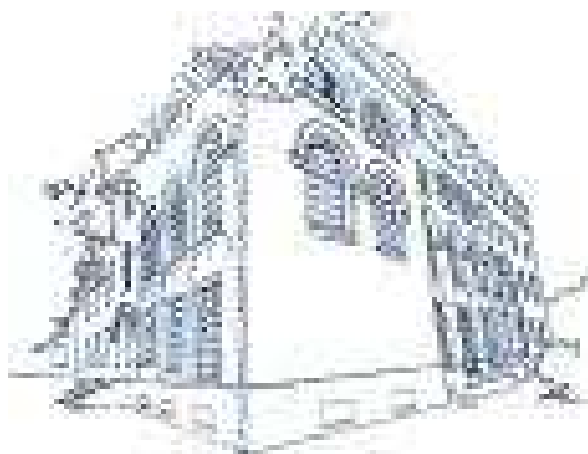




E. Falcon, C. Josserand, M. Lefranc,
F. Pétrélis & C.-T. Pham
Éditeurs

Poincaré

Résumés des exposés de la 16e
Rencontre du Non-Linéaire
Paris 2013



Institut Henri Poincaré

Non-Linéaire Publications

RENCONTRE DU NON-LINÉAIRE
 Université Paris Diderot Paris 7, PARIS
 25–27 Mars 2013

Nous remercions vivement le Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes, Molécules (PhLAM), l'Institut Jean le Rond d'Alembert, le Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), le Laboratoire de Physique Statistique de l'ENS (LPS), le Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur (LIMSI), le GDR 2984 DYCOEC (Dynamique et Contrôle des Ensembles Complexes), le Laboratoire d'Excellence CEMPI (Centre Européen pour les Mathématiques, la Physique et leurs Interactions), le GDR 2865 Structure de la Turbulence et Mélange, le GDRE Dynamo, l'Université Paris Diderot - Paris 7, le Centre National de la Recherche Scientifique 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 — ENS Lyon
Christophe FINOT	ICB — Dijon
Eric FALCON	MSC — Paris
Jérôme HOEPFFNER	IJLRDA — Paris
Marc LEFRANC	PhLAM — Lille
Anke LINDNER	PMMH — ESPCI, Paris
François PÉTRÉLIS	LPS — ENS Paris
Chi-Tuong PHAM	LIMSI — Orsay
Mathis PLAPP	LPMC — Polytechnique
Laure SAINT-RAYMOND	DMA — ENS

Les *Rencontres annuelles du Non-linéaire* sont organisées par :

Eric FALCON	Matière et Systèmes Complexes — Paris 7
Christophe JOSSERAND	Institut Jean le Rond d'Alembert — Paris 6
Marc LEFRANC	PhLAM — Lille
François PÉTRÉLIS	LPS — ENS Paris
Chi-Tuong PHAM	LIMSI — Orsay

Le Colloque *Dynamiques irréversibles : hommage à Paul Manneville* est organisé par :

Patrice LE GAL	IRPHE — Marseille
Laurette TUCKERMAN	PMMH — ESPCI

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

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

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

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

Renseignements :

rnl@nonlineaire.univ-lille1.fr

Table des matières

Explosions et catastrophes <i>Yves Pomeau</i>	1
Génération hydrodynamique d'ombiliques <i>Pawel Pieranski</i>	2
Instabilités et dynamique de films tombants <i>Christian Ruyer-Quil</i>	3
Réversibilité/irréversibilité de la formation de singularités : le papier froissé. <i>Pocheau Alain, Roman Benoit</i>	4
Fluides complexes sous cisaillement : quelques instabilités à nombre de Reynolds nul <i>Perge Christophe, Grenard Vincent, Fardin Marc-Antoine, Divoux Thibaut, Taberlet Nicolas, Manneville Sébastien</i>	5
Catastrophes, avalanches, and the basic mechanisms of plastic deformation in amorphous materials <i>Anaël Lemaître</i>	6
Transition sous-critique vers la turbulence : ce que la transition vitreuse peut nous apprendre <i>Dauchot, Bertin</i>	7
Transition vers une activité cohérente dans un milieu désordonné : vers une explication de l'apparition de contractions rythmiques dans le tissu utérin ? <i>Pumir Alain¹, Garnier Nicolas¹, Xu Jinshan^{1,2}, Singh Rajeev³, Sinha Sitabhra³</i>	8
Instabilités dans les jets et les panaches <i>DEREBAIL MURALIDHAR Srikanth, GARNAUD Xavier, LESSHAFFT Lutz, SCHMID Peter, HUERRE Patrick</i>	9
Structures et transition à la turbulence <i>Jose-Eduardo Wesfreid</i>	10
Instabilités thermoconvectives dans un liquide diélectrique <i>Mutabazi</i>	11
La turbulence est-elle chaotique ? <i>François Daviaud</i>	12
Turbulent transport in magnetically confined fusion plasmas <i>Ghendrih Philippe</i>	13
Mécanique du transport intracellulaire <i>Guet David, Pinot Mathieu, Mandal Kalapana, Goud Bruno, Manneville Jean-Baptiste</i>	14

Une instabilité d'un matériau actif et polaire, le cytosquelette <i>Philippe Marcq</i>	15
Etude de la réplication de l'ADN dans le virus T4 en molécule unique <i>Vincent Croquette</i>	16
Allers-retours entre dynamique non-linéaire et physique statistique <i>Hugues Chaté</i>	17
Matériaux granulaires : lumière sur la localisation des déformations <i>Jérôme CRASSOUS</i>	18
Taux effectifs de réaction dans le systèmes de réaction-advection dilués. <i>G. Krstulovic, M. Cencini, J. Bec</i>	19
Etude analytique et expérimentale de deux oscillateurs couplés de type FitzHugh-Nagumo <i>Lionel Weicker, Thomas Erneux, Lars Keuninckx, Jan Danckaert</i>	20
Sur la synchronisation de systèmes chaotiques bidirectionnellement couplés : Quelques résultats et une question ouverte <i>L. Laval, J.P. Barbot, C. Letellier</i>	21
Sur le comportement dynamique non linéaire des Systèmes à événements discrets relaxés dans des demi-anneaux Idempotents <i>Abderahim Benfekir, Samir Hamaci Laurent Laval, Mohamed Bouhamida</i>	22
Gabarit d'un attracteur borné par un tore de genre 5 <i>Martin Rosalie, Christophe Letellier</i>	23
Stabilisation d'une phase modulée en présence d'interactions à longue portée <i>Simon Villain-Guillot</i>	24
Extraction de structures cohérentes dans de grands jeux de données : une approche efficace basée sur l'observabilité. <i>Guéniat, Delorme, Pastur, Lusseyran</i>	25
Diffusion-mechanical instability of a spherical gel <i>Jorge Peixinho, Shomeek Mukhopadhyay</i>	26
Instabilités thermoconvectives de Rayleigh-Bénard pour des fluides rhéofluidifiants <i>Mondher Bouterra, Aurélie Kalck, Chérif Nouar, Christel Métivier, Emmanuel Plaut</i>	27
Dissolution réactive et convective du dioxyde de carbone dans l'eau salée <i>V. Loodts, L. Rongy, A. De Wit</i>	28
Instabilité convective à l'interface miscible entre deux fluides <i>Haudin Florence, Riolfo Luis A., Knaepen Bernard, Homsy George M. et De Wit Anne</i>	29
Advection chaotique en convection naturelle <i>L. Oteski, Y. Duguet, L. Pastur, P. Le Quéré</i>	30
Étude du piège de l'utriculaire : modèle élastique et comportements dynamiques associés <i>Coraline Llorens, Médéric Argentina et Yann Bouret</i>	31

Dynamique nonlinéaire et hors-équilibre des membranes dans la biolubrification <i>Le Goff Thomas, Pierre-Louis Olivier</i>	32
The effect of the wake symmetry in biomimetic propulsion <i>Verónica Raspa, Ramiro Godoy-Diana, Benjamin Thiria</i>	33
Impact des cellules endothéliales sur la dynamique de croissance tumorale <i>Louise Viger, Martin Rosalie, Fabrice Denis, Christophe Letellier</i>	34
La dendrite à croissance spirale biphasée <i>Akamatsu Silvère et al.</i>	35
Propagation d'une ligne en milieu désordonné : du régime linéaire à force critique de dépiégeage <i>Vincent Démary, Alberto Rosso, Laurent Ponson</i>	36
Forçage harmonique d'une plaque flexible : effet sur la résonance <i>Paraz Florine, Eloy Christophe, Schouweiler Lionel</i>	37
Corde et membrane élastique : une même tension induite par les ondes non linéaires <i>Luc Deike, Jean Claude Bacri, Martin Devaud, Eric Falcon</i>	38
Enseigner la recherche <i>Jérôme Hoepffner</i>	39
Effet d'un gradient de température radial sur le régime turbulent dans un système de Couette-Taylor <i>Savaro, Prigent, Mutabazi</i>	40
Ondes non linéaires en écoulements en tuyau de fluide fortement rhéofluidifiant : régime asymptotique <i>Plaut Emmanuel, Roland Nicolas, Nouar Chérif</i>	41
Turbulence dans une cavité rotor/stator au voisinage du point critique du SF₆ <i>Gautier Verhille, Cécile Lachize, Patrice Le Gal</i>	42
Coexistence Laminaire-Turbulent dans l'écoulement de Couette plan <i>Monchaux, Couliou</i>	43
Motifs turbulent-laminaire dans l'écoulement de Poiseuille plan <i>Laurette S. Tuckerman</i>	44
Instabilité d'une onde plane d'inertie par résonance triadique <i>Pierre-Philippe Cortet, Guilhem Bordes, Frédéric Moisy, Thierry Dauxois</i>	45
Morphologies universelles d'interfaces fluides déformées par la pression de radiation acoustique ou électromagnétique <i>Chraïbi, Bertin, Wunenburger, Delville, Brasselet</i>	46
Emergence d'une circulation grande échelle en turbulence 2D <i>Johann Herault, Guillaume Michel, François Petrelis, Stephan Fauve</i>	47
Projecteurs de Dirac pour les systèmes hamiltoniens <i>C. Chandre, L. de Guillebon, A. Back, E. Tassi, P.J. Morrison</i>	48

Plankton intermittent dynamics; characterizing extremes and analyzing multiscale dynamics using empirical mode decomposition <i>F.G. Schmitt, O. Anneville, S. Souissi</i>	49
Stick-slip crack growth instability in adhesive tapes <i>Dalbe, Santucci, Cortet, Vanel</i>	50
Dynamical Heterogeneities close to the glass transition probed through nonlinear responses. <i>C. Brun, C. Crauste-Thibierge, D. L'Hôte, F. Ladieu, G. Biroli, J.-P. Bouchaud, M. Tarzia</i>	51
Washboard road, instabilité de tôle ondulée <i>Percier B., Manneville S., Taberlet N.</i>	52
Dilatance des matériaux granulaires sous cisaillement : vers un empilement plus compact ? <i>Nicolas Rivier</i>	53
Déformations plastiques dans un milieu granulaire avant une avalanche <i>A. Amon, R. Bertoni, J. Crassous</i>	54
Ecoulement de Taylor-Couette déstabilisé par aspiration <i>T. Dessup, L. Tuckerman</i>	55
Oscillations de cylindres confinés à faibles nombres de Reynolds <i>Benoît Semin, Astrid Decoene, Jean-Pierre Hulin, Harold Auradou</i>	56
Vortices catapult droplets in atomization <i>J. John Soundar Jerome, S. Marty, J-P. Matas, S. Zaleski, J. Hoepffner</i>	57
Stabilité d'un rideau visqueux <i>C. Perdigou, G. Pfingstag, A. Boudaoud, B. Audoly</i>	58
Solitons hydrodynamiques non-propagatifs <i>Leonardo Gordillo, Nicolás Mujica</i>	59
Des vagues en forme d'étoile <i>Alphonse Leroux¹, Didier Clamond² et Jean Rajchenbach¹</i>	60
Une nouvelle famille d'ondes scélérates dans les fibres optiques <i>S. Wabnitz, C. Finot, J. Fatome, G. Millot</i>	61
Expérience électro-optique générique de calculateur neuromorphique utilisant les transitoires complexes des dynamiques à retard <i>R. Martinenghi, A. Baylon-Fuentes, M. Jacquot, Y. Chembo et L. Larger</i>	62
Caractérisation des régimes de synchronisation d'un laser bifréquence auto-injecté <i>Romanelli, Wang, Brunel, Vallet</i>	63
Formulation hamiltonienne intrinsèque de la gyrocinétique <i>de Guillebon, Vittot, Brizard, Morrison</i>	64
Spectral dynamics and Predator-Prey oscillations in turbulence in fusion plasmas <i>Ö. D. Gürçan, P. Morel, V. Berionni</i>	65
Condensat de Bose-Einstein et superfluidité en dimension deux <i>Laurent Longchambon et al.</i>	66

Dynamique et topologie des vortex magnétiques <i>Alberto Verga</i>	67
Effets de quantification d une association onde-particule soumise à une force centrale <i>S. Perrard, M. Labousse, M. Miskin, E. Fort, Y. Couder</i>	68
Asymmetric buoyancy-driven fingering in reactive systems <i>L. Lemaigre, M.A. Budroni, L.A. Riolfo, P. Grosfils, A. De Wit</i>	69
Spatio-temporal organization of replication : On genome evolution and large-scale chromatin folding <i>Alain ARNEODO</i>	70
Cristallisation dans les gaz de Coulomb bi-dimensionnels <i>Sylvia SERFATY</i>	71
Rôle de la dissipation en turbulence d'ondes de flexion <i>Benjamin Miquel, Alexandros Alexakis, Nicolas Mordant</i>	72
Turbulence d'ondes dans les plaques minces en vibration : effet de l'amortissement. <i>Humbert T., Josserand C., Cadot O., Touzé C.</i>	73
Turbulence d'ondes gravito-capillaires engendrée par des vibrations horizontales du récipient <i>B. Issenmann, E. Falcon</i>	74
Numerical simulations of wave turbulence in vibrating plates <i>Michele Duccheschi, Cyril Touzé, Olivier Cadot, Stefan Bilbao</i>	75
Turbulence d'ondes capillaires en régime fortement non-linéaire <i>Michael Berhanu, Eric Falcon</i>	76
Drops levitating on non-pulsed air cushion can form star shapes <i>Philippe Brunet</i>	77
Péripéties d'un surfeur chevronné <i>Dan Soto, Guillaume Lagubeau, Christophe Clanet, David Quéré</i>	78
Dynamiques complexes de rebonds d'une goutte placée sur un bain vibré : résonances et anti-résonances <i>Hubert Maxime, Vandewalle Nicolas</i>	79
Segmentation capillaire : phénomène d'évitement de l'étranglement <i>Jérôme Hoepffner, Gounseti Paré</i>	80
Acoustic streaming en cellule de Hele Shaw <i>M. Costalonga, P. Brunet, H. Peerhossaini</i>	81
Éclatement de bulles ou de films minces : vers la limite acoustique <i>Valérie Vidal, Brayan Álvarez, Claudia Sánchez, Francisco Melo</i>	82
Observation expérimentale des amas de particules à la surface d un écoulement turbulent <i>Pablo Gutiérrez, Sébastien Aumaître</i>	83
Dynamique lente de particules matérielles dans un écoulement de von Kármán. <i>N. Machicoane, L. Fiabane, R. Zimmermann, M. Bourgoïn, J-F. Pinton, R. Volk</i>	84

Hydrodynamic bistability in the VKS experiment : evidence of two dynamo branches <i>S. Miralles, VKS collaboration</i>	85
Inéquivalence d'ensemble d'états stationnaires turbulents <i>Brice Saint-Michel, Bérengère Dubrulle, Cécile Wiertel, Vincent Padilla, François Daviaud</i>	86
Transitions de phase dans un condensat de Bose dipolaire à composantes multiples <i>Olivier Gorceix</i>	87
Événements extrêmes dans la dispersion relative turbulente <i>Bec, Bitane, Homann</i>	88
Influence de la vitesse de déformation du fond marin sur la génération des tsunamis <i>T. Jamin, L. Gordillo, G. Ruiz-Chavarría, M. Berhanu, E. Falcon</i>	89
Transition abrupte vers une dynamique chaotique dans un problème de diffusion : une limite anti-intégrable <i>Claude Baesens, Yi-Chiuan Chen, Robert MacKay</i>	90
Sur l'agrégation de fibres et la formation des aegagropiles <i>Gautier Verhille, Patrice Le Gal</i>	91
Lagrangian evolution and modeling of the velocity gradient tensor in hydrodynamic turbulence <i>Charles MENEVEAU</i>	92

Explosions et catastrophes

Yves Pomeau

Laboratoire de Physique Statistique, ENS, Paris

Génération hydrodynamique d'ombiliques

Pawel Pieranski

Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, Bât. 510, 91405 Orsay
pawel.pieranski@u-psud.fr

Paul Manneville que nous honorons aujourd'hui sait bien depuis ses premiers travaux [1] que la nématodynamique est très riche en phénomènes surprenants et difficiles à prévoir car elle implique un couplage non linéaire entre les champs de la vitesse $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ et du directeur $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ lequel, de surcroît, peut comporter des singularités topologiques - les disinclinaisons. La génération d'ombiliques par l'écoulement de Poiseuille en est l'exemple le plus récent.

Les ombiliques sont les défauts topologiques ponctuels du champ vectoriel $\mathbf{c} = \cos\theta(\cos\varphi, \sin\varphi)$ qui caractérise la distorsion dans une couche mince de nématique homéotrope d'anisotropie diélectrique négative soumise à un champ électrique E plus fort que le seuil E_c de la transition de Fredericks. Remarquons qu'en posant $\cos\theta = \Psi$ on peut représenter le champ vectoriel bidimensionnel \mathbf{c} par le champ complexe $\Psi e^{i\varphi}$ et de ce fait les ombiliques sont analogues aux vortex dans les supraconducteurs ou aux dislocations vis dans la phase smectique A chirale inventée par P.G. de Gennes [2].

Au début de l'exposé nous allons générer les ombiliques en direct de façon contrôlée au moyen de petits aimants de terres rares. Cette expérience "de classe" a été élaborée récemment dans le cadre d'un projet TIPE [3].

Nous allons montrer ensuite qu'on peut générer les ombiliques aussi par un écoulement de Poiseuille appliqué à un échantillon soumis au champ électrique $E > E_c$ et dont le champ de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ a été déformé préalablement de façon adéquate. Par exemple, comme lors de la découverte de ce nouvel effet, on peut "enrouler" la phase par un champ magnétique tournant, localisé à l'origine O, en obtenant $\varphi = qr$. Dans ce cas particulier, l'écoulement de Poiseuille homogène reverse le sens de l'enroulement ($qr \Rightarrow -qr$) dans une moitié de l'échantillon. Le raccord entre les deux enroulements opposés est alors assuré par une paroi formée d'ombiliques. Ces parois d'ombiliques sont analogues aux joints grains formés de dislocations vis dans la phase smectique A chirale à joints de grains (TGB).

Pour terminer, nous allons discuter le renversement de l'enroulement de la phase par l'écoulement de Poiseuille. Ce processus fait intervenir la formation des parois de Bloch et la double transition $Bloch \Rightarrow Ising \Rightarrow Bloch$. A son issue, le sens de l'enroulement des parois de Bloch dépend de l'angle, appelons-le α , qu'elles formaient avec la direction de l'écoulement. Sur une paroi de Bloch courbe, son sens d'enroulement se renverse quand l'angle α passe par $\pi/2$ et l'on y voit apparaître un point de Néel, c'est-à-dire un ombilique, comme l'avait démontré J.-M. Gilli, M. Morabito et T. Frisch [4].

L'analyse théorique détaillée de ce mécanisme présente des difficultés considérables à cause des couplages non linéaires entre les champs de vitesses et du directeur.

Références

1. Manneville P. et Dubois-Violette E., Shear flow instability in nematic liquids : theory steady simple shear flows, *J. de Phys.* **37**,285-296,1976.
2. de Gennes P.G., An analogy between superconductors and smectics A, *Sol. State Com.*,**10**,753-756,1972.
3. Pieranski P., Yang B., Burtz L.-J., Camu A., Simonetti F., Generation of umbilics by magnets and flows, *Liquid Crystals iFirst*,1-16,2012.
4. Gilli J.M., Morabito M., Frisch T., Ising-Bloch transition in a nematic liquid crystal, *J. de Phys. II*,**4**,319 - 331,1994.

Instabilités et dynamique de films tombants

Christian Ruyer-Quil

Laboratoire FAST, Univ. Paris 06, Univ. Paris-Sud, UMR CNRS 7608, bât. 502, campus universitaire, 91405 Orsay

ruyer@fast.u-psud.fr

La dynamique d'un film liquide s'écoulant par gravité a fait l'objet de nombreuses études en commençant par les travaux de Kapitza dans les années 1940 [1]. On peut en effet y observer une succession d'instabilités ou brisures de symétries menant d'un écoulement d'épaisseur uniforme à un désordre spatio-temporel organisé autour d'ondes très non-linéaires en interaction, ou ondes solitaires dont la forme rappelle celles des larmes. Ce "gaz de solitons" [2] est un exemple de *turbulence faible* [3] et résulte d'une instabilité hydrodynamique dont le mécanisme consiste en la compétition entre ondes cinématiques générées par la conservation de la masse, et ondes dynamiques, c'est à dire des ondes de gravité advectées par l'écoulement. De fait, un écoulement de film liquide est un exemple de milieu non-linéaire *actif* (génération d'ondes par instabilité), *dissipatif* et *dispersif* à mi-chemin de la turbulence de phase décrite par une équation de Kuramoto-Sivashinsky et de la dynamique de solitons capturée par une équation de Korteweg-de-Vries. Dans le cas des films liquides, la non-linéarité résulte de la dépendance cubique du débit local en fonction de l'épaisseur du film et est responsable du raidissement des fronts d'ondes et du transfert d'énergie pompée de l'écoulement de base (film uniforme) vers les ondes par l'instabilité primaire. Le mécanisme dissipatif est d'origine capillaire, les ondes courtes étant amorties par la tension de surface, tandis que la dispersion des ondes est produite par la viscosité du fluide. L'interaction entre ces différents effets physique génère une dynamique très riche qui n'est pas encore bien comprise. En particulier, les mécanismes d'instabilité secondaires et le rôle des motifs tridimensionnels qui en résultent (ondes solitaires en "fer à cheval", fronts obliques etc.) sur les propriétés de transfert de masse et de chaleur sont des sujets actuels de recherche avec des retombées en génie des procédés par exemple.

Un caractère important des films tombants est le fait que, dans le cas d'un plan vertical, l'instabilité primaire ne présente pas de seuil. De fait, les ondes sont observables même à faibles nombres de Reynolds et présentent un rapport de forme considérable, le film étant mince par rapport à la longueur des ondes. Cette situation est unique pour appliquer des méthodes d'élimination de la variable lente (ici la coordonnée normale au film) et décrire la dynamique du film en termes d'équations moyennées, généralisant les équations de Saint-Venant [4].

Dans cet exposé, je m'efforcerai de décrire et de comparer les différentes méthodes existantes pour formuler des modèles cohérents et je m'attarderai sur la méthode aux résidus pondérés que Paul Manneville et moi-même avons contribué à développer [5,6].

Références

1. P.L. KAPITZA AND S.P. KAPITZA, Wave flow of thin layers of a viscous fluid. *Collected Papers of P. L. Kapitza* (1965) (ed. D. T. Haar), pp. 690-709. Pergamon.
2. S.R. TALBY AND S. PORTALSKI, The hydrodynamics of liquid films flowing on vertical surfaces. *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, **38**, 324-330 (1960).
3. P. MANNEVILLE, *Dissipative Structures and Weak Turbulence* Academic Press, New York (1990).
4. E. D. FERNÁNDEZ-NIETO, P. NOBLE, AND J.-P. VILA, Shallow water equations for Non-Newtonian fluids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **165** : 712-732 (2010).
5. C. RUYER-QUIL AND P. MANNEVILLE, Improved modeling of flows down inclined planes. *Eur. Phys. J. B*, **15**, 357-369 (2000).
6. B. SCHEID, C. RUYER-QUIL, AND P. MANNEVILLE, Wave patterns in film flows : modelling and three-dimensional waves. *J. Fluid Mech.*, **562**, 183-222 (2006).

Réversibilité/irréversibilité de la formation de singularités : le papier froissé.

Pocheau Alain¹ & Roman Benoit²

¹ Aix Marseille Université, CNRS, IRPHE UMR 7342, 13384, Marseille, France

² PMMH, UMR 7636 ESPCI/CNRS/Paris 6/Paris 7, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris CEDEX 05
alain.pocheau@irphe.univ-mrs.fr

Loin de l'équilibre, les milieux continus donnent souvent lieu à une concentration spontanée de leur énergie dans des zones réduites, associées à de forts gradients. Ce phénomène de "focalisation" [1] peut conduire à la formation de singularités dont la description propre échappe souvent au modèle initial, entraînant ainsi des problèmes de complétude ou de prédictibilité. Certaines fois, la focalisation extrême de l'énergie peut induire des transitions irréversibles qui conserveront la mémoire de la formation de singularités. Cela est notamment le cas en élasticité de matériau ou de plaques lors de l'apparition de fractures ou de plis permanents [2].

Pour autant, ces singularités sont-elles inéluctables ou forcément synonymes de transitions irréversibles? Ceci semble être le cas pour la compaction de feuilles en boule qui conduit usuellement aux plis irréversibles du papier froissé. Nous montrerons cependant que, selon la géométrie globale du domaine dans lequel les feuilles sont comprimées, les singularités élastiques peuvent spontanément disparaître lors de la compaction [3]. De manière contre-intuitive, écraser davantage conduit alors à défroisser. Ce phénomène sera étudié expérimentalement par compression de feuilles entre deux cylindres. Il permettra d'introduire un critère phénoménologique d'apparition ou de disparition de plis singuliers, en bon accord avec l'expérience, et de discuter de la réversibilité ou non de leur formation.

Références

1. Witten T.A., Stress focussing in elastic sheets, *Rev. Mod. Phys.*, 643-675, 2007.
2. Ben Amar M. and Pomeau Y., Crumpled paper, *Proc. R. Soc. Lond.*, 729-755, 1997.
3. Roman B. and Pocheau A., Stress Defocusing in Anisotropic Compaction of Thin Sheets, *Phys. Rev. Lett.*, 074301, 2012.

Fluides complexes sous cisaillement : quelques instabilités à nombre de Reynolds nul

Perge Christophe, Grenard Vincent, Fardin Marc-Antoine, Divoux Thibaut, Taberlet Nicolas, & Manneville Sébastien

Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07
sebastien.manneville@ens-lyon.fr

Contrairement aux fluides simples, les fluides complexes comme les émulsions, les gels colloïdaux ou encore les solutions de polymères ou de molécules tensioactives possèdent une “microstructure” susceptible de se modifier sous l’effet d’un écoulement, à des échelles de temps facilement accessibles à l’expérience. Ce couplage entre microstructure et écoulement conduit fréquemment à des instabilités sous cisaillement faible correspondant à des nombres de Reynolds quasi-nuls.

Je donnerai trois exemples de telles instabilités qui ont suscité récemment de nombreux efforts théoriques et expérimentaux : (i) les solutions de tensioactifs formant des “micelles géantes” qui présentent à la fois des bandes de cisaillement [1] et des instabilités élastiques [2], (ii) les matériaux mous vitreux qui possèdent un seuil d’écoulement au voisinage duquel fractures, glissement et localisation du cisaillement sont omniprésents [3,4] et (iii) des systèmes de particules attractives qui se structurent spontanément en agrégats macroscopiques formant des rouleaux orientés perpendiculairement à la direction du cisaillement [5,6].

Références

1. Salmon J.-B. *et al.*, Velocity profiles in shear-banding wormlike micelles, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 228303 (2003).
2. Fardin M.-A. *et al.*, Taylor-like vortices in shear-banding flow of giant micelles, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 028302 (2009).
3. Gibaud T. *et al.*, Influence of boundary conditions on yielding in a soft glassy material, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 258302 (2008).
4. Divoux T. *et al.*, Transient shear banding in a simple yield stress fluid, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 208301 (2010).
5. Montesi A. *et al.*, Vorticity alignment and negative normal stresses in sheared attractive emulsions, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 058303 (2004).
6. Grenard V. *et al.*, Shear-induced structuration of confined carbon black gels : steady-state features of vorticity-aligned flocs, *Soft Matter* **7**, 3920-3928 (2011)

Catastrophes, avalanches, and the basic mechanisms of plastic deformation in amorphous materials

Anaël Lemaître

Université Paris Est – Laboratoire Navier, ENPC-ParisTech, LCPC, CNRS UMR 8205 2 allée Kepler, 77420
Champs-sur-Marne, France
`anael.lemaitre@ifsttar.fr`

The elementary mechanisms of plastic deformation in amorphous materials have long remained elusive, due to the lack of clearly identifiable defects such as crystalline dislocations. Significant progress has come in the last years from numerical simulations, which first have established that, as initially proposed by Ali Argon, macroscopic plastic deformation is the net result of an accumulation of elementary events which are local rearrangements (“shear transformations” or “flips”) of small clusters (“zones”) of atoms, molecules, or particles. But simulations have also revealed several surprising facts : shear transformations occur via saddle-node bifurcations, when weak zones driven by macroscopic strain reach their local instability thresholds ; each flip creates elastic distortions (à la Eshelby) in the surrounding medium, hence may induce secondary events ; this mechanism gives rise avalanche behavior. We will review the numerical evidence and show how it helps us understand the macroscopic response and especially the rheology of amorphous materials.

