



Recueil des contributions à la  
**25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire**  
Paris 2022

Université Paris Cité  
Amphithéâtre Buffon

<http://nonlineaire.univ-lille.fr/SNL/>



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

---

Résumés de la 25<sup>e</sup>  
Rencontre du Non-Linéaire  
Paris 2022

---

Université de Paris  
Non-Linéaire Publications



# 25<sup>e</sup> RENCONTRE DU NON-LINÉAIRE

Université de Paris

29–31 Mars 2022

Nous remercions vivement pour leur soutien matériel et financier l'université de Paris, le CNRS, le Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure, le laboratoire Matière et Systèmes Complexes de l'Université de Paris, le Labex Laboratoire Systèmes et Ingénierie du Plateau de Saclay (LaSIPS) de l'Université Paris-Saclay, le Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure de Lyon, le GDR Mephy, la Société Française de Physique.

Le comité scientifique est composé de :

Elsa BAYART LP — ENS Lyon  
Éric FALCON MSC — Université de Paris  
Isabelle GALLAGHER DMA — ENS Paris  
Xavier LEONCINI CPT — Aix-Marseille  
Régis MARCHIANO IJLRDA — Sorbonne Université  
Philippe MARCQ PMMH — ESPCI  
François PÉTRÉLIS LP — ENS Paris  
Chi-Tuong PHAM LISN — Paris-Saclay  
Salima RAFAÏ LIPhy — UJF Grenoble  
Christophe RAUFASTE INPhyNI — Côte d'Azur  
Emmanuelle RIO LPS — Paris-Saclay  
Pierre SURET PhLAM — Lille

Les Rencontres du Non-Linéaire sont organisées par :

Éric FALCON MSC — Paris Diderot  
Marc LEFRANC PhLAM — Lille  
François PÉTRÉLIS Laboratoire de Physique — ENS Paris  
Chi-Tuong PHAM LISN — Paris-Saclay

Le mini-colloque « *Non-linéaire et Biologie* » est organisé par :

Philippe MARCQ PMMH — ESPCI  
Raphaël JEANNERET LP — ENS

Les comptes-rendus des années précédentes sont disponibles auprès de :

Non-Linéaire Publications,  
Bâtiment 508  
Rue John von Neumann  
91400 Orsay

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

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

Renseignements :

[rnl@univ-lille1.fr](mailto:rnl@univ-lille1.fr)



# Sommaire

<b>Publication d'articles dans EPJ Plus</b> .....	1
<b>Division de la Physique Non Linéaire de la Société Française de Physique (DPNL SFP)</b>	3
<b>Programmes du Mini-colloque et de la 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire</b> .....	5
<hr/>	
<b>Exposés invités de la 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire</b>	
<hr/>	
<b>Layering and transport bifurcations in turbulent magnetized fusion plasmas</b> <i>Guilhem Dif-Pradalier, Ph. Ghendrih, Y. Sarazin, P. Donnel, X. Garbet, V. Grandgirard, Y. Munsch, K. Obrejan, L. Vermare</i> .....	19
<b>Exploiting elastocapillarity in the mechanical self-assembly of drops and bubbles</b> <i>Wiebke Drenckhan, Aurélie Hourlier-Fargette</i> .....	20
<b>Swimming of a ludion in a stratified sea</b> <i>Patrice Le Gal, B. Castillo Morales, S. Hernandez Zapata, G. Ruiz Chavarria</i> .....	21
<b>Minimum action Method for nonequilibrium phase transitions</b> <i>Eric Vanden-Eijnden</i> .....	22
<hr/>	
<b>Exposés du Mini-colloque « Géométrie et Élasticité »</b>	
<hr/>	
<b>Some paradoxes of muscle mechanics</b> <i>Lev Truskinovsky</i> .....	25
<b>Active depinning of bacterial droplets: The collective surfing of <i>Bacillus subtilis</i></b> <i>Marc Hennes, Julien Tailleur, Gaëlle Charron, Adrian Daerr</i> .....	26
<b>Mechanical self-organisation in avian embryos</b> <i>Alexander Chamolly</i> .....	27
<b>Self-organisation of biological patterns</b> <i>Marie Manceau</i> .....	28
<b>A tug-of-war between stretching and bending in living cell sheets</b> <i>Pierre Recho</i> .....	29
<b>Light management in microalgae: metabolism, motility and communication</b> <i>Idan Tuval</i> .....	30
<b>Cell motility and swimming: universal description and generic trajectories</b> <i>Alexander Farutin</i> .....	31
<b>Nonlinear flows and waves in embryonic development</b> <i>Massimo Vergassola</i> .....	32

<b>Cell stress response driven by negative feedback: homeostasis and much more</b> <i>Benjamin Pfeuty</i> .....	33
<b>Alternation emerges as a multi-modal strategy for turbulent odor navigation</b> <i>Nicola Rigolli, Gautam Reddy, Agnese Seminara, Massimo Vergassola</i> .....	34
<b>Substrate evaporation drives early collective construction in termites</b> <i>Giulio Facchini, Alann Rathery, Stéphane Douady, David Sillam-Dussès, Andrea Perna</i> .....	35
<b>Un modèle de propagation de front pour la morphogenèse des feuilles</b> <i>Camille Le Scao, Julien Derr, Stéphane Douady</i> .....	36

---

### Exposés longs de la 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire

---

<b>Rhéologie des écoulements granulaires humides sur plan incliné</b> <i>Stéphanie Debœuf, Abdoulaye Fall</i> .....	39
<b>Le barrissement d'éléphant, un exemple de propagation acoustique non linéaire</b> <i>Joël Gilbert</i> .....	40
<b>Metamorphosis of the Landau transition in the flow of a driven-dissipative quantum fluid of light</b> <i>Vincent Hakim, Simon Pigeon, Amandine Aftalion</i> .....	41
<b>Actuation collective dans les solides actifs : émergence et contrôle</b> <i>Paul Baconnier, Olivier Dauchot</i> .....	42
<b>Turbulence d'ondes de surface quasi-1D</b> <i>Guillaume Ricard, Éric Falcon</i> .....	43
<b>La cochlée vue comme un métamatériau non-linéaire actif</b> <i>Fabrice Lemoult</i> .....	44
<b>Comment la rotation modifie-t-elle la vidange d'une bouteille d'eau idéale ?</b> <i>Aurore Caquas, Luc Pastur, Alain Genty</i> .....	45
<b>Modéliser la neige de fer dans les intérieurs planétaires : sédimentation de nuages particuliers en milieux statique et tournant</b> <i>Quentin Kriaa, Benjamin Favier, Michaël Le Bars</i> .....	46
<b>Des bulles éternelles ?</b> <i>Aymeric Roux, Alexis Duchesne, Michael Baudoïn</i> .....	47
<b>Contact line catch up by growing ice crystals</b> <i>Rodolphe Grivet, Antoine Monier, Axel Huerre, Christophe Josserand, Thomas Séon</i> .....	48
<b>Spontaneously generated temperature fluctuations in turbulent flows</b> <i>Gaurav Prabhudesai, Stéphane Perrard, François Pétrélis, Stéphan Fauve</i> .....	49
<b>Des fibres au fil : nombre d'Hercules de torsion</b> <i>Antoine Seguin, Jérôme Crassous</i> .....	50

---

### Exposés courts de la 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire

---

<b>Electro-optomechanical modulation instability in a semiconductor resonator</b> <i>Pierre Étienne Allain, Biswarup Guha, Christophe Baker, Aristide Lemaître, Giuseppe Leo, Ivan Favero</i> .....	53
--	----



<b>Étude expérimentale des bifurcations primaires et secondaires de suspensions en écoulement de Taylor–Couette</b>	
<i>Masoud Moazzen, Tom Lacassagne, Vincent Thomy, S. Amir Bahrani</i> .....	54
<b>Comment calculer la vitesse du changement climatique ?</b>	
<i>Iaroslav Gaponenko, Guillaume Rohat, Stéphane Goyette, Patrycja Paruch, Jérôme Kasparian</i> ...	55
<b>Space-time measurements of the influence of pinned contact line on the dispersion relation of gravity-capillary waves</b>	
<i>Eduardo Monsalve, Agnès Maurel, Vincent Pagneux, Philippe Petitjeans</i> .....	56
<b>A dynamical model of the turbulent energy cascade</b>	
<i>Gabriel B. Apolinário, Laurent Chevillard and Jean-Christophe Mourrat</i> .....	57
<b>Turbulence hydrodynamique 3D générée par des agitateurs magnétiques</b>	
<i>Jean-Baptiste Gorce, Annette Cazaubiel, Jean-Claude Bacri, Michael Berhanu, Claude Laroche, Éric Falcon</i> .....	58
<b>Oscillations du ressaut hydraulique circulaire</b>	
<i>Aurélien Goerlinger, Farzam Zoueshtiagh, Alexis Duchesne</i> .....	59
<b>Une famille de tores invariants structure l'espace des phases d'un électron soumis à une impulsion laser intense</b>	
<i>Jonathan Dubois, Marc Jorba-Cuscò, Àngel Jorba, Cristel Chandre</i> .....	60
<b>Low frequency spectra of bending wave turbulence</b>	
<i>Benjamin Miquel, Antoine Naert, Sébastien Aumaître</i> .....	61
<b>Experimental observation of the geostrophic turbulence regime of rapidly rotating convection</b>	
<i>Vincent Bouillaut, Benjamin Miquel, Keith Julien, Sébastien Aumaître, Basile Gallet</i> .....	62
<b>Thermocapillary instability of an ionic liquid–water mixture in a temperature gradient</b>	
<i>Marc Pascual, Axelle Amon, Marie-Caroline Jullien</i> .....	63
<b>Linear analysis of thermomagnetic convection in a ferrofluid under radial buoyancies</b>	
<i>Anupam M. Hiremath, Antoine Meyer, Harunori N. Yoshikawa, Innocent Mutabazi</i> .....	64
<b>Instabilités de surface générées par le passage d'un patin sur un lit granulaire</b>	
<i>Antoine Dop, Valérie Vidal, Nicolas Taberlet</i> .....	65
<b>Propulsion de flotteurs par dissolution</b>	
<i>Martin Chaigne, Michael Berhanu, Arshad Kudrolli</i> .....	66
<b>Towards a link between time-irreversibility and singularity in turbulent flows</b>	
<i>Adam Cheminet, Damien Geneste, Antoine Barlet, Yasar Ostovan, Tarek Chaabo, Valentina Valori, Paul Debue, Christophe Cuvier, François Daviaud, Jean-Marc Foucaut, Jean-Philippe Laval, Bérengère Dubrulle</i> .....	67
<b>Condensation d'ondes classiques en fibre optique multimode</b>	
<i>Kilian Baudin, Adrien Fusaro, Josselin Garnier, Katarzyna Krupa, Iacopo Carusotto, Sergio Rica, Guy Millot, Antonio Picozzi</i> .....	68
<b>Limite singulière d'une équation d'Allen–Cahn stochastique avec un terme de diffusion non linéaire</b>	
<i>Perla El Kettani, Danielle Hilhorst, Yong-Jung Kim, Hyunjoon Park</i> .....	69
<b>Force de Coriolis et écoulement de von Kármán : l'importance sous-estimée d'une force virtuelle.</b>	
<i>Louis Marié, François Daviaud, Bérengère Dubrulle, Vincent Padilla, Cécile Wiertel-Gasquet</i> ....	70

<b>Transition entre le régime visqueux et inertiel lors de la remontée d'une bulle unique en milieu confiné</b> <i>Benjamin Monnet, Sylvain Joubaud, Valérie Vidal, J. John Soundar Jerome</i> .....	71
<b>Designing elastic snap-through instabilities</b> <i>Basile Radisson, Eva Kanso</i> .....	72
<b>Collective escape and supratransmission phenomena in a nonlinear oscillators chain</b> <i>Michael Mekontchou Foudjio, Frank Thomas Ndjomatchoua, Carlos Lawrence Gninzanlong, Clément Tchawoua</i> .....	73
<b>Sediment load determines the shape of rivers</b> <i>Predrag Popović, Olivier Devauchelle, Anaïs Abramian, Éric Lajeunesse</i> .....	74
<b>Diffusion transitions in a 2D periodic lattice</b> <i>Matheus Lazarotto, Iberê Caldas, Yves Elskens</i> .....	75
<b>Axisymmetric internal waves attractor experiments to excite instabilities in enclosed bassin</b> <i>Corentin Pacary, Sylvain Joubaud, Thierry Dauvois</i> .....	76
<b>Ségrégation granulaire dans les astéroïdes lâchement agglomérés</b> <i>Jérémy Sautel, Charles-Edouard Lecomte, Nicolas Taberlet</i> .....	77
<b>Hydrodynamic self-assembly in microrotor suspensions</b> <i>Blaise Delmotte, Michelle Driscoll, Aleksandar Donev</i> .....	78
<b>Using a traveling wave tube to analyze nonlinear effects in plasmas</b> <i>Meirielen Caetano de Sousa, Y. Elskens, F. Doveil, I. L. Caldas</i> .....	79
<b>Diffusiophorèse en écoulement cellulaire</b> <i>Florence Raynal, Charles-Édouard Bréhier, Michaël Bourgoïn, Romain Volk</i> .....	80
<b>Ondes guidées dans une plaque hyperélastique étirée</b> <i>Alexandre Delory, Fabrice Lemoult, Antonin Eddi, Claire Prada</i> .....	81
<b>Drop impact on thin film: mixing, thickness variations and ejections</b> <i>Justine Parmentier, Vincent Terrapon, Tristan Gilet</i> .....	82
<b>Recourbement élastocapillaire programmable de membranes souples texturées</b> <i>Jean Cappello, Benoît Scheid, Fabian Brau, Emmanuel Siéfert</i> .....	83
<b>Gaz de solitons en canal à houle</b> <i>Thibault Leduque, Hervé Michallet, Nicolas Mordant, Éric Barthélemy,</i> .....	84
<b>Large scale fluctuations in hydrodynamics turbulence</b> <i>Stéphane Perrard, Gaurav Prabhudesai, Francois Pétrélis, Stéphane Fauve</i> .....	85
<b>Fragmentation capillaire de larges bulles en milieu turbulent</b> <i>Aliénor Rivière, Daniel J. Ruth, Wouter Mostert, Luc Deike, Stéphane Perrard</i> .....	86
<b>Investigation of a wave diffusion problem</b> <i>Samuel Boury, Oliver Bühler, Jalal Shatah</i> .....	87
<b>Nonlinear effects and extreme wave statistics induced by an abrupt variation of water depth in coastal area</b> <i>Michel Benoit, Jie Zhang, Yuxiang Ma</i> .....	88
<b>Time reversal and spectral wave engineering using damping pulses</b> <i>Samuel Hidalgo-Caballero, S. K. Sreenivas, M. Harazi, V. Bacot, S. Wildeman, X. Jia, A. Tourin, M. Fink, A. Cassinelli, Matthieu Labousse, Emmanuel Fort</i> .....	89

<b>Graines minimales de transition dynamo</b> <i>Paul M. Mannix, Yannick Ponty, Florence Marcotte</i> . . . . .	90
<b>Ressaut circulaire hydraulique : comment prendre en compte la tension de surface ?</b> <i>Alexis Duchesne, Laurent Limat</i> . . . . .	91
<b>Convective flow patterns generated by the dielectrophoretic force in dielectric liquid and heat transfer</b> <i>Elhadj B. Barry, Changwoo Kang, Harunori N. Yoshikawa, Innocent Mutabazi</i> . . . . .	92
<b>Ultrasound contrast agents: From buckling dynamics to swimming</b> <i>Georges Chabouh, Catherine Quilliet, Gwennou Coupier</i> . . . . .	93
<b>Patterns of convection in THETACO, the large turbulent thermal Taylor-Couette facility</b> <i>Ziad Ntarmouchant, Arnaud Prigent, Innocent Mutabazi</i> . . . . .	94
<b>Instability of a Swirling Bubble Ring</b> <i>Yonghui Xu, Daniel Fuster, Ivan Delbende, Maurice Rossi</i> . . . . .	95
<b>Régime ultime dans Rayleigh–Bénard homogène sur des grilles logarithmiques</b> <i>Amaury Barral, Bérengère Dubrulle</i> . . . . .	96
<b>Transition turbulente dans les plasmas de fusion</b> <i>Wesley Agoua, Wouter J. T. Bos, Benjamin Favier, Jorge Morales</i> . . . . .	97
<b>La résonance Galileo : séparatrices, variétés et structure de l’espace des phases</b> <i>Jérôme Daquin, Edoardo Legnaro, Ioannis Gkolas, Christos Efthymiopoulos</i> . . . . .	98
<b>Deformation of a flexible fiber settling against obstacles in a viscous fluid</b> <i>Ursy Makanga, Camille Duprat, Blaise Delmotte</i> . . . . .	99
<b>Numerical simulations of swirling electrovortex flows in cylinders</b> <i>Sabrina Bénard, Wietze Herreman, Caroline Nore, Jean-Luc Guermond</i> . . . . .	100
<b>Modèle d’Ising 2D pour l’organisation à mésoéchelle des champs de nuages</b> <i>Olivier Pujol, Faustine Mascout</i> . . . . .	101
<b>Moteur à propulsion radiative hydrodynamique</b> <i>Benjamin Apffel, Antonin Eddi, Emmanuel Fort</i> . . . . .	102
<b>Modeling the generation of shallow water waves by the gravity-driven collapse of a granular column</b> <i>Wladimir Sarlin, Cyprien Morize, Alban Sauret, Philippe Gondret</i> . . . . .	103
<b>Settling of localised particle plumes in an initially quiescent fluid</b> <i>Romain Monchoux, Till Zürner, David De Souza, Clément Toupoint, Dylan Mezouane</i> . . . . .	104
<b>Force de masse ajoutée en milieu granulaire</b> <i>Antoine Seguin, Philippe Gondret</i> . . . . .	105
<b>Un réseau modulé d’ondes carrées de Faraday</b> <i>Jean-Gabriel Thiriet, Laurette S. Tuckerman, Jalel Chergui, Damir Juric, Seungwon Shin, Rahul Agrawal</i> . . . . .	106
<b>Compression et relaxation de feuilles minces sur fluide visqueux</b> <i>Ayrton Draux, Pascal Damman, Benjamin Davidovitch</i> . . . . .	107
<b>Clusters of heavy particles in two-dimensional Keplerian turbulence</b> <i>Fabiola Antonietta Gerosa, Héloïse Méheut, Jérémie Bec</i> . . . . .	108
<b>Experimental study of the vortex rings generated by an oscillating disc</b> <i>Joanne Steiner, Cyprien Morize, Alban Sauret, Philippe Gondret</i> . . . . .	109

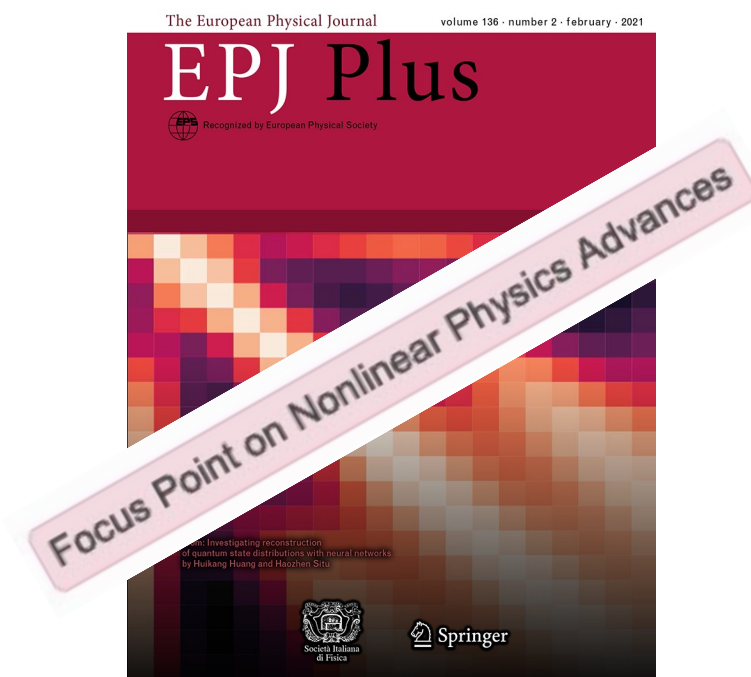
<b>Dynamics of turbulent structures in Couette–Poiseuille flow</b> <i>Benoît Semin, Tao Liu, Ramiro Godoy-Diana, José Eduardo Wesfreid</i> .....	110
<b>Effects of surface light modulation on vertical phytoplankton flow dynamics</b> <i>Vinicius B. Tergolina, Enrico Calzavarini, Gilmar Mompean, Stefano Berti</i> .....	111
<b>Spirographic motion in a vortex</b> <i>Sumithra Reddy Yerasi, Rama Govindarajan, Dario Vincenzi</i> .....	112
<b>The turbulent behaviour of Mr. Trump</b> <i>Yongxiang Huang, François G. Schmitt</i> .....	113
<b>Nonlinear waves along a torus of fluid</b> <i>Filip Novkoski, Chi-Tuong Pham, Éric Falcon</i> .....	114
<b>Instabilités aéro-élastiques d’une plaque rigide impactée par un jet d’air</b> <i>Antoine Tatin, Pascal Hémon, Xavier Cluzel, Yannick Mourlot, Sophie Ramananarivo</i> .....	115
<b>Why do stars rotate so slowly?</b> <i>Florentin Daniel, Ludovic Petitdemange, Florence Marcotte, Christophe Gissinger</i> .....	116
<b>Data-driven discovery of stochastic model of bistable wake past two square cylinders</b> <i>Indra Kanshana, Antoine Barlet, Joran Rolland</i> .....	117
<b>Panaches thermiques en convection turbulente de Rayleigh–Bénard par Fluorescence induite par laser</b> <i>Clément Toupout, Francesca Chillà, Sylvain Joubaud, Hervé Pabiau, Wandrille Ruffenach, Julien Salort, John Soundar Jerome</i> .....	118
<b>Ondes internes et modes vorticaux dans les écoulements stratifiés</b> <i>Vincent Labarre, Pierre Augier, Giorgio Krstulovic, Sergey Nazarenko</i> .....	119
<b>Stabilité de la nage serpentiforme sur la surface de l’eau : réponse harmonique et instabilité paramétrique</b> <i>Xiao Xie, Johann Herault, Vincent Lebastard, Frédéric Boyer</i> .....	120
<b>Bifurcation and gait transition induced by hydrodynamic sensory feedback in an anguilliform swimming robot</b> <i>Johann Herault, Laura Paez, Kamilo Melo, Robin Thandiackal, Vincent Lebastard, Frédéric Boyer, Auke Ijspeert</i> .....	121
<b>Pincement au voisinage d’un ménisque dans un film liquide mince</b> <i>Alice Étienne-Simonetti, Isabelle Cantat, Frédéric Restagno, Emmanuelle Rio</i> .....	122
<b>Instabilité de modulation pour l’équation de Schrödinger non linéaire avec dispersion aléatoire colorée</b> <i>Andrea Armaroli, Guillaume Dujardin, Alexandre Kudlinski, Arnaud Mussot, Stefano Trillo, Stephan De Bièvre, Matteo Conforti</i> .....	123
<b>Subgrid stress tensor modeling in homogeneous isotropic turbulence using 3D convolutional neural network</b> <i>Nathaniel Saura, Thomas Gomez</i> .....	124
<b>Relaxation d’une tige élastique dans un fluide visqueux : application à la capture de nectar chez les abeilles</b> <i>Amandine Lechantre, Ayrton Droux, Hoa-Ai Béatrice Hua, Denis Michez, Pascal Damman, Fabian Brau</i> .....	125
<b>Direct and inverse cascades in turbulent Bose-Einstein condensate</b> <i>Ying Zhu, Boris Semisalov, Giorgio Krstulovic, Sergey Nazarenko</i> .....	126

<b>Invariance d'échelle et dynamique non linéaire de la concentration partielle en CO<sub>2</sub> dans l'air et dans l'eau à partir de séries temporelles d'observation océaniques</b> <i>François G. Schmitt</i> .....	127
<b>Downslope granular flow through a forest of obstacles</b> <i>Baptiste Darbois Texier, Yann Bertho, Philippe Gondret</i> .....	128
<b>Regularization theory of singular bifurcations</b> <i>Alexander Farutin, Chaouqi Misbah</i> .....	129
<b>Wavelength selection in transitional turbulence</b> <i>Sébastien Gomé, Laurette S. Tuckerman, Dwight Barkley</i> .....	130
<b>Propagation de front réactif en milieu turbulent</b> <i>Nihal Tawdi, Christophe Almarcha, Michael Le Bars</i> .....	131
<b>Influence du bruit mécanique sur la plasticité d'un milieu granulaire</b> <i>Ambroise Mathey, David Houdoux, Jérôme Crassous, Axelle Amon</i> .....	132
<b>Séparation de phase dans les mélanges binaires à deux températures</b> <i>Guillaume Palumbo, Pascal Damman</i> .....	133
<b>Spatio-temporal measurements of velocity gradient by Diffusing-Wave Spectroscopy</b> <i>Enzo Francisco, Sébastien Aumaître</i> .....	134
<b>Surfing on turbulence: A strategy for plankton navigation</b> <i>Rémi Monthiller, Aurore Loisy, Mimi A. R. Koehl, Benjamin Favier, Christophe Eloy</i> .....	135
<b>Scaling properties of heat transport in idealized planetary atmospheres and oceans</b> <i>Gabriel Hadjerci, Basile Gallet</i> .....	136
<b>Focalisation d'ondes circulaires à la surface d'un fluide</b> <i>Jules Fillette, Stéphan Fauve, Éric Falcon</i> .....	137
<b>Experimental and numerical study of the stability of cyclone clusters at Jupiter poles</b> <i>Djihane Benzeggouta, Benjamin Favier, Michael Le Bars</i> .....	138
<b>Reconnections in the gastrovascular canal network of jellyfish <i>A. aurita</i></b> <i>Stanisław Żukowski, Annemiek J M Cornelissen, Stéphane Douady, Piotr Szymczak</i> .....	139
<b>Décalage en fréquence non linéaire et application à la courbure du front de phase</b> <i>Mikael Tacu, Didier Bénisti, Arnaud Debayle, Damien F. G. Minenna</i> .....	140
<b>Analogue experiment of rain</b> <i>Yutong Cui, Benoît Semin, Philippe Claudin</i> .....	141
<b>Frost propagation on breath figures</b> <i>David Paulovics, Christophe Raufaste, Thomas Frisch, Cyrille Claudet, Franck Celestini</i> .....	142
<b>Stimulated Rayleigh breakup</b> <i>Antoine Parrenin, Stefan Kooij, Daniel Bonn</i> .....	143
<b>Can sheet cuttings control flow-induced deformation?</b> <i>Tom Marzin, Emmanuel de Langre, Sophie Ramanananarivo</i> .....	144
<b>Fate of nonlinear topological edge states delocalization in mechanical lattices</b> <i>Bertin Many Manda, Rajesh Chaunsali, Georgios Theocharis, Charalampos Skokos</i> .....	145
<b>Local collective immunity leads to periodic epidemic outbursts</b> <i>Wouter J. T. Bos, Louis Gostiaux, Jean-Pierre Bertoglio</i> .....	146
<b>Receptivity to finite-size perturbations in pipe flows for yield-stress fluid</b> <i>Antoine Charles, Francesco Romanò, Thierry Ribeiro, Jean-Christophe Baudez, S. Amir Bahrani</i> ..	147

<b>Quand les bactéries jouent aux billes</b> <i>Julien Bouvard, Frédéric Moisy, Harold Auradou</i> .....	148
<b>L'instabilité de Faraday turbulente entre deux fluides miscibles</b> <i>Louis Gostiaux, Antoine Briard, Mathilde Cavelier, Benoît-Joseph Gréa</i> .....	149
<b>Transport of angular momentum by turbulence in Keplerian rotation flow</b> <i>Marlone Vernet, Stéphan Fauve, Christophe Gissinger</i> .....	150
<b>Vectorial dark dissipative solitons in Kerr resonators</b> <i>Bilal Kostet, Youri Soupart, Krassimir Panajotov, Mustapha Tlidi</i> .....	151
<b>Morphologies et interactions de craquelures d'argile</b> <i>Paul Jeamment, Julien Derr, Stéphane Douady</i> .....	152
<b>Index des auteurs</b> .....	155

## Focus Point on Nonlinear Physics Advances in EPJ Plus

To increase their impact, RNL proceedings is now published as articles in  
*The European Physical Journal Plus (EPJ Plus)*



You are invited to submit an article in  
EPJ Plus **Focus Point on Nonlinear Physics Advances**

*Deadline for submissions: as they arise and each year mid-November*

[http://nonlineaire.univ-lille.fr/SNL/instructions\\_articles/](http://nonlineaire.univ-lille.fr/SNL/instructions_articles/)

or

<https://epjplus.epj.org/>

**EPJ Plus**

**Focus Point on Nonlinear Physics Advances**

S. Chibbaro, M.-C. Firpo, G. Napoli and S. Randoux (Guest editors)





# Division Physique Non Linéaire

## Société Française de Physique

Créée **début 2021**, la toute nouvelle Division de Physique Non Linéaire (DPNL) de la SFP a pour but de **structurer la communauté du non-linéaire** au sein d'une division transverse de la SFP qui a vocation à être **interdisciplinaire**.

Exemples : dynamique des fluides, mécanique, matière molle, optique, plasmas, biophysique, physique des interfaces...



Le bureau de la DPNL (2021 – 2024) 11 membres

Membre pendant 3 ans renouvelable une fois

• Axelle Amon (Université de Rennes)	Matière Molle	GDR IDE
• Médéric Argentina (Université Côte d'Azur)	Matière active	
• Mickaël Bourgoïn (ENS de Lyon / CNRS)	Turbulence	GDR NS2.00
• Bérengère Dubrulle (CEA Saclay / CNRS)	Turbulence	
• Éric Falcon (Université de Paris / CNRS)	Président/Trésorier	
• Stéphane Fauve (ENS)	Dynamo - MHD	GDR Dynamo
• Marie-Christine Firpo (École Polytechnique)	Plasmas	
• Marc Lefranc (Université de Lille)	Biophysique	GDR AQP
• Chi-Tuong Pham (Université Paris Saclay)	Physique des interfaces	
• Stéphane Randoux (Université de Lille)	Optique non linéaire	
• Benoît Roman (ESPCI / CNRS)	Mécanique/Elasticité	GDR Méphy



### Quelques avantages d'adhérer à la Division de Physique Non Linéaire

- Pour un laboratoire adhérent à la SFP:

Chaque **doctorant.e** d'un laboratoire adhérent bénéficie d'une adhésion **gratuite** individuelle à la SFP

⇒ être informé des actualités de la division, rejoindre le réseau des doctorants, accéder au forum emploi de la SFP,

⇒ bénéficier du programme de mentorat de la SFP, **réduction/gratuité d'enregistrement à des conférences**

- **Adhésion individuelle à la SFP** (après 66% réduction d'impôt) : 9€ (Doct./Etudiant.e), 38€ (<35 ans), 50€ (>35 ans)
- **Pour tous: réductions/gratuité pour les événements organisés par les partenaires de la SFP** tels que l'American Physical Society (**DFD, March Meeting**), l'Institut of Physics (IOP), l'European Physical Society (EPS).

### Comment rejoindre la nouvelle Division Physique Non Linéaire de la SFP ?

<https://www.sfpnet.fr/inscription>

#### Cas 1 : Je suis membre de la SFP

- Aller sur son espace membre SFP (login : "sfp" suivi de mon numéro d'adhérent)
- Cliquer sur l'onglet de gauche « mon activité à la SFP »
- Dans « S'informer », sélectionner : *Division Physique Non Linéaire*, valider

#### Cas 2 : Je ne suis pas membre de la SFP

- Renseigner le formulaire d'adhésion <https://www.sfpnet.fr/inscription-adherent>
- Cocher : *Physique Non Linéaire* au moment du choix des divisions thématiques

#### Cas 3 : Adhésion gratuite d'un doctorant.e d'un laboratoire adhérent

- remplir le formulaire en ligne <https://www.sfpnet.fr/inscription-doctorant>

#### Cas 4 : Pour devenir un laboratoire adhérent

<https://www.sfpnet.fr/adhesions-laboratoires-et-autres-organisations>





## Programme du mini-colloque

Programme de la 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire



## Non-linéaire et Biologie

Université Paris Cité, 29 mars 2022

Amphithéâtre Buffon, 15 rue Hélène Brion, Paris 13e

*L'objectif de ce mini-colloque est de d'aborder, sous divers points de vue et à diverses échelles, les aspects non-linéaires de phénomènes relevant des Sciences de la Vie.*

09h00 – 09h30 : Lev Truskinovsky (PMMH, Paris)

*Some paradoxes of muscle mechanics*

09h30 – 10h00 : Adrian Daerr (MSC, Paris)

*Active depinning of bacterial droplets*

10h00 – 10h30 : Alexander Chamolly (LPENS, Paris)

*Mechanical self-organisation in avian embryos*

### 10h30 – 11h00 : Pause café

11h00 – 11h30 : Marie Manceau (CIRB, Paris)

*Self-organisation of biological patterns*

11h30 – 11h50 : Nicola Rigolli (INPHYNI, Nice)

*Alternation emerges as a multi-modal strategy for turbulent odor navigation*

11h50 – 12h10 : Giulio Facchini (ULB, Bruxelles)

*Substrate evaporation drives early collective construction in termites*

### 12h10 – 14h00 : Pause déjeuner

14h00 – 14h30 : Pierre Recho (LIPhy, Grenoble)

*A tug-of-war between stretching and bending in living cell sheets*

14h30 – 15h00 : Idan Tuval (IMEDEA, Palma de Mallorca)

*Light management in microalgae: metabolism, motility and communication*

15h00 – 15h30 : Alexander Farutin (LIPhy, Grenoble)

*Cell motility and swimming: universal description and generic trajectories*

### 15h30 – 16h00 : Pause café

16h00 – 16h30 : Massimo Vergassola (LPENS, Paris)

*Nonlinear flows and waves in embryonic development*

16h30 – 16h50 : Camille Le Scao (MSC, Paris)

*Un modèle de propagation de front pour la morphogenèse des feuilles*

16h50 – 17h20 : Benjamin Pfeuty (PhLAM, Lille)

*Cell stress response driven by negative feedback: homeostasis and much more*

### 17h20 : Clôture

*Le mini-colloque satellite de la RNL 2022 est organisé par Raphaël Jeanneret (LPENS) et Philippe Marcq (PMMH).*



Université  
Paris Cité



Société Française  
de Physique

DIVISION PHYSIQUE NON LINÉAIRE



université  
PARIS-SACLAY





# 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire

## Université Paris Cité, 29 – 31 mars 2022

Bienvenue à la 25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire 2022 qui aura lieu à l'Université Paris Cité, amphithéâtre Buffon, 15 rue Hélène Brion, Paris 13<sup>e</sup>.

Nous aurons 116 contributions se répartissant en 4 conférences invitées, 12 communications longues et 100 communications courtes.

### Mercredi 30 mars 2022

09h00 : **Introduction**  
09h05 - 09h50 : **Conférence invitée 1 (40 + 5 min.)**  
09h50 - 10h30 : **Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 16 communications courtes**  
10h30 - 11h15 : **Pause café Posters (45 min.)**  
11h15 - 11h55 : **Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 16 communications courtes**  
11h55 - 12h40 : **Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

### 12h40 - 14h00 : Déjeuner

14h00 - 14h45 : **Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**  
14h45 - 15h55 : **Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 28 communications courtes**  
15h55 - 17h00 : **Pause café Posters (1h05)**  
17h00 - 17h45 : **Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**  
17h45 - 18h30 : **Conférence invitée 2 (40 + 5 min.)**  
18h30 - 20h30 : **Cocktail**

### Jeudi 31 mars 2022

09h00 - 09h45 : **Conférence invitée 3 (40 + 5 min.)**  
09h45 - 10h45 : **Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 24 communications courtes**  
10h45 - 11h45 : **Pause café Posters (1h00)**  
11h45 - 12h30 : **Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

### 12h30 - 14h00 : Déjeuner

14h00 - 14h45 : **Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**  
14h45 - 15h25 : **Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 16 communications courtes**  
15h25 - 16h30 : **Pause café Posters (1h05)**  
16h30 - 17h15 : **Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**  
17h15 - 18h00 : **Conférence invitée 4 (40 + 5 min.)**

Nous remercions l'Université Paris Cité de mettre à notre disposition les locaux de la RNL2022. Nous remercions également la **Division de Physique Non Linéaire** de la **SFP**, le laboratoire de **Physique de l'ENS**, le laboratoire **Matière et Systèmes Complexes (MSC)**, le laboratoire **Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (PMMH)**, le **Centre de Physique Théorique (CPT)**, le laboratoire de **Physique de ENS de Lyon**, l'université Paris-Saclay et le **CNRS**.

Cette année, nous sommes 168 inscrits au 14 mars 2022.

Le Comité d'Organisation de la RNL 2022 : Eric Falcon, Marc Lefranc, François Pétrélis et Chi-Tuong Pham.



Université  
Paris Cité



Société Française  
de Physique  
DIVISION PHYSIQUE NON LINÉAIRE



## Mercredi 30 mars 2022

**09h05 - 09h50 : Conf. invitée par Wiebke DRENCKHAN et Aurélie HOURLIER-FARGETTE (40 + 5 min.)**  
Exploiting elastocapillarity in the mechanical self-assembly of drops and bubbles

**09h50 - 10h30 : Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 16 communications courtes**

[Comment calculer la vitesse du changement climatique ?](#)

I. Gaponenko, G. Rohat, S. Goyette, P. Paruch, J. Kasparian, présenté par Jérôme Kasparian

[Experimental observation of the geostrophic turbulence regime of rapidly rotating convection](#)

V. Bouillaut, B. Miquel, K. Julien, S. Aumaître, B. Gallet, présenté par Vincent Bouillaut

[A dynamical model of the turbulent energy cascade](#)

G. B. Apolinário, L. Chevillard and J.-C. Mourrat, présenté par Gabriel Apolinario

[Turbulence hydrodynamique 3D générée par des agitateurs magnétiques](#)

J.-B. Gorce, A. Cazaubiel, J.-C. Bacri, M. Berhanu, C. Laroche et E. Falcon, présenté par J.-B. Gorce

[Towards a link between time-irreversibility and singularity in turbulent flows](#)

A. Cheminet, D. Geneste, A. Barlet, Y. Ostovan, T. Chaabo, V. Valori, P. Debue, C. Cuvier, F. Daviaud, J.-M. Foucaut, J.-P. Laval, B. Dubrulle, présenté par Adam Cheminet

[Une famille de tores invariants structure l'espace des phases d'un électron soumis à une impulsion laser intense](#)

J. Dubois, M. Jorba-Cuscò, À. Jorba, C. Chandre, présenté par Jonathan Dubois

[Electro-optomechanical modulation instability in a semiconductor resonator](#)

P. Allain, B. Guha, C. Baker, A. Lemaître, G. Leo, I. Favero, présenté par Ivan Favero

[Instabilité thermo-capillaire d'un mélange liquide ionique-eau dans un gradient de température](#)

M. Pascual, A. Amon, M.-C. Jullien, présenté par Axelle Amon

[Propulsion de flotteurs par dissolution](#)

M. Chaigne, M. Berhanu, A. Kudrolli, présenté par Martin Chaigne

[Linear analysis of thermomagnetic convection in a ferrofluid under radial buoyancies](#)

A M. Hiremath, A. Meyer, H N. Yoshikawa, I. Mutabazi, présenté par Anupam Mahantayya Hiremath

[Étude expérimentale des bifurcations primaires et secondaires de suspensions en écoulement de Taylor-Couette](#)

M. Moazzen, T. Lacassagne, V. Thomy, A. Bahrani, présenté par Masoud Moazzen

[Modeling the generation of shallow water waves by the gravity-driven collapse of a granular column](#)

W. Sarlin, C. Morize, A. Sauret, et P. Gondret, présenté par Wladimir Sarlin

[Instabilités de surface générées par le passage d'un patin sur un lit granulaire](#)

A. Dop, V. Vidal, et N. Taberlet, présenté par Antoine Dop

[Space-time measurements of the influence of pinned contact line on the dispersion relation of gravity-capillary waves](#)

E. Monsalve, A. Maurel, V. Pagneux et P. Petitjeans, présenté par Eduardo Monsalve

[Oscillations du ressaut hydraulique circulaire](#)

A. Goerlinger, F. Zoueshtiagh, A. Duchesne, présenté par Aurélien Goerlinger

[Low frequency spectra of bending wave turbulence](#)

B. Miquel, A. Naert, S. Aumaître, présenté par Sébastien Aumaître

**10h30 - 11h15 : Pause café Posters (45 min.)**

**11h15 - 11h55 : Présentation des posters (2 + 0.5 min.) - 16 communications courtes**

[Condensation d'ondes classiques en fibre optique multimode](#)

K. Baudin, A. Fusaro, J. Garnier, K. Krupa, I. Carusotto, S. Rica, G. Millot, A. Picozzi, présenté par K. Baudin

[Limite singulière d'une équation d'Allen-Cahn stochastique avec un terme de diffusion non linéaire](#)

P. El Kettani, D. Hilhorst, Y. Kim, H. Park, présenté par Perla El Kettani

[Collective escape and supratransmission phenomena in a nonlinear oscillators chain](#)

M. M. Foudjio, F. T. Ndjomatchoua, C. L. Gninzanlong, C. Tchawoua, présenté par Michael M. Foudjio



[Force de Coriolis et écoulement de von Karman: l'importance sous-estimée d'une force virtuelle.](#)

L. Marié, F. Daviaud, B. Dubrulle, V. Padilla, C. Wiertel-Gasquet, présenté par Louis Marié

[Drop impact on thin film: mixing, thickness variations and ejections](#)

J. Parmentier, V. Terrapon, T. Gilet, présenté par Justine Parmentier

[Designing elastic snap-through instabilities](#)

B. Radisson, E. Kanso, présenté par Basile Radisson

[Ondes guidées dans une plaque hyperélastique étirée](#)

A. Delory, F. Lemoult, A. Eddi, C. Prada, présenté par Alexandre Delory

[Recourbement élastocapillaire programmable de membranes souples texturées](#)

J. Cappello, B. Scheid, F. Brau, E. Siéfert, présenté par Emmanuel Siefert

[Sediment load determines the shape of rivers](#)

P. Popovic, O. Devauchelle, A. Abramian, E. Lajeunesse, présenté par Predrag Popovic

[Diffusiophorèse en écoulement cellulaire](#)

F. Raynal, C.-É. Bréhier, M. Bourgoïn, R. Volk, présenté par Florence Raynal

[Diffusion transitions in a 2D periodic lattice](#)

M. Lazarotto, I. Caldas, Y. Elskens, présenté par Matheus Lazarotto

[Using a traveling wave tube to analyze nonlinear effects in plasmas](#)

M. C. de Sousa, Y. Elskens, F. Doveil, I. L. Caldas, présenté par Meirielen Caetano de Sousa

[Transitions turbulentes dans les plasmas de fusion](#)

W. Agoua, W. J. T. Bos, B. Favier, J. Morales, présenté par Wesley Agoua

[Axisymmetric internal waves attractor experiments to excite instabilities in enclosed basin](#)

C. Pacary, S. Joubaud, T. Dauxois, présenté par Corentin Pacary

[Ségrégation granulaire dans les astéroïdes lâchement agglomérés](#)

J. Sautel, C. E. Lecomte, N. Taberlet, présenté par Nicolas Taberlet

[Hydrodynamic self-assembly in microrotor suspensions](#)

B. Delmotte, M. Driscoll, A. Donev, présenté par Blaise Delmotte

### **11h55 - 12h40 : Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

[Le barrissement d'éléphant, un exemple de propagation acoustique non linéaire](#)

J. Gilbert, présenté par Joël Gilbert

[Turbulence d'ondes de surface quasi-1D](#)

G. Ricard, E. Falcon, présenté par Guillaume Ricard

### **12h40 - 14h00 : DEJEUNER**

### **14h00 - 14h45 : Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

[Comment la rotation modifie-t-elle la vidange d'une bouteille d'eau idéale ?](#)

A. Caquas, L. Pastur, A. Genty, présenté par Aurore Caquas

[Metamorphosis of the Landau transition in the flow of a driven-dissipative quantum fluid of light](#)

V. Hakim, S. Pigeon, A. Aftalion, présenté par Vincent Hakim

### **14h45 - 15h55 : Présentation des posters (2 + 0.5 min.) – 28 communications courtes**

[Gaz de solitons en canal à houle](#)

T. Leduque, H. Michallet, N. Mordant, E. Barthélemy, présenté par E. Barthélemy

[Nonlinear effects and extreme wave statistics induced by an abrupt variation of water depth in coastal area](#)

M. Benoit, J. Zhang, Y. Ma, présenté par Michel Benoit

[Time reversal and spectral wave engineering using damping pulses](#)

S. Hidalgo-Caballero, S. K. Sreenivas, M. Harazi, V. Bacot, S. Wildeman, X. Jia, A. Tourin, M. Fink, A. Cassinelli, M. Labousse, E. Fort, présenté par Samuel Hidalgo-Caballero

[Ressaut circulaire hydraulique : comment prendre en compte la tension de surface ?](#)

A. Duchesne, L. Limat, présenté par Alexis Duchesne

[Instability of a Swirling Bubble Ring](#)

Y. Xu, I. Delbende, D. Fuster, M. Rossi, présenté par Yonghui Xu

[Transition entre le régime visqueux et inertiel lors de la remontée d'une bulle unique en milieu confiné](#)

B. Monnet, S. Joubaud, V. Vidal, J. J. Soundar Jerome, présenté par Benjamin Monnet

[Graines minimales de transition dynamo](#)

P. M. Mannix, Y. Ponty, Florence Marcotte, présenté par Florence Marcotte

[Convective flow patterns generated by the dielectrophoretic force in dielectric liquid and heat transfer](#)

E. Barry, C. Kang, H. Yoshikawa, I. Mutabazi, présenté par Elhadj Boubacar Barry

[Patterns of convection in THETACO, the large turbulent thermal Taylor-Couette facility](#)

Z. Ntarmouchant, A. Prigent, I. Mutabazi, présenté par Ziad Ntarmouchant

[Dynamics of turbulent structures in Couette-Poiseuille flow](#)

B. Semin, T. Liu, R. Godoy-Diana, J. E. Wesfreid, présenté par Benoît Semin

[Régime Ultime dans Rayleigh-Bénard Homogène sur des grilles logarithmiques](#)

A. Barral, B. Dubrulle, présenté par Amaury Barral

[La résonance Galileo : séparatrices, variétés et structure de l'espace des phases](#)

J. Daquin, E. Legnaro, I. Gkolias, C. Efthymiopoulos, présenté par Jérôme Daquin

[Modèle d'Ising 2D pour l'organisation à mésoéchelle des champs de nuages](#)

O. Pujol, F. Mascout, présenté par Olivier Pujol

[Force de masse ajoutée en milieu granulaire](#)

A. Seguin, P. Gondret, présenté par Philippe Gondret

[Moteur à propulsion radiative hydrodynamique](#)

B. Apffel, A. Eddi et E. Fort, présenté par Benjamin Apffel

[Investigation of a Wave Diffusion Problem](#)

S. Boury, O. Bühler, J. Shatah, présenté par Samuel Boury

[Un réseau modulé d'ondes carrées de Faraday](#)

J.-G. Thiriet, L. S. Tuckerman, J. Chergui, D. Juric, S. Shin, R. Agrawal, présenté par Laurette Tuckerman

[The turbulent behaviour of Mr. Trump](#)

Y. X. Huang, F. G. Schmitt, présenté par Yongxiang Huang

[Large scale fluctuations in hydrodynamics turbulence](#)

S. Perrard, G. Prabhudesai, F. Pétrélis, S. Fauve, présenté par Stéphane Perrard

[Settling of localised particle plumes in an initially quiescent fluid](#)

R. Monchoux, T. Zurner, D. De Souza, C. Toupont, D. Mezouane, présenté par Romain Monchoux

[Fragmentation capillaire de larges bulles en milieu turbulent](#)

A. Rivière, D. J. Ruth, W. Mostert, L. Deike, S. Perrard, présenté par Aliénor Rivière

[Clusters of heavy particles in two-dimensional Keplerian turbulence](#)

F. A. Gerosa, H. Méheut, J. Bec, présenté par Fabiola Gerosa

[Experimental study of the vortex rings generated by an oscillating disc](#)

J. Steiner, C. Morize, A. Sauret, P. Gondret, présenté par Joanne Steiner

[Spirographic motion in a vortex](#)

S. R. Yerasi, R. Govindarajan, D. Vincenzi, présenté par Sumithra Reddy Yerasi

[Ultrasound Contrast Agents: from Buckling Dynamics to Swimming](#)

G. Chabouh, C. Quilliet, G. Coupier, présenté par Georges Chabouh

[Compression et relaxation de feuilles minces sur fluide visqueux](#)

A. Draux, P. Damman, B. Davidovitch, présenté par Ayrton Draux

[Deformation of a flexible fiber settling against obstacles in a viscous fluid](#)

U. Makanga, C. Duprat, B. Delmotte, présenté par Ursy Makanga

[Effects of surface light modulation on vertical phytoplankton flow dynamics](#)

V. B. Tergolina, E. Calzavarini, G. Mompean, S. Berti, présenté par Vinicius Tergolina

**15h55 - 17h00 : Pause café Posters (1h05)**

**17h00 - 17h45 : Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

Modéliser la neige de fer dans les intérieurs planétaires : sédimentation de nuages particuliers en milieu statique et tournant

Q. Kriaa, B. Favier, M. Le Bars, présenté par Quentin Kriaa

Des fibres au fil : Nombre d'Hercules de Torsion

A. Seguin, J. Crassous, présenté par Jérôme Crassous

**17h45 - 18h30 : Conférence invitée par Eric VANDEN-EIJNDEN (40 + 5 min.)**

Minimum action method for nonequilibrium phase transitions

**18h30 - 20h30 : Cocktail (présentation du badge obligatoire)**

## Jeudi 31 mars 2012

**09h00 - 09h45 : Conférence invitée par Patrice LE GAL (40 + 5 min.)**

Swimming of a ludion in a stratified sea

**09h45 - 10h45 : Présentation des posters (2 + 0.5 min.) – 24 communications courtes**

Numerical simulations of swirling electrovortex flows in cylinders

S. Bénard, W. Herreman, C. Nore, J.-L. Guermond, présenté par Sabrina Bénard

Nonlinear waves along a torus of fluid

F. Novkoski, C.-T. Pham, E. Falcon, présenté par Filip Novkoski

Vectorial dark dissipative solitons in Kerr resonators

B. Kostet, Y. Soupart, K. Panajotov, M. Tlidi, présenté par Bilal Kostet

Instabilités aéro-élastiques d'une plaque rigide impactée par un jet d'air

A. Tatin, P. Hémon, X. Cluzel, Y. Murlot, S. Ramanarivo, présenté par Antoine Tatin

Data-driven discovery of stochastic model of bistable wake past two square cylinders

I. Kanshana, A. Barlet, J. Rolland, présenté par Indra Kanshana

Panaches thermiques en convection turbulente de Rayleigh-Bénard par Fluorescence induite par laser

C. Toupont, F. Chillà, S. Joubaud, H. Pabiou, W. Ruffenach, J. Salort, J. Soundar Jerome, présenté par Clément Toupont

Ondes internes et modes vorticaux dans les écoulements stratifiés

V. Labarre, P. Augier, G. Krstulovic, S. Nazarenko, présenté par Vincent Labarre

Focalisation d'ondes circulaires à la surface d'un fluide

J. Fillette, S. Fauve, E. Falcon, présenté par Jules Fillette

Stabilité de la nage serpentiforme sur la surface de l'eau : réponse harmonique et instabilité paramétrique

X. Xie, J. Herault, V. Lebastard, F. Boyer, présenté par Xiao Xie

Bifurcation and gait transition induced by hydrodynamic sensory feedback in an anguilliform swimming robot

J. Herault, L. Paez, K. Melo, R. Thandiackal, V. Lebastard, F. Boyer, A. Ijspeert, présenté par Johann Herault

Pincement au voisinage d'un ménisque dans un film liquide mince

A. Etienne-Simonetti, I. Cantat, F. Restagno, E. Rio, présenté par Alice Etienne-Simonetti

Instabilité de modulation pour l'équation de Schrödinger non-linéaire avec dispersion aléatoire colorée

A. Armaroli, G. Dujardin, A. Kudlinski, A. Mussot, S. Trillo, S. De Bièvre, M. Conforti, présenté par A Armaroli

Subgrid stress tensor modeling in homogeneous isotropic turbulence using 3D convolutional neural network

N. Saura, T. Gomez, présenté par Nathaniel Saura

Relaxation d'une tige élastique dans un fluide visqueux : application à la capture de nectar chez les abeilles

A. Lechantre, A. Draux, H.-A. B. Hua, D. Michez, P. Damman, F. Brau, présenté par Béatrice Hua

[Flow-induced deformation of kirigami sheets](#)

T. Marzin, E. de Langre, S. Ramananarivo, présenté par Tom Marzin

[Morphologies et interactions de craquelures d'argile](#)

P. Jeammet, J. Derr, S. Douady, présenté par Paul Jeammet

[Direct and inverse cascades in turbulent Bose-Einstein condensate](#)

Y. Zhu, B. Semisalov, G. Krstulovic, S. Nazarenko, présenté par Ying Zhu

[Invariance d'échelle et dynamique non-linéaire de la concentration partielle en CO<sub>2</sub> dans l'air et dans l'eau à partir de séries temporelles d'observation océaniques](#)

F. G. Schmitt, présenté par Francois Schmitt

[Wavelength selection in transitional turbulence](#)

S. Gomé, L. S. Tuckerman, D. Barkley, présenté par Sébastien Gomé

[Propagation de front réactif en milieu turbulent](#)

N. Tawdi, C. Almarcha, M. Le Bars, présenté par Nihal Tawdi

[Spatio-temporal measurements of velocity gradient by Diffusing-Wave Spectroscopy](#)

E. Francisco, S. Aumaître, présenté par Enzo Francisco

[Downslope granular flow through a forest of obstacles](#)

B. Darbois Texier, Y. Bertho, P. Gondret, présenté par Baptiste Darbois

[Influence du bruit mécanique sur la plasticité d'un milieu granulaire](#)

A. Mathey, D. Houdoux, J. Crassous, A. Amon, présenté par Ambroise Mathey

[Séparation de phase dans les mélanges binaires à deux températures](#)

G. Palumbo, P. Damman, présenté par Guillaume Palumbo

**10h45 - 11h45 : Pause café Posters (1h00)**

**11h45 - 12h30 : Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

[Rhéologie des écoulements granulaires humides sur plan incliné](#)

S. Deboeuf, A. Fall, présenté par Stéphanie Deboeuf

[La cochlée vue comme un métamatériau actif](#)

F. Lemoult, présenté par Fabrice Lemoult

**12h30 - 14h00 : DEJEUNER**

**14h00 - 14h45 : Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

[Des bulles éternelles ?](#)

A. Roux, A. Duchesne, M. Baudoin, présenté par Aymeric Roux

[Spontaneously generated temperature fluctuations in turbulent flows](#)

G. Prabhudesai, S. Perrard, F. Petrelis, S. Fauve, présenté par Gaurav Prabhudesai

**14h45 - 15h25 : Présentation des posters (2 + 0.5 min.) – 16 communications courtes**

[Scaling properties of heat transport in idealized planetary atmospheres and oceans](#)

G. Hadjerci, B. Gallet, présenté par Gabriel Hadjerci

[Transport of angular momentum by turbulence in Keplerian rotation flow](#)

M. Vernet, S. Fauve, C. Gissinger, présenté par Marlone Vernet

[Why do stars rotate so slowly?](#)

F. Daniel, L. Petitdemange, F. Marcotte, C. Gissinger, présenté par Florentin Daniel

[Experimental and numerical study of the stability of cyclone clusters at Jupiter poles](#)

D. Benzeggouta, B. Favier, M. Le Bars, présenté par Djihane Benzeggouta

[Frost propagation on breath figures](#)

D. Paulovics, C. Raufaste, T. Frisch, C. Claudet, F. Celestini, présenté par Christophe Raufaste

[Analogue experiment of rain](#)

Y. Cui, B. Semin, P. Claudin, présenté par Yutong Cui

[Stimulated Rayleigh breakup](#)

A. Parrenin, S. Kooij, D. Bonn, présenté par Antoine Parrenin

[Décalage en fréquence non linéaire et application à la courbure du front de phase](#)

M. Tacu, D. Bénisti, A. Debayle, D. Minenna, présenté par Mikael Tacu

[Fate of nonlinear topological edge states delocalization in mechanical lattices](#)

B. Many Manda, R. Chaunsali, G. Theocharis, C. Skokos, présenté par Bertin Many Manda

[Receptivity to finite-size perturbations in pipe flows for yield-stress fluid](#)

A. Charles, F. Romanò, T. Ribeiro, J-C. Baudez, S. A. Bahrani, présenté par Antoine Charles

[Regularization theory of singular bifurcations](#)

A. Farutin, C. Misbah, présenté par Alexander Farutin

[Local collective immunity leads to periodic epidemic outbursts](#)

W. Bos, L. Gostiaux, J.-P. Bertoglio, présenté par Wouter Bos

[Reconnections in the gastrovascular canal network of jellyfish \*A. a urita\*](#)

S. Zukowski, A. Cornelissen, S. Douady, P. Szymczak, présenté par Stanisław Żukowski

[Quand les bactéries jouent aux billes](#)

J. Bouvard, F. Moisy, H. Auradou, présenté par Julien Bouvard

[Surfing on turbulence: A strategy for plankton navigation](#)

R. Monthiller, A. Loisy, M. A. R. Koehl, B. Favier, C. Eloy, présenté par Rémi Monthiller

[L'instabilité de Faraday turbulente entre deux fluides miscibles](#)

L. Gostiaux, A. Briard, M. Cavellier, B.-J. Gréa, présenté par Louis Gostiaux

**15h25 - 16h30 : Pause café Posters (1h05)**

**16h30 - 17h15 : Exposés longs (20 + 2 min.) - 2 communications longues**

[Actuation collective dans les solides actifs – Emergence & Contrôle](#)

P. Baconnier, O. Dauchot, présenté par Paul Baconnier

[Contact line catch up by growing ice crystals](#)

R. Grivet, A. Monier, A. Huerre, C. Josserand, T. Séon, présenté par Rodolphe Grivet

**17h15 - 18h00 : Conférence invitée par Guilhem DIF-PRADALIER (40 + 5 min.)**

**Aspects of layering and transport bifurcations in turbulent magnetized fusion plasmas**



Université  
Paris Cité





---

**Exposés invités de la 25<sup>e</sup> Rencontre  
du Non-Linéaire**

---





# Layering and transport bifurcations in turbulent magnetized fusion plasmas

Guilhem Dif-Pradalier<sup>1</sup>, Ph. Ghendrih<sup>1</sup>, Y. Sarazin<sup>1</sup>, P. Donnel<sup>1</sup>, X. Garbet<sup>1</sup>, V. Grandgirard<sup>1</sup>, Y. Munsch<sup>1</sup>, K. Obrejan<sup>1</sup>, L. Vermare<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CEA, IRFM, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance cedex, France

<sup>2</sup> LPP, École Polytechnique, Palaiseau, France

`guilhem.dif-pradalier@cea.fr`

Advanced scenarios for magnetic fusion on Earth exploit the ability of confined plasmas to spontaneously organise in layers, i.e. self-regulate their turbulent transport through ordered generation of zonal flows and stresses. Upon incremental application of input energy, fusion plasmas robustly bifurcate into states of enhanced performance. General principles for the observed layering as well as key aspects of the transport bifurcations remain elusive several decades after initial experimental observations.

The confined core of the plasma is in a state of near marginal stability, characterised by the coexistence of contradictory trends for transport: zonal flows regulate and block cross-field transport whilst propagating fronts maximise it, intermittently. These two opposing trends organise through onset of quasi-regular secondary structures come to be known as “staircases”. These are patterns of zonal mean flows interspersed with interacting avalanches. We describe this phenomenon, its computational prediction, experimental observation and discuss some of the possible basic mechanisms whereby such structures may occur and endure in the core of fusion plasmas.

