

G.D.R. 1112

Structure et statistique de la turbulence : expérimentation et simulation

Compte-rendu des journées

organisées à Toulouse, IMFT, les 18 et 19 Décembre 2000

Astrophysique et MHD

Mai 2001

Préambule

Le présent compte-rendu ressemble, plus que d'habitude, à un recueil de résumés de congrès, et moins à une synthèse des présentations et des discussions/débats. Cela provient du fait que le thème central de ces deux journées organisées à Toulouse était spécifique à l'Astrophysique et à la MHD. Il m'a donc semblé préférable que chacun écrive son propre résumé, en l'illustrant d'une ou deux figures typiques, afin d'éviter tout malentendu ou mauvaise interprétation de la part de rédacteurs extérieurs, l'étendue des sujets abordés étant largement plus vaste qu'à l'accoutumée.

Néanmoins, je pense que ces deux journées ont été un franc succès, j'y ai du moins appris beaucoup de choses, et j'espère qu'elles permettront le développement d'interactions plus nombreuses et plus solides entre les différents groupes ou équipes de recherche, rattachés aux sections 02, 10, 13 ou 14 du CNRS auxquelles le GDR Turbulence est affilié.

Je tiens finalement à remercier les organisateurs de ces journées, Azzedine Kourta et Henri-Claude Boisson de l'IMFT, et Michel Rieutord de l'Observatoire Midi-Pyrénées, de nous avoir concocté ce programme dans lequel les nombreux astrophysiciens et spécialistes de MHD qui ont répondu présent ont pu s'insérer.

..... Enfin, last but not least comme on dit !!, j'espère que les lecteurs de ce compte-rendu prendront autant de plaisir à le lire que j'en ai eu à le préparer, ce qui me permet au passage de remercier les auteurs de m'avoir transmis leur résumé. Quant aux autres, les quelques intervenants qui n'ont pas eu le temps ou le courage de m'en transmettre un, je les remercie d'avoir par avance préparé des sites web bien faits, ce qui m'a permis sans trop d'efforts de fabriquer un résumé pour eux.

Fabien Anselmet

Compte-rendu des journées du GDR Turbulence Toulouse - IMFT - 18 et 19 Décembre 2000

Lundi 18 décembre 2000

Matin

Session 1: Astrophysique et MHD - Modérateur: Jean Paul Zahn

Conférence invitée d'ouverture:

Edith Falgarone , Le milieu interstellaire froid, plasma turbulent peu ionisé	3
Michel Rieutord , La convection turbulente dans les étoiles	5
Denis Richard , Jean-Paul Zahn, Olivier Dauchot et François Daviaud, Turbulence en rotation différentielle	7
Béregère Dubrulle , Disques protoplanétaires et machines à laver	9
Alain Noullez , Instabilité gravitationnelle et grandes structures	11
Jean-François Pinton et al., Turbulence MHD dans l'écoulement de von Kármán sodium	15
Caroline Nore , Marc-Etienne Brachet, Hélène Politano et Annick Pouquet, Etude numérique de l'effet dynamo dans la géométrie du tourbillon de Taylor-Green	17
Jacques Léorat et Roland Grapin, Origine de la turbulence dans le vent solaire	19

Après-midi

Session 1 (suite):

Sacha Brun, Convection turbulente solaire sous l'influence de la rotation et du champ magnétique 22

Session 2: Description de la turbulence - Modérateur: Bernard Castaing

Jean Delour , Alain Arnéodo et Jean-François Muzy, Devons-nous abandonner les modèles de cascade pour décrire la complexité spatiale du champ de vitesse en turbulence développée ?	27
Jacques Magnaudet , Que nous apprend la RDT sur la turbulence au voisinage d'une surface plane?	31
Béregère Dubrulle et Jean-Philippe Laval, Explication qualitative de l'intermittence	33
Emmanuel Lévêque , Modèle réduit des équations de Navier-Stokes; cascade d'énergie rapidement éteinte	35
Roger Lewandowski , Quelques propriétés mathématiques des modèles de fermeture turbulente	36

Mardi 19 décembre 2000

Matin

Session 3: Turbulence et structures cohérentes - Modérateur: Azzedine Kourta

Dimitri Laveder , Filamentation d'ondes d'Alfvén et formation de structures cohérentes en MHD dispersive	41
Freddy Bouchet et Joel Sommeria, Mécanique statistique pour la turbulence quasi-géostrophique : Applications aux structures cohérentes de Jupiter	43
Patrice Le Gal , Christophe Eloy et Stéphane Le Dizes, Instabilités elliptiques	46
Marianna Braza , Physique et modélisation d'écoulements instationnaires décollés turbulents en aérodynamique et interaction fluide-structure	47
Pierre Chainais , Jean-François Pinton et Patrice Abry, Intermittence et structures cohérentes dans une machine à laver: une analyse ondelette de mesures conjointes pression/vitesse	50

Après-midi

Session 3 (suite): Turbulence et structures cohérentes - Modérateur: Henri-Claude Boisson

Kai Schneider et Marie Farge , CVS filtering of 3D turbulent mixing layer using orthogonal wavelets	52
---	----

Session 4: Méthodes expérimentales - Modérateur: Henri-Claude Boisson

Nicolas Mordant , Jean-François Pinton et Olivier Michel, Mesures Lagrangiennes de vitesse	53
Frédéric Bottausci , Philippe Petitjeans et Agnès Maurel, Dissipation d'énergie et instabilités au sein d'un vortex étiré localement	55
Jacques Borée et al., Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé	57
Johan Carlier , Etude des structures cohérentes d'une couche limite turbulente à grand nombre de Reynolds	61