Transition sous-critique vers la turbulence : ce que la transition vitreuse peut nous apprendre

Dauchot¹ & Bertin²

¹ UMR Gulliver, ESPCI-ParisTech, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris

² Université de Lyon, Laboratoire de Physique, ENS Lyon, CNRS, 46 Allée d'Italie, 69007 Lyon, France
olivier.dauchot@espci.fr

La transition globalement sous-critique vers la turbulence [4] est particulièrement délicate à comprendre en raison de son caractère abrupt et des dynamiques spatio-temporelles complexes – nucléation, croissance et décroissance de domaines turbulents – qu'elle présente. Récemment, plusieurs observations expérimentales et numériques [6,8] ont induit une proposition audacieuse selon laquelle la turbulence des écoulements cisailés pourrait être transitoire jusqu'à un nombre de Reynolds arbitrairement grand. Ces observations, qui concernent la statistiques des temps de vies turbulents, sont en contradiction apparente avec d'autres observations obtenues précédemment. Ces résultats contradictoires ont à leur tour motivé la conduite d'un nombre impressionnant d'études numériques, expérimentales et théoriques (voir [3] pour une revue complète). Il en est notamment ressorti une meilleure compréhension des mécanismes en jeu dans la dynamique de coexistence, ainsi qu'une meilleure connaissance de l'organisation de l'espace des phases, impliquant de nombreuses solutions instables de l'équation de Navier-Stokes.

Nous explorons l'analogie entre la transition vers la turbulence sous-critique et la transition vitreuse, en remarquant que la présence dans l'espace de phase de nombreuses solutions instables et l'existence de temps de relaxation fini, mais extrêmement grands, sont des phénomènes caractéristiques de la physique des verres [1]. Nous discutons d'abord les limites des procédures de fit dans l'évaluation de la divergence de la durée des temps de vie turbulent dans un écoulement de Taylor-Couette [2], en s'inspirant des discussions similaires qui ont animé pendant longtemps la communauté des verres [7]. Nous proposons ensuite une adaptation d'un modèle simplifié, le "Random Energy Model" [5], proposé par B. Derrida, qui a grandement inspiré la physique de verre, afin de pouvoir éventuellement mieux comprendre les mécanismes statistiques en jeu dans la transition sous critique vers la turbulence. Nous obtenons ainsi une estimation des temps de vie turbulents en fonction du nombre de Reynolds proche de la transition, une estimation qui concorde qualitativement étonnamment bien avec la phénoménologie observée.

Références

1. L. Berthier and G. Biroli. Theoretical perspective on the glass transition and amorphous materials. *Review of Modern Physics*, **83**(2) :587, 2011.
2. D. Borrero-Echeverry, M. F. Schatz, and R. Tagg. Transient turbulence in Taylor-Couette flow. *Phys. Rev. E*, **81** :025301, 2010.
3. O. Dauchot and E. Bertin. Subcritical transition to turbulence : What we can learn from the physics of glasses. *Phys. Rev. E*, **86**(3) :036312, 2012.
4. O. Dauchot and P. Manneville. Local versus global concepts in hydrodynamic stability theory. *Journal de Physique II*, **7**(2) :371–389, 1997.
5. B. Derrida. Random-Energy Model : Limit of a Family of Disordered Models. *Phys. Rev. Lett.*, **45** :79–82, 1980.
6. B. Hof, J. Westerweel, T. M. Schneider, and B. Eckhardt. Finite lifetime of turbulence in shear flows. *Nature*, **443**(7107) :59–62, 2006.
7. D. Kivelson, G. Tarjus, X. Zhao, and S. A. Kivelson. Fitting of viscosity : Distinguishing the temperature dependences predicted by various models of supercooled liquids. *Phys. Rev. E*, **53** :751–758, 1996.
8. T. M. Schneider, F. De Lillo, J. Buehrle, B. Eckhardt, T. Dörnemann, K. Dörnemann, and B. Freisleben. Transient turbulence in plane Couette flow. *Phys. Rev. E*, **81**(1), 2010.

Transition vers une activité cohérente dans un milieu désordonné : vers une explication de l'apparition de contractions rythmiques dans le tissu utérin ?

Pumir Alain¹, Garnier Nicolas¹, Xu Jinshan^{1,2}, Singh Rajeev³, & Sinha Sitabhra³

¹ Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure de Lyon, F-69007, Lyon, France

² Physics Department, East China Normal University, Shanghai, 20062, China

³ Institute for Mathematical Sciences, CIT Campus, Taramani, Chennai 600113, India

alain.pumir@ens-lyon.fr

L'activité synchronisée d'un grand nombre de cellules est nécessaire au bon fonctionnement d'organes complexes, tels ceux effectuant une activité mécanique. Ainsi, un manque de synchronisation dans le tissu cardiaque conduit-il très souvent à des arythmies mortelles. De manière similaire, l'utérus génère pour l'accouchement une force très importante, permettant l'expulsion du nouveau né. Comment expliquer une telle activité cohérente à l'échelle de l'organe à un moment très précis ?

Comme dans tous les tissus musculaires, l'activité mécanique est associée à une activité électrique (dépolariation de cellules musculaires). De manière surprenante, aucune des cellules constituant le tissu utérin ne semble donner lieu à des oscillations spontanées : ni les cellules excitables (capables d'activité mécanique *et* électrique), ni les cellules du tissu conjonctif (électriquement passives) ne développent spontanément la moindre activité électrique périodique lorsqu'elles sont prises séparément. Par contre, il a été remarqué par de nombreuses études que le couplage électrique entre les cellules augmente de manière spectaculaire peu de temps avant l'accouchement. Cette observation suggère un rôle crucial joué par le couplage entre cellules.

Afin d'étudier ce rôle, nous avons construit un modèle simplifié de tissu utérin constitué de cellules excitables couplées entre elles sur un réseau simple (carré) et elles mêmes couplées à un nombre restreint de cellules passives. De fait, la population de cellules électriquement passives est plus faible que la population de cellules excitables, et nous postulons simplement une répartition aléatoire de cellules passives couplées à une cellule excitable.

Nous étudions les mécanismes conduisant à l'apparition d'activité dans un tel système, où les cellules excitables sont décrites par le modèle simplifié de FitzHugh-Nagumo. Une analyse de l'activité de chaque cellule du système montre l'apparition d'une fréquence dominante. Les cellules partageant la même fréquence forment des amas, dont la taille croît lorsque l'intensité du couplage entre cellules augmente. Aux valeurs suffisamment élevées du couplage, toutes les cellules du système partagent la même fréquence dominante, et l'activité électrique finit par se synchroniser à l'échelle du tissu entier. Une étude systématique de la transition permet d'établir un diagramme de phase complet pour ce modèle [1], que je discuterai.

Le rôle du désordre dans l'apparition des différents régimes peut être compris en analysant le nombre effectif de cellules passives couplées aux cellules excitables sur l'échelle caractéristique de couplage. Effectivement, les régions où la densité de cellules passives est la plus élevée se comportent comme des "pacemakers locaux" [2].

Les conclusions principales de cette étude, basée sur des modèles simplifiés, restent valides en utilisant des modèles plus réalistes de cellules musculaires. Ce type d'étude du tissu utérin devrait fournir des indications précieuses pour la compréhension des phénomènes conduisant à des contractions prématurées, ainsi qu'au traitement de ce genre de problème par voie médicamenteuse.

Références

1. Singh, R., Xu, J., Garnier, N., Pumir, A. et Sinha, S., Self-organized transition to coherent activity in disordered media, *Phys. Rev. Lett.*, 068102, 2012.
2. Xu, J., Singh, R., Garnier, N., Sinha, S. and Pumir, A., Large variability in dynamical transitions in biological systems with quenched disorder, *submitted*, arXiv :1212.3466.

Instabilités dans les jets et les panaches

DEREBAIL MURALIDHAR Srikanth, GARNAUD Xavier, LESSHAFFT Lutz, SCHMID Peter, & HUERRE Patrick

Laboratoire d'Hydrodynamique (LadHyX), CNRS - Ecole Polytechnique 91128 Palaiseau cedex
patrick.huerre@ladhyx.polytechnique.fr

Cet exposé porte sur l'étude de la dynamique des structures tourbillonnaires dans deux types d'écoulements cisailés libres : le jet et le panache. Les jets interviennent en propulsion aéronautique, un des enjeux essentiels étant de rendre compte du contenu fréquentiel du champ proche où vivent les tourbillons, pour en déduire celui du rayonnement acoustique perçu par un observateur dans le champ lointain. Les panaches sont des écoulements de convection produits par les forces de flottabilité, par exemple une source de chaleur localisée. Cette configuration est omniprésente en dynamique des fluides environnementale : panaches de volcans dans l'atmosphère, panaches de bulles dans l'eau, panaches hydro-thermiques, panaches de fumée des incendies, panache de fumée produit par une cigarette, etc.

Dans ces deux types de configuration, existent des structures cohérentes dont il s'agit de caractériser la distribution spatiale et le contenu fréquentiel. Le point de vue adopté ici est celui des instabilités hydrodynamiques : en d'autres termes, les structures tourbillonnaires sont considérées comme constituées d'une superposition de modes d'instabilité évoluant sur un écoulement de base stationnaire. Il s'agit alors de déterminer le développement spatio-temporel de ces ondes.

Les instabilités de la configuration "jet" ont de loin été les plus étudiées. D'après les expériences, les spectres de fréquence mesurés sont continus et présentent un maximum au mode "préféré" du jet à un nombre de Strouhal dans la gamme $St = 0.3 - 0.5$ selon les expériences. Par ailleurs, on observe que la réponse du jet à un forçage harmonique appliqué à la sortie de la buse est maximale au même nombre de Strouhal préféré du jet. Le jet se comporte donc comme un *amplificateur de bruit*.

La réponse optimale globale d'un jet à un forçage harmonique de fréquence donnée est étudiée numériquement afin de rendre compte de ce phénomène. On trouve ainsi que la réponse optimale à un forçage axisymétrique est obtenue à un nombre de Strouhal $St = 0.45$, en bon accord avec les observations. Par contre, les modes hélicoïdaux $m = 1$ et $m = 2$ donnent lieu à des gains en énergie plus importants à basse fréquence du fait qu'ils demeurent instables en aval du cône potentiel.

A notre connaissance, il n'existe en revanche que très peu d'études expérimentales approfondies sur l'évolution des instabilités dans un panache. Une analyse théorique locale quasi-parallèle a été initiée en vue de caractériser le domaine d'instabilité ainsi que les domaines instable convectif/instable absolu d'un panache laminaire, solution auto-semblable dans l'approximation de couche limite des équations de Boussinesq. Pour un nombre de Prandtl $Pr = 1$, le panache devient linéairement instable convectif vis-à-vis du mode hélicoïdal $m = 1$ dès que le nombre de Grashof local dépasse la valeur critique $Gr_c = 0.015$. L'instabilité devient absolue pour tout nombre de Grashof supérieur à $Gr_a = 20$. Tous les autres modes $m = 0$ et $m > 1$ demeurent stables pour tout Grashof. Le panache laminaire se comporte comme un *oscillateur*.

Structures et transition à la turbulence

Jose-Eduardo Wesfreid

PMMH, ESPCI, 10 rue Vauquelin, Paris

Instabilités thermoconvectives dans un liquide diélectrique

Mutabazi

Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, UMR 6294, CNRS-Université du Havre, B.P.540, 76058 Le Havre Cedex

mutabazi@univ-lehavre.fr

Lorsqu'un liquide diélectrique est soumis à une action simultanée d'un gradient de température et d'un champ électrique, apparaît une force diélectrophorétique [1], analogue à la poussée d'Archimède, qui au-delà d'un certain seuil, induit un mouvement convectif dans le liquide [1,2,3]. La force diélectrophorétique est liée au gradient de la permittivité diélectrique induit par le gradient de température et à l'intensité du champ électrique, elle permet d'introduire une gravité électrique dont le potentiel représente l'énergie électrostatique stockée dans le diélectrique [4]. L'exposé présente les conditions d'apparition de la convection thermique dans des électrodes planes et cylindriques (paramètres critiques de l'instabilité) et ouvre des pistes d'applications de Thermique en Microgravité et sur Terre (variation du nombre de Nusselt).

Références

1. L. D. LANDAU AND E. M. LIFSHITZ, *Electrodynamique des Milieux Continus*, ed. Mir, Moscou (1972).
2. R.J. TURNBULL AND J.R. MELCHER, *Phys. Fluids*, **12**, 1160 (1969).
3. P.J. STILES, *Chem. Phys. Lett.* **179**, 311 (1991).
4. S. V. MALIK, H. N. YOSHIKAWA, O. CRUMEYROLLE, AND I. MUTABAZI, *Acta Astronautica* **81**, 563 (2012).

La turbulence est-elle chaotique ?

François Daviaud

CEA Saclay

Turbulent transport in magnetically confined fusion plasmas

Ghendrih Philippe

Philippe Ghendrih, IRFM, CEA Cadarache, 13108 Saint-Paul-lez-Durance
philippe.ghendrih@cea.fr

Among the numerous challenges that await fusion on its way to being an economically viable energy source, they are still several open issues related to controlling plasma confinement and in particular plasma turbulent transport [1]. In order to simplify the presentation, the problem can be framed in terms of thermal resistivity within the reactor. At present, the best performance is obtained in tokamaks [1] where a strong magnetic field generated by a set of large coil defining a torus are used to confine the plasma. To define a stable confining system several additional components of the magnetic field are generated. The geometry of the magnetic field plays a key role in confinement and plasma transport. An outstanding feature is the large anisotropy of transport along the magnetic field lines and that transverse to the field lines. The latter is strongly restricted by the Larmor gyration of the particles while the former appears to be free. We address here two facets of this asymmetry and its consequences on the confinement properties of fusion plasmas.

In the plasma core, one aims at sustaining plasmas with thermal energy up to 20 keV corresponding to temperatures in the range of $10^8 K$, while solid state condition of the vessel components facing the plasma must remain at temperatures in the 1000 K. The required thermal resistance transverse to the magnetic field of the turbulent plasma R_{\perp} is therefore $R_{\perp} \approx 10^3 K m^2 / W$. The heat transport in these plasmas is investigated with very large kinetic simulations [2]. The kinetic approach is required because these plasmas are characterized by a very weak collisionality. In these global simulations where the drive of transport is a prescribed flux, one finds that the plasma is prompt to self organization with the generation of avalanche like transport events and large scale flows. Self regulation of plasma transport is also observed in regimes with temperature corrugation or transport barriers [3].

At the plasma edge, where plasma facing components intersect the magnetic field lines, a thin boundary layer is generated due to the very small parallel thermal resistance of the plasma, typically $R_{\parallel} \approx 10^{-3} K m^2 / W$. Controlling the physics of this boundary layer is achieved by modifying the geometry of the magnetic field by so-called divertors. Results of the ergodic divertor of Tore Supra [4] will be recalled and relevance of the theoretical and experimental achievements for ITER operation will be presented. The complex interplay between non-linear ionization processes and transport along chaotic field lines will be addressed.

Références

1. Doyle I. J., Chapter 2 : Plasma confinement and transport, *Nuclear Fusion*, S18-S127, 2007.
2. Grandgirard V., A drift-kinetic Semi-Lagrangian 4D code for ion turbulence simulation, *Journal of Computational Physics*, 395-423, 2006.
3. Dif-Pradalier G., On the validity of the local diffusive paradigm in turbulent plasma transport, *Physical Review E*, 025401 (R), 2010.
4. Ghendrih Ph., Theoretical and experimental investigations of stochastic boundaries in tokamaks, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1653-1724, 1996.

Mécanique du transport intracellulaire

Guét David, Pinot Mathieu, Mandal Kalapana, Goud Bruno, & Manneville Jean-Baptiste

Compartmentation et dynamique cellulaires UMR 144 CNRS-Institut Curie, 26 rue d'Ulm 75246 Paris Cedex 05
Jean-Baptiste.Manneville@curie.fr

Les cellules eucaryotes contiennent des compartiments internes membranaires qui échangent des molécules cargo via des intermédiaires de transport. Ces intermédiaires, le plus souvent de forme vésiculaire, sont générés par déformation puis fission de la membrane du compartiment donneur. Au cours de ces étapes initiales, le cargo à transporter est concentré dans les intermédiaires. Les vésicules sont ensuite dirigées vers le compartiment accepteur à l'aide de moteurs moléculaires se déplaçant le long du cytosquelette puis fusionnent avec le compartiment accepteur pour libérer le cargo.

Si de nombreux acteurs biologiques du transport membranaire ont été identifiés, le rôle des paramètres physiques, comme la tension ou la rigidité de la membrane des compartiments intracellulaires, reste très mal connu. Nous avons montré à l'aide d'expériences *in vitro* que la tension de membrane limite les déformations induites par les protéines du manteau COPI, des protéines essentielles pour le transport entre deux compartiments intracellulaires, l'appareil de Golgi et le reticulum endoplasmique [1]. Les études sur cellules vivantes ont jusqu'à présent été centrées sur l'endocytose, transport depuis la membrane plasmique vers l'intérieur de la cellule, et ont montré qu'une forte tension de membrane inhibe la déformation mais facilite la fission des vésicules d'endocytose [2] [3] [4]. En revanche, aucune étude *in cellulo* n'a porté sur le rôle de la tension de membrane des compartiments intracellulaires au cours du transport.

Nous avons mis au point une technique expérimentale combinant piégeage optique et microscopie confocale pour mesurer les effets d'une contrainte mécanique appliquée sur l'appareil de Golgi. Nous utilisons ici cette technique pour montrer tout d'abord que l'appareil de Golgi est un compartiment déformable, que la contrainte mécanique a des effets à longue portée et que le cytosquelette d'actine contribue à la rigidité de l'appareil de Golgi. Nous montrons ensuite que la contrainte induit une diminution du flux d'intermédiaires de transport, conformément aux résultats *in vitro* [1], mais aussi la formation de longs tubes membranaires à partir de l'appareil de Golgi ce qui indique un défaut dans les mécanismes de fission. Même si la structure complexe de l'appareil de Golgi rend difficile une interprétation quantitative de nos résultats, nous mettons en évidence, pour la première fois à notre connaissance, un rôle direct de la mécanique des compartiments au cours du transport intracellulaire.

Références

1. Manneville, J.-B., Casella, J.-F., Ambroggio, E., Gounon, P., Bertherat, J., Bassereau, P., Cartaud, J., Antony, B., and Goud, B., COPI coat assembly occurs on liquid-disordered domains and the associated membrane deformations are limited by membrane tension, *PNAS*, 105, 16946-16951, 2008.
2. Sheetz, M. P., and Dai, J., Modulation of membrane dynamics and cell motility by membrane tension, *Trends in Cell Biology*, 6, 85-9, 1996.
3. Boulant, S., Kural, C., Zeeh, J.-C., Ubelmann, F., and Kirchhausen, T. Actin dynamics counteract membrane tension during clathrin-mediated endocytosis, *Nature Cell Biology*, 13, 1124-31, 2011.
4. Romer, W., Pontani, L. L., Sorre, B., Rentero, C., Berland, L., Chambon, V., Lamaze, C., Bassereau, P., Sykes, C., Gaus, K., et al. Actin dynamics drive membrane reorganization and scission in clathrin-independent endocytosis, *Cell*, 140, 540-553, 2010.

Une instabilité d'un matériau actif et polaire, le cytosquelette

Philippe Marcq

Laboratoire Physico-Chimie Curie, Institut Curie, CNRS, Université Pierre et Marie Curie
26 rue d'Ulm, F-75248 Paris Cedex 05 France
philippe.marcq@curie.fr

Une fibre de stress est un faisceau de filaments d'actine réticulés par des protéines telle que l' α -actinine, et rendu contractile par l'interaction avec des mini-filaments de myosines. Les fibres de stress sont généralement assemblées par des cellules animales non-musculaires qui exercent une force substantielle sur leur environnement, ou qui résistent à une force extérieure importante [1].

L'imagerie par microscopie électronique a montré que la polarité des filaments d'actine composant la fibre est ordonnée selon une polarité soit *graduée* (monotone d'une extrémité à l'autre) soit *alternée* (périodique) [2]. Nous avons modélisé une fibre de stress comme un milieu unidimensionnel, viscoélastique, actif et polaire, et montré que le passage de la polarité graduée à la polarité alternée résulte d'une instabilité stationnaire, correspondant au changement de signe du coefficient de diffusion du champ de polarité, et obtenue au delà d'une valeur seuil de l'activité [3].

Références

1. S. Pellegrin et H. Mellor, Actin stress fibres, *J. Cell Sci.*, **120** 3491-3499 (2007)
2. L.P. Cramer *et al.*, Identification of novel graded polarity actin filament bundles in locomoting heart fibroblasts : implications for the generation of motile force, *J. Cell Biol.*, **136** 1287-1305 (1997)
3. N. Yoshinaga, J.-F. Joanny, J. Prost et P. Marcq, Polarity patterns of stress fibers, *Phys. Rev. Lett.*, **105** 238103 (2010)

Etude de la réplication de l'ADN dans le virus T4 en molécule unique

Vincent Croquette

Laboratoire de Physique Statistique, ENS, Paris

Allers-retours entre dynamique non-linéaire et physique statistique

Hugues Chaté

Service de Physique de l'Etat Condensé, CEA - Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette
hugues.chate@cea.fr

Je vais tâcher d'illustrer comment les allers-retours entre dynamique non-linéaire et physique statistique ont été fructueux pour moi, depuis mes débuts avec Paul jusqu'à aujourd'hui, et, autant que je puisse dire, pour de nombreuses années encore. Je me risquerai peut-être à expliquer pourquoi je crois qu'une telle base devrait être au cœur de la formation de tous ceux désireux de modéliser les "systèmes complexes" et/ou biologiques.

Matériaux granulaires : lumière sur la localisation des déformations

Jérôme CRASSOUS

Institut de Physique de Rennes, Université Rennes 1, Rennes
jerome.crassous@univ-rennes1.fr

Sous l'application de contraintes, les matériaux granulaires se déforment usuellement avec des structures localisées de déformations, comme par exemple des bandes de déformations.

Je présenterai dans un premier temps une méthode expérimentale originale pour l'étude des faibles déformations des milieux granulaires. Cette méthode, basée sur les interférences en milieu aléatoires de milieux diffusant fortement la lumière, permet de mesurer de très faibles déformations de milieux granulaires. J'illustrerai l'intérêt de cette méthode par des mesures de champs moyens de déformations, dans le cas d'un matériau se dilatant ainsi que dans le cas de l'écoulement au sein d'une bande de cisaillement. Enfin je discuterai des expériences montrant le lien entre des réorganisations plastiques isolées et l'apparition de structures localisées de déformations.

Taux effectifs de réaction dans le systèmes de réaction-advection dilués.

G. Krstulovic¹, M. Cencini², & J. Bec¹

¹ Laboratoire Lagrange, UMR7293, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

² CNR, Istituto dei Sistemi Complessi, Via dei Taurini 19, Roma, Italy
krstulovic@oca.eu

On considère un système dilué de particules transportées par un écoulement compressible. Quand ces particules se rencontrent à une certaine distance finie, elles peuvent subir la réaction $A + A \rightarrow \emptyset$ (devenir inertes) à un certain taux “microscopique”. Pour décrire un tel système on introduit la densité jointe à n -points. On montre ensuite que cette distribution satisfait une hiérarchie d'équations de transport. Cette hiérarchie peut être résolue en utilisant des trajectoires lagrangiennes (des trajectoires qui ne réagissent pas et qui suivent les caractéristiques de l'écoulement). Une solution analytique est ainsi obtenue dans la limite diluée. On trouve que tout les moments du nombre des particules décroissent exponentiellement au lieu de la décroissance algébrique prédite par l'approximation du champ moyen. Ceci est corroboré par des simulations Monte-Carlo. Ce formalisme nous conduit à exprimer un taux effective de réaction à l'aide d'un principe des grandes déviations. Des propriétés générales de la fonction taux du principe des grandes déviations nous permettent d'inférer le comportement asymptotique d'un taux de réaction effective. Ce taux effectif dépend d'une façon non-triviale du taux microscopique, du rayon d'interaction entre particules et de propriétés dynamiques et géométriques donnés par l'écoulement, comme la dimension de corrélation et ces exposants de Lyapunov à temps fini. Finalement, on étudie numériquement le cas d'un écoulement compressible, lisse et aléatoire avec une statistique gaussienne delta corrélée en temps (ensemble de Kraichnan compressible). Les simulations numériques confirment les prédictions théoriques.

Références

1. G. Krstulovic, M. Cencini, and J. Bec. Effective rates in dilute reaction-advection systems. *Submitted to J. Stat. Phys.*, **arXiv :1211.7233** (2012).

Etude analytique et expérimentale de deux oscillateurs couplés de type FitzHugh-Nagumo

Lionel Weicker^{1,2}, Thomas Erneux¹, Lars Keuninckx², & Jan Danckaert²

¹ Optique Nonlinéaire Théorique, Université Libre de Bruxelles, 1050 Bruxelles, Belgium

² Applied Physics Research Group (APHY), Vrije Universiteit Brussel, 1050 Brussel, Belgium

`lweicker@ulb.ac.be`

Du fait de leur complexité structurelle [1], les dynamiques à retard connaissent un vif intérêt dans la communauté internationale des dynamiques non linéaires. La plupart des études traitant du couplage retardé de deux cellules excitables identiques se limite généralement à une analyse purement numérique [2,3,4]. Lors de ces études, les auteurs ont pu mettre en évidence le fait que ce type de systèmes admet la coexistence d'un état stationnaire stable avec un régime oscillant périodiquement, les deux cellules oscillant en anti-phase. Ce régime oscillant peut être vu comme un nouveau mécanisme de synchronisation.

Nous proposons d'aborder dans un premier temps le problème de façon purement analytique pour un modèle particulier de type FitzHugh-Nagumo (FHN). Pour se faire, nous avons construit les solutions périodiques qui oscillent en anti-phase. Celles-ci sont formées de deux plateaux lentement variables connectés par des transitions rapides. Ces transitions rapides satisfont des équations différentielles à retard (DDEs) que nous avons résolues. Nous montrons qu'elles sont essentielles pour avoir des oscillations entretenues et ne peuvent donc pas être ignorées. Suite à une collaboration avec la VUB, un dispositif expérimental composé de deux appareils électroniques couplés a été mis au point. La dynamique de ce dispositif est décrite par les mêmes équations que notre modèle et une comparaison entre nos prévisions analytiques et l'expérience a été effectuée. Les résultats montrent un très bon accord entre théorie et expérience. De plus, à la fois l'analyse et l'expérience confirment que les solutions périodiques en anti-phase appartiennent à une branche isolée de solutions périodiques coexistant avec un état stationnaire stable.

Références

1. T. ERNEUX, *Applied Delay Differential Equations*, Springer (2009).
2. M.A. DAHLEM, G. HILLER, A. PANCHUK, AND E. SCHÖLL, *Dynamics of delay-coupled excitable neural systems*, Int. J. Bifurc. Chaos 19, 745-753 (2009).
3. E. SCHÖLL, G. HILLER, P. HÖVEL, AND M.A. DAHLEM, *Time-delayed feedback in neurosystems*, Phil. Trans. R. Soc. A 367, 1079-1096 (2009).
4. O. VALLÈS-CODINA, R. MÖBIUS, S. RÜDOGER, AND L. SCHIMANSKY-GEIER, *Travelling echo waves in an array of excitable elements with time-delayed coupling*, Phys. Rev. E 83, 036209 (2011).

Sur la synchronisation de systèmes chaotiques bidirectionnellement couplés : Quelques résultats et une question ouverte

L. Laval¹, J.P. Barbot¹ & C. Letellier²

¹ ECS-Lab / ENSEA, 6 avenue du Ponceau, 95014 Cergy-Pontoise, France

² CORIA, Université de Rouen, Site Universitaire du Madrillet, 76801 Saint Etienne du Rouvray, France
laval@ensea.fr

Depuis le désormais célèbre résultat de Pecora et Carroll [1], une multitude d'articles a été consacrée à la synchronisation de systèmes chaotiques¹ (e.g. [2] et les références internes). Dans la très grande majorité des cas, ces articles considèrent des configurations de type Maître/Esclave, synonymes de couplages unidirectionnels (seul le système Maître transmettant des informations ou des ordres² à l'Esclave chargé de se synchroniser). En regard de cette forme de couplage et d'appairages de différents systèmes chaotiques existants (systèmes de Lorenz, Chua, Rössler, Chen, ...), de nombreuses conditions de synchronisation ont alors été définies à partir, essentiellement, d'analyses topologiques ou structurelles. Toutefois, à notre connaissance, très peu d'études relatives au cas d'un couplage bidirectionnel (où chaque système est à la fois Maître et Esclave) ont été menées en considérant la Théorie de la Commande pour support (à l'instar de [3] pour le cas unidirectionnel). Ainsi, cet article présente une étude de la synchronisation forcée de deux systèmes de Rössler couplés, de manière bidirectionnelle et symétrique, au travers de la transmission de signaux unidimensionnels (c.a.d. définis explicite) et n'agissant directement que dans une seule direction (la transmission n'influençant que la dynamique de l'état transmis). En regard de cette configuration et d'une analyse basée sur la Théorie de la Commande, nous montrons alors que :

1. La synchronisation relève essentiellement de conditions sur la *stabilisabilité* des écarts de trajectoires des systèmes (i.e. des erreurs de synchronisation), dans le cadre de la commande par injection de sortie scalaire. Autrement dit, le choix (optimal) de l'état transmis (servant de référence pour la commande par injection de sortie du récepteur) relève essentiellement de conditions de stabilisabilité de l'erreur de synchronisation, et pas non uniquement de critères d'observabilité et/ou de commandabilité, comme ce peut être le cas pour une configuration classique de type Maître/Esclave.
2. Même si elle s'avère effective dans les faits, la synchronisation complète³ des deux systèmes ne peut pas, d'un point de vue théorique, être garantie de manière absolue pour tous temps t . En effet, il apparaît que la synchronisation dépend explicitement de la région de l'espace (borné) dans lequel les trajectoires des systèmes évoluent majoritairement (i.e. la plupart du temps). Autrement dit, certaines directions de l'erreur de synchronisation ne sont stables qu'en moyenne sur la trajectoire, mais pas sur toute la trajectoire.

Références

1. L.M. Pecora, T.L. Carroll, *Synchronization in chaotic systems*, Phys. Rev. Lett., **64**, 821 (1990).
2. S. Boccaletti, J. Kurths, G. Osipov, D.L. Valladares and C. Zhou, *The synchronization of chaotic systems*, Phys. Rep. **366**, 1 (2002)
3. H. Nijmeijer, I.M.Y. Mareels, *An observer looks at synchronization*, IEEE Transactions on Circuits and Systems I, 44(10), 874-890, (1997)

1. qu'il s'agisse de paires ou d'ensembles (réseaux) de systèmes.
2. i.e. des informations de commande dans le cadre d'une synchronisation contrôlée de l'Esclave, forcé à adopter un comportement analogue ou quasi-analogue à celui du Maître.
3. pour tous les états.

