

Thème 4: La turbulence: que reste-t-il à faire? Quels sont les besoins pratiques? Où en sommes-nous (bilan de ce qui a été fait depuis 10 ans)?

1 – Où en sommes-nous ?

Faute de temps, il n'a pas été possible d'organiser une discussion structurée sur la contribution globale du GDR 'Turbulence' après une dizaine d'années d'existence.

La seule remarque évidente, en guise de bilan, concerne La Turbulence Homogène et Isotrope .

La T H I a été la thématique centrale du GDR. Ce thème s'est naturellement (?) imposé comme dénominateur commun aux communautés 'physique' et 'mécanique', deux aspects ont été particulièrement développés :

- Cascade Intermittente :
Nombreux résultats obtenus sur la déformation des pdf des valeurs absolues des incréments de vitesse lorsqu'on descend dans les échelles.
En revanche, quasiment rien sur l'évolution correspondante de leur disymétrie... (les "Normal Inverse Gaussian distribution" sont-elles une nouvelle piste...)
- Importance des "Grandeurs Globales" :
Au fil du temps, les études ont révélé que la dynamique à petite échelle porte peu (champ de vitesse) ou peu (champ scalaire) la signature de la grande échelle, aussi grand soit le nombre de Reynolds.
Ce résultat majeur (influence définitive des Grandes Echelles, importance des interactions non locales, existence d'échelle caractéristique,...,quelque soit la valeur de Re) constitue une remise en cause de la manière dont on utilise implicitement la phénoménologie de Kolmogorov :

Question qui se pose alors :

Faut-il abandonner l'idée de considérer qu'à Reynolds suffisamment grand, la T H I peut être vue , au plan statistique, comme "modèle universel (?) à petite échelle" des écoulements turbulents réels.

Corrélativement, au plan des structures, est-il crucial d'identifier des formes génériques de tourbillons entre la forme dite "spirale" (primaire de Kelvin-Helmoltz) et celle dite "longitudinale" (filaments vortex de la T H I).

2 – Quels sont les besoins ? Que faire ?

A-t-on les compétences pour discuter valablement au sein de ce GDR des besoins industriels actuels en turbulence : réduction de traînée, diminution du bruit, amélioration du mélange, écoulements instationnaires, contrôle d'écoulement, etc... ?

Faute d'une discussion collective, qu'il semble pourtant nécessaire d'avoir prochainement, notamment en ce qui concerne :

- Modélisation sous maille en Simulation Grande Echelle (Apport de la paramétrisation stochastique , Modèle basé sur une équation de Langevin généralisé,...)
- Effet 2D ou non d'un champ extérieur (MHD, EMHD, Rotation, Stratification,
- Ecoulements Géophysiques à grand Reynolds
- Ecoulements Diphasiques
- etc...

Afin d'initier une future discussion d'orientation scientifique, sont regroupées ci-après, les résumés de présentation/discussion/suggestion de quelques intervenants.

QUELQUES RÉFLEXIONS SUR TURBULENCE, INTERMITTENCE ET GÉOPHYSIQUE, LES ENJEUX ASSOCIÉS POUR LE NOUVEAU GDR

DANIEL SCHERTZER,

CEREVE, ENPC, 77455 Marne-la-Vallée Cedex 2 , Daniel.Schertzer@cereve.enpc.fr
et Météo-France, 75007, Paris, France

1 Remarques générales

Le terme ‘multifractal’, apparu il y a à peine vingt ans [*Benzi et al.*, 1984 ; *Parisi and Frisch*, 1985], se forgera au cours de débats relativement théoriques sur l’intermittence en turbulence hydrodynamique [pour revue *Gagne et al.*, 1989 ; *Frisch*, 1995 ; *Mandelbrot*, 1999], Ce débat fut initialement considéré comme un débat de spécialistes de la turbulence, malgré le fait qu’il eut parfois des liens directs avec la dynamique de l’atmosphère [*Schertzer and Lovejoy*, 1984 ; *Schertzer and Lovejoy*, 1985a ; *Meneveau and Sreenivasan*, 1987 ; *Schmitt et al.*, 1996] et même les précipitations [*Schertzer and Lovejoy*, 1987]. Le divorce entre turbulence et géophysique a pu être entretenu, pour une part, par la coexistence pendant une certaine période de deux GDR distincts : l’un sur la mécanique des fluides géophysiques et astrophysiques, l’autre sur l’intermittence de la turbulence en laboratoire ou en simulation numérique. Cela a pu en effet contribuer à renforcer l’idée (l’illusion ?) qu’il fallait d’abord résoudre le problème de l’intermittence dans le cas le plus simple et le plus « pur », celui de la turbulence homogène et isotrope (THI), essentiellement dynamique et limitée au scalaire passif. Donc, négliger, voire rejeter, l’importante source de données turbulentes que représente la « géophysique fluide », sous différentes formes.

Cependant, quelques collaborations fructueuses¹ entre les deux communautés, ont permis un changement radical de paradigme pour la géophysique [par ex. *Sivapalan*, 2003]: l’extrême variabilité des champs géophysiques sur une grande gamme d’échelle, si souvent constatée et si souvent déplorée, est devenue maîtrisable à l’aide de notions de cascade multiplicative généralisées à des cas fortement anisotropes et à des scalaires fortement actifs. Ce bouleversement ne se limite plus aux problèmes fondamentaux et théoriques de la géophysique, mais atteint maintenant des niveaux très applicatifs (cf. sect. 3). Réciproquement, des données géophysiques ont permis de poser quelques questions fondamentales sur l’intermittence, y compris dans le cadre de la THI.

La question est donc posée de trouver la meilleure solution pour développer de façon significative cette collaboration. Dans cette perspective, on peut distinguer:

- des objectifs généraux,
- des objectifs de la turbulence non HI (TnHI).

¹ Par ex ; l’atelier du GDR Mécanique des Fluides Géophysiques et Astrophysiques : l’impact des données sur les théories de la turbulence (compte-rendu publié dans *Nonlinear Processes in Geophysics* 3,4 (1996)).

2 Objectifs généraux (THI et TnHI)

2.1 Quelle universalité ?

On s'est en général contenté de vérifier une certaine universalité pour les exposants des moments statistiques d'ordre relativement modéré. Cette vérification est peu significative car de façon générale un modèle multifractal peut être défini à l'aide de seulement trois paramètres. On a donc souvent ajusté ces paramètres [Schmitt *et al.*, 1992 ; She and Leveque, 1994 ; She and Waymire, 1995] sur le comportement assez moyen du champ (en gros ses trois premiers moments) et non sur ses extrêmes, la caractéristique la plus intéressante de l'intermittence. C'est effectivement au niveau des ordres statistiques très faibles ou très élevés que les différences deviennent très sensibles pour les différents modèles théoriques (cf. sect. 2.2) et correspondent à des hypothèses théoriques radicalement différentes [Schertzer *et al.*, 1995].

Au plan théorique, relativement peu d'efforts ont été consacrés à caractériser différents types d'universalité, dépendant de propriétés assez générales, telles que continuité des échelles, type de conservation des invariants, ergodicité ou non, robustesse des exposants dans le cas de mélange de turbulence de même type [Schertzer and Lovejoy, 1987 ; Schertzer and Lovejoy, 1997], etc.