It is also becoming more and more apparent that the confined core is under strong influence from the peripheral plasma which is magnetically connected to outer material boundaries. This “edge” region of transition from closed to open field lines is a cornerstone of fusion research for it is the location of some of the most important transport bifurcations. A nagging problem for modelling has been the repeated under-prediction of turbulence levels in the edge, which has come to be known as the “transport shortfall conundrum”. Experimentally, the edge is indeed fully turbulent whilst local analysis of underlying profiles predicts convective stability. The edge region would thus appear in modelling as unfit to produce or sustain a turbulent state, in contrast to the experimental measurements. This state of affairs has the important consequence for it precludes modelling of turbulence-induced bifurcations to improved confinement. We discuss a possible resolution for these problems. The origin of turbulence activity in the edge is found to require the interplay between closed and open field lines. Magnetic connection to the material boundaries results in an additional source of free energy. Locally-borne turbulence activity self-advects (“spreads”), which deeply modifies convective stability, globally and allows to cure the shortfall problem. If time allows, we will also discuss how this newfound turbulence activity organises into a transport barrier and show application of an information-theoretic measure to quantify the causal chain of events leading to its onset.

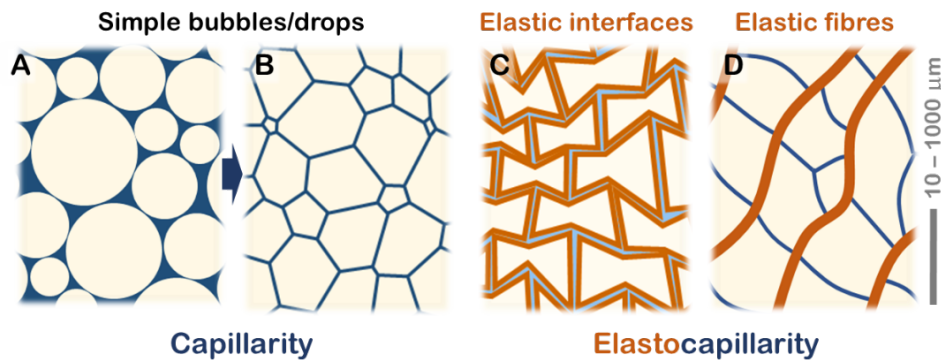
These latter results may be found in [G. DIF-PRADALIER *et al.*, under consideration, doi:10.21203/rs.3.rs-879691/v1 (2022)].

# Exploiting elastocapillarity in the mechanical self-assembly of drops and bubbles

Wiebke Drenckhan, Aurélie Hourlier-Fargette

Université de Strasbourg, CNRS, Institut Charles Sadron UPR22, F-67000 Strasbourg, France  
 wiebke.drenckhan@ics-cnrs.unistra.fr, aurelie.hourlier-fargette@ics-cnrs.unistra.fr

The mechanical assembly of bubbles or drops in a liquid carrier matrix generates foams or high internal phase emulsions. With increasing packing density, their morphology ranges from neatly packed spherical objects at jamming (A) to space-filling polyhedra (B). Since the geometrical and topological features of the resulting morphologies are dictated by minimisation of interfacial area (i.e. by capillarity), they obey fairly strict rules. In polyhedral packings, for example, these are called Plateau's rules: three films meet at  $120^\circ$  in "Plateau borders" and four Plateau borders meet in vertices of tetrahedral symmetry. Such tight constraints on foam/emulsion morphology put equally tight constraints on their physical properties, in particular, when they are used as templates for cellular materials. In the search for a wider range of morphologies it is therefore of great interest to establish mechanisms which allow to interfere with the mechanical self-assembly process in a controlled manner. A powerful tool arises from working with elastic interfaces (C) or elastic intruders (D), whose deformation adds additional elastic contributions to the system's overall energy – and hence to the architectures obtained in mechanical equilibrium. We will provide a short state-of-the-art of the subject, illustrated by examples of emulsions whose drops are covered with elastic skins and foams mixed with elastic fibres/ribbons.



## References

1. W. DRENCKHAN & S. HUTZLER, Structure and energy of liquid foam, *Adv. Colloid Interface Sci.*, **224**, 1–16 (2015).
2. A. GIUSTINIANI, S. WEIS, C. POULARD, P. H. KAMM, F. GARCIA-MORENO, M. SCHRÖTER & W. DRENCKHAN, Skinny emulsions take on granular matter, *Soft Matter*, **14**, 7310–7323 (2018).
3. M. JOUANLANNE, A. EGELÉ, D. FAVIER, W. DRENCKHAN, J. FARAGO & A. HOURLIER-FARGETTE, Elastocapillary deformation of thin elastic ribbons in 2D foam columns, *Soft Matter*, <http://dx.doi.org/10.1039/D1SM01687C> (2022).

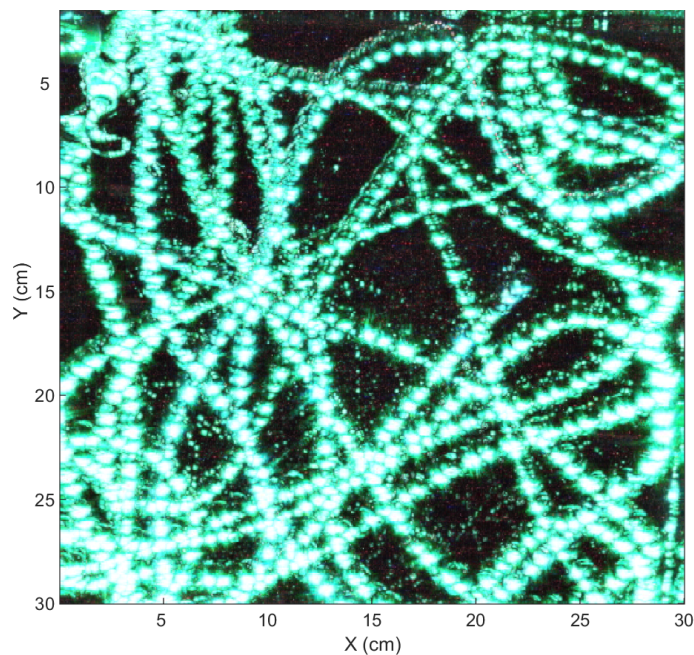
## Swimming of a ludion in a stratified sea

Patrice Le Gal<sup>1</sup>, B. Castillo Morales<sup>2</sup>, S. Hernandez Zapata<sup>2</sup>, G. Ruiz Chavarria<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, 49 rue F. Joliot Curie, 13384 Marseille, Cedex 13, France

<sup>2</sup> Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510, México  
patrice.LE-GAL@univ-amu.fr

We describe and model experimental results on the dynamics of a “ludion” — a neutrally buoyant body — immersed in a layer of stably stratified salt water. By oscillating a piston inside a cylinder communicating with a vessel containing the stably stratified layer of salt water, it is easy to periodically vary the hydrostatic pressure of the fluid. The ludion or Cartesian diver, initially positioned at its equilibrium height and free to move horizontally, can then oscillate vertically when forced by the pressure oscillations. Depending on the ratio of the forcing frequency to the Brunt–Väisälä frequency of the stratified fluid, the ludion can emit its own internal gravity waves that we measure by a classical Particle Image Velocimetry technique. Our experimental results describe first the resonance of the vertical motions of the ludion when excited at different frequencies. A theoretical oscillator model is then derived taking into account added mass and added friction coefficients and its predictions are compared to the experimental data. Then, for the larger oscillation amplitudes, we observe and describe a bifurcation towards free horizontal motions (cf. Fig. 1). Although the internal gravity wave frequencies are affected by the Doppler shift induced by the horizontal displacement velocities, it seems that, contrary to surface waves associated with Couder walkers [1] they are not the cause of the horizontal swimming. This does not however, exclude possible interactions between the ludion and internal gravity waves and possible hydrodynamic quantum analogies to be explored in the future.



**Figure 1.** Traces of the ludion swimming for 1 hour in a cubic box. Forcing frequency  $\omega = 1.38$  rad/s and stratification Brunt–Väisälä frequency  $N = 1.61$  rad/s.

## References

1. Y. COUDER, S. PROTIÈRE, E. FORT & A. BOUDAUD, *Nature*, **437**, 208 (2005).

# Minimum action Method for nonequilibrium phase transitions

Eric Vanden-Eijnden

Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University, USA  
eve2@cims.nyu.edu

Driven systems display first-order nonequilibrium phase transitions, with examples arising from fluid dynamics, biology, climate science, etc. These transitions are challenging to analyze because they occur via activated processes through transition states that are not saddle points on a free energy landscape—rather, no such landscape exists when the system’s dynamics is not in detailed-balance. Yet the path of these processes can sometime be characterized as the minimizer of an action, whose minimum value can be used in a nonequilibrium generalization of the Arrhenius law. In this talk I will discuss systems of this type and present efficient numerical tools for the minimization of their action. These tools are general enough to be transportable to many situations of interest, in particular when the fluctuations are non-Gaussian and the system’s dynamics is not governed by the standard Langevin equation. As illustration first-order phase transitions in two spatially-extended nonequilibrium systems are analyzed: a modified Ginzburg–Landau equation with a chemical potential which is non-gradient, and a reaction–diffusion network based on the Schlögl model. The phase diagrams of both systems are calculated as a function of their control parameters, and the paths of the transitions, including their critical nuclei, are identified. These results clearly demonstrate the nonequilibrium nature of the transitions, with differing forward and backward paths.

---

**Exposés du Mini-colloque  
« Non-Linéarité et Biologie »**

---



## Some paradoxes of muscle mechanics

Lev Truskinovsky

PMMH, ESPCI Paris, Université PSL, Barre CASSAN bat. A, 7 quai Saint-Bernard, 75005 Paris  
lev.truskinovsky@espci.fr

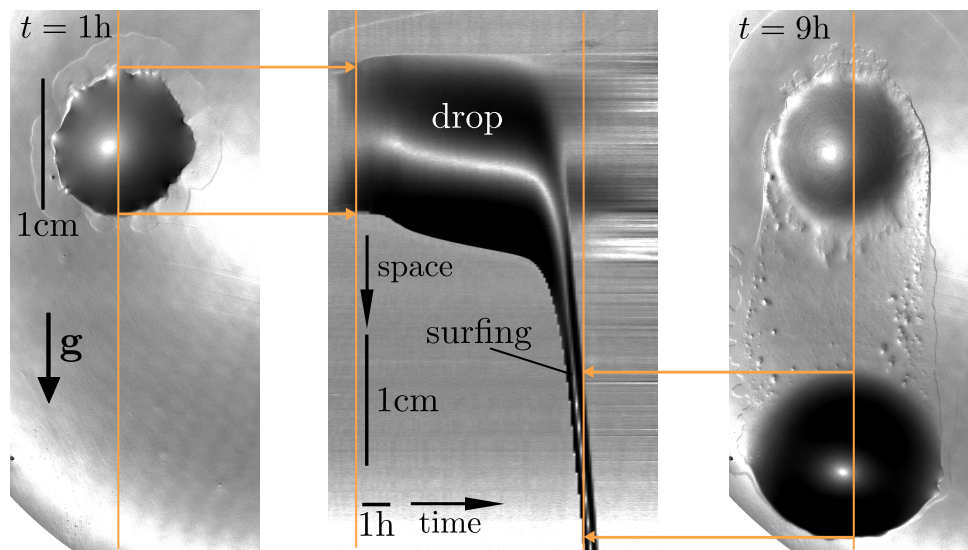
Muscle myofibrils are usually modeled as one-dimensional mass-spring chains with active springs representing half-sarcomeres (HS). The active force-length relation for individual HSs (isometric tetanus) is known to have a segment with a negative stiffness. Despite the potential mechanical instability on such a 'descending limb', the observations suggest that the deformation of a myofibril remains affine. In view of this paradox, the question whether the mechanical behavior of a myofibril can be interpreted as a response of a single contractile unit has been a subject of considerable controversy. Passive response of skeletal muscles is equally puzzling. In such regimes, operative at small time scales, one can neglect the detachment of myosin cross-bridges and model a HS as a parallel array of passive cross-linkers. Due to the almost rigid connection of such cross-linkers to a myosin backbone, the interactions in this system are of long-range type, which is responsible for negative overall stiffness in physiologically relevant conditions. This creates again a stability problem for a passive myofibril, given that it can be viewed as a series connection of HSs. In this talk we discuss the physical origin of these apparent paradoxes and propose some ways to rationalize the physiological observations.

# Active depinning of bacterial droplets: The collective surfing of *Bacillus subtilis*

Marc Hennes, Julien Tailleur, Gaëlle Charron, Adrian Daerr

Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057 CNRS et Université Paris Cité, F-75013 Paris  
 adrian.daerr@u-paris.fr

How systems are endowed with migration capacity is a fascinating question with implications ranging from the design of novel active systems to the control of microbial populations. Bacteria, which can be found in a variety of environments, have developed among the richest set of locomotion mechanisms both at the microscopic and collective levels.



**Figure 1.** Top view of a bacterial drop on a weakly inclined hydrogel ( $1^\circ$  slope indicated by  $g$  arrow), one hour (left) and nine hours (right) after inoculation. Middle: evolution of a vertical video strip (kymograph). The colony starts sliding approximately seven hours after inoculation. See [2] for a full movie.

Recently we discovered a mode of collective bacterial motility in humid environment through the depinning of bacterial droplets [1]. Although capillary forces are notoriously enormous at the bacterial scale, even capable of pinning water droplets of millimetric size on inclined surfaces, bacteria are capable of unpinning contact lines, by harnessing a variety of mechanisms which I will discuss, hence inducing a collective slipping of the colony across the surface (Fig. 1, movies [2]). Contrary to flagella-dependent migration modes like swarming, we show that this much faster ‘colony surfing’ still occurs in mutant strains of *Bacillus subtilis* lacking flagella. The active unpinning seen in our experiments relies on a variety of microscopic mechanisms, which could each play an important role in the migration of microorganisms in humid environment.

## References

1. M. HENNES, J. TAILLEUR, G. CHARRON & A. DAERR, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **114**, 5958–5963, (2017).
2. Supp. movies: <http://www.msc.univ-paris-diderot.fr/~daerr/research/colony surfing movies>



# Mechanical self-organisation in avian embryos

Alexander Chamolly

Laboratoire de physique de l'École Normale Supérieure, CNRS, PSL Research University, Sorbonne Université,  
Paris, France

`alexander.chamolly@ens.fr`

Early amniote development is a highly regulative and self-organized process, capable to adapt to interference through cell-cell interactions, which are widely believed to be mediated by molecules. Analyzing intact and mechanically perturbed avian embryos, we show that the mechanical forces that drive embryogenesis self-organize in an analog of Turing's molecular reaction-diffusion model, with contractility locally self-activating and the ensuing tension acting as a long-range inhibitor. This mechanical feedback governs the persistent pattern of tissue flows that shape the embryo and steers the concomitant emergence of embryonic territories by modulating gene expression, ensuring the formation of a single embryo under normal conditions, yet allowing the emergence of multiple, well-proportioned embryos upon perturbations. Thus, mechanical forces are a central signal in embryonic self-organization, feeding back onto gene expression to canalize both patterning and morphogenesis.

## Self-organisation of biological patterns

Marie Manceau

Center for Interdisciplinary Research in Biology, Collège de France, CNRS 7241, INSERM U1050, Paris, France  
[marie.manceau@college-de-france.fr](mailto:marie.manceau@college-de-france.fr)

During pattern formation, morphogenetic events provide a response of the naïve tissue to chemical and mechanical positional cues. To what extent these processes shape pattern establishment and contribute to natural variation remains unclear. We produced a mathematical model predicting that intrinsic tissue properties shape the emergence of feather array geometries in birds, which involves a gradual regionalisation of the skin through self-organisation. We identified highly dynamic modifications of local cell density, movement, and shape occurring during primordia emergence in the Japanese quail. Using inter-species comparison in poultry, finch, emu, ostrich and penguin embryos, followed by perturbation of skin architecture *ex vivo*, we showed that oriented anisotropy of dermal cells prior to primordia formation is necessary for the regularity of the final array. Our results provide key insights into the cellular basis of self-organisation and demonstrate that initial tissue morphology constrains pattern attributes, uncovering a morphogenetic mechanism contributing to pattern evolution.

# A tug-of-war between stretching and bending in living cell sheets

Pierre Recho

Laboratoire Inter-disciplinaire de Physique, Université Grenoble Alpes, CNRS, F-38000 Grenoble, France  
[pierre.recho@univ-grenoble-alpes.fr](mailto:pierre.recho@univ-grenoble-alpes.fr)

The balance between stretching and bending deformations characterizes shape transitions of thin elastic sheets. While stretching dominates the mechanical response in tension, bending dominates in compression after an abrupt buckling transition. Recently, experimental results in suspended living epithelial monolayers have shown that, due to the asymmetry in surface stresses generated by molecular motors across the thickness  $e$  of the epithelium, the free edges of such tissues spontaneously curl out-of-plane, stretching the sheet in-plane as a result. This suggests that a competition between bending and stretching sets the morphology of the tissue margin. In this study, we use the framework of non-Euclidean plates to incorporate active pre-strain and spontaneous curvature to the theory of thin elastic shells. We show that, when the spontaneous curvature of the sheet scales like  $1/e$ , stretching and bending energies have the same scaling in the limit of a vanishingly small thickness and therefore both compete, in a way that is continuously altered by an external tension, to define the three-dimensional shape of the tissue.

## Light management in microalgae: metabolism, motility and communication

Idan Tuval

Mediterranean Institute for Advanced Studies, IMEDEA, UIB-CSIC, 07190 Esporles, Balearic Islands, Spain  
ituval@imedea.uib-csic.es

Photosynthetic microorganisms underpin major food webs, contribute half of the global oxygen production, and promise new avenues to produce complex chemicals and biofuels. Their fitness hinges on the ability to sense, elaborate and respond to external stimuli, especially light. Light has several roles for photosynthetic microorganisms: sensed by photoreceptors it provides spatiotemporal information, used e.g., to regulate cell cycle or as means for intercellular communication; absorbed by chloroplast pigments it supplies energy for photosynthesis, crucial for life on Earth. To thrive, plants and algae evolved the ability to integrate information and energy provided by light, through complex mechanisms currently not well understood. Motile microalgae can do so via phototaxis, an active steering response based on light reception (swimming towards/away from light), often with unexpected collective consequences. Non-motile species rely on intracellular photo-responses capable of inducing social patterns. Here I will summarise our current understanding of how microalgae combine these responses into a coherent and effective strategy for light management.

# Cell motility and swimming: universal description and generic trajectories

Alexander Farutin

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, F-38000 Grenoble, France  
alexandr.farutin@univ-grenoble-alpes.fr

Motility is a key feature of many active systems at microscopic scale. Some living cells can crawl on a substrate or in a 3D matrix. Others can swim in fluids. Non-living microparticles capable of active locomotion have been successfully tested in experiments. Some motile systems have the direction of their motion predefined by their own geometrical features, such as body shape, flagella position, and so on. However, several types of active particles, such as amoeboid cells or autophoretic droplets, are isotropic at rest and the direction of their motion is chosen by a spontaneous symmetry breaking. The autophoretic particles have been observed in experiments to move along several types of trajectories, such as straight, helical, or chaotic. The helical trajectories are usually attributed to the particle asymmetry or the visco-elastic properties of the fluid. Living cells often show chaotic motion, which is often attributed to the out-of-equilibrium nature of the cell dynamics and the amplification of the thermal fluctuations by the cell activity.

Advection–diffusion dynamics in active systems can also show a symmetry breaking instability, in which a homogeneous concentration field becomes unstable and a peak of concentration appears. A rotationally symmetric peak of concentration is stationary but as the activity in the system is increased, the peak can lose its symmetry via a secondary bifurcation. The concentration peak moves along a more or less complex trajectory in this case. An example of such systems is the distribution of myosin motors within the cortex of amoeboid cells, which shows an accumulation at some spot after cell polarization or myosin dynamics in active tissues. Similar dynamics is encountered in a theoretical model of phase field crystals.

The goal of this talk is to present a general theory which describes these bifurcations and the resulting trajectories of active particles or the dynamics of the concentration peaks. The main focus is on the case when the concentration fields at different moments of time can be made identical by an appropriate rotation and translation of the space, what we call self-congruent solutions. It will be shown that such solutions allow straight, circular, or helical trajectories of the particles. It will also be shown how these trajectories can appear through a sequence of pitchfork bifurcations from a stationary solution. Finally, a simple phenomenological model that shows a sequence of transitions from stationary state to straight motion to circular motion and, finally, to helical motion will be presented. Further topics addressed in this talk include the case when the symmetry breaking is described by a Hopf bifurcation and some examples of periodic and chaotic dynamics in such systems. This study shows that the complexity of different motions in several active systems can be captured by a simple phenomenological model without stochastic effects [1,2].

## References

1. C. MISBAH, M. S. RIZVI, W. F. HU, T. S. LIN, S. RAFAÏ & A. FARUTIN, Universal trajectories of motile particles driven by chemical activity, [arXiv:2112.13801](#) (2021).
2. A. FARUTIN, M. S. RIZVI, W. F. HU, T. S. LIN, S. RAFAÏ & C. MISBAH, Motility and swimming: Universal description and generic trajectories, [arXiv:2112.12287](#) (2021).

## Nonlinear flows and waves in embryonic development

Massimo Vergassola

Laboratoire de physique de l'École normale supérieure, CNRS, Paris Sciences et Lettres Research University,  
Sorbonne Université, Paris 75005, France  
`massimo.vergassola@phys.ens.fr`

Early embryogenesis of most metazoans is characterized by rapid and synchronous cleavage divisions. After fertilization, *Drosophila* embryos undergo 13 swift rounds of DNA replication and mitosis without cytokinesis, resulting in a multinucleated syncytium containing about 6,000 nuclei. The very first cycles involve substantial flows, both in the bulk and at the cortex of the syncytial embryo, while waves of activity of Cdk1, the main regulator of the cell cycle, are observed in late cycles. I shall discuss the corresponding experimental data and theoretical models.

# Cell stress response driven by negative feedback: homeostasis and much more

Benjamin Pfeuty

PhLAM (Physique des Lasers Atomes et Molécules), CNRS UMR 8523, Université de Lille, France  
 benjamin.pfeuty@univ-lille.fr

Living cells use signaling and regulatory mechanisms to adapt to environmental stresses. An ubiquitous feature of stress-response pathways is the role of negative-feedback regulatory loops in maintaining intracellular homeostasis, thereby counteracting and minimizing deleterious effects of stress exposure [1–3]. While the role of negative feedback in contributing to homeostasis can be qualitatively understood from linear response considerations, such feedback motif also mediates a “nonlinear transient response” whose amplitude and duration can strongly impact downstream life- death fate-decision pathways, such as apoptotic or necroptotic responses [4,5]. This issue is first illustrated with experimental and modeling insights of the heat shock response of mammalian cells [6,7]. We then propose a model coupling a negative-feedback ‘homeostasis’ module with a positive-feedback “loss-of-homeostasis” module to address the impact of transient dynamics on life-death fate decision. Nonlinear dynamical analysis of such low-dimensional model portrays how negative feedback-driven transient dynamics shapes important characteristics of survival curves. We could for instance show how negative feedback characteristics strongly influence (i) the scaling behavior of iso-dose survival curves in the space of stress profile characteristics [8], and (ii) the probabilistic behavior of cell-fate responses by amplifying intrinsic noise [9]. This gives a glimpse of the multifaceted role of feedback-driven nonlinear behavior in cell stress response.

## References

1. P. SZEKELY, H. SHEFTEL, A. MAYO, U. ALON, Evolutionary tradeoffs between economy and effectiveness in biological homeostasis systems, *PLoS Comput. Biol.*, **9**, e1003163 (2013).
2. H. M. SAURO, Control and regulation of pathways via negative feedback, *J. Roy. Soc. Interf.*, **14** 20160848 (2017).
3. E. J. HANCOCK, J. ANG, A. PAPACHRISTODOULOU & G. B. STAN, The interplay between feedback and buffering in cellular homeostasis, *Cell Syst.*, **5** 498–508 (2017).
4. M. METZIG, Y. TANG, S. MITCHELL, B. TAYLOR *et al.*, An incoherent feedforward loop interprets NF $\kappa$ B/RelA dynamics to determine TNF-induced necroptosis decisions, *Mol. Syst. Biol.*, **16**, e9677 (2020).
5. J. ROUX, M. HAFNER, S. BANDARA, J. J. SIMS *et al.*, Fractional killing arises from cell-to-cell variability in overcoming a caspase activity threshold, *Mol. Syst. Biol.*, **11**, 803 (2015).
6. M. GUILBERT, F. ANQUEZ, A. PRUVOST, Q. THOMMEN *et al.*, Protein level variability determines phenotypic heterogeneity in proteotoxic stress response, *FEBS J.*, **287**, 5345–5361 (2020).
7. B. PFEUTY, E. COURTADE & Q. THOMMEN, Fine-tuned control of stress priming and thermotolerance, *Phys. Biol.*, **18**, 04LT02 (2021).
8. D. LABAVIĆ, M. T. LADJIMI, Q. THOMMEN, B. PFEUTY, Scaling laws of cell-fate responses to transient stress, *J. Theor. Biol.*, **478**, 14–25 (2019).
9. J. HURBAIN, D. LABAVIĆ, Q. THOMMEN, B. PFEUTY, Theoretical study of the impact of adaptation on cell-fate heterogeneity and fractional killing, *Sci. Rep.*, **10**, 17429 (2020).

# Alternation emerges as a multi-modal strategy for turbulent odor navigation

Nicola Rigolli<sup>1,2</sup>, Gautam Reddy<sup>3</sup>, Agnese Seminara<sup>1,4</sup>, Massimo Vergassola<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), France

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Genova, via Dodecaneso 44, 16144 Genova, Italy

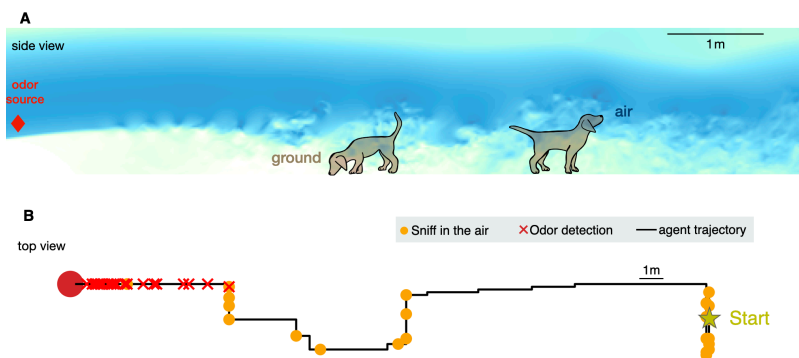
<sup>3</sup> NSF-Simons Center for Mathematical and Statistical Analysis of Biology, Harvard University, USA

<sup>4</sup> Department of Civil, Chemical and Mechanical Engineering, University of Genova, Italy

<sup>5</sup> Lab de physique de l'ENS, CNRS, PSL Research University, Sorbonne Université, Paris, France

nrigolli@unice.fr

Foraging mammals often pause to sniff in the air preceded by rearing on their hind legs or raising their head. Interestingly, this behavior emerges spontaneously during olfactory search in presence of airflow, suggesting that alternation may serve an important role during turbulent plume-tracking [1]. To test this hypothesis, we combine fully-resolved numerical simulations of turbulent odor transport and Bellman optimization methods for decision-making under partial observability (POMDP). We show that an agent trained to minimize search time in a realistic odor plume exhibits extensive alternation together with the characteristic cast-and-surge behavior commonly observed in flying insects (see Fig. B). Alternation is tightly linked with casting and occurs more frequently when the agent is far downwind of the source, where the likelihood of detecting airborne cues is higher relative to cues close to the ground. Casting and alternation emerge as complementary tools for effective exploration when cues are sparse. Fluid dynamics explains the alternating behavior, in fact when the environment is turbulent odor cues travel faster and further in the air than at the ground where they are slowed down by the boundary layer. We develop a model based on marginal value theory to capture the interplay between casting, surging and alternation. More generally, we show how multiple sensorimotor modalities can be fruitfully integrated during complex goal-directed behavior. [Preprint on <https://www.biorxiv.org/content/10.1101/2021.12.14.472675v1>]



**Figure 1.** (A) Side view of the direct numerical simulation of odor transport. Shades of blue represent the intensity of velocity fluctuations and are used to visualize the boundary layer near the bottom, where the velocity is reduced by the no-slip condition at the ground. Animals can decide if sniffing the ground or pause and sniff in the air. (B) A representative POMDP trajectory undertaken by an agent learning how to reach the source of a turbulent odor cue at the end of training.

## References

1. D. H. GIRE & V. KAPOOR & A. ARRIGHI-ALLISAN & A. SEMINARA & V. N. MURTHY, Mice develop efficient strategies for foraging and navigation using complex natural stimuli, *Curr. Biol.*, **26**, 1261 (2016).



# Substrate evaporation drives early collective construction in termites

Giulio Facchini<sup>1</sup>, Alann Rathery<sup>2</sup>, Stéphane Douady<sup>3</sup>, David Sillam-Dussès<sup>4</sup>, Andrea Perna<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Nonlinear Physical Chemistry Unit, Faculté des Sciences, Université libre de Bruxelles, Brussels, Belgium

<sup>2</sup> Life Sciences Department, University of Roehampton, London, UK

<sup>3</sup> Laboratoire Matière et Systèmes Complexe, Université Paris Diderot, Paris, France

<sup>4</sup> Laboratory of Experimental and Comparative Ethology, University Sorbonne Paris Nord, Villetaneuse, France  
giulio.facchini@ulb.be

Termites are known to build complex and intricate nests from self-organised collective behaviour. Here we aim at finding minimal organizing principles of nest morphogenesis. In a previous study we have shown that using a phase-field approach and a single non-linear equation we can reproduce the nest growth process and retrieve the main geometrical features of real nests geometry [1]. Our model equation relies on the hypothesis that building activity is locally enhanced where the mean curvature of the nest walls is high. We present now laboratory experiments to verify this hypothesis. The experimental setup consists of a thin disk of wet, red clay placed at the center of a petri-dish and kept hydrated through a system of tiny holes that suck water from a reservoir filled with wet cotton underneath (Fig. 1, left). Two curvature cues in the form of small pillars are added at the center of the arena, which is covered with sparse grey pellets of clay obtained from previous experiments and successively sterilised. A fixed number of 50 termite workers is finally introduced in the arena. We observed that the sparse pellets are progressively collected and deposited in two specific regions which are (i) the top of the pillars and (ii) the edges of the clay arena (Fig. 1, right). The high deposition frequency in region (i) confirms the hypothesis of our growth model, because the pillar tips are the region where the mean curvature is the highest in our setup. Conversely, region (ii) is almost flat, which suggests that a different driving cue may be at play. Indeed, a common feature between regions (i) and (ii) is that the evaporation flux is the highest there [2]. Supported by previous evidences about termites sensing the humidity gradient [3], we propose that evaporation flux is the relevant cue that drives termite building activity. However, our model remains valid as disk edges are thin cusps of humid substrate, i.e. humidity gradient covaries with curvature.



**Figure 1.** Sketch of the experimental setup (left), and snapshot of one experiment after 24h (right).

## References

1. G. FACCHINI *et al.*, A growth model driven by curvature reproduces geometric features of arboreal termite nests, *J. R. Soc. Interface*, **17(168)**, 20200093 (2020).
2. R. DEEGAN *et al.*, Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops, *Nature*, **389**, 827–829 (1997)
3. R. SOAR *et al.*, Moisture gradients form a vapor cycle within the viscous boundary layer as an organizing principle to worker termites, *Insect. Soc.*, **66**, 193–209 (2019).

# Un modèle de propagation de front pour la morphogenèse des feuilles

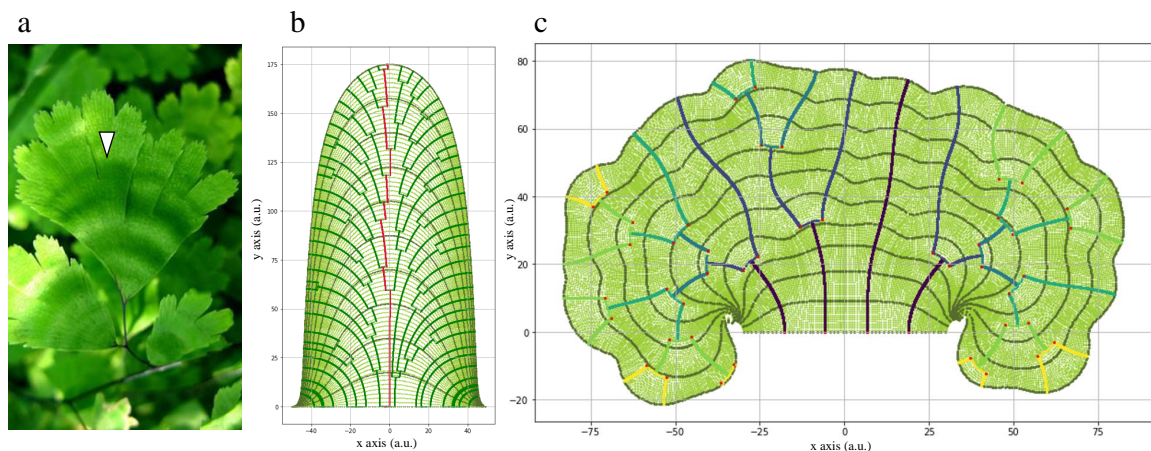
Camille Le Scao<sup>1</sup>, Julien Derr<sup>2</sup>, Stéphane Douady<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Laboratoire Reproduction et Développement des Plantes, Univ Lyon, ENS de Lyon, CNRS, INRAE, F-69342, Lyon, France

camille.le-scao@etu.u-paris.fr

Les feuilles sont des organes photosynthétiques présentant une diversité de formes et des réseaux vasculaires complexes. On distingue lors de la morphogenèse deux modes de croissance, en périphérie et global [1]. Afin d'expliquer le développement périphérique (Fig. 1(a)), nous proposons un modèle numérique de croissance par propagation d'interface décrivant la dynamique du réseau de veines en fonction de la forme initiale du front et de l'espacement des veines.



**Figure 1.** (a) Feuille d'*Adiantum capillari-veneris*. Présente un mode périphérique, et une oscillation du front de croissance (flèche). (b) Modèle numérique proposé de la croissance périphérique, avec croissance d'un seul lobe. Les fronts de croissance successifs sont mis en emphase tous les 50 pas de temps. Les veines sont en vert, et la veine centrale est soulignée en rouge. (c) Modèle modifié, avec interdépendance entre croissance du front et croissance des veines. Le dégradé du bleu au jaune représente la hiérarchie des veines. Emphase tous les 50 pas de temps.

Dans le cas d'une croissance d'un seul lobe, nous retrouvons une veine centrale instable, dont la position oscille au milieu du lobe (Fig. 1(b)). Sa dynamique peut être modélisée par une fonction itérée dont la géométrie explique l'instabilité. Au contraire dans la nature la veine centrale présente des oscillations très stables [2]. Il faut donc modifier le modèle et introduire une boucle de rétroaction. Dans un deuxième modèle où la croissance du front est dépendante de la position des veines, nous retrouvons deux lobes par effet de bord et une oscillation du front de croissance, similaire à un mode optique (Fig. 1(c)). Ce modèle de base pourra être modifié pour étudier la croissance globale.

## Références

1. K. BOYCE, The fossil record of plant physiology and development—what leaves can tell us, *Paleontol. Soc. Pap.*, **14**, 113–146 (2008).
2. F. BOWER, *The Ferns (Filicales)*, Volume 1, Cambridge (UK): Cambridge Botanical Handbook Series (1923).

---

**Exposés longs de la 25<sup>e</sup> Rencontre  
du Non-Linéaire**

---



# Rhéologie des écoulements granulaires humides sur plan incliné

Stéphanie Debœuf<sup>1</sup>, Abdoulaye Fall<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Sorbonne Université, CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, 75005 Paris

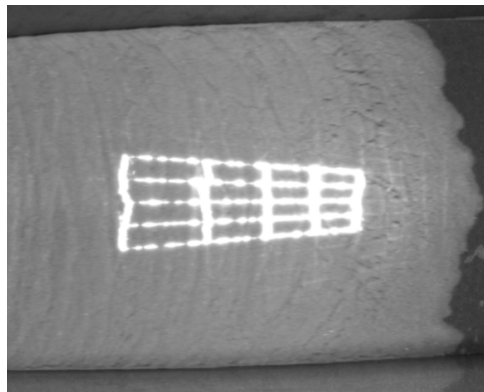
<sup>2</sup> Laboratoire Navier, UMR 8205, CNRS, École des Ponts ParisTech, Univ. Gustav Eiffel, 77420 Champs sur Marne

stephanie.deboeuf@sorbonne-universite.fr

Les écoulements multi-phasiques naturels ou industriels (glissements de terrain, coulées de boue, mélanges de poudres...) montrent des propriétés rhéologiques non triviales, que nous cherchons à mieux comprendre grâce à des expériences modèles. Nos travaux portent sur les matériaux granulaires humides en écoulement sur un plan incliné, dont la rhéologie, à mi-chemin entre celles des matériaux granulaires secs et des suspensions concentrées, est assez peu documentée.

Nos expériences révèlent des configurations d'écoulement stationnaire uniforme pour une large gamme de paramètres expérimentaux (angle de la pente, hauteur de l'ouverture du silo, quantité de liquide). La rhéologie  $\tau = \tau_c + \mu(I)P$ , avec  $\tau$  et  $P$  la contrainte de cisaillement et la pression, est étudiée. Ce modèle associe le critère de limite de stabilité de Mohr–Coulomb pour les matériaux cohésifs, caractérisé par  $\tau_c$ , la contrainte seuil de cohésion, et la rhéologie en écoulement identifiée pour les matériaux granulaires non cohésifs, via le coefficient de frottement interne  $\mu(I)$ , qui dépend du nombre adimensionné inertiel  $I = \dot{\gamma}d/\sqrt{P/\rho}$ , avec le taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$ , la taille moyenne des grains  $d$  et la masse volumique  $\rho$ . Ce modèle prédit bien nos mesures expérimentales, à condition que... SUSPENS!

Cela suggère de confronter nos données expérimentales aux différentes propositions faites dans la littérature pour unifier la rhéologie des écoulements secs, cohésifs, en suspension dense... notamment par Trulsson *et al.* [1], Roy *et al.* [2], Guazzelli & Pouliquen [3], Vo *et al.* [4], Mandal *et al.* [5]...



**Figure 1.** Photographie d'un écoulement granulaire humide sur plan incliné

## Références

1. M. TRULSSON, B. ANDREOTTI & P. CLAUDIN, Transition from the viscous to inertial regime in dense suspensions, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 118305 (2012).
2. S. ROY, S. LUDING & T. WEINHART, A general(ized) local rheology for wet granular materials, *New J. Phys.*, **19**, 043014 (2017).
3. E. GUAZZELLI & O. POULIQUEN, Rheology of dense granular suspensions, *J. Fluid Mech.*, **852**, 1–73, (2018).
4. T. VO, S. NEZAMABADI, P. MUTABARUKA, J.-Y. DELENNE & F. RADJAI, *Nat. Commun.*, **11**, 1–8 (2020).
5. S. MANDAL, M. NICOLAS & O. POULIQUEN, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **117**, 8366–8373 (2020).

# Le barrissement d'éléphant, un exemple de propagation acoustique non linéaire

Joël Gilbert

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM), UMR CNRS 6613, Institut d'Acoustique - Graduate School (IA-GS), CNRS, Le Mans Université, 72085 Le Mans, France  
joel.gilbert@univ-lemans.fr

Les éléphants produisent une grande diversité de sons allant des grondements infrasoniques aux barrissements de fréquence beaucoup plus élevée. Les barrissements sont des signaux vocaux très forts émis par des éléphants très excités, et semblent être produits par une forte expulsion d'air par la trompe. Certains barrissements ont une qualité très unique dans le règne animal, mais ressemblent aux sons « cuivrés » produits par des instruments de musique de type cuivre tels que les trompettes ou les trombones [1].

Les sons musicaux cuivrés sont caractérisés par un spectre très riche en harmoniques de rang élevé causé par la propagation non linéaire de l'onde acoustique [2] lorsqu'elle se propage dans le long tube de l'instrument. L'ampleur de ce phénomène, qui se produit normalement à des niveaux d'intensité élevés (par exemple, fortissimo), dépend de la fréquence fondamentale de la source ainsi que de la longueur du tube. Il est intéressant de noter que la longueur du conduit vocal de l'éléphant (mesurée des plis vocaux à l'extrémité de la trompe) se rapproche de la longueur critique pour la formation d'une onde de choc, compte tenu de la fréquence fondamentale et de l'intensité des barrissements. Nous suggérons que ce phénomène pourrait expliquer la qualité cuivrée unique et distinctive des barrissements des éléphants [3].

Par ailleurs certains barrissements sont également caractérisés par des paliers fréquentiels. Nous avons utilisé l'analyse spectrale pour étudier la composition fréquentielle des barrissements d'un éléphant d'Asie et d'un éléphant d'Afrique. Nous avons constaté que l'intervalle de fréquence entre les paliers correspondait aux résonances attendues dans le tractus vocal exceptionnellement long des éléphants. De tels régimes sont couramment observés dans les cuivres, car les oscillations auto-entretenues s'alignent sur les fréquences de résonance de l'instrument pendant les arpèges. Nous suggérons que ce mécanisme de production pourrait constituer un exemple rare d'interaction source-filtre (où les propriétés du filtre affectent le comportement de la source) dans le système vocal d'un mammifère terrestre. Ces observations préliminaires soulignent également comment la généralisation des modèles acoustiques musicaux peut fournir un aperçu utile de la production des signaux vocaux animaux [1].

Des illustrations sonores au trombone, y compris une imitation du barrissement, seront effectuées en direct par l'orateur !

## Références

1. M. CAMPBELL, J. GILBERT & A. MYERS, *The Science of Brass Instruments*, Springer Nature Switzerland, Cham (2021).
2. M. F. HAMILTON & D. T. BLACKSTOCK, *Nonlinear Acoustics*, Academic Press, New York (1998).
3. J. GILBERT, J. P. DALMONT, R. POTIER & D. REBY, Is nonlinear propagation responsible for the brassiness of the elephant trumpet calls?, *Acta Acust. United Acust.*, **100**, 734–738 (2014).

# Metamorphosis of the Landau transition in the flow of a driven-dissipative quantum fluid of light

Vincent Hakim<sup>1</sup>, Simon Pigeon<sup>2</sup>, Amandine Aftalion<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris, France

<sup>2</sup> Laboratoire Kastler Brossel, Paris, France

<sup>3</sup> Ecole des Hautes Etudes en Sciences Sociales, Centre d'Analyse et de Mathématique Sociales, Paris, France.

vincent.hakim@ens.fr, simon.pigeon@lkb.upmc.fr, amandine.aftalion@ehess.fr

It is well-known since the classical analysis of Landau that superfluids exhibit a critical velocity at which dissipation sets in [1]. The discovery of Bose–Einstein condensation in cold atomic vapors has allowed detailed investigations of the Landau transition and of defect emission in superfluid flow past an obstacle. The creation of vortices, or gray solitons in a one dimensional context, is well-described in the framework of the Gross–Pitaevskii equation (GPE) [1]. Beyond cold atomic vapors, exciton-polariton fluids [2] are attracting significant attention due, in particular, to the greater ease of use of solid-state devices and the higher condensation temperature allowed by the exciton-polariton very low mass. Bose–Einstein condensation and superfluidity have been achieved in these “quantum fluids of light”. In order to bypass limitations imposed by the short polariton lifetime, it appears advantageous to resonantly-drive the polaritons away from the strong pumping spot needed to create them [3]. The properties of superfluid flow in this new coherently driven and dissipative regime have started to be investigated [4, 5] and the formation of vortices and dark solitons in the wake of an obstacle observed. The bistability of the quantum fluid appears to play an important role but the dynamical properties of this driven-dissipative condensate and their dependence on the fluid bistable character remain to be better understood.

In order to shed light on these questions, we have analyzed the prototypical case of a flow past an obstacle in the framework of the driven-dissipative GPE, focusing on the one-dimensional case which lends itself to theoretical analysis, besides numerical simulations,

$$i\partial_t\psi = -\frac{1}{2}\partial_{xx}\psi + \left[-\Delta - i\frac{\gamma}{2} + V(x) + g|\psi|^2\right]\psi + Fe^{ik_px}, \quad (1)$$

The potential  $V(x)$  models a localized obstacle that can appear as a natural defect in the cavity, or created in a more-controlled way by a additional light spot. We have found that while a critical velocity still exists the character of the Landau transition is very different from the usual one. At the transition points, the flow profile metamorphoses into a new stationary profile instead of becoming time dependent. Moreover, for given flow and pumping parameters, successive transitions exist at a discrete number of potential amplitudes instead of a single transition at a single critical potential amplitude. These phenomena can be described and understood analytically in suitable asymptotic limits, as we show. It is worth noting that our results are also relevant in the context of nonlinear optics, where Eq. (1) is known as the Lugiato–Lefever equation and describes wave evolution in a cavity filled with a nonlinear medium.

## References

1. L. PITAEVSKII, S. STRINGARI, *Bose–Einstein condensation and superfluidity*, vol. 164, Oxford University Press (2016).
2. I. CARUSOTTO, C. CIUTI, Quantum fluids of light, *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 299 (2013).
3. S. PIGEON, A. BRAMATI, Sustained propagation and control of topological excitations in polariton superfluid, *New J. Phys.*, **19**, 095004 (2017).
4. G. LERARIO, A. MAÎTRE, R. BODDEDA, Q. GLORIEUX, E. GIACOBINO, S. PIGEON, A. BRAMATI, Vortex-stream generation and enhanced propagation in a polariton superfluid, *Phys. Rev. Res.*, **2**, 023049 (2020).
5. A. MAÎTRE, G. LERARIO, A. MEDEIROS, F. CLAUDE, Q. GLORIEUX, E. GIACOBINO, A. BRAMATI, Dark-soliton molecules in an exciton-polariton superfluid, *Phys. Rev. X*, **10**, 041028 (2020).

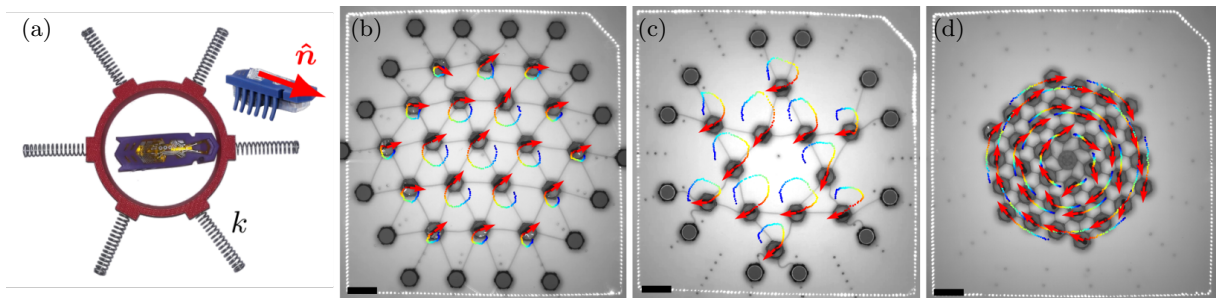
# Actuation collective dans les solides actifs : émergence et contrôle

Paul Baconnier, Olivier Dauchot

Gulliver UMR CNRS 7083, ESPCI Paris, Université PSL, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France  
 paul.baconnier@espci.fr

Les solides actifs sont constitués d'unités motorisées couplées élastiquement. Ils sont au centre de nombreux processus biologiques comme la locomotion, les auto-oscillations et la rectification, mais sont aussi étudiés en robotique ou pour construire de nouveaux méta-matériaux dotés d'une forme d'autonomie. Néanmoins, le mécanisme de rétroaction entre forces élastiques et actives, et l'émergence de comportements collectifs dans de tels systèmes, sont encore mal compris. Nous introduisons ici une réalisation expérimentale d'un solide actif, dans lequel nous caractérisons l'émergence d'une actuation sélective et collective, en faisant pleinement le lien entre activité, élasticité et géométrie [1]. Les unités actives exercent des forces sur les nœuds d'un réseau élastique  $2d$ . Les forces élastiques réorientent de manière non linéaire les agents actifs. Pour un couplage suffisamment grand, une oscillation collective des nœuds du réseau autour de leurs positions d'équilibre émerge.

Lors de cet exposé, je présenterai les différents régimes d'actuation collective spontanés observés expérimentalement (cf. Fig. 1), ainsi que l'analyse numérique et théorique d'un modèle d'agents. Dans un second temps, je montrerai que la tension mécanique est un paramètre de contrôle robuste pour transiter entre différents régimes d'actuation collective, tant à l'échelle du matériau que d'un modèle-jouet, ouvrant la voie vers le design de comportement collectifs dans les solides actifs [2].



**Figure 1.** (a) Bloc de construction actif : un *hexbug* est placé dans un cylindre imprimé en  $3d$ . L'unité active produit une force d'amplitude  $F_0$  dans la direction du vecteur polarité  $\hat{n}$ . Les blocs sont assemblés par des ressorts de raideur  $k$ . (b, c, d)  $N$  blocs actifs assemblés en réseaux élastique  $2d$ ; (b) réseau triangulaire ( $N = 19$ ) bloqué aux bords; (c) réseau kagome ( $N = 12$ ) bloqué aux bords; (d) réseau triangulaire ( $N = 36$ ) bloqué au centre. Le couplage non-linéaire entre forces élastiques et forces actives entraîne le système vers l'actuation collective (flèches rouges : polarités  $\hat{n}_i$ ; les trajectoires expérimentales sont superposées sur les images, et vont de bleu vers rouge lorsque le temps avance; échelles : 10 cm).

## Références

1. P. BACONNIER, D. SHOHAT, C. HERNANDÈZ, C. COULAIS, V. DÉMERY, G. DÜRING & O. DAUCHOT, Selective and collective actuation in active solids, [arXiv:2110.01516](https://arxiv.org/abs/2110.01516) (2021).
2. P. BACONNIER, D. SHOHAT & O. DAUCHOT, Tension-controlled switch between collective actuations in active solids, *en préparation* (2022).



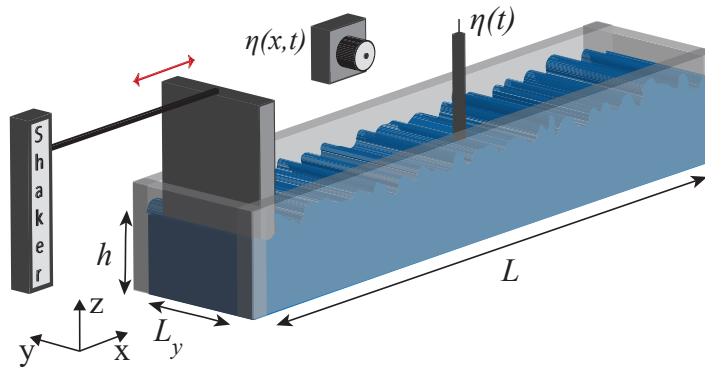
# Turbulence d'ondes de surface quasi-1D

Guillaume Ricard, Éric Falcon

Université de Paris, MSC, UMR 7057 CNRS, F-75013 Paris, France  
 guillaume.ricard@u-paris.fr

La turbulence d'ondes intervient dans de nombreux domaines lorsqu'un grand nombre d'ondes faiblement non linéaires interagissent entre elles : ondes à la surface d'un fluide, ondes d'Alfvén dans les plasmas ou même ondes gravitationnelles [1]. Observé à deux ou trois dimensions d'espace, ce phénomène est décrit théoriquement sous plusieurs approximations par la théorie de la turbulence faible [1].

Nous nous intéressons ici au cas particulier de la turbulence d'ondes quasi-unidimensionnelle à la surface d'un liquide. Cette géométrie atypique interdit théoriquement les interactions résonantes entre ondes aux bas ordres de non-linéarité et donc l'existence d'une cascade d'énergie. Elle a toutefois été observée numériquement dans le cas particulier d'interactions quasi-résonnantes d'ordre 4 [3]. Nous montrons ici qu'aux ordres supérieurs des interactions purement résonantes entre ondes sont autorisées (interactions à 5 ondes), permettant alors l'observation expérimentale de la turbulence d'ondes colinéaires [2].



**Figure 1.** Dispositif expérimental : forçage par batteur, et mesure du champ d'ondes par une sonde localisée,  $\eta(t)$ , et par une caméra latérale visualisant l'interface  $\eta(x,t)$  [2]. Cambrure typique des vagues  $\epsilon \sim 0,05$ .

Les spectres fréquentiel et spatial des ondes capillaires sont en effet en bon accord avec la prédiction dimensionnelle. Nous montrons aussi que les interactions à 5 ondes dominent [2] et que certaines hypothèses de la théorie sont bien respectées expérimentalement. Cette première observation expérimentale de la turbulence d'ondes quasi-1D offre de nouvelles perspectives grâce à la simplicité de sa géométrie, tant pour les prédictions que pour les mesures mises en jeu. Elle permettra de tester plus facilement les limites des approximations de la turbulence faible et d'observer des transitions entre des régimes de turbulence d'ondes et des régimes d'interactions différentes (turbulence non dispersive, gaz de solitons...).

*Remerciements* : Nous remercions l'ANR Dysturb (ANR-17-CE30-0004) et la Simons Foundation MPS N° 651463.

## Références

1. S. NAZARENKO, Wave turbulence, *Science & Business Media*, (2011).
2. G. RICARD & É. FALCON, Experimental quasi-1D capillary-wave turbulence, *EPL* **135**, 64001 (2021).
3. E. KOCHURIN, G. RICARD, N. ZUBAREV & É. FALCON, Numerical simulation of collinear capillary-wave turbulence, *JETP Lett.* **112**, (2020).

# La cochlée vue comme un métamatériau non-linéaire actif

Fabrice Lemoult

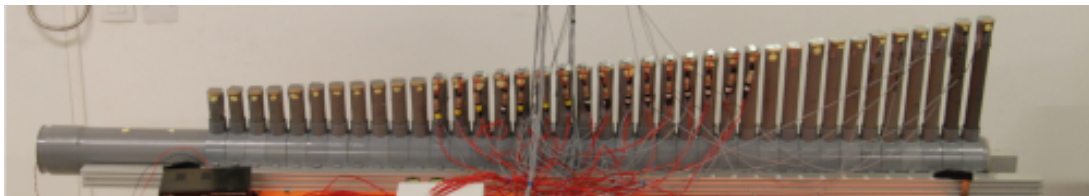
Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, Sorbonne Université, Université de Paris, CNRS, 75005 Paris, France

fabrice.lemoult@espci.psl.eu

L'oreille humaine est un capteur fascinant, capable de détecter un éventail de sons couvrant dix octaves en fréquence et douze ordres de grandeur en amplitude. Ces propriétés exceptionnelles résultent de phénomènes non-linéaires qui se produisent au sein de la cochlée ; l'organe de l'oreille interne responsable de la conversion des stimuli sonores en impulsions nerveuses qui parviennent ensuite à notre cerveau. La compréhension de tels mécanismes constitue à la fois un enjeu fondamental mais également une opportunité pour améliorer les performances des microphones, qui sont encore bien loin d'égaliser celles de l'oreille humaine.

Dans un article publié dans *New Journal of Physics* [1], nous transposons des résultats obtenus récemment dans le domaine des « métamatériaux » acoustiques [2] au contexte de l'audition. À l'aide d'un dispositif constitué d'une succession de tubes résonants de hauteurs croissantes (figure 1), nous avons reproduit expérimentalement un analogue de la réponse cochléaire. La fréquence de résonance d'un tube étant pilotée par sa hauteur, chacun d'entre eux sélectionne une note bien précise, permettant de dissocier spatialement les composantes fréquentielles d'un signal. Ce phénomène, appelé sélection tonotopique, a pu être observé sur des cochlées ex-vivo.

Mais ce qui est fascinant dans la biologie de la cochlée, c'est justement son caractère vivant et sa capacité à influencer de manière active sur sa propre réponse. Ainsi, la cochlée se comporte différemment selon qu'elle est excitée par des sons faibles ou intenses. C'est cette dite amplification cochléaire qui nous permet d'entendre les sons les plus ténus. Pour imiter cette propriété, nous avons en quelque sorte animé les tubes de notre métamatériau, en les dotant d'un phénomène actif par l'ajout d'une boucle de rétroaction. Pour cela, un haut-parleur placé à l'extrémité de chaque tube émet en temps réel un son qui est directement relié au son enregistré par un microphone placé dans ce même tube. Les résultats montrent que notre cochlée artificielle reproduit qualitativement le comportement d'une cochlée biologique. Cela nous ouvre de nouveaux horizons à explorer expérimentalement à une échelle macroscopique dans la biophysique de la cochlée, avec notamment des perspectives intéressantes dans le traitement de la surdité ou bien dans la compréhension de phénomènes tels que les fréquences fantômes de Tartini ou encore l'oto-émission.



## Références

1. M. RUPIN, G. LEROSEY, J. DE ROSNY & F. LEMOULT, Mimicking the cochlea with an active acoustic metamaterial, *New J. Phys.*, **21**, 093012 (2019).
2. F. LEMOULT, N. KAINA, M. FINK & G. LEROSEY, Soda cans metamaterial: A subwavelength-scaled phononic crystal, *Crystals*, **6**, 82 (2016).

# Comment la rotation modifie-t-elle la vidange d'une bouteille d'eau idéale ?

Aurore Caquas<sup>1,2</sup>, Luc Pastur<sup>1</sup>, Alain Genty<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Unité de Mécanique, ENSTA Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Université Paris-Saclay, CEA, Service de Thermo-hydraulique et de Mécanique des Fluides, Gif-sur-Yvette F-91191, France

aurore.caquas@ensta-paris.fr

Qui n'a pas fait cette expérience une fois dans sa vie ? Tout le monde le sait, pour vider sa bouteille d'eau plus vite, il suffit de la faire tourner... On vous expliquera qu'il est évident que la rotation permet de créer un vortex et que ce vortex permet au gaz dans la bouteille d'avoir une pression égale à la pression extérieure. L'écoulement de l'eau serait ainsi facilité et nous nous ramènerions donc en théorie à l'étude du cas de la vidange tourbillonnaire classique [1]. Mais, est-ce toujours vrai ? Si l'évolution du glouglou des bouteilles dans le cas sans rotation et idéal d'une cuve cylindrique fermée a été largement étudié dans la littérature [2], le cas avec rotation, quant à lui, est à notre connaissance très peu référencé. Il serait pourtant très intéressant pour des applications industrielles de connaître le régime de vidange optimale d'une cuve fermée. Nous avons réalisé l'étude expérimentale de la vidange d'un réservoir cylindrique avec un couvercle hermétique dans un référentiel en rotation. Nous avons constaté l'existence d'une vitesse de rotation optimale pour la vidange. Ceci implique qu'il n'est pas toujours plus efficace de faire tourner sa bouteille d'eau. Trois régimes de vidange différents sont identifiés, à savoir (i) un régime de bulles (Fig. 1a), (ii) un régime de jet d'air tourbillonnant (Fig. 1c) et (iii) un régime de vidange tourbillonnaire (Fig. 1f). Les trois régimes, caractérisés par la forme de l'interface air-eau, ont des efficacités de vidange différentes. La durée de vie de chaque régime, ainsi que les transitions entre les régimes, dépendent à la fois du niveau d'eau et de la vitesse de rotation de la plate-forme. Enfin, un deuxième protocole a été testé à partir de nos résultats afin d'améliorer le temps de vidange.



**Figure 1.** Photographies successives pour  $\Omega = 9$  rpm. a) Régime de bulles. b) Transition entre le régime de bulles et le régime de jet d'air tourbillonnant. c) Régime de jet d'air tourbillonnant établi. d) et e) Transition entre le régime de jet et le régime de vidange tourbillonnaire. f) Régime de vidange tourbillonnaire établi.

## Références

1. A. ANDERSEN, T. BOHR, B. STENUM, J. JUUL RASMUSSEN & B. LAUTRUP, Anatomy of a bathtub vortex, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 104502, (2003).
2. P. B. WHALLEY, Flooding, slugging and bottle emptying, *Int. J. Multiph. Flow*, **13**, 723-728 (1987).