Sur le comportement dynamique non linéaire des Systèmes à événements discrets relaxés dans des demi-anneaux Idempotents

Abderahim Benfekir, Samir Hamaci Laurent Laval & Mohamed Bouhamida

13, boulevard de l'Hautil, Cergy-pontoise, 95092 cedex
s.hamaci@epmi.fr

Résumé. Les systèmes à événements discrets (SED) sont des systèmes qui évoluent dans des espaces discrets dans lesquels toutes les variables d'états prennent leurs valeurs dans un ensemble dénombrable, et des évolutions, nommées trajectoires, basées sur une succession des états et des transitions. Plusieurs concepts (théories, méthodes, outils, modèles et langages) ont été élaborés afin de maîtriser la complexité croissante de la conception et du développement de ces systèmes. Ils recouvrent plusieurs domaines d'applications tels que les systèmes de production manufacturière, la logistique, les systèmes de transport, les réseaux de communication, les circuits logiques, etc. L'étude de ces systèmes constitue, depuis le début des années 70, un domaine de recherche très actif (de par son intérêt théorique et économique) ayant donné lieu à de nombreuses publications. De cette littérature se dégagent de multiples classes de systèmes mettant en jeu des phénomènes de natures différentes : parallélisme, saturation, synchronisation, exclusion mutuelle, choix, séquençement : En raison de la dynamique complexe de ces systèmes, les modèles mathématiques utilisées pour les décrire n'en permettent pas toujours une analyse efficace.

Certaines sous-classes de SED bénéficient néanmoins de modèles bien adaptés pour aborder les problèmes d'évaluation de performance ou de commande. En particulier, au début des années 80, une nouvelle théorie, permettant d'étudier une classe particulière de systèmes, a vu le jour sous l'impulsion de chercheurs réunis par la suite dans le groupe Max Plus. Leurs premiers travaux montrent que les systèmes mettant uniquement en jeu des phénomènes de synchronisation et de saturation peuvent être modélisés par des réseaux de Petri particuliers, appelés graphes d'événements temporisés (GET). Ces derniers admettent une représentation linéaire sur une structure algébrique idempotente appelée l'algèbre des dioïdes (l'algèbre $(\min, +)$ étant un exemple de dioïde). Néanmoins, les techniques développées dans le cadre des systèmes à événements discrets atteignent leur limite, lorsque la taille du système considéré est importante (du fait du nombre important d'entités). Il s'avère alors utile d'utiliser des GET à arcs pondérés, encore appelés GET avec multiplicateurs (GETM), ce qui permet de réduire la taille du modèle. Ces graphes permettent également de modéliser de façon simple des opérations d'assemblage et de désassemblage de produits présents dans certains systèmes de production.

Contrairement aux GET (non valués), les GETM n'admettent pas une représentation linéaire dans l'algèbre $(\min, +)$. Cette non linéarité - de par les poids sur les arcs - est due à la présence de parties entières dans le modèle $(\min, +)$ régissant l'évolution dynamique de ces graphes.

Pour pallier à ce problème de non linéarité et pour pouvoir appliquer certains résultats développés dans le cadre de la théorie des systèmes linéaires dans les dioïdes, qui sont des demi-anneaux idempotents, une nouvelle méthode de linéarisation du modèle mathématique régissant l'évolution dynamique sera présentée. Contrairement aux méthodes existantes, cette méthode s'applique sur des réseaux de Petri relaxés, c'est-à-dire non frottements connexes avec entrées et sorties. Le modèle linéaire obtenu sera utilisé pour appliquer certains résultats de la théorie des systèmes linéaires pour analyser le comportement des ces systèmes et d'en déduire leurs performances. Cette méthode est développée dans un demi-anneau idempotent, qui est un dioïde d'opérateurs. Pour illustrer cette méthode, un exemple d'application sera présenté.

Références

1. F.BACCELLI, G.COHEN, G.OLSDER AND J.-P. QUADRAT, Synchronization and Linearity : Algebra for Discrete Event Systems. *Wiley* (1992).
2. G. COHEN, S. GAUBERT AND J.-P. QUADRAT, *Timed-Event Graphs with Multipliers and Homogeneous Min-Plus Systems* IEEE TAC,1296-1302 (1998).
3. A. BENFEKIR, S. HAMACI, J.-L. BOIMOND, K. LABADI, *Performance evaluation of nonlinear weighted T-system* International Journal of Systems Science (2012).

Gabarit d'un attracteur borné par un tore de genre 5

Martin Rosalie & Christophe Letellier

CORIA UMR 6614 — Université de Rouen, Av de l'Université, BP 12, F-76801 Saint-Etienne du Rouvray
Cedex, France

`martin.rosalie@coria.fr`

Introduits par Aziz-Alaoui [1], les attracteurs multispiraux se caractérisent par des frontières toroïdales de genre élevé. Les équations différentielles qui engendrent ces solutions sont du type de celles décrivant un circuit de Chua [2]. Nous étudions ici l'un de ces attracteurs : borné par une frontière toroïdale de genre 5, sa section de Poincaré comporte quatre composantes comme l'indique la théorie des frontières toroïdales introduite par Tsankov et Gilmore [3]. L'application de premier retour à cette section de Poincaré [4] est construite sur une variable normalisée indépendamment sur chaque composante. Une dynamique symbolique est ainsi introduite et la population d'orbites périodiques instables est extraite.

L'utilisation des propriétés de symétrie [5] du système et une généralisation des outils classiques de représentation des invariants topologiques ont permis de proposer un gabarit synthétisant l'organisation relative des orbites périodiques instables de l'attracteur. La validation du gabarit proposé a été réalisée par la prédiction correcte des nombres d'enlacement. La généralisation proposée permet de disposer d'une procédure de caractérisation topologique, autrement dit, de construction d'un gabarit, plus systématique et pouvant être appliquée à des attracteurs à la topologie complexe.

Références

1. A. AZIZ-ALAOUI, Differential equations with multispiral attractors, *International Journal of Bifurcation and Chaos* **9** (6), 1009-1039, 1999
2. L.O. CHUA & G.N. LIN, Canonical realization of Chua's circuit family, *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, **37** (7), 885-902, 1990
3. T. D. TSANKOV & R. GILMORE, Topological aspects of the structure of chaotic attractors in \mathbb{R}^3 , *Physical Review E*, **69**, 056206, 2004.
4. R. GILMORE & C. LETELLIER, *Symmetry of chaos*, Oxford University Press, 2007
5. M. ROSALIE & C. LETELLIER, Topology of attractors bounded by genus 1 torus using direct template, *to be published*.

Stabilisation d'une phase modulée en présence d'interactions à longue portée

Simon Villain-Guillot¹

Adresse non communiquée

`simon.villain-guillot@u-bordeaux1.fr`

Il existe une classe de systèmes qui présentent une phase où un paramètre d'ordre (magnétisation, concentration) est spatialement modulé [1]. Cette phase particulière résulte d'une frustration causée par la compétition entre forces ayant des effets opposés.

Un co-polymère, par exemple, constitué de deux polymères A et B qui ont une énergie d'interaction mutuelle répulsive qui pousse à la ségrégation. Mais étant attachés chimiquement l'un à l'autre, il ne peut y avoir de séparation de phase macroscopique, même à très basse température. Ils s'organisent donc spatialement en phase hexagonale ou lamellaire avec un paramètre de maille choisi de façon à minimiser simultanément les deux contraintes antagonistes. Si microscopiquement il existe des domaines uniquement de type A ou B pour minimiser leur caractère répulsif, ces domaines coexistent au niveau mesoscopique de sorte que subsiste le lien chimique entre A et B au sein du co-polymère.

Dans les modèles avec des interactions locales, cette phase modulée disparaît dans le régime de forte ségrégation (températures très inférieures à T_c). Cependant, dans le cas d'interactions à longue portée, cette phase modulée doit persister : ce type d'interaction ne peut alors pas être décrit par un modèle de type Ginzburg-Landau faisant intervenir un nombre fini de dérivées spatiales du paramètre d'ordre.

Une approche alternative est alors d'étudier la dynamique de transition de phase à l'aide de l'équation de Cahn-Hilliard, version conservative de l'équation de Ginzburg-Landau dépendant du temps. Alors qu'habituellement dans un mûrissement d'Ostwald, une succession de coalescence de domaines conduit à une séparation de phase complète ou macro ségrégation, C. Misbah and P. Politi [2] ont montré qu'une interaction à longue portée pouvait interrompre ce processus de coalescence et donc stabiliser un motif pour lequel la ségrégation reste partielle.

Dans notre travail, nous montrons que c'est ce qui se passe dans le cas de la dynamique proposée par Oono [3], qui est particulièrement bien adaptée pour étudier les systèmes présentant des phases modulées.

Références

1. M. Seul and D. Andelman, *Science* 267, 476 (1995)
2. P. Politi and C. Misbah, *Phys. Rev. Lett.* 92, 090601 (2004)
3. Y. Oono and S. Puri, *Phys. Rev. Lett.* 58, 836 (1987)

Extraction de structures cohérentes dans de grands jeux de données : une approche efficace basée sur l’observabilité.

Guéniat^{1,2}, Delorme³, Pastur^{1,2}, & Lusseyran¹

¹ LIMSI-CNRS, Orsay

² Paris Sud Université, Orsay

³ LIS, Géoscope, Evry

florimond.gueniat@limsi.fr

Un système physique ouvert possède, potentiellement, un nombre infini de degrés de liberté. Néanmoins, les écoulements sont le plus souvent organisés autour de structures cohérentes qui jouent un rôle décisif dans la dynamique. On peut par exemple penser aux grandes structures tourbillonnaires des allées de Von Karman, que l’on observe aussi bien dans des expériences de laboratoire que dans le sillage de structures à grande échelle telles que des navires ou des îles, pour lesquels les nombres de Reynolds sont très grands et la turbulence pleinement développée sur la gamme des échelles inertielles. Ces structures invitent à chercher des moyens de réduction de la dimension effective des écoulements considérés.

Une méthode récente, la Décomposition en Modes Dynamiques (DMD)[1], permet, sous l’hypothèse d’un opérateur d’évolution, de décomposer toute réalisation \mathbf{u} du champ mesuré sous forme de modes spatiaux Φ dépendant de l’espace \mathbf{r} et de modes temporelles α , sous forme d’exponentielles complexes. Cette méthode ne peut, malheureusement, pas toujours être utilisée dans le cas de grands jeux de données – par exemple en simulation numérique 3D –, résolues à la fois temporellement et spatialement, les quantités de mémoire ou de puissance de calculs étant hors de portée pour l’application de l’algorithme DMD.

Nous présentons donc une méthode efficace pour l’extraction des structures spatiales et temporelles DMD, dans ce type de situation. L’algorithme se base sur une dégradation de la résolution spatiale. Décimer les observables implique de choisir attentivement celles conservées, *ie* que leurs propriétés d’observabilité soient bonnes[2]. Construire les matrices de Kalman ou d’observabilité[3] n’est pas possible dans le cas de grands jeux de données, où le nombre d’observable est de l’ordre du million. Afin de s’assurer qu’il n’y a aucune perte d’information, une méthode de vérification de l’observabilité des composantes sélectionnées a été développée.

Dans cette contribution, nous présentons la méthode en détail et l’illustrons sur un écoulement de cavité cisailée.

Références

1. P.J. SCHMID : Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data, *J. FLUID MECH*, vol. 656, pp. 5-28, 2010
2. F. Takens : "Detecting strange attractors in turbulence", *Dynamical Systems and Turbulence*, pp. 366-381, 1981
3. L. M. Silverman et H. E. Meadows : Controllability and observability in time-variable linear systems, *SIAM J. Control*, vol. 5, p. 64-73, 1967

Diffusion-mechanical instability of a spherical gel

Jorge Peixinho¹ & Shomeek Mukhopadhyay²

¹ Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, CNRS UMR 6294 et Université du Havre, 76600 Le Havre, France

² Department of Physics, University of California, Riverside, CA 92521, USA

jorge.peixinho@univ-lehavre.fr

When a sphere made of hydrophilic polymer is immersed in water, it experiences a volume phase transition and swells. In the case of polyacrylamide gels, the volume ratio can increase by a factor of the order of one thousand and this swelling process is nonlinear. We present an experimental study of the swelling of polyacrylamide spheres in water. During the growth, a diffusion-mechanical instability is observed and analyzed. The patterns on the surface of a sphere are first random and homogeneous. Then, wrinkles appear and their wavelength and amplitude increase as a function of time (solvent absorption). The wrinkles were first well defined hemispherical lobes and then deformed. As time proceeds, the number of lobes decreases. Finally, the final sphere is smooth and well rounded. The wavelength of these patterns are compared to patterns found in reaction-diffusion systems (Turing model) [1] and recent developments in the mechanics of soft solids (core/shell model) [2].

Recently hydrogel spheres systems have been used to study the so called ‘jammed’ state transition of matter, taking advantage of their deformability, friction and optical properties to image and analyze the rheology of soft particles [3]. Hence spherical gels are promising and interesting to study. Morphological instabilities of such soft swelling spheres may have important implications on tumor growth.

Références

1. A. M. Turing, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B* **237** 37 (1952), C. Varea, J. L. Aragón and R. A. Barrio, *Phys. Rev. E* **60** 031802 (1999), P. C. Matthews, *Nonlinearity* **16** 1449-1471 (2003)
2. B. Li, F. Jia, Y.-P. Cao, X.-Q. Feng and H. Gao, *Phys. Rev. Lett.* **106** 234301 (2011), B. Li, Y.-P. Cao, X.-Q. Feng and H. Gao, *Soft Matter* **8** 5728 (2012), Y. Ni, L. He and Q. Liu, *Phys. Rev. E* **84** 051604 (2011)
3. K. A. Lorincz and P. Schall, *Soft Matter* **6** 3044-3049 (2010), S. Mukhopadhyay and J. Peixinho, *Phys. Rev. E* **84** 011302 (2011), J. A. Dijksman, F. Rietz, K. A. Lörincz, M. van Hecke and W. Losert, *Rev. Sci. Instrum.* **83** 011301 (2012), K. N. Nordstrom, E. Vermeuil, W. G. Ellenbroek, T. C. Lubensky, J. P. Gollup and D. J. Durian, *Phys. Rev. E* **82** 041403 (2010)

Instabilités thermoconvectives de Rayleigh-Bénard pour des fluides rhéofluidifiants

Mondher Bouterra, Aurélie Kalck, Chérif Nouar, Christel Métivier, & Emmanuel Plaut

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

La présente communication est une analyse faiblement non linéaire des instabilités thermo-convectives de Rayleigh-Bénard pour des fluides rhéofluidifiants, i.e, des fluides pour lesquels la viscosité décroît lorsque le cisaillement augmente. Notre objectif est d'examiner l'influence de la variation non linéaire de la viscosité avec le taux de cisaillement sur la nature de la bifurcation et les motifs de convection. Le modèle de Carreau est utilisé pour décrire le comportement rhéologique du fluide. Ce problème a été considéré récemment par Albaalbaki et Khayat [1] dans le cas particulier d'un glissement sans frottement à l'interface fluide-paroi, voir aussi l'article de Balmforth et Rust [2]. Nous avons repris ce problème dans le cas général où d'une part, une condition de Navier non linéaire est imposée à l'interface fluide-paroi, et d'autre part les calculs sont effectués jusqu'à l'ordre neuf dans l'équation d'amplitude. Le calcul du premier coefficient de Landau montre clairement l'influence du caractère rhéofluidifiant sur la nature de la bifurcation. Les valeurs des paramètres rhéologiques à partir desquelles la bifurcation devient sous critique sont déterminées en fonction du nombre de Prandtl et du type de conditions aux limites imposées aux parois. Une interprétation sur le changement de la nature de la bifurcation est proposée à partir de l'équation de l'énergie de la perturbation. Les calculs effectués au delà du premier coefficient de Landau, nous ont permis de déterminer, selon les conditions aux limites imposées à la paroi, la modification du champ de viscosité et l'évolution du nombre de Nusselt lorsqu'on s'écarte suffisamment du seuil d'instabilité. Les calculs sont poursuivis en vue de la détermination de l'influence du caractère rhéofluidifiant sur la sélection de la structure la plus stable.

Références

1. B. ALBAALBAKI AND R. KHAYAT, Pattern selection in the thermal convection of non-Newtonian fluids, *J. Fluid. Mech.*, **668**, 500-550 (2011).
2. N. J. BALMFORTH AND A. C. RUST, Weakly non linear viscoplastic convection, *J. Non-Newtonian. Fluid. Mech.*, **158**, 36-45 (2009).

Dissolution réactive et convective du dioxyde de carbone dans l'eau salée

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

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

La séquestration du dioxyde de carbone (CO_2) dans des sites géologiques est un processus qui permet de limiter l'augmentation de la concentration atmosphérique de ce gaz à effet de serre [1]. Les aquifères salins, notamment, sont des sites géologiques prometteurs pour la séquestration du CO_2 . La dissolution du CO_2 dans l'eau salée de l'aquifère accroît la sécurité de la séquestration en réduisant le risque de relargage de CO_2 dans l'atmosphère.

Lorsque le CO_2 gazeux se dissout dans l'eau, il augmente la densité de la solution aqueuse, ce qui crée sous l'interface gaz/eau une couche de fluide plus dense au-dessus d'une solution moins dense dans le champ de gravité. L'instabilité de Rayleigh-Taylor qui en résulte accélère le transport du CO_2 dans la phase aqueuse et a donc un impact sur la séquestration à long terme de ce gaz à effet de serre.

Le but de cette étude [2] est de caractériser cette instabilité et d'être un guide simple pour des futures expériences en laboratoire sur la dissolution convective du CO_2 dans l'eau salée. Nous réalisons une analyse de stabilité linéaire afin d'évaluer la stabilité du profil diffusif du CO_2 dissous dans la phase aqueuse par rapport à la convection. Pour ce faire, nous utilisons une approximation de quasi-stationnarité (QSSA) suggérée par Tan et Homsy [3]. Contrairement à d'autres articles, nous ne mentionnons pas uniquement le temps et le nombre d'onde associés au démarrage de la convection mais nous incluons aussi le taux de croissance maximum et son nombre d'onde associé qui caractérise le mode le plus instable. Les résultats sont ensuite dimensionnalisés afin de pouvoir les comparer avec des expériences en laboratoire. Nous cherchons à examiner l'effet de paramètres contrôlables par l'expérimentateur, comme la pression en CO_2 gazeux, la concentration en chlorure de sodium (NaCl), et la température, sur les propriétés de l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui se développe lorsque du CO_2 se dissout dans une solution aqueuse. Nous observons que l'augmentation de la pression en CO_2 et de la concentration en NaCl déstabilise le système. Au contraire, la température est un facteur stabilisant, de sorte que le taux de croissance maximum diminue d'1,5% lorsque la température augmente de 20°C à 21°C . Cela montre l'importance du contrôle de la température du système durant les expériences modèles en laboratoire, afin d'améliorer la reproductibilité des mesures.

Nous présentons également des résultats concernant l'influence d'une réaction chimique simple consommant le CO_2 selon $\text{CO}_2 + \text{B} \rightarrow \text{C}$ sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor [4]. Nous observons que la présence d'une telle réaction chimique en phase aqueuse déstabilise le système. Ce résultat est important vu que les aquifères salins contiennent des roches et des minéraux dissous qui pourraient réagir avec le CO_2 . Ces réactions augmenteraient donc l'ampleur de la convection issue de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, accélérant ainsi le transport du CO_2 en phase aqueuse.

Références

1. IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change), Special Report on Carbon Dioxide Capture and Storage, 2005.
2. V. Loodts, L. Rongy, A. De Wit (en préparation), Convective dissolution of carbon dioxide in salted water.
3. C.T. Tan, G.M. Homsy (1986), Stability of miscible displacements in porous media : rectilinear flow, Phys. Fluids 29, 3549-3556.
4. V. Loodts (2012), Dissolution réactive et convective du dioxyde de carbone dans l'eau salée : analyse de stabilité linéaire, Mémoire de Master, Université Libre de Bruxelles, 62 p.

Instabilité convective à l'interface miscible entre deux fluides

Haudin Florence¹, Riolfo Luis A.¹, Knaepen Bernard², Homsy George M.³ et De Wit Anne¹

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

² Service de Physique Statistique et des Plasmas, Université Libre de Bruxelles (ULB), Bruxelles, Belgique,

³ Department of Mechanical Engineering, University of British Columbia, Vancouver, Canada.

`fhaudin@ulb.ac.be`

L'instabilité hydrodynamique de digitation visqueuse s'observe lorsqu'un fluide donné est injecté dans un autre fluide plus visqueux dans des milieux poreux ou dans des cellules de Hele-Shaw. La situation où l'on inverse les deux fluides, le moins mobile étant injecté dans le moins visqueux, est connue pour être stable d'un point de vue visqueux. Nous rapportons néanmoins dans cette situation la déstabilisation de l'interface miscible sous la forme de stries orientées dans la direction de l'écoulement. Le mécanisme proposé pour expliquer la formation de ce motif implique la différence de densité existant entre les deux fluides. En effet, lors de l'injection d'un fluide donné dans un autre de densité différente, un flux de Poiseuille se développe dans la cellule. Localement dans les régions où le fluide plus dense se trouve au-dessus du fluide moins dense, une instabilité de Rayleigh-Taylor se produit, générant de la convection et la formation de rouleaux.

Pour caractériser le développement de cette instabilité, nous avons réalisé une étude expérimentale dans une cellule de Hele-Shaw avec injection radiale. Les fluides injectés sont des solutions de glycérine ou de sucrose et les fluides déplacés des solutions d'eau colorée ou de glycérine. Le temps d'apparition de l'instabilité et la longueur d'onde du motif sont caractérisés en fonction des propriétés des deux fluides, du débit d'injection et de l'épaisseur de la cellule.

Advection chaotique en convection naturelle

L. Oteski, Y. Duguet, L. Pastur & P. Le Quéré¹

LIMSI-CNRS, UPR 3251, F-91403, ORSAY CEDEX, FRANCE

oteski@limsi.fr

De nos jours, la problématique du suivi de traceurs passifs constitue la clé de la compréhension du mélange lagrangien dans la limite non diffusive. Nous nous intéressons au phénomène d'advection chaotique dans un écoulement de convection naturelle, ici, la cavité différentiellement chauffée dans son approximation 2D. La cavité étudiée est choisie deux fois plus haute que large et est remplie d'air. Un gradient thermique est imposé entre les deux parois verticales tandis que les parois horizontales sont considérées adiabatiques. L'écoulement est traité sous l'approximation de Boussinesq et simulé par un code de Simulation Numérique Direct. Le suivi des particules y est alors implémenté par l'utilisation d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

L'écoulement eulérien résultant est dominé par une zone de recirculation stationnaire parcourant la cavité. Pour un nombre de Rayleigh (Ra) suffisamment élevé, une stratification horizontale vient caractériser le cœur. Par ailleurs, deux zones de détachement apparaissent dans les coins supérieur gauche et inférieur droit. Passé une valeur seuil $Ra = Ra_c$, l'écoulement subit une bifurcation de Hopf et devient donc instationnaire. Ce nouvel état se caractérise par l'oscillation périodique des deux zones décollées [1].

Du point de vue des particules, le fluide étant considéré comme 2D et incompressible, le système est hamiltonien. Le hamiltonien H du système correspond à la fonction de courant. A l'apparition de l'instationnarité, H passe d'un état intégrable à un état presque intégrable. En définissant une section de Poincaré (π) stroboscopique, on constate l'apparition de structures de types fer à cheval de Smale et tores KAM [2]. Par la détermination des zéros des fonctions de Melnikov associées aux orbites homo/hétéroclines de l'état de base stationnaire instable, nous mettons en évidence la possibilité de prédire l'apparition de zones mélangeantes. De même nous montrons que d'autres structures, agissant pour ou à l'encontre du mélange, émergent via la résonance des lignes de courant. Finalement, nous quantifions l'évolution du mélange avec Ra par l'utilisation de cartes de mélange. Ces cartes sont obtenues par l'intégration dans π d'un grand nombre de particules initialement placées autour des points fixes et périodiques instables de π .

Ce travail est financé par la Fondation EADS.

Références

1. S. Xin and P. Le Quéré, Natural convection flows in air-filled, differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls, *Numerical Heat Transfer, Part A*, **50** :437-466 (2006).
2. J. M. Ottino, *The Kinematics of Mixing : Stretching, Chaos and Transport*, 1989, Cambridge University Press.

Étude du piège de l'utriculaire : modèle élastique et comportements dynamiques associés

Coraline Llorens¹, Médéric Argentina¹ et Yann Bouret²

¹ Institut Non Linéaire de Nice, CNRS UMR 7335, Université de Nice Sophia-Antipolis, 06100 Nice, France

² Laboratoire J. A. Dieudonné, CNRS UMR 7351, Université de Nice Sophia-Antipolis, 06100 Nice, France
coraline.llorens@unice.fr

L'utriculaire est une plante carnivore aquatique dépourvue de racines. Elle se nourrit grâce au fonctionnement de nombreux petits pièges présents sur les ramifications de ses feuilles sous-marines. Chaque piège millimétrique est une outre déformable, refermée hermétiquement par une porte élastique. Une bête aquatique qui touche un des poils sensitifs du piège, entraîne son déclenchement. La proie et le liquide qui l'entoure sont aspirés en à peine quelques millisecondes, la porte du piège se referme instantanément, ne laissant alors aucune chance à la proie. Cette dernière est ensuite digérée grâce aux sécrétions des glandes membranaires de la paroi. L'eau est constamment rejetée hors du piège par les pompes membranaires, entraînant une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de l'outre.

La mécanique de la structure [1] et celle de la porte [2] ont déjà été étudiées mais aucun modèle n'a été proposé pour relier leur dynamique. Nous proposons ici un modèle mécanique simple pour déterminer l'énergie élastique de la porte, que nous incluons dans un modèle dynamique complet constitué d'un système de deux équations différentielles couplées pour la différence de pression et la position de la porte (ouverte ou fermée). À partir de ce modèle dynamique, nous déterminons les principaux paramètres caractéristiques et explorons les diverses zones du diagramme de phase par le biais de simulations numériques.

Grâce à ce modèle, nous prédisons les différents états possibles du piège : excitable, métronomique [3], ou même défaillant. Les résultats obtenus pour *Utricularia inflata* sont en accord avec les valeurs observées expérimentalement dans [2].

Références

1. O. Vincent, C. Weißkopf, S. Poppinga, T. Masselter, T. Speck, M. Joyeux, C. Quilliet and P. Marmottant, 2011, Ultra-fast underwater suction traps, Proc. R. Soc. B **278**, 2909-2914
2. M. Joyeux, O. Vincent and P. Marmottant, 2011, Mechanical model of the ultrafast underwater trap of *Utricularia*, Phys. Rev. E **83**, 021911
3. O. Vincent, I. Roditchev, P. Marmottant, 2011, Spontaneous Firings of Carnivorous Aquatic *Utricularia* Traps : Temporal Patterns and Mechanical Oscillations, PLoS ONE **6**(5), e20205

Dynamique nonlinéaire et hors-équilibre des membranes dans la biolubrification

Le Goff Thomas¹ & Pierre-Louis Olivier²

Institut Lumière et Matière, 10 rue Ada Byron 69622 Villeurbanne Cedex
thomlg2@hotmail.com

La lubrification dans les systèmes biologiques tels que les articulations, ou l'oeil est un enjeu important pour la médecine. Cependant, l'origine des très bas coefficients de frottement observés dans les systèmes sains, et les causes de l'augmentation de la friction dans les systèmes pathologiques restent mal compris. L'observation systématique de membranes lipidiques dans les systèmes de biolubrification suggèrent qu'elles jouent un rôle important dans la réponse mécanique et la friction.

Inspirés par cette problématique, nous étudions un système modèle, où une membrane est cisailée entre deux parois planes. Nous obtenons des équations effectives nonlinéaires et nonlocales pour la dynamique de la membrane dans la limite dite de lubrification. La dynamique résultante se révèle très riche et complexe et donne lieu à plusieurs régimes selon le taux de cisaillement. Alors que la dynamique à grande vitesse donne lieu à une dynamique chaotique s'apparentant à celle de l'équation de Kuramoto-Sivashinsky, la dynamique à faible vitesse donne lieu à une dynamique plus complexe, qui implique coarsening et sélection nonlinéaire de la longueur d'onde.

Finalement, les conséquences de la dynamique nonlinéaire de la membrane sur la friction macroscopique, et notamment la possibilité d'obtenir un comportement de type stick-slip seront discutées.

Références

1. A.A Golovin, A.A Nepomnyashchy, S.H Davis et M.A Zaks, "Convective Cahn-Hilliard models : from coarsening to roughening", *Physical Review Letters*, **86**, 1550 (2001).
2. G.I Golovin, "Instabilities, Pattern formation, and turbulence in flames", *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, **15**, 179 (1983).

The effect of the wake symmetry in biomimetic propulsion

Verónica Raspa¹, Ramiro Godoy-Diana¹, & Benjamin Thiria¹

PMMH UMR 7636 CNRS-ESPCI-UPMC Paris 6, Paris 7

`veronica.raspa@espci.fr`

We address here the understanding of how animal propulsion is related to flow physics in biomimetic locomotion. It is known that the wake pattern observed in a cross-section behind swimming or flying animals is typically characterized by the presence of periodical vortex shedding. However, depending on species, propulsive wakes are distinguished by their spatial ordering : symmetric (squid-like) or asymmetric (fish-like), with respect to the motion axis. We conducted a very precise experiment to analyse the role of the wake topology in propulsion generation. Self-propulsion is achieved by the flapping motion of two identical pitching rigid foils, separated by a distance d . By keeping the momentum input unchanged, we compared both symmetric and asymmetric flapping modes. For the entire parameters range, the symmetric squid-like mode proves to be more efficient for thrust generation than the fish-like asymmetrical one. We show that this difference is due to a pressure effect related to the ability of each wake to produce, or not, significant mixing in the near wake region.