Le milieu interstellaire froid, plasma turbulent peu ionisé

Edith Falgarone

Laboratoire de Radioastronomie Millimétrique
ENS et Observatoire de Paris
edith@lra.ens.fr

Le milieu interstellaire froid, dans lequel se forment les étoiles, est un fluide dont la physique est intrinsèquement complexe à cause de la gamme considérable d'échelles spatiales et temporelles couplées qu'il est nécessaire de prendre en compte. Ce milieu est turbulent, multiphasique, couplé de façon plus ou moins forte au champ magnétique suivant les échelles et l'environnement radiatif. La turbulence y est supersonique mais probablement sub-Alfvénique, et l'énergie qui stabilise le gaz contre l'effondrement gravitationnel est l'énergie contenue dans la turbulence. Les enjeux actuels sont de comprendre l'origine de sa structuration auto-similaire observée sur près de cinq ordres de grandeur en taille, celle de la stabilité gravitationnelle du milieu et celle de son étonnante richesse chimique.

J'ai présenté le milieu et montré comment les observations permettent d'accéder à la statistique du champ de vitesse et en particulier à ses propriétés d'intermittence ainsi qu'à d'autres grandeurs essentielles comme la densité, le degré d'ionization, le champ magnétique (intensité, topologie). J'ai ensuite illustré sur plusieurs exemples, et notamment les trois suivants, l'impact de la turbulence et de son intermittence sur la physique du milieu.

PDFs of Line Centroid Velocity Increments as a Function of the Increment Lag for ^{12}CO Line Profiles in L1512S

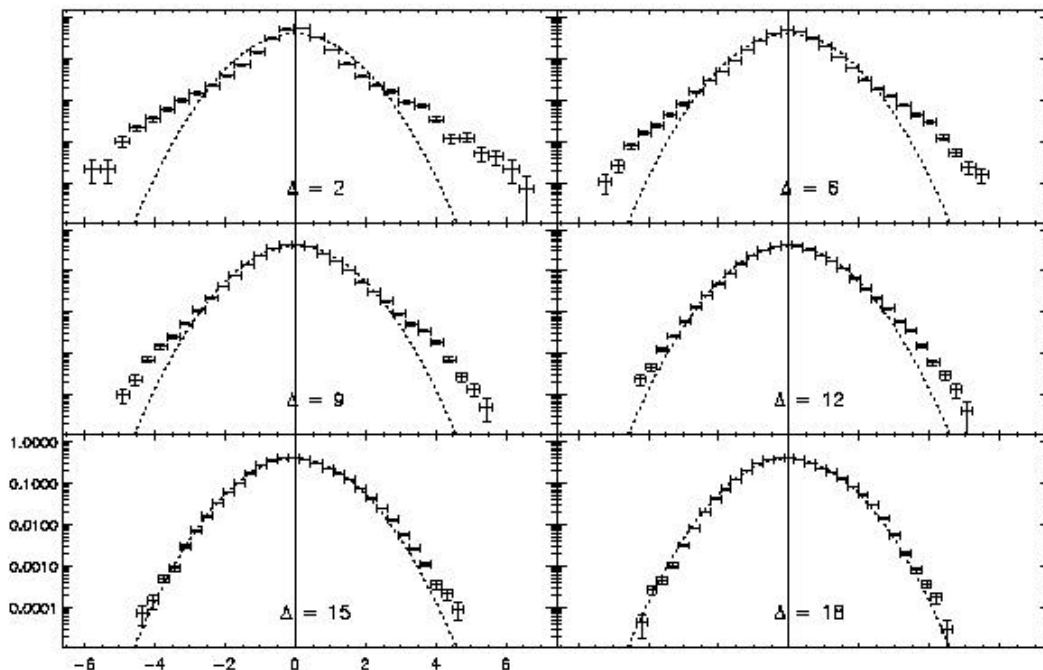


Figure 1. Distributions de probabilités des incréments de centroïdes de raies spectrales pour des séparations Δ variables, exprimées en nombre de pixels, dans deux champs différents, contenant l'un environ 5000 spectres dans la transition $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ (a), et l'autre, près de 9000 spectres dans la transition $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ (b).

Les écarts à la gaussianité sont d'autant plus prononcés que la séparation Δ est petite (Pety, Thèse d'Etat, 1999, Pety & Falgarone en préparation).