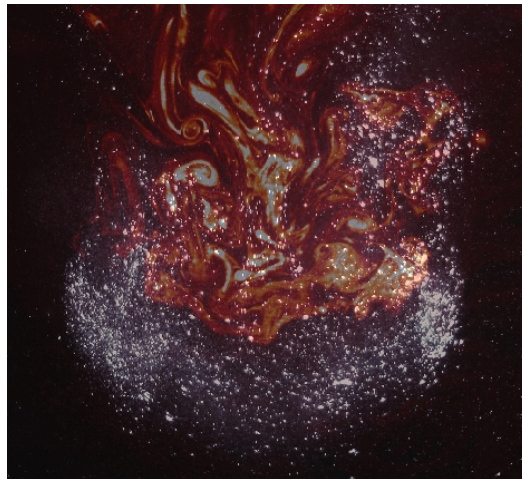
## Modéliser la neige de fer dans les intérieurs planétaires : sédimentation de nuages particulaires en milieux statique et tournant

Quentin Kriaa, Benjamin Favier, Michaël Le Bars

Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille, 13013, France  
quentin.kriaa@univ-amu.fr

De petites planètes telluriques comme Mercure ou Ganymède – un satellite naturel de Jupiter – génèrent leur propre champ magnétique, vraisemblablement par dynamo au sein d’un noyau riche en fer liquide. Les mouvements alimentant la dynamo proviendraient d’une neige de flocons de fer pur solide, chutant depuis la périphérie vers le centre du noyau liquide. Comprendre cette dynamo nécessite de modéliser la neige avant la fonte [1] et de déterminer si la dynamique collective des flocons peut produire un écoulement macroscopique alimentant la dynamo. Expérimentalement, nous modélisons la neige par des billes de verre sphériques lâchées depuis un état de repos dans une cuve d’eau douce, ce qui permet d’étudier la turbulence générée par la chute des billes, ainsi que la rétroaction de cette turbulence sur leurs trajectoires. L’acquisition simultanée par deux caméras permet de suivre les billes de façon lagrangienne, ainsi que l’écoulement turbulent par PIV ou avec rhodamine (fig. 1). Enfin les expériences sont menées sur table tournante pour inclure les effets de rotation planétaire sur la dynamique des particules.

Dans le cadre du modèle classique de Morton [2], la dynamique des nuages de particules est étudiée de façon systématique pour une même anomalie de densité initiale, en fonction de la taille des particules et du taux de rotation de la table tournante. En milieu statique, le couplage inertiel fluide-particules, ainsi que les effets collectifs dus aux interactions hydrodynamiques entre particules, augmentent notablement la capacité des nuages à croître par entraînement turbulent du fluide environnant. Par la suite, une transition s’opère dans la cinématique du nuage suite à un découplage inertiel entre fluide et particules (Fig. 1). La rotation, quant à elle, inhibe le couplage inertiel, et une nouvelle transition s’opère par enroulement des nuages particulaires en colonnes tourbillonnaires. Ces diverses transitions séparent différents régimes de neige, parmi lesquels les flocons pourraient produire un écoulement turbulent de grande échelle.



**Figure 1.** Découplage entre la turbulence (orange) et des billes de rayon moyen  $\bar{r}_p = 64\mu\text{m}$  (en blanc) en statique.

### Références

1. T. RUCKRIEMEN, D. BREUER, & T. SPOHN, The Fe snow regime in Ganymede’s core: A deep-seated dynamo below a stable snow zone, *J. Geophys. Res. Planets*, **120**, 1095–1118 (2015).
2. B. R. MORTON, G. I. TAYLOR & J. S. TURNER, Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **234**, 1–23 (1956).

## Des bulles éternelles ?

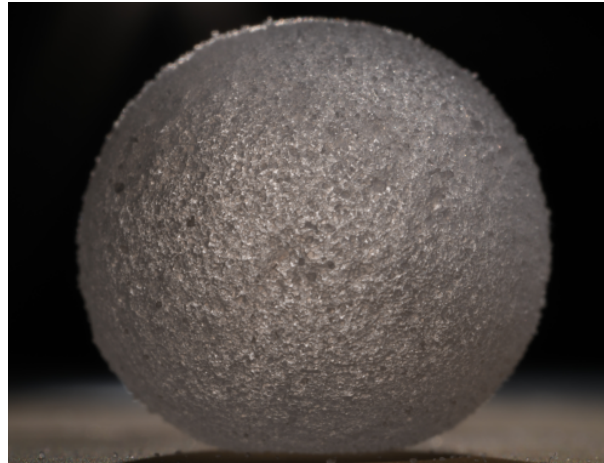
Aymeric Roux<sup>1</sup>, Alexis Duchesne<sup>1</sup>, Michael Baudoin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Université de Lille, CNRS, Centrale Lille, Université Polytechnique Haut de France, UMR 8520, IEMN, F59000 Lille, France

<sup>2</sup> Institut Universitaire de France, 1 rue Descartes, 75005 Paris

aymeric.roux@univ-lille.fr

Les bulles de savon sont des objets aussi fragiles qu'éphémères. Leur vieillissement repose essentiellement sur le drainage du liquide, dû à la gravité, et sur son évaporation. Ces deux phénomènes entraînent l'amincissement du film liquide qui finit irrémédiablement par s'ouvrir quand apparaissent des points de nucléation. Nous fabriquons des bulles ultra-résistantes à l'épreuve du drainage et de l'évaporation [1]. Leur processus de synthèse est très simple et ne requiert pas de surfactant. Le film liquide composite contient à la fois des micro-particules, qui limitent le drainage, et un mélange eau/glycérol, qui compense l'évaporation s'il sa concentration est adaptée. On peut ainsi préserver l'intégrité des bulles pendant plusieurs mois à l'air libre. Un modèle non-linéaire très simple permet de rationaliser convenablement les transferts de masse entre le film composite et l'air durant le vieillissement de la bulle. Celui-ci permet également de prédire à partir de sa composition initiale si une bulle est ultra-stable ou non.



**Figure 1.** Bulle composite de rayon 3,7 mm, 1 mois après sa formation, sa rupture est observée après 465 jours.

## Références

1. A. ROUX, M. BAUDOIN & A. DUCHESNE, Everlasting bubbles and liquid films resisting drainage, evaporation, and nuclei-induced bursting, *Phys. Rev. Fluids*, **7**, L011601, 8 (2022).

# Contact line catch up by growing ice crystals

Rodolphe Grivet<sup>1</sup>, Antoine Monier<sup>2</sup>, Axel Huerre<sup>3</sup>, Christophe Josserand<sup>1</sup>, Thomas Séon<sup>2</sup>

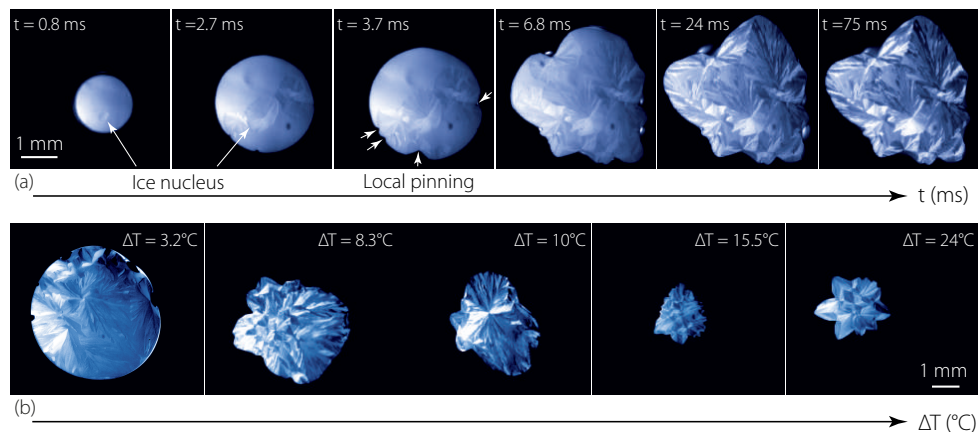
<sup>1</sup> Laboratoire d'Hydrodynamique (LadHyX), UMR 7646 CNRS-Ecole Polytechnique, IP Paris, 91128 Palaiseau CEDEX, France

<sup>2</sup> Sorbonne Université, CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France

<sup>3</sup> MSC, Université de Paris, CNRS (UMR 7057), 75013 Paris, France

rodolphe.grivet@ladhyx.polytechnique.fr

The effect of freezing on contact line motion is a scientific challenge in the understanding of the solidification of capillary flows. In this presentation, we experimentally investigate the spreading and freezing of a water droplet on a cold substrate. In accordance with literature [1,2], we find that solidification and temperature do not affect the spreading of the drop until the pinning time. We demonstrate that solidification stops the spreading because the ice crystals catch up with the advancing contact line. Indeed, using polarized light, we directly observe the formation and growth of ice crystals along the substrate during the drop spreading (see Fig 1), and show that their velocity equals the contact line velocity when the drop stops. Using a simple one directional diffusion argument, we model the growth of the crystals, we predict the shape of the crystal front and show that the substrate thermal properties play a major role on the frozen drop radius. [3]



**Figure 1.** (a) Temporal evolution of the spreading at  $-13^{\circ}\text{C}$ . Nucleation has already occurred on the first image in a small region indicated with the white arrow. (b) Final contact line shapes and ice/substrate morphologies for different temperatures.

## Références

1. R. DE RUITER, P. COLINET, P. BRUNET, J. H. SNOEIJER & H. GELDERBLOM, Contact line arrest in solidifying spreading drops, *Phys. Rev. Fluids*, **2**, 043602 (2017).
2. R. B. KOLDEWEIJ, P. KANT, K. HARTH, R. DE RUITER, H. GELDERBLOM, J. H. SNOEIJER, D. LOHSE & M. A. VAN LIMBEEK, Initial solidification dynamics of spreading droplets, *Phys. Rev. Fluids*, **6**, L121601 (2021).
3. R. GRIVET, A. MONIER, A. HUERRE, C. JOSSERAND, T. SÉON, Contact line catch up by growing ice crystals, [arXiv:2005.12189](https://arxiv.org/abs/2005.12189) (2020).

# Spontaneously generated temperature fluctuations in turbulent flows

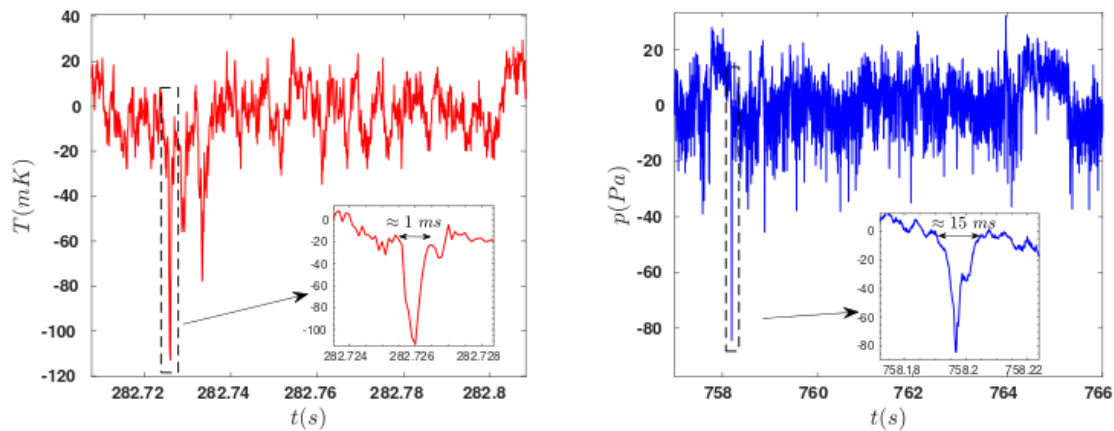
Gaurav Prabhudesai<sup>1</sup>, Stéphane Perrard<sup>1,2</sup>, François Pétrélis<sup>1</sup>, Stéphan Fauve<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, CNRS, PSL Research University, Sorbonne Université, Université de Paris, F-75005 Paris, France

<sup>2</sup> Laboratoire PMMH, UMR 7636, ESPCI, Université PSL, 10 quai Saint Bernard, 75005 Paris  
gaurav.prabhudesai@ens.fr

In the absence of external heat sources, temperature fluctuations can still be generated spontaneously in turbulent flows. In the incompressible limit, two mechanisms lead to the generation of spontaneous temperature fluctuations; viscous dissipation and adiabatic heating/cooling driven by incompressible pressure fluctuations [1]. The effect of adiabatic heating/cooling is usually neglected since it is proportional to the coefficient of thermal expansion of the fluid  $\beta$  which is usually small ( $\beta \approx 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  for water and  $\approx 3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  for air).

We design an experiment to study these spontaneously generated temperature fluctuations in a closed von Kármán swirling flow of air at Mach number of order  $10^{-3}$  and whose boundaries are maintained at a constant temperature. We observe intermittent peaks of low temperature (fig. 1) correlated with pressure drops within the flow and show that they are caused by vorticity filaments. The measured ratio of temperature to pressure fluctuation agrees with the prediction based on adiabatic cooling within vortex cores. Relying on this property, a model for vorticity filaments is presented that captures the spatial structure of its temperature field. This experimental study shows that although the Mach number of the flow is small, there exist regions within the flow where compressible effects cannot be discarded and locally dominate the effect of viscous dissipation.



**Figure 1.** (a) Time series of temperature fluctuations measured in the bulk. (b) Time series of pressure fluctuations measured at the boundary. Inset figures show the zoom of one negative peak observed in temperature and pressure fluctuations.

## References

1. B. J. BAYLY, C. D. LEVERMORE, T. PASSOT, *Phys. Fluids*, **4**, 945–954, (1992)

## Des fibres au fil : nombre d'Hercules de torsion

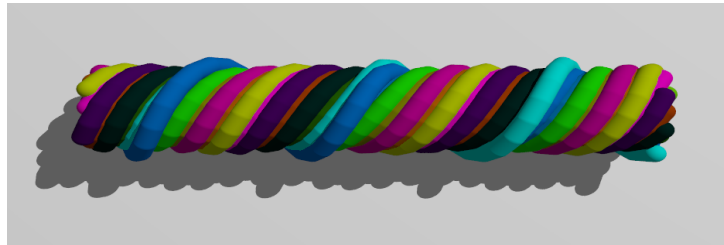
Antoine Seguin<sup>1</sup>, Jérôme Crassous<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Paris-Saclay, CNRS, Laboratoire FAST, F-91405, Orsay, France

<sup>2</sup> Univ Rennes, CNRS, IPR (Institut de Physique de Rennes) - UMR 6251, F-35000 Rennes, France  
jerome.crassous@univ-rennes1.fr

Pour faire un fil long à partir de fibres courtes, les fibres sont torsadées jusqu'à ce que les forces de friction bloquent le glissement des fibres. Nous nous intéresserons dans cet exposé à la description de ce mécanisme de blocage.

Nous considérerons dans un premier temps un fil modèle composé de deux mèches torsadées. En combinant expériences de traction en laboratoire, et simulations numériques discrètes, nous montrerons que la force à exercer pour séparer les deux mèches croît comme  $\exp[\mathcal{H}]$  où  $\mathcal{H} = \mu\gamma^2 L/R$  est un nombre adimensionnel (nombre d'Hercules de torsion) qui combine la friction  $\mu$ , l'angle de torsion des fils  $\gamma$ , et des dimensions géométriques longueur  $L$  et rayon  $R$  du fil. Cette dépendance peut être décrite par un modèle de mécanique statistique simple.



**Figure 1.** Simulation numérique d'un ensemble de fibres torsadées.

Nous étendrons ensuite ce modèle à un fil réel composé de fibres naturelles. Pour une certaine torsion,  $\mathcal{H}$  atteint une valeur critique  $\mathcal{H}_c$  telle que le fil transite d'une rupture par glissement des fibres, à une rupture par cassure des fibres. Cette valeur critique  $\mathcal{H}_c$  fixe la torsion à appliquer pour obtenir la résistance maximale du fil en traction.

Enfin, cette torsion induit elle-même une élongation des fibres, qui doivent cependant rester dans leurs limites d'élasticité. Cette condition supplémentaire fixe un rayon optimal pour les fils qui correspond bien à celui des fils empiriquement fabriqués.

## Références

1. A. SEGUIN & J. CRASSOUS, Twist-controlled force amplification and spinning tension transition in yarn, *Phys. Rev. Lett.*, **128**, 078002 (2022).



---

**Exposés courts de la 25<sup>e</sup> Rencontre  
du Non-Linéaire**

---



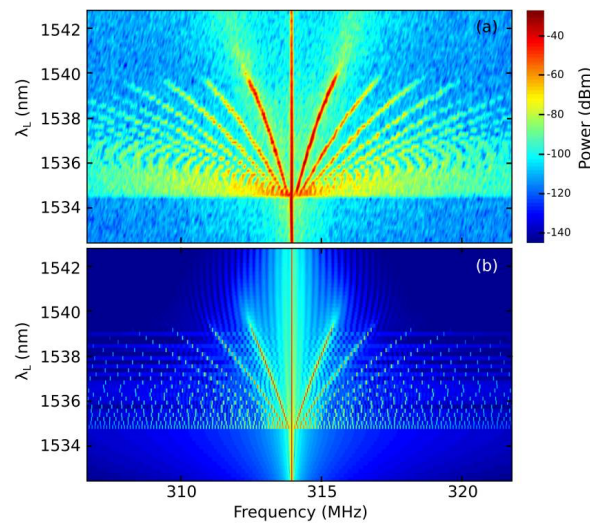
# Electro-optomechanical modulation instability in a semiconductor resonator

Pierre Étienne Allain<sup>1</sup>, Biswarup Guha<sup>1</sup>, Christophe Baker<sup>1</sup>, Aristide Lemaître<sup>2</sup>, Giuseppe Leo<sup>1</sup>, Ivan Favero<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université de Paris, CNRS, 75013 Paris

<sup>2</sup> Centre de Nanosciences et Nanotechnologies, Université Paris-Saclay, CNRS, 91120 Palaiseau  
ivan.favero@u-paris.fr

In an optomechanical resonator, a mechanically compliant device is coupled to an optical field trapped in a cavity. The mechanical motion of the device modulates the optical field, while the light stored in the cavity exerts a force on the mechanical body, for example through radiation pressure. This mutual coupling is in essence non-linear, but most experiments in optomechanics have been realized in a linearized regime [1, 2]. In semiconductor resonators in contrast, several forms of light-matter interaction can enrich this conventional optomechanics phenomenology, and give rise to new dynamical regimes. Here we observe an electro-optomechanical modulation instability in a Gallium Arsenide disk resonator [3]. The regime is evidenced by the concomitant formation of regular and dense combs both in the optical and radio-frequency spectrum of the resonator, associated to a permanent pulsatory dynamics of both the mechanical motion and the optical intensity. The mutual coupling between light, mechanical oscillations, carriers and heat generated within the resonator, stabilizes an extended mechanical comb in the ultra-high frequency range, which is controlled optically. We develop a model of four coupled differential equations to describe this behavior (see Fig. 1), whose parameters are measured independently.



**Figure 1.** Radio-frequency spectrum of the resonator's output light, showing the formation of a comb around its mechanical eigenfrequency as function of the input laser wavelength. (a) Experiment. (b) Model.

## References

1. M. ASPELMAYER, T. KIPPENBERG & F. MARQUARDT, Cavity optomechanics, *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 1391 (2014).
2. I. FAVERO & K. KARRAI, Optomechanics of deformable optical cavities, *Nat. Photon.*, **3**, 201 (2009).
3. P. É. ALLAIN, B. GUHA, C. BAKER, D. PARRAIN, A. LEMAÎTRE, G. LEO, & I. FAVERO, Electro-optomechanical modulation instability in a semiconductor resonator, *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 243901 (2021).

# Étude expérimentale des bifurcations primaires et secondaires de suspensions en écoulement de Taylor–Couette

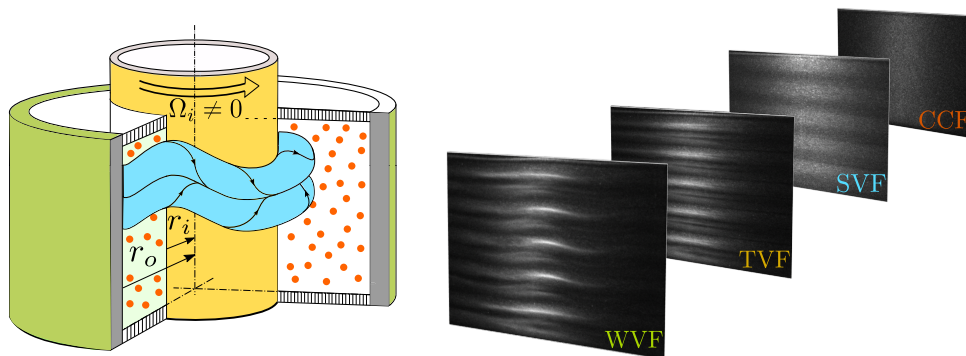
Masoud Moazzen<sup>1</sup>, Tom Lacassagne<sup>1</sup>, Vincent Thomy<sup>2</sup>, S. Amir Bahrani<sup>1</sup>

<sup>1</sup> IMT Nord Europe, Institut Mines Télécom, Univ. Lille, Center for Energy and Environment, F-59000 Lille, France

<sup>2</sup> Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, Univ. Polytechnique Hauts-de-France, UMR 8520 - IEMN – Institut d’Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, F-59000 Lille, France  
masoud.moazzen@imt-nord-europe.fr

Les fluides complexes, tels que les suspensions de particules en matrice newtonienne ou non newtonienne, sont fréquemment rencontrés dans la nature et diverses applications industrielles (ciment, dentifrice, impression 3D, boues, avalanches, etc.). Ces fluides présentent une grande variété de comportements dynamiques non-linéaires qui proviennent : 1- de la phase liquide 2- des interactions entre les phases liquide et solide et 3- des interactions solides-solides. La présence d’un ou plusieurs de ces comportements induit une complexité dynamique de l’écoulement, rendant difficile la prédiction des performances des procédés et le contrôle en termes de mélange, transferts thermiques, et stabilité. Malgré de récentes études [1–3] des données expérimentales sont encore nécessaires pour mieux comprendre le comportement hydrodynamique de ces suspensions.

Dans cette étude, un écoulement de Taylor–Couette (TCF), largement utilisé en rhéométrie et dans l’étude des instabilités hydrodynamiques, et des suspensions de particules non colloïdales dans un fluide newtonien (eau + glycérol), sont considérés. Ils sont soumis à un protocole d’augmentation puis de diminution progressive du taux de cisaillement correspondant à une variation du nombre de Reynolds de l’écoulement  $\mathcal{R}$ . La mesure du couple exercé sur le cylindre intérieur, combinée à une visualisation de la structure de l’écoulement (Fig. 1) permet de détecter les diverses transitions hydrodynamiques et d’analyser le couple durant chaque transition et état d’écoulement. La combinaison des expériences d’accélération et de décélération permet de discuter de la nature des bifurcations rencontrées, leurs conditions critiques et leur durée de vie dans la gamme de  $\mathcal{R}$ . La concentration de particules en suspension influence sur la bifurcation primaire et sur les instabilités secondaires. Ainsi un état d’écoulement transitoire et non-axisymétrique est observé pour les concentrations de particules  $\phi \geq 6\%$ . En se basant sur diverses caractéristiques des écoulements rencontrés (comme le nombre de Nusselt, fréquences caractéristiques, coefficient de frottement, etc.), trois sous-régimes de concentration hydrodynamique sont identifiés [4].



**Figure 1.** Schéma du système Taylor–Couette et images instantanées de 4 différents régimes d’écoulement.

## Références

1. M. MAJJI, S. BANERJEE & J. MORRIS, *J. Fluid Mech.*, **835**, 936–969 (2018)
2. P. RAMESH, S. BHARADWAJ & M. ALAM, *J. Fluid Mech.*, **870**, 901–940 (2019).
3. A. DASH, A. ANANTHARAMAN & C. POELMA, *J. Fluid Mech.*, **903**, A20 (2020).
4. M. MOAZZEN, T. LACASSAGNE, V. THOMY & S. A. BAHRANI, *J. Fluid Mech.*, accepté. (2022)

# Comment calculer la vitesse du changement climatique ?

Iaroslav Gaponenko<sup>1</sup>, Guillaume Rohat<sup>2</sup>, Stéphane Goyette<sup>2,3</sup>, Patrycja Paruch<sup>1</sup>, Jérôme Kasparian<sup>2,3</sup>

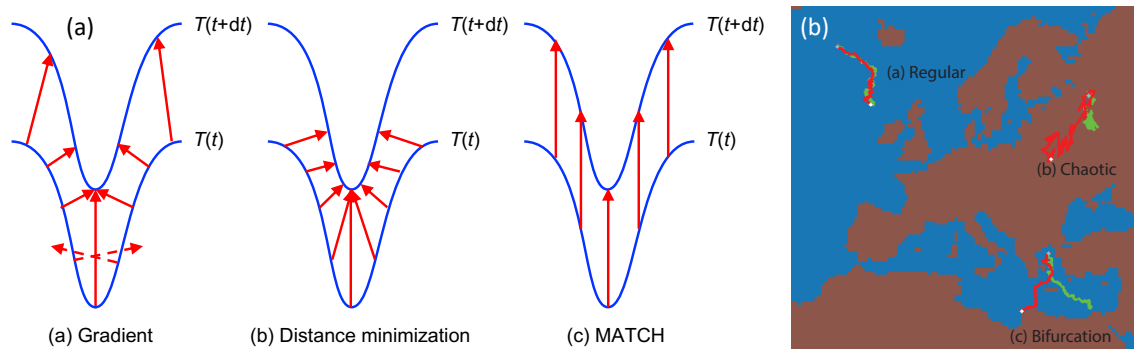
<sup>1</sup> DQMP, University of Geneva, Quai Ansermet 24, 1211 Geneva 4, Switzerland

<sup>2</sup> Institute for Environmental Sciences, University of Geneva, bd Carl Vogt 66, 1211 Geneva 4, Switzerland

<sup>3</sup> Group of Applied Physics, University of Geneva, Chemin de Pinchat 22, 1211 Geneva 4, Switzerland

jerome.kasparian@unige.ch

Décrire le changement climatique en termes de vitesses spatiales de dérive est essentiel pour évaluer la capacité des écosystèmes ou espèces à migrer assez vite afin de conserver des conditions de vie adaptées. Cependant les modèles climatiques fournissent une évolution temporelle des variables pronostiques en chaque point de leur grille computationnelle. Loarie et al. ont donc introduit une *vitesse du changement climatique*, définie comme le quotient de la dérivée temporelle et du gradient de la température, ou de tout autre paramètre climatique [1]. Procéder ainsi revient à supposer que les isothermes se déplacent selon le gradient de température. Or, cette idée, quoi qu'intuitive, est problématique car elle n'est mathématiquement exacte que si les isothermes sont rectilignes et parallèles [2]. Sans cela, le champ de vitesses est, de manière artificielle, localement convergent ou divergent, alors qu'il est possible de définir un champ bien plus régulier (Figure 1a–c).



**Figure 1.** Illustration schématique de la problématique. On considère le déplacement d'une isotherme  $T$  de l'instant  $t$  à  $t + dt$  (lignes bleues). (a) Vitesse (flèches rouges) calculée selon le gradient, générant convergence, divergence, et indéterminations (flèches rouges pointillées). (b) Champ de vitesses minimisant le déplacement ("MATCH"). (c). Champ de vitesses maximisant la régularité (d) Typologie des trajectoires obtenues.

Nous proposons une approche alternative qui maximise la régularité du champ de vitesses, autorisant une analyse à plus fine échelle. Elle permet également de définir la trajectoire climatique d'un point donné. Notre approche permet d'étudier la réversibilité théorique de ces trajectoires et d'estimer la stabilité de la trajectoire "retour" obtenue par renversement du temps, par rapport à la trajectoire "aller". On peut ainsi classer les trajectoires obtenues en stables (le retour est effectivement proche de la trajectoire aller), instable (le retour bifurque de la trajectoire aller, mais reste bien défini), ou chaotique (la trajectoire retour est mal définie) [3].

## Références

1. S. R. LOARIE *et al.*, *Nature*, **462**, 1052 (2009).
2. J. REY, G. ROHAT, M. PERROUD, S. GOYETTE, J. KASPARIAN, *Env. Res. Lett.*, **15**, 034027 (2020).
3. I. GAPONENKO, G. ROHAT, S. GOYETTE, P. PARUCH, J. KASPARIAN, *Sci. Rep.*, **12**, 1–12 (2022).

# Space-time measurements of the influence of pinned contact line on the dispersion relation of gravity-capillary waves

Eduardo Monsalve<sup>1,2</sup>, Agnès Maurel<sup>3</sup>, Vincent Pagneux<sup>4</sup>, Philippe Petitjeans<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire PMMH, ESPCI-Paris, PSL Research University, Paris, France

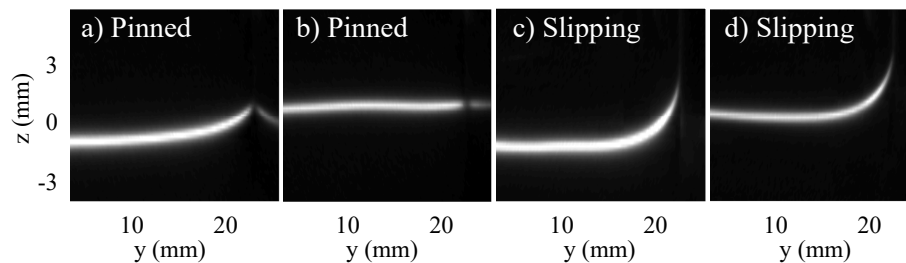
<sup>2</sup> Laboratoire FAST, Université Paris-Saclay, Orsay, France

<sup>3</sup> Institut Langevin, ESPCI-Paris, PSL Research University, Paris, France

<sup>4</sup> Laboratoire LAUM, Université du Maine, Le Mans, France

eduardo.monsalve@espci.fr

Surface wave dynamics may have a non negligible influence of edge constraints when the size of the container is in the order of a few centimeters and when the surface displacement is in the order of a few millimeters [1]. In these configurations the dynamic of the contact line, as has been widely explored theoretically and experimentally in the last decades, modifies the damping and the eigenfrequency of the system. By presenting a new approach, which combines a theoretical model with a fully space-time resolved measurement of the surface deformation and static meniscus, we estimate accurately the modification of the dispersion relation due to the additional force exerted by the contact line. The surface deformation and the static meniscus are measured using Fourier Transform Profilometry (FTP), from which we obtain a linear wave field that we decompose later onto transverse modes satisfying the condition of pinned contact line. The transverse modes decomposition, whose convergence we verified experimentally, is used in the calculation of eigenfrequencies for a given wavenumber. By varying the channel width, and exploring systematically the forcing frequency, we observe the modification of the dispersion relation due to the influence of the pinned contact line. Regarding the boundary conditions, two types were tested: a hydrophobic bare wall which pinned the contact line (Fig. 1a–b), and a wire-mesh generating hemiwicking state that allows easy slipping of the contact line (Fig. 1c–d). An effect inversely proportional to the channel width is observed in the pinned case while no modification of the dispersion relation was observed in the slipping case, being independent of the channel width. The experimental results reveals how the additional restoring force that the pinned contact line exerts, together with the gravity and the surface tension, is able to speed-up the traveling wave, increasing its phase velocity [2].



**Figure 1.** (a) Wave trough with pinned contact line. (b) Wave crest with pinned contact line. (c) Wave trough with slipping contact line. (d) Wave crest with slipping contact line.

## References

1. E. MONSALVE, A. MAUREL, P. PETITJEANS & V. PAGNEUX, Perfect absorption of water waves by linear or nonlinear critical coupling, *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 013901 (2019).
2. E. MONSALVE, A. MAUREL, V. PAGNEUX & P. PETITJEANS, Space-time resolved measurements of the effect of pinned contact line on the dispersion relation of water waves, *Phys. Rev. Fluids*, **7**, 014802 (2022).

# A dynamical model of the turbulent energy cascade

Gabriel B. Apolinário<sup>1</sup>, Laurent Chevillard<sup>1</sup> and Jean-Christophe Mourrat<sup>2,3</sup>

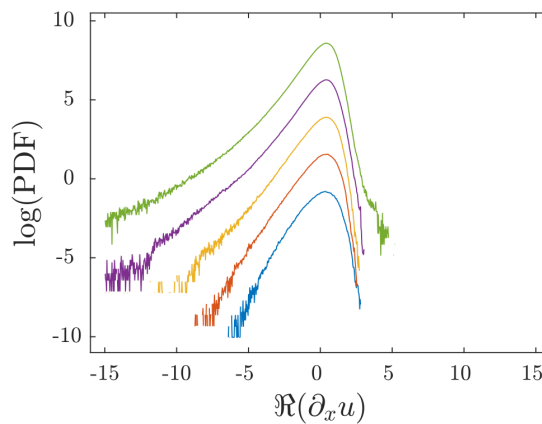
<sup>1</sup> Univ. Lyon, ENS de Lyon, Univ. Claude Bernard, CNRS, Laboratoire de Physique, 46 allé d'Italie F-69342 Lyon, France

<sup>2</sup> École Normale Supérieure de Lyon, UMPA and CNRS, France

<sup>3</sup> Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University, New York NY, USA

`gabriel.brito_apolinario@ens-lyon.fr`

In three-dimensional Navier–Stokes turbulence, energy is injected at a large scale  $L$  and is efficiently transported to small scales. In this process, the fluid reaches a state of finite variance and large spatial gradients, which can be approximately described by a rough velocity field of Hölder exponent  $H \approx 1/3$ . Motivated by this phenomenon, in two recent works [1,2], we have studied a stochastic partial differential equation (SPDE) for a complex velocity field  $u$  in one spatial dimension that is randomly stirred by a spatially smooth and uncorrelated in time forcing term. This dynamics includes linear operators responsible for a cascading transfer of energy from large to small scales [3,4] and to the development of fractional regularity of order  $H$ . Multifractal corrections are included drawing inspiration from a known probabilistic construction, the Gaussian multiplicative chaos, which motivates a quadratic nonlinear interaction in this model. Through numerical simulations, we observe the non-Gaussian and in particular skewed nature of these solutions, as can be seen in Fig. 1, an important feature in the modeling of turbulent velocity fields.



**Figure 1.** Histogram of the real part of the velocity gradient  $\Re \partial_x u_{H,\gamma,\nu}$ . Different colors represent different viscosities (or Reynolds numbers), where the uppermost curve corresponds to the smallest viscosity. The curves have been arbitrarily shifted for clarity.

## References

1. G. B. APOLINÁRIO, L. CHEVILLARD & J.-C. MOURRAT, Dynamical fractional and multifractal fields, *J. Stat. Phys.*, **186**, 1–35 (2022).
2. G. B. APOLINÁRIO & L. CHEVILLARD, Space-time statistics of a linear dynamical energy cascade model, *arXiv preprint*, 2109.00489 (2021).
3. J. C. MATTINGLY, T. SUIDAN & E. VANDEN-EIJNDEN, Simple systems with anomalous dissipation and energy cascade, *Commun. Math. Phys.*, **276**, 189–220 (2007).
4. Y. COLIN DE VERDIÈRE & L. SAINT-RAYMOND, Attractors for two-dimensional waves with homogeneous Hamiltonians of degree 0, *Commun. Pur. Appl. Math.*, **73**, 421–462 (2020).

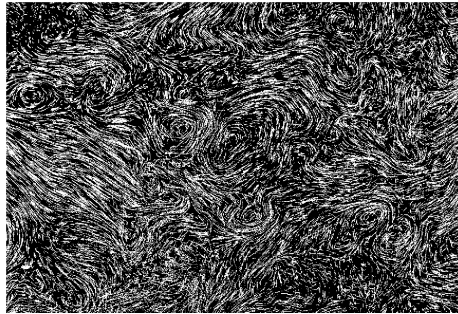
# Turbulence hydrodynamique 3D générée par des agitateurs magnétiques

Jean-Baptiste Gorce, Annette Cazaubiel, Jean-Claude Bacri, Michael Berhanu, Claude Laroche, Éric Falcon

Université de Paris, MSC, UMR 7057 CNRS, F-75013 Paris, France  
 jean-baptiste.gorce@u-paris.fr

La théorie de Kolmogorov sur la turbulence suppose que l'écoulement est statistiquement homogène, stationnaire et isotrope. Les écoulements turbulents expérimentaux sont principalement étudiés dans des systèmes forcés périodiquement ou à une paroi (turbines, grilles oscillantes ou réseaux de jets). Nous présentons ici une nouvelle technique dans laquelle les mouvements erratiques d'aimants agitent un volume de fluide. Ce mécanisme de forçage est aléatoire dans l'espace et dans le temps, et l'écoulement généré satisfait les hypothèses de Kolmogorov d'isotropie et d'homogénéité locales. Nous présentons les spectres d'énergie et les fonctions de structure de l'écoulement en utilisant des mesures de vitesse locales et spatio-temporelles [1].

La mesure des spectres d'énergie montre une cascade turbulente, qui implique un transfert d'énergie de l'échelle d'injection vers des échelles de plus en plus petites. Ce transfert d'énergie est auto-similaire, jusqu'à que l'énergie soit dissipée par viscosité. Nous évaluons le taux de dissipation d'énergie en utilisant le spectre d'énergie, les fonctions de structure d'ordre 2 et 3 et des arguments dimensionnels. Nous montrons que les valeurs du taux de dissipation d'énergie sont bien du même ordre de grandeur, conséquence directe de la turbulence stationnaire, homogène et isotrope générée par ce forçage en volume. Nous confirmons expérimentalement le modèle de Tennekes [2] et résolvons le désaccord entre les valeurs de la constante de Tennekes suggérées dans différentes études. Cette technique de forçage semble très prometteuse pour étudier les phénomènes aux échelles plus grandes que l'échelle de forçage et leur description par les outils de la mécanique statistique [3, 4].



*Remerciements* : Nous remercions l'ANR (ANR DYSTURB projet No. ANR-17-CE30-0004) et la Simons Foundation MPS N° 651463-Wave Turbulence.

## Références

1. A. CAZAUBIEL, J.-B. GORCE, J.-C. BACRI, M. BERHANU, C. LAROCHE, & É. FALCON, Three-dimensional turbulence generated homogeneously by magnetic particles, *Phys. Rev. Fluids*, **6**, L112601 (2021).
2. H. TENNEKES, Eulerian and Lagrangian time microscales in isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, **67**, 561–567 (1975).
3. V. DALLAS, S. FAUVE, & A. ALEXAKIS, Statistical equilibria of large scales in dissipative hydrodynamic turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 204501 (2015).
4. A. ALEXAKIS & M.-É. BRACHET, On the thermal equilibrium state of large-scale flows, *J. Fluid Mech.*, **872**, 594–625 (2019).



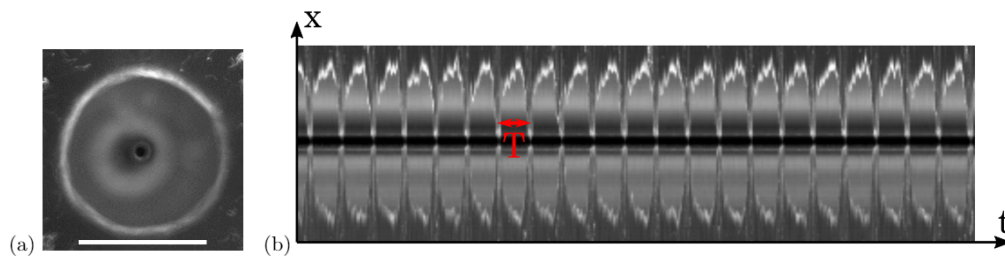
# Oscillations du ressaut hydraulique circulaire

Aurélien Goerlinger, Farzam Zoueshtiagh, Alexis Duchesne

Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, Univ. Polytechnique Hauts-de-France, UMR 8520 - IEMN (Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie), F-59000 Lille, France  
[aurelien.goerlinger@univ-lille.fr](mailto:aurelien.goerlinger@univ-lille.fr)

Le ressaut hydraulique circulaire est un phénomène facilement observable. Pour cela, il suffit de faire impacter un jet d'eau sur une surface horizontale et remarquer l'apparition de deux zones distinctes. Dans la zone interne près du jet, la couche d'eau est faible mais l'écoulement est rapide. À l'inverse, l'écoulement dans la zone externe loin du jet est plus lent que les ondes de surface et la couche d'eau est bien plus importante. Un mur liquide sépare ces deux zones : c'est le ressaut hydraulique circulaire.

La plupart des études sur le ressaut hydraulique circulaire font état d'un ressaut stationnaire [1–3], mais il est possible de trouver des études qui rapportent des ressauts hydrauliques non stationnaires, par exemple en observant des fluctuations aux bords du ressaut causées par la turbulence [4] ou en étudiant des ressauts polygonaux en rotation [5]. Nous reportons ici un phénomène qui n'a jamais été reporté dans la littérature à notre connaissance, à savoir l'oscillation périodique du ressaut hydraulique circulaire. Afin de l'étudier, nous utilisons un réservoir d'eau placé en hauteur qui nous permet d'obtenir un jet d'eau submillimétrique impactant un substrat en plexiglas, l'écoulement étant généré purement par gravité. Nous cherchons alors à caractériser ces oscillations en fonction de différents paramètres expérimentaux comme le débit, les dimensions du substrat ou encore la nature du substrat, et nous voulons également expliquer pourquoi le ressaut hydraulique est capable d'osciller.



**Figure 1.** (a) Photographie d'un ressaut circulaire vu de dessous (barre d'échelle : 10 mm). (b) Évolution spatio-temporelle du diamètre du ressaut circulaire sur une durée de 8,15 s sur laquelle les oscillations du ressaut sont clairement visibles. La largeur verticale de l'image correspond à 15,8 mm.

## Références

1. E. J. WATSON, The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane, *J. Fluid Mech.*, **20**, 481–499 (1964).
2. T. BOHR, P. DIMON & V. PUTKARADZE, Shallow-water approach to the circular hydraulic jump, *J. Fluid Mech.*, **254**, 635–648 (1993).
3. A. DUCHESNE, L. LEBON & L. LIMAT, Constant Froude number in a circular hydraulic jump and its implication on the jump radius selection, *EPL*, **107**, 54002 (2014).
4. X. LIU & J. H. LIENHARD, The hydraulic jump in circular jet impingement and in other thin liquid films, *Exp. Fluids*, **15**, 108–116 (1993).
5. A. R. TEYMOURTASH & M. MOKHLESI, Experimental investigation of stationary and rotational structures in non-circular hydraulic jumps, *J. Fluid Mech.*, **762**, 344–360 (2014).

# Une famille de tores invariants structure l'espace des phases d'un électron soumis à une impulsion laser intense

Jonathan Dubois<sup>1</sup>, Marc Jorba-Cuscò<sup>2</sup>, Àngel Jorba<sup>3</sup>, Cristel Chandre<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Straße 38, 01187 Dresden, Germany

<sup>2</sup> Universidad Internacional de la Rioja (UNIR), Logroño, Spain

<sup>3</sup> Departament de Matemàtiques i Informàtica, Universitat de Barcelona, Barcelona, Spain

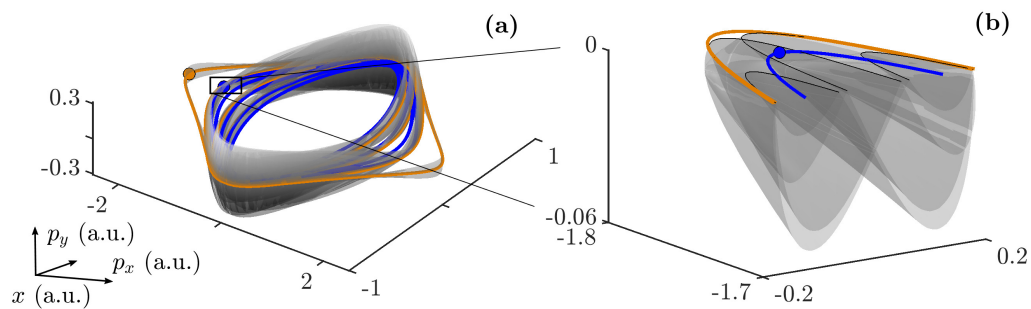
<sup>4</sup> CNRS, Aix Marseille Univ, I2M, Marseille, France

jdubois@pks.mpg.de

Lorsque des atomes ou des molécules sont soumis à des champs lasers, on s'attend à avoir de l'ionisation pourvu que l'intensité du laser soit suffisamment forte. On peut donc penser que l'électron reste attaché au noyau jusqu'à ce que l'intensité dépasse une valeur seuil au-delà de laquelle l'électron quitte le navire une fois pour toute. Cependant, une petite partie des électrons ont des trajectoires tout-à-fait singulières et d'une importance capitale en physique atomique : Une partie des électrons est tout d'abord ionisée par effet tunnel, gagne de l'énergie provenant de la dépendance temporelle du champ laser, puis retourne et entre en collision afin d'y échanger une partie de son énergie cinétique avec l'ion parent [1]. Ces trajectoires appelées recollisions sont semblables aux orbites d'éjection-collision en mécanique céleste [2], pour lesquelles un astéroïde est éjecté d'une planète, avant d'y retourner pour entrer en collision. Dans les deux cas, il y a un processus d'éjection, suivi d'un retour pour une collision et un échange d'énergie.

Dans ce travail, nous avons considéré la dynamique d'un électron soumis à un champ laser de forte intensité polarisé linéairement. Nous avons étudié les structures invariantes qui partitionnent l'espace des phases et guident la dynamique non linéaire de l'électron pour les trajectoires de recollision. Nous avons identifié une orbite périodique qui structure l'espace des phases des trajectoires de recollision. Plus spécifiquement, nous avons montré que les variétés stables et instables d'une famille de tores invariants issus de cette orbite périodique guident la trajectoire de l'électron jusqu'à la collision avec l'ion parent. Seuls les objets invariants associés à cette orbite sont capables de partitionner l'espace des phases car ils sont de co-dimension un dans cet espace.

La compréhension précise du mécanisme de recollision ouvre la voie au contrôle de ces processus pour une meilleure résolution des techniques d'imagerie de l'atome ou de la molécule.



## Références

1. P. B. CORKUM, Plasma perspective on strong field multiphoton ionization, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1994 (1993).
2. M. OLLÉ, Ò. RODRÍGUEZ & J. SOLER, Ejection-collision orbits in the RTBP, *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, **55**, 298–315 (2018).
3. J. DUBOIS, M. JORBA-CUSCÒ, À. JORBA & C. CHANDRE, Dynamical organization of recollisions by a family of invariant tori, *SIAM J. Appl. Dyn. Syst.*, **21**, 523–541 (2022).

# Low frequency spectra of bending wave turbulence

Benjamin Miquel<sup>1</sup>, Antoine Naert<sup>2</sup>, Sébastien Aumaître<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, CNRS UMR 5509, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully cedex, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique statistique de l'Ecole Normale Supérieure, CNRS UMR 8550, 24 Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

<sup>3</sup> Service de Physique de l'Etat Condensée, Direction des Sciences de la Matière, CEA-Saclay, CNRS UMR 2464, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

sebastien.aumaitre@cea.fr

Most of the turbulent studies focus on the direct cascade of energy from the forcing scale, which is usually the largest scale, to the dissipative scale. However flow properties at scales larger than the forcing can be relevant in geophysical background for instance. For 3D turbulence, no mean energy flux is expected between these large scales. In the context of wave turbulence, an inverse cascade to the larger scale is predicted sometime but it is not the case for the bending waves in a thin elastic plate. Thus similarly to 3D turbulence, one can expect that there is no mean flux through the largest scales. Here we study experimentally the dynamics of such long waves among turbulent bending waves in a thin elastic plate set into vibration by a monochromatic forcing at a frequency  $f_0$ . This frequency is chosen large compared with the characteristic frequencies of bending waves. As a consequence, a range of conservative scales, without energy flux in average, exists for frequencies  $f < f_0$ . Within this range, we report a flat power density spectrum for the orthogonal velocity, corresponding to energy equipartition between modes. Thus, the average energy per mode  $\beta^{-1}$ —analogous to a temperature—fully characterizes the large-scale turbulent wave field. We present an expression for  $\beta$  as a function of the forcing frequency and amplitude, and of the plate characteristics.

*Acknowledgements:* This work is supported by the French National Research Agency (ANR DYSTURB Project No. ANR-17-CE30-0004).

## References

1. B. MIQUEL, A. NAERT, S. AUMAÎTRE *Phys. Rev. E* **103**, L061001 (2021).

# Experimental observation of the geostrophic turbulence regime of rapidly rotating convection

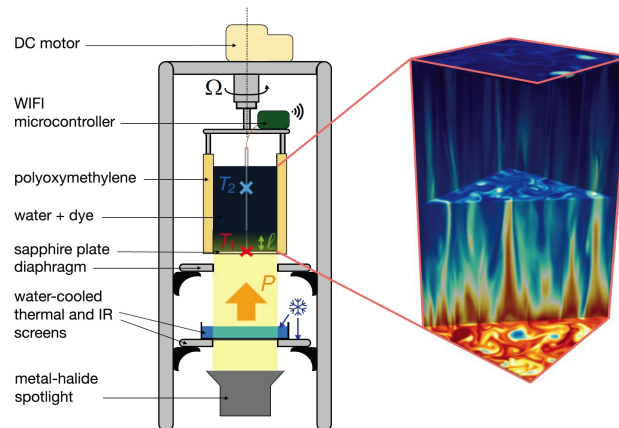
Vincent Bouillaut<sup>1</sup>, Benjamin Miquel<sup>1</sup>, Keith Julien<sup>2</sup>, Sébastien Aumaître<sup>1</sup>, Basile Gallet<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Service de Physique de l'Etat Condensé, Université Paris-Saclay, CNRS, Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives, 91191 Gif-sur-Yvette, France;

<sup>2</sup> Department of Applied Mathematics, University of Colorado, Boulder, CO 80309

vincent.bouillaut@cea.fr

The competition between turbulent convection and global rotation in planetary and stellar interiors governs the transport of heat and tracers, as well as magnetic field generation. These objects operate in dynamical regimes ranging from weakly rotating convection to the “geostrophic turbulence” regime of rapidly rotating convection. However, the latter regime has remained elusive in the laboratory, despite a worldwide effort to design ever-taller rotating convection cells over the last decade. Building on a recent experimental approach [1] where convection is driven radiatively, see Figure 1, I will report heat transport measurements in quantitative agreement with this scaling regime [2], the experimental scaling law being validated against direct numerical simulations (DNS) of the idealized setup. The scaling exponent from both experiments and DNS agrees well with the geostrophic turbulence prediction. The prefactor of the scaling law is greater than the one diagnosed in previous idealized numerical studies [3, 4], pointing to an unexpected sensitivity of the heat transport efficiency to the precise distribution of heat sources and sinks, which greatly varies from planets to stars.



**Figure 1.** Radiatively driven rotating convection. A powerful spotlight shines from below at a mixture of water and dye. The resulting internal heat source decreases exponentially with height over the absorption length, delivering a total heat flux  $P$ . On the right-hand side is a DNS snapshot of the temperature field in horizontally periodic geometry devoid of centrifugal and sidewall effects, highlighting the vertically elongated structures of rotating convection (arbitrary color scale ranging from blue for cool fluid to red for warm fluid).

## References

1. S. LEPOT, S. AUMAÎTRE & B. GALLET, Radiative heating achieves the ultimate regime of thermal convection, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **115**, 8937–8941, (2018)
2. V. BOUILLAUT, B. MIQUEL, K. JULIEN, S. AUMAÎTRE & B. GALLET, Experimental observation of the geostrophic turbulence regime of rapidly rotating convection, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **118**, e2105015118 (2021)
3. A. J. BARKER, A. M. DEMPSEY & Y. LITHWICK, Theory and simulations of rotating convection, *Astrophys. J.*, **791**, 1–9 (2014)
4. K. JULIEN, E. KNOBLOCH & J. WERNE, A new class of equation for rotationally constrained flows, *J. Theor. Comput. Fluid Dyn.*, **11**, 251–261, (1998)

# Thermocapillary instability of an ionic liquid–water mixture in a temperature gradient

Marc Pascual<sup>1</sup>, Axelle Amon<sup>2</sup>, Marie-Caroline Jullien<sup>1,2</sup>

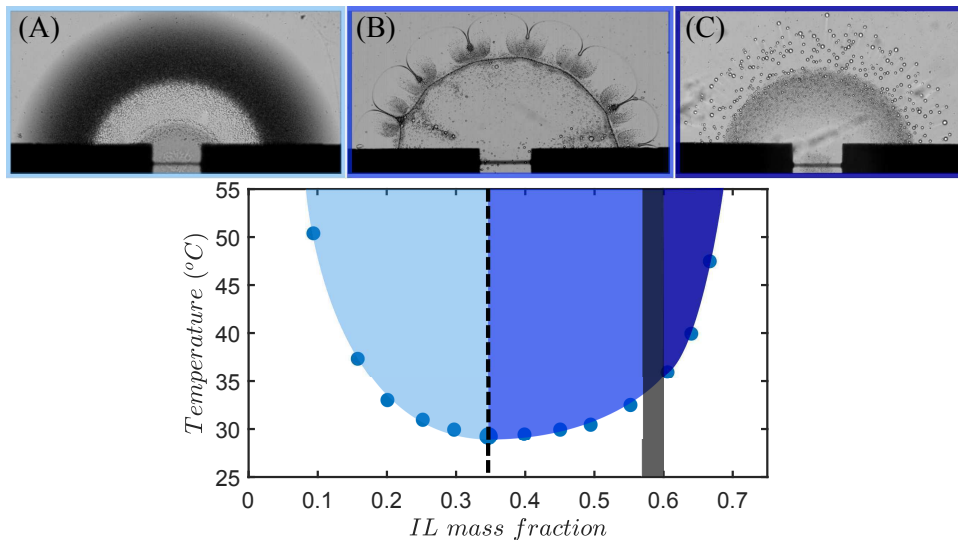
<sup>1</sup> Gulliver CNRS UMR 7083, PSL Research University, ESPCI Paris, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Université Rennes 1, CNRS, IPR, UMR 6251, F-35000 Rennes, France

axelle.amon@univ-rennes1.fr

Ionic liquids have remarkable properties and are commonly harnessed for green chemistry, lubrication and energy applications. We study a thermoresponsive Water–Ionic Liquid (IL) binary mixture which has the property of phase separating above a critical temperature (LCST system). We are interested in the separation process of both phases in order to recover the phase of interest. For this purpose, we generate a temperature gradient in a microfluidic cavity where the confinement strengthens wetting effects and enhances the demixing [1].

In this experimental configuration, we observe three different separation patterns along the phase diagram of the binary mixture composition (see Fig. 1). Only two regimes lead to a complete spatial separation of the two phases. Interestingly, one of these regime (Fig. 1(B)) is reminiscent of a Marangoni instability in radial geometry, even at confinement below  $100\ \mu\text{m}$ .



**Figure 1.** Phase diagram of the IL-water mixture with the three phase separation patterns observed experimentally. The transition from first to second regime is indicated by the vertical dashed line centered on the consolute point. The transition from second to third regime is given by the dark gray area, when the composition is between 55 and 60 wt% in IL.

We have rationalized all the observed regimes [1,2]. In particular, we interpret the Bénard–Marangoni-like periodic pattern of Fig. 1(B) as a thermocapillary driven instability, whose mechanisms involved are actually different from the classical Bénard–Marangoni instability.

## References

1. M. PASCUAL, A. POQUET, A. VILQUIN & M.-C. JULLIEN, *Phys. Rev. Fluids*, **6**, 024001 (2021),
2. M. PASCUAL, A. AMON & M.-C. JULLIEN, *Phys. Rev. Fluids*, **6**, 114203 (2021).

# Linear analysis of thermomagnetic convection in a ferrofluid under radial buoyancies

Anupam M. Hiremath<sup>1</sup>, Antoine Meyer<sup>1</sup>, Harunori N. Yoshikawa<sup>2</sup>, Innocent Mutabazi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LOMC UMR CNRS 6294, Normandie Université UNIHAVRE, 53 rue de Prony, 76600 Le Havre

<sup>2</sup> INPHYNI UMR CNRS 7010, Université de Côte d'Azur, Institut de physique de Nice Avenue Joseph Vallot, 06108 Nice

[innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr](mailto:innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr)

Linear stability analysis (LSA) was conducted on a aqueous based ferrofluid confined in the gap of an axially infinite cylindrical annulus, with differential radial heating between the inner cylinder at  $R_1$  maintained at temperature  $T_1$  and the outer cylinder at  $R_2$  at temperature  $T_2$ , where  $T_1 > T_2$ . A stack of magnets is placed inside the inner cylinder [1]. In addition, the cylinders can rotate rigidly with an angular frequency  $\Omega$ . The forced acting on the ferrofluid in our system are, magnetic buoyancy due to magnetic gravity  $g_m$ , and centrifugal buoyancy  $g_c$  due to a centrifugal acceleration.

The study was made on microgravity condition. The flow equations in the nondimensional format is given as,

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla\pi + \Delta\mathbf{v} - \frac{\text{Ra}_m}{\text{Pr}}\theta \mathbf{e}_r - \gamma_a \frac{v^2}{r}\theta \mathbf{e}_r \quad (2)$$

$$\frac{d\theta}{dt} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\theta = \frac{1}{\text{Pr}}\Delta\theta \quad (3)$$

The equations (1–3) are linearized by adding small perturbations and the eigen values are calculated. The complex growth rate of our system is a function of the control parameters  $s = f(\eta, \text{Pr}, \text{Ra}_m, \text{Ta}, k, n)$ , where  $\eta = R_1/R_2$  is the radius ratio,  $\text{Pr} = \nu/\kappa$  is the Prandtl number,  $\text{Ra}_m = \alpha\Delta T g_m d^3/\nu^2\kappa$  is the magnetic Rayleigh number,  $\text{Ta}$  is the Taylor number,  $k$  is the axial wave number and  $n$  is the azimuthal number of modes. The growth rate is also defined as  $s = \sigma + i\omega$ , where  $\sigma$  is the growth rate of our perturbations and  $\omega$  is the frequency of the perturbations.

For marginal states we try to investigate the states were  $\sigma = 0$ . These marginal modes can be stationary  $\omega = 0$  or oscillatory in nature  $\omega \neq 0$ .

## References

1. R. TAGG & P. D. WEIDMAN, Linear stability of radially-heated circular Couette flow with simulated radial gravity, *Z. angew. Math. Phys.*, **58**, 431–456 (2007).

# Instabilités de surface générées par le passage d'un patin sur un lit granulaire

Antoine Dop<sup>1</sup>, Valérie Vidal<sup>1</sup>, Nicolas Taberlet<sup>1,2</sup>

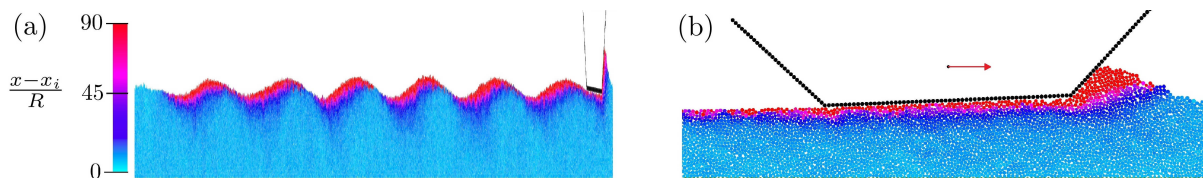
<sup>1</sup> Université de Lyon, ENS de Lyon, Laboratoire de Physique, 46 allée d'Italie, F-69007 Lyon, France

<sup>2</sup> Université Claude Bernard Lyon 1, Université de Lyon, 43 boulevard du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne cedex

dop.antoine@ens-lyon.fr

L'étude des matériaux granulaires sous cisaillement permet de comprendre le comportement de systèmes variés dans les domaines de la matière molle, de la géophysique ou encore de certains procédés industriels. Cependant, malgré plusieurs décennies d'études sur le sujet, le lien entre les propriétés microscopiques du système et la formation de motifs macroscopiques [1] n'est pas entièrement compris. D'une part, la traction d'un système masse-ressort à la surface d'un lit granulaire sec conduit à l'apparition de trois régimes différents [2]. D'autre part, la formation d'ondulations de surface a été observée lorsqu'un objet est déplacé à vitesse constante et de manière répétée sur la surface d'un empilement granulaire ; cet effet est appelé instabilité de tôle ondulée ou *washboard instability* [3].

Cette étude vise à unifier ces deux points de vue à différentes échelles caractéristiques et comprendre la formation d'ondulations de surface lors du passage unique d'un patin sur un lit granulaire en faisant le lien avec le comportement de l'empilement à l'échelle du grain et du contact entre grains. On cherche à caractériser cette instabilité de surface en fonction des différents paramètres du problème, par des méthodes numériques et expérimentales. L'approche numérique par la méthode des éléments discrets permet de mettre clairement en évidence cette instabilité de surface dans une géométrie 2D (Figure 1) et de la caractériser. En complément des simulations, un dispositif expérimental permet de tracter un patin à la surface d'un lit granulaire dans une géométrie 3D. Une cuve rectangulaire ( $50 \times 15 \times 4$  cm) est remplie de billes de verre ou de céramique. Après avoir lissé la surface des grains, un patin est déposé et tracté par un chariot se déplaçant à vitesse constante  $V$  et relié au patin par l'intermédiaire d'une lame métallique agissant comme un ressort (raideur  $k$ ). La force exercée sur le patin, la topographie dans son sillage ainsi que la position du patin sont enregistrées au cours du mouvement.