2.2 Quels extrêmes ?

Cette question est décisive pour de multiples applications, particulièrement en géophysique pour le calcul des temps de retour des événements extrêmes [ex. Duband *et al.*, 1988]. En dépit de son importance socio-économique, que diverses catastrophes naturelles nous rappellent régulièrement, peu d'efforts ont été consacrés à éclaircir la question fondamentale de savoir si les queues des lois de probabilité sont de type exponentiel (suivant le « bon sens » usuel et certains modèles de cascade) or de type loi de puissance (suivant d'autres modèles de cascade [Schertzer and Lovejoy, 1992]). Une estimation empirique satisfaisante, i.e. évitant des biais artificiels, de ces moments requiert à la fois de grands nombres de Reynolds et de grands échantillons. Les données géophysiques sont intéressantes pour cela et ont été probablement sous-exploitées [Van Atta, 1996 ; Anselmet *et al.*, 2001].

2.3 Quelle prédictibilité ?

Le caractère multifractal de l'intermittence n'a guère été utilisé [Schertzer and Lovejoy, 2004b] jusqu'ici pour analyser la prédictibilité des écoulements turbulents, alors que ni les « fermetures analytiques » de la turbulence [Lorenz, 1969 ; Leith, 1971 ; Leith and Kraichnan, 1972 ; Métais and Lesieur, 1986], ni « l'effet papillon » [Lorenz, 1963] des attracteurs étranges ne peuvent rendre compte de son extrême variabilité spatiale et temporelle [Lilly, 1985]. Pour autant quelques observables relativement simples ont été mis en évidence [Schertzer and Lovejoy, 2004a] et il conviendrait de les tester empiriquement dans des modèles numériques, comme sur des bases de données géophysiques.

2.4 Quel mode de prévision ?

Pendant de nombreuses années, les modèles de prévision numérique ou de simulation du climat ont été développés dans un cadre purement déterministe, notamment en ce qui concerne leur paramétrisation sous-maille. Cette orientation a été récemment remise en cause dans les milieux mêmes de la prévision numérique (ex. : CEPMMT²) en constatant empiriquement ses limites. Une nouvelle orientation est en plein développement : celle d'une prévision probabiliste [Toth and Kalnay, 1993 ; Houtekamer *et al.*, 1996 ; Molteni *et al.*,

² Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme.

1996]et de paramétrisations stochastiques [Buizza *et al.*, 1999]. Actuellement, cette orientation s'est traduite d'une part par des prévisions d'ensemble obtenues par N simulations déterministes à partir d'une même situation initiale perturbée aléatoirement et d'autre part par des perturbations aléatoires des paramètres des actuelles modélisations (déterministes) sous-maille. Il commence à être compris [Palmer, 2000] qu'il faut aller bien au-delà de ces premières tentatives relativement ad hoc, et considérer ainsi des prévisions stochastiques et des paramétrisations stochastiques à base physique. On peut noter que des prévisions multifractales commencent à se développer dans le cadre des prévisions à très court terme, dites « prévisions immédiates » [Marsan *et al.*, 1996 ; Seed, 2002].

Ce changement de paradigme ouvre un très large champ d'application aux modélisations multifractales, pour autant que celles-ci se développent hors du cadre trop académique de la THI.

3 Objectifs TnHI :

La turbulence géophysique est profondément anisotrope, pour la simple raison que la gravité intervient à toute échelle. Le fait que la communauté turbulente a trop longtemps tenté d'enfermer la turbulence géophysique dans un cadre HI peut partiellement expliquer une certaine désaffection de communautés géophysiques de toute problématique turbulente. En particulier la turbulence proprement dite (i.e. non 2D) était réduite aux échelles inférieures à 10 km. Des questions similaires peuvent se poser par rapport au trop académique scalaire passif.

Il semble ainsi que quatre questions méritent probablement un certain intérêt et sont susceptibles d'interactions fructueuses avec des programmes tels que PNRH³ et PATOM⁴ de l'INSU/SDU⁵ :

3.1 Quelle anisotropie verticale/horizontale ?

À l'opposé du traditionnel schéma de la turbulence atmosphérique [Monin, 1972 ; Pedlosky, 1979] THI en petits morceaux des années 70 (quasi-2D pour les grandes échelles/trou de méso échelle/ quasi-3D pour les petites échelles), un grand nombre d'expériences géophysiques (avions [Gage, 1979; Lilly and Paterson, 1983; Chigirinskaya *et al.*, 1994; Lindborg, 1999 ; Lovejoy *et al.*, 2004], ballons-sondes [Endlich *et al.*, 1969; Adelfang, 1971; Schertzer and Lovejoy, 1985a; Lazarev *et al.*, 1994; Lovejoy *et al.*, 2004], radiances satellitaires [Lovejoy *et al.*, 2001a], lidar embarqué [Lilley *et al.*, 2004b]) ont plutôt mis en évidence un unique régime fortement anisotrope des plus petites échelles, jusqu'aux échelles planétaires. Au point que K. Gage (NOAA) a pu déclarer :« plus personne de sérieux ne peut croire au trou de méso échelle », contrairement au célèbre spectre de [Van der Hoven, 1957] ! Il est à noter que la dite approximation de Boussinesq semble incompatible avec ces résultats, existe-t-il une approximation compatible ? Dans cette perspective, quel est le domaine de pertinence du modèle le plus simple basé sur cette anisotropie, i.e. un modèle auto-affine [Schertzer and Lovejoy, 1985b]?

3.2 Quelle anisotropie temps/espace ?

Les mêmes questions se posent pour cette autre anisotropie [Schertzer *et al.*, 1997 ; Deidda, 2000 ; Lovejoy *et al.*, 2001b].

³ Programme National de Recherche en Hydrologie.

⁴ Programme Atmosphère et Océans Multi-échelles.

⁵ Institut National des Sciences de l'Univers / Section Sciences de l'Univers (CNRS).

3.3 Quels comportements turbulents des scalaires actifs ?

Cette question est particulièrement importante pour la partie atmosphérique du cycle de l'eau. En effet, de nombreuses études mettent en évidence un comportement multifractal assez universel des précipitations et des nuages sur une grande gamme d'échelle d'espace et de temps [pour revue *Lovejoy and Schertzer*, 1995]. En particulier, il a été mis en évidence pour les gouttes de pluie l'absence d'une gamme d'échelle [*Lovejoy et al.*, 2003 ; *Lilley et al.*, 2004a] avec un comportement relativement « lisse », et par contre une liaison forte avec la dynamique à toute échelle. Des éléments similaires commencent à être mis en valeur pour l'ozone et d'autres composants chimiques [*Tuck et al.*, 2003].

Au-delà de ces constats, quels éléments peut-on dégager pour des modélisations « réalistes » pour le « changement global », la qualité de l'air?

3.4 Quels comportements turbulents des particules biologiques?

Des comportements multifractals ont aussi été mis en évidence pour le phytoplancton et le zooplancton [*Seuront et al.*, 1996; *Marguerit et al.*, 1997; *Abraham*, 1998 ; *Currie et al.*, 1998; *Seuront et al.*, 1999; *Lovejoy et al.*, 2001b] dans les océans, estuaires, lacs et rivières. Quelles modélisations réalistes, notamment pour la gestion des lacs [*Vinçon-Leite et al.*, 2002; *Oberhaus et al.*, 2003], ou le cycle du carbone, peuvent en rendre compte?