Impact des cellules endothéliales sur la dynamique de croissance tumorale

Louise Viger, Martin Rosalie, Fabrice Denis & Christophe Letellier

CORIA UMR 6614, 675, Avenue de l'Université, BP 12, F-76801 Saint Étienne du Rouvray Cedex, France
vigerl@coria.fr

Comprendre la dynamique tumorale est essentiel pour la mise au point de traitements spécifiques à un type de cancer et, de surcroît, à un individu donné. Dans ce contexte, la modélisation de la croissance tumorale, de l'angiogenèse [1] ou de la réponse au traitement [2] présente un intérêt croissant. Notre objectif est de disposer, pour l'instant, d'un modèle générique pour la croissance tumorale prenant en compte non seulement la tumeur mais également les interactions avec son environnement. A partir d'hypothèses très générales, nous montrons qu'un tel modèle, décrivant les interactions de trois populations cellulaires en compétition (cellules hôtes, tumorales et immunitaires effectrices) sur un seul site tumoral [3] permet de reproduire certains des comportements cliniquement observés par les oncologues [4].

La limitation principale de ce modèle est qu'il n'est valable que sur un site tumoral. Afin d'être capables de modéliser la croissance multisites de tumeurs, il est donc nécessaire de placer ce modèle sur réseau. Toutefois, la croissance multisites de tumeurs s'accompagne nécessairement de l'angiogenèse, processus au sein duquel interviennent les cellules endothéliales. L'angiogenèse joue un rôle important dans la croissance des tumeurs; elle conditionne notamment le passage de la tumeur de la phase dite « avasculaire » à la phase « vasculaire », où la tumeur développe ses caractéristiques d'agressivité et d'invasion tissulaire (métastases) [5]. Il est donc nécessaire d'introduire une quatrième population dans le modèle précédent avant d'en faire un réseau pour modéliser la croissance multisites des tumeurs.

Dans cette contribution, nous introduisons les interactions des cellules endothéliales avec les trois populations précédentes au niveau d'un site tumoral. Nous étudions ensuite la dynamique d'un site tumoral où interagissent ces quatre populations. L'impact des cellules endothéliales sur la dynamique du système cellulaire est alors déterminé.

Références

1. A. R. A. ANDERSON AND M. A. J. CHAPLAIN, Continuous and discrete mathematical models of tumor-induced angiogenesis, *Bulletin of Mathematical Biology*, **60**, 857-899, 1998.
2. L. G. DE PILLIS, W. GU, A. E. RADUNSKAYA, Mixed immunotherapy and chemotherapy of tumor : modeling, applications and biological interpretations, *Journal of Theoretical Biology*, **238**, 841-862, 2006.
3. L. G. DE PILLIS, A. RADUNSKAYA, The dynamics of an optimally controlled tumor model : a case study, *Mathematical and Computer Modelling*, **37**, 1221-1244, 2003.
4. C. LETELLIER, F. DENIS, L. A. AGUIRRE, What can be learned from a chaotic cancer model? *Journal of Theoretical Biology*, à paraître.
5. J. FOLKMAN, Tumor angiogenesis : therapeutic implications, *The New England Journal of Medicine*, **18**, 1182-1186, 1971.

La dendrite à croissance spirale biphasée

Akamatsu Silvère *et al*¹

Institut des Nanosciences de Paris, UPMC - CNRS, 4 place Jussieu, 75005 Paris
akamatsu@insp.jussieu.fr

Les fronts de solidification dirigée de mélanges eutectiques binaires forment des structures multiphasiques auto-organisées (quasi) planaires, associées à des branches de solutions stationnaires périodiques des équations non-linéaires de la croissance gouvernée par la diffusion. De symétrie de base en bandes ou hexagonales, elles produisent en volume les microstructures eutectiques dites lamellaires et fibreuses, fameuses en ingénierie des matériaux en tant que microcomposites naturels. La question de la stabilité morphologique de ces structures de front propagatif est centrale dans un contexte de physique des systèmes étendus hors équilibre. La clé de la recherche dans ce domaine complexe, typique des problèmes à frontière libre, est l'expérimentation *in situ* utilisant des méthodes d'observation en temps réel de l'interface solide-liquide en cours de propagation, épaulée par les simulations numériques résolues en temps (champ de phase). Nous aborderons ici le problème, d'un grand intérêt pour les applications industrielles, de la solidification univariante d'alliages eutectiques ternaires. Dans ce cas, le solide reste biphasé, mais un des constituants du mélange joue le rôle d'une impureté rejetée par le solide, dont la diffusion dans le liquide peut déstabiliser le front de solidification à une échelle bien plus grande que la taille caractéristique de la microstructure de croissance biphasée couplée. On trouve expérimentalement et théoriquement que, quand l'impureté est de faible concentration, le front eutectique plan reste stable en dessous d'une vitesse de solidification seuil. Au-delà de ce seuil, à cause d'un couplage complexe entre la structure eutectique sous-jacente et la dynamique de l'instabilité cellulaire, l'instabilité du front effectif produit des ondes dérivantes, qui ne s'observent pas dans une instabilité de Mullins-Sekerka classique [1]. Plus loin au-dessus du seuil, on observe différents phénomènes dont les plus remarquables sont, outre la formation de grandes "cellules eutectiques", la formation de structures de type cristal-aiguille, à savoir le doigt biphasé et la dendrite (à croissance biphasée) spiralée. Le doigt biphasé, sorte de dendrite fendue (ou doublon) contenant, le long de son axe de symétrie, un mince cristal de l'autre phase solide. Les lois d'échelles de cette morphologie de croissance ont été étudiées théoriquement par Boussinot, Hüter et Brener [2]. La dendrite spiralée est une morphologie de croissance stationnaire bi-échelle, dont la sous-structure de croissance eutectique se produit à partir d'une structure spirale à la pointe [3]. Nous avons montré que les caractéristiques principales (pas de la spirale, rayon de courbure de la pointe de la dendrite) de cette structure sont sélectionnées, et suivent approximativement la loi d'échelle standard "en $\lambda^2 V$ " des eutectiques. La sélection morphologique ne nécessite pas d'effet d'anisotropie (voir [4]), et la dendrite spiralée peut changer de direction de croissance en fonction des variations de l'environnement. Cette morphologie a été reproduite par simulations en champ de phase par Pusztai et Granasy [5].

Références

1. M. Plapp, A. Karma, Phys. Rev. E, **60** 6865 (1999). Akamatsu, G. Faivre, Phys. Rev. E, **61** 3757 (2000).
2. G. Boussinot, C. Hüter, E.A. Brener, Phys. Rev. E, **83** 050601 (2011).
3. S. Akamatsu, M. Perrut, S. Bottin-Rousseau, G. Faivre, Phys. Rev. Lett., **104** 056101 (2010).
4. S. Akamatsu, S. Bottin-Rousseau, M. Serefoglou, G. Faivre, Acta Mater., **60** 3199 (2012).
5. T. Pusztai, L. Granasy, unpublished results.

Propagation d'une ligne en milieu désordonné : du régime linéaire à force critique de dépiégeage

Vincent Démery¹, Alberto Rosso², & Laurent Ponson¹

¹ Institut Jean Le Rond d'Alembert, CNRS et UPMC Université Paris 6, UMR 7190, F-75005 Paris

² Laboratoire Physique Théorique et Modèles Statistiques (UMR CNRS 8626), Université de Paris-Sud, Orsay
`vincent.demery@polytechnique.edu`

De nombreux systèmes peuvent être modélisés par la propagation d'une ligne dans un milieu désordonné : les parois de domaines magnétiques, les fronts de mouillage ou les fronts de fissure en rupture fragile (cf. Fig. ?? *Gauche*) ; nous avons utilisés ces derniers comme système modèle [Démery et al.(2012)]. Le comportement de cette ligne est régi par une équation comportant un terme élastique linéaire et un terme de désordre non linéaire. Cette équation a été longuement étudiée, en se concentrant sur deux observables : la rugosité de cette ligne et sa vitesse moyenne en fonction de la force imposée. De nombreuses lois d'échelle ont été établies, mais la détermination précise de la rugosité et de la valeur de la force critique n'ont pas encore été abordées.

Nous avons montré que dans le régime où l'équation de propagation était linéaire, la rugosité pouvait être prédite jusqu'à la *longueur de Larkin*. En étudiant la contrainte exercée par le milieu sur la ligne à cette échelle, on peut, en adaptant des arguments développés par Larkin pour les vortex dans les supraconducteurs, prédire la force critique. Des simulations numériques ont confirmé l'existence des deux régimes prédits par Larkin, et la très bonne précision des prédictions dans un des deux régimes, le régime *collectif*. Le deuxième régime, *individuel*, à fort désordre, est moins bien décrit par ces arguments simples.

Ces prédictions permettent de relier quantitativement les propriétés microscopiques des matériaux désordonnés avec leur énergie de surface effective, qui caractérise leur résistance macroscopique à la rupture.

Références

[Démery et al.(2012)] V. Démery, L. Ponson, and A. Rosso, ArXiv e-prints (2012), 1212.1551.

Forçage harmonique d'une plaque flexible : effet sur la résonance

Paraz Florine¹, Eloy Christophe¹, & Schouveiler Lionel¹

IRPHE UMR 7342 ; Aix-Marseille Univ ; CNRS ; F-13384 Marseille, France

paraz@irphe.univ-mrs.fr

Un grand nombre d'animaux aériens ou aquatiques se déplacent efficacement en utilisant le battement d'appendices flexibles (ailes ou nageoires). Les performances de leur propulsion sont fortement liées à la dynamique de ces appendices, en particulier au mouvement du battement du bord de fuite ainsi qu'à la formation de vortex résultante [1].

Pour mieux comprendre ce type de propulsion, une étude approfondie de la dynamique d'une plaque flexible soumise à un forçage harmonique est requise. Celle-ci est réalisée expérimentalement en considérant des plaques flexibles placées dans un écoulement stationnaire et uniforme d'un canal à eau. Un mouvement harmonique uniforme est imposé au bord d'attaque dans le plan transverse de la plaque et la réponse du bord de fuite à cette sollicitation est caractérisée. Les dépendances de cette réponse vis-à-vis du nombre de Reynolds, de la rigidité de la plaque et également de l'amplitude et de la fréquence du forçage du bord d'attaque sont étudiées.

Les expériences montrent une réponse harmonique de la plaque. Les fréquences de résonance obtenues sont comparées à la fréquence propre de la plaque. Une forte dépendance en amplitude a été mise en avant sur le premier pic de résonance de la réponse. En revanche les effets de variation du nombre de Reynolds et de la flexibilité de la plaque apparaissent négligeables. Afin d'interpréter ces résultats expérimentaux, une étude théorique bidimensionnelle est conduite. Elle consiste à considérer une plaque flexible d'envergure infinie immergée dans un fluide au repos [2] [3]. Le modèle théorique non-linéaire prédit convenablement la réponse de la plaque à un forçage harmonique notamment pour les fréquences de résonance.

Références

1. M. J. Lighthill, *Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency*, J. Fluid Mech. **44**, 265-301, 1970.
2. C. Eloy, N. Kofman and L. Schouveiler, *The origin of hysteresis in the flag instability*, J. Fluid Mech. **691**, 583-593, 2012.
3. T. Yao-Tsu Wu, *Swimming of a waving plate*, J. Fluid Mech. **10**, 321-344, 1961.

Corde et membrane élastique : une même tension induite par les ondes non linéaires

Luc Deike, Jean Claude Bacri, Martin Devaud, & Eric Falcon

Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, MSC, UMR 7057 CNRS, F-75 013 Paris, France, EU
luc.deike@univ-paris-diderot.fr

La propagation d'ondes élastiques linéaires sur une membrane mince peut être vue comme l'analogie à deux dimensions de celle se propageant sur une corde vibrante. Nous étudions l'existence d'une telle analogie dans le cas d'ondes non linéaires. Pour une corde vibrante élastique non linéaire, nous montrons analytiquement et expérimentalement que la tension T de la corde dépend de l'amplitude de vibration de l'onde a et de son nombre d'onde k selon $T \sim (ak)^2$. Dans le cas d'une membrane élastique flottante à la surface d'un fluide, nous mesurons la relation de dispersion des ondes à l'aide d'une mesure spatio-temporelle de la surface. Lorsque l'amplitude des ondes augmente, la tension globale de la membrane T croît. Nous montrons que cette surtension est induite par les oscillations non linéaires d'un mode propre de la membrane. L'amplitude de cette oscillation est trouvée être reliée à la tension par une loi analogue à celle de la corde vibrante [1].

Références

1. L. Deike, J. C. Bacri & E. Falcon, to be submitted to J. Fluid Mech. (2013).

Enseigner la recherche

Jérôme Hoepffner¹

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

La plupart d'entre nous sommes des enseignants-chercheurs. Nous avons appris à chercher en cherchant dans les laboratoires, au contact de nos aînés. Nous avons appris beaucoup de choses sur les bancs des amphithéâtres ; nous y avons appris des choses très utiles pour notre travail de chercheur, mais on se rend tout de même bien compte qu'il y manque quelque chose de fondamental. Certainement, l'enseignement manque souvent de pratique. Il manque beaucoup de travaux pratiques. Mais en fait, même les travaux pratiques manquent de quelque chose. Ce qui manque c'est cet instant où l'on se retrouve dans l'inconnu et le flou face à un phénomène, et où on se retrouve poussé à formuler les questions et réaliser les actions qui vont dissiper cet inconnu et ce flou. N'est-ce pas cela le travail du chercheur ?

Et bien donc, il faut que les étudiants fassent des stages de recherche. C'est effectivement à cette occasion qu'ils se rendent compte que l'encadrant ne connaît pas toutes les réponses, et qu'ils commencent à sentir ce que c'est que cet effort de "produire du tangible". On peut aussi, plutôt que des stages en laboratoire, imaginer des cours qui seraient des émulations de stage en laboratoire : des travaux pratiques ouverts dont l'encadrant lui-même ne sait pas répondre à toutes les questions. Oui, et c'est encore une fois l'école de la pratique.

S'il est vrai que nous apprenons beaucoup de choses sur les bancs des amphithéâtres, nous n'y sommes pas préparés au mieux à cette expérience de la pratique. Peut-être ne manque-t'il en fait pas grand chose. Lors de ma présentation, je vais décrire un nouveau cours proposé à l'UPMC, pour lequel j'essaie de trouver cet élément de transition manquant entre l'enseignement classique et la pratique de la recherche.

Effet d'un gradient de température radial sur le régime turbulent dans un système de Couette-Taylor

Savaro, Prigent, & Mutabazi¹

LOMC, UMR 6294, CNRS-Université du Havre
clement.savaro@etu.univ-lehavre.fr

La turbulence apparaît dans un grand nombre de phénomènes naturels et d'applications dans l'industrie ou les transports. Bien qu'étudiée depuis longtemps elle reste une énigme et la comprendre constitue donc un enjeu important. Le système de Couette-Taylor est un modèle très largement étudié en mécanique des fluides et dans l'étude de la turbulence quelle que soit l'approche : théorique [1], numérique [2] ou expérimentale [3]. La turbulence a aussi été longuement étudiée en convection notamment dans la convection de Rayleigh Bénard [4]. Nous nous intéressons ici à un cas peu étudié où la turbulence est générée dans un système de Couette-Taylor vertical soumis à un fort gradient radial de température. Dans les régimes non turbulents le gradient de température change grandement le comportement du système à cause de la cellule de convection qui se met en place [5,6]. Le seuil de déstabilisation de l'écoulement de Couette circulaire est abaissé et les rouleaux axisymétriques stationnaires sont remplacés par une hélice propagative. Mais, si le taux de rotation est suffisamment élevé par rapport au gradient de température, il y a formation de couches limites thermiques [7] et le cœur de l'écoulement ne semble plus être affecté par le gradient de température.

Le dispositif expérimental consiste en trois cylindres verticaux concentriques, un premier cylindre en aluminium anodisé noir de rayon $a = 2$ cm, un cylindre en verre de rayon $b = 2,5$ cm et un cylindre d'isolation en verre de rayon $c = 5$ cm. Des anneaux en Téflon solidaires au second cylindre définissent les extrémités supérieures et inférieures de l'entrefer pour une hauteur utile de $H = 55,4$ cm. Le cylindre intérieur peut être mis en rotation jusqu'à des fréquences de 5 Hz. Deux bains thermostatés munis de pompes faisant circuler de l'eau dans le cylindre intérieur et le cylindre d'isolation permettent d'imposer un gradient radial de température ΔT dans l'entrefer. L'écoulement est visualisé à l'aide de Kallioscope. Nous nous intéressons ici à l'effet d'un fort gradient de température sur les écoulements turbulents produits par la rotation du cylindre intérieur. Le seuil d'apparition de la turbulence et les propriétés de l'écoulement ont été déterminés et comparés au cas isotherme. Nous observons une diminution significative du seuil d'apparition de la turbulence en présence du gradient de température, ainsi qu'une augmentation de la taille des rouleaux turbulents.

Références

1. B. ECKHARDT, S. GROSSMANN AND D. LOHSE, Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow between independently rotating cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, **581**, 221-250 (2007)
2. DONG,S., Direct numerical simulation of turbulent Taylor-Couette flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **587**, 373-393 (2007)
3. C. DAVID ANDERHECK, S. S. LIU AND HARRY L. SWINNEY, Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, **164**, 155-183 (1986).
4. G.AHLERS, S. GROSSMANN AND D.LOHSE, Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 503-537 (2009).
5. , H. A. SNYDER AND S. K. F. KARLSSON, Experiments on the Stability of Couette Motion with a Radial Thermal Gradient, *Physics of Fluids*, **7** (10), 1696-1706 (1964).
6. V. LEPILLER, A. PRIGENT AND I. MUTABAZI Influence d'un gradient de température sur la stabilité des rouleaux de Taylor, *9ème Rencontre du Non-Linéaire*, 173-178 (2006)
7. , R. GUILLERM, Étude expérimentale des instabilités thermo-hydrodynamiques dans un système de Couette-Taylor, *Thèse*

Ondes non linéaires en écoulements en tuyau de fluide fortement rhéofluidifiant : régime asymptotique

Plaut Emmanuel¹, Roland Nicolas² & Nouar Chérif¹

¹ Lemta, UMR CNRS - U. Lorraine, 2 av. de la Forêt de Haye, TSA 60604, F - 54518 Vandœuvre cedex

² Max Plank Institute for Dynamics and Self-Organization, Bunsenstrasse 10, D - 37073 Göttingen
emmanuel.plaut@univ-lorraine.fr

Des expériences étudiant la transition vers la turbulence dans des écoulements en tuyau de fluides non newtoniens [1,2] ont montré l'existence d'un retard à l'apparition des « bouffées turbulentes » ('puffs'). Alors qu'en fluide newtonien elles apparaissent à partir d'un nombre de Reynolds Re , basé sur la vitesse débitante \overline{W} , le diamètre d et la viscosité ν , de l'ordre de 2000, en fluide non newtonien elles apparaissent à partir d'un nombre de Reynolds Re_p , basé sur la viscosité à la paroi ν_p , de l'ordre de 3000 à 8000. Pour modéliser cela, nous avons choisi de nous focaliser sur le cas de fluides purement visqueux ne présentant aucun effet élastique, mais obéissant à la loi de Carreau,

$$\nu = \nu_0 (1 + \lambda^2 D_2)^{(n-1)/2} \quad (1)$$

avec ν_0 viscosité au repos, λ temps caractéristique du fluide, $n < 1$ indice de rhéofluidification, D_2 second invariant du tenseur des taux de déformation. Cette loi est plus régulière qu'une loi de puissance, et l'approche dans le cas, pertinent expérimentalement, λ grand par rapport au temps d'advection. Nous avons choisi le modèle par calcul d'ondes non linéaires mis au point, dans le cas du tuyau, par [3]. Ces ondes seraient précurseurs voire support des bouffées turbulentes [4]. Ainsi leur seuil d'apparition en Reynolds, par bifurcation nœud-col, estimerait par valeur inférieure le Reynolds d'apparition des 'puffs'. Nous utilisons un code pseudo spectral pour calculer les ondes non linéaires, par continuation à partir du cas newtonien [5]. Nous présenterons des résultats pour un nombre d'onde azimuthal fondamental égal à 3, avec optimisation du nombre d'onde axial. Un régime asymptotique est atteint lorsque $\lambda \rightarrow +\infty$: le champ de vitesse de l'onde critique tend vers une limite, de même pour le nombre de Reynolds critique Re_p , qui se trouve dans les intervalles observés expérimentalement. Le calcul de la viscosité moyenne ν_m dans les ondes critiques montre que cette viscosité est la plus pertinente, puisque le nombre de Reynolds construit sur celle-ci reste quasiment indépendant de λ ,

$$Re_m(\lambda) = \overline{W}d/\nu_m \simeq Re(\lambda = 0) = 1251 \quad (2)$$

valeur newtonienne [3]. Cette viscosité ν_m est de l'ordre de grandeur de la viscosité moyenne ν_{mb} dans l'écoulement laminaire de base du fluide en loi de puissance approché lorsque $\lambda \rightarrow +\infty$, calculable analytiquement. Ceci nous permet de proposer une formule analytique pour le Reynolds d'apparition des ondes,

$$Re_p(\lambda \rightarrow +\infty) = (\nu_m/\nu_p) Re_m \simeq 1251 (\nu_{mb}/\nu_p), \quad (3)$$

qui pourrait être utilisée comme estimation par valeur inférieure du seuil de transition.

Références

1. M. Escudier, R. Poole, F. Presti, C. Dales, C. Nouar, C. Desaubry, L. Graham & L. Pullum. Observations of asymmetrical flow behaviour in transitional pipe flow of yield-stress and other shear-thinning liquids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **127**, 143 (2005).
2. M. Escudier, S. Rosa & R. Poole. Asymmetry in transitional pipe flow of drag-reducing polymer solutions. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **161**, 19 (2009).
3. H. Faisst & B. Eckhardt. Traveling waves in pipe flow. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 224502 (2003).
4. F. H. Busse. Visualizing the dynamics of the onset of turbulence. *Science* **305**, 1574 (2004).
5. N. Roland, E. Plaut & C. Nouar. Petrov-Galerkin computation of nonlinear waves in pipe flow of shear-thinning fluids : first theoretical evidences for a delayed transition. *Computers & Fluids* **39**, 1733 (2010).

Turbulence dans une cavité rotor/stator au voisinage du point critique du SF_6

Gautier Verhille, Cécile Lachize & Patrice Le Gal

IRPHE - UMR 6594, 49 Rue F. Joliot-Curie - BP 146, 13384 Marseille cedex 13
gautier.verhille@irphe.univ-mrs.fr

Les régimes extrêmes des turbo-pompes spatiales sont sources de phénomènes hydrodynamiques complexes qui peuvent s'avérer critiques pour leur fonctionnement : apparition d'instabilités, excitation de modes de vibrations, sources nouvelles de dissipation et de transferts thermiques. La compréhension et la prévision précise de l'hydrodynamique dans ces systèmes joue donc un rôle primordial pour la fiabilité et la performance de ces machines. Afin d'atteindre les très grands nombres de Reynolds (10^7 voire 10^8) de ces écoulements et de mettre également en évidence des résonances de modes propres de cavité induits par la compressibilité du fluide, nous avons réalisé l'étude expérimentale d'un écoulement de type rotor/stator dans de l'hexafluorure de soufre (SF_6) au voisinage de son point critique. En effet, dans ces conditions thermodynamiques particulières, à la fois la viscosité de ce fluide et sa vitesse du son diminuent significativement. Nos résultats obtenus dans une enceinte contenant du SF_6 à une pression allant jusqu'à 60 bars et à une température autour de $45^\circ C$, mettent en évidence des résonances de la cavité rotor/stator à des fréquences en accord avec notre modèle théorique qui s'appuie sur le modèle de résonateur de Helmholtz. Notre projet, à la croisée de deux disciplines - l'hydrodynamique et la thermodynamique nous permet également de nous intéresser au couplage entre les fluctuations turbulentes de l'écoulement et les fluctuations thermodynamiques du fluide lui-même. Nous décrivons donc les premiers résultats relatifs aux propriétés (spectres, densité de probabilité des fluctuations) de cette nouvelle turbulence compressible et/ou en interaction avec les fluctuations thermodynamiques du fluide sur lequel elle vit.

Coexistence Laminaire-Turbulent dans l'écoulement de Couette plan

Monchaux¹ & Couliou¹

Unité de Mécanique, ENSTA-ParisTech, 828 boulevard des Maréchaux, 91762 Palaiseau cedex
monchaux@ensta.fr

L'écoulement de Couette plan appartient à la classe des écoulements cisailés. Il est linéairement stable pour tout nombre de Reynolds mais est le siège d'une transition sous-critique à la turbulence pour des valeurs modérées de ce paramètre de contrôle [3,7]. Cette transition induit l'existence d'une plage de valeurs du paramètre de contrôle pour lesquelles les états laminaires et turbulents coexistent et donnent lieu à une dynamique spatio-temporelle complexe [2] pouvant même prendre la forme de motifs organisés en bandes obliques stables sur des échelles de temps longues[5]. Si la plupart de ces résultats ont été obtenus expérimentalement au cours des années 1990, les mécanismes associés sont encore largement incompris. Ceci explique le regain d'intérêt récent pour cette thématique qui a conduit à de nombreux travaux numériques [1,4,6].

Actuellement, les capacités numériques permettent d'obtenir une résolution suffisante pour capter l'ensemble des échelles pertinentes du problème. Néanmoins, les temps de calcul étant encore assez longs pour ces simulations en pleine résolution, il est difficile d'accumuler de nombreuses réalisations de l'écoulement. Pourtant, la nature des phénomènes observés, implique un traitement statistique mettant en jeu de grands échantillons de données qui sont plus faciles à obtenir expérimentalement. C'est avec cet état d'esprit que nous avons récemment mis au point un dispositif de Couette plan à l'Unité de Mécanique de l'ENSTA. Dans notre affiche, nous présentons le dispositif ainsi que l'arsenal de moyens de mesures que nous mettons progressivement en place pour obtenir des informations aussi quantitatives que possible sur les états de coexistence laminaire-turbulent, leur dynamique, leur appartition et leur disparition.

Références

1. D. Barkley and L. S. Tuckerman. Mean flow of turbulent laminar patterns in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 576 :109–+, March 2007.
2. S. Bottin, F. Daviaud, P. Manneville, and O. Dauchot. Discontinuous transition to spatiotemporal intermittency in plane Couette flow. *Europhysics Letters*, 43 :171–176, July 1998.
3. F. Daviaud, J. Hegseth, and P. Berge. Subcritical transition to turbulence in plane couette flow. *Physical Review Letters*, 69 :2511–2514, 1992.
4. Y. Duguet, P. Schlatter, and D. S. Henningson. Formation of turbulent patterns near the onset of transition in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 650 :119, April 2010.
5. A. Prigent, G. Grégoire, H. Chaté, O. Dauchot, and W. van Saarloos. Large-Scale Finite-Wavelength Modulation within Turbulent Shear Flows. *Physical Review Letters*, 89(1) :014501–+, June 2002.
6. J. Rolland and P. Manneville. Pattern Fluctuations in Transitional Plane Couette Flow. *Journal of Statistical Physics*, 142 :577–591, February 2011.
7. N. Tillmark and P. H. Alfredsson. Experiments on transition in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 235 :89–102, 1992.

Motifs turbulent-laminaire dans l'écoulement de Poiseuille plan

Laurette S. Tuckerman

PMMH-ESPCI-CNRS, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris

laurette@pmmh.espci.fr

La transition vers la turbulence est une des phénomènes les plus mystérieux dans la dynamique des fluides. Les régimes transitoires des écoulements cisailés présentent des motifs réguliers de bandes turbulentes et laminaires large et obliques. Ces motifs ont été étudié dans les écoulements de Couette circulaires [1,2,3] et plan [3,4,5]. Des motifs de bandes turbulentes et laminaires existent aussi dans l'écoulement de Poiseuille plan [6]. Nous avons simulé ces motifs numériquement en intégrant les équations de Navier-Stokes tridimensionnels avec le code Prism [7]. Afin de faciliter le suivi des motifs, nous imposons les conditions aux parois et une pression telle que :

$$u(y = \pm 1) = -2/3 \quad \int_{-1}^1 dy u(y) = 0 \quad u_{\text{laminaire}}(y) = -2/3 + (1 - y^2) \quad (1)$$

et nous utilisons un maillage de $81 \times 41 \times 512 = 1.7 \times 10^6$ points pour représenter un domaine rectangulaire dont les dimensions sont $10 \times 2 \times 40$ et qui est aligné dans la direction attendue des bandes, à un angle 24° de la direction de l'écoulement principal [4]. Démarrant nos simulations à $Re = 2000$ avec une condition initiale de turbulence uniforme, nous diminuons progressivement Re . Nous trouvons un motif de bandes pour $1550 \geq Re \geq 850$. Le motif se propage plus lentement que le flux moyen lorsque $Re > 1400$, c'est-à-dire vers la gauche dans le repère défini par (1), et plus rapidement lorsque $Re < 1400$. Pour $Re \geq 1100$, deux bandes sont présentes, donnant une longueur d'onde de 20, tandis qu'une bande est présente pour $Re \leq 1050$. A $Re = 1400$, le motif est stationnaire et deux rangées de structures sont superposées sur l'intervalle $-1 \leq y \leq 1$, avec une rangée correspondant à un signe de cisaillement.

Références

1. Coles D., *J. Fluid Mech.* **21**, 385 (1965) ; Andereck C.D., Liu S. Swinney, H.L., *J. Fluid Mech.* **164**, 155 (1986).
2. Meseguer A., Mellibovsky F., Avila M., Marques, F., *Phys. Rev. E* **80**, 046315 (2009) ; Dong S., *Phys. Rev. E* **80**, 067301 (2009).
3. Prigent A., Grégoire G., Chaté H., Dauchot O., van Saarloos W., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 014501 (2002) ; Prigent A., Grégoire G., Chaté H., Dauchot O., *Physica D* **174**, 100 (2003)
4. Barkley D., Tuckerman L.S., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 014502 (2005) ; Barkley D., Tuckerman L.S., *J. Fluid Mech.* **576**, 109 (2007) ; Tuckerman L.S., Barkley D., *Phys. Fluids* **23**, 041301 (2011).
5. Rolland J.,Manneville P., *J. Stat. Phys.* **142**, 577 (2009) ; Duguet Y., Schlatter P., Henningson D.S., *J. Fluid Mech.* **650**, 119 (2010) ; Duguet Y., Schlatter P. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 034502 (2010).
6. Tsukahara T., Seki Y., Kawamura H., Tochio, D., in Proc. 4th Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phen., pp. 935–940 (2005) ; Tsukahara T., Iwamoto K., Kawamura H., Takeda T, in Turbulence, Heat and Mass Transfer 5, ed. Hanjalic K., Jakirlic S. (2006).
7. Henderson R.D., Karniadakis G.E., *J. Comput. Phys.* **122**, 191 (1995).