**Figure 1.** (a) Formation d'ondulations de surface après avoir tracté un patin à la surface d'un lit granulaire (simulations numériques 2D). Les grains sont colorés en fonction de leur déplacement horizontal total normalisé  $\frac{x-x_i}{R}$  avec  $R$  le rayon moyen d'un grain. L'image est compressée 20 fois dans la direction horizontale. (b) Zoom sur le patin au cours du mouvement. La force de traction est représentée en rouge.

## Références

1. I. S. ARANSON & L. S. TSIMRING, Patterns and collective behavior in granular media: Theoretical concepts, *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 641–692 (2006).
2. S. NASUNO, A. KUDROLLI, A. BAK & J. P. GOLLUB, Time-resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers, *Phys. Rev. E*, **58**, 2161–2171 (1998).
3. N. TABERLET, S. W. MORRIS & J. N. MCELWAINE, Washboard road: The dynamics of granular ripples formed by rolling wheels, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 068003 (2007).

## Propulsion de flotteurs par dissolution

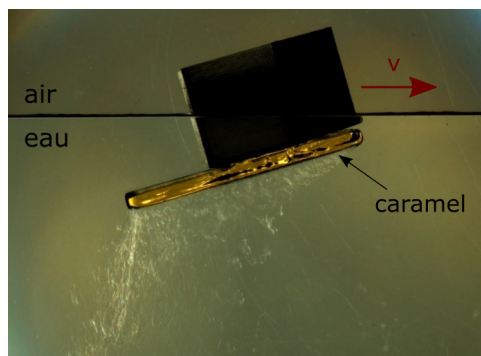
Martin Chaigne<sup>1</sup>, Michael Berhanu<sup>1</sup>, Arshad Kudrolli<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), Université de Paris, CNRS (UMR 7057), 75013 Paris, France

<sup>2</sup> Department of Physics, Clark University, Worcester, Massachusetts 01610, USA

[martin.chaigne@etu.u-paris.fr](mailto:martin.chaigne@etu.u-paris.fr)

La physique de la matière active étudie des objets capables de s'auto-propulser en convertissant localement de l'énergie. Une particule active peut directement convertir de l'énergie chimique en travail mécanique, mais elle peut aussi modifier de manière anisotrope les propriétés du fluide qui l'entoure. C'est le cas des bateaux dits de Marangoni, qui créent autour d'eux un gradient de tension de surface [1]. Il a également été montré qu'un objet asymétrique immergé, dont un côté est constitué d'une plaque chauffante, peut être propulsé grâce à l'écoulement de convection qu'il génère [2]. Nous démontrons dans ce travail un mécanisme original de propulsion où la convection n'est plus d'origine thermique mais solutale, via la dissolution d'un objet soluble immergé [3]. Pour cela, nous utilisons des bateaux de quelques centimètres constitués d'une coque en plastique et d'une plaque de caramel inclinée (Fig. 1). Une fois placés dans l'eau, ces bateaux se mettent en effet à avancer, à des vitesses de plusieurs mm/s et de manière rectiligne, sous l'effet de l'écoulement gravitaire alimenté par leur dissolution. Nous montrons que la propulsion est majoritairement due à l'écoulement sous le bateau, où la couche limite de concentration se destabilise (instabilité de type Rayleigh-Bénard) pour former des panaches. Nous nous intéressons à l'influence de l'inclinaison de la plaque de caramel sur la vitesse du bateau en régime stationnaire et identifions un angle optimal. Nous caractérisons ensuite l'écoulement généré afin de déterminer l'origine de la force de poussée.



**Figure 1.** Bateau en caramel de 7,5 cm de long, avançant vers la droite. Les panaches de fluide chargé en sucre s'écoulant à partir du dessous de la plaque de caramel sont rendus visibles par ombroscopie.

## Références

1. G. L. VAN DER MENSBRUGGHE, Sur la tension superficielle des liquides considérée au point de vue de certains mouvements observés à leur surface, *Hayez* (1869).
2. M. MERCIER, A. M. ARDEKANI, M. R. ALLSHOUSE, B. DOYLE & T. PEACOCK, Self-propulsion of immersed objects via natural convection, *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 204501 (2014).
3. C. COHEN, M. BERHANU, J. DERR & S. COURRECH DU PONT, Buoyancy-driven dissolution of inclined blocks: Erosion rate and pattern formation, *Phys. Rev. Fluids*, **15**, 053802 (2020).



# Towards a link between time-irreversibility and singularity in turbulent flows

Adam Cheminet<sup>1</sup>, Damien Geneste<sup>1</sup>, Antoine Barlet<sup>1</sup>, Yasar Ostovan<sup>2</sup>, Tarek Chaabo<sup>2</sup>, Valentina Valori<sup>1</sup>, Paul Debue<sup>1</sup>, Christophe Cuvier<sup>2</sup>, François Daviaud<sup>1</sup>, Jean-Marc Foucaut<sup>2</sup>, Jean-Philippe Laval<sup>2</sup>, Bérengère Dubrulle<sup>1</sup>

<sup>1</sup> SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay, Gif-sur-Yvette, France

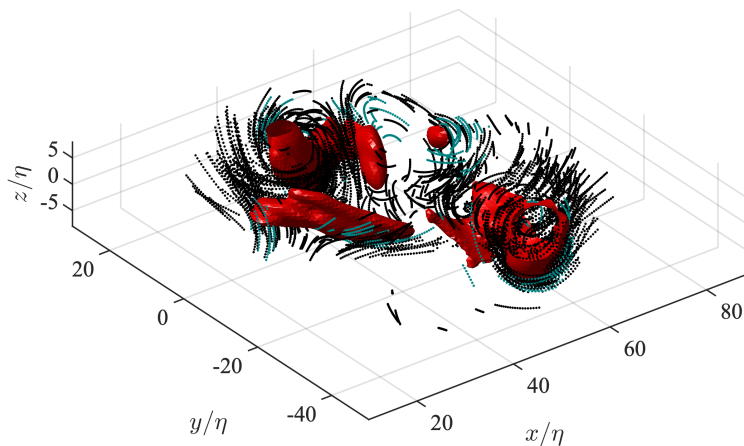
<sup>2</sup> Univ. Lille, CNRS, ONERA, Arts et Métiers ParisTech, Centrale Lille, FRE 2017-LMFL-Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille-Kampé de Fériet, F-59000, Lille, France

adam.cheminet@cea.fr

In a turbulent fluid, the time-reversal symmetry is explicitly broken by viscosity, and spontaneously broken in the inviscid limit. Recently, Drivas [1] proved the equivalence of two different local indicators of time-irreversibility: i) an Eulerian one, based on regularity properties of the velocity field [3]; ii) a Lagrangian one, based on symmetry properties of the trajectories under time reversal [2].

Drivas [1], rigorously proved that under suitable limits, the Eulerian and Lagrangian irreversibility indicators converge to the same quantity  $\epsilon$ , the local energy dissipation. This result is interesting because it provides two different indicators, one Eulerian, and one Lagrangian, that discriminate between regions where the fluid is or is not time-irreversible. By tracking dynamically in time and space such regions, one may then get hints of the physical processes that are responsible for the symmetry breaking.

In this talk, I will first test the equivalence of the two indicators in an experimental turbulent Von Kármán flow at a resolution of the order of the Kolmogorov scale using a high resolution 4D-PTV technique. I will then use the equivalence to perform the first joined Eulerian-Lagrangian exploration of the dynamics leading to time irreversibility, and find that it is linked with vortex interaction, suggesting a link between irreversibility and singularity (Fig. 1).



**Figure 1.** 3D visualization of Eulerian irreversibility iso-surfaces (in red) and highly irreversible trajectories selected from the Lagrangian criterion in black (positive) and blue (negative).

## References

1. T. D. DRIVAS, Turbulent cascade direction and Lagrangian time-asymmetry, *J. Nonlinear Sci.*, **1**, 65–88 (2019).
2. J. JUCHA *et al.*, Time-reversal-symmetry breaking in turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 5-054501 (2014).
3. J. DUCHON & R. ROBERT, Inertial energy dissipation for weak solutions of incompressible Euler and Navier–Stokes equations, *Nonlinearity*, **13**, 249–255 (2000).

# Condensation d'ondes classiques en fibre optique multimode

Kilian Baudin<sup>1,2</sup>, Adrien Fusaro<sup>2,3</sup>, Josselin Garnier<sup>1</sup>, Katarzyna Krupa<sup>2,4</sup>, Iacopo Carusotto<sup>5</sup>, Sergio Rica<sup>6</sup>, Guy Millot<sup>2</sup>, Antonio Picozzi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CMAP, CNRS, Ecole Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris - 91128 Palaiseau Cedex, France

<sup>2</sup> ICB, CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté - Dijon, France

<sup>3</sup> CEA, DAM, DIF - F-91297 Arpaçon, France

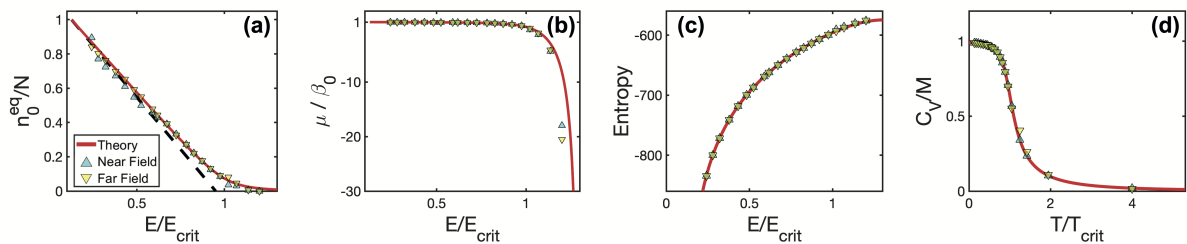
<sup>4</sup> Institute of Physical Chemistry Polish Academy of Sciences - 01-224 Warsaw, Poland

<sup>5</sup> INO-CNR BEC Center and Dipartimento di Fisica, Università di Trento - I-38123 Povo (TN), Italy

<sup>6</sup> Universidad Adolfo Ibañez - Peñalodén, 7910000 Santiago, Chile

kilian.baudin@polytechnique.edu

Des études théoriques en turbulence d'ondes ont montré que des ondes classiques aléatoires peuvent exhiber un processus de condensation [1]. Par ailleurs, un effet remarquable de nettoyage de faisceau optique a récemment été découvert dans les fibres optiques multimodes (FOM) [2], dont le mécanisme sous-jacent reste mal compris. Dans le cadre de la théorie de turbulence d'ondes, nous avons dérivé une équation cinétique qui prend en compte le désordre structurel inhérent à la propagation de la lumière dans les FOMs, ce qui décrit l'effet de nettoyage de faisceau comme un effet de condensation dans le mode fondamental de la fibre [3]. Nous reportons ici l'observation de la condensation de lumière, qui résulte de la thermalisation vers l'état d'équilibre de Rayleigh-Jeans (RJ) [4]. En diminuant l'énergie en-dessous de la valeur critique  $E_{\text{crit}}$ , le potentiel chimique tend vers le niveau d'énergie fondamental  $\mu \rightarrow \beta_0$  : le dénominateur de la distribution de RJ s'annule et la singularité se régularise par une population macroscopique du mode fondamental (Fig. 1(a-b)). Alors que la chaleur spécifique  $C_V \rightarrow M$  dans l'état condensé (comme attendu par l'équipartition d'énergie parmi les  $M$  modes de la FOM), pour  $T > T_{\text{crit}}$  on observe  $C_V \rightarrow 0$  (Fig. 1(d)), propriété qui résulte du nombre fini de modes du système [4]. D'autres expériences récentes corroborent l'observation de thermalisation de lumière dans les FOMs [5,6].



**Figure 1.** Mesures expérimentales de la fraction de puissance condensée dans le mode fondamental  $n_0^{\text{eq}}/N$  vs l'énergie  $E/E_{\text{crit}}$  (a), le potentiel chimique  $\mu$  vs  $E/E_{\text{crit}}$  (b), l'entropie vs  $E/E_{\text{crit}}$  (c), la chaleur spécifique  $C_V/M$  vs température  $T/T_{\text{crit}}$  (d) déterminées par les intensités en champ proche (triangle bleu), et en champ lointain (triangle jaune). Les lignes rouges reportent la théorie de RJ à l'équilibre ( $E_{\text{crit}}, T_{\text{crit}}$  étant les valeurs critiques de la transition vers l'état condensé). La ligne noire hachurée en (a) reporte la transition de phase de condensation dans la limite thermodynamique. Voir référence [4] pour les détails de l'expérience.

## Références

1. S. Nazarenko, *Wave Turbulence*, Lectures Notes in Physics, New-York, Springer (2011).
2. K. KRUPA *et al.*, *Nat. Photonics*, **10**, 771 (2017).
3. A. FUSARO *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 123902 (2019).
4. K. BAUDIN *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 244101 (2020).
5. H. POURBEYRAM *et al.*, [arXiv:2012.12110](https://arxiv.org/abs/2012.12110) (2020).
6. F. MANGINI *et al.*, [arXiv:2111.08063](https://arxiv.org/abs/2111.08063) (2021).

# Limite singulière d’une équation d’Allen–Cahn stochastique avec un terme de diffusion non linéaire

Perla El Kettani<sup>1</sup>, Danielle Hilhorst<sup>2</sup>, Yong-Jung Kim<sup>3</sup>, Hyunjoon Park<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CNRS et Centre de Physique Théorique, Université de Toulon, Université Aix-Marseille, Marseille, France.

<sup>2</sup> CNRS et Laboratoire de Mathématiques, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay cedex, France.

<sup>3</sup> Département de Sciences Mathématiques, KAIST, 291 Daehak-ro, Yuseong-gu, Daejeon 34141, Corée.

perla.el-kettani@univ-tln.fr

On considère tout d’abord une équation d’Allen–Cahn déterministe avec un terme de diffusion non linéaire. Cette équation a été étudiée dans plusieurs articles notamment Wagner [3] où le terme de diffusion dépend de la concentration d’alliages métalliques; Fife et Lacey [2] ont également généralisé l’équation d’Allen–Cahn avec un terme de diffusion dépendant des paramètres. On étudie sa limite singulière et on démontre la génération et la propagation de l’interface limite. Cette interface évolue selon sa courbure moyenne avec une constante multiplicative qui provient de la non linéarité présente dans l’équation. Plus précisément nous étudions le problème

$$(P^\varepsilon) \begin{cases} u_t = \Delta\varphi(u) + \frac{1}{\varepsilon^2}f(u) & \text{dans } D \times \mathbb{R}^+ \\ \frac{\partial\varphi(u)}{\partial\nu} = 0 & \text{dans } \partial D \times \mathbb{R}^+ \\ u(x, 0) = u_0(x) & \text{pour } x \in D \end{cases}$$

où  $u$  est une fonction de phase,  $D$  est un domaine régulier et borné de  $\mathbb{R}^N$ ,  $N \geq 2$ ,  $\nu$  est le vecteur normal unitaire sortant à la frontière du domaine  $\partial D$  et  $\varepsilon > 0$  est un petit paramètre. La fonction  $\varphi$  est une fonction non linéaire strictement croissante et  $f$  est un terme de réaction bistable. Ce travail est également en collaboration avec T. Funaki et S. Sethuraman.

Nous étudions ensuite la limite singulière de cette même équation d’Allen–Cahn que nous perturbons par un bruit régularisé. Le modèle qui nous intéresse est le suivant

$$(P^\varepsilon) \begin{cases} u_t(x, t) = \Delta\varphi(u(x, t)) + \frac{1}{\varepsilon^2}f(u(x, t)) + \frac{1}{\varepsilon}\xi^\varepsilon(t), & \forall (x, t) \in D \times \mathbb{R}^+ \\ \frac{\partial\varphi(u)}{\partial\nu} = 0, & \forall (x, t) \in \partial D \times \mathbb{R}^+ \\ u(x, 0) = u_0(x), & \forall x \in D \end{cases}$$

Le terme  $\xi^\varepsilon$  [1, 4] est une fonction aléatoire régularisée en temps qui a le même comportement qu’un bruit blanc quand  $\varepsilon \downarrow 0$ . L’interface évolue alors selon le mouvement par courbure moyenne stochastique.

## Références

1. M. ALFARO, D. ANTONOPOULOU, G. KARALI & H. MATANO, Generation of fine transition layers and their dynamics for the stochastic Allen–Cahn equation, [arXiv:1812.03804](https://arxiv.org/abs/1812.03804) (2018).
2. P. FIFE & A. LACEY, Motion by curvature in generalized Cahn–Allen models, *J. Stat. Phys.*, **77**, 173–181 (1994).
3. C. WAGNER, On the solution of diffusion problems involving concentration-dependent diffusion coefficients, *JOM*, **4**, 91–96 (1952).
4. H. WEBER, On the short time asymptotic of the stochastic Allen–Cahn equation, *Annales de l’IHP Probabilités et statistiques*, **46**, 965–975 (2010).

## Force de Coriolis et écoulement de von Kármán : l'importance sous-estimée d'une force virtuelle.

Louis Marié<sup>1</sup>, François Daviaud<sup>2</sup>, Bérengère Dubrulle<sup>2</sup>, Vincent Padilla<sup>2</sup>, Cécile Wiertel-Gasquet<sup>2</sup>

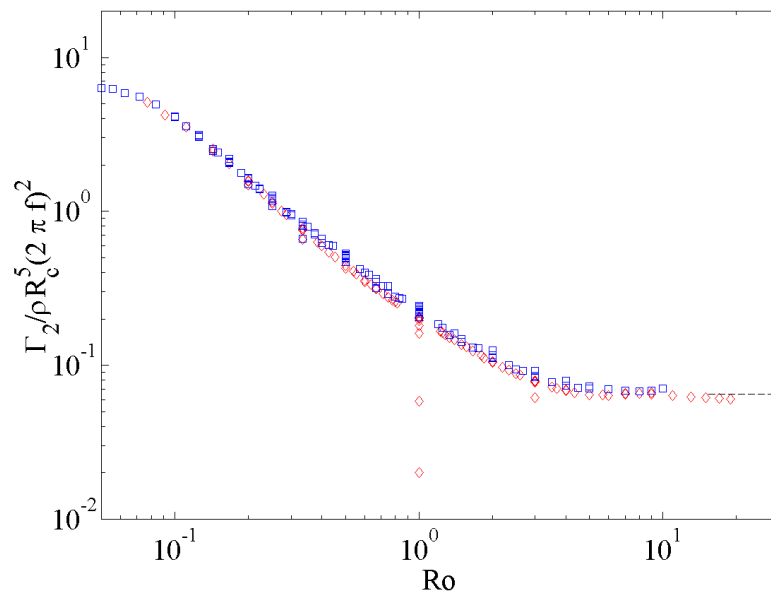
<sup>1</sup> Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale, UMR6523, Univ. Brest, CNRS, IFREMER, IRD, Plouzané, France.

<sup>2</sup> Université Paris-Saclay, CEA, CNRS, SPEC, CEA Saclay, Gif sur Yvette cedex, France.

[louis.marie@ifremer.fr](mailto:louis.marie@ifremer.fr)

Nous présentons les résultats de mesures de couples effectuées dans la géométrie de von Kármán, à haut nombre de Reynolds, avec et sans rotation d'ensemble du système.

Ces mesures mettent en évidence une très grande sensibilité de l'écoulement, ainsi caractérisé par des mesures globales, à la force de Coriolis.



**Figure 1.** Couples adimensionnés fournis par l'un des moteurs en fonction du nombre de Rossby de l'écoulement de von Kármán dans le cas de l'écoulement usuel (symbole rouges) et de l'écoulement mis en rotation d'ensemble (symboles bleus).

Par ailleurs, nous mettons en évidence le fait qu'une transformation permet de passer des configurations « déséquilibrées » (vitesses de rotation des turbines différentes) de l'écoulement sans rotation d'ensemble aux configurations contra-rotatives pures de l'écoulement en rotation.

Ces mesures montrent que le passage au référentiel en rotation peut être le cadre pertinent pour l'étude d'un écoulement, même dans les cas où celui-ci n'a pas été intentionnellement mis en rotation d'ensemble.

# Transition entre le régime visqueux et inertiel lors de la remontée d'une bulle unique en milieu confiné

Benjamin Monnet<sup>1</sup>, Sylvain Joubaud<sup>1</sup>, Valérie Vidal<sup>1</sup>, J. John Soundar Jerome<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Lyon, ENS de Lyon, CNRS, Laboratoire de Physique 46 Allée d'Italie, 69364 Lyon, France

<sup>2</sup> Univ Lyon, Univ Claude Bernard Lyon 1, CNRS, Ecole Centrale de Lyon, INSA Lyon, LMFA, UMR5509, 69622 Villeurbanne France

benjamin.monnet@ens-lyon.fr

La remontée de bulles de gaz dans des liquides newtoniens est un sujet qui intervenant dans le vie quotidienne (boissons gazeuses), dans la nature (remontée de magma lors d'une éruption volcanique) ou dans l'industrie (catalyse hétérogène, fermentation, etc.). De nombreuses études en 3D ont été menées sur des bulles individuelles [1], mais l'effet du confinement reste encore un sujet d'étude. Dans le cas d'un confinement quasi-bidimensionnel (écoulement de Hele-Shaw), le régime laminaire a été étudié théoriquement [2] et expérimentalement [3]. Des résultats expérimentaux récents existent aussi en régime inertiel [4] mais la transition entre les deux n'a pas encore été explorée.

Nous présentons l'étude expérimentale de la remontée d'une bulle unique dans une cellule de Hele-Shaw remplie d'un fluide newtonien, avec en particulier la quantification de la transition entre les régimes visqueux et inertiel. Nous nous focalisons sur les bulles dont le diamètre est grand devant l'épaisseur de la cellule ("grosses bulles"). Nous caractérisons l'évolution leur vitesse, leur forme et leur coefficient de traînée dans des liquides newtoniens de viscosités variant de trois ordres de grandeur afin de pouvoir observer la transition du régime visqueux au régime inertiel. Nous avons pu mettre en avant, selon le domaine considéré, des évolutions très distinctes du rapport d'aspect des bulles. En effet, celles-ci s'étirent dans le sens du mouvement à faible Reynolds alors qu'elles s'allongent perpendiculairement à celui-ci à haut Reynolds. A l'aide de ces résultats expérimentaux, un modèle théorique est proposé afin de décrire l'évolution de la vitesse de ces bulles en fonction de leur taille et du nombre de Reynolds. Ce modèle permet de remonter à l'expression d'un coefficient de frottement permettant d'ajuster pour les grosses bulles l'ensemble des données expérimentales pour tous les fluides considérés, soit sur six ordres de grandeur du nombre de Reynolds

## Références

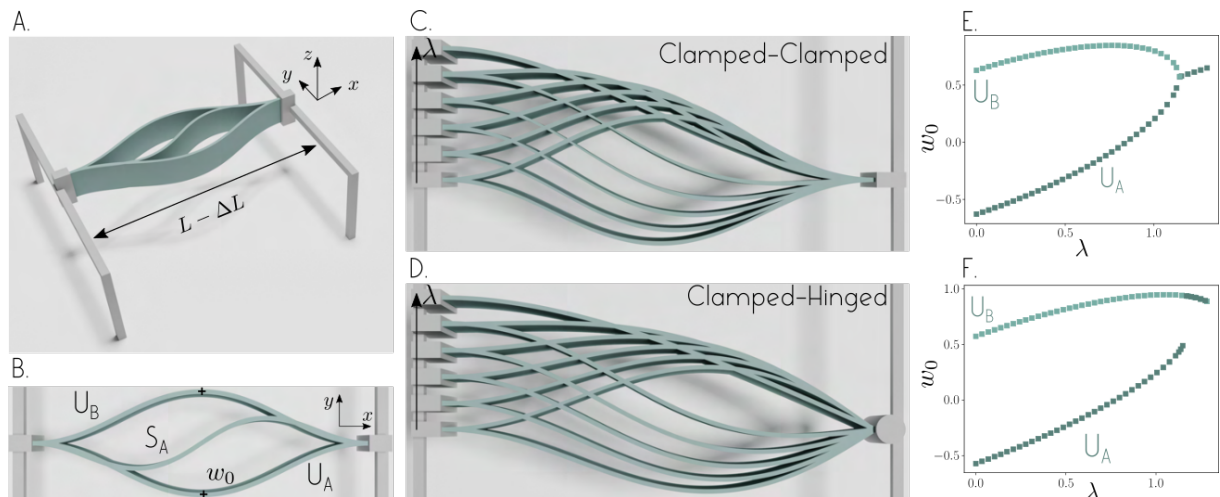
1. T. MAXWORTHY, C. GNANN, M. KÜRTEEN & F. DURST, Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids, *J. Fluid Mech.*, **321**, 421–441 (1996).
2. G. TAYLOR & P. G. SAFFMAN, A note on the motion of bubbles in a Hele-Shaw cell and porous medium, *Q. J. Mech. Appl. Math.*, **12**, 265–279 (1959).
3. T. MAXWORTHY, Bubble formation, motion and interaction in a Hele-Shaw cell, *J. Fluid Mech.*, **173**, 95–114 (1986).
4. A. FILELLA, P. ERN & V. ROIG, Oscillatory motion and wake of a bubble rising in a thin-gap cell, *J. Fluid Mech.*, **778**, 60–88 (2015).

# Designing elastic snap-through instabilities

Basile Radisso<sup>1</sup>, Eva Kanso<sup>1</sup>

Department of Aerospace and Mechanical Engineering, University of Southern California, Los Angeles, CA 90089-1191, USA  
bradisso@usc.edu

Multistable elastic structures are considered as the ideal building block to design new metamaterials that can change their shape or mechanical properties on demand. These functionalities are traditionally achieved by triggering shape transitions at the building block level. While these transitions are known to be related to the type of bifurcation the system undergoes [1], there is no general understanding of the mechanisms that select these bifurcations. Here we analyze numerically and analytically a set of simple systems in which an elastic strip is initially maintained in a buckled state (Fig. 1A-B) and driven through shape transitions by either translating (Fig. 1C-D) or rotating its boundaries. We first identify the relevant frame of reference to analyze this kind of problem and extract three configurations that illustrate the entire range of shape transitions described by previous authors. For each of these systems, we establish the nature of the bifurcation they undergo using reduction order methods and provide the evidence that the selection of these standard bifurcation forms is governed only by the geometrical symmetries of the system. Being based solely on the universal concept of symmetry, these findings are likely expandable to more complex systems and could be applied to design new metamaterials that can change their shapes on demand.



**Figure 1. Translational actuation of a buckled beam.** **A-B** : A geometrically constrained elastic strip constitutes a bistable system where  $U_A$  and  $U_B$  are the two stable equilibria available **C-D** : Translating the left boundary by a non-dimensional distance  $\lambda$ , ultimately leads to loss of bistability and a shape transition whose nature depends on the set of bcs. **E-F** : This is evidenced by plotting the evolution of the mid-point deflection  $w_0$  for  $U_A$  and  $U_B$  in term of  $\lambda$ . In the case of clamped-clamped (E.) (respectively clamped-hinged (F.)) bcs the transition is smooth (respectively violent).

## Références

1. M. GOMEZ, D. E. MOULTON & D. VELLA, *Nat. Phys.*, **13**, 142–145, (2017).

## Collective escape and supratransmission phenomena in a nonlinear oscillators chain

Michael Mekontchou Foudjio<sup>1</sup>, Frank Thomas Ndjomatchoua<sup>2</sup>, Carlos Lawrence Gninzanlong<sup>1</sup>, Clément Tchawoua<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Faculty of Science, University of Yaoundé 1, P.O. Box 812, Yaoundé, Cameroon.

<sup>2</sup> Spatial Transformation of Landscapes, Sustainable Impact through Rice-Based Systems, DAPO Box 7777 Metro Manila Philippines

michaelmekontchou@gmail.com, michael.mekontchou@facsciences-uy1.cm

In this study, the collective escape and supratransmission phenomena along a nonlinear chain of coupled particles subjected to a cubic onsite potential are considered. It is shown that the minimum initial on-site amplitude for which there is a collective escape increases with the nonlinear coupling. When the chain is forced at one end by a periodical excitation, the system exhibits supratransmission phenomenon in both lower and upper forbidden bandgaps, and, subsequently, it appears that the driving amplitude threshold for supratransmission in the upper forbidden bandgap frequency decreases with the nonlinear coupling. Depending on the frequency range of the gap frequency, the collective escape and supratransmission can occur simultaneously; otherwise, the supratransmission prevails.

## Sediment load determines the shape of rivers

Predrag Popović<sup>1</sup>, Olivier Devauchelle<sup>1</sup>, Anaïs Abramian<sup>2</sup>, Éric Lajeunesse<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Paris, Institute de Physique du Globe de Paris, 1 rue Jussieu, CNRS, F-75005 Paris, France

<sup>2</sup> Sorbonne Université, CNRS - UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France  
arpedjo@gmail.com

Understanding how rivers adjust to the sediment load they carry is critical to predicting the evolution of landscapes. Presently, however, no physically based model reliably captures the dependence of basic river properties, such as its shape or slope, on the discharge of sediment, even in the simple case of laboratory rivers. Here, we show how the balance between fluid stress and gravity acting on the sediment grains, along with cross-stream diffusion of sediment, determines the shape and sediment flux profile of laminar laboratory rivers which carry sediment as bedload. Using this model, which reliably reproduces the experiments without any tuning, we confirm the hypothesis, originally proposed by Parker [1], that rivers are restricted to exist close to the threshold of sediment motion (within about 20%). This limit is set by the fluid-sediment interaction and is independent of the water and sediment load carried by the river. Thus, as the total sediment discharge increases, the intensity of sediment flux (sediment discharge per unit width) in a river saturates, and the river can only transport more sediment by widening. In this large discharge regime, the cross-stream diffusion of momentum in the flow permits sediment transport. Conversely, in the weak transport regime, the transported sediment concentrates around the river center without significantly altering the river shape. If this theory holds for natural rivers, the aspect ratio of a river could become a proxy for sediment discharge — a quantity notoriously difficult to measure in the field.

## References

1. G. PARKER, Self-formed straight rivers with equilibrium banks and mobile bed: Part 2, the gravel river, *J. Fluid Mech.*, **89**, 127–146, (1978)



# Diffusion transitions in a 2D periodic lattice

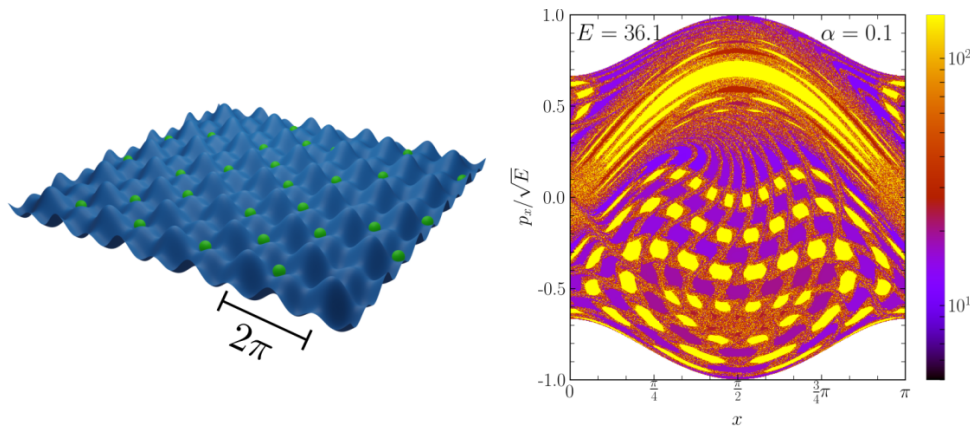
Matheus Lazarotto<sup>1,2</sup>, Iberê Caldas<sup>1</sup>, Yves Elskens<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Física, Universidade de São Paulo, Rua do Matão 1371, São Paulo 05508-090, Brazil

<sup>2</sup> Aix-Marseille Université, CNRS, UMR 7345 PIIM, F-13397 Marseille, France

matheus.lazarotto@usp.br

Spatial diffusion of particles in periodic potential models has provided a good framework for studying the role of chaos in global properties of classical systems. Here a bidimensional “soft” billiard (Fig. 1, left), which is a classical dynamics derived from an optical lattice hamiltonian system [1], is used to study diffusion transitions under variation of the control parameters, namely the total energy and a lattice coupling parameter [2].



**Figure 1.** (Left) Soft billiard potential periodic surface. (Right) Island myriad bifurcation phenomenon observed in a Poincaré Surface Section.

Sudden transitions in diffusion between normal and ballistic regimes are found and characterized by inspection of topological changes in phase-space. Particular transitions correlated with increases in global stability area are shown to occur for energy levels where local maxima points become accessible, deviating trajectories approaching them. Even though these points are unstable, they promote the emergence of regular structures in phase-space with a slowing down of the dynamics and an island myriad bifurcation phenomenon, along with the suppression of long flights within the lattice. At transition, phase-space becomes populated by a web-like manifold structure, with multiple isochronous chains of even discrete period (Fig. 1, right). These chains form layers with increasing period and alternate displacement range in the lattice due to stable periodic orbits with close or open spatial periodic topology. Other diffusion regime variations occurring within small intervals of control parameters are shown to be related to the emergence of a set of orbits with long flights, thus altering the total average displacement for long integration times but without global changes in phase-space.

## References

1. E. HORSLEY, S. KOPPELL & L. E. REICHL, Chaotic dynamics in a two-dimensional optical lattice, *Phys. Rev. E*, **89**, 012917 (2014).
2. M. LAZAROTTO, I. CALDAS & Y. ELSKENS, Diffusion transitions in a 2D periodic lattice, [arXiv:2111.04450](https://arxiv.org/abs/2111.04450) (2021).

## Axisymmetric internal waves attractor experiments to excite instabilities in enclosed bassin

Corentin Pacary, Sylvain Joubaud, Thierry Dauxois

Univ. Lyon, ENS de Lyon, CNRS, Laboratoire de Physique, UMR 5672, F-69342 Lyon, France  
corentin.pacary@ens-lyon.fr

Reflection of inertia-gravity waves differ from the Snell-Descartes law since the absolute value of the angle between the group velocity and the vertical is fixed by the dispersion relation once the pulsation  $\omega$ , the buoyancy frequency  $N$  and the rotation frequency  $\Omega$  of the fluid are given.

An inertia-gravity wave beam is therefore geometrically focused (or defocused) by a reflection on an inclined slope. Inside a closed domain, successive focusing reflections may result in the formation of an attractor, a limit cycle for the beam. Energy being concentrated along this structure, (weakly) non-linear regimes can be reached, mostly through triadic interactions and wave turbulence conditions are expected [1].

Attractors have been experimentally observed and extensively studied mainly in a 2D trapezoid geometry, for both inertial waves and internal gravity waves. In parallel, experiments and numerical simulations recently extended the study of inertia-gravity waves along these lines to three-dimensional geometry, and attractors have been recently observed in an axisymmetric 3D cylindrical shell [2].

A new experimental setup using a truncated conical shaped tank allows the formation of inertia-gravity waves attractor in a more open geometry. By increasing the amplitude of the forcing, one can observe an evolution of the attractor characteristics and the apparition of waves at frequencies different from the forcing frequency  $\omega_0$ . Preliminary results suggest that most results obtained in 2D can be generalised in this less constrained geometry.

## References

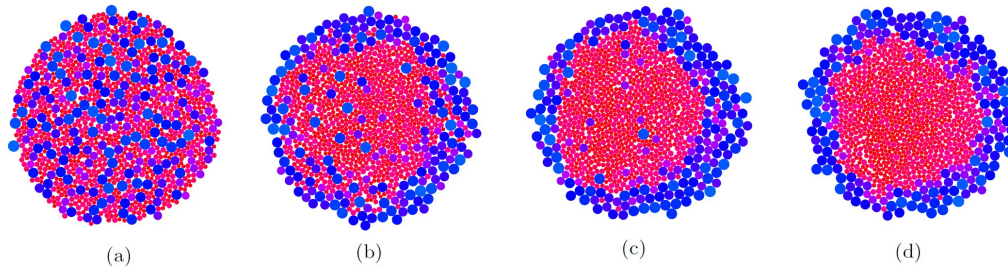
1. G. DAVIS, T. JAMIN, J. DELEUZE, S. JOUBAUD & T. DAUXOIS, Succession of resonances to achieve internal wave turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **124**, 204502 (2021).
2. S. BOURY, I. SIBGATULLIN, E. ERMANYUK, N. SHMAKOVA, P. ODIER, S. JOUBAUD, L. R. M. MAAS & T. DAUXOIS, Vortex cluster arising from an axisymmetric inertial wave attractor, *J. Fluid Mech.*, **926**, A12 (2021).

# Ségrégation granulaire dans les astéroïdes lâchement agglomérés

Jérémy Sautel, Charles-Edouard Lecomte, Nicolas Taberlet

Université Lyon, ENS de Lyon, Université Claude Bernard, CNRS, Laboratoire de Physique UMR 5672,  
F-69342 Lyon, France  
nicolas.taberlet@ens-lyon.fr

On a récemment observé sur plusieurs astéroïdes non monolithiques, mais formés de différents blocs maintenus ensemble par la gravitation (comme Itokawa) la présence de nombreux gros rochers à la surface, et une inhomogénéité de leur répartition. Au vu des sollicitations mécaniques subies par les astéroïdes, un processus de ségrégation granulaire peut expliquer ces observations. Nous présentons ici un travail numérique portant sur un problème modèle : un astéroïde bidimensionnel, circulaire, soumis à des expansions isotropes et périodiques. Dans ce cadre, nous observons une ségrégation radiale, dont nous quantifions la netteté et la rapidité, avec un rôle important joué par le frottement solide et la rotation des grains [1]. La figure 1 montre l'évolution de notre astéroïde bidimensionnel après dans son état initial (a), après 500 (b), 1000 (c) et 2000 (d) cycles d'expansion. Comme dans l'effet noix du Brésil, les gros grains remontent à la surface. De plus, nous observons et étudions une ségrégation angulaire : les gros grains forment des lobes à la surface, rappelant le cas d'Itokawa.



**Figure 1.** Ségrégation radiale dans astéroïde 2D soumis à des expansions cycliques. (a) État initial et après (b) 500, (c) 1000 et (d) 2000 cycles.

## Références

1. J. SAUTEL, C.-É. LECOMTE & N. TABERLET, , *Phys. Rev. E*, **103**, 022901 (2021).

# Hydrodynamic self-assembly in microrotor suspensions

Blaise Delmotte<sup>1</sup>, Michelle Driscoll<sup>2</sup>, Aleksandar Donev<sup>3</sup>

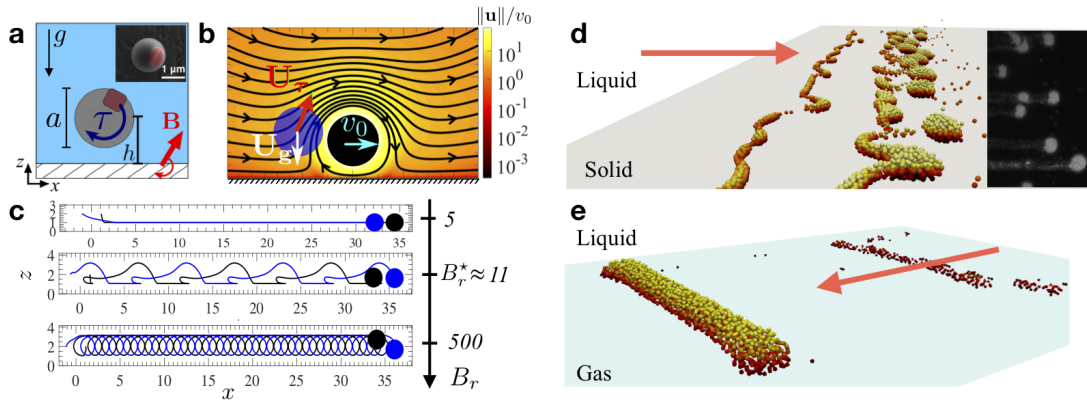
<sup>1</sup> LadHyX, CNRS/École Polytechnique

<sup>2</sup> Department of Physics and Astronomy, Northwestern University

<sup>3</sup> Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University

delmotte@ladhyx.polytechnique.fr

Microrotors are small particles (diameter  $a \sim 1 \mu\text{m}$ ) rotated by a magnetic field,  $\mathbf{B}$ , parallel to an interface (Fig. 1 (a)). Hydrodynamic coupling plays a crucial role in the dynamics of this system. The self-induced speed of an isolated particle,  $v_0$ , is much smaller than the velocity it induces on neighboring particles:  $\|\mathbf{u}\|/v_0 \gg 1$  (Fig. 1 (b)). This strong coupling leads to hydrodynamic bound states whose existence is conditioned by a dimensionless number:  $B_r = U_\tau/U_g = \tau/mga$ , where  $\tau$  is the magnetic torque and  $m$  the particle mass. Above a critical value,  $B_r^* \approx 11$ , the upward torque-induced flow,  $U_\tau$ , can overcome downward gravity,  $U_g$  (Fig. 1 (b)), and thus generate periodic orbits whose basin of attraction increases with  $B_r$  (Fig. 1 (c)) [1]. When many particles are involved, these leapfrog orbits lead to the emergence of stable motile clusters made of hundreds of particles, translating at high speeds (Fig. 1 (d)) [2]. The width of these structures is controlled by a fingering instability whose wavelength is set by the particle height. As the viscosity ratio between the outer fluid and the suspending liquid,  $\lambda = \eta_{out}/\eta_{in}$ , decreases from  $+\infty$  (solid/liquid interface) to 0 (gas/liquid), the collective speed diminishes and changes sign below a threshold value  $\lambda^* > 0$ , which depends on the particle arrangement and volume fraction. In parallel, the growth rate of the fingering instability vanishes for  $\lambda = 0$ , so that, when  $\lambda = \lambda^*$ , the fingering instability develops without net translational motion. Our simulations and theoretical analysis show that the free-slip condition at the gas/liquid interface suppresses the transverse flows that drive the fingering instability, which allows for arbitrarily wide structures moving as a single, homogeneous, front (Fig. 1 (e)).



**Figure 1.** (a) Sketch of a microrotor rotating above a solid/liquid interface ( $\lambda = +\infty$ ). Inset: SEM image. (b) Flow field around a microrotor (simulation). Colorbar: flow speed  $\|\mathbf{u}\|$  normalized by the self-induced speed  $v_0$ . (c) Trajectories of a pair of microrotors for  $B_r = 5, 11$  and  $500$ . (d) Emergence of stable clusters from a fingering instability. Particle coloring: translational speed. Inset: top view of an experiment. (e) Collective motion above a gas/liquid interface ( $\lambda = 0$ ): motion reversal and no fingering instability.

## References

1. B. DELMOTTE, *Phys. Rev. Fluids*, **4**, 044302 (2019).
2. M. DRISCOLL, B. DELMOTTE, M. YOUSSEF, S. SACANNA, A. DONEV & P. CHAIKIN, *Nat. Phys.*, **13**, 375 (2017).

# Using a traveling wave tube to analyze nonlinear effects in plasmas

Meirielen Caetano de Sousa<sup>1,2,3</sup>, Y. Elskens<sup>2</sup>, F. Doveil<sup>2</sup>, I. L. Caldas<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Física, Universidade de Sao Paulo, Rua do Matão 1371, 05508-090 São Paulo, Brazil

<sup>2</sup> Aix-Marseille university and CNRS umr 7345, PIIM, 52 Avenue Escadrille Normandie Niemen, 13397 Marseille, France

<sup>3</sup> Present affiliation: Laboratoire des Solides Irradiés, UMR 7642, École Polytechnique, CEA and CNRS, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France

meirielenso@gmail.com

Traveling wave tubes [1] (TWTs) are electron devices in which an electron beam interacts with electromagnetic waves in a vacuum environment. Industrial TWTs range from 2 to 30 cm in length and are mostly used as signal amplifiers for space telecommunication and other wireless communications [2].

On the other hand, some meters long TWTs are especially useful to experimentally mimic beam-plasma systems [3,4]. Such a comparison is possible because both the TWT and beam-plasma instabilities are described by the same equations. The TWT is much less noisy than any plasma since the interaction between electrons and waves occurs in vacuum. Another advantage is that the waves propagate through an intrinsically linear medium. Therefore, in the TWT we are able to properly identify the effects due to the beam and waves dynamics.

At PIIM Laboratory, we use a 4 meters long TWT to study wave-particle interactions in plasmas [5]. This TWT is long enough for strong nonlinear effects to take place, such as beam modulation and wave growth and saturation. For low values of beam current, we obtain that the wave growth coefficient and saturation amplitude follow the predictions of the linear theory. For high beam currents, nonlinear space charge effects become important and these parameters deviate from the linear predictions. We also observe trapping oscillations after the wave saturates [5]. The beam electrons form bunches that move back and forth in the wave potential, making its amplitude oscillate along the TWT.

The TWT at PIIM Laboratory was recently upgraded [5,6], and this upgraded version provides accurate experimental data with an excellent agreement with the theoretical model. Therefore, it enables us to carry out new experiments on pulsed beams [7], the synergy between chaotic and self-consistent effects [8], and the predictions of the quasilinear theory for warm beams interacting with a broad spectrum of waves [9]. Furthermore, the results we present in this talk are currently used to benchmark the new numerical model DIMOHA [10–12], which describes nonlinear wave-particle interactions in periodic structures.

## References

1. J. R. PIERCE, *Traveling Wave Tubes*, Van Nostrand, New York (1950).
2. D. F. G. MINENNA *et al.*, *Eur. Phys. J. H*, **44**, 1 (2019).
3. G. DIMONTE & J. H. MALMBERG, *Phys. Fluids*, **21**, 1188 (1978).
4. F. DOVEIL *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 085003 (2005).
5. M. C. DE SOUSA *et al.*, *Phys. Plasmas*, **27**, 093108 (2020).
6. M. C. DE SOUSA *et al.*, *Proceedings of the 42nd European Physical Society Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, Europhys. Conf. Abstracts*, **39E**, P5.406 (2015).
7. A. MACOR, F. DOVEIL & E. GARABEDIAN, *Nonlinear Phenom. Complex Syst.*, **10**, 180 (2007).
8. Y. ELSKENS & D. F. ESCANDE, *Microscopic Dynamics of Plasmas and Chaos*, IOP Publishing, Bristol (2003).
9. S. I. TSUNODA, F. DOVEIL & J. H. MALMBERG, *Phys. Fluids B*, **3**, 2747 (1991).
10. D. F. G. MINENNA *et al.*, *Europhys. Lett.*, **122**, 44002 (2018).
11. D. F. G. MINENNA *et al.*, *Comptes-rendus de la 22<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire, Paris, France*, pp. 45–50 (2019).
12. D. F. G. MINENNA *et al.*, *Phys. Plasmas*, **28**, 092110 (2021).

## Diffusiophorèse en écoulement cellulaire

Florence Raynal<sup>1</sup>, Charles-Édouard Bréhier<sup>2</sup>, Michaël Bourgoïn<sup>3</sup>, Romain Volk<sup>3</sup>

<sup>1</sup> LMFA, ECL, Univ Lyon, CNRS, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Écully

<sup>2</sup> Institut Camille Jordan, Univ Lyon, Université Lyon 1, CNRS

<sup>3</sup> Laboratoire de Physique, ENS de Lyon, Univ Lyon, CNRS, 69364 Lyon

florence.raynal@ec-lyon.fr

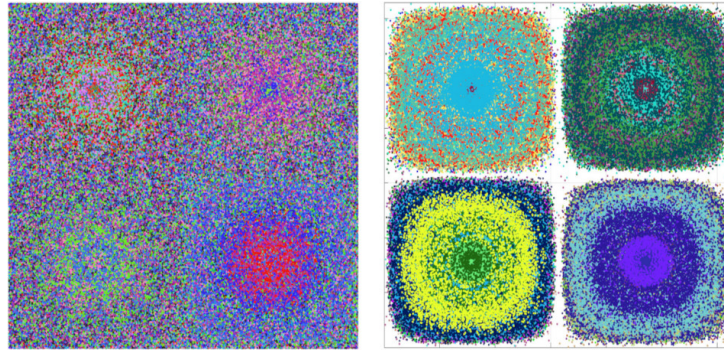
Nous étudions la dispersion de colloïdes en écoulement cellulaire en présence d'un gradient de sel imposé  $\mathbf{G}$ . Le champ de vitesse  $\mathbf{u}$  vérifie  $\mathbf{u}(x, y) = u_0(\sin kx \cos ky, -\cos kx \sin ky)$ . Les équations du problème sont

$$\partial_t S + \nabla \cdot S \mathbf{u} = D_s \nabla^2 S, \quad (1)$$

$$\partial_t C + \nabla \cdot C(\mathbf{u} + \mathbf{v}_{dp}) = D_c \nabla^2 C, \quad (2)$$

$$\mathbf{v}_{dp} = \alpha \nabla S \quad (3)$$

où  $S$  et  $C$  sont les concentrations en sel et colloïdes, et  $D_s$ ,  $D_c$  et  $\alpha$  sont respectivement les coefficients de diffusion du sel, du colloïde, et de diffusiophorèse; les colloïdes sont couplés au sel via la vitesse diffusiophorétique  $\mathbf{v}_{dp}$ . Du fait du gradient en sel imposé  $\mathbf{G} = \langle \nabla S \rangle$ , le sel évolue librement sous l'effet de l'écoulement et de la diffusion moléculaire et atteint rapidement un état stationnaire [1]. Nous étudions alors le démélange des colloïdes dans ce champ salin, en partant d'un état homogène (concentration en colloïdes constante dans tout l'espace). Pour ce faire, nous utilisons des simulations Eulériennes ou Lagrangiennes en fonction du nombre de Péclet des colloïdes  $Pe_c = u_0 L / D_c$ . Nous montrons que, après un régime transitoire, le champ en colloïdes  $C$  atteint également un état stationnaire : soit les colloïdes se déplacent dans l'espace avec une vitesse colinéaire au gradient en sel moyen  $\mathbf{G}$ , mais *bien plus rapidement que*  $\alpha \mathbf{G}$ , soit ils sont piégés dans les cellules malgré le gradient de sel moyen (Fig. 1). Nous trouvons le critère de blocage, ainsi que l'ordre de grandeur de la vitesse lorsqu'il n'y a pas de blocage.



**Figure 1.** Colloïdes dans 4 cellules du champ de vitesse (simulations lagrangiennes). Pour les deux figures, on a  $k = 1$ ,  $\mathbf{G} = 1$ ,  $u_0 = 1$ ,  $\alpha = 10^{-3}$ , et le nombre de Péclet en sel est  $Pe_s = u_0 L / D_s = 314$ . À gauche,  $Pe_c = 3141$ , cas où des colloïdes se déplacent sous l'effet du sel; à droite,  $Pe_c = 314160$ , cas de blocage : les colloïdes sont piégés dans les cellules, malgré le forçage par le gradient moyen en sel  $\mathbf{G}$ .

## Références

1. B. I. SHRAIMAN, Diffusive transport in a Rayleigh–Bénard convection cell, *Phys. Rev. A*, **36**, 261–267 (1987).

# Ondes guidées dans une plaque hyperélastique étirée

Alexandre Delory<sup>1,2</sup>, Fabrice Lemoult<sup>1</sup>, Antonin Eddi<sup>2</sup>, Claire Prada<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> PMMH, CNRS, ESPCI Paris, Université PSL, Sorbonne Université, Université de Paris, F-75005, Paris, France

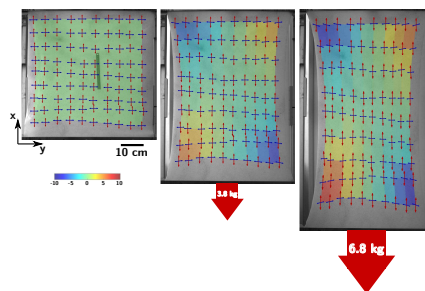
alexandre.delory@espci.psl.eu

La plupart des milieux biologiques sont mous et quasi-incompressibles, ce qui implique que les ondes longitudinales se propagent à une vitesse  $V_L$  qui est plusieurs ordres de grandeur plus grande que la vitesse  $V_T$  de propagation des ondes transverses. Dans ces milieux, à différentes échelles, les processus physiologiques impliquent bien souvent des ondes élastiques. Il existe, entre autres, des ondes de pression dans les membranes lipidaires à l'échelle cellulaire, des ondes stationnaires dans les cordes vocales et une onde mécanique guidée le long de la membrane basilaire dans la cochlée.

Ici, nous considérons un guide d'onde particulier constitué d'une plaque en élastomère mou et quasi-incompressible (silicone commercial Ecoflex<sup>®</sup>) tel que  $V_L/V_T \approx 200$ . À basse fréquence, trois ondes élastiques guidées coexistent indépendamment dans une plaque. Parmi elles,  $SH_0$  et  $S_0$  (premier mode de Lamb symétrique) sont des ondes non-dispersives et polarisées « dans le plan ».  $SH_0$  se propage à  $V_T$  et  $S_0$  se propage à la vitesse de plaque  $V_P = 2V_T$ , indépendante de  $V_L$  malgré sa polarisation en apparence longitudinale. Ces modes sont observés à l'aide d'une méthode adaptée de [1] où une caméra équipée d'un téléobjectif filme stroboscopiquement la plaque, le champ de déplacement « dans le plan » est mesuré et les deux vitesses  $V_T$  et  $V_P$  sont mesurées.

Cette plaque est ensuite soumise à une tension uniaxiale (Fig. 1) avec une elongation pouvant atteindre plus de 100% ( $\lambda \geq 2$ ) et les vitesses sont mesurées. L'expérience met en évidence l'anisotropie de la vitesse des modes  $SH_0$  et  $S_0$  induite par la tension uniaxiale. Il apparaît de plus que ces vitesses évoluent de manière extrêmement non linéaires avec l'elongation. Ces observations peuvent être expliquées à l'aide de l'effet acousto-élastique [2]. Un modèle hyperélastique, où la loi de comportement dérive d'une fonction de densité d'énergie de déformation, est nécessaire pour rendre compte de cet effet. À faible elongation ( $\lambda \leq 1,1$ ), le modèle néo-Hookéen (le plus simple) explique les évolutions de ces vitesses. Cependant, à plus grande elongation, un modèle plus sophistiqué impliquant le second invariant principal est nécessaire.

Finalement, les courbes de dispersion des modes « dans le plan » guidés dans un ruban mou sont aussi mesurées. Les courbes de dispersion théoriques de ces modes peuvent être calculées à l'aide de l'équation de Rayleigh-Lamb qui décrit les modes de plaques, à condition de remplacer l'épaisseur de la plaque par la largeur du ruban et la vitesse longitudinale par la vitesse de plaque [3]. En particulier, certains points de ces courbes de dispersions, qui dérivent directement des vitesses mesurées dans la plaque, évoluent conformément aux mesures précédentes, lorsque le ruban est étiré.



**Figure 1.** Une plaque faite d'un matériau mou et quasi-incompressible, est mise sous tension uniaxiale. Les positions des points sont relevées et le gradient de déformation  $\mathbf{F}(\mathbf{X})$  est calculé et affiché à l'aide de vecteurs. La couleur code l'angle en degrés, entre le vecteur quasi-horizontale et le vecteur verticale :  $\arctan\left(\frac{F_{yx}}{F_{xx}}\right)$ . Ici, une force de 3,8 kg (resp. 6,8 kg) entraînent des elongations  $F_{xx} - 1$  de 35 % (resp. 75, %). Une ligne source génère des ondes élastiques guidées dans la plaque, et leurs vitesses de phase sont mesurées dans les deux directions principales.

## Références

1. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **117**, 30186–30190 (2020).
2. *Wave Motion*, **49**, 364–374 (2012).
3. *J. Acous. Soc. Amer.*, **147**, 1302–1310 (2020).

# Drop impact on thin film: mixing, thickness variations and ejections

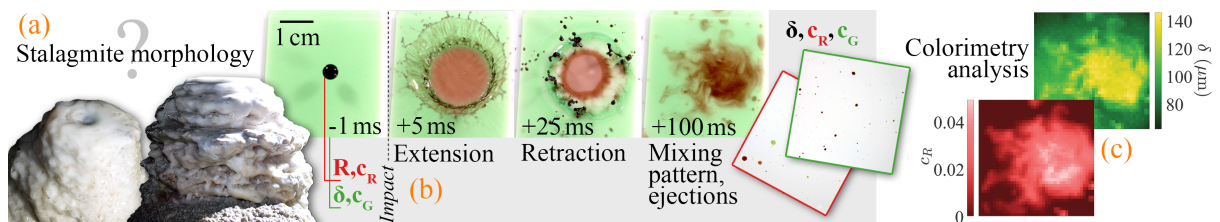
Justine Parmentier, Vincent Terrapon, Tristan Gilet

Department of Aerospace & Mechanical Engineering, University of Liège, Belgium  
jparmentier@uliege.be

Stalagmites of all shapes and sizes (Fig. 1 (a)) grow on the floor of caves by precipitation of calcium ions. These ions are found in the residual water film covering the top of the stalagmite, which is progressively drained away at the same time. Drops dripping from stalactites ensure the renewal of these ions and of the liquid film. Over short timescales, the distribution of calcium ions, which dictates subsequent stalagmite growth rate and morphology, is affected by the way drops impact this film.

The residual film thickness  $\delta$  varies in time and space in response to both drop impacts and drainage. It is of the order of  $[50, 500] \mu\text{m}$  thus  $\delta/R \lesssim 0.2$ , where  $R \simeq 2.6 \text{ mm}$  is the drop radius [1]. Cave ceiling heights sometimes reach several tens of meters, yielding impacting drop velocities to range in  $[1, 10] \text{ m/s}$ . High velocity drop impacts on very thin, miscible films have been described in [2, 3]. They are mostly characterized by i) prompt splash accompanied by a large amount of secondary droplet ejections before and during the jetting phase, ii) a crown inclined at a small angle with the horizontal, developing and fragmenting in a similar manner as on a dry wall, iii) a retraction phase (Fig. 1 (b)). The latter is not similar to that of impacts on a dry wall and does not yield the formation of a large Worthington jet as for drop impacts on a deep bath either.

The retraction phase is at the very heart of the film thickness variability post-impact. We investigate how this film thickness is affected, as well as how would ions be redistributed in the solution following the impact. We proceed by recording high-speed impacts on films of controlled thickness in a lab environment. By using two different colors for the drop and the film and applying a colorimetry technique (Fig. 1 (c)), we assess the mixing between the drop and the film. We also measure the film thickness  $\delta$  right after impact in all points from the impact position up to the unperturbed free surface, and deduce how much liquid would be added following one impact. In a second time, we collect and take pictures of post-impact ejections in an area of radius 100 times larger than  $R$  (Fig. 1(b)). Based on the same technique, we evaluate which ejected proportion comes from either the drop or the film. We finally relate all these parameters to the various regimes observable in situ.



**Figure 1.** (a) Possible stalagmite shapes. (b) Time sequence of an impact showing the crown extension, the lamella retraction and the mixing pattern obtained ( $R = 2.3 \text{ mm}$ ,  $\delta \simeq 100 \mu\text{m}$ ), along with two ejection patterns. (c) Measurements obtained for  $\delta$  and the red dye concentration after impact, using colorimetry analysis.

## References

1. J. PARMENTIER, S. LEJEUNE, M. MARÉCHAL, F. BOURGES, D. GENTY, V. TERRAPON, J.-C. MARÉCHAL & T. GILET, A drop does not fall in a straight line: a rationale for the width of stalagmites, *Proc. R. Soc. A*, **475** 2231 (2019).
2. G. COSSALI, A. COGHE & M. MARENGO, The impact of a single drop on a wetted solid surface, *Exp. Fluids*, **22**, 463–472 (1997).
3. N. ERSOY & M. ESLAMIAN, Capillary surface wave formation and mixing of miscible liquids during droplet impact onto a liquid film, *Phys. Fluids*, **31**, 012107 (2019).



# Recourbement élastocapillaire programmable de membranes souples texturées

Jean Cappello<sup>1</sup>, Benoît Scheid<sup>1</sup>, Fabian Brau<sup>2</sup>, Emmanuel Siéfert<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Transferts, Interfaces et Procédés, Université Libre de Bruxelles

<sup>2</sup> Nonlinear Physical Chemistry Unit, Université Libre de Bruxelles

emmanuel.siefert@ulb.be

À petite échelle, les forces capillaires peuvent être suffisantes pour déformer des structures souples [1]. L'agrégation des cheveux mouillés en fagots en est un exemple quotidien. Avec la miniaturisation des technologies, ces forces capillaires sont devenues importantes en ingénierie puisqu'elles peuvent conduire à l'effondrement catastrophique des structures obtenues par lithographie [2]. Récemment, ce couplage élastocapillaire est apparu comme une solution ingénieuse d'auto-assemblage à des échelles où les techniques conventionnelles échouent [3].