Bibliographie

- Abraham, E., R., The generation of plankton patchiness by turbulent stirring, *Nature*, 391, 577-580, 1998.
- Adelfang, S.I., On the relation between wind shears over various intervals, *Journal of Atmospheric Sciences*, 10, 138, 1971.
- Anselmet, F., R.A. Antonia, and L. Danaila, Turbulent flows and intermittency in laboratory experiments, *Planetary and Space Science*, 49, 1177-1191, 2001.
- Benzi, R., G. Paladin, G. Parisi, and A. Vulpiani, On the multifractal nature of fully developed turbulence, *Journal of Physics A*, 17, 3521-3531, 1984.
- Buizza, R., M.J. Miller, and T.N. Palmer, Stochastic Simulation of Model Uncertainties in the ECWMF Ensemble Prediction System, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 125, 28887-2908, 1999.
- Chigirinskaya, Y., D. Schertzer, S. Lovejoy, A. Lazarev, and A. Ordanovich Unified multifractal atmospheric dynamics tested in the tropics, part I: horizontal scaling and self organized criticality, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 1 (2/3), 105-114, 1994.
- Currie, W.J.S., M.R. Claereboudt, and J.C. Roff, Gaps and patches in the ocean: a one-dimensional analysis of planktonic distributions, *Marine Ecol. Prog. Ser.*, 171, 15-21, 1998.
- Deidda, R., Rainfall downscaling in a space-time multifractal framework, *Water Resour. Res.*, 36, 1779_1794, 2000.
- Duband, D., M. C., H. Garros, and J. Astier, Estimating Extreme Value Floods and the Design Flood by the Gradex Method, in *CIGB 16eme Conference*, Q63, R60, San Francisco, 1988.
- Endlich, R.M., R.C. Singleton, and J.W. Kaufman, Spectral Analyses of detailed vertical wind profiles, *Journal of Atmospheric Sciences*, 26, 1030-1041, 1969.
- Frisch, U., *Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov*, 296 pp., Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- Gage, K.S., Evidence for $k^{-5/3}$ law inertial range in meso-scale two dimensional turbulence, *Journal of Atmospheric Sciences*, 36, 1979, 1979.

- Gagne, Y., E. Hopfinger, and U. Frisch, *New trends in Nonlinear Dynamics and Pattern Forming phenomena: The geometry of nonequilibrium*, Plenum Press, New-York, 1989.
- Houtekamer, P., L. Lefaivre, J. Derome, H. Ritchie, and M. H., A system simulation approach to ensemble prediction, *Monthly Weather Review*, 124, 1225-1242, 1996.
- Lazarev, A., D. Schertzer, S. Lovejoy, and Y. Chigirinskaya, Unified multifractal atmospheric dynamics tested in the tropics: part II, vertical scaling and Generalized Scale Invariance, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 1, 115-123, 1994.
- Leith, C.E., Atmospheric predictability and two-dimensional turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 28, 145-161, 1971.
- Leith, C.E., and R.H. Kraichnan, Predictability of turbulent flows, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1041-1058, 1972.
- Lilley, M., S. Lovejoy, N. Desaulnier-Soucy, and D. Schertzer, Multifractal large N limit in Rain, *J. Hydrology* ((in press)), 2004a.
- Lilley, M., K. Strawbridge, S. Lovejoy, and D. Schertzer, 23/9 dimensional anisotropic scaling of passive admixtures using lidar data of aerosols, *Phys Rev. E*, (in press), 2004b.
- Lilly, D., and E.L. Paterson, Aircraft measurements of atmospheric kinetic energy spectra, *Tellus*, 35A, 379-382, 1983.
- Lilly, D.K., Theoretical predictability of small-scale motions, in *Turbulence and predictability in geophysical fluid dynamics and climate dynamics*, edited by M. Ghil, R. Benzi, and G. Parisi, pp. 281-280, North Holland, Amsterdam, 1985.
- Lindborg, E., Can the atmospheric kinetic energy spectrum be explained by two-dimensional turbulence?, *J. Fluid Mech.*, 388 (259-288), 1999.
- Lorenz, E.N., The predictability of hydrodynamic flow, *Trans. New York Acad. Sc.*, Ser. 2 (25), 409-432, 1963.
- Lorenz, E.N., The predictability of a flow which possesses many scales of motion, *Tellus*, 21, 289-307, 1969.
- Lovejoy, S., M. Lilley, N. Desaulnier-Soucy, and D. Schertzer, Large particle number limit in rain, *Phys. Rev. E*, 68 (22), 025301/1-025301/4, 2003.
- Lovejoy, S., and D. Schertzer, Multifractals and Rain, in *New Uncertainty Concepts in Hydrology and Water Resources*, edited by Z.W. Kunzewicz, pp. 62-103, Cambridge University Press, 1995.
- Lovejoy, S., D. Schertzer, and J.D. Stanway, Direct Evidence of Multifractal Atmospheric Cascades from Planetary Scales down to 1 km., *Phys. Rev. Letter*, 86 (22), 5200-5203, 2001a.
- Lovejoy, S., D. Schertzer, and A.F. Tuck, Fractal Aircraft Trajectories and anomalous turbulent statistics, *PRE*, (in press), 2004.
- Lovejoy, S., Y. Tessier, M. Claereboudt, W.J.C. Currie, J. Roff, E. Bourget, and D. Schertzer, Universal Multifractals and Ocean patchiness Phytoplankton, physical fields and coastal heterogeneity, *J. Plankton Res.*, 23, 117-141, 2001b.
- Mandelbrot, B., *Multifractals and 1/f noise, wild self-affinity in physics.*, Springer, New-York, Berlin, Heidelberg, 1999.
- Marguerit, C., D. Schertzer, F. Schmitt, and S. Lovejoy, Copepod diffusion within multifractal phytoplankton fields, *Journal of Marine Systems*, 16, 69-83, 1997.
- Marsan, D., D. Schertzer, and S. Lovejoy, Causal Space-Time Multifractal modelling of rain, *J. Geophys. Res.*, D 31 (26), 26,333-26346, 1996.
- Meneveau, C., and K.R. Sreenivasan, Simple multifractal cascade model for fully developed turbulence, *Physical Review Letter*, 59 (13), 1424-1427, 1987.
- Métais, O., and M. Lesieur, Statistical predictability of decaying turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 43, 857-870, 1986.

- Molteni, R.R., R. Buizza, and T.N. Palmer, The ECMWF ensemble prediction system: methodology and validation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 122, 73-119, 1996.
- Monin, A.S., *Weather forecasting as a problem in physics*, MIT press, Boston Ma, 1972.
- Oberhaus, L., B. Vinçon-Leite, C. Quiblier-Lloberas, and A. Groleau, Influence of physical factors on cyanobacteria development in a deep sub-alpine lake (Lake Bourget), *Journal de Recherche Océanographique*, 28, 2003.
- Palmer, T.M., Predicting uncertainty in forecasts of weather and climate, *Reports on Progress in Physics*, 63, 71-116, 2000.
- Parisi, G., and U. Frisch, On the singularity structure of fully developed turbulence, in *Turbulence and predictability in geophysical fluid dynamics and climate dynamics*, edited by M. Ghil, R. Benzi, and G. Parisi, pp. 84-88, North Holland, Amsterdam, 1985.
- Pedlosky, J., *Geophysical fluid Dynamics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York, 1979.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, On the Dimension of Atmospheric motions, in *Turbulence and Chaotic phenomena in Fluids*, edited by T. Tatsumi, pp. 505-512, Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1984.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, The dimension and intermittency of atmospheric dynamics, in *Turbulent Shear Flow 4*, edited by B. Launder, pp. 7-33, Springer-Verlag, 1985a.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, Generalised scale invariance in turbulent phenomena, *Physico-Chemical Hydrodynamics Journal*, 6, 623-635, 1985b.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, Physical modeling and Analysis of Rain and Clouds by Anisotropic Scaling of Multiplicative Processes, *Journal of Geophysical Research*, D 8 (8), 9693-9714, 1987.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, Hard and Soft Multifractal processes, *Physica A*, 185, 187-194, 1992.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, Universal Multifractals do Exist!, *J. Appl. Meteor.*, 36, 1296-1303, 1997.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, Space-time Complexity and Multifractal Predictability, *Physica A*, 338 (1-2), 173-186, 2004a.
- Schertzer, D., and S. Lovejoy, Uncertainty and Predictability in Geophysics: Chaos and Multifractal Insights, in *State of the Planet*, edited by S. Sparks, pp. 317-334, AGU, Washington, 2004b.
- Schertzer, D., S. Lovejoy, and F. Schmitt, Structures in turbulence and multifractal universality, in *Small-scale structures in 3D and MHD turbulence*, edited by M. Meneguzzi, A. Pouquet, and P.L. Sulem, pp. 137-144., Springer-Verlag, 1995.
- Schertzer, D., S. Lovejoy, F. Schmitt, I. Tchiguirinskaia, and D. Marsan, Multifractal cascade dynamics and turbulent intermittency, *Fractals*, 5 (3), 427-471, 1997.
- Schmitt, F., S. Lovejoy, D. Schertzer, D. Lavallée, and C. Hooge, First estimates of multifractal indices for velocity and temperature fields, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris, serie II*, 314, 749-754, 1992.
- Schmitt, F., D. Schertzer, S. Lovejoy, and G. Brunet, Universal multifractal structure of atmospheric temperature and velocity fields., *Europhysics Lett.*, 34 (3), 195-200, 1996.
- Seed, A., A dynamic and spatial scaling approach to advection forecasting, *J. Applied Met.*, 2002.
- Seuront, L., F. Schmitt, Y. Lagadeuc, D. Schertzer, and S. Lovejoy, Universal Multifractal analysis as a tool to characterize multiscale intermittent patterns: example of phytoplankton distribution in turbulent coastal waters, *J. Plankton Res.*, 21 (5), 877-922, 1999.
- Seuront, L., F. Schmitt, Y. Lagadeuc, D. Schertzer, S. Lovejoy, and S. Frontier, Universal Multifractal structure of phytoplankton biomass and temperature in the ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3591-3594, 1996.