Instabilité d'une onde plane d'inertie par résonance triadique

Pierre-Philippe Cortet¹, Guilhem Bordes², Frédéric Moisy¹ & Thierry Dauxois²

¹ Laboratoire FAST, CNRS, Univ Paris Sud, UPMC Univ Paris 06

² Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure de Lyon, CNRS et Université de Lyon

ppcortet@fast.u-psud.fr

Les fluides en rotation sont le support d'une classe d'ondes singulières, les ondes d'inertie, qui jouent un rôle fondamental dans la dynamique des écoulements géo- et astro-physiques. Ces ondes sont remarquables de par leur vitesse de groupe normale à leur vitesse de phase ainsi que par leur fréquence qui sélectionne leur direction de propagation mais pas leur longueur d'onde.

Nous présentons ici la première observation expérimentale de la déstabilisation d'une onde plane d'inertie par une instabilité paramétrique [1]. La motivation fondamentale de ce travail est le rôle clé joué par ce type d'instabilités par résonance triadique dans les transferts d'énergie entre échelles en turbulence en rotation. L'instabilité observée illustre en effet le mécanisme de base des transferts anisotropes vers des modes de vecteurs d'ondes toujours plus horizontaux (l'axe de rotation est vertical) qui construisent la bidimensionnalité de la turbulence en rotation.

L'instabilité que nous rapportons est analogue à celle que subit un pendule pesant forcé à deux fois sa fréquence propre. Dans le cas des ondes d'inertie, le paramètre est le taux de rotation Ω du fluide qui est modulé localement par la présence d'une onde de fréquence σ_0 . L'instabilité de l'onde primaire induit alors à travers une résonance non-linéaire un transfert d'énergie vers deux ondes secondaires de fréquences σ_1 et σ_2 plus faibles. Comme un continuum de fréquences peut être excité, σ_1 et σ_2 ne sont ici pas nécessairement égales à la moitié $\sigma_0/2$ de la fréquence d'excitation, mais vérifient la relation de résonance $\sigma_1 + \sigma_2 = \sigma_0$. En l'absence de dissipation, on retrouve la résonance paramétrique standard avec $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_0/2$. C'est la viscosité qui lève cette dégénérescence des fréquences σ_1 et σ_2 qui se répartissent alors de part et d'autre de $\sigma_0/2$.

Dans notre expérience, l'onde primaire est excitée par un générateur composé d'un empilement de plaques autour d'un arbre à cames qui reproduit les conditions aux limites d'une onde plane. Ce générateur est placé dans un aquarium rempli d'eau sur notre plateforme tournante. Grâce à une mesure des champs de vitesse par vélocimétrie par image de particules dans le référentiel tournant, nous montrons qu'après un régime transitoire, l'onde plane subit une instabilité qui conduit à l'excitation de deux ondes planes sous-harmoniques dont les vecteurs d'ondes sont systématiquement plus horizontaux que celui de l'onde primaire. Les transferts d'énergie à l'intérieur de cette triade d'ondes sont alors décrit quantitativement grâce à la décomposition de l'équation de Navier-Stokes en modes hélicoïdaux introduite par Waleffe en 1992 [2].

Nous montrerons que la direction —vers les grandes ou les petites échelles— des transferts d'énergie dépend de l'amplitude de l'onde primaire et de la viscosité. En turbulence en rotation, le bilan de cette compétition entre transferts directs et inverses est au coeur du problème complexe de la direction des cascades d'énergie.

Références

1. G. BORDES, F. MOISY, T. DAUXOIS, P.-P. CORTET, Experimental evidence of a triadic resonance of plane inertial waves in a rotating fluid, *Physics of Fluids*, **24**, 014105 (2012).
2. F. WALEFFE, The nature of triad interactions in homogeneous turbulence, *Physics of Fluids A*, **4** (2), 350 (1992).

Morphologies universelles d'interfaces fluides déformées par la pression de radiation acoustique ou électromagnétique

Chraïbi¹, Bertin¹, Wunenburger^{1,2}, Delville¹, & Brasselet¹

1 : Univ. Bordeaux, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

2 : UPMC, Institut Jean Le Rond d'Alembert, Paris, France.

`h.chraibi@loma.u-bordeaux1.fr`

Nous présentons la génération de morphologies universelles d'interfaces fluides par la pression de radiation, que la nature de l'onde soit acoustique ou électromagnétique. Des observations expérimentales montrent des déformations axisymétriques d'interfaces allant de formes en têtes, à des formes pyramidales. Nous montrons que ces formes sont le résultat du couplage entre la propagation de l'onde et la déformation des interfaces fluides. Ce résultat est justifié par des simulations numériques de propagation d'ondes dans les profils expérimentaux (équation d'Helmoltz axisymétrique et diphasique) et nous fournissons une interprétation quantitative basée sur les propriétés de guidage des ondes.

Références

N. Bertin, H. Chraïbi, R. Wunenburger J-P. Delville and E. Brasselet, Physical Review Letters, volume 109, page 244304 (2012)

Emergence d'une circulation grande échelle en turbulence 2D

Johann Herault¹, Guillaume Michel¹, François Petrelis¹ & Stephan Fauve¹

Laboratoire de Physique Statistique, 24 rue Lhomond 75005 Paris
jherault@lps.ens.fr

La cascade inverse d'énergie est l'une des propriétés les plus étonnantes des écoulements 2D turbulents. L'énergie est transférée des échelles d'injection aux structures grandes échelles, grâce aux termes non-linéaires des équations de Naviers-Stokes 2D. Lorsque la puissance injectée ϵ est suffisamment grande, l'échelle la plus grande de la cascade inverse est limitée par la taille du domaine, et l'énergie s'accumule à cette échelle. Ce phénomène est appelé condensation et une circulation à grande échelle (LSC) apparaît [2] [1].

L'émergence de cette LSC est continue quand ϵ est progressivement augmentée (la dissipation étant constante). Peu d'études traitent de la transition de la turbulence 2D au régime condensé [3] et du scénario d'apparition de cette circulation. Est-il possible de quantifier cette transition? Quelle est la structure de cette LSC? Telles sont les questions, que nous aborderons dans notre présentation à travers nos résultats expérimentaux.

Nous montrerons que l'apparition de la LSC peut être décrite par une approche "à la Landau" des transitions de phase à l'équilibre. Finalement nous discuterons de la structure de l'attracteur chaotique en fonction des différents paramètres de contrôles. Nous montrerons que le comportement de la LSC est tout à fait original car sa dynamique et sa structure se simplifient fortement en augmentant le forçage.

Références

- [1] B. Gallet, J. Herault, C. Laroche, F. Pétrélis, and S. Fauve. *Reversals of a large-scale field generated over a turbulent background*. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, August 2012.
- [2] J. Sommeria. *Experimental study of the two-dimensional inverse energy cascade in a square box*. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986.
- [3] H. Xia, M. Shats, and G. Falkovich. *Spectrally condensed turbulence in thin layers*. *Physics of Fluids*, December 2009.

Projecteurs de Dirac pour les systèmes hamiltoniens

C. Chandre¹, L. de Guillebon¹, [A. Back](#)¹, E. Tassi¹, & P.J. Morrison²

¹ Centre de Physique Théorique, CNRS – Aix-Marseille Université, Campus de Luminy, case 907, F-13288 Marseille cedex 09, France

² Department of Physics and Institute for Fusion Studies, The University of Texas at Austin, Austin, TX 78712-1060, USA

aurore.back@cpt.univ-mrs.fr

Obtenir une structure hamiltonienne pour un modèle physique, c'est-à-dire connaître le hamiltonien et le crochet de Poisson qui donnent les équations du mouvement, permet d'obtenir des informations précises sur la dynamique du système. Par exemple, à partir du crochet de Poisson on peut identifier des lois de conservation associées aux invariants, appelés invariants de Casimir. Plus généralement, la connaissance de la structure hamiltonienne permet d'appliquer de nombreux outils développés pour les systèmes hamiltoniens pour des études de stabilité ou des approches perturbatives (e.g. théorie KAM). Lorsqu'on veut imposer des contraintes sur la dynamique d'un système hamiltonien, la détermination du crochet de Poisson du système contraint n'est pas triviale. On utilise une méthode issue des multiplicateurs de Lagrange qui permet d'identifier un crochet de Poisson, le crochet de Dirac. À partir d'un système hamiltonien, on réussit alors à insérer les contraintes et obtenir ainsi un système sous contraintes qui a l'avantage d'être encore un système hamiltonien où les contraintes deviennent des invariants de Casimir.

On a mis en évidence le rôle des projecteurs dans les systèmes hamiltoniens afin de déterminer des crochets de Dirac dans le cadre de systèmes hamiltoniens contraints en dimension infinie. La théorie de Dirac nous a permis d'identifier des projecteurs particuliers, dits de Dirac, ainsi que des projecteurs orthogonaux. On a alors pu utiliser ces projections sur les équations de la magnétohydrodynamique (MHD) décrivant la dynamique d'un plasma à grande échelle d'un point de vue fluide, ainsi que sur les équations de Vlasov-Maxwell. Dans le cas de la MHD, la contrainte que l'on a imposée correspond à la condition d'incompressibilité du fluide. En ce qui concerne Vlasov-Maxwell, on a imposé la condition de champ magnétique constant (mais non-uniforme) et la condition de quasi-neutralité pour la version linéarisée du système. Cette méthode utilisant ces projecteurs a l'avantage de conserver la structure hamiltonienne d'un modèle donné tout en contraignant les équations. On obtient alors naturellement la structure hamiltonienne des équations de la MHD incompressible et des équations de Vlasov-Poisson.

Références

1. P.J. Morrison, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 467 (1998).
2. P. A. M. Dirac, *Can. J. Math.* **2**, 129 (1950).
3. C. Chandre, L. de Guillebon, A. Back, E. Tassi, P.J. Morrison *On the use of projectors for Hamiltonian systems and their relationship with Dirac brackets*, <http://fr.arxiv.org/abs/1205.2347>

Plankton intermittent dynamics ; characterizing extremes and analyzing multiscale dynamics using empirical mode decomposition

F.G. Schmitt¹, O. Anneville², & S. Souissi¹

¹ CNRS, Laboratoire d'Océanologie et de Géosciences, UMR 8187, F-62930 Wimereux, France

² INRA Thonon, France

francois.schmitt@univ-lille1.fr

Ecosystems are complex systems and ecosystem variability are characterized, in time and space, by large fluctuations at all scales. This is especially true of abundance fluctuations, where one typically finds huge fluctuations on a wide range of scales. New methods are needed to analyze and characterize these fluctuations.

Here this methodological paper applied to a biodiversity situation, considers two aspects :

- extreme abundance probabilities : we consider in particular the lognormal and hyperbolic models and assess their validity ;
- dynamics : we consider the multiscale dynamics of such highly variable series and characterize it using empirical mode decomposition (EMD) to find specific scales of variation. Empirical mode decomposition is a new time series analysis, especially useful for nonlinear and non stationary data.

The EMD approach is applied here on the logarithm of the time series and then exponentiated.

The analyses are performed on a phytoplankton abundance time series from Lake Geneva. We show that, using a few modes, the complex and bursty abundance series is reconstructed. Each mode has a characteristic scale, and this approach can also be used for detrending, or for smoothing applications.

This is the first application of the EMD method to biodiversity and marine ecology abundance time series. It can be applied even to short time series, with irregular sampling.

Stick-slip crack growth instability in adhesive tapes

Dalbe¹, Santucci², Cortet³, & Vanel¹

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

² Laboratoire de physique, CNRS, UMR5672, ENS Lyon, France

³ Laboratoire FAST, CNRS, Univ Paris Sud, UPMC Paris 06, France

`stephane.santucci@gmail.com`

We study experimentally the fracture dynamics during the peeling at a constant velocity of an adhesive tape. An original peeling setup which we have developed allows to peel the adhesive from a plane substrate while setting the mean peeling angle to a constant value. This experimental achievement is made possible by the coupled motions of the substrate and of the peeled tape end at identical velocities thanks to two electronically enslaved motors. Thanks to a high speed camera, we measure, in an intermediate range of peeling velocities, high frequency oscillations between phases of slow and rapid propagation of the peeling fracture. This so-called stick-slip regime is well known as the consequence of a decreasing fracture energy of the adhesive in a certain range of peeling velocity coupled to the elasticity of the peeled tape. We are able to access directly the peeling point dynamics and to study quantitatively the Stick-Slip features (Stick and Slip periods and velocities) as a function of the three control parameter which are relevant to the problem : the mean peeled tape length, the mean peeling velocity and peeling angle. We report various Stick-Slip peeling regimes depending on the imposed peeling velocity with periods of Stick and Slip either independent or proportional to V . In these experiments, controlling the peeling angle is a major improvement to understand the physics of adhesive peeling which is confirmed to be strongly dependent on the peeling angle, especially in the Stick-Slip regime. This general feature questions the validity of the usually admitted independence with the peeling angle of the fracture energy of adhesives.

Dynamical Heterogeneities close to the glass transition probed through nonlinear responses.

C. Brun¹, C. Crauste-Thibierge¹, D. L'Hôte¹, F. Ladieu¹, G. Biroli², J.-P. Bouchaud³, & M. Tarzia⁴

¹ SPEC/SPHYNX, CEA Saclay, DSM/Iramis, CNRS URA 2464, Bat 771, 91191 Gif sur Yvette, France.

² IPhT, CEA Saclay, DSM, CNRS URA 2306, Bat 774, 91191 Gif sur Yvette, France.

³ CFM, 23 rue de l'Université, 75007 Paris, France

⁴ LPTMC, UPMC, 4 Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 06, France

francois.ladieu@cea.fr

In the last 20 years, it was established [1] that relaxation in supercooled liquids occurs via groups of dynamically correlated molecules called Dynamical Heterogeneities (DH). These groups of typically N_{corr} molecules are extremely difficult to evidence both because N_{corr} is not macroscopic, and because their lifetime is finite. However, several experimental breakthroughs [1,2] have unveiled DH's. In particular, since 1996, Non Resonant Hole Burning experiments (NRHB) have convincingly shown [2] that the dynamics is heterogeneous at least in time : the various DH's do not have the same relaxation time τ , there is instead a whole distribution of τ around the typical value τ_α . In brief, NRHB experiments measure the nonlinear response produced by applying a strong field during a short time.

In this poster, we argue that nonlinear experiments can give more than what was originally expected in the late nineties, since they can yield informations about N_{corr} itself and not only reveal the existence of a distribution of τ 's. The interpretation of nonlinear experiments was indeed renewed in 2005 by two of us [3], who predicted that the cubic nonlinear response χ_3 is directly proportional to N_{corr} . The core of the argument is that χ_3 is related, through a Fluctuation Dissipation relation, to the four point correlation function which had just been recognised as being the suitable correlation function capturing the subtle correlations constituting the DH's. We shall review the results [4,5,6,7] that we have obtained on glycerol by using a specially designed experimental setup where χ_3 can be accurately measured. Our results were obtained close to the glass transition temperature T_g . We shall show results for two cubic nonlinear susceptibilities, namely $\chi_3^{(1)}$ (first harmonics) and $\chi_3^{(3)}$ (third harmonics). We shall see that :

- the moduli $|\chi_3^{(1or3)}|$ have a humped shape [4,5], and reach their maximum for an angular frequency of the order of $1/\tau_\alpha$. This shape had been predicted in [3], and is at odds of the monotonous behavior of the modulus $|\chi_{lin}|$ of the linear susceptibility.

- At equilibrium above the glass transition temperature, $\chi_3^{(1)}$ and $\chi_3^{(3)}$ have the same temperature dependance [5], which we interpret as being directly that of $N_{corr}(T)$.

- In the aging regime, where observables depend on the age t_a elapsed since the glass transition temperature T_g was crossed, one can extract the age dependance of N_{corr} from that of $|\chi_3^{(3)}|$. This yields the first direct observation [6] that N_{corr} increases with t_a , before reaching its equilibrium value when aging is over. By putting together our results above and below T_g , we follow the increase of N_{corr} with τ_α , when τ_α increases by 8 decades. This allows a stringent test of the theoretical approaches of the glass transition, such as RFOT.

Finally, we shall evoke a phenomenological toy model [7] that we built recently : it accounts fairly well for both the moduli and for the phases of $\chi_3^{(1or3)}$ with reasonable values of N_{corr} .

Références

1. R. Richert, J. Phys. : Condens. Matter **14**, R703 (2002).
2. B. Schiener, R. Böhmer, A. Loidl, and R. V. Chamberlin, Science, **274**, 752, (1996).
3. J.-P. Bouchaud, G. Biroli, Phys. Rev. B **72**, 064204 (2005).
4. C. Thibierge, C. Brun, F. Ladieu, D. L'Hôte, G. Biroli, J.-P. Bouchaud, Phys. Rev. Lett. **104**, 165703 (2010).
5. C. Brun, F. Ladieu, D. L'Hôte, M. Tarzia, G. Biroli, J.-P. Bouchaud, Phys. Rev. B **84**, 104204 (2011).
6. C. Brun, F. Ladieu, D. L'Hôte, M. Tarzia, G. Biroli, J.-P. Bouchaud, Phys. Rev. Lett. **109**, 175702 (2012).
7. F. Ladieu, C. Brun, D. L'Hôte, Phys. Rev. B **85**, 184207 (2012).

Washboard road, instabilité de tôle ondulée

Percier B.¹, Manneville S.¹, & Taberlet N.¹

laboratoire de physique de l'ENS de Lyon, 46 allée d'italie 69007 Lyon
baptiste.percier@ens-lyon.fr

Le passage répété de véhicules sur des routes de terre ou de sable est à l'origine de la formation d'un motif de rides. Ce phénomène, appelé *tôle ondulée* (ou *washboard road*) constitue un problème physique captivant de formation spontanée de motifs.

Afin d'étudier cette instabilité nous avons reproduit le phénomène à l'échelle du laboratoire. Un véhicule, constitué d'une simple lame inclinée à 45° , est tiré à vitesse constante sur une piste circulaire en sable de 5 m de périmètre. Cette lame est libre de se déplacer verticalement et l'on observe que si sa vitesse est supérieure à une vitesse critique alors son passage crée sur la piste un motif de rides. En vue de construire un modèle permettant de décrire ce phénomène nous avons mesuré les forces de portance et de traînée agissant sur une plaque charriant du sable à altitude et vitesse constante [1]. Ces mesures montrent que ces forces sont directement proportionnelles à la masse de sable transporté. Toutefois cette simple description ne suffit à modéliser correctement l'instabilité de tôle ondulée. Des mesures de forces plus complètes, réalisées en régime sinusoïdal forcé, conduisent à une meilleure connaissance de la dynamique de la lame. Ceci permet de construire une analyse de stabilité linéaire prédisant quantitativement la vitesse critique du phénomène ainsi que la longueur d'onde du motif [2].

Le seuil de l'instabilité est ainsi bien décrit. Cependant, il n'existe actuellement aucun travail concernant le régime non-linéaire responsable de la saturation de l'amplitude des rides. Nous présenterons alors des résultats expérimentaux et numériques portant sur l'amplitude des rides au-delà de la vitesse critique. Nous mesurons cette amplitude en fonction de l'écart au seuil ainsi que le temps de réponse que met le système pour atteindre un état stationnaire. Nous montrons alors pour la première fois que l'instabilité de tôle ondulée suit une bifurcation de type fourche super-critique.

Références

1. PERCIER B ; MANNEVILLE S ; MCELWAIN J.N ; MORRIS S.W ; TABERLET N *Lift and drag forces on an inclined plow moving over a granular surface*, Phys Rev E **84**, 051302(2011).
2. PERCIER B ; MANNEVILLE S ; TABERLET N *Modeling a washboard road : From experimental measurements to linear stability analysis*, Phys Rev E **87**, 012203 (2013).

Dilatance des matériaux granulaires sous cisaillement : vers un empilement plus compact ?

Nicolas Rivier¹

Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg (IPCMS), et Université de Strasbourg, 3, rue de l'Université F-67084 Strasbourg
`nick@fresnel.u-strasbg.fr`

L'empilement le plus dense d'un matériau granulaire dur et sec (modélisé par des sphères dures de même rayon et friction tangentielle infinie qui force les grains à rouler sans glisser les uns sur les autres, ou à perdre contact) est un problème d'optimisation à plusieurs composantes, dont les solutions se trouvent sur la frontière de l'espace des configurations : Les contacts entre grains sont, autant que possible, des barres rigides ("struts") de longueur minimale. Cette frontière est constituée de régions différentiables (un grain roulant sur un autre) séparés par des points où les grains sont bloqués (points de Pareto). Le problème d'optimisation consiste donc à identifier les points de Pareto dans un empilement quelconque, et à explorer physiquement (par cisaillement) l'espace de configurations pour atteindre un autre point de Pareto de densité plus élevée.

À tout empilement correspond une tessellation (Delone) en tétraèdres : Les sphères en constituent les sommets et les arêtes, les contacts physiques (struts) ou seulement topologiques (de longueur non-minimale). Il s'agit de minimiser le volume de tous ces tétraèdres qui remplissent l'espace. Chaque tétraèdre peut se déformer en un polygone de quatre struts et deux arêtes topologique opposées et perpendiculaires (trois alternatives), le mécanisme de la dilatance. Cette décomposition est cohérente sur toute la tessellation. L'empilement n'a alors que des circuits pairs de struts, et chaque grain peut donc rouler sans glisser sur ses voisins, répondre à un cisaillement, et explorer l'espace des configurations. Les points de Pareto sont immédiatement identifiables (configurations locales cubique compact ou similaire), ainsi que les configurations locales frustrées qui sont sur une ligne frontière de l'espace de configurations mais non-Pareto (comme par exemple cinq tétraèdres autour d'une arête commune), On a donc une représentation géométrique du problème d'optimisation. Notons que les points de Pareto sont aussi des points singuliers de la représentation duale de la tessellation de Delone (mousse de Voronoi).

La dilatance (empreinte de pied mouillée sur le sable) n'a été identifiée comme un paradoxe apparent qu'en 1885 par O. Reynolds. On l'explique simplement par un modèle minimal du sable constitué de sphères dures avec friction tangentielle infinie, empilées en tétraèdres et constituant un graphe (Delone). La poussée verticale du pied, une contrainte uniaxiale, cisaille le sable, force les grains à rouler les uns sur les autres, et les circuits impairs à s'ouvrir. Sous le pied, chaque tétraèdre se déforme pour ouvrir ses circuits triangulaires, augmente son volume et absorbe l'eau, qui est expulsée dans l'empreinte laissée par le pied.

Déformations plastiques dans un milieu granulaire avant une avalanche

A. Amon¹, R. Bertoni¹, & J. Crassous¹

Institut de Physique de Rennes UMR 6251, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France
axelle.amon@univ-rennes1.fr

Le comportement d'un empilement granulaire avant l'occurrence d'une avalanche est un domaine de recherche très actif lié à la prévention de ce type de risques. Une expérience typique pour étudier ce problème est l'inclinaison progressive d'une boîte remplie de grains jusqu'à la déstabilisation de l'empilement. Des expériences précédentes sur ce type de systèmes ont montré l'existence d'événements réguliers, appelés précurseurs, bien avant l'avalanche proprement dite [1]. Ces événements sont périodiques en terme d'incrément angulaire et, à notre connaissance, n'ont pas été pour le moment modélisés ni reproduits numériquement.

Nous avons étudié expérimentalement ce système en utilisant une méthode de mesure locale de la déformation que nous avons développée [2]. Nous avons pu ainsi visualiser le comportement du système dans sa profondeur lors de ces événements, en imageant le côté d'une boîte soumise à une inclinaison progressive. Ces mesures sont les premières donnant des informations quantitatives sur la part du système impliquée lors de ces événements, les mesures précédentes donnant soit des informations uniquement concernant la surface libre de l'empilement, soit des mesures indirectes reposant sur des procédés acoustiques. Nous avons mis en évidence l'existence de réarrangements localisés impliquant une dizaine de grains dès le tout début du processus d'inclinaison. A un angle donné, la densité de ces réarrangements décroît avec la profondeur. A une profondeur donnée, la densité d'événements plastiques croît brutalement avant l'occurrence d'une micro-rupture. Ces micro-ruptures correspondent bien aux précurseurs déjà observés auparavant. La profondeur à laquelle ils se produisent augmente linéairement avec l'angle d'inclinaison du système. Cette relation linéaire permet de recaler toutes les courbes obtenues à différentes profondeurs sur une unique courbe maîtresse, montrant ainsi qu'indépendamment de la profondeur, le nombre critique de réarrangements locaux se produisant avant une micro-rupture est le même. Comme la densité d'événements décroît avec la profondeur, l'angle auquel un précurseur se produit augmente avec la profondeur. La série de précurseurs débute aux environs de 15° , mettant en évidence un nouveau seuil de rupture interne pour le matériau bien avant l'avalanche finale [3].

Références

1. N. Nerone, M. A. Aguirre, A. Calvo, D. Bideau, and I. Ippolito, *Phys. Rev. E*, **67** 011302 (2003).
2. M. Erpelding, A. Amon, and J. Crassous, *Phys. Rev. E*, **78** 046104 (2008).
3. A. Amon, R. Bertoni, and J. Crassous, accepted for publication in *Phys. Rev. E*, arXiv :1211.5499.

Écoulement de Taylor-Couette déstabilisé par aspiration

T. Dessup¹ & L. Tuckerman²

¹ Département de Physique, Ecole Normale Supérieure, 75005 Paris, France

² PMMH, ESPCI, 10 Rue Vauquelin, 75005 Paris, France

tommy.dessup@ens.fr

1 Résumé

Un des problèmes centraux en astrophysique est de déterminer comment un écoulement en rotation peut perdre son moment cinétique et s'effondrer pour former les structures observées [1]. L'écoulement de Taylor-Couette constitue un modèle utile, possédant l'avantage d'avoir été largement étudié et d'être le lieu d'instabilités liées à la rotation.

Dans la configuration usuelle, sans aspiration, Rayleigh [2] et Taylor [3] ont montré que l'écoulement engendré par la seule rotation du cylindre extérieur est stable. Lorsque le cylindre intérieur est en rotation, l'écoulement se déstabilise vers des rouleaux toroïdaux axisymétriques $\mathbf{U}(r, z)$. Récemment les travaux de Gallet *et al.* [4] ont montré que cet écoulement peut être déstabilisé de manière non axisymétrique, $\mathbf{U}(r, \theta)$, par l'ajout d'un flux du cylindre extérieur vers cylindre intérieur, pour des valeurs d'aspirations et nombres de Reynolds suffisamment élevés.

Nous poursuivons cette étude en s'intéressant au cas tridimensionnel au travers d'un code numérique spectrale [5]. Dans un premier temps nous avons linéarisé ce code numérique non-linéaire autour de la solution laminaire statique de cet écoulement avec aspiration. Ceci confirme l'apparition d'instabilité dans le plan (r, θ) et permet d'étudier le développement de l'écoulement tridimensionnel.

Références

1. DUBRULLE, B. MARIÉ, L. NORMAND, C. RICHARD, D. HERSANT, F. ZAHN, J.-P., An hydrodynamic shear instability in stratified disks, *Astronomy & Astrophysics* **429**, 1-13 (2005)
2. LORD RAYLEIGH, On the dynamics of revolving fluids, *Proc. 4th Int. Cong. Appl. Mech.*, p. 54-91 (Cambridge, 1916)
3. G. I. TAYLOR, Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders, *Philos. Trans. R. Soc. London*, A223, 289-343 (1923)
4. GALLET, B. DOERING, C. R. SPIEGEL, E. A., "Destabilizing Taylor-Couette flow with suction", *Phys. Fluids* **22**, 034105, (2010).
5. WILLIS, A.P. KERSWELL, R.R., Turbulent dynamics of pipe flow captured in a reduced model : puff relaminarisation and localised edge states., *J. Fluid Mech.* **619**, 213-233 (2009).

Oscillations de cylindres confinés à faibles nombres de Reynolds

Benoît Semin¹, Astrid Decoene², Jean-Pierre Hulin³, & Harold Auradou³

¹ Laboratoire de physique statistique, ENS, 24 rue Lhomond, 75 005 Paris

² Département de mathématiques, Bât. 452, Campus Univ., 91 405 Orsay

³ Laboratoire FAST, Bât. 502, Campus Univ., 91 405 Orsay

benoit.semin@lps.ens.fr

L'interaction d'une fibre et d'un écoulement en milieu confiné se rencontre par exemple lors de l'injection par un écoulement de fibres optiques dans une fracture rugueuse ou lors de la déformation de biofilms dans un dispositif microfluidique ou dans un milieu poreux naturel. La compréhension de ces phénomènes nécessite la connaissance des forces sur les fibres [1].

Nous avons ainsi étudié expérimentalement et numériquement l'effet de la portance subie par un cylindre rigide confiné entre deux plaques parallèles proches, soumis à un écoulement perpendiculaire [2]. Dans une première configuration, le cylindre est attaché et ne peut pas se déplacer dans la direction de l'écoulement, mais il est libre dans la direction de l'ouverture de la cellule. Sa longueur est proche de la largeur de la cellule, et le rapport de son diamètre à la distance entre les plaques vaut 0,66.

Dans cette configuration, le cylindre se place au centre de la cellule aux très faibles nombres de Reynolds. Au-delà d'un nombre de Reynolds seuil de l'ordre de $Re_c \sim 20$ (calculé en utilisant la vitesse moyenne de l'écoulement et la distance entre les plaques), le cylindre oscille spontanément, parallèlement aux plaques, de manière très régulière.