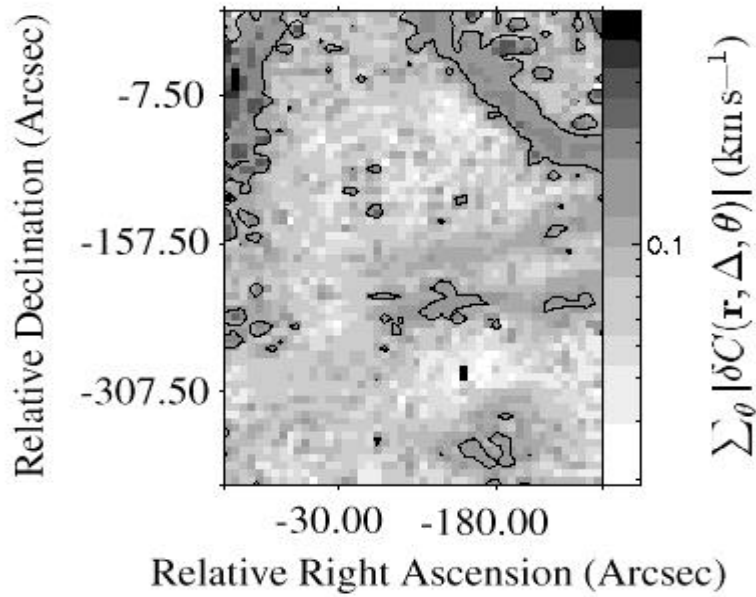


Figure 2. Carte des valeurs des incréments de centroides pour le champ correspondant aux distributions (a) ci-dessus. On remarque que l'ensemble des positions où ces incréments sont les plus élevés est structuré en filament. (Pety, Thèse d'Etat 1999 et Pety & Falgarone en préparation).

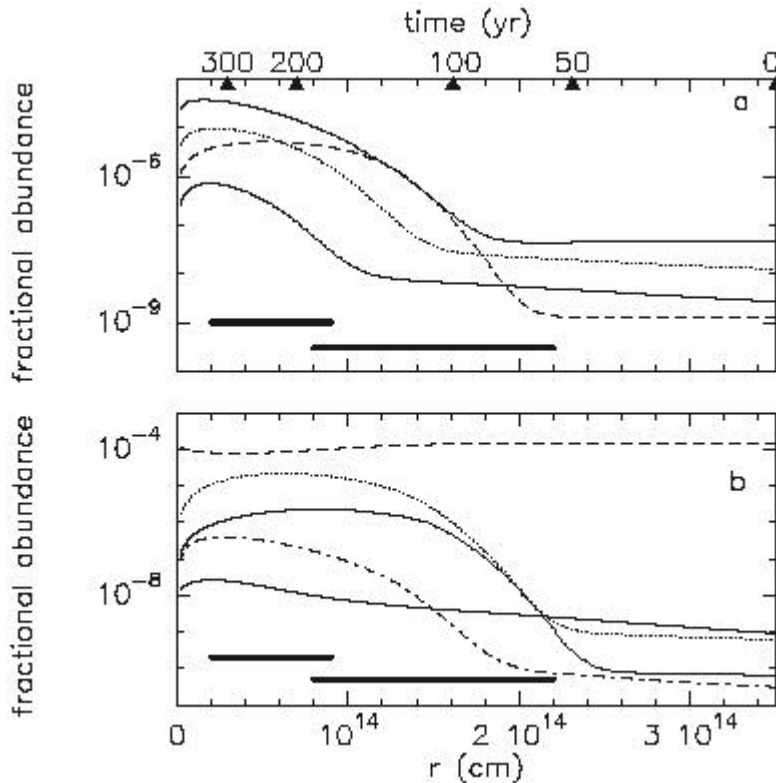


Figure 3. Variations des abondances moléculaires du gaz en fonction de la distance à l'axe d'une zone d'intermittence modélisée comme un tourbillon de Burgers couplé à un champ magnétique hélicoïdal. L'axe des temps est celui de l'évolution lagrangienne d'une particule fluide pénétrant dans le tourbillon. Les segments horizontaux représentent (à gauche) les couches où le gaz est chauffé par la dissipation visqueuse dans les zones de grand cisaillement au bord du tourbillon, et (à droite) les couches où la vitesse de dérive entre les espèces ionisées (couplées au champ magnétique) et neutres est la plus grande. Les espèces chimiques sont, par abondance décroissante à $t=0$, en (a) C, OH, H_2O , CH, en (b) C^+ , H_3O^+ , CH_3^+ , CH^+ et HCO^+ (Joulain et al., 1998, *Astron. & Astrophys.* 340, 241).