- She, Z.S., and E. Leveque, Universal scaling laws in fully developed turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, 72, 336-339, 1994.
- She, Z.S., and E. Waymire, Quantized energy cascade and log-Poisson statistics in fully developed turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 262-265, 1995.
- Sivapalan, M., Prediction in ungauged basins: a grand challenge for theoretical hydrology, *Hydrol. Process.*, 17, 2003.
- Toth, Z., and E. Kalnay, Ensemble Forecasting at NMC: the generation of perturbations, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 74, 2317-2330, 1993.
- Tuck, A.F., S.J. Hovde, E.C. Richard, D.W. Fahey, and R.S. Gao, A Scaling Analysis of ER-2 Data in the Inner Arctic Vortex During January – March 2000, *J. Geophys. Res.*, (in press), 2003.
- Van Atta, C.W., Geophysical turbulence data and turbulence theory, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 3, 231-235, 1996.
- Van der Hoven, I., Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from .0007 to 900 cycles per hour, *Journal of Meteorology*, 14, 160-164, 1957.
- Vinçon-Leite, B., B. Tassin, and J.-C. Druart, Phytoplankton variability in Lake Bourget: Phytoplankton dynamics and meteorology,, *Lakes and Reservoirs Research and Management*, 7, 93-102, 2002.
-

Présentation de l'Equipe Géodynamo du LGIT.

Denys SCHMITT

Daniel BRITO, Céline EYMIN, Alexandre FOURNIER

Thierry ALBOUSSIÈRE, Philippe CARDIN, Dominique JAULT, Jean-Paul MASSON, Henri-Claude NATAF, Denys SCHMITT

Bérangère DELEPLACE, Gédéon LEGAUT, Nathanael SCHAEFFER

Thématiques de l'Equipe

Dynamique du noyau terrestre (couplages graine/noyau/manteau, géodynamo)

Dynamique de fluides en rotation

Deux approches :

Expérimentale (eau, gallium, sodium)

Simulations numériques

Parmi nos centres d'intérêt...

Investigation de la turbulence

dans un fluide en rotation rapide
en présence d'un champ magnétique

Magnétoconvection expérimentale avec du gallium
Couette sphérique avec du sodium (expérience DTS)
Code numérique quasi-géostrophique

Différents régimes peuvent être identifiés selon l'ordre de grandeur de U , B , Ω :

$R_m = \frac{UR}{\eta}$ nombre de Reynolds magnétique (advection vs diffusion magnétique)

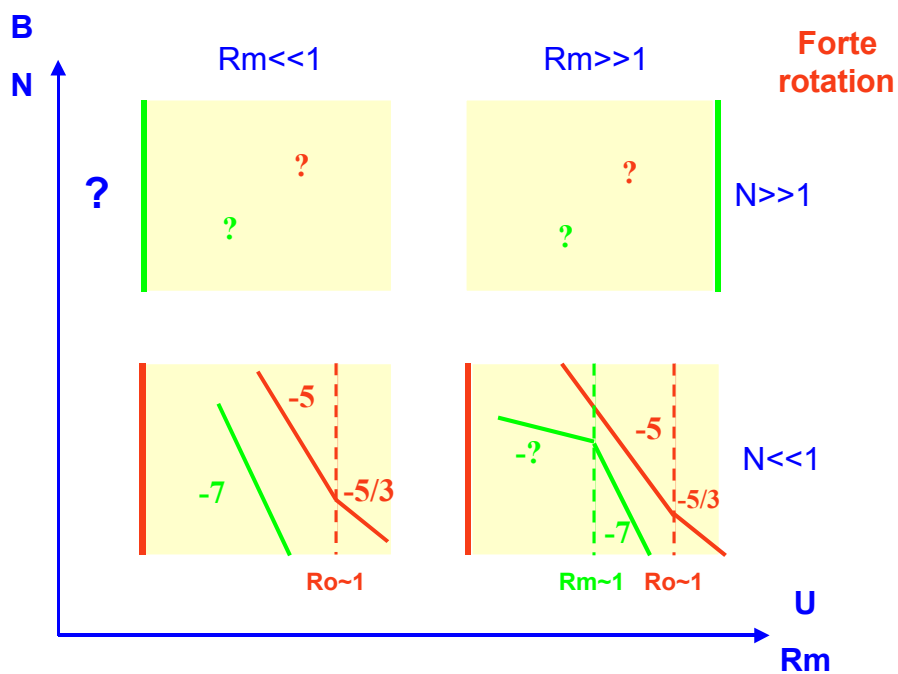
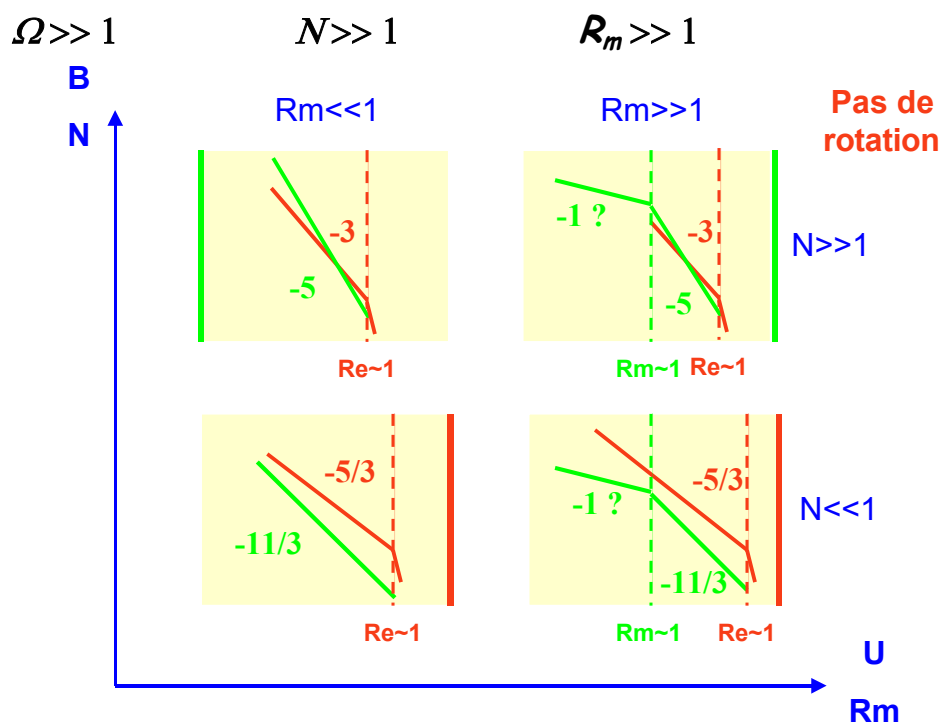
$Re = \frac{UR}{\nu}$ nombre de Reynolds (advection vs diffusion)