Pour les cylindres de densité inférieure à 4 fois celle du fluide, l'amplitude de l'oscillation augmente au-delà du seuil jusqu'à saturer à cause de la présence des plaques. Pour des cylindres plus denses, l'oscillation cesse au-delà d'un second nombre de Reynolds seuil Re_r (environ 50), et le cylindre se centre de manière stable au milieu des deux plaques.

Cette instabilité n'est pas liée à l'émission de tourbillons de type Bénard-Von Kármán qui engendreraient une portance fluctuante capable de mettre en mouvement le cylindre. En effet, le nombre de Reynolds au-delà duquel l'écoulement est instationnaire lorsque le cylindre est fixé au milieu de la cellule vaut 110, ce qui est très nettement supérieur au seuil de l'instabilité étudiée. Le couplage entre le fluide et l'écoulement est donc essentiel à l'instabilité.

Pour mieux comprendre l'instabilité, nous avons étudié les forces exercées sur le cylindre en régime sinusoïdal forcé pour une large gamme de fréquences. Cela a permis de montrer que la position du cylindre est solution d'une équation de Van der Pol. Le terme inertiel de cette équation est liée à la masse du cylindre ainsi qu'à un terme de masse ajoutée liée à l'accélération du fluide. Le terme de raideur est lié à la force qui s'exerce sur un cylindre immobile décentré, et peut se justifier par la dissymétrie amont-aval de l'écoulement liée à l'inertie du fluide. Le terme proportionnel à la vitesse du cylindre, i.e. le terme déclenchant l'instabilité, est plus difficile à comprendre à l'aide d'arguments qualitatifs simples. Une étude des champs de pression a permis de montrer qu'il ne peut pas être interprété en utilisant la relation de Bernoulli.

Dans une deuxième configuration, le cylindre sédimente entre les deux plaques, il n'est pas attaché et peut tourner librement autour de son axe. Le cylindre oscille spontanément parallèlement aux plaques, avec des nombres de Reynolds seuils similaire à ceux de la première configuration. L'oscillation subsiste si le cylindre sédimente dans un fluide en écoulement : l'oscillation est particulièrement robuste.

Références

- [1] M. V. D'Angelo, B. Semin, G. Picard, M. E. Poitzsch, J. P. Hulin and H. Auradou "Single Fiber Transport in a Fracture Slit : Influence of the Wall Roughness and of the Fiber Flexibility", *Transp. Porous Med.* **84** 389-408 (2010).
- [2] B. Semin, A. Decoene, J.-P. Hulin, M.L.M. François and H. Auradou, "New oscillatory instability of a confined cylinder in a flow below the vortex shedding threshold", *J. Fluid Mech.* **690** 345-365 (2012)

Vortices catapult droplets in atomization

J. John Soundar Jerome¹, S. Marty², J-P. Matas², S. Zaleski¹ & J. Hoepffner¹

¹ UPMC Univ Paris 06 & CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France

² Laboratoire des Écoulements Géophysique et Industriels (LEGI), CNRS - Université Joseph Fourier, 38041 Grenoble Cedex 9, France

soundar@dalembert.upmc.fr

Atomization of a liquid stream with a gas stream parallel to its surface is studied numerically and experimentally. At large gas velocities, any disturbance on the liquid surface grows into a Kelvin-Helmholtz (KH) wave and the crest of the KH -wave forms a tongue that flaps as the wave grows downstream. Increasing the speed of the gas, the wave tongue breaks up and the resulting droplets are ejected into the gas stream at a considerably large angle. In a flow where most of the momentum is in the horizontal direction, it is paradoxical, to observe such acute droplet ejections. DNS computations and smoke visualisation clearly shows that the gas flow field over the liquid surface separates to form a recirculation vortex behind the KH -wave. The liquid tongue of the KH -wave breaks up, in the recirculation region, to form droplets. Moreover, when the density difference is sufficiently large, the recirculation region behind the KH -wave becomes unstable leading to vortex shedding at regular intervals. The liquid wave tongue is blown from below by the recirculation vortex which is then stripped off by the incoming gas to form droplets that are eventually catapult into the gas stream by the vortex that is being shed.

Stabilité d'un rideau visqueux

C. Perdigou¹, G. Pfingstag², A. Boudaoud³, & B. Audoly¹

¹ Institut Jean le Rond d'Alembert, UPMC, Paris

² Saint Gobain recherche, Aubervilliers

³ Laboratoire Reproduction et Développement des Plantes, Ecole Normale Supérieure, Lyon

`perdigou@dalembert.upmc.fr`

Nous étudions les rideaux visqueux en écoulement vertical libre, soumis seulement au champ de gravité. Un liquide visqueux s'écoule depuis une fente, ce qui forme un rideau liquide, de faible épaisseur. En s'étirant sous l'effet de la gravité, le rideau voit sa largeur diminuer. Une étude des contraintes locales montre que cet écoulement présente des directions compressives. Ceci rend possible l'apparition de modes de flambage dans la direction horizontale du rideau. Nous étudions numériquement le seuil d'apparition de tels modes en fonction du rapport d'aspect du rideau. Dans cette étude, l'effet de la gravité reste faible (petit nombre de Jeffrey), et la vitesse d'injection du fluide au niveau de la fente est grande par rapport aux vitesses horizontales qui sont à l'origine des contraintes compressives.

Solitons hydrodynamiques non-propagatifs

Leonardo Gordillo¹ & Nicolás Mujica²

¹ Laboratoire “Matière et Systèmes Complexes” (MSC), UMR 7057 CNRS, Université Paris 7 Diderot, 75205 Paris Cedex 13, France

² Departamento de Física, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile, Casilla 487-3, Santiago, Chile

leonardo.gordillo@univ-paris-diderot.fr

Les solitons hydrodynamiques non-propagatifs sont des structures localisées qui apparaissent dans des surface libres quasi-1D soumises à des vibrations verticales. Quand l’amplitude et la fréquence d’excitation sont appropriées, la surface du fluide peut développer une onde transverse localisée. Cela peut s’identifier comme la modulation du premier mode transverse de la surface par une enveloppe longitudinal avec une décroissance spatiale marquée vers l’extérieur. Contrairement au cas des solitons hydrodynamiques classiques, ce type de vague ne se propage pas. En plus, ces solitons doivent être générés par une perturbation artificielle qui ressemble le ballonnement de la structure.

Si bien les avances théoriques dans le sujet après la découverte des solitons non-propagatifs nous ont permis mieux comprendre les processus physiques qui gouvernent ce type d’onde, il y a toujours une quantité importante de questions qui restent non résolues. D’un coté, l’équation de Schrödinger non-linéaire avec dissipation et forçage paramétrique est sans doute le modèle correcte pour ce type particulier d’onde de Faraday : elle capture bien l’émergence de l’instabilité ainsi que la forme des solutions. Par contre, plusieurs d’autres phénomènes observés dans les expériences n’ont pas pu être prédits par l’équation, spécialement ceux qui apparaissent aux échelles de temps lents.

Dans cet exposé, on présentera un résumé des résultats de quatre ans de recherche dans le sujet. Des nouvelles mesures en utilisant techniques modernes, y comprise la vélocimétrie par images de particules (PIV), nous ont fourni des preuves expérimentales d’un couplage à tenir en compte avec les parois de la cuve qui contient le fluide. En plus, des mesures faites soigneusement pour longs temps nous ont permis étudier l’interaction des solitons avec d’autres objets : des parois, un fond incliné ainsi que d’autres solitons. Les résultats enrichissent sans doute le degré de connaissance de ce type d’onde hydrodynamique et des systèmes gouvernés par l’équation de Schrödinger non-linéaire avec dissipation et forçage paramétrique. Les résultats théoriques peuvent aussi aider à la modélisation des effets de bord dans des systèmes qui supportent solutions localisées.

Références

1. L. GORDILLO, *Non-propagating hydrodynamic solitons in a quasi-one dimensional free surface subject to vertical vibrations* Thèse de Doctorat. Universidad de Chile, Santiago de Chile (2012).
2. M. G. CLERC, S. COULIBALY, L. GORDILLO, N. MUJICA, AND R. NAVARRO, Coalescence cascade of dissipative solitons in parametrically driven systems, *Physical Review E*, **84** (3), 036205-78 (2011).
3. L. GORDILLO, T. SAUMA, Y. ZÁRATE, I. ESPINOZA, M.G. CLERC, AND N. MUJICA, Can non-propagating hydrodynamic solitons be forced to move?, *The European Physical Journal D*, **62**, 39-49 (2011).

Des vagues en forme d'étoile

Alphonse Leroux¹, Didier Clamond² et Jean Rajchenbach¹

¹ Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (CNRS-UMR 7336),

² Laboratoire Jean-Alexandre Dieudonné (CNRS-UMR 7351)

Université de Nice – Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2

`Jean.Rajchenbach@unice.fr`

Grâce à l'excitation paramétrique d'ondes de surface, nous avons mis en évidence l'existence d'une vague ayant alternativement la forme d'une étoile et d'un polygone. La symétrie de l'étoile (c'est à dire le nombre de ses branches) est indépendante de la forme du récipient, et varie avec les paramètres de vibration imposés. Nous montrons qu'un couplage résonant à trois vagues est à l'origine de la formation de telles vagues, quoique la pertinence d'un tel mécanisme ait été jusqu'à présent niée pour des vagues purement gravitaires.

Une nouvelle famille d'ondes scélérates dans les fibres optiques

S. Wabnitz¹, C. Finot², J. Fatome² & G. Millot²

¹ Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università degli Studi di Brescia, 25123, Brescia, Italy

² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS-Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France

stefano.wabnitz@ing.unibs.it

La dynamique des ondes extrêmes, également connues sous le terme d'ondes scélérates, suscite actuellement de nombreuses recherches dans des branches très variées de la physique [1]. En océanographie, les vagues scélérates se manifestent principalement en eaux profondes sous la forme d'un événement soudain d'une puissance capable d'anéantir un navire. Elles peuvent alors être modélisées par l'équation non-linéaire unidimensionnelle de Schrödinger (NLSE). La propagation de la lumière dans une fibre optique étant régie par une équation identique, l'optique non-linéaire constitue une plateforme d'étude idéale. Ainsi, en exploitant l'instabilité modulationnelle existant dans une fibre à dispersion anormale, l'émission de solitons géants dans un supercontinuum ou bien la toute première génération de solitons de Peregrine ont pu être menées à bien expérimentalement.

Des ondes scélérates peuvent également se manifester en eaux peu profondes. Bien que moins étudiées, leurs conséquences sont potentiellement tout aussi destructives : le croisement de courants se propageant dans des directions opposées peut conduire à une élévation considérable et brutale du niveau de l'eau et mener à des dégâts sévères sur les côtes. Nous montrons ici que de telles vagues scélérates, dénommées aussi ondes sneaker, peuvent également être générées dans des fibres optiques, dans le régime de dispersion normal exempt d'instabilité modulationnelle [2]. En effet, la remise en forme des trains d'ondes induite par la combinaison de la non-linéarité et de la dispersion normale est alors décrite par l'approximation semi-classique de l'ESNL, apparentée à l'équation non-linéaire en eaux peu profondes, également connue en hydrodynamique sous le nom d'équation de Saint-Venant.

Pour illustrer ce lien entre la génération des ondes sneaker et leur équivalent en optique fibrée, nous étudions numériquement et analytiquement l'évolution d'une onde optique continue affectée par un saut de fréquence. Cette condition initiale revient à considérer la collision entre deux courants opposés au voisinage d'une plage. Nous démontrons ici que cette modulation de fréquence se transforme progressivement en une impulsion intense avec une phase constante. Ces nouvelles structures non-linéaires présentent un profil très aplati, et, pour cette raison, nous les avons baptisées *flaticons*. Assez remarquablement et comme prédit par [3], les flaticons sont soumis à une évolution auto-similaire avec une augmentation continue de leur durée temporelle alors que leur puissance crête demeure constante.

Une autre spécificité des flaticons est leur capacité à fusionner : plusieurs flaticons entrant en collision peuvent former une impulsion scélérate dont la puissance augmente avec la racine carrée du nombre de flaticons impliqués. Nous discuterons également la génération de telles structures à partir d'une modulation de phase sinusoidale, facile à mettre expérimentalement en oeuvre ainsi que l'émergence de telles impulsions dans les communications optiques multiplexées en longueur d'onde. Nous montrerons enfin comment la génération de trains d'impulsions brèves, intenses et périodiques peut bénéficier de ce concept.

Références

1. N. AKHMEDIEV AND E. PELINOVSKY, Editorial - Introductory remarks on Discussion and Debate : Rogue Waves - Towards a Unifying Concept?, *Eur. Phys. J. Special Topics*, **185**, 1-4 (2010).
2. S. WABNITZ, C. FINOT, J. FATOME AND G. MILLOT, Shallow water rogue wavetrains in nonlinear optical fibers, *arXiv* 1301.0888.
3. G. BIONDINI AND Y. KODAMA, On the Whitham equations for the defocusing nonlinear Schrödinger equation with step initial data, *J. Nonlinear Sci.*, **16**, 435-481 (2006).

Expérience électro-optique générique de calculateur neuromorphique utilisant les transitoires complexes des dynamiques à retard

R. Martinenghi¹, A. Baylon-Fuentes¹, M. Jacquot¹, Y. Chembo¹ et L. Larger¹

FEMTO-ST / dpt. Optique, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon Cedex, France.
laurent.larger@univ-fcomte.fr

Nous présentons une des premières versions matérielles hybrides, optique et électronique, de calculateur neuromorphique inspiré par des principes identifiés dans le fonctionnement du cerveau. Ces principes ont été proposés récemment dans la littérature en informatique, traitement de l'information, et apprentissage machine [1,2,3], mais sont encore très peu connus de la communauté des dynamiques non linéaires. Les premières implémentations expérimentales basées sur une approche originale utilisant la complexité des dynamiques à retard, ont en effet été très récemment proposées avec succès, sur la base de systèmes dynamiques à retard avec des réalisations soit électroniques [4] soit optiques [5,6,7]. Nous proposons ici une expérience générique permettant d'illustrer ce nouveau concept de calcul, et de l'explorer afin de comprendre ses principes fondamentaux de fonctionnement dans le cas particulier des dynamiques non linéaires à retard.

Références

1. H. Jaeger, "The "echo state" approach to analysing and training recurrent neural networks," GMD Report 148 (2001).
2. W. Maass, T. Natschläger, and H. Markram, "Real-Time Computing Without Stable States : A New Framework for Neural Computation Based on Perturbations," *Neural Computation* **14**, 2531–2560 (2002).
3. D. Verstraeten, B. Schrauwen, M. D'Haene, and D. Stroobandt, "An experimental unification of reservoir computing methods," *Neural Networks*. (2007).
4. L. Appeltant, M. C. Soriano, G. Van der Sande, J. Danckaert, S. Massar, J. Dambre, B. Schrauwen, C. R. Mirasso, and I. Fischer, "Information processing using a single dynamical node as complex system," *Nature Commun.(London)* **2**, 1–6 (2011).
5. L. Larger, M. C. Soriano, D. Brunner, L. Appeltant, J. M. Gutierrez, L. Pesquera, C. R. Mirasso, and I. Fischer, "Photonic information processing beyond Turing : an optoelectronic implementation of reservoir computing," *Opt. Express* **20**, 3241–3249 (2012).
6. R. Martinenghi, S. Rybalko, M. Jacquot, Y. K. Chembo, and L. Larger, "Photonic Nonlinear Transient Computing with Multiple-Delay Wavelength Dynamics," *Phys. Rev. Lett.* **108**, 244101 (2012).
7. D. Brunner, M. C. Soriano, C. R. Mirasso, and I. Fischer, "Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states," *Nature Commun.(London)* **4**, 1364 (2013).

Caractérisation des régimes de synchronisation d'un laser bifréquence auto-injecté

Romanelli, Wang, Brunel, & Vallet

Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1 - CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France

marco.romanelli@univ-rennes1.fr

Nous avons étudié récemment la possibilité de verrouiller le battement entre les deux modes d'un laser bifréquence sur une référence donnée par un oscillateur local radiofréquence [1]. A cette fin, nous avons mis en œuvre une boucle de rétroaction tout optique, comportant une réinjection décalée en fréquence d'un mode dans l'autre.

Il apparaît que deux régimes de synchronisation distincts sont possibles. Lorsque la différence de fréquence $\Delta\nu$ entre le battement et l'oscillateur local est inférieure à une fréquence f_A déterminée par le taux de réinjection, il y a verrouillage de phase entre les deux oscillateurs, c'est-à-dire que la phase entre le battement et la référence est constante. Pour $\Delta\nu > f_A$, un régime d'accrochage de fréquence sans accrochage de phase apparaît. Dans ce régime, appelé aussi *phase bornée* [2,3], la phase relative n'est pas stationnaire, mais oscille en fonction du temps. Cependant aucun des deux oscillateurs ne prend jamais "un tour d'avance" sur l'autre; l'accrochage en fréquence est donc préservé. Le régime de phase bornée étend la plage de synchronisation au delà de f_A , jusqu'à une valeur f_B du désaccord. f_B est typiquement de l'ordre de $\sqrt{2}f_A$. Enfin, lorsque $\Delta\nu > f_B$, les deux oscillateurs ne sont plus synchronisés, et la phase relative dérive indéfiniment.

Nous avons caractérisé expérimentalement ces trois régimes, et comparé ces résultats à des simulations numériques basées sur le modèle décrit en [1]. Expérimentalement, on a accès à tout instant à l'amplitude et à la phase du battement généré par les deux modes laser. Il est alors commode de représenter graphiquement ce battement dans un référentiel tournant à la fréquence de l'oscillateur local. Dans ce référentiel plan, le régime de verrouillage de phase apparaît comme un point fixe. Ce point fixe devient un cycle limite qui n'entoure pas l'origine du plan lorsque $\Delta\nu$ devient supérieur à f_A . Autrement dit, la transition phase constante-phase bornée est une bifurcation de Hopf. Quand $\Delta\nu$ augmente, le cycle limite se rapproche de plus en plus du point origine, jusqu'à le contenir quand $\Delta\nu = f_B$ et puis l'entourer lorsque $\Delta\nu > f_B$. Aucun changement qualitatif ne se produit à la transition phase bornée-décrochage complet; f_B n'est donc pas un point de bifurcation, contrairement à f_A .

Cependant, la mesure du spectre de bruit de phase du battement montre que sa pureté spectrale est essentiellement la même en régime de phase verrouillée et de phase bornée. Dans les deux cas, la stabilité de phase sur le long terme de l'oscillateur local est reportée sur le battement optique. Au contraire, la transition phase bornée-décrochage complet est marquée par une brusque remontée du bruit de phase, qui devient essentiellement celui du battement en régime "libre". Ce comportement est confirmé par nos simulations.

Ces résultats montrent que le régime de phase bornée est un régime de synchronisation à part entière. La plage de synchronisation est donc bien plus large que l'intervalle $-f_A < \Delta\nu < f_A$ dans lequel la phase relative est constante.

Références

1. J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, *Phys. Rev. A* **86**, 033815 (2012); J. Thévenin, M. Romanelli, M. Brunel, M. Vallet, and T. Erneux, *Comptes-Rendus de la 15e Rencontre du Non-Linéaire*, 197 (2012).
2. B. Kelleher, D. Goulding, B. Baselga Pascual, S. P. Hegarty, and G. Huyet, *Phys. Rev. E* **85**, 046212 (2012).
3. S. Wicczorek, B. Krauskopf, T. B. Simpson, and D. Lenstra, *Phys. Rep.* **416**, 1 (2005).

Formulation hamiltonienne intrinsèque de la gyrocinétique

de Guillebon¹, Vittot¹, Brizard², & Morrison³

¹ Centre de Physique Théorique (CPT), Aix-Marseille Université, Marseille, France

² Saint Michael's College, VT, USA

³ Institute for Fusion Studies, The University of Texas at Austin, Austin, TX, USA

`de-guillebon@cpt.univ-mrs.fr`

La gyrocinétique est un modèle-clef utilisé de nos jours pour comprendre la dynamique des plasmas de fusion, et de façon plus générale la turbulence plasma à petite échelle [1]. La formulation de ce modèle présente encore plusieurs difficultés qui pourraient amener à reconsidérer ses équations de base. Nous avons clarifié deux d'entre elles.

D'une part, l'une des coordonnées de la gyrocinétique présentait des problèmes dans sa définition [2,3]. En particulier, elle impliquait une dépendance de jauge non-physique. Afin de remédier à cette difficulté, une coordonnée contrainte appropriée a été introduite, ce qui permet d'envisager une formulation intrinsèque de la gyrocinétique.

D'autre part, le couplage entre le plasma et le champ électromagnétique n'était pas introduit de manière satisfaisante. En particulier, la réduction était obtenue en l'absence de couplage, et la dynamique couplée était ensuite restaurée par une simple juxtaposition des équations du mouvement. La difficulté liée à cette méthode est qu'elle n'assure pas la préservation de la structure des équations de base. En utilisant la structure hamiltonienne de la dynamique, nous avons mis en place le couplage de façon plus consistante [4], avec d'intéressantes conséquences sur les équations gyro-cinétiques.

Références

1. A. J. Brizard et T. S. Hahm, "Foundation of nonlinear gyrokinetic theory", *Rev. Mod. Phys.* **79** (2006), 421–468.
2. L. E. Sugiyama, "Guiding center plasma models in three dimensions", *Phys. Plasmas* **15** (2008), 092112.
3. J. W. Burby and H. Qin, "Gyrosymmetry : global considerations", *Phys. Plasmas* **19** (2012), 052106.
4. "Magnetic moment type of lifting from particle dynamics to Vlasov-Maxwell dynamics ", P. J. Morrison, M. Vittot, L. de Guillebon, accepté dans *Physics of Plasmas*.

Spectral dynamics and Predator-Prey oscillations in turbulence in fusion plasmas

Ö. D. Gürcan, P. Morel, V. Berionni

LPP, Ecole Polytechnique, CNRS UMR 7648,91128 Palaiseau, France
ozgur.gurcan@lpp.polytechnique.fr

Plasma turbulence, which is mostly responsible for the heat and particle losses that limit magnetic confinement, is an important problem in fusion devices. The coupling between small scale plasma turbulence and mesoscale flow structures such as Zonal Flows or GAMs constitute one of the main mechanisms by which the plasma self-regulates. The behavior of this coupling is in some ways similar to the dynamics of Predator-Prey type population models, where the drift wave turbulence and zonal flows play the roles of prey and predator species respectively. The intuition obtained from the study of predator-prey models, as toy models of plasma turbulence are frequently used in order to understand the complex dynamics of magnetised plasmas[Diamond et al.(1994)]. Strong experimental indications for this dynamical behaviour has recently been observed in various machines during the low to high confinement (L-H) transition[Estrada et al.(2010)]. Using a strongly reduced cascade model, developed specifically for plasma turbulence in fusion devices[Gürcan et al.(2009)], we show that such oscillations may also appear in a cascade model in the form of pulses propagating down the scale space[Berionni and Gürcan(2011)]. A detailed study of the oscillations in this model leads to simple but non-trivial predictions for the relations between zonal-flow and turbulence levels in the dynamical state as quantities “averaged over the predator-prey oscillation period”. This prediction is tested with a gyrokinetic LES implementation[Morel et al.(2011)] of the GENE code[Jenko et al.(2000)], which allows one to vary independently the injection and the dissipation by varying plasma parameters and hyperviscosity coefficients.

Références

- [Diamond et al.(1994)] P. H. Diamond, Y.-M. Liang, B. A. Carreras, and P. W. Terry, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2565 (1994).
- [Estrada et al.(2010)] T. Estrada, T. Happel, C. Hidalgo, E. Ascasibar, and E. Blanco, *Europhysics Letters* **92**, 35001 (2010).
- [Gürcan et al.(2009)] Ö. D. Gürcan, X. Garbet, P. Hennequin, P. H. Diamond, A. Casati, and G. L. Falchetto, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 255002 (2009).
- [Berionni and Gürcan(2011)] V. Berionni and Ö. D. Gürcan, *Physics of Plasmas* **18**, 112301 (2011).
- [Morel et al.(2011)] P. Morel, A. B. nón Navarro, M. Albrecht-Marc, D. Carati, F. Merz, T. Görler, and F. Jenko, *Physics of Plasmas* **18**, 072301 (2011).
- [Jenko et al.(2000)] F. Jenko, W. Dorland, M. Kotschenreuther, and B. N. Rogers, *Phys. Plasmas* **7**, 1904 (2000).

Condensat de Bose-Einstein et superfluidité en dimension deux

Laurent Longchambon¹ *et al*

Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS and Université Paris 13, 99 Avenue J.-B. Clément, F-93430 Villetaneuse, France

laurent.longchambon@univ-paris13.fr

Les atomes ultra-froids permettent d'observer des effets quantiques macroscopiques dans des environnements bien contrôlés qui permettent de tester des systèmes modèles avec une grande précision et d'observer une riche palette de comportements collectifs. La condensation de Bose-Einstein en est l'une des manifestations les plus spectaculaires, avec l'émergence d'une fonction d'onde macroscopique pour l'ensemble des atomes bosoniques d'un nuage ultra froid[1]. Lorsque l'on tient compte des interactions entre les atomes du condensat, l'évolution temporelle de cette fonction d'onde est alors décrite par une équation non linéaire : l'équation de Gross-Pitaevskii. Celle-ci introduit une analogie importante entre la condensation de Bose-Einstein et l'optique non linéaire.

Dans nos travaux nous utilisons les atomes ultra froids comme modèle pour étudier la superfluidité, phénomène complexe mis en évidence à l'origine dans l'hélium liquide. Nous étudions tout particulièrement la nature de la superfluidité pour un condensat confiné en dimension deux. Les phénomènes de condensation de Bose-Einstein et de superfluidité sont reliés, et ils apparaissent simultanément à 3D dans un gaz de bosons en interaction faible. Ce n'est pas le cas en dimension deux et la superfluidité est gouvernée par la physique de la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT), qui met en jeu l'apparition spontanée de paires de vortex/antivortex dans le nuage atomique[2].

Dans notre expérience nous observons les modes d'excitations collectives d'un gaz d'atomes de Rubidium 87 refroidi à des températures inférieures à 100 nanoKelvins. Ces modes correspondent à des modes d'oscillation dans le potentiel piégeant et certains d'entre eux sont caractéristiques de la présence d'une fraction superfluide. Leur fréquence est également modifiée par le confinement à deux dimensions, et par la présence de la fraction thermique non condensée[3].

Une des caractéristiques remarquables d'un superfluide est sa faculté de s'écouler sans dissipation. Alors que les études d'écoulements permanents d'hélium superfluide ou de courants permanents de supraconducteurs datent de plusieurs dizaines d'années, l'analogie atomique d'un gaz en rotation dans un piège annulaire n'en est qu'à ses débuts. Nous allons dans un futur très proche étudier la superfluidité de gaz dégénérés en géométrie annulaire. Dans cette géométrie la circulation de la vitesse du superfluide est quantifiée et nous avons montré que la stabilité de l'écoulement dépend d'une vitesse angulaire critique[4]. Nous nous intéresserons en particulier au cas d'un gaz en dimension 2, ce que nous obtiendrons en rendant les fréquences d'oscillation transverse et radiale très différentes. Le régime 2D est également favorable à l'observation directe de vortex. Le régime 1D pourra être atteint en réduisant le nombre d'atomes et en utilisant la valeur maximale du gradient de champ magnétique. La situation devrait alors être totalement différente, puisque l'existence de vortex dans l'épaisseur de l'anneau n'est pas permise en dimension un.

Références

1. F. D'Alfaro *et al*, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
2. Z. Hadzibabic *et al*, *The trapped two-dimensional Bose gas : from Bose-Einstein condensation to Berezinskii-Kosterlitz-Thouless physics*, New Journal of Physics **10**, 045006 (2008).
3. T. Simula *et al*, *Superfluidity of an interacting trapped quasi-two-dimensional Bose gas*, Physical Review A, **77**, 023618 (2008).
4. R. Dubessy *et al*, *Critical rotation of an annular superfluid Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **86** 011602(R) (2012).

Dynamique et topologie des vortex magnétiques

Alberto Verga¹

Université d'Aix-Marseille, IM2NP. Faculté de sciences, Marseille.
alberto.verga@univ-amu.fr

Le champ d'aimantation dans les métaux ferromagnétiques ou chiraux (possédant un fort couplage spin-orbite), peut prendre des configurations ayant une topologie non triviale, comme des vortex et skyrmions. Ces textures évoluent sous l'action d'un courant polarisé en spin, par l'effet de spin-transfert torque, et au-dessus d'un seuil, changent de topologie : le cœur du vortex est renversé, le skyrmion s'annihile, des nouveaux vortex sont générés [1]. Du point de vue microscopique, le système se compose d'un réseau de spins fixes couplés aux spins itinérants par l'interaction d'échange. Dans la limite continue, l'approximation quasi-adiabatique permet d'éliminer les électrons, et d'obtenir une équation de Landau-Lifshitz complétée par un terme de spin-transfert torque. Or, cette équation conserve la topologie de l'aimantation. Dans ce travail, on met en évidence les mécanismes de changement de topologie, à partir d'un modèle semi-classique pour les spins fixes et quantique pour les spins itinérants. La dynamique des électrons est gouvernée par l'équation de Heisenberg,

$$i\hbar\dot{c}_i(t) = H_e(t, S_i)c_i(t), \quad (1)$$

où c_i est l'opérateur d'annihilation d'un électron au site i d'un réseau carré, et où l'hamiltonien H_e contient, en plus de l'énergie cinétique, les potentiels d'impuretés et les champs appliqués, le couplage J_s avec les spins fixes S_i . Le champ d'aimantation $S_i(t)$ évolue avec la loi (Landau-Lifshitz)

$$\hbar\frac{\partial}{\partial t}S_i = S_i \times (f_i + J_s s_i), \quad (2)$$

avec f_i le champ magnétique effectif (créé par les couplages d'échange, spin-orbite, anisotropie, etc.) et $s_i = \frac{\hbar}{2}\langle c_i^\dagger \boldsymbol{\sigma} c_i \rangle$ le spin des électrons ($\boldsymbol{\sigma}$ est le vecteur des matrices de Pauli). À la différence de l'approche micromagnétique, des effets fortement non-adiabatiques (localement les spins fixes peuvent suivre les spins électroniques) constituent une source de topologie. En effet, les spins itinérants génèrent un champ magnétique interne,

$$b = \mathbf{n} \cdot \partial_x \mathbf{n} \times \partial_y \mathbf{n}, \quad \mathbf{n} = \mathbf{s}/s. \quad (3)$$

par l'intermédiaire d'un champ de jauge \mathbf{a} lié au changement d'axe de quantification en chaque point $\mathbf{x} = (x, y) : b = \hat{z} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})$.