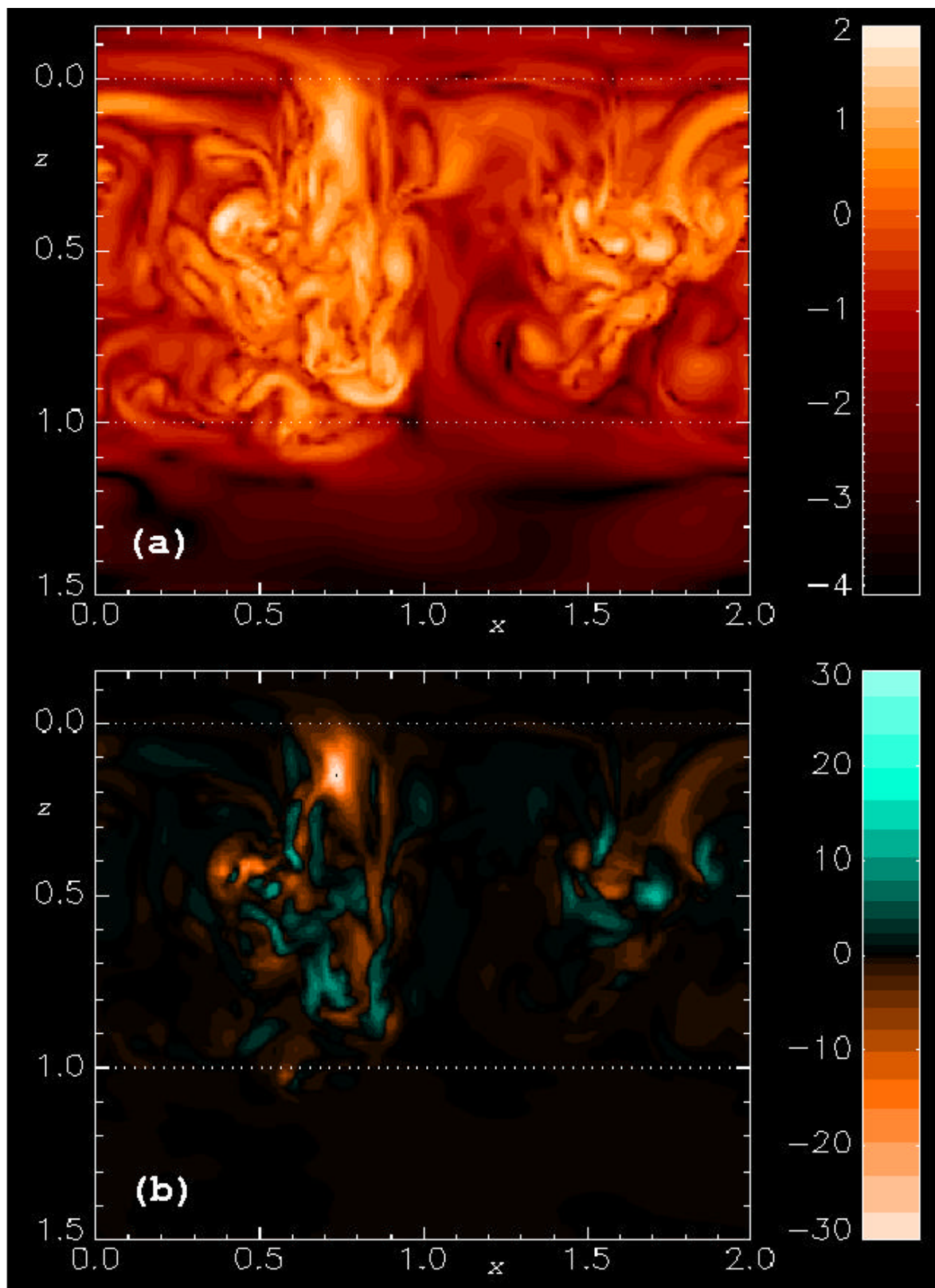
La convection turbulente dans les étoiles

Michel Rieutord

Observatoire Midi-Pyrénées - Toulouse et Institut Universitaire de France

rieutord@ast.obs-mip.fr

Nous avons présenté l'origine de la convection dans les étoiles ainsi que son rôle en physique stellaire. Ses caractéristiques principales sont les très grands nombres de Reynolds ($>10^{10}$) et très petits nombres de Prandtl ($<10^{-6}$) issus des grandes dimensions du système (pour Re) et du fait que la diffusion de la chaleur est assurée par les photons. Nous avons ensuite présenté les observations disponibles : elles proviennent essentiellement de l'observation du soleil soit directement par l'observation de la granulation solaire (cellules convectives de surface) soit indirectement par l'héliosismologie qui, par mesure de la vitesse du son, permet de déterminer la profondeur de la zone convective et son profil de rotation. Nous avons ensuite présenté quelques développements récents sur les simulations numériques et la modélisation de la convection solaire.



Enstrophie (haut) et Hélicité (bas) dans un plan vertical d'une simulation de la zone convective solaire. On notera très clairement la présence de deux panaches turbulents et la concentration de l'hélicité dans leur région centrale (réf. Brandenburg et al. 1996, JFM 306, p325).

Turbulence en rotation différentielle

Denis Richard, Jean-Paul Zahn^(a), Olivier Dauchot et François Daviaud^(b)

(a) Observatoire de Paris / DASGAL

(b) CEA Saclay / GIT
denis.richard@obspm.fr

Contexte Astrophysique

La rotation différentielle (par opposition à la rotation solide) est un type d'écoulement courant en Astrophysique. Citons deux exemples : les intérieurs stellaires et les disques d'accrétion. Dans le cas des intérieurs stellaires, la rotation différentielle est engendrée par la circulation méridienne (pôle - équateur), et par la transition entre le coeur de l'étoile en rotation solide et la zone convective.

Les disques d'accrétion minces (dont l'épaisseur est inférieure au rayon) sont, en première approximation, en rotation keplerienne ($\Omega = \sqrt{G.M / r^3}$, où G est la constante de la gravitation, M la masse de l'étoile centrale, et r le rayon). Pour permettre l'accrétion (flux de masse vers l'étoile centrale) en régime stationnaire, il est indispensable d'évacuer le moment cinétique vers l'extérieur du disque. La viscosité moléculaire étant trop faible, il faut faire appel une dissipation turbulente. La rotation différentielle est un candidat pour le déclenchement et le maintien de la turbulence.

Etant donnée la nature non-linéaire de ces instabilités, l'outil analytique n'est d'aucune aide. L'outil numérique ne permet pas encore d'atteindre les nombres de Reynolds auxquels ces instabilités se déclenchent (autour de 10^4). Reste l'expérience de laboratoire.

Expérience en laboratoire

L'expérience type pour la rotation différentielle est l'expérience dite de Couette-Taylor. Il s'agit de deux cylindres coaxiaux de rayons R_i et R_o ($R_i < R_o$), entre lesquels le fluide est cisailé. Les deux cylindres sont mis en rotation avec des vitesses angulaire Ω_i et Ω_o indépendantes. Dans le régime où $\Omega_i R_i^2 > \Omega_o R_o^2$, l'écoulement est linéairement instable (Instabilité centrifuge).