$N = \frac{\sigma B^2 R}{\rho U}$ paramètre d'interaction (forces de Lorentz vs forces d'inertie)

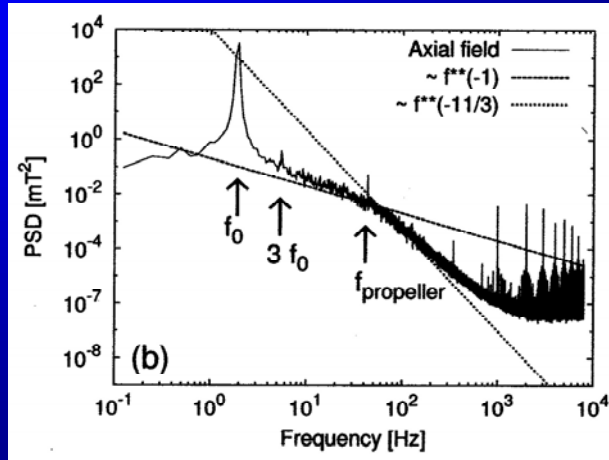
$Ro = \frac{U}{\Omega R}$ Rossby (forces d'inertie vs forces de Coriolis)

Notre objectif :

Caractériser des régimes encore peu étudiés :



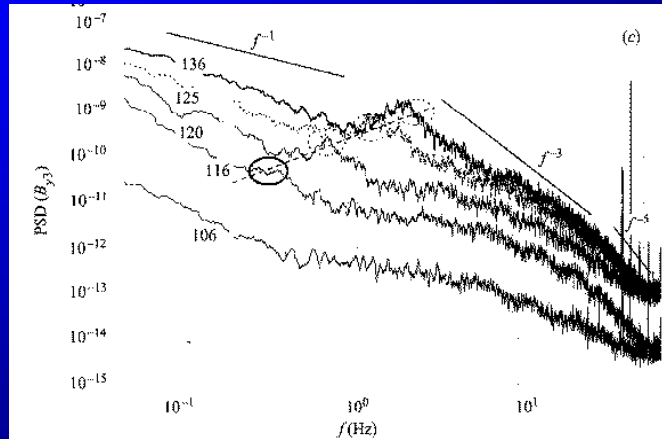
Riga B spectrum



Stefani, 2004



Karlsruhe B spectrum



Müller, Stieglitz & Horanyi, 2004



Rodion Stepanov (*Institute of Continuous Media Mechanics, Perm, Russia*)
 Franck Plunian (*LEGI, Grenoble*)

Principe du modèle :

Le principe du modèle en couche est fondé sur l'expression des équations de Navier-Stokes et de l'induction dans l'espace de Fourier. Dans le cas d'une turbulence isotrope, on admet qu'on peut remplacer toute quantité vectorielle par une quantité scalaire, chaque mode vectoriel étant donc remplacé par une couche scalaire. En supposant uniquement des interactions locales avec les quatre couches voisines (2 de chaque côté), on se ramène au système d'équations aux dérivées en temps ordinaires suivant :

$$\begin{aligned}
 (d_t + \text{Re}^{-1} k_n^2)U_n &= ik_n \{ (U_{n+1}^* U_{n+2}^* - B_{n+1}^* B_{n+2}^*) \\
 &- \frac{1}{4} (U_{n-1}^* U_{n+1}^* - B_{n-1}^* B_{n+1}^*) + \frac{1}{8} (U_{n-2}^* U_{n-1}^* - B_{n-2}^* B_{n-1}^*) \} + f_n
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
 (d_t + \text{Rm}^{-1} k_n^2)B_n &= \frac{ik_n}{6} \{ (U_{n+1}^* B_{n+2}^* - B_{n+1}^* U_{n+2}^*) \\
 &- (U_{n-1}^* B_{n+1}^* - B_{n-1}^* U_{n+1}^*) + (U_{n-2}^* B_{n-1}^* - B_{n-2}^* U_{n-1}^*) \}
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Dans la couche n correspondant au nombre d'onde $k_n = k_0 2^n$, la vitesse et le champ magnétique sont donnés par les quantités complexes U_n et B_n et le forçage de vitesse par f_n . Les coefficients $1/4$, $1/6$, $1/8$, etc, résultent de la conservation des quantités telles que l'énergie totale, l'hélicité croisée et l'hélicité magnétique dans le cas de viscosité et diffusivité magnétique nulles. Ce cas correspond à la limite infinie des nombres de Reynolds cinétique Re et magnétique Rm . Le forçage est réalisé sur 3 couches voisines, de manière à conserver une injection constante d'énergie par unité de temps, et n'injecter ni hélicité cinétique ni hélicité croisée.

Principaux résultats :

1. En l'absence de champ magnétique on obtient un spectre d'énergie cinétique en $k^{-5/3}$, avec un flux spectral d'énergie plat entre l'échelle de forçage et l'échelle de dissipation visqueuse.
2. En présence de génération de champ magnétique par effet dynamo, et à $\text{Pm} < 1$, le spectre d'énergie cinétique est en k^{-2} aux échelles juste au-dessus de l'échelle de dissipation magnétique (voir figure 1). Cette pente correspond à un transfert d'énergie cinétique en énergie magnétique jusqu'à l'échelle de dissipation ohmique.

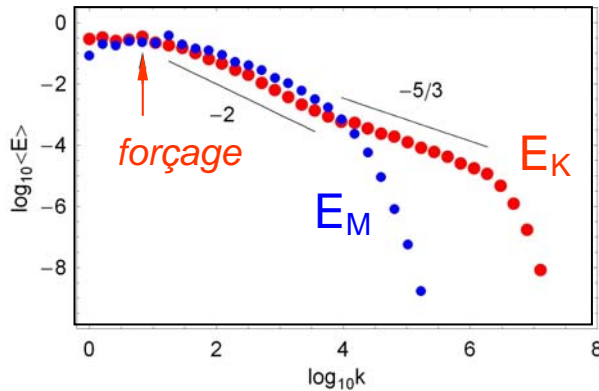


Figure 1. Spectres magnétique et cinétique pour $\text{Pm}=10^{-3}$ et $\text{Re}=10^9$

3. Le rapport des échelles de dissipation ohmique sur visqueuse est en $Pm^{-3/4}$ à faible Pm et en $Pm^{-1/3}$ si $Pm > 1$ (voir figure 2). La pente en $-3/4$ est prévisible selon la théorie de Kolmogorov car dans ce cas $k_v = O(Re^{3/4})$ et $k_\eta = O(Rm^{3/4})$. En revanche la pente en $-1/3$ est surprenante. En effet, selon la vision cinématique de la dynamo, les petites structures d'écoulement de taille l génèrent du champ magnétique d'échelle $lO(Rm^{-1/2})$, conduisant à une pente en $-1/2$ et non en $-1/3$. En fait la pente $-1/3$ résulte d'un calcul dynamique. En supprimant les termes correspondant aux forces de Laplace dans (1), on retrouve bien une pente en $-1/2$.