Jusqu'à présent, les études se sont concentrées sur la déformation élastocapillaire : (i) de fines membranes libres en contact avec une goutte ou (ii) d'un réseau de structures élancées fixées sur un substrat rigide. Nous nous intéressons ici au cas de membranes souples texturées. Lorsque ces membranes initialement mouillées sèchent, nous observons trois scénarii en fonction de leur géométrie et leur élasticité : absence de déformation, courbure globale de la membrane ou agrégation des textures. À l'aide d'un modèle minimal, nous caractérisons et prédisons la transition entre les différents régimes observés. Nous montrons en outre que, dans le régime où la membrane se déforme, la courbure locale finale dépend de la géométrie des textures. Cela nous permet de développer un modèle inverse géométrique simple et ainsi de programmer avec précision la forme finale de nos objets en faisant varier la géométrie des textures (voir Fig. 1). Cette technique de programmation, qui peut être étendue à des mécanismes à tendons, apparaît donc comme une méthode efficace pour la fabrication de structures tridimensionnelles à petite échelle.

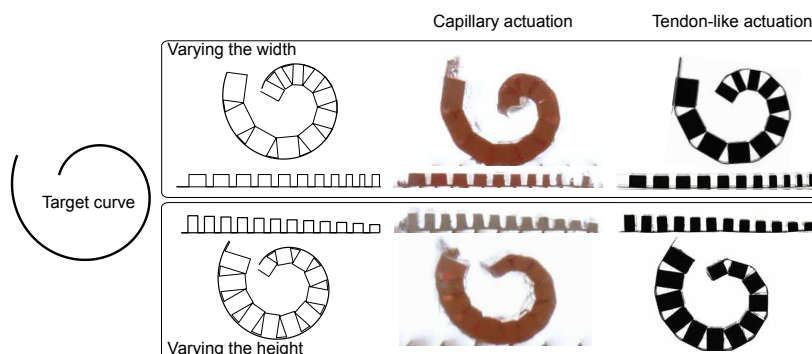


Figure 1. Programmation d'une spirale d'Archimède en variant la hauteur ou la largeur des textures.

## Références

1. B. ROMAN & J. BICO, Elasto-capillarity: deforming an elastic structure with a liquid droplet, *J. Phys. : Condens. Matter*, **22**, 493101 (2010).
2. T. TANAKA, M. MORIGAMI, & N. ATODA., Mechanism of resist pattern collapse during development process, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 6059 (1993).
3. S. LI, B. DENG, A. GRINTHAL, A. SCHNEIDER-YAMAMURA, J. KANG, R. MARTENS, C. ZHANG, J. LI, S. YU & K. BERTOLDI, Liquid-induced topological transformations of cellular microstructures, *Nature*, **592**, 386–391 (1993).

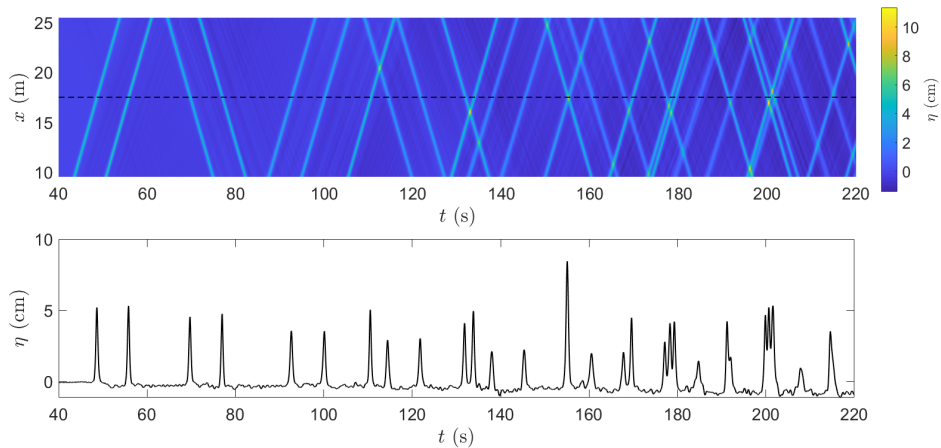
## Gaz de solitons en canal à houle

Thibault Leduque<sup>1</sup>, Hervé Michallet<sup>1</sup>, Nicolas Mordant<sup>1</sup>, Éric Barthélemy<sup>1</sup>,

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, 38000 Grenoble, France  
eric.barthelemy@grenoble-inp.fr

Le concept de gaz de solitons unidirectionnel a été introduit en 1971 par V. Zakharov comme une collection infinie de solitons KdV en interaction [1]. La dynamique microscopique du gaz de solitons est déterminée par les interactions binaires entre deux solitons, tandis que la dynamique macroscopique du gaz est décrite dans le cadre de la méthode de l'*Inverse scattering transform* (IST) [2].

Nous présentons des expériences de gaz de solitons réalisées dans le canal à houle du LEGI avec 20 cm d'eau. Contrairement à [3] (forçage sinusoïdal), les solitons sont engendrés individuellement à des temps aléatoires tout en gérant le recul du batteur à vitesse constante faible. La mesure des déplacements de surface libre  $\eta$  est effectuée par 8 caméras le long de 16 m de canal à une résolution horizontale de 1 mm et verticale en-dessous du millimètre et à une fréquence d'acquisition de 50 Hz. L'influence de la vitesse de recul du batteur est analysée. Plus cette vitesse est élevée plus le gaz est dense mais plus le recul engendre des ondes dispersives qui superposent aux solitons.



**Figure 1.** Représentation espace-temps de  $\eta$  et série temporelle à la position  $x$  indiquée en pointillés sur le panneau du haut. On note une interaction frontale vers  $t \sim 154$  s.

La méthode de *Periodic scattering transform* (PST) est mise en oeuvre [3] pour détecter et caractériser les solitons. On observe que les modules seuils des solitons sont très élevés. Ceci indique que la méthode de génération produit des gaz quasi-purs, malgré des effets de non-intégrabilité : dissipation visqueuse (inévitabile) et génération d'ondes dispersives au cours des interactions frontales (pour des solitons de grandes amplitudes). La PST est aussi utilisée pour déterminer les distributions d'amplitudes dans les gaz et les 4 premiers moments statistiques. Ces derniers sont en très bon accord avec les estimateurs théoriques [4] pour un gaz dilué. On met aussi en évidence un effet de rétroaction du batteur sur la distribution des amplitudes.

## Références

1. V. E. ZAKHAROV, Kinetic equation for solitons, *Zh. Eksp. Teor.*, **60**, 993 (1971).
2. M. ABLOWITZ *et al.*, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering*, Cambridge University Press (1991).
3. I. REDOR, H. MICHALLET, N. MORDANT & É. BARTHÉLEMY, Experimental study of integrable turbulence in shallow water, *Phys. Rev. Fluids*, **6**, 124801 (2021).
4. E. SHURGALINA, *Dynamique de champs de vagues irréguliers en zone côtière*, Thèse de doctorat, École centrale de Marseille (2015).

# Large scale fluctuations in hydrodynamics turbulence

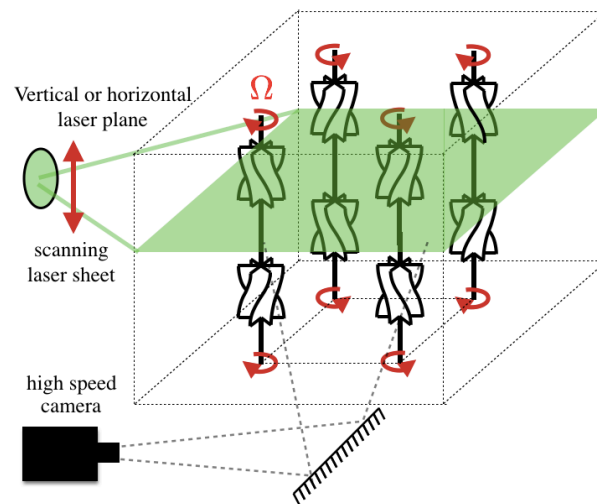
Stéphane Perrard<sup>1,2</sup>, Gaurav Prabhudesai<sup>1</sup>, Francois Pétrélis<sup>1</sup>, Stéphan Fauve<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LPENS, ENS Paris, Université PSL, 24 rue Lhomond, 75005 Paris

<sup>2</sup> Laboratoire PMMH, ESPCI, Université PSL, 10 quai Saint Bernard, 75005 Paris

stephane.perrard@espci.fr

Turbulent flows in three dimensions of space involve a direct cascade of energy from a large scale  $l_0$  to a much smaller Kolmogorov length scale  $\eta$ . In the limit of large Reynolds number, the statistical properties of the inertial range  $1 \ll kl_0 \ll l_0/\eta$  have been well studied, starting from the analytical predictions given by Kolmogorov in 1941, and much refined since then. However, the dynamics of large scales ( $kl_0 \ll 1$ ) have been much less studied experimentally, in particular in the absence of large scale forcing such as rotation or stratification. Several analytical predictions for the mean wavenumber energy spectrum  $E(k)$  at small wavenumber  $k$  have been proposed over the years, in particular by Saffman with  $E(k) \propto k^2$  [1] and by Batchelor with  $E(k) \propto k^4$  [2]. Up to date, both the Saffman and Batchelor spectra lack direct experimental evidence.



**Figure 1.** Sketch of the experimental set up. A tank of  $15 \times 15 \times 15$  cm is forced with 8 chiral helices, setting an integral length scale  $l_0 \approx 6$  mm significantly smaller than the system size.

We designed an experiment to study these large scale velocity fluctuations. Using 8 chiral helices as forcing elements (see figure), we achieve a significant scale separation between the forcing scale and the experiment size allowing us to investigate the large scale statistics. We use index matching technique to obtain full optical access in the tank, in order to measure the velocity field in the bulk. Using an upgraded 3D scanning PIV technique, we measure the three dimensional two point velocity correlation function. We report the observation of the Saffman spectrum over a wide range of Reynolds numbers studied in the experiment. Our observation would imply a thermalization of the large scale fluctuations in a turbulent flow. These experimental results show that the large scale fluctuations may be described by equilibrium statistical mechanics, contrary to the direct cascade of energy.

## References

1. G. K. BATCHELOR & I. PROUDMAN, The large-scale structure of homogenous turbulence, *Phil. Trans. Royal Soc.*, **248**, 369–405 (1956)
2. P. G. SAFFMAN, The large-scale structure of homogeneous turbulence, *J. Fluid Mech.*, **27**, 581–593 (1967)

# Fragmentation capillaire de larges bulles en milieu turbulent

Aliénor Rivière<sup>1</sup>, Daniel J. Ruth<sup>2</sup>, Wouter Mostert<sup>3</sup>, Luc Deike<sup>2</sup>, Stéphane Perrard<sup>1</sup>

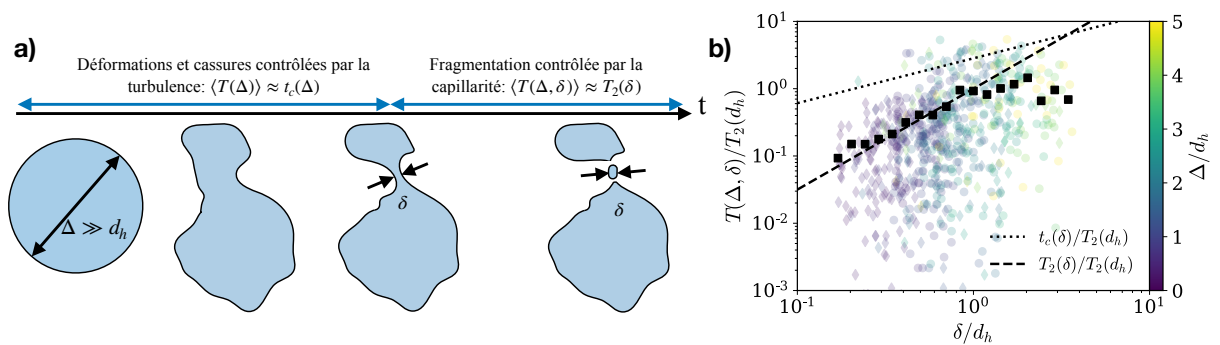
<sup>1</sup> PMMH, ESPCI Paris, Université PSL, Barre CASSAN bat. A, 7 quai Saint-Bernard, 75005 Paris

<sup>2</sup> MAE, Princeton University, Princeton, NJ 08544, United States

<sup>3</sup> Department of Engineering Sciences, University of Oxford, Parks Road, Oxford, OX1 3PJ

alienor.riviere@espci.fr

Les bulles générées par le déferlement de vagues océaniques et leur fragmentation sont à l'origine de près de 40% des transferts de CO<sub>2</sub> de l'atmosphère vers l'océan [1]. De part son importance, la distribution des bulles sous les vagues a donc été fortement étudiée. Elle présente deux lois de puissance selon la taille,  $d$ , des bulles comparée à l'échelle de Hinze,  $d_h$ , pour laquelle les forces capillaires compensent les forces de pression. Pour  $d > d_h$ , la distribution en  $d^{-10/3}$  provient d'une cascade auto-similaire d'événements de cassure [2]. En revanche, l'origine de la distribution des bulles sous-Hinze, en  $d^{-3/2}$  reste mal comprise.



**Figure 1.** a) La cassure d'une bulle grande devant l'échelle de Hinze se fait en deux étapes : D'abord elle se déforme sur une échelle de temps donnée par le temps typique des tourbillons à son échelle  $t_c(\Delta)$ . Ce faisant, elle génère des filaments de diamètre  $\delta < d_h$ , qui se fragmentent rapidement en un grand nombre de bulles sous Hinze de taille  $\delta$  sur un temps donné par la capillarité à cette échelle  $T_2(\delta)$ . b) Temps de vie  $T(\Delta, \delta)$  des bulles de taille  $\Delta$  générant une petite bulle de taille  $\delta$ , en fonction de  $\delta$ . Chaque rond coloré représente un événement de cassure. Le temps de vie moyen (carrés noirs) suit le temps capillaire à l'échelle de la bulle fille sans paramètre ajustable.

En alliant expériences et simulations numériques directes de bulles grandes devant  $d_h$ , nous montrons que la production de bulles sous Hinze est contrôlée par la capillarité à leurs échelles. Pour cela nous étudions les temps de vie individuels  $T(\Delta, \delta)$  des bulles mères de taille  $\Delta$  créant une petite bulle de taille  $\delta < d_h$  et une seconde de taille  $\sqrt[3]{\Delta^3 - \delta^3} \geq \delta$ . Nous proposons un mécanisme de cassure en deux étapes (voir figure 1) au cours duquel la bulle mère est d'abord déformée sur une échelle de temps donnée par la période des tourbillons à son échelle  $t_c(\Delta)$  et crée des filaments de diamètre  $\delta < d_h$ . Puis ces filaments se fragmentent en un grand nombre de bulles de taille  $\delta$  sur des temps donnés par la capillarité à leur échelle  $T_2(\delta)$ . Enfin, nous présentons un modèle de population basé sur ces temps de vie qui permet de retrouver la distribution en  $d^{-3/2}$  mesurée sous les vagues.

## Références

1. B. G. REICHL & L. DEIKE, Contribution of sea-state dependent bubbles to air–sea carbon dioxide fluxes, *Geophys. Res. Lett.*, **47**, e2020GL087267 (2020).
2. C. GARRETT, M. LI, & D. FARMER, The connection between bubble size spectra and energy dissipation rates in the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.* **30**, 2163–2171 (2000).

# Investigation of a wave diffusion problem

Samuel Boury, Oliver Bühler, Jalal Shatah

Courant Institute of Mathematical Sciences, 251 Mercer Street, 10012 New York, NY (USA)  
sb7918@nyu.edu

Several recent studies have shown that dispersive wave system, in presence of a weak (and stationary) random mean flow (of much smaller magnitude than the group velocity), may show a scattering behaviour (see [1] and [4]). Consistently with theoretical developments [2], this scattering only involves the wave number orientation and not its magnitude. Recently, it has been proposed that internal waves lead to the same result, with a scattering of wave number on the dispersion relation cone while the frequency remains constant [3]; however, due to the particular nature of the dispersion relation, this result does not reflect the capability of the group velocity to evolve without changing the frequency, potentially breaking the assumption of a weak mean flow compared to the group velocity. Starting from a set of PDEs describing dispersive waves in presence of a mean flow, we first present a procedure using the Wigner transform to reduce the system to the following set, constituted of a Liouville equation on the energy density  $A$  with a Hamiltonian  $\Omega$  involving a Doppler shifting term

$$\partial_t A + \{\Omega, A\} = 0, \quad (1)$$

$$\Omega = \omega + \mathbf{U} \cdot \mathbf{k}, \quad (2)$$

where  $\omega$  is the intrinsic frequency, given by the dispersion relation

$$\omega = |k|^\alpha, \quad \alpha \in \mathbb{R}. \quad (3)$$

We identify two relevant parameters for our study: a first parameter,  $\alpha$ , controlling the power law of the dispersion relation; and a second parameter,  $\epsilon$ , indicating the initial ratio between the average value of the stationary mean flow and the initial group velocity. We then investigate this phase diagram thanks to a 2D ray tracing scheme in order to identify the different asymptotic regimes. This scheme is derived from the Hamiltonian system

$$\partial_t \mathbf{x} = \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \mathbf{c}_g(\mathbf{x}, \mathbf{k}), \quad (4)$$

$$\partial_t \mathbf{k} = -\mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{U}(\mathbf{x}). \quad (5)$$

We demonstrate that, as shown in prior studies, there is a range of dispersive systems for which the frequency stays constant and diffusion is only observed in wave number angle. Moreover, we show that, for lower values of the power law controlling the dispersion relation, the assumption that the group velocity is larger than the mean flow can break, yielding to a diffusion to larger values in frequency, as well as in wave number.

## References

1. W. DONG, O. BÜHLER & K. S. SMITH, Frequency diffusion of waves by unsteady flows, *J. Fluid Mech.*, **905**, R3 (2020).
2. L. RYZHIK, G. PAPANICOLAOU & J. B. KELLER, Transport equations for elastic and other waves in random media, *Wave Motion*, **24**, 327–370 (1996).
3. M. A. C. SAVVA, H. A. KAFIABAD & J. VANNESTE Inertia-gravity-wave scattering by three-dimensional geostrophic turbulence, *J. Fluid Mech.*, **916**, A6 (2021).
4. A. B. VILLAS BÔAS & W. R. YOUNG, Directional diffusion of surface gravity wave action by ocean macro-turbulence, *J. Fluid Mech.*, **890**, R3 (2020).

# Nonlinear effects and extreme wave statistics induced by an abrupt variation of water depth in coastal area

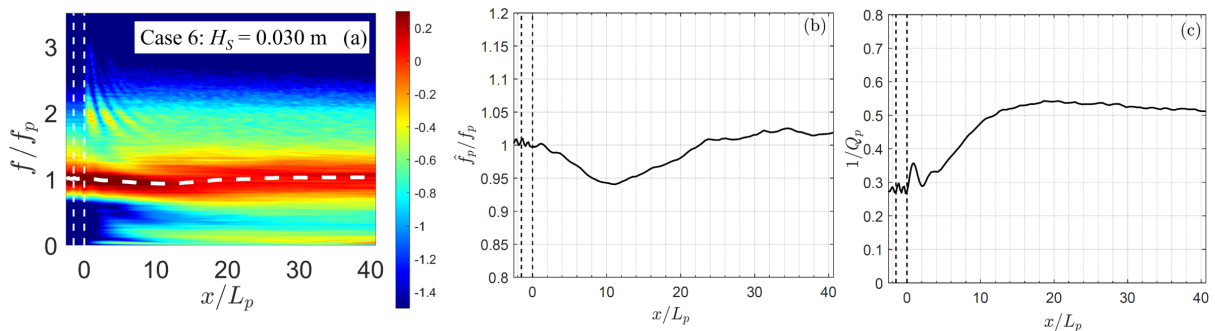
Michel Benoit<sup>1</sup>, Jie Zhang<sup>2</sup>, Yuxiang Ma<sup>2</sup>

<sup>1</sup> EDF R&D - Laboratoire National d'Hydraulique et Environnement (LNHE), 6, quai Watier, 78400 Chatou

<sup>2</sup> State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian Univ. of Technology, Dalian 116023, China  
michel.benoit@edf.fr

When ocean waves propagate over an abrupt reduction of water depth, a non-equilibrium dynamics (NED) of the wave train takes place. This NED is induced by the adaptation of the incident quasi-equilibrium sea-state to a new shallow-water equilibrium state after the depth variation. The dynamical process lasts in a longer spatial extent than that of the depth variation. Over a distance of several wavelengths after the depth variation the NED can result in strong non-Gaussian behaviour of the sea-state, which manifests by local sharp variations of the statistical parameters of surface elevation (skewness and kurtosis) and a local enhancement of higher-order harmonics. The probability of extreme wave heights is also enhanced, with an increased occurrence of large waves meeting the usual freak wave criterion, i.e.  $H > 2H_s$ , where  $H_s$  denotes the significant wave height.

To study the NED induced by a submerged trapezoidal bar, case 3 of the experiments in [1] with irregular waves has been simulated with a fully nonlinear and dispersive wave model by [2], showing excellent agreement with the measurements. The analysis of NED effects is then extended to a longer spatial scale in the shallow water area, from  $O(L_p)$  to  $O(10L_p)$ , where  $L_p$  is the spectral peak wavelength. With the numerical model validated in [2], a series of tests have been performed as variations of the experimental case, in which the shallower area after the slope is extended by approximately  $40L_p$ . The results are analyzed and interpreted using spectral, cross-spectral, and statistical analysis approaches.



**Figure 1.** Spatial evolution of normalized wave spectrum after a bottom step (outlined by vertical dash lines)

We show the NED affects the shallow water wave evolution in a long-standing way. The relatively fast and significant effects appear a few  $L_p$  after the shoal, while the milder yet important effects remain in a longer scale (cf. Fig. 1 (a)). In particular, it is found that the spectral shape is subject to significant changes in the longer spatial scale, with spectral downshift/upshift (Fig. 1 (b)) and broadening (Fig. 1 (c)).

## References

1. K. TRULSEN, A. RAUSTØL, S. JORDE & L. B. RYE, Extreme wave statistics of long-crested irregular waves over a shoal, *J. Fluid Mech.*, **882**, R2 (2020).
2. J. ZHANG & M. BENOIT, Wave-bottom interaction and extreme wave statistics due to shoaling and de-shoaling of irregular long-crested wave trains over steep seabed changes, *J. Fluid Mech.*, **912**, A28 (2021).

# Time reversal and spectral wave engineering using damping pulses

Samuel Hidalgo-Caballero<sup>1,2</sup>, S. K. Sreenivas<sup>1</sup>, M. Harazi<sup>1</sup>, V. Bacot<sup>1</sup>, S. Wildeman<sup>1</sup>, X. Jia<sup>1</sup>, A. Tourin<sup>1</sup>, M. Fink<sup>1</sup>, A. Cassinelli<sup>3</sup>, Matthieu Labousse<sup>2</sup>, Emmanuel Fort<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Langevin, CNRS UMR 7587, ESPCI Paris and PSL University, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Gulliver, CNRS UMR 7083, ESPCI Paris and PSL University, 75005 Paris, France

<sup>3</sup> School of Creative Media City, City University of Hong Kong, 18 Tat Hong Ave, Kowloon Tong, Hong Kong  
samuel.hidalgo-caballero@espci.fr

Dissipation is commonly associated with irreversibility. Here, we present a counterintuitive concept to perform time-reversal of waves using damping pulses. A sudden, strong, time-localized dissipation change in the propagating medium generates a counter-propagating time-reversed version of the initial wave. In the regime of a high damping shock, the wave field is rendered immobile. This preserves its potential energy while setting its kinetic energy to zero. As a result, the initial wave splits into two counter-propagating waves. The present technique produces an exact time-reversal of the initial wave field, with a higher fidelity and enhanced broadband capabilities compared to other methods [1, 2]. Moreover, by controlling the consecutive application of damping pulses we can selectively annihilate a monochromatic wave field. This enables a fine tuning of the wave spectrum in the case of a broadband propagating wave by applying a selective “hole burning” of specific wavelengths. We investigate these concepts numerically and we also perform an experimental proof of concept by time-reversing phonons in a lattice composed of repelling magnets placed on a tunable air cushion.

## References

1. V. BACOT *et al.*, Time reversal and holography with spacetime transformations, *Nat. Phys.*, **12**, 972–977 (2016).
2. M. FINK *et al.*, Time-reversed waves and super-resolution, *C. R. Physique*, **10**, 447–463 (2009).

## Graines minimales de transition dynamo

Paul M. Mannix<sup>1</sup>, Yannick Ponty<sup>2</sup>, Florence Marcotte<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, Inria, CNRS, LJAD, France

<sup>2</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Lagrange, France

<sup>3</sup> Université Côte d'Azur, Inria, CNRS, LJAD, France

`florence.marcotte@inria.fr`

Nous démontrons que l'optimisation non linéaire de perturbations d'amplitude finie permet d'identifier dans un écoulement instationnaire, et même turbulent, la structure et l'amplitude des perturbations minimales capables d'initier la transition dynamo. Cette approche ne nécessite aucune connaissance préalable des mécanismes d'amplification du champ magnétique, qu'elle permet au contraire de révéler, et constitue ainsi un outil robuste pour l'identification systématique de dynamos sous-critiques.



# Ressaut circulaire hydraulique : comment prendre en compte la tension de surface ?

Alexis Duchesne<sup>1</sup>, Laurent Limat<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, Univ. Polytechnique Hauts-de-France, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France

<sup>2</sup> Université de Paris, CNRS, Laboratoire Matière et Systèmes Complexes (MSC), UMR 7057 - Bâtiment Condorcet, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 Paris, France

`alexis.duchesne@univ-lille.fr`

Récemment, une nouvelle loi d'échelle a été observée par Bhagat *et al.* [1] pour modéliser les dépendances du rayon du ressaut circulaire hydraulique. Les auteurs ont attribué cette nouvelle loi à un terme de tension de surface manquant jusqu'à présent dans l'équation de conservation de l'énergie.

Nous montrerons que cette loi d'échelle, bien qu'expérimentalement avérée et constituant en soit un résultat important, repose sur une modélisation théorique erronée. En effet, l'application de l'approche proposée par Bhagat *et al.* au cas d'une nappe de Savart formée par deux jets coaxiaux de sens opposés conduit à un profil de vitesse incohérent avec les résultats expérimentaux connus et en contradiction avec le théorème de Bernoulli. Nous montrerons comment corriger cette approche afin de retrouver la célèbre loi en  $1/r$  pour l'épaisseur de la nappe liquide et une vitesse constante comme attendue par le principe de Bernoulli.

Nous aborderons également le cas du ressaut circulaire, en utilisant une approche simple basée sur la description de Watson pour l'écoulement interne [2] combinée à différentes conditions limites au niveau du front liquide. En fonction de ces conditions nous retrouverons tour à tour la nouvelle loi de Bhagat et la loi d'échelle plus conventionnelle établie par Bohr *et al.* [3]. En clarifiant les situations pour lesquelles telle ou telle loi d'échelle s'applique (ressaut en formation, ressaut développé, impact en gravité inversée ou sur un substrat super hydrophobe...), nous espérons réconcilier les observations de Bhagat et al. avec les connaissances actuelles sur la modélisation du ressaut hydraulique circulaire.

## Références

1. R. K. BHAGAT, N. K. JHA, P. F. LINDEN & D. I. WILSON, On the origin of the circular hydraulic jump in a thin liquid film, *J. Fluid Mech.*, **851**, R5 (2018).
2. E. J. WATSON, The radial spread of a liquid over a horizontal plane, *J. Fluid Mech.*, **20**, 481–499 (1964).
3. T. BOHR, P. DIMON & V. PUTKARADZE, Shallow-water approach to the circular hydraulic jump, *J. Fluid Mech.*, **254**, 635–648 (1993).

# Convective flow patterns generated by the dielectrophoretic force in dielectric liquid and heat transfer

Elhadj B. Barry<sup>1</sup>, Changwoo Kang<sup>2</sup>, Harunori N. Yoshikawa<sup>3</sup>, Innocent Mutabazi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Normandie Université, UNIHAVRE, Laboratoire Onde et Milieux Complexes, UMR 6294 CNRS, 53 Rue de Prony – 76058 Le Havre cedex, France

<sup>2</sup> Department of Mechanical Engineering, Jeonbuk National University, Jeonbuk, Republic of Korea

<sup>3</sup> Institut de Physique de Nice, UMR 7010 – Université Côte d’Azur, 1361 Route des Lucioles, 06560 Valbonne, France

elhadj-boubacar.barry@univ-lehavre.fr

We consider a dielectric fluid of density  $\rho$ , viscosity  $\nu$ , thermal expansion coefficient  $\alpha$ , thermal diffusivity  $\kappa$ , and electric permittivity  $\epsilon$ , confined in a horizontal rectangular cavity of gap size  $d$ . The system is subjected to a vertical temperature gradient  $\Delta\theta$  and to an alternating electric field  $\mathbf{E}$ . When the frequency of  $\mathbf{E}$  is high enough, the thermoelectric coupling effects induce the dielectrophoretic force:

$$-\frac{\mathbf{E}^2}{2}\nabla\epsilon = \nabla\left(\frac{\epsilon_{\text{ref}}e\theta\mathbf{E}^2}{2}\right) - \alpha\rho\theta\mathbf{g}_e, \quad \text{where} \quad \mathbf{g}_e = \frac{e}{\alpha\rho}\nabla\left(\frac{\epsilon_{\text{ref}}\mathbf{E}^2}{2}\right); \quad (1)$$

where  $e$  is the coefficient of thermal variation of permittivity  $\epsilon$ . The first term on the right-hand side of the equation (1) is a conservative force. Therefore, it doesn’t generate flow in a fluid bounded by solid walls. The second term on the right-hand side represents the electric buoyancy with an effective electric gravity that corresponds to the gradient of electric energy contained in the capacitor [1,2]. Many investigations have shown that electric buoyancy can destabilize the conductive base state of a fluid layer and then induce heat transfer by thermal convection [3,4].

This study aims to investigate thermoelectric convection in a horizontal dielectric liquid layer under microgravity conditions. In that case, the flow is governed only by the electric buoyancy which relates the intensity of the applied electric field. The results showed that the onset of thermos-convective flow is characterized by stationary convective rolls, as in the classical Rayleigh-Bénard problem. These primary vortices bifurcate successively in different flow regimes with complex patterns, as the intensity of the electric buoyancy increases. For a wide range of the electric potential, we computed the Nusselt number  $Nu$  which characterizes heat transport by convection and has shown an increase when the base state is destabilized.

## References

1. H. N. YOSHIKAWA, M. TADIE FOGAING, O. CRUMEYROLLE & I. MUTABAZI, Dielectrophoretic Rayleigh-Bénard convection under microgravity conditions, *Phys. Rev. E.*, **87**, 043003 (2013).
2. E. BARRY, H. N. YOSHIKAWA, FOGAING, M. TADIE FOGAING, C. KANG & I. MUTABAZI, Critical Modes of Thermoelectric Convection Instabilities in a Vertical Slot, *Microgravity Sci. Tech.*, **33**, 16 (2021).
3. I. MUTABAZI, H. N. YOSHIKAWA, M. TADIE FOGAING, V. TRAVNIKOV, O. CRUMEYROLLE, B. FUTTERER & C. EGBERS, Thermo-electro-hydrodynamic convection under microgravity: a review, *Fluid Dyn. Res.*, **48**, 061413 (2016).
4. P. J. STILES, F. LIN & P. J. BLENNERHASSETT, Convective heat transfer through polarized dielectric liquids, *Phys. Fluids A*, **5**, 3273 (1993).

## Ultrasound contrast agents: From buckling dynamics to swimming

Georges Chabouh, Catherine Quilliet, Gwennou Coupier

Université Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, F-38000 Grenoble, France  
[georges.chabouh@univ-grenoble-alpes.fr](mailto:georges.chabouh@univ-grenoble-alpes.fr)

Cleverly engineered microswimmers have been of increasing scientific interest, as they show great promise in various biomedical applications. In this study, we propose a novel mechanism of propulsion in fluids at the microscale, using a buckling mechanism activated by pressure waves. We considered an in vivo-friendly hollow elastic shell of micrometric size composed of a lipidic membrane enclosing a gas bubble. Such microshells are approved for clinical use as diagnostic ultrasound contrast agents (UCAs).

We experimentally investigate the buckling dynamics of microshells upon an increase of external pressure. The effect of the driving frequency is studied as well as that of the size and mechanical properties of the microshells. We evidence, a non-zero displacement upon a complete cycle of deflation and re-inflation of the microshells, which includes buckling events. The proposed propulsion mechanism whose direction is controlled in the shell reference frame can be an answer to the problem of directivity accounted in the acoustic radiation force technique used in ultrasound molecular imaging and drug delivery.

# Patterns of convection in THETACO, the large turbulent thermal Taylor-Couette facility

Ziad Ntarmouchant<sup>1</sup>, Arnaud Prigent<sup>2</sup>, Innocent Mutabazi<sup>3</sup>

Normandie University, Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC), UMR CNRS 6294, 53 Rue Prony  
76600 Le Havre France

ziad.ntarmouchant@univ-lehavre.fr

Several studies have been dedicated to the investigation of the flow regimes for differentially heated cavities. Eckert and Carlson [1] experimentally studied the flow produced for air in a differentially heated rectangular cavity. Thomas and De Vahl Davis [2] carried out the numerical study of the convection flow between two concentric cylinders maintained at different temperatures. Three heat transfer regimes have been identified (conduction, transition, convection). Between concentric vertical cylinders, in the Taylor–Couette configuration, the nature of the heat transfer regime is determined by a criterion involving the radius ratio  $\eta$ , the aspect ratio  $\Gamma$  and the Rayleigh number  $Ra = \alpha g \delta T d^3 / \nu \kappa$  where  $\alpha$  is the thermal expansion coefficient,  $\delta T$  is the temperature difference,  $\nu$  is the kinematic viscosity and  $\kappa$  the thermal diffusivity [3]. The aim of this presentation is to present our work conducted in the convective flow regime obtained in the thermal turbulent Taylor–Couette facility (THETACO) [4] designed for the study of the turbulence generated by differential rotation and radial temperature gradient. The inner radius of the outer transparent glass cylinder is 152.5 mm and the outer radius of the inner black anodized aluminium cylinder is 132.5 mm, providing a gap width of 20 mm and a radius ratio  $\eta = 0.869$ . The height of the system is 1 m and  $\Gamma = 48.75$ . The cylinders were stationary and the working fluid was water with  $Pr \approx 7$ . The temperature of the outer and inner cylinders were set in order to obtain a temperature gradient  $0.5 < \delta T < 20^\circ\text{C}$  and a Rayleigh number ranging from  $5.2 \times 10^4$  to  $3.3 \times 10^6$ . Based on the work of Lopez et al [3], for our system, the transition value between the conductive and the convective regimes is  $Ra^* = 2.08 \times 10^4$ . Therefore, our study is performed in the convective regime. We will present visualizations, temperature and velocity fields for the different patterns observed in this convective regime. Linked to the abstract a figure that represents a spatio-temporal diagram for a high Rayleigh number. We can see two patterns, the ascendant pattern covers 60% of the height, the descendant one covers all the height and in the top of the facility, we can see the interaction between them both.

## References

1. E. ECKERT & W. O. CARLSON, Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **2**, 106–120 (1961).
2. R. W. THOMAS & G. VAHL DAVIS, Natural convection in annular and rectangular cavities a numerical study, *International Heat and Transfer Conference Digital Library A*, Begel House Inc. (1970).
3. J M. LOPEZ, F. MARQUES & M. AVILA, Conductive and convective heat transfer in fluid flows between differentially heated and rotating cylinders, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **90**, 959–967 (2015).
4. H.SINGH, A. BONNESOEUR, H. BESNARD, C. HOUSSIN, A. PRIGENT, O. CRUMEYROLLE, & I. MUTABAZI, A large thermal turbulent Taylor–Couette (thetaco) facility for investigation of turbulence induced by simultaneous action of rotation and radial temperature gradient. *Rev. Sci. Instrum.*, **90**, 115112 (2019).

# Instability of a Swirling Bubble Ring

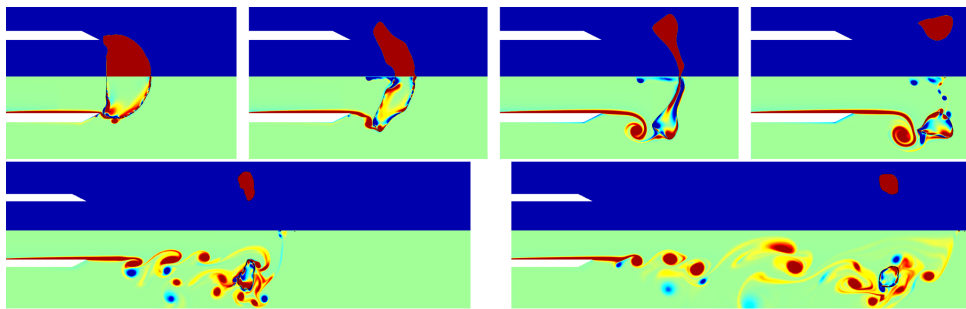
Yonghui Xu<sup>1</sup>, Daniel Fuster<sup>1,2</sup>, Ivan Delbende<sup>1</sup>, Maurice Rossi<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Sorbonne Université, Institut Jean Le Rond d’Alembert, F-75005, Paris, France

<sup>2</sup> CNRS, Institut Jean Le Rond d’Alembert, UMR 7190, F-75005, Paris, France

yonghui.xu@dalembert.upmc.fr

A toroidal bubble or a cylindrical gas jet are known to be subjected to the Rayleigh–Plateau instability [2,3]. However, air bubble rings produced by beluga whales and dolphins are observed that remain stable for long times [5]. In the present work [1], we analyze the generation of such toroidal bubbles via numerical simulations, in particular how the process depends on surface tension with solver Basilisk [4]. In addition we examine the instability when the toroidal bubble is formed.



**Figure 1.** Simulations snapshots of a toroidal bubble generation at different time. From left to right, first row to second row:  $\bar{t} = 4.4, 5.6, 9.6; t = 20, 30$ . The upper half displays phases and interfaces (red is gas and blue water) and the lower half the vorticity field.

For the generation process, one considers an idealized axisymmetric nozzle containing initially a gas bubble which is rapidly expelled. Simulations show that during the initial production of such bubble, vorticity trailing from the nozzle or from the opening rolls up into a toroidal vortex ring. It traps gas in its core by overcoming surface tension which would favor the formation of a single spherical bubble. In a second period, the bubble ring is stretched. The core radius is highly reduced, the swirl is enhanced, and the vorticity in the gas tends to become uniform. These features are important since a linear stability study shows that a rotating columnar vortex in the gas eventually is capable to stabilize the Plateau instability as swirl increases above a well-defined critical value.

## References

1. Y. XU, I. DELBENDE, D. FUSTER & M. ROSSI, Instability of a swirling bubble ring, *C. R. Mécanique*, **348**, 6–7 (2020).
2. LORD RAYLEIGH, XVI. On the instability of a cylinder of viscous liquid under capillary force, *Philos. Mag*, **34**, 145–154 (1892).
3. J. P. KUBITSCHKEK & P. D. WEIDMAN, Helical instability of a rotating viscous liquid jet, *Phys. Fluids*, **19**, 114108 (2007).
4. S. POPINET, A quadtree-adaptive multigrid solver for the Serre–Green–Naghdi equations, *J. Comput. Phys.*, **302**, 336–358 (2015).
5. <https://www.youtube.com/watch?v=2m6ie3MVIaw>, last seen 2020.

# Régime ultime dans Rayleigh–Bénard homogène sur des grilles logarithmiques

Amaury Barral, Bérengère Dubrulle

SPEC/IRAMIS/DSM, CEA, CNRS, University Paris-Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France  
 amaury.barral@cea.fr

Nous étudions comment le flux de chaleur  $Nu$  évolue avec le gradient de température imposé  $Ra$  dans la convection homogène de Rayleigh–Bénard en utilisant des simulations 1, 2 et 3D grâce à un nouveau framework mathématique (« grilles logarithmiques »), ce qui nous permet de couvrir une gamme de paramètres sans précédent ( $Ra$ ,  $Re$ ,  $Pr$ ) et de tester les théories existantes. Nous montrons que les solutions divergentes connues peuvent être corrigées par une friction à grande échelle. Dans le régime turbulent, pour  $Pr \approx 1$ , le flux de chaleur devient indépendant des processus visqueux (« régime ultime »,  $Nu \sim Ra^{1/2}$  sans correction logarithmique). À  $Pr$  élevé, nous observons une transition vers un régime intermédiaire ( $Nu \sim Ra^{2/3}$ ) dans lequel  $Re$  décroît comme  $Pr^{-3/4}$ , ce qui n'est pas prédit par les théories existantes. Nous pensons que cette technique peut être appliquée à de nombreux autres équations, permettant ainsi de diminuer considérablement la puissance de calcul nécessaire.

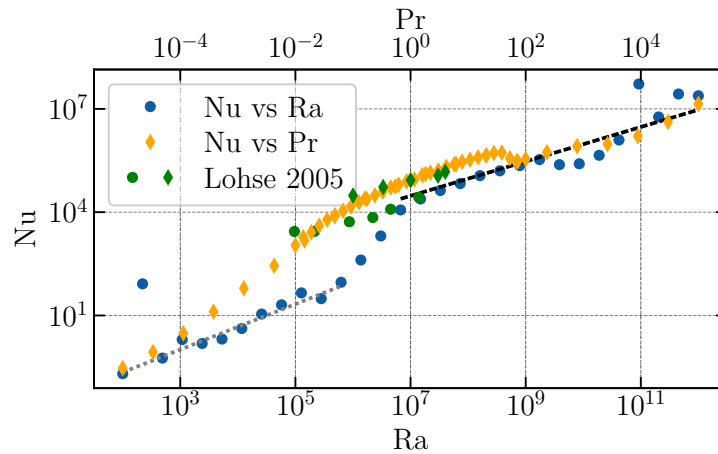


Figure 1.  $Nu$  vs  $Ra$ ,  $Pr$

# Transition turbulente dans les plasmas de fusion

Wesley Agoua<sup>1</sup>, Wouter J. T. Bos<sup>1</sup>, Benjamin Favier<sup>3</sup>, Jorge Morales<sup>4</sup>

<sup>1</sup> CNRS, Univ Lyon, Ecole Centrale de Lyon, Univ Lyon 1 Claude Bernard, INSA Lyon, LMFA, UMR5509, 36, avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully, France

<sup>2</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342, Marseille, France

<sup>3</sup> CEA, IRFM, Centre de Cadarache, 13108 Saint-Paul-lez-Durance, France

wesley.agoua@ec-lyon.fr

La fusion nucléaire est une proposition prometteuse d'énergie propre. La technologie la plus étudiée est le tokamak, un tore dans lequel un plasma d'isotopes d'hydrogène est confiné à l'aide de puissants champs magnétique. La température élevée qui y règne permet la fusion du tritium et deutérium en hélium et la libération d'énergie. Nous travaillons sur l'un des problèmes majeurs de la fusion, les pertes de confinement du plasma. Plus précisément, les turbulences dans le plasma vont dégrader le confinement du plasma et le faire dériver vers les bords du tore, lui faisant perdre de l'énergie et dégradant le réacteur. Or en 1982 a été démontrée l'existence d'un état de confinement amélioré [1], nommé *High confinement* ou mode H, par rapport à l'état de confinement habituel nommé Low confinement ou mode L. Les études ultérieures [2] ont permis de comprendre empiriquement comment atteindre cet état permettant une meilleure conservation de la température du plasma et donc une fusion plus facile à réaliser, mais il manque encore une théorie générale expliquant la transition L–H entre le mode H et le mode L.

Nous proposons de montrer que la transition L–H est un cas de transition turbulente axisymétrique récemment étudiée [3], entre des états de turbulence 2D (pour le mode H) et 3D (pour le mode L). Cette transition est causée dans notre modèle par des fluctuations linéaires de vitesse toroïdale (dans le sens de l'écoulement du plasma). Le rapport des énergies toroïdale et poloïdale (perpendiculairement à l'écoulement)  $E_t/E_p$  détermine l'état de turbulence et donc de confinement avec  $E_t/E_p > 0$  en mode L (donc turbulence 3D) lorsque le forçage toroïdal devient important. Nous avons pu montré par des simulations numériques utilisant le code Nek5000 (méthode des éléments spectraux) qu'on peut relier la transition entre ces deux états à une perte de confinement en introduisant un champ scalaire dont nous avons étudié la température. Nous avons pu constater une hausse de température en turbulence 2D similaire aux observations de mode H faites dans les tokamaks.

## Références

1. F. WAGNER *et al.*, Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1408 (1982).
2. J. W. CONNOR & H. R. WILSON, A review of theories of the lh transition, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **42**, R1 (2000).
3. Z. QIN *et al.*, Transition from non-swirling to swirling axisymmetric turbulence, *Phys. Rev. Fluids*, **5**, 064602 (2020).

# La résonance Galileo : séparatrices, variétés et structure de l'espace des phases

Jérôme Daquin<sup>1</sup>, Edoardo Legnaro<sup>2,3</sup>, Ioannis Gkolias<sup>2</sup>, Christos Efthymiopoulos<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Department of Mathematics (naXys), 61 Rue de Bruxelles, 5000 Namur, Belgium

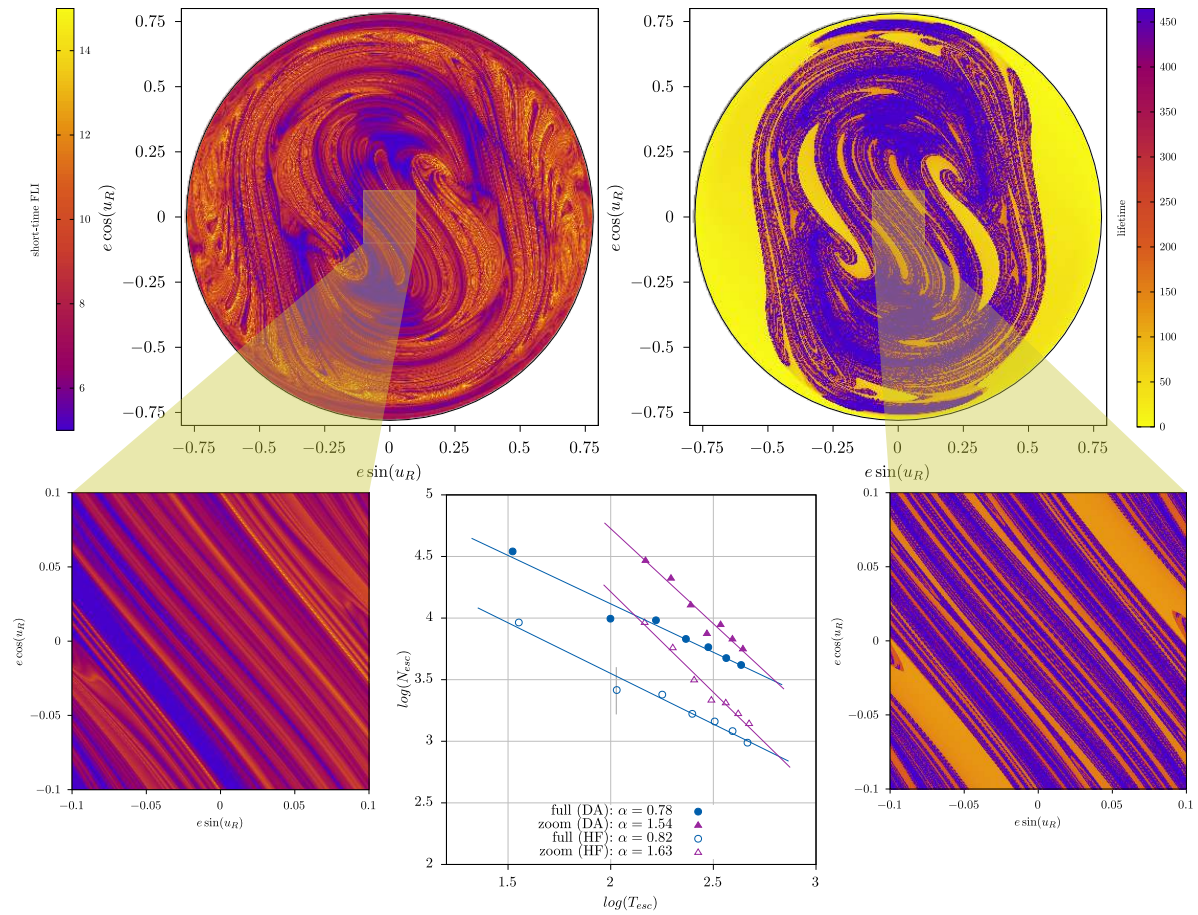
<sup>2</sup> Department of Physics, Aristotle University of Thessaloniki, 54124 Thessaloniki, Greece

<sup>3</sup> Research Center for Astronomy and Applied Mathematics, Academy of Athens, 11527 Athens, Greece

<sup>4</sup> Department of Mathematics, University of Padova, Via Trieste 63, 35121 Padova, Italy

jerome.daquin@unamur.be

La dynamique en temps long des satellites artificiels de navigation est sujette à des configurations résonantes avec la Lune et le Soleil, engendrant des phénomènes chaotiques. Je décris la structure dynamique de ce problème à l'aide d'un système moyenné. Je caractérise la résonance et étudie les implications des variétés stables et instables sur le temps de vies de satellites. Ce travail se base sur le papier récent [1].



**Figure 1.** Cartes des variétés stables (associées à une variété normalement hyperbolique) et des temps de résidence, à deux échelles de l'espace des phases. Les lois de résidence suivent des lois en puissance.

## Références

1. J. DAQUIN, E. LEGNARO, I. GKOLIAS & C. EFTHYMIPOULOS, A deep dive into the  $2g + h$  resonance: separatrices, manifolds and phase space structure of navigation satellites, *Celest. Mech. Dyn. Astr.*, **134**, 6 (2022).

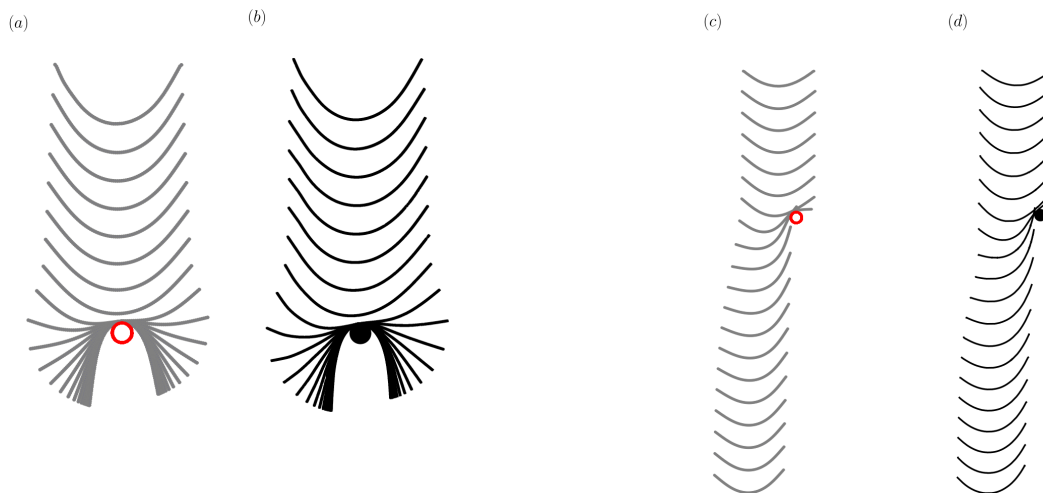


# Deformation of a flexible fiber settling against obstacles in a viscous fluid

Ursy Makanga, Camille Duprat, Blaise Delmotte

LadHyX, CNRS, Ecole Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, 91128, Palaiseau, France  
 ursy.makanga@ladhyx.polytechnique.fr

The motion of flexible fibers often happens in complex media that are structured by obstacles, examples range from delivering drugs to tumor regions to papermaking process [1]. For large number of such problems, the dynamic of the fibers results from complex interplay between internal elastic stresses, contact forces and hydrodynamic interactions with the walls and obstacles. Understanding how flexible fibers behave in a viscous flow embedded with obstacles is essential for the study of biological mechanisms and the design of industrial systems. Using a combination of numerical simulations and macroscopic experiments, we analyze the dynamic of a flexible fiber settling in a viscous flow embedded with an obstacle. We identify different effects of the obstacle shape on the deformation of the fiber that involve different wrapping configurations, prolonged periods of trapping around the obstacle, and dispersion of the center of mass, which we quantify in terms of a lateral drift.



**Figure 1.** Numerical and experimental chronophotographies of a flexible fiber settling against an obstacle in a viscous fluid. The gray fibers (a) and (c) denote the numerical simulations and the black ones (b) and (d), the experiments. We define two characteristic numbers: the elasto-gravitational number  $Be = WL^3/EI$  and the length-to-width ratio  $\xi = L/\omega$ , where  $W$  is the weight per unit length,  $L$  the fiber length,  $\omega$  the obstacle width,  $E$  the Young's modulus and  $I$  the second moment of inertia. (a–b) “Trapping event” with  $Be = 210$  and  $\xi = 9.35$ , characterized by a prolonged trapping period of the fiber around the obstacle. (c–d) “Gliding event” with  $Be = 200$  and  $\xi = 7.71$ , characterized by a short trapping period around the obstacle followed by a drift motion.

## References

1. F. LUNDELL, D. SÖDERBERG & H. ALFREDSSON, Fluid mechanics of papermaking, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **43**, 195–217 (2011)

# Numerical simulations of swirling electrovortex flows in cylinders

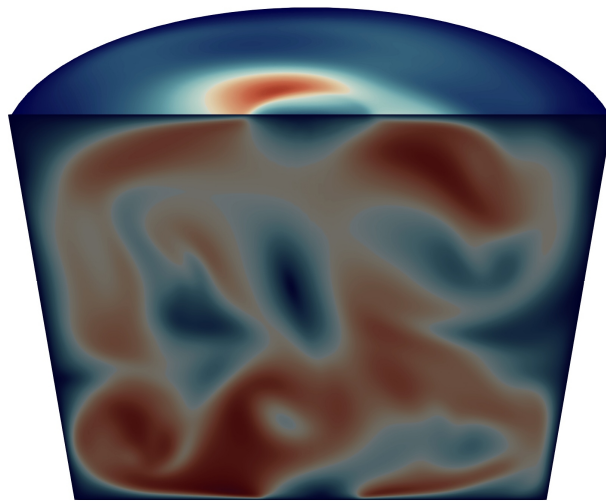
Sabrina Bénard<sup>1</sup>, Wietze Herreman<sup>1</sup>, Caroline Nore<sup>1</sup>, Jean-Luc Guermond<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Paris-Saclay, CNRS, LISN, 91400 Orsay, France

<sup>2</sup> Department of Mathematics, Texas A&M University 3368 TAMU, College Station, TX 77843-3368, USA  
[sabrina.benard@limsi.fr](mailto:sabrina.benard@limsi.fr)

We study swirling electrovortex flows in a cylinder filled with GaInSn alloy by using axisymmetric and three-dimensional simulations. For this purpose, we use the massively parallel code SFEMaNS [1], in which the azimuthal direction is decomposed using Fourier modes and the representation in the meridional plane uses finite elements. The set-up is a cylinder symmetrically connected to two copper wires, one at the top and one at the bottom of the cell. The electrical connection is established through those wires, which have a radius lower than the one of the cylinder. This yields a deviation of the current. An external vertical magnetic field is applied. The interaction between this magnetic field and the current creates a Lorentz force which drives a convection motion. The resulting flow is called swirling electrovortex flow and is very similar to the Von-Karman flow [2].

We vary different parameters in order to investigate their influence on the flow. We first study the impact of the current density and the magnetic field. Four regimes are identified: the viscous, the boundary-layer and the inertial regimes, which are all three induction-less. The last one is the inductive regime (high magnetic fields). We provide for each of them scaling laws for the velocity, numerically observed and theoretically explained. Moreover, we compare axisymmetric and three-dimensional simulations and discuss the validity of the axisymmetric approximation with respect to the velocity of the flow and the spatial distribution.



**Figure 1.** Velocity magnitude in the cylinder for a current density  $J=500 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ .

## References

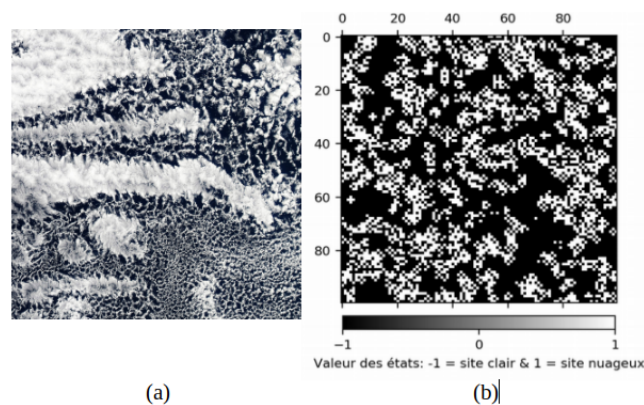
1. J.-L. GUERMOND, R. LAGUERRE, J. LÉORAT & C. NORE, Nonlinear magnetohydrodynamics in axisymmetric heterogeneous domains using a Fourier/finite element technique and an interior penalty method, *J. Comput. Phys.*, **228**, 2739–2757 (2009).
2. C. NORE, L. TUCKERMAN, O. DAUBE & S. XIN, The 1:2 mode interaction in exactly counter-rotating von Kármán swirling flow, *J. Fluid Mech.*, **477**, 51–88 (2003).

# Modèle d'Ising 2D pour l'organisation à mésoéchelle des champs de nuages

Olivier Pujol, Faustine Mascout

Université de Lille, Département de physique, Laboratoire d'optique atmosphérique, Villeneuve d'Ascq  
 olivier.pujol@univ-lille.fr

Un aspect frappant des champs de nuages à des échelles suffisamment grandes, de l'ordre de quelques 100 km, est leur apparente organisation, ou structuration, sous certaines conditions, comme l'illustre la figure 1 (a). La question qui se pose est celle de savoir si cette organisation apparente est gouvernée par des lois fondamentales, et donc si elle peut être comprise dans un cadre théorique bien précis. Dit autrement, selon les conditions thermodynamiques, les champs de nuages sont-ils aléatoires ou des systèmes auto-organisés avec un certain degré d'ordre? Quelle est l'échelle de corrélation, la fonction de partition, l'entropie d'un tel système? Comment évolue-t-on d'une situation « ciel clair » à des champs nuageux comme ceux de la figure 1 (a)? Est-ce une transition de phase critique? La création d'entropie est-elle extrême? Répondre à ces questions est précieux en sciences du climat : prédire, selon les conditions thermodynamiques, la formation de structures nuageuses et, inversement, déduire des propriétés environnementales (par exemple température, humidité, type d'aérosols) à partir de la caractérisation de ces structures apporterait un éclairage nouveau. La physique statistique a fourni des outils et des modèles efficaces d'analyse des comportements collectifs dans la matière condensée (par exemple le magnétisme). Les nuages sont des systèmes physiques en interaction avec leur environnement et doivent pouvoir être abordés avec de telles méthodes éprouvées. L'approche est originale et très peu développée.



**Figure 1.** (a) Champ de nuages au large du Pérou, dans l'Océan Pacifique (d'après la Nasa); (b) Modèle d'Ising générant un champ nuageux (flocculation)

L'objectif de cette contribution est double : (i) présenter un modèle type proie-prédateur qui permet de comprendre le fonctionnement d'un nuage individuel comme un oscillateur non linéaire à bifurcation de Hopf [1]; (ii) montrer une version préliminaire d'un modèle d'Ising (2D), permettant de « fabriquer », selon la force des couplages interpixels et des interactions avec l'environnement, des structures nuageuses réalistes (Fig. 1 (b)). En participant à ces rencontres 2022, notre souhait est de nouer des collaborations avec des experts des systèmes complexes. Dans une préface de la revue *Physical Review Letters* [2], Wettlaufer soulignait le caractère fructueux et urgemment souhaitable d'associer mathématique, physique non linéaire, thermodynamique hors-équilibre et sciences du climat. Nous espérons pouvoir contribuer à généraliser cette association.