Une première exploration visuelle à l'aide de fines particules de Kalioscope et d'un éclairage néon UV a permis de délimiter les domaines de stabilité. En particulier, nous avons mis en évidence une zone d'instabilité (située entre la courbe de stabilité linéaire et la rotation solide) qui n'avait jamais été explorée jusqu'à maintenant (Fig.1). Dans ce régime de rotation, l'écoulement présente les mêmes caractéristiques qu'un écoulement keplerien : gradient de vitesse angulaire négatif et gradient de moment cinétique positif.

L'étude se poursuit à l'aide de techniques de vélocimétrie laser, de visualisation par feuille laser, et de diagramme temps-espace pour définir la nature et les caractéristiques de cet écoulement. Une attention particulière est portée aux conditions aux limites et à leur possible influence sur la turbulence.

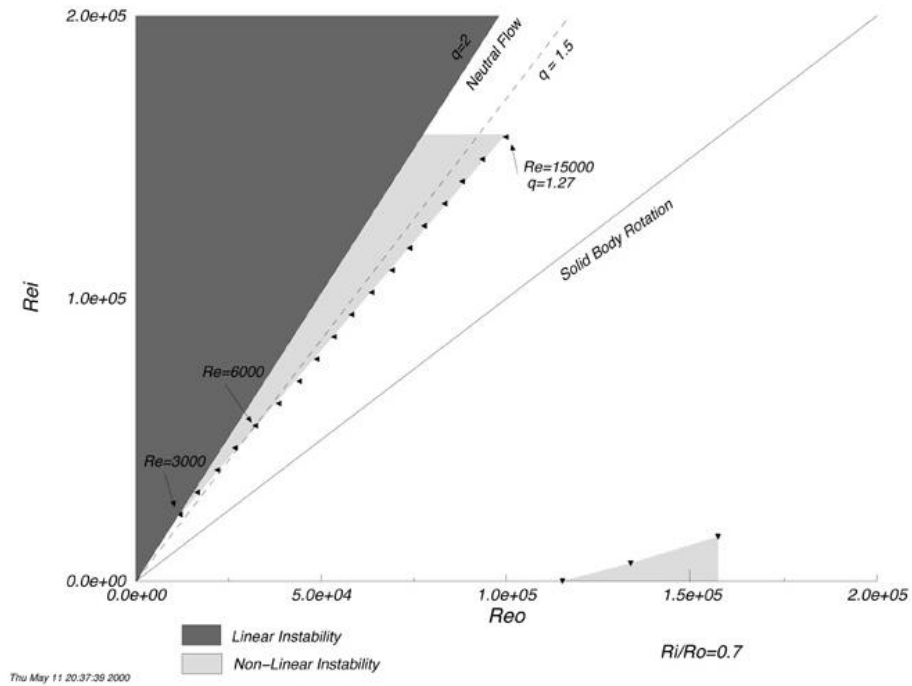
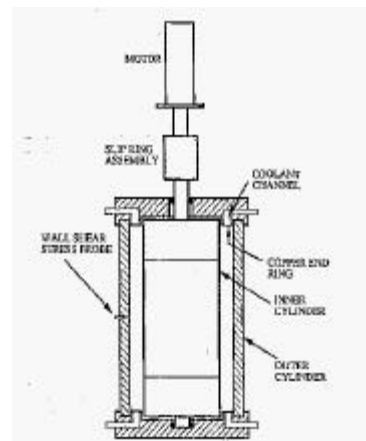
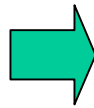
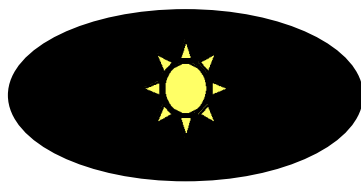


Figure 1. Domaines de stabilité et de turbulence dans le diagramme $Re_i(o) = \Omega_{i(o)} R_{i(o)} \Delta R / \nu$.

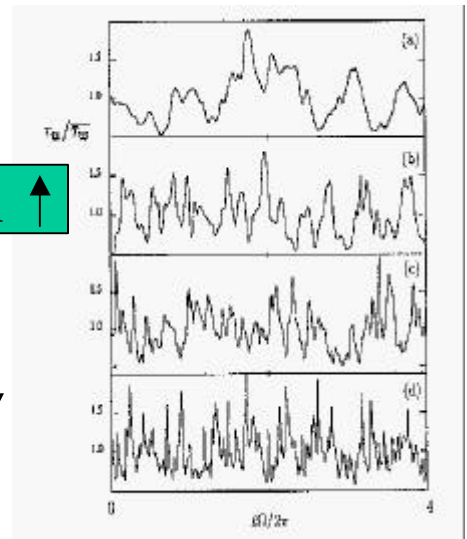
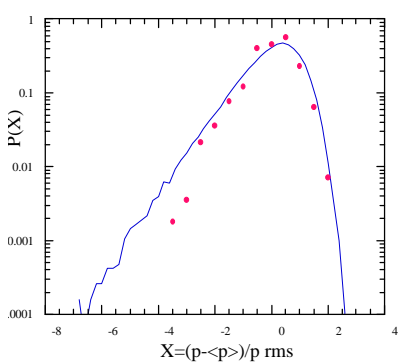
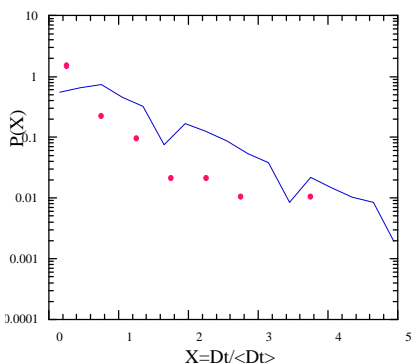
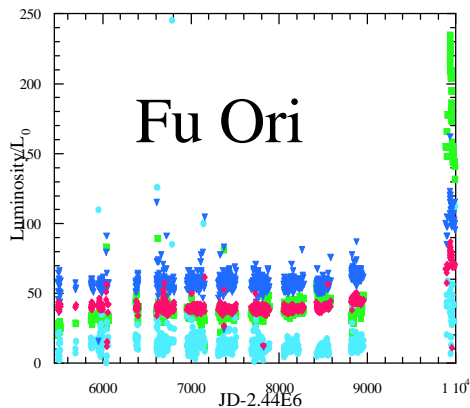
Disques protoplanétaires et machines à laver