Le résultat principal de ce travail est que le torque non-adiabatique $\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}(\mathbf{x}, t)$, dans la limite continue, contient un terme source de topologie dont la forme est,

$$\boldsymbol{\tau} = \beta_s \mathbf{s} \times (\mathbf{v}_s \cdot \nabla \mathbf{s}), \quad (4)$$

où $\psi = \psi(\mathbf{x}, t)$ est le spinor des électrons, et \mathbf{v}_s la vitesse des spins itinérants; β_s est une constante sans dimensions caractéristique de la dissipation. Ce terme apparaît naturellement dans la limite non-adiabatique, dans laquelle l'écart du spin fixe par rapport à sa valeur moyenne est donné par la valeur du spin des électrons $\delta \mathbf{S} \sim \mathbf{s}(\mathbf{x}, t)$. L'intégration numérique directe des équations couplées spins fixes-électrons montre la riche phénoménologie du changement de topologie.

Références

1. R. G. ELIAS AND A. VERGA, Topological changes of two-dimensional magnetic textures, arXiv :1301.0924 [cond-mat.mes-hall] (2013).

Effets de quantification d'une association onde-particule soumise à une force centrale

S. Perrard¹, M. Labousse^{1,2}, M. Miskin^{1,3}, E. Fort², & Y. Couder¹

¹ Matière et Systèmes Complexes, Université Paris Diderot, CNRS - UMR 7057, Bâtiment Condorcet, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris, France

² Institut Langevin, ESPCI ParisTech and Université Paris Diderot, CNRS UMR 7587, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

³ James Franck Institute, University of Chicago, 929 East 57th Street, Chicago, IL 60637

stephane.perrard@univ-paris-diderot.fr

Des expériences antérieures ont démontré qu'une association d'une particule couplée à une onde pouvait avoir, en dépit de son échelle classique, des comportements rappelant ceux des particules duales du monde quantique. Dans le système considéré, la particule, une goutte rebondissant sur un bain de liquide vibré, génère à chaque impact une onde circulaire de Faraday. Le rebond de la particule sur une surface perturbée par ces ondes peut la mettre en mouvement, la goutte formant alors avec l'onde qui l'entoure un *marcheur*. La persistance des ondes émises par les chocs précédents peut être contrôlée par l'amplitude de la vibration imposée. On l'appelle la *mémoire de chemin* [1]. Si elle est faible l'onde associée est quasi circulaire et localisée autour de la goutte. Si elle est grande les ondes générées par tous les chocs antérieurs subsistent et forme une figure d'interférence complexe qui va guider la particule. La *mémoire* est à l'origine de tous les effets non usuels (diffraction de particule unique, effet tunnel, quantification des orbites circulaires etc.) observés dans cette expérience [2].

Nous présentons ici un dispositif expérimental nouveau qui permet d'exercer directement sur la goutte une force contrôlée. Pour cela nous chargeons la goutte avec une petite quantité de ferrofluide. Plongée dans un champ magnétique uniforme elle forme alors un dipôle magnétique et on peut donc avec un aimant la soumettre à une force centrale. Les résultats que nous présenterons correspondent au cas où la force exercée est attractive, harmonique et axisymétrique. On pourra, en déplaçant l'aimant verticalement, faire varier la raideur du puits de potentiel.

A faible mémoire on observe des orbites circulaires dont le rayon varie continuellement avec la force de rappel. En contraste la trajectoire la plus souvent observée à forte mémoire a l'aspect d'un plat de spaghettis. Toutefois, des orbites simples et stables subsistent à haute mémoire mais seulement pour des valeurs particulières de la force appliquée. Outre les cercles, des formes en lemniscate de Bernoulli ou en trifolium sont observées. Ces solutions n'existent que pour des valeurs discrètes du rayon moyen de l'orbite. Les orbites les plus serrées ne peuvent être que circulaires. Pour des rayons moyens plus grands les différents types d'orbites (circulaires, en lemniscates ou en trifolium) correspondent à des valeurs discrètes du moment angulaire moyen. Il apparaît ainsi une double quantification de l'énergie et du moment angulaire pour les états propres du système. Nous montrerons que cet ensemble d'états présente une analogie directe avec ceux de l'oscillateur harmonique bidimensionnel en mécanique quantique. Enfin, les trajectoires complexes observées dans le cas général sont issues d'une superposition d'états propres, avec transitions intermittentes entre modes.

Références

1. A. EDDI, E. SULTAN, J. MOUKHTAR, E. FORT, M. ROSSI AND Y. COUDER, Information stored in Faraday waves : the origin of a path memory *J. Fluid Mech.*, **674**,p 433, (2011).
2. E. FORT AND Y. COUDER, Single-Particle Diffraction and Interference at a Macroscopic Scale *Phys. Rev. Lett.*, **97**(1) (2006).

Asymmetric buoyancy-driven fingering in reactive systems

L. Lemaigre, M.A. Budroni, L.A. Riolfo, P. Grosfils, & A. De Wit

Nonlinear Physical Chemistry Unit and Center for Nonlinear Phenomena and Complex Systems, Université Libre de Bruxelles (ULB), CP231, 1050 Brussels, Belgium

adewit@ulb.ac.be

Buoyancy-driven instabilities in fluids are genuine sources of fluid motions. The well known Rayleigh-Taylor (RT) instability occurs as soon as a denser solution overlies a less dense one in the gravity field like typically when salted water sinks into fresh water. This instability has been the subject of numerous studies as it impacts numerous climatic, environmental and industrial applications. The double-diffusive (DD) instability is another buoyancy-driven instability which arises when two different contributions to the density profile are opposing (classically heat and mass but it can also be that of two different solutes). DD occurs when the total density profile is stable (i.e. density increases downwards along the gravity field) but the destabilizing component (heat for instance) diffuses faster than the stabilizing one (mass). It leads to convective motions that have been well studied in oceanography (where it leads to so-called “salt fingers”), geology or in the analysis of convection in star or planet mantles for instance.

In some applications like industrial processes, CO₂ storage or thermonuclear burning of stars for instance, such convective motions may interplay with chemical reactions when the reaction dynamically modifies a physical property of the flow like its density. Our objective is to study the influence of such active chemical reactions on buoyancy-driven flows and analyze to what extent the symmetries and properties of the RT and DD fingers are modified by the reactions.

In this context, we study here by combined experimental and theoretical analysis the influence of a simple $A+B\rightarrow C$ chemical reaction on buoyancy-driven Rayleigh-Taylor and double diffusion instabilities. We consider a stratification of a solution of reactant A on top of a miscible solution of reactant B within a Hele-Shaw cell oriented vertically in the gravity field. In absence of reaction, a RT instability is obtained if the density ρ_A of the upper solution is larger than the density ρ_B of the lower one. If we start from an initially statically stable configuration ($\rho_A < \rho_B$), DD modes are obtained if B diffuses sufficiently faster than A. If A reacts with B to yield the product C, then the density profile is affected in space and time by the reaction.

We demonstrate that, in that case, the reaction can have a profound influence on the dynamics as it breaks the symmetry of the RT and DD patterns [1]. Indeed, instead of deforming the miscible interface symmetrically around the position of the initial contact line, the convective structures develop only above it. In some cases, a second structure appears later in time and can be attributed to the dynamic generation of the product C in the course of time. We analyze the changes in patterns by comparing experiments done using non-reactive solutions and reactive acid-base systems. We quantitatively compute the amplitude of the symmetry breaking as a function of the relative concentrations of the two reactants A and B. We enlighten the experimental results by numerical simulations of a reaction-diffusion-convection model of buoyancy-driven convection triggered around an $A+B\rightarrow C$ reaction-diffusion front using values of parameters dictated by the experiments. Good agreement between both experimental and numerical results is obtained.

Références

1. L. LEMAIGRE, M.A. BUDRONI, L.A. RIOLFO, P. GROSFILS, A. DE WIT, Asymmetric Rayleigh-Taylor and double-diffusive fingers in reactive systems, *Physics of Fluids*, in press (2013).

Spatio-temporal organization of replication : On genome evolution and large-scale chromatin folding

Alain ARNEODO

Laboratoire de Physique, ENS Lyon, Lyon
alain.arneodo@ens-lyon.fr

In higher eukaryotes, the absence of specific sequence motifs marking the origins of replication has been a serious hindrance to the understanding of the mechanisms that regulate the initiation and the maintenance of the replication program in different cell types. Here we report on an *in silico* multi-scale analysis of nucleotide compositional skew that predicts the existence, in the germline, of replication N-domains bordered by (more than 1000) putative replication origins and where the skew decreases rather linearly as the signature of a progressive inversion of the average replication fork polarity. From the demonstration that the average fork polarity can be directly extracted from the derivative of experimentally available replication timing profiles, we develop a wavelet-based pattern recognition methodology to delineate replication U-domains where the replication timing profile is shaped as a U and its derivative as a N. Replication U-domains are robustly found in seven cell lines as covering a significant portion (40-50%) of the human genome. The early replication initiation zones at U-domains borders are found to be hypersensitive to DNase I cleavage, to be associated with transcriptional activity and to present a significant enrichment in insular-binding proteins CTCF, the hallmark of an open chromatin structure. A comparative analysis of genome-wide chromatin interaction (HiC) data shows that replication U-domains correspond to self-interacting structural high-order chromatin units of megabase characteristic size (chromatin loops, rosette-like structures). Taken together, these findings provide evidence that the epigenetic compartmentalization of the human genome into autonomous replication U-domains comes along with an extensive remodelling of the three-dimensional chromosome architecture during development or in specific diseases.

Cristallisation dans les gaz de Coulomb bi-dimensionnels

Sylvia SERFATY

Laboratoire Jacques-Louis Lions, UPMC, Paris
`serfaty@ann.jussieu.fr`

En supraconductivité on observe dans certains régimes l'émergence de vortex formant des réseaux triangulaires parfaits, appelés réseaux d'Abrikosov.

Dans des travaux en collaboration avec Etienne Sandier, nous avons montré que la distribution de ces vortex (dans le cadre du modèle de Ginzburg-Landau) doit minimiser une certaine énergie, dite "énergie renormalisée coulombienne". Nous avons montré que cette même énergie d'interaction apparaît aussi dans le "gaz de Coulomb" bi-dimensionnel, et a un analogue uni-dimensionnel. Nous présentons ces résultats ainsi que leurs applications à l'analyse de la mécanique statistique du gaz de Coulomb, et nous montrerons comment ils conduisent à s'attendre à une cristallisation lorsque la température tend vers 0.

Role de la dissipation en turbulence d'ondes de flexion

Benjamin Miquel¹, Alexandros Alexakis¹ & Nicolas Mordant²

¹ Laboratoire de Physique Statistique, ENS, UPMC, CNRS, 24 rue Lhomond, 75005 Paris

² Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, CNRS/UJF/G-INP, BP53, 38041 Grenoble

`benjamin.miquel@lps.ens.fr`

Dans la limite des faibles pentes et des faibles contraintes, les déformations des plaques élastiques minces sont régies par un système d'équations non-linéaires : les équations de Föppl-Von Karmán. Pour des amplitudes suffisamment faibles, le terme non-linéaire induit des interactions à 4 ondes qui engendrent des échanges d'énergie lents entre différents modes. De façon analogue aux écoulements turbulents, une cascade d'énergie se développe dans l'espace de Fourier lorsque le forçage et la dissipation d'énergie y sont clairement séparés.

La théorie de la turbulence faible fournit un cadre théorique général pour la description de systèmes d'ondes non-linéaires [1]. Appliqué aux équations de Föppl-Von Karmán par Düring *et al* [2], cette théorie prédit notamment le spectre (dit de "Kolmogorov-Zakharov") du champ de vitesse en régime stationnaire forcé : $E_v^{KZ}(k) \propto \phi^{1/3} k \log(k^*/k)^{1/2}$, où ϕ est le flux d'énergie. Les expériences réalisées [3] ont permis de mesurer un spectre différent : $E_v^{EXP}(k) \propto k^{-0.2} \phi^{1/2}$.

Des simulations numériques des équations de Föppl-Von Karmán ont été réalisées pour rechercher l'origine de ce désaccord. Différents types de dissipations ont été implémentés. Une dissipation réaliste, agissant à toutes échelles, permet de reproduire les résultats expérimentaux, validant ainsi la description de notre système par les équations de Föppl-Von Karman. Lorsqu'une dissipation localisée aux petites échelles uniquement est utilisée (comme supposé par la théorie de la turbulence faible), un spectre similaire au spectre de Kolmogorov Zakharov est retrouvé : $E_v^{NUM}(k) \propto \phi^{1/3} k \log(k^*/k)^{1/2}$.

Une interprétation possible est la suivante : du fait d'une dissipation présente à toute les échelles, le flux d'énergie n'est pas constant au cours de la cascade d'énergie (la cascade "fuit"). Il en résulte un raidissement du spectre par rapport à un système modèle pour lequel la dissipation est rigoureusement localisée aux petites échelles.

Références

1. V.E. Zakharov, V.S. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992)
2. G. Düring, C. Josserand, S. Rica, *Weak turbulence for a vibrating plate : can one hear a Kolmogorov spectrum ?*, Phys. Rev. Lett. **97**, 025503 (2007)
3. N. Mordant, *Fourier analysis of wave turbulence in a thin elastic plate*, Eur. Phys. J. B **76**, 537-545 (2010)

Turbulence d'ondes dans les plaques minces en vibration : effet de l'amortissement.

Humbert T.^{1,2}, Josserand C.¹, Cadot O.², & Touzé C.²

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

² Unité de Mécanique (UME), ENSTA ParisTech, 828 Bd des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex

thomas.humbert.box@gmail.com

L'effet de l'amortissement sur le régime de turbulence d'ondes dans les plaques minces en vibration est étudié. Une méthode expérimentale permettant une mesure précise de la dissipation du système à toutes les échelles est premièrement introduite. Des dispositifs pratiques permettant d'accroître l'amortissement expérimentalement sont ensuite présentés.

Il en résulte une augmentation significative de la pente des spectres de puissance de la vitesse transverse de telle sorte que les lois de puissance observées ne correspondent pas à des gammes inertielles. Le système présente cependant toujours un caractère turbulent avec une fréquence de coupure déterminée par la puissance injectée qui elle ne dépend pas de l'amortissement. En introduisant les lois de puissance mesurées en fonction de la fréquence pour l'amortissement dans un code numérique, des conclusions similaires sont tirées.

Turbulence d'ondes gravito-capillaires engendrée par des vibrations horizontales du récipient

B. Isсенmann¹ & E. Falcon¹

Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, MSC, UMR 7057 CNRS, F-75013 Paris, France
`bruno.isсенmann@univ-lyon1.fr`

Nous étudions expérimentalement le rôle du forçage sur la turbulence d'ondes gravito-capillaires. Les expériences réalisées précédemment utilisant des forçages localisés à l'aide de batteurs ont montré que l'exposant de la loi de puissance du spectre de gravité dépendait des paramètres de forçage. Si la totalité du récipient est vibrée horizontalement, l'exposant du spectre obtenu est trouvé indépendant du forçage, pour les régimes de gravité et de capillarité. Ce forçage étendu spatialement améliore l'accord théorie-expérience en régime de gravité. La forme du récipient a aussi une influence car elle joue sur l'isotropie du forçage. Enfin quel que soit le type de forçage utilisé, l'amplitude du spectre est trouvée proportionnelle à la puissance injectée pour les deux régimes. Ce désaccord avec la théorie proviendrait du fait que seule une petite partie de la puissance injectée nourrit la cascade de turbulence d'ondes, alors que la plus grande partie est dissipée à grande échelle. Connaître la puissance réellement injectée dans la cascade reste une question ouverte.

Numerical simulations of wave turbulence in vibrating plates

Michele Ducceschi¹, Cyril Touzé¹, Olivier Cadot¹, & Stefan Bilbao²

¹ ENSTA ParisTech, 828, Boulevard des Maréchaux, 91762 Palaiseau Cedex

² James Clerk Maxwell Building, Edinburgh, UK

`ducceschi@ensta.fr`

This work is concerned with numerical simulations of wave turbulence in elastic plates. Nonequilibrium solutions to the kinetic equations, leading to Kolmogorov-Zakharov power spectra, have been previously derived in a theoretical framework for elastic plates satisfying the von Karman equations. Early experimental work however showed discrepancies between the observed data and the theoretical predictions. Here a finite difference code is used to simulate the turbulent regime of a plate vibrating at large amplitudes, hence allowing a computational framework that is closer to the experiments as compared to already published results. Physical boundary conditions are enforced, and the harmonic forcing is pointwise. An energy-conserving time-stepping scheme is used hence allowing for a perfect discrete conservation of energy in the conservative case. Finally, two types of damping laws, independent of the frequency or linear with the frequency, can also be implemented. Undamped simulations are run first to check the numerical results with theoretical predictions. The absence of damping allows to generate an energy cascade up the numerical cutoff frequency (close to the Nyquist frequency). The influence of different geometrical parameters (thickness, initial geometric imperfection, etc) on derived quantities such, for instance, the injected power and the spectral amplitudes is quantified. Relations between these quantities is derived in the form of power laws. Finally, damping is reintroduced in the simulations in order to clearly quantify its influence on the wave turbulence spectra.

Turbulence d'ondes capillaires en régime fortement non-linéaire

Michael Berhanu¹ & Eric Falcon¹

Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), Université Paris Diderot, CNRS UMR 7057 10 rue A. Domon et L. Duquet 75013 Paris, France

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

La turbulence d'ondes étudie les propriétés statistiques d'un ensemble d'ondes en interaction non linéaire. Les ondes gravito-capillaires à la surface d'un fluide constituent l'exemple le plus commun de ce phénomène pouvant être résolu analytiquement dans le cas faiblement non linéaire [1,2]. En utilisant une méthode optique (Diffusing Light Photography [3]) associée à une caméra rapide nous avons réalisé une étude spatiotemporelle de la turbulence d'ondes capillaires, excitée par des ondes de gravité. Lorsque le régime de turbulence d'ondes est atteint nous observons des spectres en loi de puissance à la fois en espace et en temps, dont les pentes sont en accord avec les prédictions théoriques [3]. Pourtant l'hypothèse de faible non-linéarité, utilisée dans la théorie, n'est pas vérifiée dans ce cas, car la raideur des vagues constituant le paramètre non-linéaire du problème est de l'ordre de 0.3 dans les régimes de turbulence d'ondes capillaires. Nous proposons donc d'étudier les propriétés de la turbulence d'ondes capillaires en fonction de la raideur des vagues. Tout d'abord on quantifie la modification de la relation de dispersion des ondes due aux non-linéarités. Ensuite on examine plus précisément comment les vagues capillaires sont créées à partir des vagues de gravité, puis comment ces dernières interagissent entre elles. Ce phénomène est-il compatible avec des interactions à 3-ondes, comme le suppose la théorie faiblement non linéaire? Enfin on caractérise l'intermittence dans l'espace et le temps du champ turbulent de vagues.

Références

1. A. C. NEWELL AND B. RUMPF, Wave Turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **43** 59 (2011).
2. S. NAZARENKO, *Wave Turbulence* Springer-Verlag, Berlin (2011).
3. W. B. WRIGHT, R. BUDAKIAN AND S. J. PUTTERMAN, Diffusing Light Photography of Fully Developed Isotropic Ripple Turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **76** 4528 (1996).
4. M. BERHANU AND E. FALCON, Space-Time Resolved Capillary Wave Turbulence, *soumis à Phys. Rev. E* (2012).

Drops levitating on non-pulsed air cushion can form star shapes

Philippe Brunet

Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domon et Leonie Duquet
75013 Paris

`philippe.brunet@univ-paris-diderot.fr`

We report on the spontaneous oscillations of drops levitating above an air cushion at room temperature, eventually inducing the appearance of 'liquid stars' after the break-up of axisymmetry. Since the air flow is provided at constant rate, the shape oscillations occur after an instability which origin remained unexplained. Given this oscillatory instability, the star-shapes then arise from a parametric forcing due to the temporal modulation of eigen frequencies. We model the levitated droplet using the axisymmetric Boundary Integral method for the droplet, including viscous damping, and the lubrication approximation for the air flow below the droplet. This results either in stable shapes, oscillatory instabilities and 'chimney' instabilities - gas pockets breaking through the drop, which are the three observed scenarios in experiments. To back-up numerical results, we show experiments that allow the observation and quantitative measurements of star drops of various spatial modes. We finally propose some clues for the resolution of the driving mechanism for oscillations.

Péripéties d'un surfeur chevronné

Dan Soto^{1,2}, Guillaume Lagubeau², Christophe Clanet^{1,2} & David Quéré^{1,2}

¹ PMMH - ESPCI, 10, rue Vauquelin 75005 Paris

² Ladhyx - Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau

dan.soto@espci.fr

Un liquide en état Leidenfrost lévite sur les corps chauds grâce au coussin de vapeur qui s'intercale entre le liquide et le solide. Sans contact, les gouttes surfent avec une friction négligeable sur leur substrat. La conjonction de production de vapeur et de l'absence de friction a été exploitée par Linke, qui a découvert que les liquides caléfiés sont autopropulsés lorsqu'on les place sur un ratchet horizontal chauffé. On a proposé pour comprendre ce phénomène l'explication suivante : les dents asymétriques du ratchet rectifient l'écoulement de vapeur sous-jacent, si bien que le liquide est entraîné par la vapeur visqueuse. Il en résulte une force de propulsion sur des gouttes millimétriques de l'ordre de $10 \mu N$, petite comparée à leur poids, mais suffisante pour engendrer des vitesses typiques de 10 cm/s .

On propose dans cette présentation de forcer géométriquement la rectification de vapeur, en utilisant des motifs gravés avec la forme de chevrons. On discute l'autopropulsion qui en résulte. La simplicité des textures nous permet aussi de comprendre comment optimiser le dispositif en terme de force propulsive, et de créer des dispositifs permettant la manipulation de gouttes.

Références

1. LEIDENFROST, J.G., *On the fixation of water in diverse fire. Int. J. Heat Mass Transfer*, **9**, 1153-1166 (1966).
2. LINKE, H. ET AL., *Self-propelled Leidenfrost droplets. Phys Rev Lett*, **96**, 154502, (2006).
3. BURTON, J.C. ET AL., *The Geometry of the Vapor Layer Under a Leidenfrost Drop. Phys Rev Lett*, **109**, (2012).
4. DUPEUX, G. ET AL., *Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet. EPL*, **96**, 58001 (2011).
5. COUSINS, T.R. ET AL., *A ratchet trap for Leidenfrost drops. J. Fluid Mech.*, (2011).
6. MARIN, A.G. ET AL., *Capillary droplets on Leidenfrost micro-ratchets. Nature*, **489**, 7415, (2012).
7. VAKARELSKI, I.U. ET AL., *Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. Phys. Fluids*, (2012).

Dynamiques complexes de rebonds d'une goutte placée sur un bain vibré : résonances et anti-résonances

Hubert Maxime¹ & Vandewalle Nicolas²

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

Une gouttelette placée le long d'une interface vibrée verticalement peut présenter des dynamiques riches et complexes en fonction des paramètres de forçage et des caractéristiques physiques de la goutte. Afin de modéliser ces dynamiques particulières, un modèle de ressort rebondissant sur un plan oscillant prend en compte les potentielles déformations de l'objet et la dissipation d'énergie. L'ajout de ce degré de liberté a pour conséquence de rendre la dynamique dépendante de la fréquence de forçage. En particulier, le ressort rebondissant est capable de résonner, ce qui se traduit par un rebond possible pour de très faibles amplitudes d'oscillation. Pour d'autres conditions de forçage, le ressort rebondissant est capable "d'anti-résonner". Le modèle est appliqué au cas de gouttes résonantes et anti-résonantes : expériences et simulations sont en accord.

Segmentation capillaire : phénomène d'évitement de l'étranglement

Jérôme Hoepffner & Gounseti Paré

Institut Jean le Rond d'Alembert, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu 75005 Paris
gounseti.pare@etu.upmc.fr

Un ligament, sous l'effet de sa tension de surface se rétracte en une seule goutte ou bien se segmente en plusieurs gouttelettes. Nous nous intéressons dans notre étude à un mécanisme nouveau qui empêche le ligament de se segmenter : l'évitement de l'étranglement. De nombreux chercheurs se sont penchés sur ce phénomène de segmentation, par exemple Schulkes (1996) et Notz et Basaran (2004). Des travaux encore plus récents (Hutchings et al 2012) ont permis de regrouper les données les plus significatives de Schulkes, Notz et Basaran sur un graphe pour prédire le destin d'un ligament liquide soumis à la seule force de sa tension de surface.

On laisse tomber en chute libre une colonne liquide préalablement contenue dans une paille et on observe cette chute à l'aide d'une caméra rapide. La colonne liquide pendant sa chute se rétracte sous l'effet de sa tension superficielle, un cou se forme et tend à s'étrangler pour segmenter le cylindre liquide en deux. Brusquement, un phénomène inattendu se produit : le cou du bourrelet se ré-ouvre et l'étranglement est évité. Une inspection détaillée de ce phénomène montre que l'évitement est coïncident avec l'apparition d'un anneau tourbillonnaire à l'intérieur du bourrelet.

La rétractation du ligament se caractérise par deux nombres, son rapport d'aspect et le rapport entre viscosité et l'effet moteur de l'inertie-capillarité, c est le nombre de Ohnesorge. En prenant un ligament assez long nous avons trouvé une valeur critique de ce nombre Oh_c au delà de laquelle se produit l'évitement. Nous montrerons ensuite que ce phénomène est en effet le mécanisme expliquant la frontière obtenue sur le graphe de Hutchings et al sur lequel nous avons superposé nos résultats permettant ainsi une bonne compréhension : l'évitement nous permet d'expliquer la structure de cette frontière.

Références

1. Alfonso A., Castrejon-Pita, J. R., Hutchings, I. M. 2012 Breakup of liquid filaments. *Phys. Rev. Lett.* 108 (074506).
2. Notz, Patrick K., Basaran, Osman A. 2004 Dynamics and breakup of a contracting liquid filament. *J. Fluid Mech.* 512, 223 256.
3. Schulkes, R. M. S. M. 1996 The contraction of liquid filaments. *J. Fluid Mech.* 309, 277 300.

Acoustic streaming en cellule de Hele Shaw

M. Costalonga^{1,2}, P. Brunet² & H. Peerhossaini¹

¹ Laboratoire LIED, 10 rue Alice Domon et Leonie Duquet 75013 Paris

² Laboratoire MSC, 10 rue Alice Domon et Leonie Duquet 75013 Paris

`maxime.costalonga@univ-paris-diderot.fr`

Lorsqu'une onde acoustique se propage dans un fluide, elle induit des écoulements qui peuvent se manifester à différentes échelles et au travers diverses origines selon la fréquence de l'onde [1]. A basse fréquence, de la vorticité est crée dans la couche limite visqueuse, provoquant des courants qui s'étendent dans toute la géométrie du système (streaming dit de Rayleigh-Schlichting), tandis qu'à haute fréquence, c'est la dissipation visqueuse en volume qui permet une vitesse moyenne non nulle au sein du liquide (streaming d'Eckart), ce qui fait du streaming acoustique un phénomène particulièrement adapté pour des applications au mélange en régime laminaire, et donc à plus forte raison dans les systèmes microfluidiques. Le succès d'une telle technique est déjà reconnu dans le cas de l'actuation de gouttes sur des surfaces piézoélectriques par des ondes acoustiques de surfaces [2]. Notre projet est alors de générer des ondes acoustiques dans des canaux microfluidiques afin d'en quantifier et optimiser le mélange induit. Dans ce cadre, nous proposons préalablement une étude plus fondamentale des courants acoustiques établis dans une cellule de Hele Shaw et engendrés par une lame vibrante plongée directement dans le liquide. Une méthode de vélocimétrie par image de particules nous permet de visualiser la vorticité au sein de la cellule et de la comparer sur une plage de fréquence allant de la dizaine à la centaine de hertz.

Références

1. S. Boluriaan and P. J. Morris, *Acoustic streaming : from Rayleigh to today*. International Journal of aeroacoustics, Vol. 2, No. 3 & 4, 2003.
2. P. Brunet, M. Baudoin, O. Bou Matar and F. Zoueshtiagh, *Droplet displacement and oscillations induced by ultrasonic surface acoustic waves : a quantitative study*. Phys. Rev. E, 81 : 026315, 2010.

Éclatement de bulles ou de films minces : vers la limite acoustique

Valérie Vidal¹, Brayan Álvarez², Claudia Sánchez² & Francisco Melo²

¹ Laboratoire de Physique, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure de Lyon - CNRS
46 Allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07, France

² Laboratorio de Física No Lineal, Universidad de Santiago de Chile
Av. Ecuador 3493, Estación Central, Santiago, Chile
valerie.vidal@ens-lyon.fr

Dans différents phénomènes physiques, l'éclatement de bulles génère un signal acoustique dont les caractéristiques permettent d'accéder à certaines propriétés du système. L'activité de certains volcans se traduit ainsi par la remontée et l'éclatement de bulles dans le conduit volcanique : le gaz dissous dans le magma en profondeur engendre la nucléation et la coalescence de bulles lors de sa remontée [1]. Ce processus conduit parfois à l'observation de bulles de gaz géantes (“slugs”) de forme très allongée, qui occupent tout le diamètre du conduit [2,3,4,5]. Afin de comprendre quelles informations on peut extraire des signaux acoustiques enregistrés, nous avons modélisé en laboratoire l'éclatement de ces bulles par une cavité cylindrique en surpression, fermée par un film liquide ou une membrane dont l'éclatement génère, sous certaines conditions, une onde acoustique. Cette configuration permet de contrôler l'ensemble des paramètres du système : géométrie de la “bulle modèle” (diamètre, longueur), surpression à l'intérieur de la bulle avant l'éclatement, etc. Des résultats précédents nous ont permis de montrer que la fréquence de l'onde acoustique émise est directement reliée à la longueur L de la cavité par la relation $\lambda = 4(L + \delta L)$, où λ est la longueur d'onde du mode fondamental et δL une correction de longueur due au processus de radiation de l'onde à l'extérieur du tube [6]. Si la fréquence est fixée par la résonance de l'onde dans le tube, l'amplitude du signal acoustique enregistré, quant à elle, n'est pas prédictible. Nous avons montré qu'elle dépend du temps de rupture du film, qui peut varier d'une expérience à l'autre, tous les autres paramètres étant fixés par ailleurs. L'impossibilité de relier, dans cette expérience simple, l'amplitude de l'onde acoustique à la surpression dans la bulle avant l'éclatement montre la difficulté, sur le terrain, de décrire correctement la partition d'énergie entre les signaux sismiques et acoustiques [7]. De plus, sur les volcans, les surpressions peuvent atteindre des valeurs proches ou au-delà de la pression atmosphérique [4]. On sort alors du cadre de l'acoustique linéaire, et d'autres phénomènes entrent en jeu.