## Références

1. O. PUJOL & A. JENSEN, *Physica D*, **399**, 86–94 (2019)
2. J. S. WETTLAUFER, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 150002 (2016)

# Moteur à propulsion radiative hydrodynamique

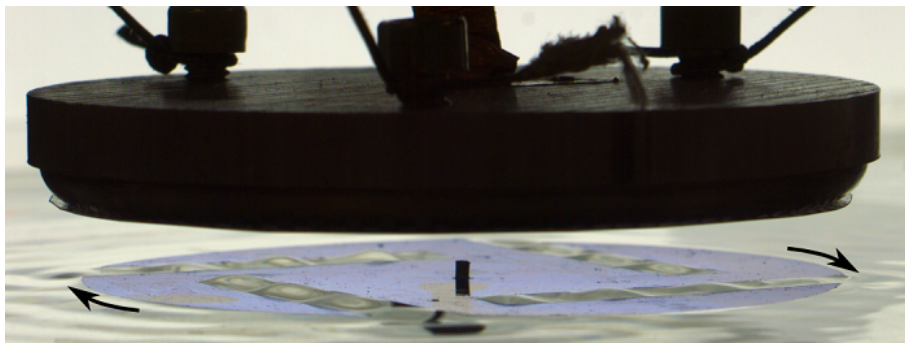
Benjamin Apffel<sup>1</sup>, Antonin Eddi<sup>2</sup>, Emmanuel Fort<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Laboratoire PMMH, CNRS, ESPCI Paris, Université PSL, Sorbonne Université, Université de Paris, F-75005, Paris, France

benjamin.apffel@espci.fr

La pression de radiation est un transfert d'impulsion résultant d'une interaction entre une onde et de la matière environnante. Celle-ci peut être générée par tous les types d'ondes (électromagnétique, acoustique, hydrodynamique...) et est au cœur de nombreuses applications telles que le piégeage de particules, le refroidissement optique ou la propulsion. Nous proposons ici l'étude expérimentale et théorique d'un moteur macroscopique propulsé par la pression de radiation exercée par des ondes à la surface de l'eau. Le moteur est constitué d'un disque de plastique percé de fentes ouvertes à une extrémité (voir figure) et flottant à la surface du bain. Les ondes à la surface de l'eau sont excitées par électrostriction en appliquant une différence de potentiel sinusoïdale entre la surface de l'eau et une électrode placée au dessus du bain [1]. Cette méthode permet de choisir la zone du bain soumise au forçage et donc d'exciter paramétriquement des ondes stationnaires uniquement dans les fentes du disque. Celles-ci s'échappent par le côté ouvert de la fente et deviennent alors propagatives. Cette émission d'onde dans une direction s'accompagne d'une pression de radiation dans la direction opposée et donc de la mise en rotation du moteur qui atteint finalement une vitesse angulaire stationnaire. La variation de cette vitesse angulaire avec différents paramètres expérimentaux est étudiée expérimentalement et théoriquement. Les mécanismes dissipatifs responsables de l'existence du régime stationnaire sont également discutés.



**Figure 1.** Le moteur est un disque de plastique percé de 4 fentes dans lesquelles sont excitées paramétriquement des ondes grâce à une électrode circulaire. Ces ondes devenues propagatives en sortant des fentes permettent la mise en rotation du disque par pression de radiation.

## Références

1. C. YIH, Stability of a horizontal fluid interface in a periodic vertical electric field, *Phys. Fluids*, **11**, 1447 (1968).

# Modeling the generation of shallow water waves by the gravity-driven collapse of a granular column

Wladimir Sarlin<sup>1</sup>, Cyprien Morize<sup>1</sup>, Alban Sauret<sup>2</sup>, Philippe Gondret<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Paris-Saclay, CNRS, Laboratoire FAST, F-91405 Orsay, France

<sup>2</sup> University of California, Santa Barbara, Department of Mechanical Engineering, CA 93106, USA

wladimir.sarlin1@universite-paris-saclay.fr

Tsunamis are among the most destructive natural disasters for human coastal settlements. While events generated by earthquakes are well known, several past or potential occurrences of high amplitude waves arising from large-scale landslides have also been reported in the last decades. The famous 1958 Lituya Bay tsunami, featuring the highest recorded wave runup of 524 m, is reminiscent of the need for understanding how these disasters arise, and relevant approach to this end is to model experimentally the landslide as a flow of granular materials [1].

Recently, the generation of impulse surface waves by the collapse of a rectangular granular column into water was investigated experimentally. The wave amplitude  $A$  was found to depend on the geometry of the column (height  $H_0$  and width  $L_0$ ) and on the water depth  $h_0$  in a non trivial manner. The relative wave amplitude  $A/h_0$  was shown to be governed mainly by the global Froude number  $Fr_0 = (H_0/h_0)^{1/2}$  with a non negligible effect of the aspect ratio of the column  $a = H_0/L_0$  [2], but  $A/h_0$  can also be related to the final immersed deposit [3].

We propose here a predictive model based on the scaling laws known for the spreading dynamics of a gravity-driven collapse of a granular column [5] and on the scaling laws recently identified for the shallow water wave generation by a granular piston [4]. We then compare the model to a large dataset of experiments. The model reproduces well the influence of each initial parameters  $H_0$ ,  $L_0$ , and  $h_0$ , and gives an accurate prediction for shallow water waves. It allows to explain the main role played by the global Froude number  $Fr_0$  and the aspect ratio of the column, but also the final immersed deposit. These results provide a simplified, yet comprehensive, description of the generation of tsunamis begotten by large-scale landslides, rockfalls, or cliff collapses.

## References

1. H. M. FRITZ, F. MOHAMMED & J. YOO, Lituya Bay landslide impact generated mega-tsunami 50th anniversary, *Pure Appl. Geophys.*, **166**, 153 (2009).
2. M. ROBBE-SAULE, C. MORIZE, R. HENAFF, Y. BERTHO, A. SAURET & P. GONDRET, Experimental investigation of tsunami waves generated by granular collapse into water, *J. Fluid Mech.* **907**, A11 (2021).
3. M. ROBBE-SAULE, C. MORIZE, Y. BERTHO, A. SAURET, A. HILDENBRAND & P. GONDRET, From laboratory experiments to geophysical tsunamis generated by subaerial landslides, *Sci. Rep.*, **11**, 18437 (2021).
4. W. SARLIN, C. MORIZE, A. SAURET & P. GONDRET, Nonlinear regimes of tsunami waves generated by a granular collapse, *J. Fluid Mech.*, **919**, R6 (2021).
5. W. SARLIN, C. MORIZE, A. SAURET & P. GONDRET, Collapse dynamics of dry granular columns: From free-fall to quasistatic flow, *Phys. Rev. E* **104**, 064904 (2021)

# Settling of localised particle plumes in an initially quiescent fluid

Romain Monchaux<sup>1</sup>, Till Zürner<sup>2</sup>, David De Souza<sup>1</sup>, Clément Toupoint<sup>1</sup>, Dylan Mezouane<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ENSTA-Paris Unité de Mécanique, Inst. Polytechnique de Paris, 828 bd des Maréchaux, 91762 Palaiseau, France.

<sup>2</sup> Dep. of Transport Processes at Interfaces, Inst. Fluid Dynamics, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstraße 400, 01328 Dresden, Germany.

romain.monchaux@ensta-paris.fr

Les écoulements chargés de particules inertielles sont pertinents pour de nombreuses applications industrielles et naturelles et soulèvent d'importantes questions fondamentales concernant la concentration, la coalescence et la sédimentation des particules ainsi que les interactions entre particules et fluide [1]. En l'absence d'écoulement porteur, les particules inertielles qui sédimentent sont susceptibles de produire l'écoulement avec lequel elles interagissent. Même si cela peut être considéré comme le cas le plus simple pour étudier l'influence des particules sur un écoulement, les interactions entre particules et entre particules et fluides sont encore loin d'être comprises [2]. Ce travail se concentre sur la sédimentation de particules inertielles dans un fluide initialement au repos.

Les particules sont injectées dans un large réservoir d'eau à partir d'un tamis vibrant. Elles tombent sous forme de panache localisé au centre du réservoir, entraînant le fluide avec elles et provoquant une importante recirculation dans le reste du réservoir. Les nombres de Reynolds des particules sont compris entre 0,2 et 14, le rapport entre la densité des particules et celle du fluide va de 4 à 14,45, les nombres d'Archimède des particules couvrent trois décades de 1 à 1000 et leur chargement massique couvre également trois décades entre  $10^{-6}$  et  $10^{-3}$ . Nous explorons une région de l'espace des paramètres qui est rarement étudiée, la plupart des travaux se concentrant soit sur des chargements beaucoup plus élevés, des nombres de Reynolds plus petits et/ou des rapports de densité très grands. L'autre originalité de notre travail est de proposer des mesures de vitesse dans les deux phases [3]. Dans un plan laser, nous avons accès au champ de vitesse eulérien du fluide ainsi qu'à la vitesse lagrangienne des particules. Grâce à cette mesure couplée, nous estimons la vitesse de glissement entre le fluide et les particules ainsi que l'énergie cinétique des deux phases qui sont des quantités clés pour comprendre de tels écoulements.

Nous présentons des résultats comparant la vitesse de sédimentation des particules au cas de référence d'une particule isolée soumise à la traînée de Schiller–Naumann et sédimentant dans un fluide au repos. Nous montrons qu'au premier ordre, le nombre d'Archimède conduit à une vitesse de sédimentation proche du cas de référence, tandis qu'au second ordre, un chargement plus élevé conduit à des vitesses de sédimentation plus importantes. Dans leur chute, les particules induisent un écoulement qui est quasiment homogène à l'intérieur du rideau de particules tout en présentant des fluctuations conduisant à un « taux de turbulence » de 10 à 30 %. Un résultat intéressant est que la vitesse de glissement ne dépend pas du chargement et est remarquablement constante autour de 80% de la vitesse de référence de Schiller–Naumann. Ce mouvement 20 % plus lent correspond à l'énergie cinétique transférée des particules au fluide pour le maintenir en mouvement. Une discussion de ces transferts est donnée.

## Références

1. C. MARCHIOLI (éditeur), *Collective Dynamics of Particles: From Viscous to Turbulent Flows*, Springer, vol 576 (2017).
2. A. BORDOLI *et al.*, Turbulence statistics in a negatively buoyant 248 multiphase plume, *J. Fluid Mech.*, **896**, A19 (2020).
3. D. DE SOUZA *et al.*, Simple distinction of similar-looking inertial particles and fluid tracers on camera images, *Exp. Fluids*, **62**, 1–14 (2021).

# Force de masse ajoutée en milieu granulaire

Antoine Seguin, Philippe Gondret

Université Paris-Saclay, CNRS, Laboratoire FAST, F-91405, Orsay, France  
antoine.seguin@universite-paris-saclay.fr, philippe.gondret@universite-paris-saclay.fr

Le concept de masse ajoutée a été introduit par Bessel en 1828 puis repris par Stokes pour rendre compte finement de l'influence de l'air sur le mouvement de pendules oscillants [1]. La force associée, dite force de masse ajoutée et devant être prise en compte dans le cas d'un mouvement instationnaire d'un objet dans un fluide, est proportionnelle à l'accélération relative de l'objet et au volume du fluide déplacé, avec un coefficient  $C_{AM}$  qui peut être différent de 1, la valeur précise dépendant de la forme de l'objet et d'éventuelles parois ou interfaces proches [2]. Nous nous sommes intéressés à l'existence de ce type de force en milieu granulaire. À partir de simulations numériques bidimensionnelles d'un disque de diamètre  $D$  en situation d'accélération dans un empilement de grains secs de diamètre  $d$ , nous avons mis en évidence l'existence d'une telle force avec un coefficient  $C_{AM}$  dépendant du rapport de tailles  $D/d$ . Un modèle analytique basé sur la forme des champs de vitesse [3, 4] rend bien compte de cette dépendance.

## Références

1. G. G. STOKES, On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums, *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **9**, 8–106, (1851).
2. L. M. MILNE-THOMSON, *Theoretical hydrodynamics*, Courier Corporation (1996).
3. A. SEGUIN, Y. BERTHO, P. GONDRET & J. CRASSOUS, Dense granular flow around a penetrating object: Experiment and hydrodynamic model, *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 048001 (2011).
4. A. SEGUIN, F. MARTINEZ, Y. BERTHO, J. CRASSOUS & P. GONDRET, Experimental velocity fields and forces for a cylinder penetrating into a granular medium, *Phys. Rev. E*, **87**, 012201 (2013).

## Un réseau modulé d'ondes carrées de Faraday

Jean-Gabriel Thiriet<sup>1,2</sup>, Laurette S. Tuckerman<sup>2</sup>, Jalel Chergui<sup>3</sup>, Damir Juric<sup>3</sup>, Seungwon Shin<sup>4</sup>, Rahul Agrawal<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (PMMH), CNRS-ESPCI-PSL-Sorbonne

<sup>2</sup> Ecole Polytechnique et Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Energies Alternatives

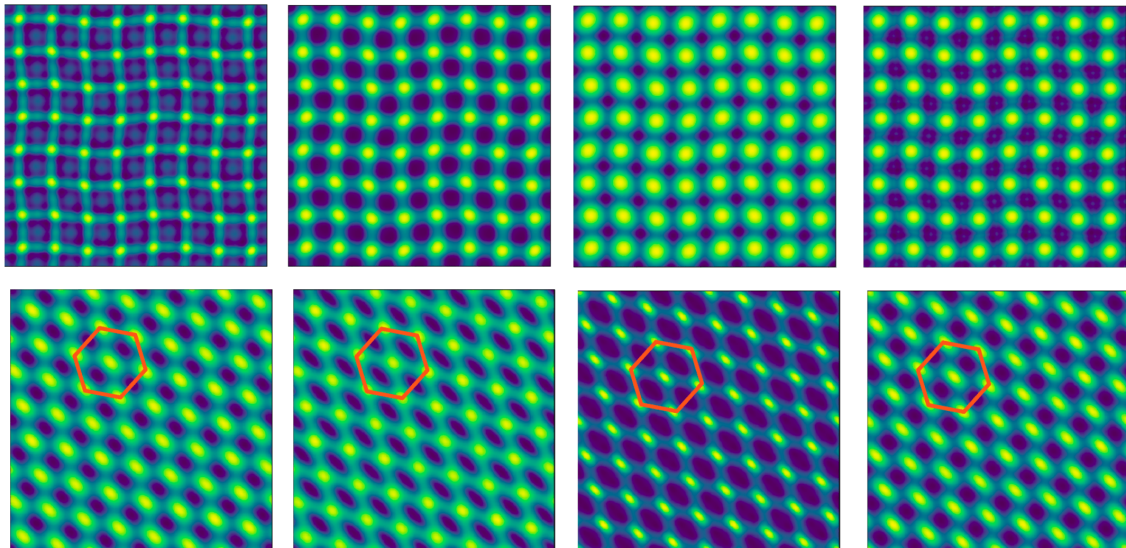
<sup>3</sup> Laboratoire Interdisciplinaire des Sciences du Numérique (LISN), CNRS, Université Paris Saclay

<sup>4</sup> Hongik University, Seoul 121-791, Republic of Korea

<sup>5</sup> Center for Turbulence Research, Stanford University, Stanford CA 94305, USA

laurette@pmmh.espci.fr

Lorsqu'une couche de fluide est soumise à une oscillation verticale, un réseau d'ondes stationnaires apparaît sur sa surface [1]. Domino *et al.* [2] ont observé une modulation lente d'un réseau carré d'ondes de Faraday. Nous avons simulé ce motif numériquement avec le code BLUE [3] sur un maillage de  $256 \times 256 \times 32$  points représentant  $8 \times 8$  ondes de Faraday (Fig. 1 (haut)). Le motif ondulé est le résultat d'une bifurcation supercritique d'un réseau carré régulier. D'autres réseaux carrés, de plusieurs angles et tailles, existent, ainsi que des états intermédiaires entre des rectangles et des hexagones (Fig. 1 (bas)). Nous avons calculé des spectres de Fourier de ces états, ainsi que le diagramme de bifurcation qui les organise.



**Figure 1.** Motif d'ondes carrées modulé (haut) et motif quasi-hexagonale (bas) sur une période de Faraday.

## Références

1. M. FARADAY, On the forms and states of fluids on vibrating elastic surfaces, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **52**, 319–340 (1831).
2. L. DOMINO, M. TARPIN, S. PATINET & A. EDDI, Faraday wave lattice as an elastic metamaterial, *Phys. Rev. E*, **93**, 050202(R) (2016).
3. S. SHIN, J. CHERGUI, D. JURIC, A solver for massively parallel direct numerical simulation of three-dimensional multiphase flows, *J. Mech. Sci. Tech.*, **31**, 1739–1751 (2017).



# Compression et relaxation de feuilles minces sur fluide visqueux

Ayrton Draux<sup>1</sup>, Pascal Damman<sup>1</sup>, Benjamin Davidovitch<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Interfaces et Fluides Complexes, Université de Mons, Belgique

<sup>2</sup> Department of Physics, University of Massachusetts, Amherst, Canada

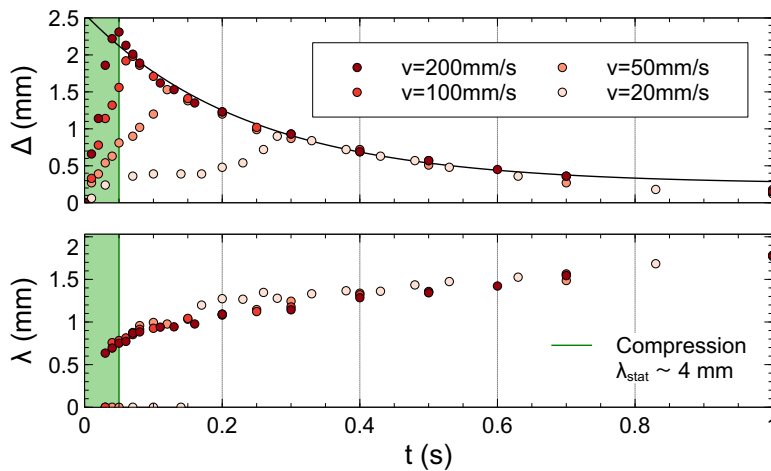
ayrton.draux@umons.ac.be

L'apparition de rides pendant la compression de feuilles minces a principalement été étudiée de manière statique. Cela a permis d'établir plusieurs relations décrivant la longueur d'onde statique en fonction de la nature du substrat sur lequel la feuille est déposée (liquide ou élastomère) [1].

$$\lambda_{\text{elastic}} = 2\pi \left( \frac{B}{E_s} \right)^{1/3}, \quad \lambda_{\text{liquid}} = 2\pi \left( \frac{B}{\rho g} \right)^{1/4}.$$

Dans des régimes de compression plus élevée, on observe l'apparition d'effets nonlinéaires conduisant soit à une bifurcation par doublement de période (substrat élastomère) [2], soit à la focalisation de la déformation dans un plis unique (substrat liquide) [3].

Nous nous concentrons ici sur la compression rapide d'une feuille mince flottant librement sur un fluide visqueux afin de mettre en évidence un régime dynamique de compression. En effet nous voyons apparaître, dans les premiers temps de la compression, une structure caractérisée par une longueur d'onde plus petite que la longueur d'onde statique (cf. Fig. 1). Cette nouvelle longueur d'onde est contrôlée par le rapport entre le module de flexion et la force visqueuse ( $\lambda \sim (B/F_\mu)^{1/4}$ ). Une fois la compression finie, la feuille se relaxe jusqu'à disparition complète des rides. Pendant cette relaxation, la longueur d'onde augmente en suivant la loi  $\lambda \sim (B/\mu)t^{1/3}$  (cf. Fig. 1).



**Figure 1.** Évolution de la distance de compression d'une feuille mince de PDMS de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur sur une huile silicone de 30  $\text{Pa} \cdot \text{s}$  ainsi que la longueur d'onde au cours du temps.

## Références

1. E. CERDA, Geometry and physics of wrinkling, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 7, (2003).
2. F. BRAU, Multiple-length-scale elastic instability mimics parametric resonance of nonlinear oscillators, *Nat. Phys.*, **7**, 56 (2010)
3. F. BRAU, Wrinkle to fold transition: influence of the substrate response, *Soft Matt.*, **9**, 8177 (2013).

# Clusters of heavy particles in two-dimensional Keplerian turbulence

Fabiola Antonietta Gerosa<sup>1</sup>, Héloïse Méheut<sup>1</sup>, Jérémie Bec<sup>2</sup>

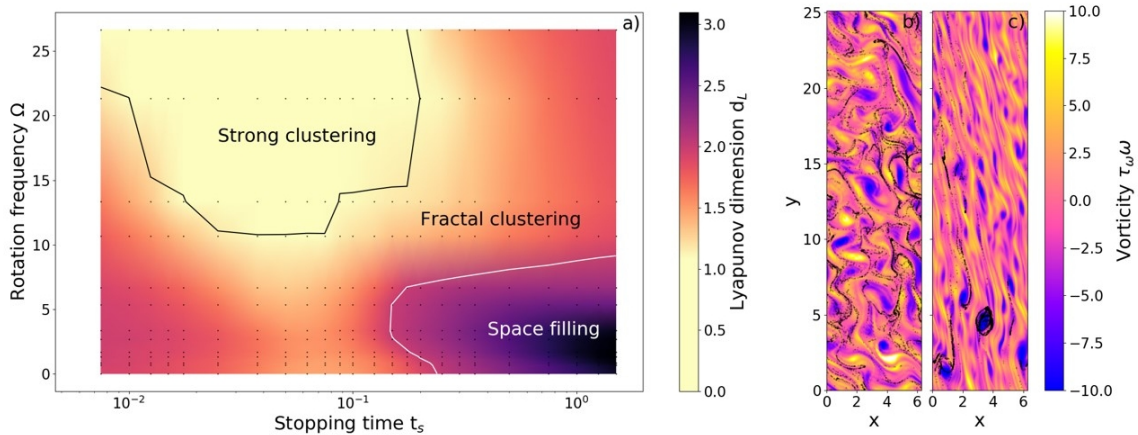
<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Lagrange, Nice, France

<sup>2</sup> Université Côte d'Azur, Inria, CNRS, Cemef, Sophia-Antipolis, France

fabiola.gerosa@oca.eu

Protoplanetary disks are systems composed of gas and a small fraction of dust orbiting around young stars. Dust has to grow into planetesimals,  $\sim$  km size objects that are the building blocks of planets. However, planetesimals formation is still one of the major open questions in planet formation theory. Solids can't grow up to asteroid size relying on sticking after pairwise collisions only, due to the fragmentation barrier and drift barrier [1]. A possibility to overcome this difficulty is to form dense particle clumps, with low velocity-dispersion, that can then collapse under self-gravity. Turbulence in disks is then critical for particle concentration and therefore for planetesimal formation. In this context, we need to understand the dynamics of particles in turbulent flows with Keplerian rotation and shear.

We perform 2D direct numerical simulations using the shearing box approach and a pseudo-spectral solver, varying the rotation frequency  $\Omega$  and the solid stopping time  $t_s$ . We then use tools borrowed from the study of dynamical systems to characterize the dust dynamics in the flow. In particular, the Lyapunov dimension  $d_L$  is calculated for each run. This dimension gives an estimation of the fractal attractor dimension in the phase space [2]. The results obtained for different values of  $\Omega$  and  $t_s$  are showed in Fig. 1. In the two snapshots we see that while the particles are expelled from the eddies and form fractal structures for low values of  $\Omega$ , they tend to concentrate inside the anticyclones for higher rotation rates, eventually forming a pointwise cluster for  $d_L = 0$ . These are promising results for the formation of planetesimals.



**Figure 1.** (a) Phase diagram of  $\Omega$  vs  $t_s$ . The black line is the contour level for  $d_L = 1$ , the white line for  $d_L = 2$ . (b) Snapshot at  $t = 200$  for  $\Omega=4/3$  and  $t_s=0.1$ . (c) Snapshot at  $t = 200$  for  $\Omega=32/3$  and  $t_s=0.1$ .

## References

1. L. TESTI, T. BIRNSTIEL *et al.*, Dust evolution in protoplanetary disks, *Protostars and Planets*, **IV**, 339–361 (2014).
2. J. L. KAPLAN & J. A. YORKE, Chaotic behavior of multidimensional difference equations, *Proceedings on Functional Differential Equations and Approximation of Fixed Points*, **730**, 204–227 (1979).

# Experimental study of the vortex rings generated by an oscillating disc

Joanne Steiner<sup>1</sup>, Cyprien Morize<sup>1</sup>, Alban Sauret<sup>2</sup>, Philippe Gondret<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire FAST, CNRS, Université Paris-Saclay, F-91405 Orsay, France

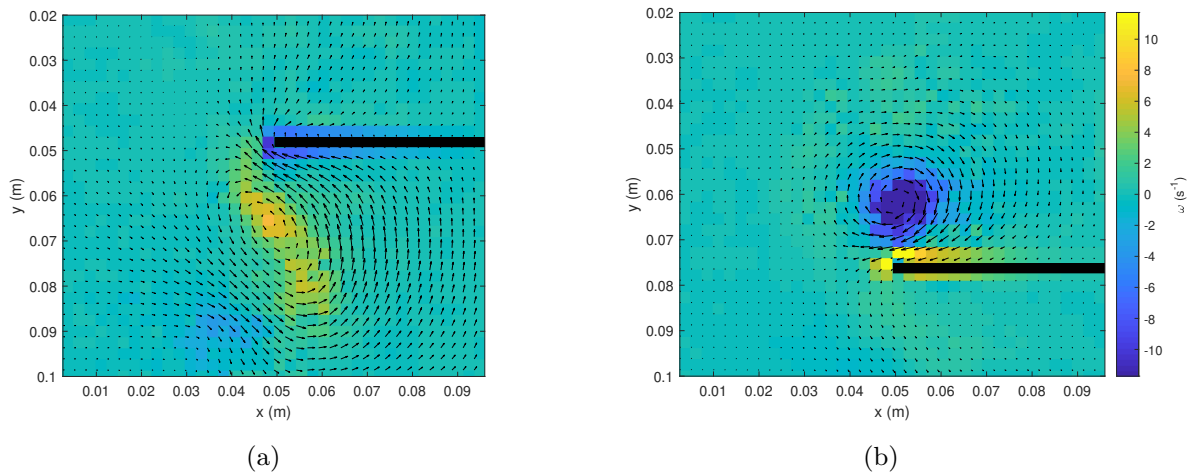
<sup>2</sup> Department of Mechanical Engineering, University of California, CA 93106 Santa Barbara, USA

joanne.steiner@universite-paris-saclay.fr

A better understanding of the vortices generated by a moving body can have many applications, such as optimizing the propulsion of an object. Here, we investigate experimentally the periodic generation of vortices by a disc of diameter  $D$  and thickness  $e$  subject to a sinusoidal oscillation of frequency  $f$  and amplitude  $A$  in an initial quiescent fluid. The roll-up of the boundary layer produced at the edge of the disc generates a vortex ring at each half-oscillation which interacts with the vortex ring generated in the previous half-cycle.

We describe the different flow regimes observed by flow visualizations depending on the disc diameter, the amplitude, and the frequency of oscillation. We mainly identify four regimes. The asymmetry between the vortex rings generated at each half-oscillation characterizes one of these regimes where a circular core vortex ring generated during one half-oscillation prevents the creation of the vortex ring at the next half-oscillation (figure 1).

We characterize by PIV the features of the circular core vortex ring in this asymmetric regime. The characteristics of the vortex ring, *i.e.*, its size, position, and circulation, can be fitted to scaling laws accounting for the parameters of the experiment.



**Figure 1.** Velocity fields (arrows) and vorticity fields  $\omega$  (color scale) for  $A = 1.4$  cm,  $D = 10$  cm,  $f = 0.3$  Hz and  $e = 0.2$  cm. The fields are obtained by phase-averaging PIV results over 20 oscillations. The vortex rings created at the bottom of the disc (a) and the top (b) are asymmetric. We only show half of the disc as the flow is considered axisymmetric around the axis of the disc.

# Dynamics of turbulent structures in Couette–Poiseuille flow

Benoît Semin, Tao Liu, Ramiro Godoy-Diana, José Eduardo Wesfreid

PMMH, CNRS, ESPCI Paris, Université PSL, Sorbonne Université, Université Paris Cité, F-75005, Paris, France  
 benoit.semin@espci.fr

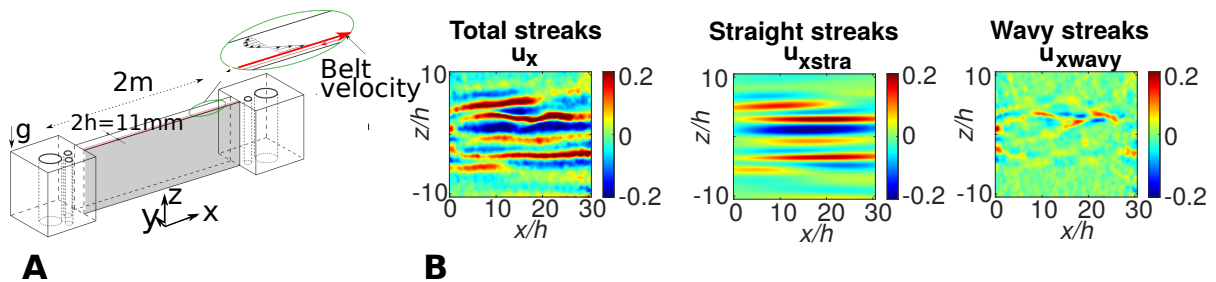
Laminar and turbulent regions can coexist in the transition regime in wall-bounded shear flows, which are for instance flows between two parallel plates. In this regime, active turbulence is localized in turbulent spots, which contain coherent structures, such as streamwise vortices called rolls and modulations of the streamwise velocity called streaks. The nonlinear interaction between these structures is responsible for the self-sustaining process (SSP) of the turbulence. We investigate experimentally the dynamics of these structures and the detailed interplay of their components.

We carry out the experiments in a plane Couette–Poiseuille channel in which the flow is driven by one moving belt and connected to two reservoirs so that the mean flux is zero (Fig. 1 A). The direction of the moving belt defines the streamwise direction  $x$ ,  $z$  is the spanwise direction and  $y$  the wall-normal direction. The streaks and rolls are quantified respectively by the streamwise velocity fluctuations  $u_x$  and  $u_z$ , measured using particule image velocimetry (PIV). We study the decay of turbulence using a ‘quench’ protocol, i.e. an abrupt decrease of the Reynolds number  $Re$  from a fully turbulent state to a laminar regime.

We show that the rolls decay faster than the streaks. The streaks have two decay stages in the decay process. During the first stage of the decay, the remaining rolls slow down the decay of the streaks. This is consistent with the lift-up effect, i.e. the formation of streaks by linear advection of the rolls.

We also study the noise effect, which is the external disturbance generated by the belt driving cylinder, on the transient decay and the permanent regime. The decay dynamics is independent of the noise level. The noise shifts the apparent critical onset of transition. We use the susceptibility of the spanwise fluctuations  $u_z$  in the permanent regime to quantify the noise intensity.

We study the waviness of streaks using vortex generators to induce unstable wavy streaks. The evolution of the streaks becoming wavy from a straight state is characterized using stereoscopic PIV. We apply a spatial filter to separate the straight part and the wavy part of the flow (Fig. 1 B). Our experimental results show clearly how the appearance of the spanwise velocity and the wavy wall-normal velocity is correlated to the increase of the waviness of the streaks, as expected from SSP models.



**Figure 1.** A: sketch of the experiment. B: streamwise fluctuation velocity  $u_x$ , made dimensionless using the belt velocity, at  $Re=500$  and spatial filtering separating the straight and wavy components of the streaks.

## References

1. T. LIU, B. SEMIN, L. KLOTZ, R. GODOY-DIANA, J. E. WESFREID & T. MULLIN, Decay of streaks and rolls in plane Couette–Poiseuille flow, *J. Fluid Mech.*, **915**, A65 (2021).

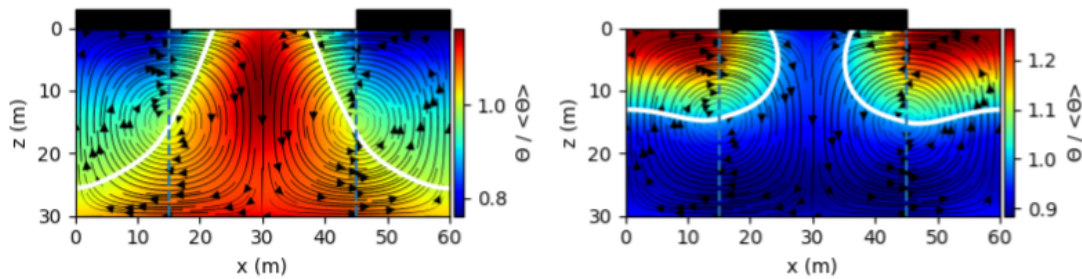
# Effects of surface light modulation on vertical phytoplankton flow dynamics

Vinicius B. Tergolina, Enrico Calzavarini, Gilmar Mompean, Stefano Berti

Université Lille, UMR 7512 - Unité de Mécanique de Lille Joseph Boussinesq (UML), 1 Av. Paul Langevin, 59650, Villeneuve d'Ascq.

vinicius.beltram-tergolina@univ-lille.fr

Phytoplankton growth in oceans and lakes is known to depend in a complex manner on a variety of physical phenomena according to both experimental measurements and numerical models. Experimental studies have put in evidence the relation between planktonic population survival and turbulent upwelling and downwelling flow motions from thermal convection. Recent works have shown the importance of accounting for advective transport in phytoplankton numerical models [1]. In addition, phytoplankton blooms in nutrient-rich polar marine ecosystems are limited by light availability under ice-covered waters. These ecosystems present non-trivial heterogeneous light-limited growth dynamics in the presence of advective transport [2]. In this work we extend a previous advection-reaction-diffusion model [1] accounting for phytoplankton light-limited growth vertical dynamic in the presence of fluid transport. Specifically, we account for horizontally heterogeneous light conditions through the use of two regions with different production regimes, modelling the absence (presence) of light under (in between) obstacles (see Fig. 1). Such a model is intended as an idealized representation of ice-covered waters in polar environments. Results show that the main role of advective transport is to hinder phytoplankton growth, but also that such effect depends on the obstacle positions with respect to the upwelling and downwelling regions of fluid motion. Furthermore, we argue that the sinking speed due to the density difference between phytoplankton organisms and water, while small, plays an important role, which depends on how it sums to the flow. These findings indicate the importance of advective transport for the survival of different phytoplankton species in heterogeneous light-limited polar environments.



**Figure 1.** Instantaneous normalized population density field  $\theta(x, z, t^*)/\langle\theta\rangle$  at a fixed instant of time  $t^*$ . The white line is the isoline  $\theta/\langle\theta\rangle = 1$ . The solid black lines represent flow streamlines, with arrows indicating the circulation direction. The black rectangles indicate obstacle positions below which production is not possible due to the absence of light.

## References

1. V. B. TERGOLINA *et al.*, Effects of large-scale advection and small-scale turbulent diffusion on vertical phytoplankton dynamics, *Phys. Rev. E*, **104**, 065106 (2021).
2. K. E. LOWRY *et al.*, Under-ice phytoplankton blooms inhibited by spring convective mixing in refreezing leads, *J. Geophys. Res. Oceans*, **123**, 90 (2018).

## Spirographic motion in a vortex

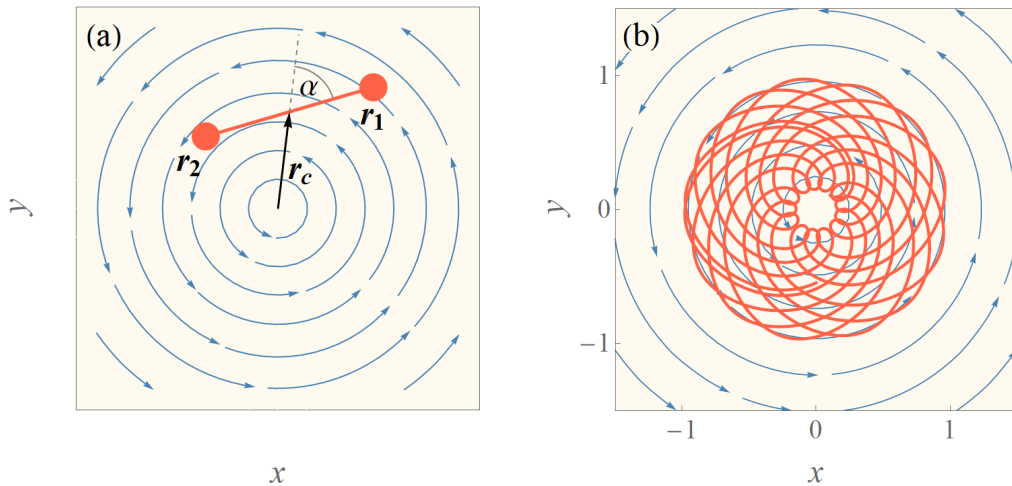
Sumithra Reddy Yerasi<sup>1</sup>, Rama Govindarajan<sup>2</sup>, Dario Vincenzi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, LJAD, 06100 Nice, France

<sup>2</sup> International Center for Theoretical Sciences, Tata Institute of Fundamental Research, Shivakote, Bengaluru 560089, India

yerasisumitra@gmail.com

Studies of particle motion in vortical flows have mainly focused on point-like particles, either inertial or self-propelled. This approximation assumes that the velocity field that surrounds the particle is linear. We consider an inertialess rigid dumbbell in a two-dimensional steady vortex [Fig. 1 (a)]. While this system remains analytically tractable, the particle experiences the nonlinearity of the surrounding velocity field. By exploiting the rotational symmetry of the flow, we reduce the problem to that of a two-dimensional dynamical system, whose fixed points and periodic orbits can be used to explain the motion of the dumbbell. In particular, if  $\ell$  is the length of the dumbbell,  $r_c$  the radial distance of its center of mass, and  $\alpha$  its orientation angle, we show that the quantity  $(r_c/\ell) \exp(-2r_c^2/\ell^2) \cos \alpha$  is a constant of motion irrespective of the form of the vortex. This result has different implications depending on the variation of the fluid angular velocity with the radial distance. For all vortices in which the fluid angular velocity decreases with the radial distance, the dynamics is qualitatively the same and consists of a spirographic quasiperiodic motion around the vortex center. This results from a periodic oscillation in the radial direction combined with a revolution around the center. The shape of the trajectory depends strongly on the initial position and orientation of the dumbbell (see Fig. 1 (b) for a representative trajectory of the center of mass of the dumbbell in the Lamb–Oseen vortex). If the fluid angular velocity is not monotonic, the spirographic motion is altered by the existence of transport barriers, whose shape is now sensitive to the details of the vortex.



**Figure 1.** (a) Schematic of the dumbbell in a vortex. (b) A representative trajectory of the center of mass of the dumbbell in the Lamb–Oseen vortex.

## References

1. S. R. YERASI, R. GOVINDARAJAN & D. VINCENZI, Spirographic motion in a vortex, [arXiv:2201.05448](https://arxiv.org/abs/2201.05448) (2022).

# The turbulent behaviour of Mr. Trump

Yongxiang Huang<sup>1</sup>, François G. Schmitt<sup>2</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Marine Environmental Science, College of Ocean and Earth Sciences, Xiamen University, Xiamen 361102, China & Fujian Engineering Research Center for Ocean Remote Sensing Big data, Xiamen 361102, China & SJTU SMSE-Mingguang Joint Research Center for Advanced Palygorskite Materials, Mingguang 239400, China

<sup>2</sup> CNRS, Univ. Lille, Univ. Littoral Cote d'Opale, UMR 8187, LOG, Laboratoire d'Océanologie et de Géosciences, F 62930 Wimereux, France

yongxianghuang@gmail.com & francois.schmitt@log.cnrs.fr

Turbulence and turbulence-like phenomena are ubiquitous in nature. It has been found in the evolution of the universe, movement of atmosphere or ocean [1], paintings by Leonardo da Vinci [2] and van Gogh [3], collective motion of bacteria [4, 5], financial activity [6] and the lithosphere deformation [7], to name a few. In a turbulent system, a large-range of scales of motions or fluctuations are involved, which leads to a status in between order and disorder, also known as chaos [8]. It is interesting to note that the word “turbulence” or “turbulent” was originally used for a long time for the unpredictable behavior of children or of a crowd, and was adopted in fluid mechanics only at the end of the 19th century [9]. Nowadays, it is still widely used to describe the stochastic fluctuations of financial systems and the social disorders [10]. In this framework, any rigorous and long-term data set measuring indicators belonging to social or psychological domains, is interesting for studying social or psychological intermittency or turbulence. Here using the number of false or misleading claims by Mr. Trump, the ex-president of the United States of America by the *Washington Post*, the similarity between his behavior and the energy dissipation rate from the hydrodynamic turbulent flows is discussed. A direct measurement of the intermittency parameter  $\mu \simeq 0.16$  from the lognormal model is found. Moreover, a multifractal-random-walk test indicates a value of  $\mu \simeq 0.22$ , where the finite size effect is suppressed. This value agrees coincidentally well with the value of high Reynolds turbulent flows. It suggests that Mr. Trump's behavior is indeed intermittent and quantitatively, as well as qualitatively, turbulent.

## References

1. G. D. NASTROM, K. S. GAGE & W. H. JASPERSON, *Nature*, **310**, 36 (1984).
2. U. FRISCH, *Turbulence: the legacy of A. N. Kolmogorov*, Cambridge University Press (1995).
3. J. L. ARAGÓN, G. G. NAUMIS, M. BAI, M. TORRES & P. K. MAINI, *J. Math. Imaging Vis.*, **30**, 275 (2008).
4. H. H. WENSINK, J. DUNKEL, S. HEIDENREICH, K. DRESCHER, R. E. GOLDSTEIN & H. LÖWEN & J. M. YEOMANS, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **109**(36), 14308 (2012).
5. L. P. WANG & Y. X. HUANG, *Phys. Rev. E*, **95**, 052215 (2017).
6. F. G. SCHMITT, D. SCHERTZER & S. LOVEJOY, *Appl. Stoch. Models Data Analysis*, **15**, 29–53 (1999).
7. X. JIAN, W. ZHANG, Q. DENG & Y. X. HUANG, *Phys. Rev. E*, **99**, 062122 (2019).
8. F. G. SCHMITT & Y. X. HUANG, *Stochastic Analysis of Scaling Time Series: From Turbulence Theory to Applications*, Cambridge Univ Press (2016).
9. F. G. SCHMITT, C. R. Mecanique, **345**, 620 (2017).
10. J. ROSEN, *Nature*, **544**, 509 (2017).

## Nonlinear waves along a torus of fluid

Filip Novkoski<sup>1</sup>, Chi-Tuong Pham<sup>2</sup>, Éric Falcon<sup>1</sup>

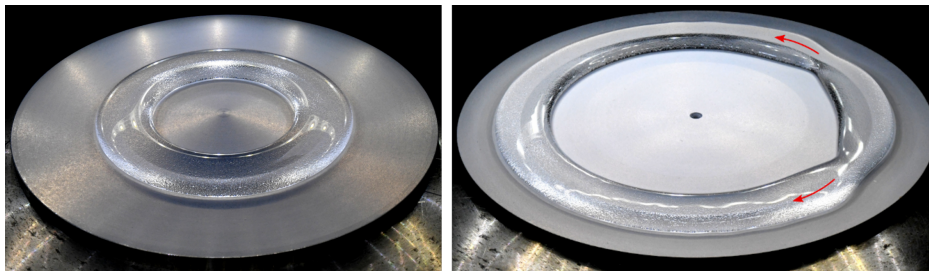
<sup>1</sup> Université de Paris, MSC, UMR 7057 CNRS, F-75013 Paris, France

<sup>2</sup> Université Paris-Saclay, LISN, UMR 9015 CNRS, F-91405 Orsay, France

filip.novkoski@u-paris.fr

Linear and nonlinear waves have been extensively studied both experimentally and theoretically in the context of straight geometries. On the other hand, curved interfaces such as toroidal drops are ubiquitous in nature, but are unstable, making them difficult to control. They have been observed under laboratory conditions, such as Leidenfrost levitation, but in a non-stationary regime. By means of an original technique we have achieved a stable and stationary torus of liquid, deposited on a superhydrophobic substrate which allows for a systematic study of waves along its inner and outer border under both curved and periodic conditions [1, 2].

In order to study linear waves, the torus is excited using a Teflon wavemaker connected to a shaker, and the forcing frequency is linearly varied in time from 0 to 20 Hz. The torus is recorded from above and using a border detection algorithm the displacements  $\eta(\theta, t)$  of the two borders are extracted. The Fourier transform of the displacements,  $\tilde{\eta}(k_\theta, \omega)$  allows us to study the dispersion relation of the torus, yielding a rich spectral signature in the form of varicose, sinuous and sloshing modes [1]. We have been able to discern from this a dispersion relation for gravity–capillary waves along the torus borders.



**Figure 1.** Left: A stationary torus of fluid of outer radius  $R_o = 4.8$  cm on a superhydrophobic substrate. Right: Two counter-propagating solitons along each border of a torus with radius  $R_o = 7.9$  cm.

Nonlinear waves in form of solitons are found to propagate along the torus borders for sufficiently strong forcing amplitudes. By using a linear actuator instead of the shaker, we generate two counter-propagating solitons along each border. We stress the observation of subsonic elevation solitons which are due to the periodicity of the system. These effects are explained by applying periodic boundary conditions to a Korteweg–de Vries equation yielding a non-trivial and nonlinear dependence of the soliton velocity on its amplitude but also torus curvature.

*Acknowledgements:* We thank the ANR Dysturb (ANR-17-CE30-0004) and the Simons Foundation MPS No651463

## References

1. F. NOVKOSKI, É. FALCON & C.-T. PHAM, Experimental dispersion relation of surface waves along a torus of fluid, *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 144504 (2021).
2. F. NOVKOSKI, C.-T. PHAM & É. FALCON, Experimental periodic Korteweg–de Vries solitons along a torus of fluid, submitted to *Phys. Rev. Lett.* (2022).



# Instabilités aéro-élastiques d'une plaque rigide impactée par un jet d'air

Antoine Tatin<sup>1,2</sup>, Pascal Hémon<sup>1</sup>, Xavier Cluzel<sup>2</sup>, Yannick Mourlot<sup>2</sup>, Sophie Ramanarivo<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LadHyX, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex

<sup>2</sup> Fives Stein, 108-112 Av. de la Liberté, 94700 Maisons-Alfort

antoine.tatin@fivesgroup.com

L'utilisation de jets d'air comme moyen de refroidissement est largement répandue dans l'industrie. Sur les lignes de production de fines bandes d'acier (1 mm d'épaisseur, 1 m de large, 30 m de portée libre), il a été observé que la force d'impact des jets d'air sur la surface souple favorise le développement d'instabilités de flottement ou de divergence. La bande se met à osciller entre les matrices de jets, avec une amplitude grandissante, jusqu'à forcer le ralentissement voir l'arrêt de la ligne de production. Les interactions entre l'écoulement de l'air et la dynamique de la bande sont complexes et les critères de stabilité de la bande ne sont pas clairement définis.

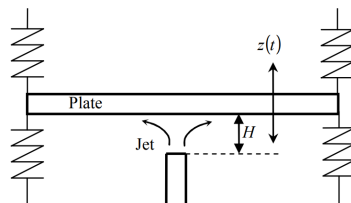


Figure 1. Schéma du montage expérimental. Crédits : [1].

Nous nous sommes intéressés à un modèle expérimental simplifié reproduisant la translation de la bande, en étudiant la stabilité d'une plaque rigide impactée par un jet (Fig. 1). L'élasticité de la bande est modélisée par des ressorts. Le système agit comme un oscillateur harmonique amorti. La présence du jet établit un amortissement négatif ajouté  $\eta_a$  [1]. Si l'amortissement total est négatif, la plaque est instable et se met à osciller avec une amplitude grandissante.

L'amortissement ajouté vient de la variation du champ de pression dans la zone entre la buse et la plaque. Nous avons étudié expérimentalement l'influence de la vitesse de l'écoulement et de la géométrie de la buse : largeur du jet et épaisseur de la paroi. Ces paramètres conditionnent le champ de pression et la taille de la zone d'influence du jet.

Les résultats ont permis de développer et d'affiner le modèle empirique de calcul de l'amortissement.

Un montage expérimental permettant de lâcher la plaque avec une amplitude initiale contrôlée par rapport à la position d'équilibre a été mis en place. L'étude de la réponse à des perturbations d'amplitude variable a révélé le caractère non linéaire de l'instabilité.

## Références

1. M. ANTOINE, P. HÉMON & E. DE LANGRE, Aeroelastic instability of plate subject to normal jet, *C. R. Mécanique*, **11**, 691–695 (2007).

## Why do stars rotate so slowly?

Florentin Daniel<sup>1</sup>, Ludovic Petitdemange<sup>2</sup>, Florence Marcotte<sup>3</sup>, Christophe Gissinger<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Paris, France

<sup>2</sup> LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Université, Paris, France

<sup>3</sup> Université Côte d'Azur, Inria, CNRS, LJAD, France

`florentin.daniel@phys.ens.fr`

Recent asteroseismology observations have shown that rotation profiles of most stars are significantly flatter than expected, especially in the radiative region. This suggests the existence of an unknown and powerful mechanism that extracts angular momentum from the stellar core to its outer parts. In this talk, I will describe global numerical simulations aimed at modeling a radiative stellar layer. For some parameters, we report the existence of a subcritical transition to turbulence due to the generation of a magnetic dynamo, very similar to the (never observed) Tayler–Spruit model. This regime significantly enhances transport in radiative zones, leading to a drastic spin-down of the inner part of the star. Because the magnetic field is mostly hidden in the deep regions of the star, these results predict the existence of intense magnetism in radiative stars where no magnetic fields could be directly observed so far.

## References

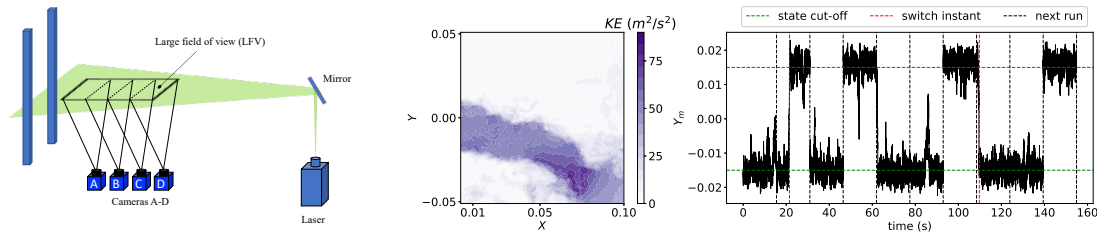
1. L. PETITDEMANGE, F. MARCOTTE, C. GISSINGER, *Hidden dynamo spins down radiative stars*, *Science*, in revision.

# Data-driven discovery of stochastic model of bistable wake past two square cylinders

Indra Kanshana<sup>1</sup>, Antoine Barlet<sup>2</sup>, Joran Rolland<sup>1</sup>

Univ. Lille, CNRS, ONERA, Arts et Métiers Institute of Technology, Centrale Lille, UMR 9014 – LMFL  
 – Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille – Kampé de Fériet, F-59000 Lille, France  
 Laboratoire SPHYNX, CEA/IRAMIS/SPEC, CNRS URA 2464, F-91191 Gif-sur-Yvette, France  
[indra.kanshana.etu@univ-lille.fr](mailto:indra.kanshana.etu@univ-lille.fr)

When two bars of rectangular (or circular) cross-sections  $H$  with finite spacing  $G$  are placed perpendicular to an incoming flow (Fig. 1, left), the instantaneous symmetry of the jet between the cylinders is broken below a critical spacing (Fig. 1, center) and the flow becomes bistable [1] (Fig. 1, right). This bistability leaves clear marks in the drag and lift forces on each cylinder, similar to other bistable bluff body wakes. We have studied the phenomenon using Particle Image Velocimetry measurements performed in the LMFL wind tunnel for several gap ratios  $G/H$  [3] (Fig. 1, left). A clear mechanism driving the switch, and links between the switches and faster processes of the flow have not been proposed yet. We explored possible origins of the switch by slightly twisting the one of the rectangular bar and increasing the sampling rate of our PIV measurement by a factor 20.



**Figure 1.** Left: sketch of the experimental setup. Center: kinetic energy in the plane perpendicular to the bar showing one metastable configuration. Right: time series for average jet position for 10 runs of the experiment.

In our experiments, we observe that waiting time distribution for the mean jet position satisfies a Poisson law (Fig. 1, right). In order to obtain scalar quantities that control the properties of the metastable system, (mean waiting times before switches, angle of tilt of the jet), and have models that can be used for efficient resampling of data, we construct analytic stochastic differential equations (SDE) representing the features of the flow, like the jet position. After quantitatively checking that our data can be represented by a Markov process at its sampling rate, we perform an automated search for the analytically formulated SDE that best represents the observed data, following a recently proposed methodology [2]. This procedure selects analytical terms and computes their coefficients by choosing a balance between the best fit of the dynamics and PDF of our features on the one hand, and simplicity of the model on the other hand.

## References

1. H. J. KIM & P. A. DURBIN, Investigation of the flow between a pair of circular cylinders in the flopping regime, *J. Fluid Mech.*, **196**, 431–448 (1988).
2. J. L. CALLAHAM, J. C. LOISEAU, G. RIGAS & S. L. BRUNTON, Nonlinear stochastic modelling with Langevin regression, *Proc. Roy. Soc. A*, **477**, 20210092 (2021).
3. J. G. CHEN, C. CUVIER, J. M. FOUCAUT, Y. OSTOVAN & J. C. VASSILICOS, A turbulence dissipation inhomogeneity scaling in the wake of two side-by-side square prisms, *J. Fluid Mech.*, **924**, A4 (2021).

# Panaches thermiques en convection turbulente de Rayleigh–Bénard par Fluorescence induite par laser

Clément Toupont<sup>1</sup>, Francesca Chillà<sup>2</sup>, Sylvain Joubaud<sup>2</sup>, Hervé Pabiou<sup>3</sup>, Wandrille Ruffenach<sup>2</sup>, Julien Salort<sup>2</sup>, John Soundar Jerome<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ENSTA-Paris Unité de Mécanique, Institut Polytechnique de Paris, 828 bd des maréchaux, 91762 Palaiseau cedex, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Physique (UMR CNRS 5672) ENS de Lyon, 46 allée d'Italie F-69364 LYON CEDEX 07, France

<sup>3</sup> Univ Lyon, CNRS, INSA Lyon, CETHIL, UMR5008, 69621 Villeurbanne cedex, France

<sup>4</sup> Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, École Centrale de Lyon 36, avenue Guy de Collongue, 69134 Écully cedex, France

`clement.toupont@ensta-paris.fr`

La convection thermique est un phénomène physique présent dans de nombreux procédés industriels et naturels et pour lequel la convection de Rayleigh–Bénard est un paradigme. Récemment, des études se sont penchées sur le rôle de la couche limite thermique sur les mécanismes de transfert de chaleur globaux. L'introduction de rugosités sur les plaques froides/chaudes est un outil pour examiner comment une modification des conditions aux limites influence la couche limite thermique [1–3].

Nous présentons des mesures directes du champ de température en convection turbulente quasi-2D de Rayleigh–Bénard grâce à la fluorescence induite par laser. Nous générons une convection thermique turbulente de Rayleigh–Bénard dans une cellule rectangulaire en PMMA de dimensions  $41,5 \times 41,5 \times 10$  cm remplie d'eau déionisée, et utilisée dans plusieurs études antérieures [1, 2]. La plaque supérieure est entièrement lisse, et la plaque inférieure comporte une rugosité sous la forme d'un réseau de parallélépipèdes de 2 mm de haut et 5 mm de côté, espacés de 1 cm. La plaque supérieure est refroidie par une circulation liquide, et la plaque inférieure est chauffée par effet Joule. La température des deux plaques est mesurée avec des capteurs de température PT100. Un autre capteur PT100 est inséré dans le fluide et mesure la température du cœur de la cellule. Ici, l'écart de température entre les plaques est de  $26^\circ\text{C}$ , le nombre de Rayleigh est  $Ra = 5,4 \times 10^{10}$ , et le nombre de Nusselt est  $Nu = 240$ . La différence de rugosité entre les plaques permet de comparer l'effet des rugosités sur la convection turbulente au sein d'un seul système.

La fluorescence induite par laser nous permet d'accéder expérimentalement au champ de température instantané dans la cellule. Nous montrons que les fluctuations de température sont modifiées proche des rugosités. Nous présentons également des statistiques d'émission de panaches thermiques qui montrent des comportements différents proche des plaques lisse et rugueuse.

## Références

1. J. SALORT, O. LIOT, E. RUSAOUËN, F. SEYCHELLES, M. CREYSSELS, B. CASTAING & F. CHILLÀ, *Phys. Fluids*, **26**, 015112 (2014).
2. O. LIOT, Q. EHLINGER, E. RUSAOUËN, T. COUDARCHET, J. SALORT & F. CHILLÀ, *Phys. Rev. Fluids*, **2**, 044605 (2017).
3. E. RUSAOUËN, O. LIOT, B. CASTAING, J. SALORT & F. CHILLÀ, *J. Fluid Mech.*, **837**, 443–460 (2018).

# Ondes internes et modes vorticaux dans les écoulements stratifiés

Vincent Labarre<sup>1</sup>, Pierre Augier<sup>2</sup>, Giorgio Krstulovic<sup>1</sup>, Sergey Nazarenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Nice, France

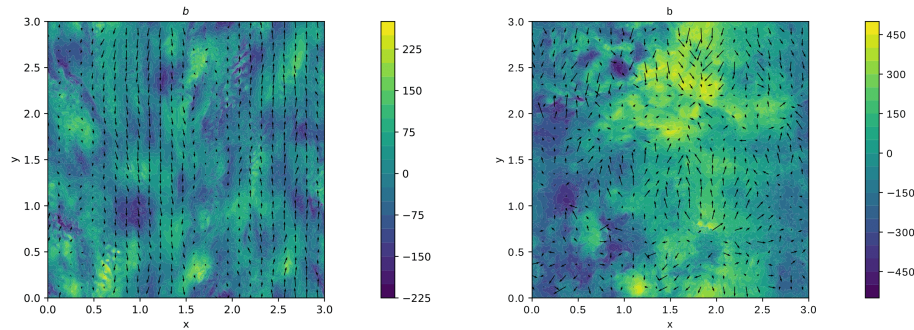
<sup>2</sup> Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, Grenoble, France

<sup>3</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice - INPHYNI, Nice, France

vincent.labarre@oca.eu

Les écoulements stratifiés avec un profil linéaire contiennent des ondes et des modes vorticaux qui interagissent non-linéairement [1]. Quand l'interaction est faible, la théorie de la turbulence d'onde donne des prédictions sur le spectre d'énergie. Dans ce travail, nous présentons des résultats préliminaires de simulations numériques d'écoulements stratifiés effectuées avec le code pseudo-spectral fluidsim [2].

Le forçage aléatoire imposé permet de ne forcer que la composante du champ de vitesse impliquée dans les ondes. En retirant les modes de cisaillement de la dynamique et en faisant varier le nombre de Froude  $F_h$  [3], nous comparons deux types de simulations : celles où nous appliquons une projection permettant d'éliminer les modes vorticaux, et celles dans lesquelles cette projection n'est pas appliquée.



**Figure 1.** Champ de flottabilité pour deux simulations avec  $F_h = 10^{-2}$ . Gauche : *full incompressible* Navier–Stokes. Droite : avec projection éliminant les modes vorticaux.

Nous montrons que l'élimination des modes vorticaux permet naturellement de se rapprocher d'un système d'ondes interne de gravité. Nous exposons comment nous comptons utiliser cette méthode pour tester les prédictions fournies par la théorie de la turbulence d'ondes [4].

*Remerciements* : Ce travail est financé par la *Simons Collaboration on Wave Turbulence*.

## Références

1. M. L. WAITE & P. BARTELLO, *J. Fluid Mech.*, **546**, 313 (2006).
2. A. V. MOHANAN, C. BONAMY, M. C. LINARES & P. AUGIER, *J. Open Res. Softw.*, **7**, 14 (2019).
3. G. BRETHOUWER, P. BILLANT, E. LINDBORG & J.-M. CHOMAZ, *J. Fluid Mech.*, **585**, 343 (2007).
4. P. CAILLOL & V. ZEITLIN, *Dyn. Atmos. Oceans*, **32**, 81 (2000).