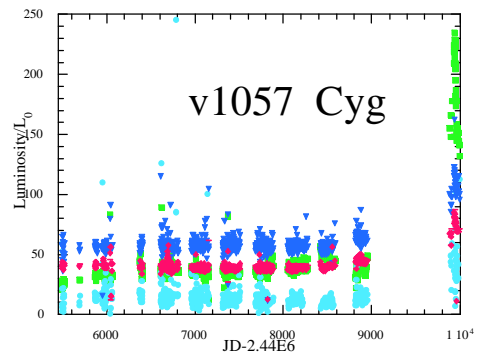
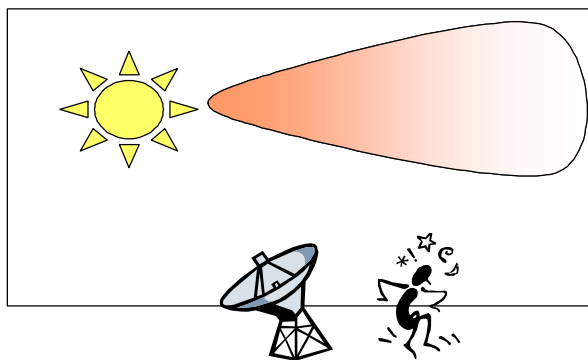
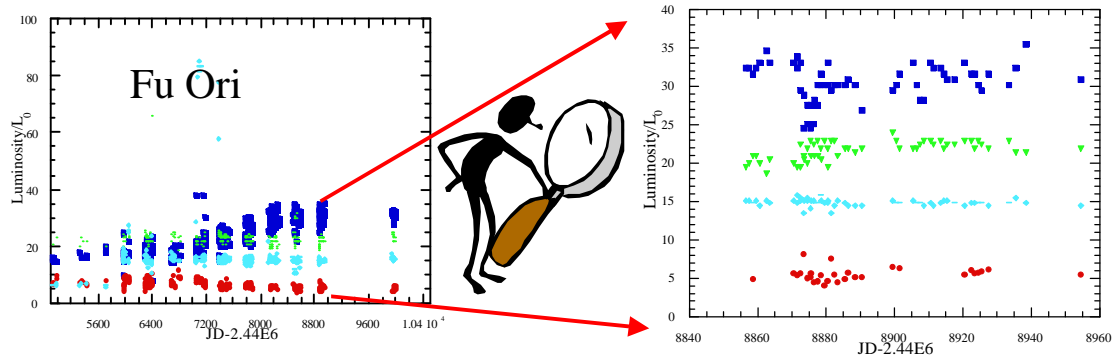
Bérengère Dubrulle
 Groupe Instabilité et Turbulence - CEA/DRECAM/SPEC
 L'Orme des Merisiers, 772
 91191 Gif sur Yvette Cedex
 bdubru@discovery.saclay.cea.fr

On pense que le (les) système(s) solaire(s) se sont formés à partir d'un disque de poussière et de gaz entourant l'étoile centrale. Cette dernière est en rotation et pourrait induire de la turbulence dans le disque, un peu à la manière d'un mixer dans une purée de bébé ou d'une machine à laver américaine. Pour des raisons philosophiques évidentes, on aimerait bien en savoir un peu plus sur la turbulence, mais, hélas, à moins de disposer d'un vaisseau hypergalactique pouvant nous propulser vers les autres systèmes solaires en formation, on ne peut guère compter que sur nos télescopes pour explorer cette turbulence. L'idée qui sous-tend ce travail est basée sur l'observation que les conditions hydrodynamiques usuelles d'étude en laboratoire des écoulements de Couette-Taylor (où le cylindre intérieur tourne et l'extérieur est fixe, avec un nombre de Reynolds $Re \approx 10^6$ et un nombre de Mach $Ma < 1$ (≈ 0.4 en général)) ne sont pas très éloignées de celles rencontrées "pas trop loin" d'une étoile.