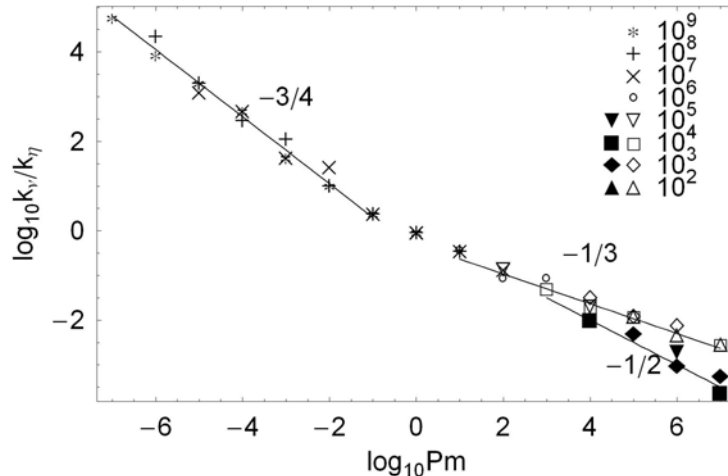


Figure 2. Rapport des échelles de dissipation (ohmique sur visqueuse) en fonction de Pm .

4. Lorsqu'on trace le nombre de Reynolds magnétique critique correspondant au seuil de l'instabilité dynamo en fonction du nombre de Reynolds (figure 3), on trouve qu'après une augmentation du seuil à Reynolds modéré, le seuil tend vers une valeur asymptotique dans la limite de grand Re (ou faible Pm). Par conséquent un effet dynamo à faible Pm est possible !

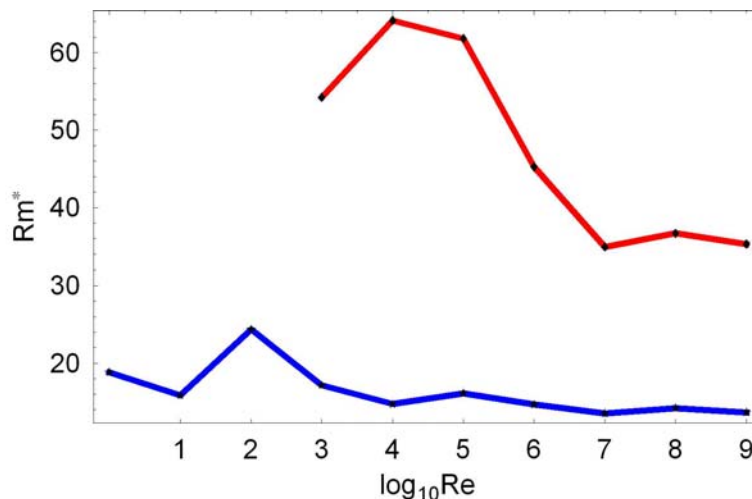


Figure 3. Nombre de Reynolds magnétique critique en fonction du nombre de Reynolds pour 2 échelles de forçage différente : $n=8$ en haut et $n=0$ en bas.

Quelques références sur les modèles en couche:

- Gledzer E.B., *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **209**, 1046 (1973)
- Gloaguen C., Léorat J., Pouquet A., Grappin R., *Physica D* **17**, 154 (1985)
- Yamada M. & Ohkitani K., *J. Phys. Soc. Jpn.* **56**, 4210 (1987)
- Frick P. & Sokoloff D., *Phys. Rev. E* **57**, 4155 (1998)

Turbulence Navier-Stokes en rotation rapide

Les écoulements turbulents en rotation intéressent des domaines très variés comme l'industrie (turbomachines), la météorologie ou la géophysique (océans, atmosphère). Dans ce dernier cas, l'effet de la rotation terrestre se fait particulièrement sentir dans les mouvements atmosphériques à grande échelle. Une description précise des écoulements géophysiques nécessite la prise en compte de nombreux paramètres (rotation, géométrie, stratification...). La méthodologie souvent suivie consiste à isoler un paramètre pour étudier en détail ses effets. De nombreux travaux ont ainsi été dédiés à l'effet de la rotation sur les écoulements turbulents géophysiques dont les équations de Navier-Stokes sont la plus simple représentation. Ces équations s'écrivent par exemple :

$$\partial_t \mathbf{w} - 2(\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} = (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{w} + \nu \nabla^2 \mathbf{w},$$

où \mathbf{w} est la vorticité ($\mathbf{w} = \nabla \times \mathbf{u}$), $\boldsymbol{\Omega}$ le taux de rotation associé à la force de Coriolis et ν la viscosité. L'intensité de la force de Coriolis peut se mesurer par le rapport entre le terme d'advection et le terme de Coriolis. Cette quantité adimensionnelle, $R_o = U/L\Omega$, est le nombre de Rossby. Un faible nombre de Rossby nous indique donc que les effets de la rotation sont dominants. Pour fixer les idées, prenons l'exemple d'un vent s'écoulant   $U \approx 0.1\text{ms}^{-1}$, de largeur $L \approx 10\text{km}$; avec $\Omega \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, nous obtenons $R_o \approx 0.1$ qui est une valeur typique des écoulements géophysiques à grande échelle. Pour cet écoulement, à la viscosité $\nu \approx 0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$, nous obtenons un nombre de Reynolds $R_e = UL/\nu \approx 10^8$.

Plusieurs expériences en laboratoire ont été dédiées à l'étude des écoulements turbulents en rotation (Hopfinger et al., 1982; Jacquin et al. 1990; Baroud et al. 2002, Morize et al. 2004). D'un point de vue expérimental, il n'est pas très difficile d'obtenir un petit nombre de Rossby ($R_o < 0.1$) dans une cuve en rotation rapide. Il est en revanche difficile d'obtenir un nombre de Reynolds supérieur à 10^5 . Ce nombre est toutefois suffisamment élevé pour que l'écoulement soit en régime de turbulence pleinement développée. Ces expériences ont pu mettre en évidence que la rotation a pour effet de bidimensionnaliser une turbulence initialement isotrope. Cela se traduit, par exemple, par une forte corrélation de la vitesse dans la direction du taux de rotation et par un ralentissement de la décroissance de l'énergie. L'expérience récente de Baroud et al. (2002), à un forçage est appliqué à petite échelle, semble montrer, entre autres, une cascade inverse de l'énergie avec un spectre en k^{-2} au lieu de la loi de Kolmogorov en $k^{-5/3}$ pour un écoulement turbulent sans rotation. Plus récemment, Morize et al. (2004) ont montré un raidissement du spectre perpendiculaire de l'énergie lorsque que le taux de rotation augmente. Initialement en $k^{-5/3}$, un spectre aussi pentu que $k^{-2.3}$ a pu être obtenu pour les nombres de Rossby les plus faibles. Ces expériences montrent donc une bidimensionalisation de la turbulence en présence de rotation dont les propriétés se distinguent toutefois de celles d'une turbulence purement bidimensionnelle (Kraichnan, 1967).