# Stabilité de la nage serpentiforme sur la surface de l'eau : réponse harmonique et instabilité paramétrique

Xiao Xie, Johann Herault, Vincent Lebastard, Frédéric Boyer

IMT Atlantique, LS2N, 4 Rue Alfred Kastler, 44300, Nantes, France  
 xie.xiao@imt-atlantique.fr

Lors de la nage serpentiforme sur la surface de l'eau, les robots serpentiformes rencontrent une instabilité de roulis provoquée par les forces de flottabilité. Or, certains serpents semi-aquatiques ont développé d'extraordinaires capacités de stabilisation sur l'eau. Afin de comprendre et reproduire ce comportement, nous avons conçu un nouveau robot serpent bio-inspiré : Natrix [1] (cf. Fig. 1, gauche), dont l'actionnement permet de contrôler la stabilité et la nage indépendamment. Dans cette étude, nous explorerons numériquement la stabilité de ce robot grâce à un modèle dynamique Newton-Euler. Le robot effectue une nage ondulatoire assurée par une onde de courbure, dont les commandes articulaires suivent la loi :  $Q_i(t) = \alpha \sin(ki - 2\pi Ft)$ . Afin de simplifier l'analyse, seuls les effets hydrodynamiques et inertiels du système multi-corps sont pris en compte. Nous étudierons la stabilité du robot dans l'espace paramétrique donnée par l'amplitude  $\alpha$  et la fréquence  $F$  de l'onde de courbure.

A basse et haute fréquences, le mouvement de roulis  $\theta$  se résume à une réponse de l'oscillateur non-linéaire (Fig. 1, région hachuré). Lorsque la fréquence  $F$  s'approche de la fréquence propre du système, le roulis devient paramétriquement instable (région étoilée). Entre les 2 régions, il existe une zone d'accrochage où le roulis décrit des battements (région à point), confirmant ainsi la présence de la résonance paramétrique. Pour décrire ce phénomène, on montre que le mouvement de roulis est décrit par un oscillateur Mathieu-Duffing-forcé

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2(1 + \delta \sin(2\Omega t) + \beta\theta^2)\theta = \Gamma e^{i\Omega t} + c.c. \quad (1)$$

Ayant identifié les paramètres grâce aux simulations, la région d'instabilité peut être raisonnablement prédite par la simulation de l'équation (1) (région bleu). Quant à l'estimation théorique prenant en compte les couplages non-linéaires, elle tend à sous-estimer la région d'instabilité (région rouge) suggérant la possibilité d'une instabilité sous-critique. En conclusion, nous avons produit un modèle réduit pour décrire le comportement du roulis, ouvrant la voie vers des stratégies de contrôle ou de stabilisation efficaces pour la nage du robot serpent.

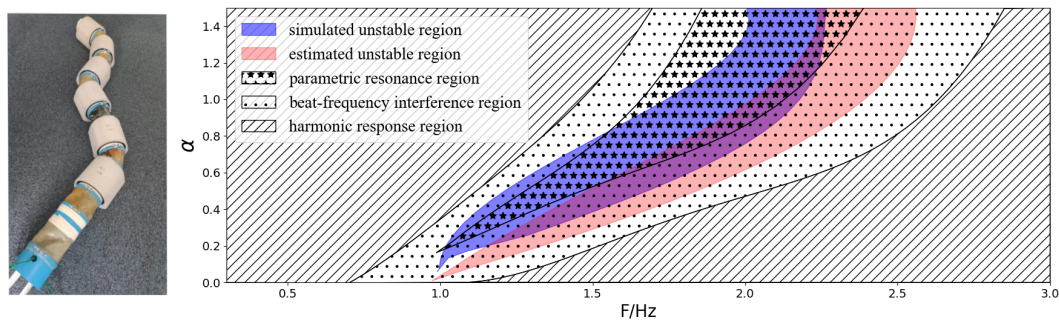


Figure 1. Gauche : robot Natrix ; Droite : la région d'instabilité dans l'espace paramétrique  $F - \alpha$

## Références

1. X. XIE, J. HERAULT, É. CLEMENT, V. LEBASTARD & F. BOYER, Quasi-static motion of a new serial snake-like robot on a water surface: a geometrical approach, IROS 2021, 7372–7377 (2021).

# Bifurcation and gait transition induced by hydrodynamic sensory feedback in an anguilliform swimming robot

Johann Herculat<sup>1</sup>, Laura Paez<sup>2</sup>, Kamilo Melo<sup>3</sup>, Robin Thandiackal<sup>2</sup>, Vincent Lebastard<sup>1</sup>, Frédéric Boyer<sup>1</sup>, Auke Ijspeert<sup>2</sup>

<sup>1</sup> IMT Atlantique, LS2N, 4 Rue Alfred Kastler, 44300 Nantes, France

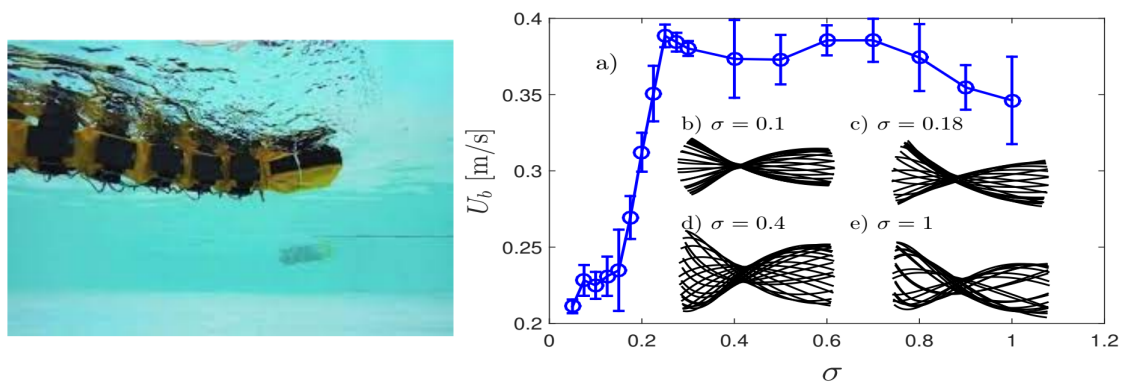
<sup>2</sup> École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Lausanne, Switzerland

<sup>3</sup> KM-RoBoTa, Renens, Switzerland

johann.heraul@imt-atlantique.fr

The diversity and beauty of animal locomotion have always been a source of inspiration and fascination for biologists, physicists, and engineers. Here, we aim to understand how sensory feedback can explain the animal adaptability to a physical medium. Yet, our understanding of the role of the sensory feedback is limited by the complexity of the intertwined relations between central (brain and spinal cord) and peripheral nervous systems (somatic sense) for animals, as well as its numerical implementation in robots [1]. To tackle this problem, we propose to disentangle their respective roles by introducing an artificial antagonism between them in a serial swimming robot (Fig. 1, left). To do so, we design a network of oscillators controlling the robot's actuation to maintain a fully synchronized state without phase lag between the servomotors. Hence, the central nervous system will produce an even bending mode, commonly observed by walking reptiles and amphibians on the ground (see Fig.1, right b).

To reproduce the somatic system, the robot is equipped with a differential hydrodynamic force sensor on each module. This sensory feedback will modulate the phase dynamics of the corresponding oscillator. When the gain of the hydrodynamical force feedback  $\sigma$  exceeds a threshold, a sudden bifurcation leads to a sharp gait transition. Surprisingly, we observe the progressive set-up of undulatory swimming, significantly increasing the robot's velocity (Fig. 1, right). In short, when the robot detects the fluid response, it adapts its gait to improve its swimming performance. Furthermore, we show that this transition is produced by a global symmetry breaking, both in the oscillator chain and body motion. Finally, we will discuss the implication of these results on network stability and its relevance for biological systems.



**Figure 1.** Left: the robot *Agnathax* [1] with its lateral force sensors. Right: transition of the robot's velocity  $U_b$  as a function of the weight of the sensory feedback in the oscillator chain. The body shapes are represented in black, indicating the transition from oscillating to undulating swimming modes.

## References

1. R. THANDIACKAL, K. MELO, L. PAEZ, J. HERAULT *et al.*, Emergence of robust self-organized undulatory swimming based on local hydrodynamic force sensing, *Sci. Robot.*, **6**, eabf6354 (2021).

# Pincement au voisinage d'un ménisque dans un film liquide mince

Alice Étienne-Simonetti<sup>1</sup>, Isabelle Cantat<sup>2</sup>, Frédéric Restagno<sup>1</sup>, Emmanuelle Rio<sup>1</sup>

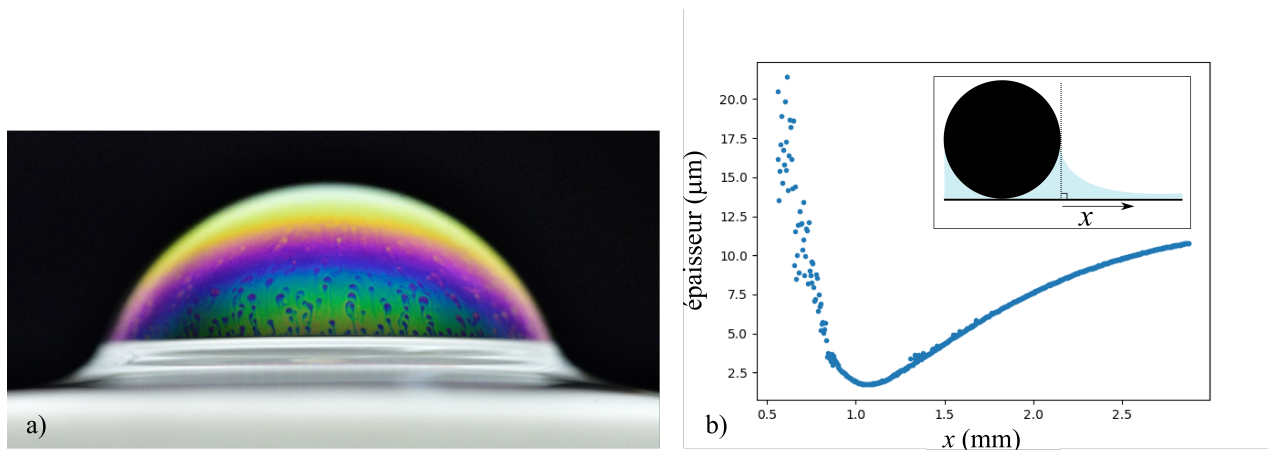
<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Saclay, 91405 Orsay France

<sup>2</sup> Institut de Physique de Rennes, Université Rennes 1, 35042 Rennes France

alice.etienne-simonetti@universite-paris-saclay.fr

Dans un film liquide mince relié à un ménisque, le ménisque crée une aspiration capillaire qui engendre une zone de plus faible épaisseur là où le ménisque se connecte au film. Cette zone fine appelée pincement est à l'origine du phénomène de régénération marginale (cf. Fig. 1 (a)) observé dans les années 60 par Mysels dans les films de savon [1]. Il a été montré récemment [2] que la régénération marginale est d'une importance majeure pour décrire l'amincissement du film au cours du temps c'est-à-dire son drainage. Le drainage est à son tour central pour prédire la durée de vie du film et donc par extension la stabilité des mousses quand il s'agit de films de savon.

Nous étudions la dynamique d'apparition du pincement dans un film d'huile silicone horizontal, déposé sur une surface solide au spin-coater. Le ménisque est créé en déposant un capillaire sur le film. Nous mesurons l'épaisseur du film dans la région du pincement, perpendiculairement au capillaire, à l'aide d'une caméra hyperspectrale. Nous obtenons des profils d'épaisseur (cf. Fig. 1 (b)) en différents instants, qui sont à mettre en regard avec le modèle théorique de la dynamique de ce pincement établi par Aradian *et al.* [3].



**Figure 1.** (a) Photographie d'une bulle de surface illustrant la régénération marginale : des patches circulaires fins montent alors que le reste du film, plus épais, descend. (b) Profil d'épaisseur, dans la zone du pincement, d'un film d'huile silicone de 10 micromètres d'épaisseur initiale, dont le ménisque est créé par un capillaire de diamètre 80 micromètres, 18 heures après avoir déposé le capillaire. L'origine de la coordonnée d'espace est prise au bord droit du capillaire. On voit que l'épaisseur commence par diminuer rapidement, c'est le ménisque, puis atteint un minimum, c'est le pincement, puis rejoint l'épaisseur initiale du film de 10 micromètres.

## Références

1. K. J. MYSELS, S. FRANKEL & K. SHINODA, *Soap films: Study of their thinning and a bibliography*, Pergamon Press (1959).
2. J. MIGUET, M. PASQUET, F. ROUYER, Y. FANG & E. RIO, Marginal regeneration-induced drainage of surface bubbles, *Phys. Rev. Fluids*, **6**, L101601 (2021).
3. A. ARADIAN, E. RAPHAËL & P.-G. DE GENNES, "Marginal pinching" in soap films, *Europhys. Lett.*, **55**, 834–840 (2001).



# Instabilité de modulation pour l'équation de Schrödinger non linéaire avec dispersion aléatoire colorée

Andrea Armaroli<sup>1</sup>, Guillaume Dujardin<sup>2</sup>, Alexandre Kudlinski<sup>1</sup>, Arnaud Mussot<sup>1</sup>, Stefano Trillo<sup>3</sup>,  
Stephan De Bièvre<sup>2</sup>, Matteo Conforti<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Lille, CNRS, UMR 8523-PhLAM-Physique des Lasers, Atomes et Molécules, 59000 Lille

<sup>2</sup> Univ. Lille, Inria, CNRS, UMR 8524 – Laboratoire Paul Painlevé, 59000 Lille

<sup>3</sup> Department of Engineering, Université de Ferrara, 44122 Ferrara, Italie

andrea.armaroli@univ-lille.fr

L'instabilité de modulation (*modulational instability*, MI) est un phénomène physique universel qui se manifeste dans des systèmes physiques non linéaires dispersifs et peut être modélisé à l'ordre plus bas par l'équation de Schrödinger non linéaire (*nonlinear Schrödinger equation*, NLSE). Dans le cas classique, une dispersion de la vitesse de groupe (*group-velocity dispersion*, GVD) anormale est nécessaire pour observer le phénomène.

La MI peut aussi se manifester en dispersion normale si la GVD varie le long de la direction de propagation. L'effet d'une variation aléatoire sous forme d'un bruit blanc (longueur de corrélation infinie) a été largement étudié, voir par exemple [1]. Cette approche théorique est très intéressante mais demeure irréaliste car elle considère des fluctuations infinies sur une échelle infinitésimale.

Nous considérons l'effet d'une fluctuation aléatoire colorée de la GVD. Le modèle s'écrit alors :

$$i\partial_z U - \frac{1}{2}\beta_2(z)\partial_{tt}U + \gamma|U|^2U = 0, \quad (1)$$

où  $U$  est l'enveloppe complexe du champ optique,  $t$  et  $z$  sont le temps et la distance de propagation dans un référentiel qui se propage à la vitesse de groupe de l'onde,  $\gamma$  est le coefficient non linéaire (constant) et  $\beta_2(z) = \beta_2^0 + \delta\beta(z)$  est la GVD. Elle s'écrit comme un processus aléatoire  $\delta\beta(z)$  de moyenne zéro autour d'une valeur constante  $\beta_2^0 > 0$  (GVD normale). Nous considérons des processus gaussiens ou dichotomiques. La densité spectrale de puissance de la fluctuation est classifiée en deux familles : passe-bas ( $S_{\delta\beta}(\kappa) = \frac{N_0}{2} \frac{B^2}{B^2 + \kappa^2}$ , avec  $B$  la largeur bande et  $N_0/2$  la valeur centrale) ou passe-bande ( $S_{\delta\beta}(\kappa) = \frac{N_0}{2} \left[ \frac{B^2}{B^2 + (\kappa - \kappa_0)^2} + \frac{B^2}{B^2 + (\kappa + \kappa_0)^2} \right]$ , modulée autour de  $\kappa_0$ ). Les deux familles sont, en principe, physiquement réalisables et donnent lieu à des bandes de MI en GVD normale.

L'Eq. (1) est linéarisée et le système obtenu est étudiée à l'aide de deux approches analytiques : l'expansion en cumulants [2] et les formules de Furutsu–Novikov–Shapiro–Loginov–Donsker [3]. La comparaison avec les résultats numériques nous permet d'évaluer la fiabilité et les limites des deux approches. Nous obtenons une analyse détaillée des différents régimes de MI [4]. Pour les processus passe-bas, les bandes sont localisées à basse fréquence (autour de la porteuse), de façon similaire à ce que l'on trouve pour le bruit blanc. Pour les processus passe-bande, la MI se localise autour d'une ou plusieurs fréquences données par une condition de résonance paramétrique, très bien étudiée dans les fibres optiques à dispersion oscillante. Les approches analytiques proposées nous permettent de caractériser la transition entre les deux régimes.

## Références

1. F. K. ABDULLAEV, S. A. DARMANYAN, A. KOPYAKOV & F. LEDERER, Modulational instability in optical fibers with variable dispersion, *Phys. Lett. A*, **220**, 213–218 (1996).
2. N. G. VAN KAMPEN, *Stochastic Processes in Physics and Chemistry*, Elsevier (2007).
3. M. GITTERMAN, *The Noisy Oscillator: Random Mass, Frequency, Damping*, World Scientific Publishing Company (2005).
4. A. ARMAROLI, G. DUJARDIN, A. KUDLINSKI, A. MUSSOT, S. TRILLO, S. DE BIÈVRE & M. CONFORTI, Stochastic modulational instability in the nonlinear Schrödinger equation with colored random dispersion, *Phys. Rev. A*, **105**, 013511 (2022).

# Subgrid stress tensor modeling in homogeneous isotropic turbulence using 3D convolutional neural network

Nathaniel Saura<sup>1</sup>, Thomas Gomez<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire PIIM UMR 7345, Aix-Marseille Université, Avenue Escadrille Normandie Niemen, 13013 Marseille

<sup>2</sup> Univ. Lille, CNRS, ONERA, Arts et Metiers Institute of Technology, Centrale Lille, UMR 9014 - LMFL -

Laboratoire de Mécanique des fluides de Lille - Kampé de Fériet, F-59000 Lille, France

[nathaniel.saura@univ-amu.fr](mailto:nathaniel.saura@univ-amu.fr)

Numerical simulation of turbulence is one of the classical approaches for studying active scales dynamics in a turbulent flow. The interactions between the different scales of motion featured by any turbulent flow is intractable with present knowledge and computer power. To bypass these difficulties, numerical models with a reduced number of freedom degrees such as Large Eddy Simulation (LES) have been proposed. In this approach, large-scale motions are solved using the large eddy equations whereas small-scale influence is modeled and injected into the large-scale dynamics. Recently, artificial intelligence (AI) methods have been proposed to model unresolved scale impacts on large scale motions. On one hand, this work promotes a more optimal use of the AI potential and, on the other hand, it provides a framework which allows to deal with the variety of scales. We use an optimized U-net shaped convolutional neural network (CNN) for the learning of the stress tensor which describes the non resolved - resolved as well as the non resolved - non resolved interactions, from the 3D raw filtered velocity field. We show that the present model is one of the most accurate solutions that has been proposed so far, for the prediction of the stress tensor as well as for its derived quantities namely the divergence and its contraction with the filtered strain rate tensor. The AI based quantities correlations with their expected counterparts oscillate between 90 and 99%, outperforming the Clark model. This performance is neither bound to the simulation used for the learning nor to its Reynolds number. We highlight that the machine learning based model accuracy doesn't seem to be affected by the increase of the Reynolds number by 50 or almost 200%. This confirms that the machine learning model inferred a physics compatible mapping between the filtered velocity field and the stress tensor. This coupling widens computational fluid dynamics' scope and proposes to overcome the limitations of our current understanding of the physics and computer capacity to build faster and more reliable numerical models.

# Relaxation d'une tige élastique dans un fluide visqueux : application à la capture de nectar chez les abeilles

Amandine Lechantre<sup>2</sup>, Ayrton Draux<sup>2</sup>, Hoa-Ai Béatrice Hua<sup>1</sup>, Denis Michez<sup>3</sup>, Pascal Damman<sup>2</sup>, Fabian Brau<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Nonlinear Physical Chemistry Unit, Université libre de Bruxelles (ULB), CP231, 1050 Bruxelles, Belgium

<sup>2</sup> Laboratoire Interfaces & Fluides Complexes, Université de Mons, 20 Place du Parc, B-7000 Mons, Belgium

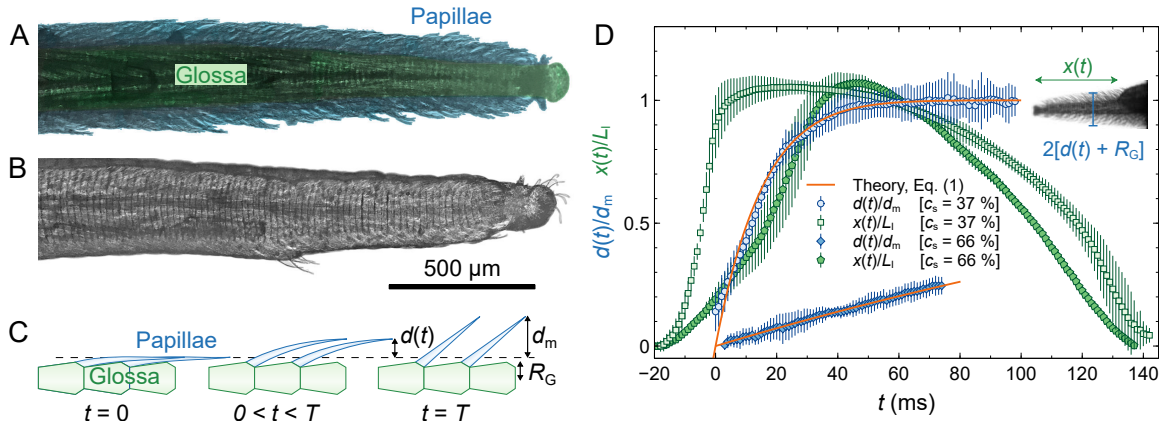
<sup>3</sup> Laboratoire de Zoologie, Université de Mons, 20 Place du Parc, B-7000 Mons, Belgium

hoa-ai.hua@ulb.be

Les abeilles possèdent une langue en forme de brosse composée d'une glosse couverte de papilles très élançées qu'elles trempent 5 fois par seconde dans le nectar pour le collecter [Fig. 1 (A, B)]. Des mesures *in vivo* montrent que la quantité de nectar capturée par lapée reste constante pour des concentrations en sucre inférieures à  $\sim 50\%$  mais chute significativement pour des concentrations supérieures. Afin de comprendre cette évolution, nous avons étudié la capture de nectar chez les bourdons. Lorsque la langue pénètre le liquide, les papilles, initialement en contact avec la glosse, se relaxent [Fig. 1 (C, D)]. En combinant des mesures *in vivo* effectuées sous microscope équipé d'une caméra rapide, des expériences macroscopiques avec des tiges flexibles et un modèle théorique viscoélastique, nous montrons que la relaxation des papilles est décrite par :

$$\frac{d(t)}{d_m} = 1 - \left[1 - \frac{t}{T}\right]^{11}, \quad T = 4,35 \left[\frac{\mu^{10} d_m}{\bar{E}^{10} v_c}\right]^{1/11}, \quad (1)$$

où  $0 \leq d(t) \leq d_m$  est la distance entre l'extrémité libre d'une papille et la glosse,  $T$  le temps caractéristique de relaxation [Fig. 1(C)],  $\mu$  est la viscosité,  $\bar{E} = ER^4/L^4$  avec  $E$  le module de Young de la papille,  $R$  son rayon,  $L$  sa longueur et  $v_c = 4\mu/\rho_\ell R$  avec  $\rho_\ell$  la densité du liquide. A basse concentration en sucre, le temps  $T$  nécessaire aux papilles pour s'ouvrir complètement est inférieur au temps caractéristique de lapement ( $T_L \simeq 0.2$  s); elles contribuent donc pleinement à la capture du nectar. Aux grandes concentrations correspondant à la chute du taux de capture, la dissipation visqueuse empêche l'ouverture complète des papilles [Fig. 1 (D)] ce qui impacte la quantité de nectar capturé. L'incorporation de cette dynamique de relaxation dans un modèle simple de capture de nectar permet de bien reproduire les mesures *in vivo* de la quantité de nectar capturé par unité de temps en fonction de la viscosité du liquide.



**Figure 1.** Photographies de la langue d'un *Bombus terrestris* avec les papilles ouvertes lors de l'immersion dans un liquide (A) [fausses couleurs] et plaquées à la glosse par les forces capillaires lors du retrait. (C) Schéma de la dynamique de relaxation des papilles. (D) Évolution temporelle de la longueur immergée de la langue  $x(t)$  et de la position du bout des papilles  $d(t)$  pour deux valeurs de la concentration  $c_s$  en sucre. L'évolution donnée par l'Eq. (1) est également montrée (courbes oranges).

# Direct and inverse cascades in turbulent Bose-Einstein condensate

Ying Zhu<sup>1</sup>, Boris Semisalov<sup>2,3,4</sup>, Giorgio Krstulovic<sup>2</sup>, Sergey Nazarenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice (INPHYNI)

<sup>2</sup> Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange

<sup>3</sup> Novosibirsk State University, 1 Pirogova street, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>4</sup> Sobolev Institute of Mathematics SB RAS, 4 Academician Koptyug Avenue, 630090 Novosibirsk, Russia  
yzhu@unice.fr

Cascades of energy or/and other invariants play the central role in the hydrodynamic and wave turbulence (WT). Recently, WT was implemented experimentally in Bose-Einstein condensates (BEC) [1]. BEC has a great potential as a platform for experiments in turbulence, both of vortex and wave kinds. This is because of the close analogy between the BEC motion and the classical fluid flow, as well as because the BEC experiments allow a great deal of flexibility often unavailable in the classical fluid experiments. Moreover, the Gross-Pitaevskii equation (GPE) describing the BEC dynamics appears to be a universal nonlinear model whose importance spans over diverse physical systems, in particular in optics, plasmas and water wave theory [2]. The wave turbulence theory (WWT) is a mathematical framework describing the statistical behavior of WT dominated by weakly nonlinear waves [3]. The main object in this theory is the wave-action spectrum which is the second-order moment of the wave amplitude and which evolves according to the so-called wave-kinetic equation (WKE). The most remarkable achievement of WWT is that it gives the stationary scaling solutions by solving WKE analytically. The power-law scaling solutions in WWT are called Kolmogorov-Zakharov (KZ) spectra, which are analogous of Kolmogorov spectra in hydrodynamic turbulence. The latter, on the other hand, can be derived only by dimensional analysis.

Let us focus on WT in the four-wave regime of the 3-dimensional Gross-pitaevskii system, where the effect of condensate is negligible. The associated WKE predicts two non-equilibrium stationary power laws:  $k^{-1}$  of the spherically-integrated wave-action spectrum for the direct cascade of energy, and  $k^{-1/3}$  for the inverse cascade of particles. To obtain the stationary solutions given by WWT, we numerically solved the GPE and WKE respectively at high resolutions with proper external forcing injected and dissipation at the largest and smallest scales.

It is notable that the recent WT experiments in BEC implemented by [1] reported a mysterious scaling of  $k^{-1.5}$  for the direct cascade. To fix this, we applied a log-correction to the power-law solution, similar as in 2-dimensional hydrodynamic turbulence. The numerical results of both GPE and WKE, it turns out, match the log-corrected KZ spectrum quite well. In hydrodynamic turbulence theory, it is well known that the flux across the inertial range determines the power-law energy spectrum. As previously stated, the dimensional analysis provides this relationship with Kolmogorov spectrum, but leaves an arbitrary constant to be fitted by experiments or numerical simulations. Fortunately, in WWT, it is possible to derive the analytical expression for such a similar constant and to compute its value. In this work, we found the universal constant of the KZ spectrum for the inverse cascade. In addition, the  $k^{-1/3}$  law is achieved for the first time in numerical simulations. The wave-action spectra generated by GPE and WKE correspond very well with the prediction by the flux of particles using the constant we obtained.

## References

1. N. NAVON, A. L. GAUNT, R. P. SMITH & Z. HADZIBABIC, Emergence of a turbulent cascade in a quantum gas, *Nature*, **539**, 72 (2016).
2. S. DYACHENKO, A. NEWELL, A. PUSHKAREV & V. ZAKHAROV, Optical turbulence: weak turbulence, condensates and collapsing filaments in the nonlinear Schrödinger equation, *Physica D*, **57**, 96 (1992).
3. S. NAZARENKO, *Wave turbulence*, Vol. 825, Springer Science & Business Media (2011).

# Invariance d'échelle et dynamique non linéaire de la concentration partielle en CO<sub>2</sub> dans l'air et dans l'eau à partir de séries temporelles d'observation océaniques

François G. Schmitt

Univ. Lille, CNRS, ULCO, Laboratory of Oceanology and Geosciences, UMR LOG 8187, Wimereux, France  
francois.schmitt@log.cnrs.fr

Le rôle de l'océan dans l'absorption du CO<sub>2</sub> atmosphérique est un sujet d'actualité dans le domaine des sciences du climat, et dans la société en général. Le flux de CO<sub>2</sub> à travers l'interface air-mer s'écrit  $F = k(U_{10})K_0\Delta p$ , où  $K_0$  est le coefficient de solubilité de CO<sub>2</sub>,  $k(U_{10})$  est la vitesse de transfert gazeux, qui dépend de la vitesse du vent à 10 m  $U_{10}$ , et  $\Delta p = p_w - p_a$ , la différence de la concentration partielle en CO<sub>2</sub> dans l'eau et dans l'air. Dans ce contexte nous nous intéressons ici à la dynamique non-linéaire de cette différence  $\Delta p$ , et de l'influence de la turbulence sur cette dynamique.

Nous considérons des séries temporelles d'observations in situ de chacune des deux quantités  $p_w$  et  $p_a$ , à des pas de temps horaires ou tri-horaires, selon les bases de données. Ces quantités sont des scalaires chimiquement actifs, dont la dynamique est également fortement impactée par le transport turbulent. Elles sont fortement variables, sur une grande gamme d'échelles. Une analyse spectrale de chacune de ces séries, et de leur différence, montre un régime invariant d'échelle  $E_{\text{CO}_2}(f) \sim f^{-\beta}$  avec une pente spectrale  $\beta \simeq 1,5$ . Cette pente différente de la valeur 5/3 obtenue pour un scalaire passif (comme la température ou la salinité) montre que le CO<sub>2</sub> est ici un scalaire chimiquement actif. Le signe du flux est également une quantité intéressante, car il détermine la direction du flux, de l'atmosphère vers l'océan ou de l'océan vers l'atmosphère. Nous étudions alors la dynamique non linéaire de ce signe, sous forme de statistiques de temps de retour. Ceci est réalisé à partir de différentes séries temporelles, observées en zone côtière ou océan plus profond.

# Downslope granular flow through a forest of obstacles

Baptiste Darbois Texier, Yann Bertho, Philippe Gondret

Université Paris-Saclay, CNRS, Laboratoire FAST, F-91405, Orsay, France  
baptiste.darbois-texier@universite-paris-saclay.fr

Natural and artificial obstacles are known to mitigate the damages provoked by avalanches and other geophysical hazards. In order to design obstacles that reduce efficiently these damages, a fine understanding of the interaction between a granular flow and obstacles is required. Benito *et al.* have investigated the role of a “forest” of cylindrical pillars on the stability of a granular layer on an incline [1]. They revealed that the presence of pillars increases the stability of the granular layer towards larger slope angles. They succeeded in rationalizing this effect by a simple model that takes into account the additional friction force exerted by the pillar forest onto the granular layer. However, the stationary flow of grains crossing a forest of obstacles has not been considered yet while it is of interest to better understand the coupling between granular flows and multiple obstacles. More recently, Luong and co-workers have studied the spreading of a mass of grain on a slope that contains a regular array of pillars [2]. They found that the presence of pillars slows down the spreading of the granular mass and enhances its lateral dispersion. Luong *et al.* proposed an empirical model to capture the slow-down of the granular mass through forested regions introducing an effective friction coefficient that depends on inter-pillars distance. However, the stationary flow of grains crossing a forest of obstacles has not been considered yet while it is of interest to better understand the coupling between granular flows and multiple obstacles.

This work explores the effect of a forest of obstacles made of cylindrical pillars on the stationary granular flow running down an incline. The experimental setup consists of a plane of 50 cm in length and 37 cm in width that can be inclined by an angle from the horizontal up to 45 degrees. The plane is covered by a layer of glued glass beads to avoid wall-slip at the bottom of the granular layer. The main specificity of this setup is to include a forest of pillars positionned along a regular arrangement. The diameter of pillars is 2 mm and their height (35 mm) is always larger than the thickness of the flowing granular layer. We quantify how the steady flow rate of grains is affected by the inter-pillars distance for different layer thicknesses and slope angles. We propose a model for this problem based on a depth-average approximation associated with  $\mu(I)$ -rheology [3] and that considers the average force exerted by the pillars on the granular layer. This model allows to predict under which conditions a forest of obstacles significantly decreases the energy carried by the granular flow.

## References

1. J. BENITO, Y. BERTHO, I. IPPOLITO & P. GONDRET, Stability of a granular layer on an inclined fakir plane, *EPL*, **100**, 34004 (2012).
2. T. H. LUONG, J. L. BAKER & I. EINAV, Spread-out and slow-down of granular flows through model forests, *Granular Matter*, **22**, 1 (2020).
3. Y. FORTERRE & O. POULIQUEN, Flows of dense granular media, *Annu. Rev. Fluid Mech*, **40**, 1 (2008).

# Regularization theory of singular bifurcations

Alexander Farutin, Chaouqi Misbah

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, F-38000 Grenoble, France  
alexandr.farutin@univ-grenoble-alpes.fr

Bifurcation theory has become an inevitable branch of research across disciplines. Nonlinearities make, in general, systems with an explicit exact solution to be an exception. The classical method is then to develop a perturbation expansion, expressing the solution as a regular power series in terms of an amplitude describing the bifurcation. However, the existence of exact nonlinear solutions, even if rare, revealed recently that this analytical expansion can be defective, in that the bifurcation equation is singular (cannot be expanded in an analytic power series) leading to novel types of bifurcations, called here singular bifurcations.

We will first illustrate our investigation with an exactly solvable model of microswimmers exhibiting a singular bifurcation from the stationary state to motility as a function of activity. We then propose an original theory which allows us to show how singular bifurcations can emerge, and how to properly treat them. Furthermore, we provide a systematic classification of singular bifurcations.

We show in this study that a singular bifurcation can be regularized to a classical bifurcation by a small perturbation of the singular problem. The regularized problem shows the classical form of the perturbative solution but this solution agrees with the exact solution of the regularized problem only in a small range of perturbation amplitudes and does not, in general, have anything in common with the singular solution for any finite perturbation amplitude. The coefficients of the perturbative expansion diverge as the regularization parameter tends to zero.

We propose a method of analytic extrapolation that allows us to recover correctly the singular solution from the truncated perturbative expansion of the regularized problem. This method allows us to reconstruct quantitatively the singular limit and the solution of the regularized problem for perturbation amplitudes beyond the radius of convergence [1].

## References

1. A. FARUTIN & C. MISBAH, Singular bifurcations: a regularization theory, [arXiv:2112.12094](https://arxiv.org/abs/2112.12094) (2022).

# Wavelength selection in transitional turbulence

Sébastien Gomé<sup>1</sup>, Laurette S. Tuckerman<sup>1</sup>, Dwight Barkley<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (PMMH), CNRS, ESPCI Paris, PSL Research University, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris 75005, France

<sup>2</sup> Mathematics Institute, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, United Kingdom

sebastien.gome@espci.fr

The transition to turbulence in plane shear flows is characterized by coexisting turbulent and laminar zones [3]. Unlike in the case of pipe flow [1], these zones appear in the form of regular patterns, oblique in the streamwise-spanwise plane. The mechanism explaining how those statistically steady structures arise from uniform turbulence is still unclear: is it due to a random nucleation of laminar gaps; or to a long-wavelength instability of the uniform turbulent flow?

We first address this question by using periodic domains of restricted lengths and fixed tilt, where patterns of fixed wavelengths can exist, over a limited range in Reynolds number. The stability of such fixed-wavelength patterns is studied as a function of Reynolds number, showing that there is a preferred wavelength (around 40 half-gaps) for which the pattern is most stable.

This picture is complemented by a study of the energy balance of patterns in a restricted-sized periodic domain, with a varying wavelength. We show that the most stable wavelength corresponds to a most energetic state, which is characterized by a strongest mean flow.

We secondly study the impact of the mean flow along those turbulent bands. We therefore introduce a Modified Plane Couette flow, in which the large-scale spanwise velocity is suppressed, while still allowing modulations of the streamwise velocity, necessary for the existence of bands. We show that in the absence of large-scale spanwise flow, laminar gaps appear at random locations in space and time (like the puffs in pipe flow). This suggests that the regular patterned appearance of gaps is related to large-scale spanwise flow but not essential to the evolution of bands in Plane Couette Flow.

This work is partially supported by a grant from the Simons Foundation (Grant number 662985, NG).

## References

1. D. MOXEY & D. BARKLEY, Distinguishing large-scale turbulent-laminar states in transitional pipe flow, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **107**, 8091–8096 (2010).
2. D. BARKLEY & L. TUCKERMAN, Mean flow of turbulent-laminar patterns in plane Couette flow, *J. Fluid Mech.*, **576**, 109–137 (2007).
3. Y. DUGUET, P. SCHLATTER & D. S. HENNINGSON, Formation of turbulent patterns near the onset of transition in plane Couette flow, *J. Fluid Mech.*, **650**, 119–129 (2010).

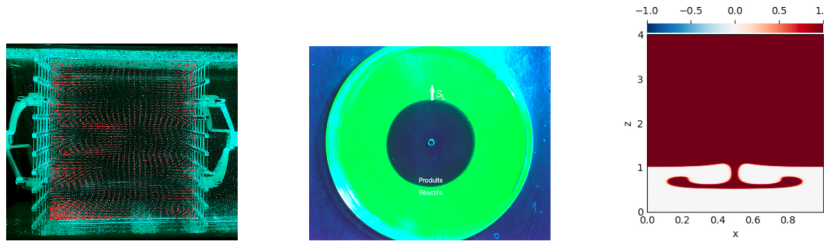


# Propagation de front réactif en milieu turbulent

Nihal Tawdi, Christophe Almarcha, Michael Le Bars

Aix-Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342, Marseille, 13013, France  
 nihal.tawdi@univ-amu.fr

Le dégagement de chaleur issu des réactions de combustion complexifie la caractérisation de l'effet de la turbulence sur la propagation d'un front de flamme. L'expression de sa vitesse reste cependant débattue dans la littérature, donnant ainsi lieu à diverses relations (e.g. [1–5]).



**Figure 1.** (a) Système de grilles oscillantes dans une cuve d'eau ; (b) Photographie instantanée de la propagation de la réaction chimique autocatalytique dans un milieu au repos observée par LIF ; (c) Simulation numérique de l'évolution du champ de concentration avec  $C = 0$  correspondant au produit et  $C = 1$  au réactif.

Afin de quantifier l'influence spécifique de la turbulence sur la vitesse et la forme du front en l'absence d'expansion, on s'intéresse à une réaction chimique dite autocatalytique en milieu aqueux, analogue d'une réaction de combustion, caractérisée par la propagation d'un front réactif séparant les réactifs des produits.

Dans notre dispositif expérimental, la turbulence est générée par un système de grilles oscillantes permettant d'établir une turbulence homogène et isotrope dans une cuve d'eau fermée (Fig. 1(a)). Des mesures couplées de PIV et de LIF (figure 1(b)) permettent de suivre, en simultané, le champ de vitesse et la propagation du front.

Notre approche expérimentale est complétée par des calculs numériques résolvant la propagation du front de réaction dans un écoulement imposé, avec le solveur Dedalus [6] (Fig. 1(c)).

Nous présenterons ici les premiers résultats de la caractérisation de la turbulence de grilles, de l'avancement laminaire de notre réaction chimique, et de l'étude numérique systématique pour un écoulement progressivement complexifié.

## Références

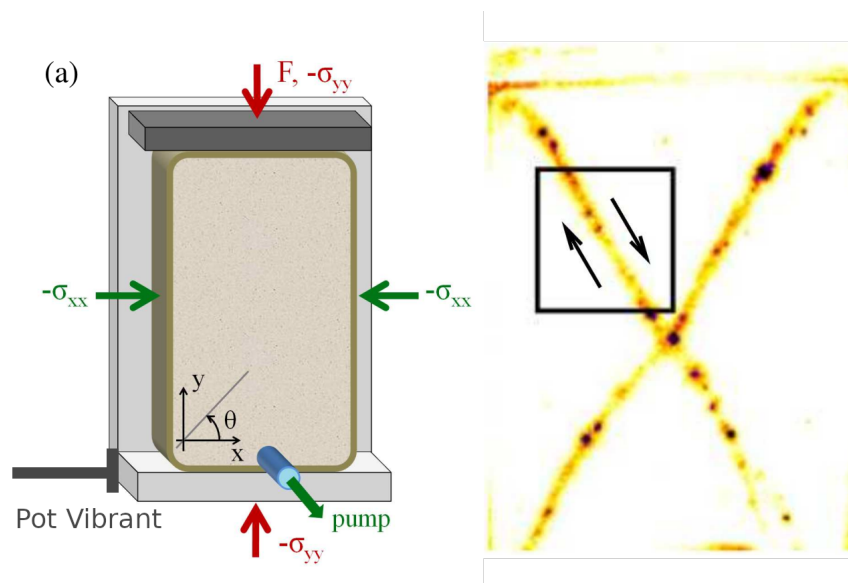
1. G. DAMKÖHLER, Der einfluss der turbulenz auf die flammengeschwindigkeit in gasgemischen, *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie*, **46**, 601–626 (1912).
2. K. I. SCHELKIN, *Zhur. Techn. Fiz.*, **520** (1943).
3. P. CLAVIN & F. A. WILLIAMS, Theory of premixed-flame propagation in large-scale turbulence, *J. Fluid Mech.*, **90**, 589–604 (1979).
4. A. M. KLIMOV, Premixed turbulent flames—interplay of hydrodynamic and chemical phenomena, *Flames, lasers, and reactive systems*, **88**, 133–146 (1983).
5. Ö. L. GÜLDER, Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes, *Symposium (International) on Combustion*, **Vol. 23**, No. 1, Elsevier (1991).
6. K. J. BURNS, G. M. VASIL, J. S. OISHI, D. LECOANET, B. P. BROWN, Dedalus: A flexible framework for numerical simulations with spectral methods, *Phys. Rev. Res.*, **2**, 023068 (2020).

# Influence du bruit mécanique sur la plasticité d'un milieu granulaire

Ambroise Mathey, David Houdoux, Jérôme Crassous, Axelle Amon

Univ Rennes, CNRS, IPR (Institut de Physique de Rennes) - UMR 6251, F-35000 Rennes, France  
 ambroise.mathey@univ-rennes1.fr

Nous nous intéressons à la déformation d'un milieu granulaire quand il est soumis à un test mécanique standard où l'on comprime un échantillon de billes de verre (70–100  $\mu\text{m}$ ) contenu dans une membrane en latex plaqué contre un hublot. L'évolution de la plasticité, est observée en utilisant une méthode de spectroscopie par diffusion multiple de la lumière (DWS). On s'intéresse au régime qui suit la localisation de la déformation (bandes de cisaillement) à partir d'un certain taux de déformation (4–5 %) de l'échantillon. En étudiant les fluctuations de la plasticité dans ces bandes stationnaires, on observe que les statistiques sont les mêmes que celles observées dans les tremblements de terre [1].



**Figure 1.** À gauche : principe du test biaxial. À droite : bandes de cisaillement après la localisation en l'absence de vibrations.

Je présenterai des résultats récents sur l'étude de la robustesse de la phénoménologie observée en présence de bruit mécanique. Pour cela des vibrations sont imposées à l'aide d'un pot vibrant à la base de l'échantillon (cf. Fig. 1). Nous explorons la gamme de vibration nécessaire pour observer une modification de la réponse du matériau (quantité d'événements, localisation...).

## Références

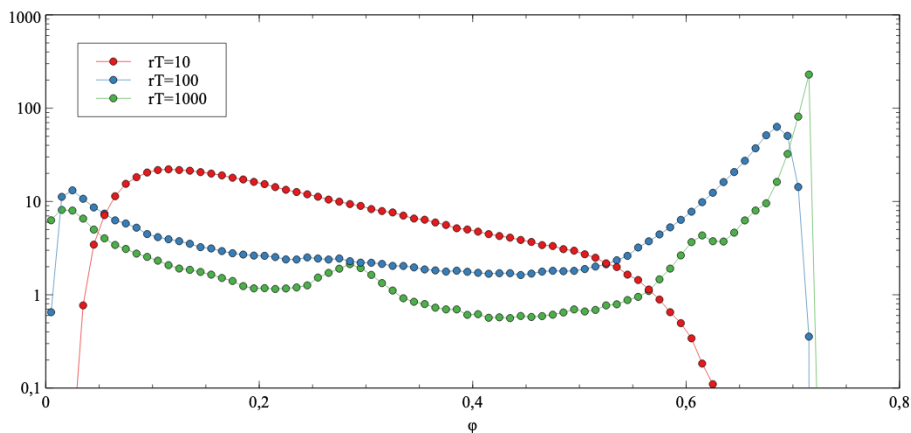
1. D. HOUDOUX, A. AMON, D. MARSAN, J. WEISS & J. CRASSOUS, Micro-slips in an experimental granular shear band replicate the spatiotemporal characteristics of natural earthquakes, *Commun. Earth Environ.*, **2**, 90 (2021).

# Séparation de phase dans les mélanges binaires à deux températures

Guillaume Palumbo, Pascal Damman

Laboratoire Interfaces et Fluides Complexes, Université de Mons, Belgique  
 guillaume.palumbo@umons.ac.be

Dans une nouvelle approche des systèmes actifs, Joanny et al. ont proposé d'étudier des mélanges de particules purement répulsives couplées à deux thermostats de températures différentes [1]. Maintenir cet écart de température crée un système hors-équilibre imitant des différences d'activité de manière implicite. Ces mélanges à deux températures présentent des phénomènes de séparation de phase semblables aux résultats obtenus avec des systèmes actifs (MIPS). On peut relier l'apparition de ces séparation de phase à l'existence d'interactions entre particules froides et chaudes poussant les premières à se réunir en amas. Le caractère hors-équilibre se traduit dans l'apparition d'un potentiel effectif attractif entre les particules froides. À l'heure actuelle, ces mélanges ont principalement été étudiés théoriquement [1] et numériquement [2] dans la limite des systèmes dilués. Dans le cadre de ce travail, nous abordons le cas des systèmes denses. Nous avons fixé la fraction de particules froides et de particules chaudes dans le système et établi un diagramme de phase du système déterminé par la compacité globale et le rapport des températures maintenu entre les deux populations. Pour les systèmes denses, nous observons un diagramme de phase très proche de ceux obtenus avec de la matière active, le rapport des températures jouant un rôle semblable à celui du nombre de Péclet [3], avec une séparation de phase qui s'accroît avec l'écart de température. Par la suite, les résultats obtenus sont comparés à des séparations de phase obtenues dans des systèmes plus classiques de particules Browniennes attractives afin de quantifier l'attraction effective entre particules froides créée par le bain à haute température. Enfin, nous nous intéressons à la dynamique de clusters de particules froides entourées de particules chaudes dans le but de mettre en lumière une éventuelle tension de surface.



**Figure 1.** Distributions de densité obtenues pour une compacité  $\phi = 0.4$  pour les ratios de température  $rT = 10$  (rouge), 100 (bleu) et 1000 (vert) ; la séparation de phase apparaît et s'accroît à mesure que  $rT$  augmente.

## Références

1. E. ILKER & J.-F. JOANNY, Phase separation and nucleation in mixtures of particles with different temperatures, *Phys. Rev. Res.*, **2**, 023200 (2020).
2. S. WEBER, C. WEBER & E. FREY, Binary mixtures of particles with different diffusivities demix, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 058301 (2016).
3. G. REDNER, M. HAGAN & A. BASKARAN, Structure and dynamics of a phase-separating active colloidal fluid, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 055701 (2013).

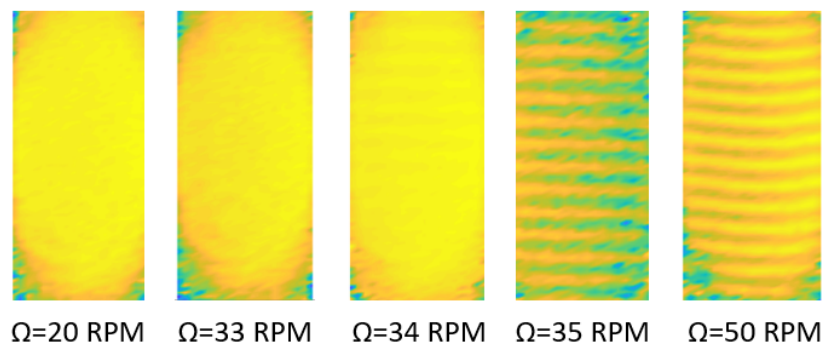
# Spatio-temporal measurements of velocity gradient by Diffusing-Wave Spectroscopy

Enzo Francisco, Sébastien Aumaître

Service de Physique de l'Etat Condensée, CEA-Saclay, CNRS, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France  
 enzo.francisco@cea.fr

The velocity gradient is the key quantity of many hydrodynamic phenomena (boundary layers, dissipative structures, drags, etc.). Here we report the first spatially and temporally resolved measurements of the velocity gradient in a Taylor–Couette flow both in the laminar regime and in the unstable regime (transition to turbulence). The measurements are performed using a dynamic light scattering technique called Diffusing-Wave Spectroscopy (DWS) [1, 2], which takes advantage of the diffusive nature of the multiply scattered light in a turbid colloidal suspension.

In a DWS measurement, the time autocorrelation of the intensity  $g^{(2)}(t) = \langle I(t_0)I(t_0+t) \rangle / \langle I(t_0) \rangle^2$  is measured and decays because of the phase shift of light in time at each scattering event [3, 4]. This decay is due on the one hand to the Brownian motion of particles and on the other hand to the fluid motion and more precisely to the velocity gradient in the flow, which can therefore be deduced. In addition to what Bicoût and Maret have already done in a Taylor–Couette flow [5], we have obtained a time-evolving map of the velocity gradient, which shows the Taylor–Couette instability, including Taylor vortices. The possibility of detecting mechanical defects with DWS is also presented, with a setup where the inner cylinder presents a small defect. This work is the first step of the study of quasi-local velocity gradients and dissipation in some complex flows.



**Figure 1.** Color map of the velocity gradient measured by DWS on the surface of the Taylor–Couette cell. For each map, blue corresponds to the lowest values of the velocity gradient while red corresponds to the highest values. In our setup, the threshold is at  $\Omega = 34$  RPM, where we can start to distinguish the Taylor vortices.

## References

1. G. MARET & P. E. WOLF, *Z. Physik B - Condensed Matter*, **65**, 409–413, (1987)
2. D. J. PINE, D. A. WEITZ, J. X. ZHU & E. HERBOLZHEIMER, *J. Physique*, **51**, 2101–2127 (1990).
3. X.-L. WU, D. J. PINE, P. M. CHAIKIN, J. S. HUANG & D. A. WEITZ, *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**, 15–20 (1990).
4. D. BICOUT, E. AKKERMANS & R. MAYNARD, *J. Physique I*, **1**, 471–491 (1991).
5. D. BICOUT & G. MARET, *Physica A*, **210**, 87–112 (1994).

# Surfing on turbulence: A strategy for plankton navigation

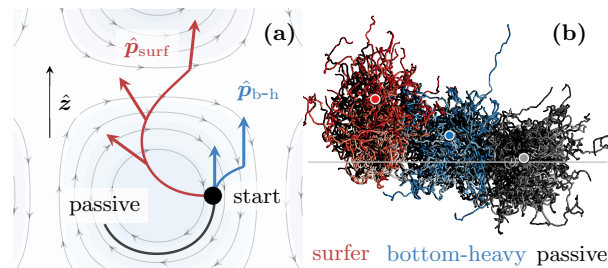
Rémi Monthiller<sup>1</sup>, Aurore Loisy<sup>1</sup>, Mimi A. R. Koehl<sup>2</sup>, Benjamin Favier<sup>1</sup>, Christophe Eloy<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille, France

<sup>2</sup> Department of Integrative Biology, University of California, Berkeley, CA 94720-3140, USA

remi.monthiller@gmail.com

Living in a turbulent environment, navigation is a challenging task for motile planktonic organisms (plankters). Yet vertical migration is essential to many of them. For example, copepods (crustaceans that are a critical link in aquatic food webs) move upwards at night to feed in surface waters, and downwards during the day to escape visual predators [1, 2]. Being equipped with flow sensors, can these plankters use local hydrodynamic cues to migrate faster through turbulence?



**Figure 1.** Plankters can exploit velocity gradients to “surf” on the flow: (a) 2D Taylor–Green vortex flow; (b) 3D turbulent flow. We compare the trajectories of surfers (red) to those of bottom-heavy swimmers (blue), which always swim upwards. We also show trajectories of passive particles (black). In (a), arrows show the swimming direction. In (b), the gray line shows the depth of the initial positions and circles show the average final vertical position for the same turbulent flow and initial conditions.

To address this question, we consider plankters swimming at constant speed whose goal is to move upwards. We propose a robust analytic behavior that allows plankters to choose their swimming direction according to local flow velocity gradients (Illustrated in Fig. 1 (a)) formulated as follows:

$$\hat{\mathbf{p}}_{\text{surf}} = \frac{\mathbf{p}_{\text{surf}}}{|\mathbf{p}_{\text{surf}}|}, \quad \text{with } \mathbf{p}_{\text{surf}} = [\exp(\tau \nabla \mathbf{u})]^T \cdot \mathbf{z}. \quad (1)$$

With  $\hat{\mathbf{p}}_{\text{surf}}$  the chosen swimming direction,  $\nabla \mathbf{u}$  the measured flow velocity gradients,  $\mathbf{z}$  the target direction and  $\tau$  the sole free parameter of the strategy. Testing this behavior in 3D simulations of turbulence [3] (cf. Fig. 1 (b)), we show that plankters can “surf” the flow and reach net upwards velocity up to twice their swimming speed. We assess the expected benefit of (active) orientation control over (passive) bottom-heaviness and show that it is advantageous across a wide range of marine habitats.

## References

1. S. A. RICHARDS, H. P. POSSINGHAM & J. NOYE, Diel vertical migration: modelling light-mediated mechanisms, *J. Plankton Res.*, **19**, 2199 (1996).
2. M. G. HADFIELD & M. KOEHL, Rapid behavioral responses of an invertebrate larva to dissolved settlement cue, *Biol. Bull.*, **207**, 28 (2004).
3. Y. LI, E. PERLMAN, M. WAN, Y. YANG, C. MENEVEAU, R. BURNS, S. CHEN, A. SZALAY, G. EYINK, A public turbulence database cluster and applications to study Lagrangian evolution of velocity increments in turbulence, *J. Turb.*, **9**, 31 (2008).

# Scaling properties of heat transport in idealized planetary atmospheres and oceans

Gabriel Hadjerci, Basile Gallet

Université Paris-Saclay, CNRS, CEA, 91191, Gif-sur-Yvette, France.  
gabriel.hadjerci@cea.fr

The meridionally inhomogeneous heating of planetary atmospheres and oceans induces turbulent flows through the baroclinic instability mechanism. This phenomenon greatly enhances the heat transport between the equator and the poles and needs to be properly parameterized in global climate models. Using the canonical two-layer quasi-geostrophic model, we augment a recently proposed scaling theory [1–3] to describe the strongly turbulent very-low-drag regime with arbitrary density stratification. The augmented theory is based on an asymptotic remapping of the equations, which leads to quantitative predictions with no additional fitting parameters.

## References

1. B. GALLET & R. FERRARI, The vortex gas scaling regime of baroclinic turbulence, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **117**, 4491–4497 (2020).
2. B. GALLET & R. FERRARI, A quantitative scaling theory for meridional heat transport in planetary atmospheres and oceans, *AGU Advances*, **2**, e2020AV000362 (2021).
3. B. GALLET, B. MIQUEL, G. HADJERCI, K. BURNS, G. FLIERL & R. FERRARI, Transport and emergent stratification in the equilibrated Eady model: the vortex gas scaling regime, [arXiv:2202.02755](https://arxiv.org/abs/2202.02755) (2022).

# Focalisation d'ondes circulaires à la surface d'un fluide

Jules Fillette<sup>1,2</sup>, Stéphan Fauve<sup>1</sup>, Éric Falcon<sup>2</sup>

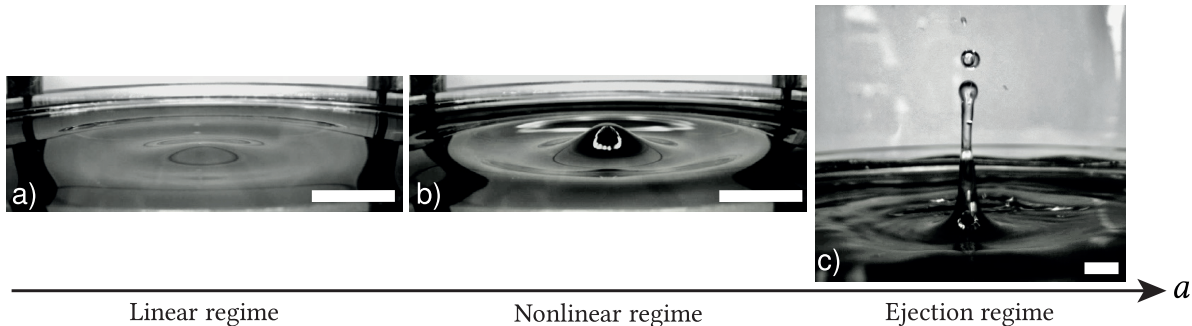
<sup>1</sup> École Normale Supérieure, Laboratoire de Physique de l'ENS, UMR 8550 CNRS, F-75005 Paris, France

<sup>2</sup> Université de Paris, Matière et Systèmes complexes (MSC), UMR 7057 CNRS, F-75013 Paris, France

jules.fillette@phys.ens.fr

À l'inverse de ce qui a pu être fait en acoustique et en optique, la focalisation d'ondes à la surface des fluides a été assez peu étudiée [1]. Nous présentons ici une expérience modèle permettant l'étude de la focalisation d'ondes circulaires générées par la vibration d'un anneau à la surface d'un fluide. Ledit anneau est à moitié immergé dans le fluide et attaché à un pot vibrant dont les oscillations verticales se font à fréquence  $f$  et amplitude  $a$  contrôlées. Ceci engendre des ondes de surface circulaires qui convergent vers le centre de l'anneau. Les résultats présentés portent sur les différents régimes d'ondes stationnaires axisymétriques observés.

Nous distinguons en effet trois régimes d'oscillation présentés sur la figure ci-dessous. Le diagramme des phases du système en fonction des paramètres de contrôle ( $f, a$ ) est représenté et les données expérimentales sont comparées aux théories linéaires et non-linéaires [2, 3]. Pour un forçage faible et proche des fréquences propres de l'anneau, le motif d'onde présente un comportement résonant correctement décrit par la théorie linéaire. Lorsque le forçage est amplifié, un écart notable avec cette prédiction est mis en évidence et nous apportons des preuves de l'importance des non-linéarités dans le système (rupture de la symétrie haut-bas notamment). Le profil d'onde obtenu dans ce régime d'oscillation est correctement ajusté par la théorie non-linéaire au troisième ordre. Enfin, nous avons mesuré la hauteur maximale atteinte par la déformation centrale et montré qu'elle sature, ce qui n'était anticipé ni par la théorie [3], ni par les simulations numériques [4].



*Remerciements* : Nous remercions l'ANR Dysturb (ANR-17-CE30-0004) et la Simons Foundation MPS N° 651463.

## Références

1. G. RUIZ CHAVARRIA, P. LE GAL, & M. LE BARS, Geometrical focusing of surface waves, *Phys. Rev. Fluids* **3**, 094803 (2018).
2. H. LAMB, *Hydrodynamics*, 6th ed., Dover Publications, New York (1945).
3. L. R. MACK, Periodic, finite-amplitude, axisymmetric gravity waves, *J. Geophys. Res.*, **67**, 829–843 (1962).
4. S. BASAK, P. K. FARSOIYA & R. DASGUPTA, Jetting in finite-amplitude, free, capillary-gravity waves, *J. Fluid Mech.*, **909**, A3 (2020).