Machine à laver





Cette idée audacieuse mérite quelques tests préalables, avant de commencer à ensemercer des machines à laver ou des mixers avec des grumeaux mimiquant les protoplanètes ! Le problème est que, vu de la terre, il est très difficile de distinguer le disque de l'étoile. Il se trouve que dans certains disques, le rayonnement du disque est si fort que l'on est sûr que tout ce que l'on observe vient du disque. Ce que l'on observe fluctue grandement avec le temps, dans toutes les longueurs d'onde. Si le modèle de la machine à laver s'applique, la luminosité récoltée est proportionnelle à la puissance dissipée dans la couche limite entre le disque et l'étoile. Et donc, on s'attend à ce que les caractéristiques de cette puissance dissipée soient les mêmes dans le disque et dans la machine à laver. Et bien, ça marche : de la même façon que l'on observe que les fluctuations de puissance dans le système de Couette-Taylor sont lognormales et que les temps d'attente sont poissonniens, des lois semblables sont obtenues lorsque l'on traite les données d'observation d'étoiles... A quand la formation du système solaire en laboratoire ? Vous ne regarderez plus jamais votre machine à laver ou la purée de votre bébé de la même façon !

Pour plus de détails et d'informations, ainsi que la liste de mes publications sur ce sujet, consulter mon site web : <http://webast.ast.obs-mip.fr/people/bdubru/>

Instabilité gravitationnelle et grandes structures

Alain Noullez
Observatoire de Nice
B.P. 4229 - 06304 Nice Cedex 4
anz@obs-nice.fr

L'hypothèse la plus courante pour l'origine des grandes structures de l'Univers est la croissance de fluctuations primordiales (en général supposées Gaussiennes) par instabilité gravitationnelle. Des inhomogénéités qui sont et restent faibles peuvent être traitées analytiquement, mais l'on sait que les inhomogénéités deviennent rapidement très fortes (sauf aux plus grandes échelles). Il est donc essentiel de prendre en compte les phénomènes non-linéaires pour la formation des grandes structures. La méthode la plus couramment utilisée est de réaliser des simulations directes à N-corps de l'instabilité gravitationnelle, mais celles-ci deviennent rapidement très coûteuses lorsque la résolution augmente.

Une approximation introduite par Zeldovich (1970) consiste à supposer l'accélération des particules fluides constante. Cet Ansatz est inspiré par l'étude de la dynamique linéaire et se trouve être exact dans certains cas uni-dimensionnels. D'assez nombreux travaux de cosmologie utilisent actuellement cette approximation. Les équations d'évolution d'un gaz auto-gravitant se réduisent alors à une équation de Burgers multi-dimensionnelle. Pour les applications cosmologiques, on s'intéresse à cette équation de Burgers dans la limite de viscosité nulle et le modèle est alors connu comme l'"approximation d'adhésion" (S.F. Shandarin et Ya. Zeldovich 1989). Les conditions initiales, résultant de la phase primordiale (par exemple, le modèle inflationnaire), sont Gaussiennes avec un spectre en loi de puissance dont l'exposant dépend des échelles considérées. L'équation de Burgers peut être résolue analytiquement dans la limite inviscide ($\nu \rightarrow 0$), mais la solution apparaît sous la forme implicite d'une *transformée de Legendre* du potentiel de vitesse initial. Les propriétés des solutions sont donc déterminées par les caractéristiques globales de l'enveloppe convexe d'une hypersurface aléatoire dont la structure est fixée par les conditions initiales. Des travaux récents de She, Aurell et Frisch (1992) et de Sinai (1992), en dimension un, ont montré que, dans ce cas, la structure Lagrangienne (c'est-à-dire la position initiale d'une particule en fonction de sa position actuelle) devient très complexe (présence d'un escalier du diable). La distribution de masse dans l'espace Eulérien se comporte alors en loi de puissance et se distribue non-uniformément dans l'espace, en particulier dans des chocs.

