller, and R. Jäger. *Nature*, 419 :699–702, 2002. B. Schäpers, M. Feldmann, T. Ackemann, and W. Lange. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :748, 2000. F. Haudin, R. G. Rojas, U. Bortolozzo, S. Residori, and M. G. Clerc. *Physical Review Letters*, 107(26) :264101, 2011. F. Leo, S. Coen, P. Kockaert, S. P. Gorza, P. Emplit, and M. Haelterman. *Nature Photonics*, 4(7) :471–476, 2010.
3. P. Couillet. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 12(11) :2445–2457, 2002.
4. P. Grelu and N. Akhmediev. Dissipative solitons for mode-locked lasers. *Nat Photon*, 6(2) :84–92, Feb 2012. P. Genevet, S. Barland, M. Giudici, and J. R. Tredicce. *Phys. Rev. Lett.*, 104(22) :223902, Jun 2010.
5. S. Fauve and O. Thual. *Phys. Rev. Lett.*, 64(3) :282–284, Jan 1990.
6. M. Turconi, B. Garbin, M. Feyereisen, M. Giudici, and S. Barland. *Physical Review E*, 88(2) :022923, 2013.
7. G. Giacomelli and A. Politi. *Physical Review Letters*, 76(15) :2686, 1996. G. Giacomelli, F. Marino, M. A. Zaks, and S. Yanchuk. *EPL (Europhysics Letters)*, 99(5) :58005, 2012. L. Larger, B. Penkovsky, and Y. Maistrenko. *Physical review letters*, 111(5) :054103, 2013.

Cavitation in trees : the dynamics and sound of bubble nucleation

Philippe MARMOTTANT

LIPhy, Université Joseph Fourier

The sap within trees circulates in tiny "microfluidic" wood vessels. Under hydric stress, in dry weather conditions, the sap can cavitate. The origin of cavitation is that water can achieve negative pressures (tension), because of evaporation at the leaves. Here, we focus on the dynamics of the cavitation bubble, which is of primary importance to understand the resistance of trees to cavitation. First we use the method of artificial trees, building stiff transparent hydrogels to mimic wood channels. Our experiments on tensed water confined in micrometric voids show an extremely fast dynamics : bubbles are nucleated within a microsecond timescale. The bubble pulsates with transient oscillations at very high frequencies in the MHz range, much higher than Minnaert's frequency for unconfined bubbles. This rich dynamics can be accounted for by a model we developed, leading to a modified Rayleigh-Plesset equation, accounting for the confinement. These oscillations may be at the origin of the short acoustic emissions that are recorded in real trees under hydric stress. We will end up with experimental results on real wood slices, combining optical and acoustical recordings. We show that the bubble ultrasound amplitude depends on the wood channel size.