Nous présentons des résultats préliminaires de deux séries d'expériences visant à explorer la limite acoustique. Dans une première série d'expériences, la cavité cylindrique est fermée par un film liquide mince. À l'aide d'une caméra rapide, et en utilisant des films de différentes viscosités, nous regardons sous quelles conditions l'éclatement du film est capable de générer (ou pas) une onde acoustique. Dans une deuxième série d'expériences, le tube est fermé par une membrane élastique. Cette configuration permet d'imposer des surpressions initiales au-delà de la pression atmosphérique. Nous analysons l'effet sur les signaux acoustiques enregistrés, en regardant en particulier la dynamique de rupture de la membrane.

Références

1. H. M. GONNERMANN & M. MANGA, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **39**, 321-356 (2007).
2. C. JAUPART & S. VERGNOLLE, *Nature* **331**, 58-60 (1988).
3. S. VERGNOLLE & G. BRANDEIS, *Geophys. Res. Lett.* **21**, 1959-1962 (1994).
4. S. VERGNOLLE & G. BRANDEIS, *J. Geophys. Res.* **101**, 20433-20447 (1996).
5. M. RIPEPE, S. CILIBERTO & M. DELLA SCHIAVA, *J. Geophys. Res.* **106**, 8713-8727 (2001).
6. V. VIDAL, J.-C. GÉMINARD, T. DIVOUX & F. MELO, *Eur. Phys. J. B* **54**, 321-339 (2006).
7. VIDAL V., M. RIPEPE, T. DIVOUX, D. LEGRAND, J.-C. GÉMINARD & F. MELO, *Geophys. Res. Lett.* **37**, L07302 (2010).

Observation expérimentale des amas de particules à la surface d'un écoulement turbulent

Pablo Gutiérrez¹ & Sébastien Aumaître^{1,2}

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

² Laboratoire de Physique, ENS de Lyon, UMR-CNRS 5672, 46 allée d'Italie, F69007 Lyon, France

`pablo.gutierrez-matus@cea.fr`

Nous présentons une étude expérimentale des propriétés statistiques qu'ont des particules qui flottent à la surface d'un écoulement turbulent en surface libre. La turbulence est engendrée dans un métal liquide à l'aide d'un champ magnétique et d'un courant électrique (nous avons ainsi une force de Lorentz $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$), dans une configuration quasi bidimensionnelle. Pour éviter l'oxydation de la surface du métal liquide, on la recouvre avec de l'acide en faible concentration. Nous faisons deux types de mesures quantitatives : Le champ vitesse est mesuré par tracking de particules qui flottent à l'interface métal-acide, tandis que la déformation de l'interface est mesurée le long d'une ligne à l'aide d'une méthode optique. En changeant la disposition des aimants qui engendrent le champ magnétique, nous sommes capables de contrôler les propriétés de l'écoulement : on obtient soit un écoulement moyen important (au détriment des fluctuations temporelles de la vitesse et des déformations à la surface), soit un écoulement très fluctuant (à la fois en vitesse et en déformations à la surface).

En plus de donner des informations sur la vitesse de l'écoulement, les particules ont une dynamique particulière : Elles ont une tendance à se distribuer de façon non homogène sur la surface. Pour étudier ces effets, dans le même esprit des études de particules en turbulence classique [2], on peut regarder l'aire \mathcal{A} définie par les positions de trois particules voisines, ou aires de Delaunay. On observe alors que les aires suivent une distribution Gamma :

$$p(\mathcal{A}) = \frac{b^a}{\Gamma(a)} \mathcal{A}^{a-1} \exp(-b\mathcal{A}),$$

où Γ est la fonction gamma, et les coefficients a et b sont propres à la distribution et ne dépendent que de la valeur moyenne et de l'écart type. De plus, le coefficient $a < 1$ donne une indication du degré de concentration des particules. Nous observons la formation d'amas dans toute la gamme de paramètres étudiée, même si les propriétés de mélange diffèrent entre les écoulements. Nous avons étudié ensuite les statistiques de la taille des amas, ainsi que la corrélation angulaire et des vitesses à l'intérieur des clusters.

Références

1. P. GUTIÉRREZ & S. AUMAÎTRE, Experimental study of the clustering of floaters on free surface of a turbulent flow. *to be submitted to Physics of Fluids*.
2. R. MONCHAUX, M. BOURGOIN AND A. CANTELLIER, Analyzing preferential concentration and clustering of inertial particles in turbulence *I. J. Multiphase flows*, **40** 1-18 (2012).

Dynamique lente de particules matérielles dans un écoulement de von Kármán.

N. Machicoane¹, L. Fiabane¹, R. Zimmermann¹, M. Bourgoin², J-F. Pinton¹, & R. Volk¹

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

² Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, CNRS, UJF INPG, Grenoble, F-38041, France
nathanael.machicoane@ens-lyon.fr

La turbulence est caractérisée par la présence d'une vaste gamme d'échelles spatiales et temporelles, qui rendent sa description difficile. De nombreuses études ont été conduites sur des écoulements turbulents et sur la transition à la turbulence visant essentiellement à caractériser l'écoulement en lui-même. Cependant, la dynamique de particules matérielles advectées par un écoulement turbulent est encore peu étudiée. Les particules matérielles sont définies comme des particules non ponctuelles et dont la densité n'est pas nécessairement celle du fluide.

Nous étudions la dynamique de grosses particules matérielles dans un écoulement, avec deux densités ($\pm 10\%$ celle de l'eau), et quatre diamètres allant de 6 à 24 mm. La taille de ces particules est donc du même ordre de grandeur que les plus grandes échelles de l'écoulement. Notre écoulement turbulent est un écoulement de von Kármán : deux disques à pales droites tournent en contra-rotation dans une cellule cubique remplie d'eau, produisant un fort écoulement moyen composé de deux cellules contra-rotatives et de recirculations axiales. L'écoulement est fortement anisotrope, et n'est homogène que dans une petite région au centre de l'écoulement. Les fluctuations de cet écoulement sont fortes (environ 30% de l'écoulement moyen). L'échelle intégrale, qui correspond à la taille des plus gros tourbillons de l'écoulement, où l'énergie est injectée, vaut environ 3 cm. L'échelle de Kolmogorov, la plus petite échelle de l'écoulement, où l'énergie est dissipée, est de l'ordre de 20 μm . Deux caméras rapides et des algorithmes de tracking permettent d'obtenir des trajectoires Lagrangiennes [1].

Nous observons une dynamique particulière pour ces particules : les plus petites particules explorent l'écoulement de façon homogène, tandis qu'à partir d'une certaine taille, les particules explorent les grandes structures de manière préférentielle, notamment les deux cellules contra-rotatives. Le centre de l'écoulement n'est que très peu visité.

Enfin, l'exploration préférentielle des particules influe également sur la densité spectrale de puissance de la position axiale. Pour une exploration homogène, le spectre présente un plateau à basse fréquence, dû au confinement des particules dans la cuve. Puis, à plus hautes fréquences, nous observons une pente de valeur -4 (donnant donc lieu à une pente de -2 pour la vitesse), signature d'un spectre Lagrangien de turbulence. Cependant, lorsque l'exploration préférentielle apparaît pour des plus grands diamètres, une pente intermédiaire d'environ -1.5 se situe entre le plateau et la coupure turbulente. Ce régime à fréquences intermédiaires est dû aux mouvements aller-retour des particules d'une cellule contra-rotatives à l'autre. Ce mouvement est possible car les grosses particules sont essentiellement sensibles à la dynamique des grandes structures de l'écoulement. La description du mouvement des grosses particules est très similaire à celle d'une particule brownienne confinée dans un potentiel à double puits, subissant des fluctuations à corrélations exponentielles suffisamment intenses pour traverser la barrière de potentiel séparant les deux puits. Un modèle statistique de Langevin avec un potentiel à deux puits [2] reproduit bien les densités de probabilités des expériences qui mettent en évidence l'exploration préférentielle. De plus, ce modèle conduit à des spectres de position présentant un plateau suivi d'une pente -2 puis d'une pente -4 , très similaires aux spectres expérimentaux.

Références

1. R. ZIMMERMANN, Rotational Intermittency and Turbulence Induced Lift Experienced by Large Particles in a Turbulent Flow, *Physical Review Letters* **106**, 154501 (2011).
2. N.G. VAN KAMPEN, *Stochastic processes in physics and chemistry*, Elsevier (1981).

Hydrodynamic bistability in the VKS experiment : evidence of two dynamo branches

S. Miralles¹ & VKS collaboration^{1,2,3}

¹ Laboratoire de Physique École Normale Supérieure de Lyon, UMR CNRS 5672, 46, Allée d'Italie 69007 Lyon

² Laboratoire de Physique Statistique École Normale Supérieure de Paris, UMR 8550, 24 rue Lhomond 75231 Paris Cedex 05

³ SPHYNX Systèmes Physiques Horséquilibre, hYdrodynamique, éNergie et compleXite, CNRS/MPPU/URA 2464, Bat 772, Orme des Merisiers CEA Saclay

sophie.miralles@ens-lyon.fr

Self-sustained magnetic field has been observed in the Von Kármán Sodium experiment, where a highly turbulent liquid flow is created by the counter rotation of soft iron impellers ([1]). The high level of turbulence, the presence of a shear layer and of helicity make Von Kármán flows good candidates for fluid dynamo generation. These flows have been extensively studied in water experiments, where hydrodynamic bifurcations for asymmetric driving were observed with possible multistability between these different flows ([2]).

The link between some bifurcations observed on the dynamo magnetic field and hydrodynamics bifurcations is still open ; although clues linking them has been reported ([3]).

Recently, a modification of the setup where one of the impeller has been replaced by a stainless steel propeller (aiming at reversing the poloidal flow and creating a *s1t2* flow according to the Dudley and James classification).

We denote F_1 the rotation rate of the impeller and F_2 the propeller's one. A hydrodynamic bifurcation has been observed when the driving is strongly asymmetric, keeping F_1 constant and increasing F_2 . When the parameter $\theta = F_2 - F_1 / F_1 + F_2$ (indicating the asymmetry of the driving) increases, the flow suddenly bifurcates for $\theta = 0.54$ into a state close to a *s1t1* flow with only one poloidal cell and one toroidal cell. Then, when θ decreases again, we observe an hysteretic behavior of the flow. It recovers its initial state only at $\theta = 0.43$.

The striking fact is that this hydrodynamic bistability is associated to a bistability of the magnetic field. The dynamo magnetic field displays a high amplitude axial dipole on one branch whereas when the flow has bifurcated, the magnetic field is a stationary low amplitude dynamo.

We will study in details the hydrodynamic bifurcation and the associated change on the magnetic field by local and global measurements and show that for two different flows with different level of fluctuations, it exists two stationary dynamo branches with different thresholds.

Références

1. R. MONCHAUX ET AL., Generation of a Magnetic Field by Dynamo Action in a Turbulent Flow of Liquid Sodium *Phys. Review Letters*, **98**, (2007).
2. F. RAVELET ET AL., Multistability and memory effect in a highly turbulent flow : Experimental evidence for a global bifurcation *Phys. Review Letters*, **93**, (2004).
3. M. BERHANU ET AL., Bistability between a stationary and a oscillatory dynamo in a turbulent flow of liquid sodium *J. of Fluid Mech.*, **641**, (2009).

Inéquivalence d'ensemble d'états stationnaires turbulents

Brice Saint-Michel, Bérengère Dubrulle, Cécile Wiertel, Vincent Padilla, & François Daviaud

CEA Saclay, Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

`brice.saint-michel@cea.fr`

Les systèmes à longue portée possèdent une caractéristique étonnante d'*inéquivalence d'ensemble* : parfois, les solutions obtenues dans l'ensemble canonique et dans l'ensemble microcanonique diffèrent. Cela est lié à une anomalie de concavité de l'entropie ou de l'énergie libre du système considéré, qu'il soit à l'équilibre ou hors-équilibre [1,2]. Les systèmes turbulents sont par essence hors-équilibre. De plus, il semble raisonnable de penser qu'ils peuvent posséder des corrélations à longue portée [3,4]. Toutefois, un des principaux résultats du domaine [5] postule que les symétries d'un système pleinement turbulent, brisées par les mécanismes d'injection, sont restaurées au sens statistique.

La classe des écoulements de von Kármán permet de générer des écoulements pleinement turbulents : ces écoulements, générés par deux turbines contra-rotatives se faisant face dans un cylindre rempli de fluide, sont des bons modèles pour étudier la turbulence stationnaire dans un dispositif relativement compact [6,7]. Dans le cadre de nos expériences, il est possible de commander la rotation des turbines en imposant leur *couple* ou leur *vitesse*. Ces grandeurs sont conjuguées dans le sens où leur produit définit la puissance injectée dans le système. Tandis que les hypothèses de Kolmogorov semblent indiquer que ces deux commandes devraient donner le même résultat, nous avons observé un cycle d'hystérésis [8] en commande en vitesse : plusieurs branches d'écoulements stationnaires peuvent être sélectionnées en fonction de l'histoire du système. Ces branches sont séparées par une "zone interdite". Cette zone interdite *disparaît* en commande en couple au profit de nouvelles branches instationnaires qui viennent compléter le cycle d'hystérésis [9]. Un nouvel état quasi-stationnaire est observé, ainsi qu'une zone de "susceptibilités négatives" de l'écoulement, ce qui n'est pas sans rappeler les résultats de De Ninno [2]. Nous pensons donc que l'inéquivalence d'ensemble peut s'appliquer à certains écoulements pleinement turbulents.

Références

1. J. BARRÉ *et al.*, Out-of-equilibrium statistical ensemble inequivalence, *Europhysics Letters*, **87** (3), 030601 (2001).
2. G. DE NINNO *et al.*, Inequivalence of Ensembles in a System with Long-Range Interactions, *Physical Review Letters*, **8** (2), 20002 (2012).
3. P.A. DAVIDSON, Long-range interactions in turbulence and the energy decay problem, *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **369** (1937), 796-810 (2010).
4. J. MILLER *et al.*, Statistical mechanics of Euler equations in two dimensions, *Physical Review Letters*, **65** (17), 2137-2140 (1990).
5. A. KOLMOGOROV, The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, **30**, 301-305 (1941).
6. O. CADOT, *Étude des structures de basse pression dans la turbulence développée*, Université Paris VII (1995).
7. S. T. BRAMWELL *et. al.*, Universality of rare fluctuations in turbulence and critical phenomena, *Nature*, **396**, 552-554 (1998).
8. F. RAVELET *et al.*, Multistability and Memory Effect in a Highly Turbulent Flow : Experimental Evidence for a Global Bifurcation, *Physical Review Letters*, **93** (16), 164501 (2004).
9. B. SAINT-MICHEL *et al.*, Forcing-dependent stability of steady turbulent states, *en préparation*.

Transitions de phase dans un condensat de Bose dipolaire à composantes multiples

Olivier Gorceix

Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité et CNRS, UMR 7538, 99 avenue J-B Clément, F-93430 Villetaneuse, France
olivier.gorceix@univ-paris13.fr

Les interactions entre dipôles magnétiques permanents sont anisotropes et à longue portée. Elles induisent un couplage non-linéaire et non local entre les degrés de liberté de spin et les degrés de liberté associés au moment orbital. Cela ouvre de nouvelles pistes dans le domaine du magnétisme des gaz quantiques. Nous réalisons des expériences sur un condensat de Bose de chrome [1]. Ces atomes ont un fort moment magnétique et un spin égal à 3. Il en résulte un diagramme de phase particulièrement riche et complexe à bas champ et des propriétés thermodynamiques originales liées aux interactions dipolaires qui permettent une évolution spontanée de la magnétisation [2]. Par ailleurs, en transférant les condensats de chrome dans des réseaux optiques, nous pouvons étudier ces problématiques en dimensions réduites (tubes, disques) et réaliser des expériences sur des systèmes mimant par exemple les modèles de physique du solide avec comme ingrédients additionnels sept états de spin et des interactions à longue portée. Nous mettons en place un dispositif qui doit nous permettre de voir des domaines de spin et de suivre la dynamique de leur formation.

Références

1. A. DE PAZ ET COLL. arXiv :12125469.
2. B. PASQUIOU ET COLL. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 015301 (2011) et **108**, 045307 (2012).

Événements extrêmes dans la dispersion relative turbulente

Bec, Bitane & Homann

Laboratoire J.-L. Lagrange UMR 7293, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France.

jeremie.bec@oca.eu

Le comportement diffusif aux temps longs des traceurs d'un écoulement turbulent est souvent utilisé dans la modélisation du transport. Les propriétés de mélange sont alors décrites en termes d'une diffusivité turbulente effective. Cette démarche est par exemple utilisée pour le contrôle de la qualité de l'air afin d'évaluer les risques sur la santé d'une longue exposition en aval d'une source de polluants. Toutefois, ce type d'approche échoue lorsqu'on s'intéresse à l'éventualité de trouver une concentration locale excédant un certain seuil critique. Les fluctuations locales ne peuvent alors pas être déterminées à partir de la concentration moyenne puisqu'elles sont associées à ses moments d'ordres plus élevés. Les statistiques d'ordre deux, comme par exemple la corrélation spatiale d'un scalaire passif, peuvent s'exprimer en fonction du mouvement relatif de deux traceurs de l'écoulement turbulent. Dans la plus grande partie des applications, comme par exemple la météorologie, l'ingénierie mécanique, la biologie, cette dynamique est approchée par le modèle de diffusivité turbulente de Richardson.

Nous étudions ici les propriétés statistiques de la dispersion relative de paires de traceurs lagrangiens dans un écoulement turbulent homogène isotrope. Nous utilisons pour cela les résultats de simulations numériques directes de l'équation de Navier–Stokes effectuées avec 4096^3 points de grille pour atteindre un nombre de Reynolds $R_\lambda \approx 730$. Une attention particulière est portée aux fortes fluctuations subies par les traceurs. Nous observons que la distribution de leurs distances atteint un régime quasiment auto-similaire caractérisé par une très faible intermittence. L'échelle de temps de convergence vers ce comportement est donnée par le temps de dissipation de l'énergie cinétique mesuré à l'échelle donnée par la séparation initiale entre les traceurs.

Au contraire, les différences de vitesse entre traceurs montrent un comportement fortement anomal dont les propriétés d'échelle sont très proches de celles des fonctions de structure lagrangiennes. Ces fluctuations violentes sont interprétées de manière géométrique et nous montrons qu'elles sont responsables d'une mémoire à long terme de la séparation initiale. Malgré cette forte intermittence, le taux local moyen de transfert d'énergie, défini comme la valeur moyenne du rapport entre le cube de la différence de vitesse longitudinale et la distance entre les traceurs, atteint un régime statistiquement stationnaire sur des temps relativement courts.

Finalement, ces résultats sont rassemblés pour s'attaquer à la question des événements violents dans la distribution des distances. Nous trouvons que les séparations les plus grandes sont atteintes par les paires de traceurs qui se sont toujours séparées très vite depuis l'instant initial. Elles sont responsables de la présence d'une queue exponentielle étirée dans la distribution des distances entre traceurs. Aux temps longs, cette queue devient plus proche d'une exponentielle que de la distribution prédite par l'approche diffusive de Richardson. En même temps, la distribution des distances développe un comportement algébrique aux petites valeurs que nous interprétons en termes de géométrie fractale. Les données numériques suggèrent que cet exposant converge vers 1, ce qui est de nouveau en conflit avec la distribution de Richardson. Ces deux comportements asymptotiques nous montrent que la turbulence mélange d'une manière bien moins efficace que ce qui est prédit par l'approche de Richardson.

Références

1. R. Bitane, H. Homann et J. Bec. Time scales of turbulent relative dispersion. *Physical Review E* **86** :045302, 2012.
2. R. Bitane, H. Homann et J. Bec. Geometry and violent events in turbulent pair dispersion. *Journal of Turbulence*, sous presse, 2013.

Influence de la vitesse de déformation du fond marin sur la génération des tsunamis

T. Jamin¹, L. Gordillo¹, G. Ruiz-Chavarria², M. Berhanu¹, & E. Falcon¹

¹ Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, MSC, UMR 7057 CNRS

² Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de Mexico, Mexique

`timothee.jamin@univ-paris-diderot.fr`

Si la propagation en pleine mer des tsunamis et leur déferlement à l’approche des côtes ont été largement étudiés, leur mécanisme de formation reste en revanche peu compris. Pour les séismes sous-marins, les modèles numériques actuels translatent la déformation du fond à la surface libre de l’océan et négligent ainsi la dynamique, lente ou rapide, de la déformation. Cette hypothèse n’est acceptable que dans le cas de tsunamis “rapides”, c’est-à-dire lorsque le temps caractéristique de propagation de l’onde de surface est faible devant la durée de la déformation [1,2].

Afin de mieux comprendre le mécanisme de formation de ces vagues, nous avons étudié la formation de ce type d’ondes dans une cuve remplie de quelques centimètres d’eau. Son centre a été troué et recouvert d’une membrane élastique circulaire de 5 cm de diamètre, subissant des déformations impulsives de quelques millimètres. Nous avons observé l’évolution de la surface libre pour des durées d’impulsion variées. Le champ de vitesse au sein du liquide a par ailleurs été relevé par PIV (Particle Image Velocimetry).

Les déformations rapides ou lentes du fond induisent des comportements différents : dans le premier cas, la force de gravité n’a pas le temps de modifier la forme de la surface libre au cours du mouvement du fond. La surface libre subit alors une phase d’élévation en même temps que celle du fond, puis une phase de relaxation. Dans le cas de la déformation lente, la relaxation intervient alors que le mouvement du fond n’est pas terminé. L’amplitude de l’onde engendrée est donc plus faible. L’étude de la forme de l’onde et du champ de vitesse montre également des différences entre les deux dynamiques. Les résultats sont trouvés en accord avec la théorie linéaire développée par J. L. Hammack [3,4].

Références

1. M. I. TODOROVSKA, M. D. TRIFUNAC, Generation of tsunamis by a slowly spreading uplift of the sea-floor, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **21** (2), 151-167 (2001).
2. D. DUTYKH, F. DIAS, Y. KERVILLA, Linear theory of wave generation by a moving bottom, *C. R. Acad. Sci. Paris Ser. I*, **343** (7), 499-504 (2006)
3. J. L. HAMMACK, Tsunamis - a model of their generation and propagation, Thèse de doctorat, California Institute of Technology Pasadena (1973).
4. J. L. HAMMACK, A note on tsunamis : their generation and propagation in an ocean of uniform depth, *J. Fluid Mech.*, **60** (4), 769-799 (1973)

Transition abrupte vers une dynamique chaotique dans un problème de diffusion : une limite anti-intégrable

Claude Baesens¹, Yi-Chiuan Chen², & Robert MacKay¹

¹ Mathematics Institute, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

² Institute of Mathematics, Academia Sinica, Taipei 11529, Taiwan

`claude.baesens@warwick.ac.uk`

Dans une étude de diffusion d'une particule par un potentiel à deux dimensions comportant plusieurs maxima de hauteur égale, Bleher, Ott and Grebogi [BOG] ont observé numériquement un phénomène de transition chaotique intéressant : lorsque l'énergie E de la particule est plus élevée que la valeur E_c des maxima du potentiel, l'angle de diffusion est une fonction lisse du paramètre d'impact (diffusion régulière, pas de trajectoires bornées), tandis que lorsque l'énergie de la particule est légèrement plus basse que E_c , cette fonction présente un ensemble de Cantor de singularités qui correspondent en fait à l'apparition d'un ensemble de trajectoires bornées chaotiques. Ils qualifièrent la transition à $E = E_c$ de *bifurcation abrupte de diffusion chaotique*.

Le but de ce travail est d'établir une explication mathématique rigoureuse de l'apparition de cette dynamique chaotique et ce pour une classe générale de problèmes de diffusion. Nous montrons que, dans le cadre de ces systèmes lagrangiens à deux degrés de liberté, cette *bifurcation abrupte* à $E = E_c$ peut s'interpréter comme une *limite anti-intégrable*, concept introduit par Serge Aubry en 1990 dans le contexte de l'Application Standard et du modèle de Frenkel-Kontorova.

Lorsque le potentiel comporte un ou plusieurs maxima locaux de hauteur E_c et qu'à $E = E_c$, des trajectoires homoclines ou hétéroclines (non-dégénérées) connectent ces maxima, nous démontrons que pour $E < E_c$ (suffisamment proche de E_c), il existe un ensemble hyperbolique chaotique de trajectoires qui ombrent uniformément les concaténations (admissibles) de ces trajectoires homoclines ou hétéroclines, suspension d'une chaîne de Markov topologique.

Nous construisons l'ensemble hyperbolique pour plusieurs exemples explicites de potentiels de diffusion.

Notre approche s'inspire d'un travail de Bolotin et MacKay démontrant l'existence d'orbites de Poincaré de seconde espèce dans le problème à trois corps circulaire restreint.

Références

[BOG] Bleher S, Ott E, Grebogi C, Route to chaotic scattering, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 919–922

Sur l'agrégation de fibres et la formation des aegagropiles

Gautier Verhille & Patrice Le Gal

IRPHE - UMR 6594, 49 Rue F. Joliot-Curie - BP 146, 13384 Marseille cedex 13
gautier.verhille@irphe.univ-mrs.fr

Les aegagropiles sont des pelotes de fibres de Posidonies (plantes sous-marines) de quelques centimètres de diamètre que l'on trouve par exemple le long des plages méditerranéennes. Il est généralement admis que l'écoulement au fond de la mer est responsable de cette agrégation et de la compaction des pelotes lorsque la concentration en filaments est suffisamment importante [1,2]. A notre connaissance, aucune étude détaillée de ce phénomène n'existe [3] : les études d'agrégation dans des écoulements concernent généralement des particules pas ou peu déformables [4,5].

Dans un premier temps nous présenterons nos mesures de tailles et de poids de pelotes ramassées sur les plages méditerranéennes. Egalement, des tests de déformation des pelotes et des tomographies nous donnerons des informations sur la structure interne de ces pelotes. A partir de ces données nous tenterons d'imaginer les différents scénarios de formation des aegagropiles naturels.

Nous présenterons ensuite des résultats expérimentaux concernant la dynamique d'agrégation et de compaction d'une pelote de poils par un écoulement oscillant dans un bassin. A l'aide d'une analyse des images vidéo du mouvement de fils, trois types d'agrégats sont observés : des amas importants en nombre de fibres et s'étendant le long des lignes de stagnation de l'écoulement (les "dreads"), de petits amas (les mèches) dont l'orientation est moins bien définie que les dreads et également des pelotes. Suite à ces résultats expérimentaux, nous proposons un premier modèle d'agrégation basé sur un entraînement de type dérive de Stokes dans un écoulement pulsé. Une méthode d'analyse en échelles multiples permet de prédire la compaction de particules supposées ponctuelles et sans interaction. Ce modèle qui n'est qu'un premier pas, pourra alors être complété et rendu plus réaliste par la prise en compte de l'orientation des fils, de leur souplesse et élasticité et de leur interaction et peut-être un jour de leur agrégation par emmélage. Plus généralement, cette étude est susceptible d'apporter un regard nouveau sur la formation d'agrégats d'objets déformables intervenant en particulier en biologie comme l'agrégation des globules rouges, par exemple. On pourrait également trouver une analogie entre la dynamique d'un fil dans un écoulement turbulent et celle d'un brin d'ADN ou d'un polymère soumis à l'agitation thermique au sein d'un solvant.

Références

1. J.B. Moyle, About beach balls, *Minnesota Volunteer*, 38-41,1971.
2. A.C. Mathieson and C.J. Dawes, *Chaetomorpha* balls foul New Hampshire, USA Beaches, *Alage*, **17**(4), 2002.
3. J.F.M Cannon, An experimental investigation of Posidonia balls, *Aquatic Botany*, **6**, 407-410, 1979.
4. P. Bagchi *et al.*, Computational fluid dynamic simulation of aggregation of deformable cells in a shear flow, *Journal of Biomechanical Engineering*, **127**, 1070-1080,2005.
5. S. Melis *et al.* Effect of fluid motion on the aggregation of small particles subject to interaction forces, *AIChE Journal*, **45**(7), 1999.

Lagrangian evolution and modeling of the velocity gradient tensor in hydrodynamic turbulence

Charles MENEVEAU

Johns Hopkins University, Baltimore, MD, USA
meneveau@jhu.edu

It is well recognized now through experiments and large-scale simulations that the small scale structure of fluid turbulence is highly intermittent and non-Gaussian. Moreover, there is a host of well-known trends in the phenomenology of turbulence, such as differences in levels of intermittency between transverse and longitudinal velocity, with passive scalar increments, and turbulence in 2D, 3D and even 4D turbulence. Also, there are non-trivial and very interesting geometric aspects of the velocity gradient tensor, such as alignment trends between the vorticity vector and the eigenvector of the strain-rate tensor. This knowledge, reviewed in this talk, is gleaned mostly from experiments or numerical simulations of turbulence, typically using on the order of 10^9 degrees of freedom. We also describe our efforts at reproducing these observations based on low-dimensional dynamical models that typically take the form of stochastic differential equations for a few degrees of freedom, evolving in time in a Lagrangian frame of reference (moving with the fluid).