La turbulence en rotation a été largement étudiée par le biais des simulations numériques (Bardina et al., 1985; Hossain et al., 1994; Cambon et al, 1997, Smith et Waleffe,

1999). La réduction du transfert nonlinéaire dans la direction du taux de rotation Ω a été confirmée et un raidissement de la loi de puissance suivie par le spectre d'énergie a été mesuré. En particulier, Smith et Waleffe (1999) ont montré, par des simulations numériques directes, que lorsque l'écoulement est forcé tridimensionnellement à un nombre d'onde intermédiaire k_f , on observe une cascade directe de l'énergie pour $k > k_f$, avec un spectre isotrope 1D en k^{-2} , et une cascade apparemment inverse pour $k < k_f$, avec un spectre isotrope 1D en k^{-3} . Leur analyse démontre que l'énergie à grande échelle est principalement contenue dans l'état 2D (*i.e.* pour $k_{\parallel} = 0$, avec $\mathbf{k} \cdot \Omega = k_{\parallel} \Omega$), alors qu'à petite échelle elle est principalement contenue dans les modes 3D ($k_{\parallel} > 0$). Le spectre 2D observé pourrait, d'après les auteurs, être le résultat d'interactions non locales entre les modes 2D et 3D, plutôt que la conséquence d'une cascade inverse 2D. Le comportement à petite et grande échelle est fortement influencé par le rapport d'aspect entre la résolution verticale, le long de Ω , et horizontale : un petit rapport d'aspect, *i.e.* une faible résolution dans la direction verticale, mène à une réduction du nombre de triades résonnantes et une altération importante du spectre d'énergie. Leurs simulations révèlent un spectre d'énergie globalement en $k^{-5/3}$ pour un rapport d'aspect suffisamment petit. Ce résultat suggère donc que les triades résonnantes ont un rôle important à jouer dans la turbulence en rotation. En parallèle, Zeman (1994) et Zhou (1995) ont développé une phénoménologie pour la turbulence forte en rotation qui mène à un spectre d'énergie 1D isotrope en k^{-2} . Cependant, dans une telle approche le sens de la cascade ne peut pas être prédit. Dans le domaine de la théorie spectrale, les avancées les plus importantes ont été obtenues au moyen de méthodes de fermeture de type E.D.Q.N.M.. Cambon et al. (1989, 1997) ont développé un formalisme basé sur une décomposition en modes propres. La fermeture *ad hoc* utilisée mène à des équations dynamiques pour, par exemple, le spectre de l'énergie. La simulation de ces équations a permis de comprendre plus précisément certaines propriétés observées comme la bidimensionalisation du spectre de l'énergie.

Mes travaux théoriques sur la turbulence d'ondes inertielles consistent à quantifier exactement les effets de la rotation sur la turbulence Navier-Stokes incompressible, et ce dans la limite asymptotique de faible nombre de Rossby (Galtier, 2003). Ces travaux ont été fortement inspirés de ceux sur la turbulence d'ondes whistlers en électron MHD (Galtier et Bhattacharjee, 2003). En effet, ces deux milieux ont en commun de nombreuses propriétés dont l'origine provient, en partie, de l'existence d'un axe privilégié joué par le taux de rotation Ω , ou par un champ magnétique uniforme. J'ai développé un formalisme eulérien de turbulence d'ondes basé sur une décomposition hélicitaire complexe (Craya, 1958; Cambon et al., 1989; Lesieur, 1990; Waleffe, 1992; Turner, 2000). En effet, les ondes inertielles, solutions des équations de Navier-Stokes en présence de la force de Coriolis, sont des ondes transverses, dispersives, polarisées circulairement. Elles sont caractérisées par une fréquence $\omega(\mathbf{k}) = 2\Omega k_{\parallel}/k$, où $\mathbf{k} \cdot \Omega = k_{\parallel} \Omega$. (Pour les ondes whistlers, nous avons une fréquence proportionnelle à $k_{\parallel} k$.) Ce formalisme eulérien hélicitaire permet d'obtenir, au plus bas ordre, les équations cinétiques d'ondes inertielles dans le cas tridimensionnel pour le spectre de l'énergie $E(\mathbf{k})$ et de l'hélicité cinétique $H(\mathbf{k})$. L'analyse de ces équations permet de montrer que la turbulence d'ondes inertielles partage les mêmes propriétés que la turbulence d'ondes whistlers en électron MHD et que dans les deux limites d'interactions fortement locales et fortement nonlocales, le transfert nonlinéaire se fait préférentiellement dans la direction perpendiculaire à l'axe de rota-

tion. Cette constatation m’a amené à étudier les équations cinétiques dans la limite d’une turbulence fortement anisotrope, *i.e.* où $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ pour laquelle il est possible d’extraire les solutions exactes en loi de puissance. Les solutions anisotropes axisymétriques à flux constant de Kuznetsov-Zakharov-Kolmogorov (Kuznetsov, 1972, Zakharov et al., 1992) sont de la forme (Galtier, 2003) :

$$E(k_{\perp}, k_{\parallel}) \sim k_{\perp}^{-5/2} k_{\parallel}^{-1/2}, \quad H(k_{\perp}, k_{\parallel}) \sim k_{\perp}^{-3/2} k_{\parallel}^{-1/2}.$$

Une description heuristique anisotrope permet de retrouver ces doubles lois de puissance. On peut remarquer que nous retrouvons le résultat phénoménologique isotrope de Zeman (1994) et Zhou (1995) lorsque les directions horizontale et verticale ne sont plus différenciées. Notons aussi, que ces prédictions anisotropes constituent **une première**, ce qui peut être surprenant puisque le comportement anisotrope des fluides en rotation est par ailleurs largement reconnu par la communauté. L’étude des conditions de validité des solutions KZK montre *a priori* une divergence infra-rouge du spectre, mais la coupure introduite par l’hypothèse anisotrope ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) nous sauve de ce problème. Enfin, on peut aussi démontrer que dans ce régime l’énergie cascade vers les petites échelles.

La turbulence d’ondes étant une théorie asymptotique, il existe un domaine de validité des équations cinétiques d’ondes inertielles. La séparation d’échelle supposée entre le temps caractéristique des nonlinéarités et la période des ondes inertielles se traduit par l’existence d’un cône “interdit”, à faibles k_{\parallel} , dans lequel les équations cinétiques ne sont pas valides. Cette propriété se retrouve aussi pour la turbulence d’ondes whistlers. Par ailleurs, on peut montrer que l’état bidimensionnel ($k_{\parallel} = 0$) se découple des modes 3D ($k_{\parallel} > 0$). En d’autres termes, la turbulence bidimensionnelle (le mode lent) n’est pas décrite par le régime de turbulence d’ondes. Ce type de découplage n’est pas nouveau puisqu’on le retrouve aussi en turbulence stratifiée. Il semble donc particulièrement intéressant de sonder en profondeur ce cône et de voir si, éventuellement, des processus à un ordre $n > 3$ peuvent interagir avec l’état 2D comme le suggèrent les simulations numériques directes de Smith et Waleffe (1999). Remarquons qu’une étude similaire sur les fluides en rotation rapide a été faite récemment (Rubinstein et al. 2004; Godeferd et al., 2005). En particulier, ce travail a consisté à simuler numériquement les équations cinétiques d’ondes.

Comme je l’ai signalé à plusieurs reprises, la turbulence Navier-Stokes en rotation rapide est très proche de celle de l’électron MHD ou EMHD lorsqu’un fort champ magnétique extérieur est présent. L’EMHD correspond à une description à haute fréquence des plasmas. Lorsque la fréquence des phénomènes étudiés est proche de la gyrofréquence des ions, on ne peut plus négliger l’inertie des ions. On doit alors se tourner vers la loi d’Ohm généralisée. Dans une limite d’échelle spatio-temporelle suffisamment petite (pour des fréquences comprises entre les gyrofréquences des ions et des électrons), les électrons et les ions se découplent totalement. Sur des échelles de temps aussi courtes, les ions deviennent très lourds et vont constituer un fond homogène statique. Le courant électrique, et plus largement la dynamique, seront alors totalement décrits par le mouvement des électrons. Dans cette limite, nous obtenons l’approximation de la EMHD. Les ondes, solutions linéaires des équations EMHD en présence d’un champ magnétique uniforme sont les ondes whistlers. Ces ondes transverses, dispersives, polarisées circulairement à droite, sont observées dans de nombreux milieux comme par exemple le vent solaire.