# Experimental and numerical study of the stability of cyclone clusters at Jupiter poles

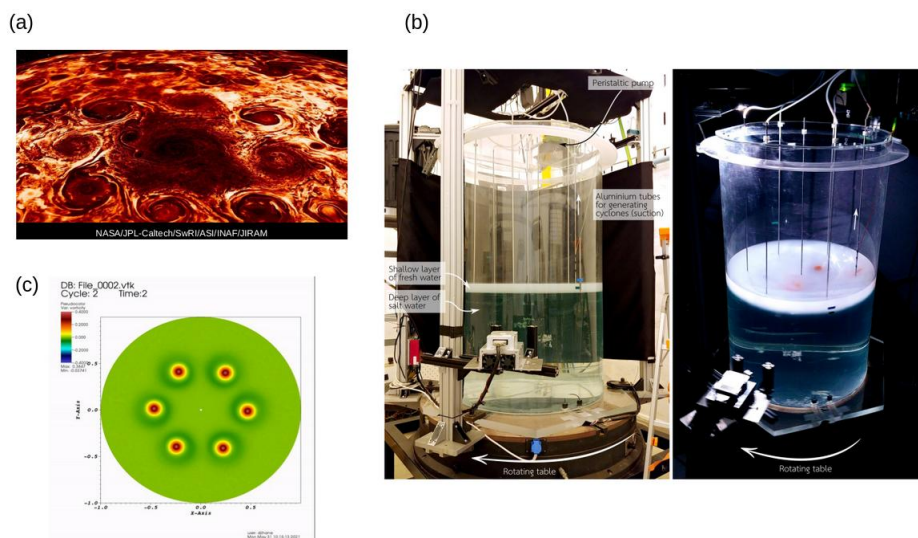
Djihane Benzeggouta, Benjamin Favier, Michael Le Bars

CNRS, Aix-Marseille Univ, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342, 49 Rue Frédéric Joliot Curie, 13013 Marseille  
 djihane.BENZEGGOUTA@univ-amu.fr

The Juno mission has provided intriguing images showing the poles of Jupiter (see Fig. 1 (a)). At the North pole, a central cyclone is surrounded by a stable pattern of 8 closely packed cyclones of about 2500–3000 km in radius. A similar pattern can be seen at the South pole, with a central polar cyclone surrounded by a stable pattern of 5 cyclones. How these structures came into being and how they managed to remain stable is still not well understood. We investigate this question by combining results from an experimental study and a numerical model.

In order for a laboratory set-up to best model Jupiter’s dynamics, it has to include strong rotation, low dissipation and a  $\beta$ -effect modelling the latitudinal variation of the Coriolis parameter at the surface of the planet. All these conditions are fulfilled by the rotating cylinder experiment shown in figure 1b. A cylinder 1.5 m high with a radius of 0.5 m is put on a rotating table with a rotation rate of 30 rpm. The balance between the centrifugal and the gravitational forces induces a curved parabolic free surface. This curved topography generates a  $\beta$ -effect similar to the polar one. A two-layer system is set by using fluids with two different densities (salty and pure water with respective densities  $\rho_b = 1050 \pm 6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  and  $\rho_t = 998 \pm 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ), respectively mimicking the deep mantle and the gaseous atmosphere of Jupiter. Cyclones are generated in the thin upper layer using remotely driven centrifugal pumps. We complement the experiment with numerical simulations of the Quasi-Geostrophic equations.

These complementary methods have allowed us to observe the transition from a linear regime, where the cyclone instantly radiates all of its energy into Rossby waves, into a non-linear regime where we observe interactions between the vortex and Rossby waves, as well as the migration of the vortex towards the pole. Vortices are then long-lived because of the absence of strong dissipation through Ekman pumping. When generating simultaneously several vortices, their further evolution – i.e. merging or clustering, see Fig. 1 (c) – depends on the relative values of the beta effect and vorticity. A preliminary systematic study allows us to draw the first trends of a regime diagram, according to which cyclonic vortices indeed tend to cluster around Jovian poles.



**Figure 1.** (a) Jupiter’s North pole with a central cyclone surrounded by eight cyclones with diameters ranging from 4,000 to 4,600 km (NASA/JPL-Caltech/SwRI/ASI/INAF/JIRAM). (b) Vorticity field for a stable cluster of 6 cyclones resulting from the QG numerical simulations. (c) The rotating cylinder experimental set-up.



# Reconnections in the gastrovascular canal network of jellyfish

## *A. aurita*

Stanisław Żukowski<sup>1,2</sup>, Annemiek J M Cornelissen<sup>1</sup>, Stéphane Douady<sup>1</sup>, Piotr Szymczak<sup>2</sup>

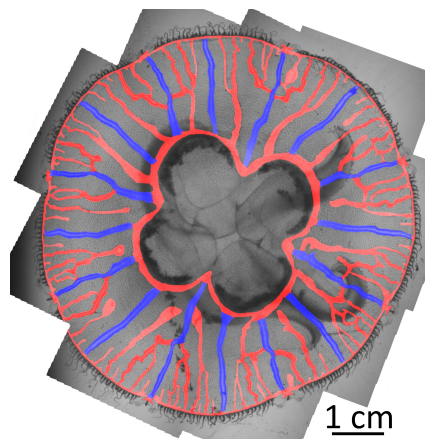
<sup>1</sup> Laboratoire Matière et Systèmes Complexe, Université de Paris, France

<sup>2</sup> Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw, Poland

s.zukowski@uw.edu.pl

Jellyfish gastrovascular system (Fig. 1) consists of channels through which seawater flows carrying nutrients and oxygen. As the jellyfish grows, new channels grow from the outer rim of its umbrella and develop towards the stomach. These channels form a quasi two-dimensional network, the dynamics of which are our main focus. Due to the ease of growing genetically identical jellyfish and observing them *in vivo* they make a perfect system to study different physical parameters on the morphogenesis in biological systems.

Usually, modeling of spatial network dynamics includes the elongation of branches, their splitting (to create a ramified network), and events of reconnection between branches (creating closed loops in a network). One can consider the emergence of a network as a result of one phase invading another with a diffusive field driving it – so-called Laplacian growth (viscous fingering patterns, river networks, blood vessel networks). In such a case, it was shown that taking into account a finite mobility ratio between the two phases can lead to reconnections [1]. Attraction between branches is even more prominent when one of them reaches boundary of the system (break-through). The reconnections after break-through were observed in many physical systems (fracture dissolution, viscous fingering, lightnings), as well as in jellyfish. This indicates that the physical mechanism underlying the growth of the canals might be described similarly to the other Laplacian growth systems.



**Figure 1.** Jellyfish as seen from the bottom with highlighted canals composing its gastrovascular system

## References

1. A. BUDEK *et al.*, *Phys. Rev. E*, **96**, 042218 (2017).

# Décalage en fréquence non linéaire et application à la courbure du front de phase

Mikael Tacu, Didier Bénisti, Arnaud Debayle, Damien F. G. Minenna

CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon Cedex, France and Université Paris-Saclay, CEA, LMCE, 91680 Bruyères-le-Châtel  
mikael.tacu@cea.fr

Les effets cinétiques jouent un rôle prédominant dans l'interaction laser-plasma, surtout dans les conditions nécessaires pour la fusion par confinement inertiel. Des effets comme l'amortissement Landau, la modification de la fonction de distribution électronique ou la création d'électrons supra-thermiques ne peuvent pas être décrits par des codes hydrodynamiques. D'un autre côté les codes PIC résolvent les équations de mouvement et les équations de Maxwell dont les échelles caractéristiques sont de l'ordre de la période d'oscillation du champ électromagnétique et la longueur de Debye ce qui limite leur utilisation pour des plasmas étendus en temps et espace, demandant des temps de calcul conséquents.

Dans la recherche de méthodes permettant de réduire le temps de calcul des simulations cinétiques, on met à profit une résolution analytique du système d'équations Vlasov-Poisson dans le régime adiabatique. En se basant sur une approche développée par D. Bénisti on dérive la fonction de distribution électronique en tenant compte de nombreux effets comme la non localité de la distribution due aux traversées de séparatrice, les harmoniques du potentiel calculées de façon auto-cohérente, les probabilités de transition entre différentes régions de l'espace de phases, le potentiel vecteur...

On calcule ensuite la vitesse de groupe et le décalage en fréquence non linéaire. Ceci nous permet à l'aide d'équations d'enveloppe et d'un tracé de rayons dont le schéma numérique s'apparente à celui d'un code PIC de retrouver la courbure du front d'onde due au déphasage non linéaire en fréquence et de comparer les nombres d'ondes transverses basés sur un calcul analytique à ceux d'une simulation PIC [3]. Un excellent accord est obtenu pour un temps de calcul au moins un million de fois inférieur.

Tous ces résultats sont résumés dans deux publications à paraître [1, 2].

## Références

1. M. TACU, D. BENISTI, Nonlinear adiabatic electron plasma waves. I. General theory and nonlinear frequency shift , <https://arxiv.org/abs/2112.15583> (2021).
2. D. BENISTI, D. MINENNA, M. TACU, A. DEBAYLE, L. GREMILLET, Nonlinear adiabatic electron plasma waves. II. Applications, <https://arxiv.org/abs/2201.00685> (2022).
3. C. ROUSSEAUX *et al.*, Experimental evidence of predominantly transverse electron plasma waves driven by stimulated Raman scattering of picosecond laser pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **102** 185003 (2009).

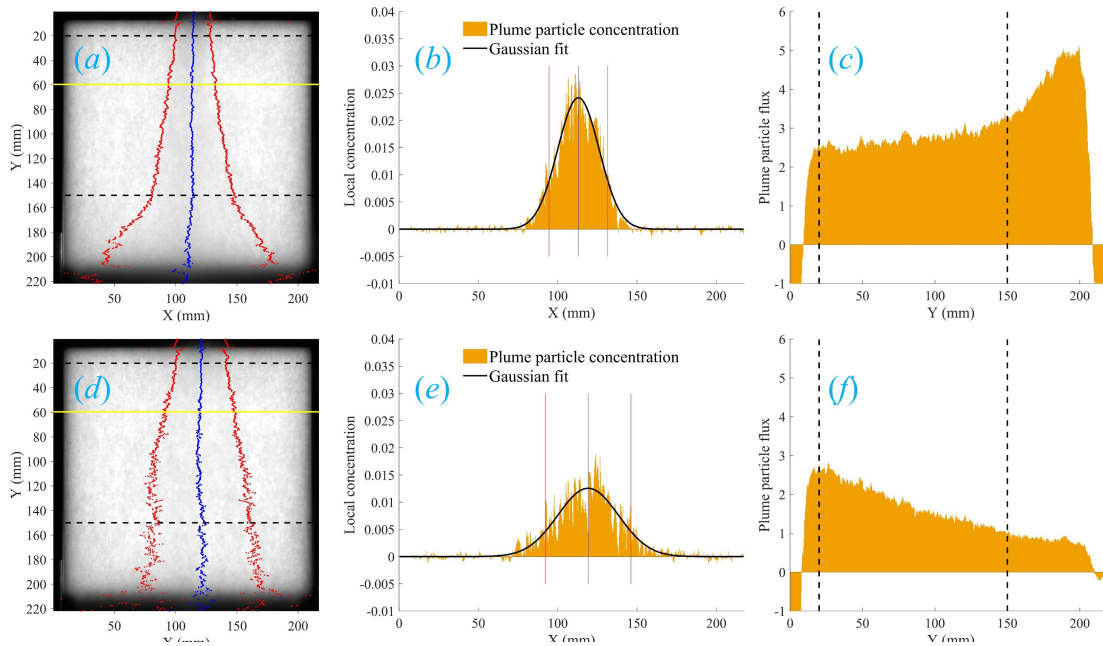
## Analogue experiment of rain

Yutong Cui, Benoît Semin, Philippe Claudin

PMMH, CNRS, ESPCI Paris, Université PSL, Sorbonne Université, Université Paris Cité, F-75005, Paris, France  
yutong.cui@espci.fr

Rain plays a major role in the climate system. A key ingredient of the rain process is the coupling between flow and phase change. We have set up an analogue experiment, where the air in the atmosphere is replaced by water in a tank, and the phase change between rain droplets and water vapor is replaced by salt particles dissolving in water.

To mimic the rain, a certain amount of salt is injected into the water tank. It dissolves when it falls down, forming a plume (Fig. 1 (a) and 1 (d)). Non-dissolving particles are also used as a reference, like sand or plastic beads. The particle concentration is measured by light absorption. In the reference case with plastic beads, the particle concentration shows a Gaussian shape (Fig. 1 (b)), whose width increases linearly with height (Fig. 1 (a)). The plume particle flux is measured by integration of the local concentration along the horizontal direction. It is roughly constant for plastic beads plume, but decrease for salt plume due to dissolution (Fig. 1 (c) and 1 (f)).



**Figure 1.** Plume particle concentration measurement, working zone between dash lines. First row, plastic beads, second row, salt, (a) and (d) Plume particle middle line and half width, (b) and (e) Plume particle profile fit for the yellow line, the red and blue line represent what shows in (a) and (d), (c) and (f) Plume particle flux change along vertical direction.

In real rain, the water droplets cool down the air around them due to evaporation, which enhances the downdraft velocity. To mimic this, we are using a salt with a large dissolution latent heat. By measuring velocity field with PIV and temperature with thermocouples, we will investigate the hydrodynamic and thermal behaviors of the plume.

## Frost propagation on breath figures

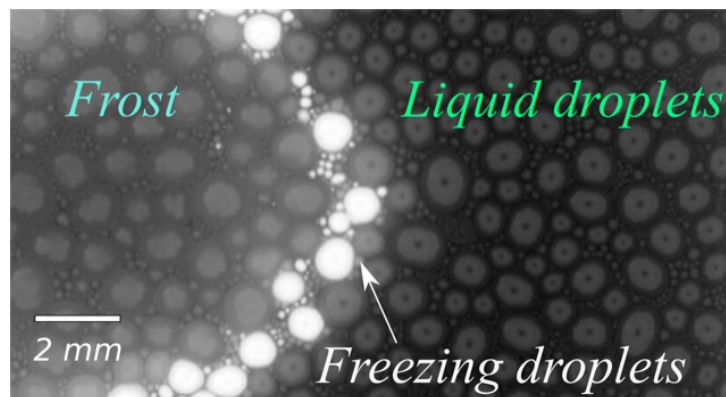
David Paulovics<sup>1</sup>, Christophe Raufaste<sup>1,2</sup>, Thomas Frisch<sup>1</sup>, Cyrille Claudet<sup>1</sup>, Franck Celestini<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Côte d'Azur, CNRS, Institut de Physique de Nice (INPHYNI), 06100 Nice, France

<sup>2</sup> Institut Universitaire de France (IUF), 75005 Paris, France

David.Paulovics@unice.fr

We investigate the process of condensation frosting on flat surfaces using thermal imaging microscopy. This method is particularly well-suited to characterize the frosting of polydisperse assemblies of dew droplets, also called breath figures, that transform into ice droplets by the propagation of frost fronts. The front propagation speed is found to be a nonmonotonous function of the characteristic droplet size of the breath figure. In our experimental conditions, the propagation speed is maximum around  $70 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$  for a characteristic droplet radius of around  $300 \mu\text{m}$ . We mainly show that the frost propagation speed is governed by the competition between two characteristic time scales. The first one is the freezing time of individual droplets, and the other one is the formation time of interdroplet ice bridges that grow from frozen to liquid droplets. In addition, the experiments reveal that the mean ice bridge speed is constant regardless of the characteristic radius of the liquid droplets in the breath figure. A theoretical mean-field analysis without any adjustable parameters recovers all of the features of the front propagation observed in experiments.



**Figure 1.** Frost front propagating inside an assembly of polydisperse liquid droplets. Image obtained using thermal imaging microscopy.

## References

1. D. PAULOVICS, C. RAUFASTE, T. FRISCH, C. CLAUDET & F. CELESTINI, Dynamics of frost propagation on breath figures, *Langmuir*, **38**, 2972–2978 (2022).

# Stimulated Rayleigh breakup

Antoine Parrenin, Stefan Kooij, Daniel Bonn

Institute of Physics, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098XH Amsterdam, Pays-Bas  
a.c.n.parrenin2@uva.nl

The size and speed of droplets in sprays are the two main parameters to control to obtain an adequate spray. We use mechanical vibrations to stimulate the Rayleigh breakup in a single jet, in order to modify the size of the droplets formed, and investigate the size and the trajectories followed by the emerging droplet train. We find that perturbing the jet with a frequency in the right range leads to a very stable droplet train, with precisely controlled droplet radius and inter-droplet distance. By changing the flow rate and excitation frequency, we can tune the drop size and wavelength of the droplet train. Furthermore, we investigate the ballistic trajectory followed by the droplets in order to gather information on the distance the droplets travel through the air. We find that the slipstreaming in the droplet train drastically decreases the friction with the air compared to a single droplet [1]. In addition, the difference between a mechanically controlled and spontaneous breakup is very small, implying that drop coalescence (that is very frequent for the spontaneous breakup) does not play a major role. We also investigate the size distribution of the droplets along the trajectory to understand to what extent the train can be seen as monodisperse.

## References

1. H. C. LEE, *IBM J. Res. Devel.*, **21**, 48–51 (1977)

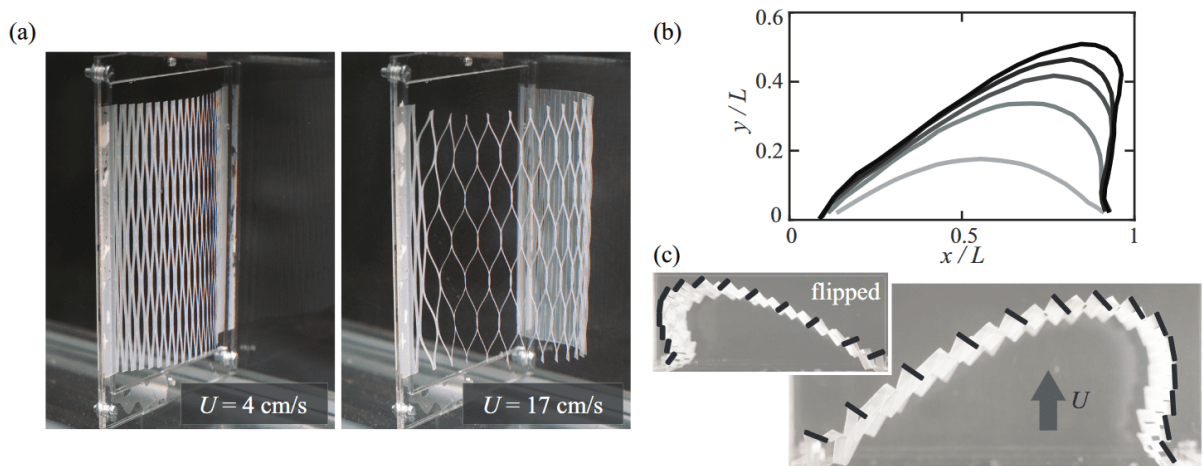
## Can sheet cuttings control flow-induced deformation?

Tom Marzin, Emmanuel de Langre, Sophie Ramanarivo

Laboratoire d'hydrodynamique de L'école Polytechnique - Boulevard des Maréchaux, 91120 Palaiseau  
tom.marzin@polytechnique.edu

Kirigami, the japanese art of paper cutting, turns inextensible sheets into ultra-stretchable devices via the opening of pores [1]. The morphological and mechanical properties can be tuned through the cutting pattern, providing control strategies for the sheet deformation in a flow.

We use water-tunnel experiments on clamped kirigami sheets to analyse the complex interplay of pore opening (Fig. 1 (a)), sheet deformation and fluid loading. In particular, we characterize the surprising asymmetric deployment observed for increasing flow speed.



**Figure 1.** (a) Deployment in a water crossflow. (b) Typical shape profiles extracted from top-view pictures of the structure of length  $L$ , when increasing the flow speed  $U = [4, 8, 13, 17, 21] \text{ cm/s}$  (denoted by the grayscale). (c) The tilting of buckled cut units (outlined in black) induces tangential fluid forces, resulting in asymmetric profiles prescribed by the buckling direction (reversed in the inset)

Deformations are mainly governed by the balance between fluid loading and elastic restoring forces. Knowing that a close link between the cutting pattern and the elasticity of the structure has been established, changing these parameters offers to modulate expansion and shape in a flow.

We have shown that the local scale leads to observed symmetry breaking: the evolution of the pore morphology affecting the directionality of fluid forces (Fig. 1 (b-c)).

A continuous theoretical model completely describes the expansion of these complex structures under flow.

## References

1. M. ISOBE, & K. OKUMURA, Initial rigid response and softening transition of highly stretchable kirigami sheet materials, *Sci. Rep.*, **6**, 1–6 (2016).

# Fate of nonlinear topological edge states delocalization in mechanical lattices

Bertin Many Manda<sup>1</sup>, Rajesh Chaunsali<sup>1,2</sup>, Georgios Theocharis<sup>1</sup>, Charalampos Skokos<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM), UMR 6613, CNRS, Le Mans Université, France

<sup>2</sup> Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Science, Bangalore 560012, India

<sup>3</sup> Department of Mathematics and Applied Mathematics, University of Cape Town, Rondebosch, 7701 Cape Town, South Africa

`bertin.many@aims-cameroon.org`

We use a mechanical lattice analog of the Su–Shrieffer–Heeger tight-binding lattice model with Klein–Gordon type nonlinearity. We investigate the long-time dynamics of stable and unstable nonlinear topological edge states by computing the entropy and the participation number of the mode's and site's energy distributions respectively as well as the maximum Lyapunov exponent of the system's tangent dynamics. By analyzing the dynamical behaviors of these observables, we show that the delocalization of unstable topological edge states results in the thermalization of the entire lattice. Stable nonlinear topological edge states also reach the same fate, but pass a critical strength of perturbation. Interestingly, in all cases, the lattice's thermalized state is characterized by a renormalized squared dispersion relation symmetric about the mid band squared frequency. This phenomenon is a reminiscence of the chiral symmetry of the dynamical matrix of the linearized model.

# Local collective immunity leads to periodic epidemic outbursts

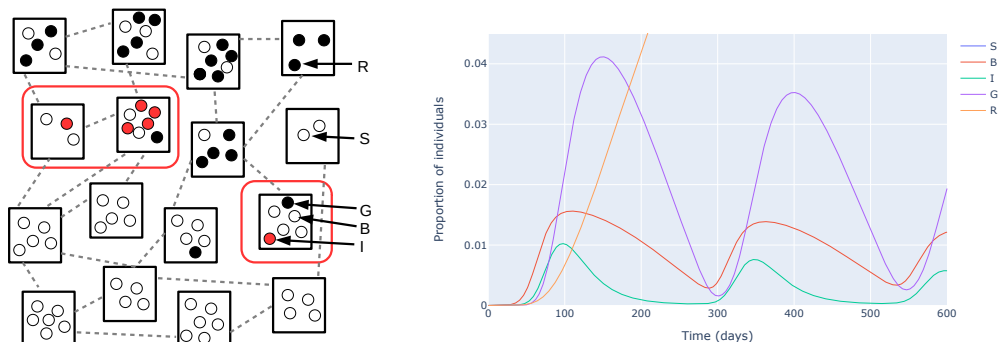
Wouter J. T. Bos, Louis Gostiaux, Jean-Pierre Bertoglio

LMFA-CNRS, Ecole Centrale de Lyon, Université de Lyon, Ecully, France  
wouter.bos@ec-lyon.fr

Mathematical models of epidemics remain indispensable in the fight against diseases such as the COVID-19 crisis. Simple mathematical models help to take political decisions such as mobility restrictions. The compartmental SIR model is the paradigm-model to illustrate the elementary dynamics of epidemic spreading in a well-mixed community. It is too simple to describe the dynamics of a realistic epidemic, in particular since no distinction is made between susceptible individuals which are in contact, or on the contrary, far away from infectious individuals.

We showed recently [1] that this well-mixedness assumption can be leveraged by dividing the community into individuals close to, and those far away from the infected. The so-obtained SBIR model, where the B-compartment represents the susceptible individuals surrounding the infected, allowed to reproduce both the rapid initial increase and exponential decay of the number of new infections in a number of countries where strict lock-down measures were imposed.

At longer times, the population also contains recovered individuals far away from the infected and this should be taken into account in a model which aims at representing the long-time evolution of an epidemic. The minimal model is then the SBIGR-model (Fig. 1 (a)), which reproduces the quasi-cyclic outbursts (Fig. 1 (b)), as observed in the influenza and COVID19 pandemics.



**Figure 1.** (a) Schematic of the interactions in a population. Square boxes regroup individuals who closely interact, as in households or in professional context. The ensemble of these micro-communities which contain at least one infected individual are defined as “the blob” (denoted by the red contour), and the associated individuals are indicated by  $B, I, G$ . Susceptible or removed individuals outside the blob are indicated by  $S, R$ , respectively. The grey lines indicate spatial interactions between micro-communities (meeting through public transport or in crowded shopping centers). (b) Numerical integration of the SBIGR model reproduces quasi-periodic bursts.

## References

1. W. J. T. BOS, J.-P. BERTOGLIO & L. GOSTIAUX, *Comput. Mech.*, **67**, 1485 (2021).



# Receptivity to finite-size perturbations in pipe flows for yield-stress fluid

Antoine Charles<sup>1</sup>, Francesco Romanò<sup>2</sup>, Thierry Ribeiro<sup>3</sup>, Jean-Christophe Baudez<sup>1</sup>, S. Amir Bahrani<sup>1</sup>

<sup>1</sup> IMT Nord Europe, Institut Mines Télécom, Univ. Lille, Center for Energy and Environment, F-59000 Lille

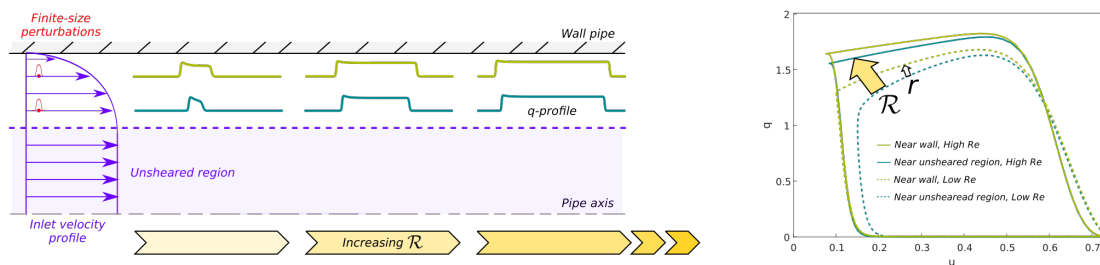
<sup>2</sup> Univ. Lille, CNRS, ONERA, Arts et Métiers Institute of Technology, Centrale Lille, UMR 9014 - LMFL - Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille - Kampé de Fériet, 59000, Lille

<sup>3</sup> Institut Polytechnique UniLaSalle, Université d'Artois, ULR 7519, 19 rue Pierre Waguët, 60000 Beauvais  
antoine.charles@imt-nord-europe.fr

Transition to turbulence in channel and pipe flow is one of the most investigated fields in fluid mechanics. It relies on non-trivial phenomena that are not yet fully understood since the experiments of O. Reynolds in 1883. In addition to the fundamental knowledge, having a comprehensive view of the transition to turbulence can help us to control the complex systems encountered in industrial processes. In industrial wastewater treatment plants, which manipulate yield-stress fluids, the accurate prediction of laminar-turbulent transition is critically important. Slatter (2004) [1] emphasizes the necessity to provide a more precise understanding of turbulence to design an efficient fluid transport in the pipe.

Laminar-turbulent transition in pipe flow is dominated by nonlinear interactions between finite-amplitude perturbations [2,3], as the Hagen–Poiseuille flow is linearly stable. Among the most interesting features of transition to turbulence in pipe flows there is the phenomenon of intermittent turbulence, where small turbulent regions (*puffs*) grow up to larger turbulent patches (*slugs*) and then they could decay owing to a relaminarization process.

The present work investigates the non-linear physics in the momentum equation that are essential to explain the intermittency, as well as the non-linear interaction between turbulent and laminar regions leading to transition. An extension of our recent model developed in [4] is here proposed for a sludge-behavior fluid, by introducing an Herschel-Bulkley yield-stress constitutive law. This is taken into account within the axial and radial derivatives of the viscous term in the axial momentum equation. Several parameters ( $\mathcal{R}, Hb, r$ ) are considered in order to identify the impact of the receptivity to the finite-size perturbations on laminar-turbulent transition. A difference in laminar-turbulent transition along the radius position  $r$  is highlighted (see Fig. 1). We aim here to provide a first insight on the receptivity to finite-size perturbations for non-Newtonian fluids described by an Herschel-Bulkley rheological model.



**Figure 1.** Receptivity to finite-size perturbations for a sludge representative set of parameters in a pipe.

## References

1. P.T. SLATTER, *Water SA*, **30**, 5 (2005).
2. B. HOF, C. W. H. VAN DOORNE, J. WESTERWEEL, F. T. M. NIEUWSTADT *et al.*, *Science*, **302**, 1594–1598 (2004).
3. F. WALEFFE, *Phys. Fluids*, **9**, 883–900 (1997).
4. F. ROMANÒ, A. CHARLES, F. DOTTORI, S. A. BAHRANI, *Phys. Fluids*, **33**, 091702 (2021).
5. D. BARKLEY, *Phys. Rev. E*, **84**, 016309 (2011).

## Quand les bactéries jouent aux billes

Julien Bouvard, Frédéric Moisy, Harold Auradou

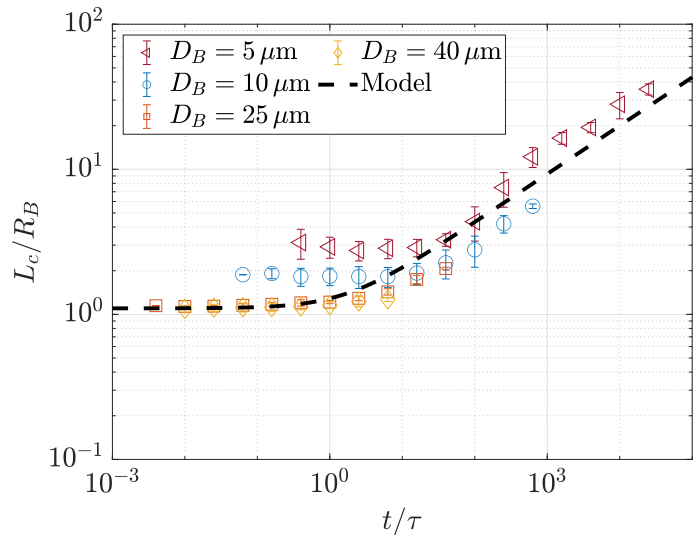
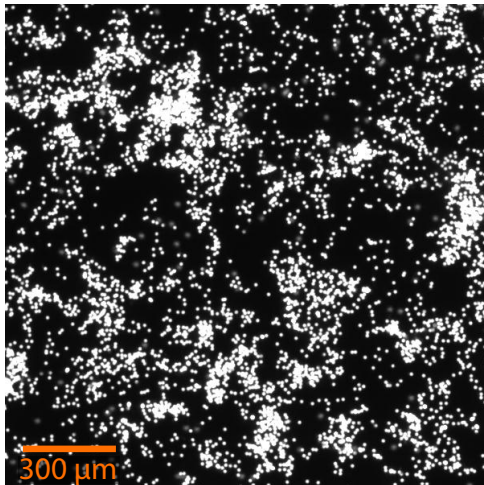
Université Paris-Saclay, CNRS, FAST, 91405, Orsay, France  
julien.bouvard@universite-paris-saclay.fr

La présence de particules passives dans un bain actif de micro-nageurs déclenche de nombreux phénomènes comme de l'agrégation ou de la séparation de phase. Cependant, de tels agrégats n'ont pas encore été observés pour des particules dans une suspension bactérienne. Dans cette étude expérimentale, nous avons mis en évidence une telle dynamique d'agrégation. Pour ce faire, nous avons utilisé des billes fluorescentes que nous avons introduites dans une suspension de bactéries *Burkholderia contaminans*.

En plus d'avoir retrouvé le mouvement de diffusion effective déjà observé dans un tel système, nous avons donc observé que les billes se regroupaient en zones plus denses avec le temps (cf. Fig 1, gauche). Ces amas de billes ne sont pas statiques mais dynamiques avec des particules s'échangeant en permanence. De ces clusters, nous avons déduit une taille caractéristique  $L_c$ . Pour de nombreux diamètres de billes  $D_B$  et fractions surfaciques de billes  $\Phi_B$  différentes, l'évolution temporelle de  $L_c$  est bien décrite par le modèle suivant (cf. Fig 1, droite) :

$$\frac{L_c}{R_B} = \beta \left( 1 + \alpha \frac{t}{\tau} \right)^{1/3} ; \quad \tau = \frac{R_B^2}{\Phi_B \mu_B}, \quad (1)$$

avec  $R_B = D_B/2$  le rayon des billes,  $\mu_B$  le coefficient de diffusion effective et  $\tau$  le temps caractéristique d'agrégation. Des mesures additionnelles plus précises, à l'échelle individuelle des billes, nous ont permis de mettre en évidence une force attractive à courte portée ( $\sim 10\text{--}15 \mu\text{m}$ ) entre les billes. Cette force microscopique est induite par la nage bactérienne et se traduit à grande échelle par l'agrégation des billes.



**Figure 1.** (À gauche) Image en fluorescence de billes de diamètre  $D_B = 10 \mu\text{m}$ , à  $\Phi_B = 0,3$ , plongées dans une suspension de bactéries à  $\text{OD} = 5$ . (À droite) Évolution de  $L_c/R_B$  en fonction de  $t/\tau$ , pour différents diamètres de billes  $D_B$ . Le modèle de l'équation (1) est superposé en tirets noirs avec  $\alpha = 0,6$  et  $\beta = 1,1$ .

# L'instabilité de Faraday turbulente entre deux fluides miscibles

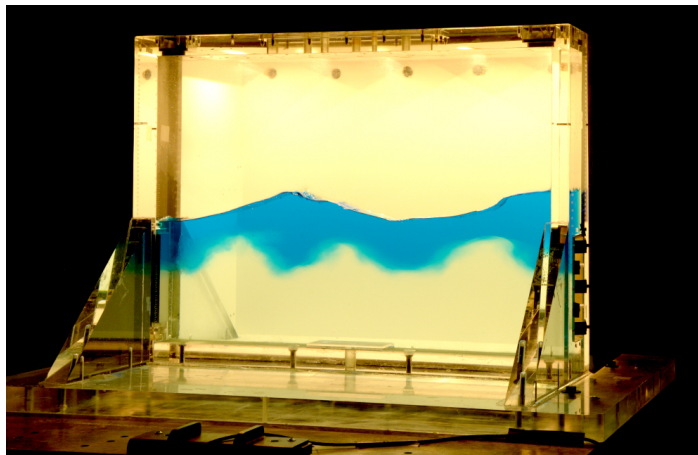
Louis Gostiaux<sup>1</sup>, Antoine Briard<sup>2</sup>, Mathilde Cavelier<sup>1,2</sup>, Benoît-Joseph Gréa<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Univ Lyon, CNRS, Ecole Centrale de Lyon, INSA Lyon, Univ Claude Bernard Lyon 1, LMFA

<sup>2</sup> DIF, DAM, CEA, 91297 Arpajon, France

[louis.gostiaux@cnrs.fr](mailto:louis.gostiaux@cnrs.fr)

Une interface entre deux fluides de densités différentes peut se déstabiliser lorsqu'elle est soumise à une accélération verticale oscillante. Habituellement, l'instabilité de Faraday [1] est étudiée à la surface libre d'un liquide, ce qui à petite échelle implique la prise en compte des effets de tension de surface. Nous avons pour notre part réalisé nos expériences à l'interface entre deux fluides miscibles (eau douce et eau salée), dans cuve de grande dimension (90 cm de large), mise en mouvement par des hexapodes (oscillations de 1m40 pic à pic, accélérations jusqu'à 1 g). Nous avons pu observer différents régimes de déclenchement de l'instabilité paramétrique en fonction du ratio de densité (nombre d'Atwood), de l'amplitude et de la fréquence d'excitation. Ce système a la particularité de présenter une transition sous-critique vers la turbulence [4]. Le mélange turbulent induit à l'interface fait saturer l'instabilité lorsque l'épaississement de la couche de mélange, en modifiant la relation de dispersion, a fait disparaître tous les modes instables [2]. Nos mesures sont en bon accord avec des Simulations Numériques Directes et la prédiction théorique de l'épaisseur finale de la couche de mélange [3]. Récemment, le couplage entre l'instabilité déclenchée à la surface libre et à l'interface miscible a été étudié sur le même dispositif expérimental.



**Figure 1.** Déstabilisation simultanée de la surface libre et de l'interface miscible en réponse à une accélération verticale oscillante.

## Références

1. M. FARADAY, On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **no. XVII**, 299–340 (1831).
2. B.-J. GRÉA & A. E. ADOU, What Is the final size of turbulent mixing zones driven by the Faraday instability?, *J. Fluid Mech.*, **837**, 293–319 (2018).
3. A. BRIARD, L. GOSTIAUX & B.-J. GRÉA, The turbulent Faraday instability in miscible fluids, *J. Fluid Mech.*, **883**, A57 (2020).
4. M. CAVELIER, B.-J. GRÉA, A. BRIARD, & L. GOSTIAUX, The subcritical transition to turbulence of Faraday waves in miscible fluids, *J. Fluid Mech.*, **934**, A34 (2022).

# Transport of angular momentum by turbulence in Keplerian rotation flow

Marlone Vernet<sup>1</sup>, Stéphan Fauve<sup>1</sup>, Christophe Gissinger<sup>1,2</sup>

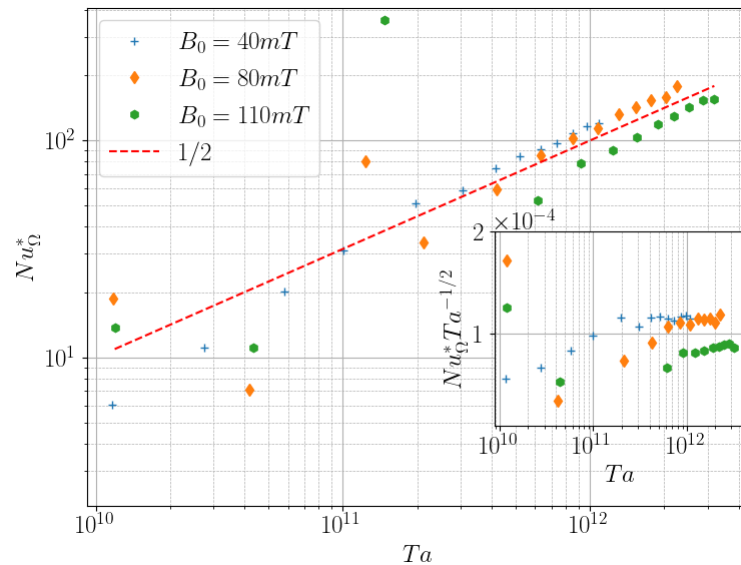
<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'Ecole normale supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

<sup>2</sup> Institut Universitaire de France (IUF)

marlone.vernet@phys.ens.fr

We report the experimental study of the transport of angular momentum by a turbulent flow of a liquid metal in Keplerian rotation. The set-up is an annular channel of rectangular cross-section with a large aspect ratio. The liquid metal is driven by an electromagnetic forcing due to the presence of a vertical homogeneous magnetic field coupled with a radial current imposed between the inner and the outer cylinder. When the forcing applied to the is sufficiently large, the flow reaches a fully turbulent state characterised by a time-averaged azimuthal velocity  $\overline{u_\theta} \sim r^{-1/2}$  [1], known in Astrophysics as “Keplerian rotation”.

We have identified two contributions to the transport of angular momentum. The first one is due to the poloidal recirculation induced by the presence of boundaries. The other is related to the strong turbulent fluctuations in the bulk. While they both produce effective angular momentum transport, the transport driven by the turbulent fluctuations is of major interest: this transport being independent of the molecular viscosity of the fluid, it leads to Kraichnan prediction  $Nu_\Omega \propto \sqrt{Ta}$ .



**Figure 1.** Nusselt number  $Nu$  as a function of the Taylor number  $Ta$  for typical values of the magnetic field.

In this so-called ultimate regime, the flow is in Keplerian rotation and exhibits fluctuations that effectively transport angular momentum. This experiment thus offers a configuration analogous to accretion disks, allowing predictions of accretion rates induced by Keplerian turbulence.

## References

1. M. VERNET, M. PEREIRA, S. FAUVE & C. GISSINGER, *J. Fluid Mech.*, **924**, A29 (2021)

# Vectorial dark dissipative solitons in Kerr resonators

Bilal Kostet<sup>1</sup>, Youri Soupart<sup>1</sup>, Krassimir Panajotov<sup>2,3</sup>, Mustapha Tlidi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Département de Physique, Faculté des Sciences, Université Libre de Bruxelles (U.L.B.), CP 231, Campus Plaine, B-1050 Bruxelles, Belgium

<sup>2</sup> Department of Applied Physics and Photonics (IR-TONA), Vrije Universiteit Brussels, Pleinlaan 2, 1050 Brussels, Belgium

<sup>3</sup> Institute of Solid State Physics, Bulgarian Academy of Sciences, 72 Tzarigradsko Chaussee Boulevard, 1784 Sofia, Bulgaria

bikostet@ulb.ac.be

We investigate the formation of vector solitons in weakly birefringent high-Q resonators. The presence of nonlinear polarization mode coupling in optical resonators subject to a coherent optical injection allows stabilizing up to two families of bright or dark vector dissipative solitons, depending on dispersion properties of the system. We use coupled Lugiato–Lefever equations to investigate the dynamical properties of interacting laser fields confined in Kerr optical resonators. The normal dispersion regime is considered, and it is shown that in both cases two branches of dissipative solitons coexist and exhibit different peak powers and polarization properties. In these regimes, the input-output characteristics possesses either a bistable or a tristable homogeneous response. The coexistence of two vectorial branches of localized states is not possible without taking into account the polarization degrees of freedom. The stabilization mechanism of these localized states is attributed to a front locking mechanism in the normal dispersion regime, contrary to the case of anomalous dispersion where the underlying cause was modulational instability. Their bifurcation diagrams exhibit a heteroclinic snaking type of instability.

## References

1. É. AVERLANT, M. TLIDI, K. PANAJOTOV & LIONEL WEICKER, *Opt. Lett.*, **42**, 2750–2753 (2017).
2. B. KOSTET, S. S. GOPALAKRISHNAN, E. AVERLANT, Y. SOUPART, K. PANAJOTOV & M. TLIDI, *OSA Continuum*, **4**, 1564–1570 (2021).
3. B. KOSTET, Y. SOUPART, K. PANAJOTOV & M. TLIDI, *Phys. Rev. A*, **104**, 053530 (2021).

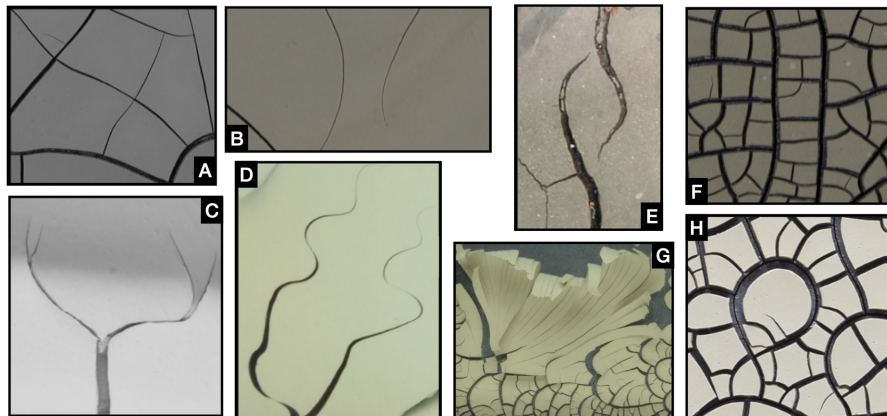
# Morphologies et interactions de craquelures d'argile

Paul Jeammet, Julien Derr, Stéphane Douady

Laboratoire Matière et Systèmes Complexe, Université de Paris, Paris, France  
paul.jeammet@univ-paris-diderot.fr

De nombreux systèmes physiques et biologiques poussent en formant des réseaux spatiaux. Nous pourrions citer les rues des villes [1], les veines dans les feuilles [2], en passant par les craquelures dans l'argile [3], chez *Physarum polycephalum* (le fameux blob), ou encore dans certains coraux [4]. Ces systèmes ont en commun un processus de croissance dans le plan, via des mécanismes de propagation, de bifurcation et de réticulation [5].

Parmi tous ces systèmes, nous nous sommes intéressés plus spécifiquement aux craquelures dans l'argile, pour deux raisons principales : d'une part la grande diversité des motifs obtenus, d'autre part que la capacité de suivre en temps réel (et éventuellement de contrôler) la croissance de ces motifs.



**Figure 1.** Morphologies observées dans l'argile. **A** : Réticulation perpendiculaire. **B** : Comportement répulsif. **C** : Bifurcations. **D** : Oscillations synchronisées **E** : “En-passant” crack (M. E. Schwaab, *Phys. Rev. Lett.* 2018). **F** : Structure en échelle. **G** : Transition d'un réseau non-réticulé à réticulé. **H** : Auto-collision.

En observant ces différentes expériences, nous avons construit un modèle faisant interagir la tension dans l'argile, le niveau d'humidité et les craquelures. L'humidité diminue, augmentant le champ de contrainte, la craquelure suit la contrainte la plus forte et se relaxe anisotropiquement, mais augmente le séchage localement. En fonction des paramètres externes du système (température, épaisseur, propriétés de l'argile), l'intensité relative de ces interactions fluctue et permet de comprendre comment ces différents motifs peuvent apparaître.

## Références

1. C. LAGESSE, P. BORDIN, S. DOUADY, A spatial multi-scale object to analyze road networks, *Network Sci.*, **3** (Special Issue 01), 156–181 (2015).
2. E. KATIFORI, The transport network of a leaf, *C. R. Physique*, **19**, 244–252 (2018).
3. S. BOHN, L. PAUCHARD & Y. COUDER, Hierarchical crack pattern as formed by successive domain divisions, *Phys. Rev. E*, **71**, 046214 (2005).
4. P. VALCKE, *Form, formation, deformation of Gorgonia ventalina: Shape properties of spatial growing reticulated 2D trees in their mechanical environment*, Thèse de doctorat, Université de Paris (2020).
5. S. DOUADY, C. LAGESSE, M. ATASHINBAR, P. BONNIN, R. POUSSE, P. VALCKE, A work on reticulated patterns, *C. R. Mécanique*, **348**, 659–678 (2020).

---

## Index des auteurs

---





# Index des auteurs

- Abramian Anaïs, 74  
Aftalion Amandine, 41  
Agoua Wesley, 97  
Agrawal Rahul, 106  
Allain Pierre Étienne, 53  
Almarcha Christophe, 131  
Amon Axelle, 63, 132  
Apffel Benjamin, 102  
Apolinário Gabriel Brito, 57  
Armaroli Andrea, 123  
Augier Pierre, 119  
Aumaître Sébastien, 61, 62, 134  
Auradou Harold, 148
- Baconnier Paul , 42  
Bahrani S. Amir, 54, 147  
Baker Christophe, 53  
Barkley Dwight, 130  
Barlet Antoine, 67, 117  
Barral Amaury, 96  
Barry Elhadj B., 92  
Barthélemy Éric, 84  
Baudez Jean-Christophe, 147  
Baudin Kilian, 68  
Baudoin Michael, 47  
Bec Jérémie, 108  
Bénard Sabrina, 100  
Bénisti Didier, 140  
Benoit Michel, 88  
Benzeggouta Djihane, 138  
Berhanu Michael, 66  
Bertho Yann, 128  
Berti Stefano, 111  
Bertoglio Jean-Pierre, 146  
Blaise Delmotte, 99  
Bonn Daniel, 143  
Bos Wouter J. T., 97, 146  
Bouillaut Vincent, 62  
Bourgoin Michaël, 80  
Boury Samuel, 87  
Bouvard Julien, 148  
Boyer Frédéric, 120, 121  
Brau Fabian, 83, 125  
Briard Antoine, 149  
Bréhier Charles-Édouard, 80  
Bühler Oliver, 87
- Caldas Iberê Luiz, 75, 79  
Calzavarini Enrico, 111  
Camille Duprat, 99  
Cantat Isabelle, 122
- Cappello Jean, 83  
Caquas Aurore , 45  
Carusotto Iacopo, 68  
Cavelier Mathilde, 149  
Celestini Franck, 142  
Chaabo Tarek, 67  
Chabouh Georges, 93  
Chaigne Martin, 66  
Chamolly Alexander, 27  
Chandre Cristel, 60  
Charles Antoine, 147  
Chaunsali Rajesh, 145  
Cheminet Adam, 67  
Chergui Jalel, 106  
Chevallard Laurent, 57  
Chillà Francesca, 118  
Claudet Cyrille, 142  
Claudin Philippe, 141  
Cluzel Xavier, 115  
Conforti Matteo, 123  
Cornelissen Annemiek, 139  
Coupier Gwennou, 93  
Crassous Jérôme, 132  
Cui Yutong, 141  
Cuvier Christophe, 67
- Daerr Adrian, 26  
Damman Pascal, 107, 125, 133  
Daniel Florentin, 116  
Daquin Jérôme, 98  
Darbois Texier Baptiste, 128  
Dauchot Olivier, 42  
Dauxois Thierry, 76  
Daviaud François, 67, 70  
Davidovitch Benjamin, 107  
De Souza David, 104  
Debayle Arnaud, 140  
De Bièvre Stephan, 123  
Debœuf Stéphanie, 39  
Debue Paul, 67  
Deike Luc, 86  
de Langre Emmanuel, 144  
Delbende Ivan, 95  
Delmotte Blaise, 78  
Delory Alexandre, 81  
Derr Julien, 36, 152  
de Sousa Meirielen Caetano, 79  
Devauchelle Olivier, 74  
Dif-Pradalier Guilhem, 19  
Donev Aleksandar, 78  
Dop Antoine, 65

- Douady Stéphane, 35, 36, 139, 152  
 Doveil Fabrice, 79  
 Draux Ayrton, 107, 125  
 Drenckhan Wiebke, 20  
 Driscoll Michelle, 78  
 Dubois Jonathan, 60  
 Dubrulle Bérengère, 67, 70, 96  
 Duchesne Alexis, 47, 59, 91  
 Dujardin Guillaume, 123
- Eddi Antonin, 81, 102  
 Efthymiopoulos Christos, 98  
 El Kettani Perla, 69  
 Eloy Christophe, 135  
 Elskens Yves, 75, 79  
 Étienne-Simonetti Alice, 122
- Facchini Giulio, 35  
 Falcon Éric, 43, 58, 114, 137  
 Fall Abdoulaye, 39  
 Farutin Alexander, 31, 129  
 Fauve Stéphan, 49, 85, 137, 150  
 Favero Ivan, 53  
 Favier Benjamin, 46, 97, 135, 138  
 Fillette Jules, 137  
 Fort Emmanuel, 89, 102  
 Foucaut Jean-Marc, 67  
 Francisco Enzo, 134  
 Frisch Thomas, 142  
 Fusaro Adrien, 68  
 Fuster Daniel, 95
- Gallet Basile, 62, 136  
 Gaponenko Iaroslav, 55  
 Garnier Josselin, 68  
 Geneste Damien, 67  
 Genty Alain, 45  
 Gerosa Fabiola Antonietta, 108  
 Gilbert Joël, 40  
 Gilet Tristan, 82  
 Gissinger Christophe, 116, 150  
 Gkolias Ioannis, 98  
 Gninzanlong Carlos Lawrence, 73  
 Godoy-Diana Ramiro, 110  
 Goerlinger Aurélien, 59  
 Gomé Sébastien, 130  
 Gomez Thomas, 124  
 Gondret Philippe, 103, 105, 109, 128  
 Gorce Jean-Baptiste, 58  
 Gostiaux Louis, 146, 149  
 Govindarajan Rama, 112  
 Goyette Stéphane, 55  
 Grivet Rodolphe, 48  
 Gréa Benoît-Joseph, 149  
 Guermond Jean-Luc, 100  
 Guha Biswarup, 53
- Hadjerci Gabriel, 136  
 Hakim Vincent, 41  
 Herault Johann, 120, 121  
 Herreman Wietze, 100  
 Hidalgo-Caballero Samuel, 89
- Hilhorst Danielle, 69  
 Hiremath Anupam Mahantayya, 64  
 Houdoux David, 132  
 Hourlier-Fargette Aurélie, 20  
 Hua Hoa-Ai Béatrice, 125  
 Huang Yongxiang, 113  
 Huerre Axel, 48  
 Hémon Pascal, 115
- Ijspeert Auke, 121
- Jeammet Paul, 152  
 John Soundar Jerome J., 71  
 Jorba Àngel, 60  
 Jorba-Cuscò Marc, 60  
 Josserand Christophe, 48  
 Joubaud Sylvain, 71, 76, 118  
 Julien Keith, 62  
 Julien Salort, 118  
 Jullien Marie-Caroline, 63  
 Juric Damir, 106
- Kang Changwoo, 92  
 Kanshana Indra, 117  
 Kanso Eva, 72  
 Kasparian Jérôme, 55  
 Kim Yong-Jung, 69  
 Kooij Stefan, 143  
 Kostet Bilal, 151  
 Kriaa Quentin, 46  
 Krstulovic Giorgio, 119, 126  
 Krupa Katarzyna, 68  
 Kudlinski Alexandre, 123  
 Kudrolli Arshad, 66
- Labarre Vincent, 119  
 Labousse Matthieu, 89  
 Lacassagne Tom, 54  
 Lajeunesse Éric, 74  
 Laval Jean-Philippe, 67  
 Lazarescu Alexandre, 35  
 Lazarotto Matheus Jean, 75  
 Le Bars Michaël, 46, 131, 138  
 Lebastard Vincent, 120, 121  
 Lechantre Amandine, 125  
 Lecomte Charles-Édouard, 77  
 Leduque Thibault, 84  
 Le Gal Patrice, 21  
 Legnaro Edoardo, 98  
 Lemaître Aristide, 53  
 Lemoult Fabrice, 44, 81  
 Leo Giuseppe, 53  
 Le Scao Camille, 36  
 Limat Laurent, 91  
 Liu Tao, 110  
 Loisy Aurore, 135
- Ma Yuxiang, 88  
 Makanga Ursy, 99  
 Manceau Marie, 28  
 Mannix Paul M., 90  
 Many Manda Bertin, 145

- Marcotte Florence, 90, 116  
 Marié Louis, 70  
 Marzin Tom, 144  
 Mascout Faustine, 101  
 Mathey Ambroise, 132  
 Maurel Agnès, 56  
 Mekontchou Foudjio Michael, 73  
 Melo Kamilo, 121  
 Meyer Antoine, 64  
 Mezouane Dylan, 104  
 Michallet Hervé, 84  
 Michez Denis, 125  
 Millot Guy, 68  
 Minenna Damien F. G., 140  
 Miquel Benjamin, 61, 62  
 Misbah Chaouqi, 129  
 Moazzen Masoud, 54  
 Moisy Frédéric, 148  
 Mompean Gilmar, 111  
 Monchaux Romain, 104  
 Monier Antoine, 48  
 Monnet Benjamin, 71  
 Monsalve Eduardo, 56  
 Monthiller Rémi, 135  
 Morales Jorge, 97  
 Mordant Nicolas, 84  
 Morize Cyprien, 103, 109  
 Mostert Wouter, 86  
 Murlot Yannick, 115  
 Mourrat Jean-Christophe, 57  
 Mussot Arnaud, 123  
 Mutabazi Innocent, 64, 92, 94  
 Méheut Héroïse, 108
- Naert Antoine , 61  
 Nazarenko Sergey, 119, 126  
 Ndjomatchoua Frank Thomas, 73  
 Nore Caroline, 100  
 Novkoski Filip, 114  
 Ntarmouchant Ziad, 94
- Ostovan Yasar, 67
- Pabiou Hervé, 118  
 Pacary Corentin, 76  
 Padilla Vincent, 70  
 Paez Laura, 121  
 Pagneux Vincent, 56  
 Palumbo Guillaume, 133  
 Panajotov Krassimir, 151  
 Park Hyunjoon, 69  
 Parmentier Justine, 82  
 Parrenin Antoine, 143  
 Paruch Patrycja, 55  
 Pascual Marc, 63  
 Pastur Luc, 45  
 Paulovics David, 142  
 Perna Andrea, 35  
 Perrard Stéphane, 49, 85, 86  
 Petitdemange Ludovic, 116  
 Petitjeans Philippe, 56  
 Pétrélis François, 49, 85
- Pfeuty Benjamin, 33  
 Pham Chi-Tuong, 114  
 Picozzi Antonio, 68  
 Pigeon Simon, 41  
 Ponty Yannick, 90  
 Popović Predrag, 74  
 Poquet Arthur, 63  
 Prabhudesai Gaurav, 49, 85  
 Prada Claire, 81  
 Prigent Arnaud, 94  
 Pujol Olivier, 101
- Quilliet Catherine, 93
- Radisson Basile, 72  
 Ramananarivo Sophie, 115, 144  
 Raufaste Christophe, 142  
 Raynal Florence, 80  
 Recho Pierre, 29  
 Reddy Gautam , 34  
 Restagno Frédéric, 122  
 Ribeiro Thierry, 147  
 Rica Sergio, 68  
 Ricard Guillaume, 43  
 Rigolli Nicola, 34  
 Rio Emmanuelle, 122  
 Rivière Aliénor, 86  
 Rohat Guillaume, 55  
 Rolland Joran, 117  
 Romanò Francesco, 147  
 Rossi Maurice, 95  
 Roux Aymeric, 47  
 Ruffenach Wandrille, 118  
 Ruth Daniel J., 86
- Sarlin Wladimir, 103  
 Saura Nathaniel, 124  
 Sauret Alban, 103, 109  
 Sautel Jérémy, 77  
 Scheid Benoît, 83  
 Schmitt François G., 113, 127  
 Seguin Antoine, 105  
 Semin Benoît, 110, 141  
 Seminara Agnese, 34  
 Semisalov Boris, 126  
 Séon Thomas, 48  
 Shatah Jalal, 87  
 Shin Seungwon, 106  
 Siéfert Emmanuel, 83  
 Skokos Charalampos, 145  
 Soundar Jerome John, 118  
 Soupart Youri, 151  
 Steiner Joanne, 109  
 Szymczak Piotr, 139
- Taberlet Nicolas, 65, 77  
 Tacu Mikael, 140  
 Tatin Antoine, 115  
 Tawdi Nihal, 131  
 Tchawoua Clément, 73  
 Tergolina Vinicius B., 111  
 Terrapon Vincent, 82

Thandiackal Robin, 121  
Theocharis Georgios, 145  
Thiriet Jean-Gabriel, 106  
Thomy Vincent, 54  
Tlidi Mustapha, 151  
Toupoint Clément, 104, 118  
Trillo Stefano, 123  
Truskinovsky Lev, 25  
Tuckerman Laurette S., 106, 130  
Tuval Idan, 30  
  
Valori Valentina, 67  
Vanden-Eijnden Eric, 22  
Vergassola Massimo, 32, 34  
Vernet Marlone, 150  
Vidal Valérie, 65, 71  
Vilquin Alexandre, 63

Vincenzi Dario, 112  
Volk Romain, 80  
  
Wesfreid José Eduardo, 110  
Wiertel-Gasquet Cécile, 70  
  
Xie Xiao, 120  
Xu Yonghui, 95  
  
Yerasi Sumithra Reddy, 112  
Yoshikawa Harunori Nakagawa, 64, 92  
  
Zhang Jie, 88  
Zhu Ying, 126  
Zoueshtiagh Farzam, 59  
Żukowski Stanisław , 139  
Zürner Till, 104



*Image de couverture* : Filip NOVKOSKI

25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire  
Université de Paris  
Paris 2022

Version papier, compilée le 29 mars 2022

ISBN 978-2-9576145-1-6  
EAN 9782957614516

Non-Linéaire Publications (NL Pub.)  
Campus universitaire, Bâtiment 508  
Rue John von Neumann  
91400 ORSAY



**25<sup>e</sup> Rencontre du Non-Linéaire  
Université Paris Cité  
Paris 2022**

ISBN 978-2-9576145-1-6  
EAN 9782957614516



<http://nonlineaire.univ-lille.fr/SNL/>