Notes pour le GDR Structure de la Turbulence et Mélange

Suggestions de thèmes ou sous-thèmes

F. Schmitt, CNRS et U. Lille 1

Francois.schmitt@univ-lille1.fr

1. Simulations stochastiques de l'intermittence de la turbulence

Il est reconnu que l'intermittence de la turbulence développée est bien modélisée par des cascades multiplicatives. Lorsque cette cascade est continue en échelle, les modèles admissibles sont de type « log-Infiniment Divisibles ». Depuis 4-5 ans, plusieurs auteurs ou équipes ont pu avancer vers la simulation stochastique de tels processus, et il existe un certain nombre de publications sur le sujet (voir ci-dessous).

Il est remarquable que la communauté française soit très présente sur ce thème (F. Schmitt, P. Abry, P. Chainais, J. F. Muzy, E. Bacry, J. Barral...). Une réunion sur ce thème a été organisée en mars 2004 par le GDR ISIS (Information, Signal, Image, Vision) : voir <http://www.isima.fr/~chainais/PUB/CR110304.html>. Cette réunion était orientée maths appliquées et traitement du signal. Une réunion analogue orientée « turbulence » serait intéressante.

1. F. G. Schmitt :

F. G. Schmitt and D. Marsan, 2001. Stochastic equations generating continuous multiplicative cascades, *Eur. Phys. J. B* 20, 3-6.

F. G. Schmitt, 2003. A causal multifractal stochastic equation and its statistical properties, *Eur. Phys. J. B* 34, 85-98.

2. B. B. Mandelbrot :

J. Barral and B. B. Mandelbrot, 2001. Multifractal products of cylindrical pulses. *Cowles Foundation Discussion paper* 1287.

J. Barral and B. B. Mandelbrot, 2002. Multifractal products of cylindrical pulses. *Probab. Theory Relat. Fields* 124, 409-430.

3. E. Bacry et J. F. Muzy

J. F. Muzy and E. Bacry, 2002. Multifractal stationary random measures and multifractal random walks with log infinitely divisible scaling laws, *Physical Review E* 66, 056121.

E. Bacry and J. F. Muzy, 2003. Log-infinitely divisible multifractal processes, *Comm. Math. Phys.* 236, 449-475.

4. P. Chainais, R. Riedi et P. Abry :

P. Chainais, R. Riedi and P. Abry, 2003a. Scale invariant infinitely divisible cascades. *Proceedings of the PSIP 2003* (Physics in Signal and Image Processing).

P. Chainais, R. Riedi and P. Abry, 2003b. On non scale invariant infinitely divisible cascades. *Proceedings of GERTSI 2003 conference*.

P. Chainais, R. Riedi and P. Abry, 2005a. Warped infinitely divisible cascades : beyond power laws. *Traitement du Signal* (in press).

P. Chainais, R. Riedi and P. Abry, 2005b. On non scale invariant infinitely divisible cascades. *IEEE Transactions on Information Theory* (in press).

5. R. Schmiegel et al.

J. Schmiegel, J. Cleve, H. C. Eggers, B. R. Pearson and M. Greiner, 2004. Stochastic energy cascade model for (1+1)-dimensional fully developed turbulence, *Physics Letters A* 320, 247-253.

O. E. Barndorff-Nielsen and J. Schmiegel, 2004. Lévy-based spatial-temporal modelling, with applications to turbulence, *Russian Math. Surveys* 59, 65-90.

6. D. Ostrovsky

D. Ostrovsky, 2004. Limit lognormal multifractal as an exponential functional, *Journal of Statistical Physics* 116, 1491-1520.

2. Modèles invariants d'échelle pour l'intermittence de la turbulence : vers le vectoriel ?

Il est notable qu'il existe 2 types de communautés en turbulence : la turbulence de l'ingénieur (modèles de viscosité, LES, DNS, etc.) et la turbulence plus « physique », incluant ceux qui étudient et modélisent l'intermittence. Les résultats obtenus dans ce dernier sous-domaine vont rarement jusqu'à l'application industrielle et les ingénieurs ignorent largement les résultats et acquis existant pour l'intermittence. Pourtant, dans ce domaine, on est capable de reproduire des comportements moyens et extrêmes, avec des moments allant aisément jusqu'à l'ordre 5 ou 6. Par contre, les modèles de viscosité et autres modèles utilisés en turbulence de l'ingénieur et dans les applications industrielles et environnementales, reposent sur des hypothèses dont il est bien connu qu'elles sont fausses (séparation d'échelle, etc.) et utilisent une multitude de paramètres arbitraires. Les modèles correspondants sont adéquats seulement pour l'ordre 1 (les moments d'ordre 2 sont rarement proches des données).

Cela montre qu'il serait tout à fait utile de pouvoir « exporter » les méthodes et approches de l'intermittence vers des domaines plus appliqués. Cela pourrait fournir matière à un sous thème, incluant des recherches dans les directions suivantes :

- le vectoriel. Les modèles de l'intermittence sont encore 1D, alors que les applications demandent de maîtriser le vectoriel.
- Inclure des effets de bord. Les applications sont rarement intéressées par ce qui se passe loin des parois, mais au contraire par l'effet de celles-ci sur les statistiques ; c'est encore balbutiant en ce qui concerne l'intermittence.

3. Turbulence et taux de rencontre des particules, et applications.

L'influence de la turbulence sur le taux de rencontre de particules est manifeste. Par exemple, des particules inertielles ont des concentrations inhomogènes sous l'effet de la turbulence, ce qui va favoriser leur taux de rencontre. Ceci est intéressant pour différents types d'applications : aérosols, formation de gouttes d'eau dans les nuages, et aussi dans le domaine des couplages physique biologie dans l'océan. Dans ce dernier domaine, les particules sont des organismes biologiques et leur taux de rencontre est fondamental pour leur écologie : rencontre avec la nourriture, et rencontre avec un partenaire pour la reproduction ; il existe un certain nombre de travaux sur ce sujet, principalement effectués par des biologistes ; il serait intéressant d'évoquer le domaine pour suggérer plus d'implications de « turbulenciers ».

De plus, il existe un certain nombre de résultats récents dans le domaine des taux de rencontre de particules sous l'effet de la turbulence (voir ci-dessous une sélection de refs récentes), mais assez peu, apparemment, d'équipes ou auteurs français (à l'exception de O. Simonin). Un sous-thème sur le sujet pourrait être l'occasion de lancer le débat et l'intérêt pour le sujet et ses applications ?

W. C. Reade, L. R. Collins, Effect of preferential concentration on turbulent collision rates, *Phys fluids* 12 (2000) 2530.

E. Balkovsky, G ; Falkovich, A. Fouxon, Intermittent distribution of inertial particles in turbulent flows, *PRL* 86 (2001) 2790.

D. M. Lewis, T. J. pedley, The influence of turbulence on plankton predation strategies, *J. theor. Biol.* 210 (2001) 347.

G. Falkovich, A. Fouxonn, M. G. Stepanov, Acceleration of rain initiation by cloud turbulence, *Nature* 419 (2002) 151.

L. I. Zaichik, O. Simonin, V. M. Alipchenkov, Two statistical models for predicting collision rates of inertial particles in homogeneous isotropic turbulence, *Phys Fluids* 15 (2003) 2995.