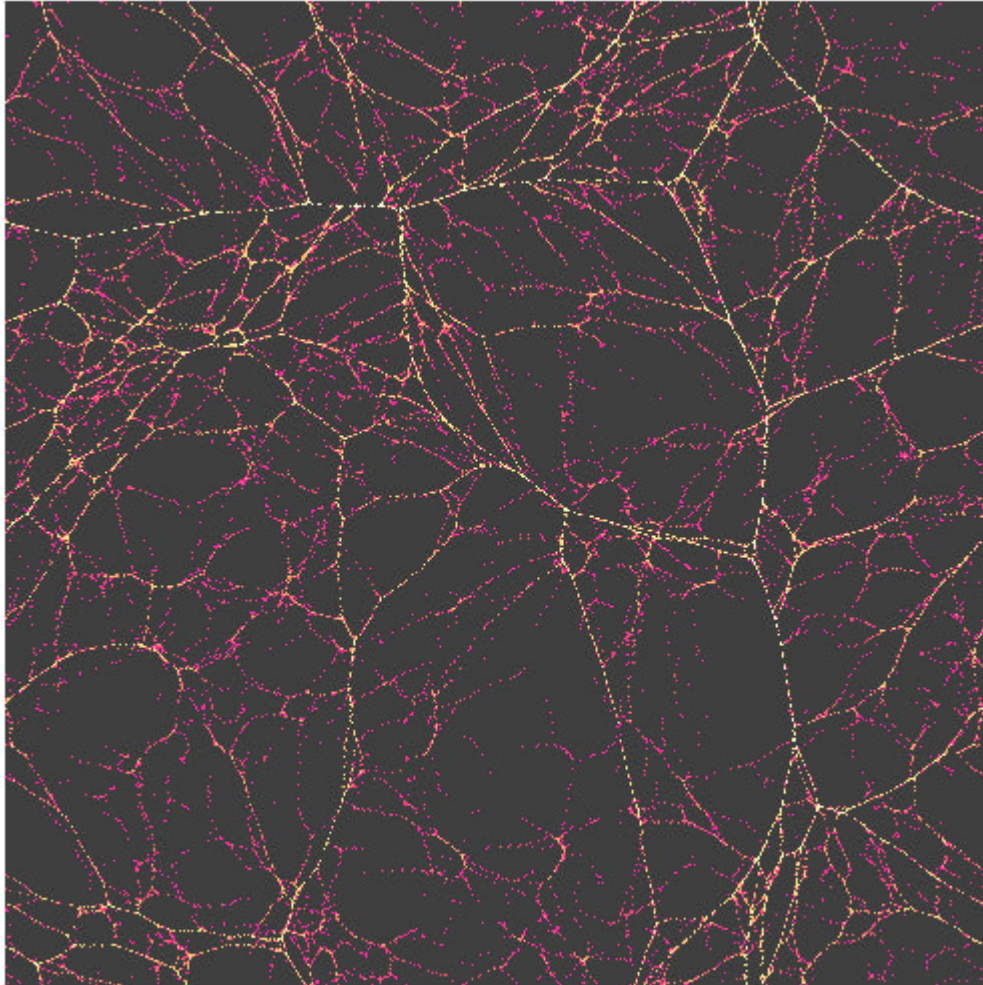


Figure 1. Représentation en pseudo-couleurs de la distribution de masse obtenue par simulation numérique de l'équation de Burgers bidimensionnelle avec des conditions initiales semblables aux fluctuations cosmologiques. Noter la présence de structures quasi-linéaires qui seraient des feuillets à trois dimensions.

A plus d'une dimension, l'étude de l'équation de Burgers était jusqu'à présent limitée par le coût numérique des simulations. En effet, le calcul d'une transformée de Legendre numérique semble nécessiter $O(N^{2d})$ opérations en dimension d , si le nombre de points est N dans chaque direction. En fait, en utilisant les propriétés de monotonie de la transformée de Legendre, nous avons construit un algorithme de *transformée de Legendre rapide* qui utilise une stratégie dichotomique pour ramener le nombre d'opérations à $O(N \log N)^d$, en utilisant une mémoire $O(N^{d-1} \log N)$. Ce nouvel algorithme doit nous permettre de réaliser des simulations à deux et trois dimensions ayant des tailles de plusieurs centaines de points dans chaque direction. Les simulations déjà réalisées à deux dimensions pour des résolutions modérées (512^2) montrent nombre de phénomènes intéressants : formation de lignes de choc, confluence de ces lignes vers des noeuds, prolifération des chocs au cours du temps, et une loi de puissance pour la distribution des masses. Les propriétés statistiques des solutions semblent conservées, en particulier on observe toujours un

comportement en loi de puissance de la fonction de masse, mais des simulations plus détaillées sont nécessaires pour établir ces résultats.

Il est cependant important de vérifier la qualité de l'approximation de Zeldovich, c'est-à-dire que la gravitation ne modifie pas trop les propriétés de la solution, au moins pendant la phase initiale de l'instabilité. Pendant celle-ci, la dynamique est quasi-unidimensionnelle, le long de la direction où les gradients de densité sont les plus forts. Dans ce cas, les équations du mouvement des particules sont particulièrement simples, puisque la force gravitationnelle à une dimension est constante entre deux collisions, ne dépendant que de la différence des masses de part et d'autre de la particule. Les équations du mouvement s'intègrent donc trivialement entre les collisions, et il est possible d'utiliser un algorithme "event-driven" qui calcule successivement le moment de la prochaine collision, fait évoluer toutes les particules jusqu'à cet instant et échange les particules qui collisionnent. Un tel code a un temps de calcul proportionnel à $N_c \cdot N_p$, où N_c est le nombre de collisions et N_p le nombre de particules. Ce temps de calcul devient rapidement prohibitif lorsque N_p est grand, puisque N_c varie typiquement comme N_p^2 . La plupart des simulations étaient donc limitées à des valeurs de N_p faibles, typiquement quelques centaines au maximum.

Nous sommes arrivés à mettre au point un code beaucoup plus rapide, avec une dépendance du temps de calcul par collision qui n'est plus que logarithmique en N_p , soit $\approx N_c \cdot \log(N_p)$. Le code utilise diverses observations et optimisations qui sont décrites en détail dans l'article cité, mais que nous pouvons énumérer brièvement. Les temps de collision successifs entre particules peuvent être rangés dans un arbre binaire, qui se met à jour après chaque collision avec un temps proportionnel à $\log(N_p)$, et qui est le facteur limitant pour la vitesse de la simulation. Ensuite, lors d'une collision, seuls les prochains temps de collision de la paire collisionnante et des deux particules plus proches voisines doivent être modifiés. Enfin, l'état de toutes les autres particules ne doit pas être modifié après chaque collision, puisque leur mouvement s'intègre aussi bien depuis *leur* dernière collision que depuis *la* dernière collision.

Nous avons vérifié que le code utilisant toutes ces optimisations a bien un temps de calcul par collision logarithmique en N_p , et il va maintenant être utilisé pour étudier non seulement le problème de l'instabilité gravitationnelle, mais aussi des questions fines de mécanique statistique hamiltonienne, comme le nombre de particules nécessaires à un comportement chaotique, ou le temps de relaxation à l'équilibre dynamique.

Références

E. Aurell, U. Frisch, A. Noullez et M. Blank, Bifractality of the Devil's staircase appearing in the Burgers equation with Brownian initial velocity, *J. Stat. Phys.*, **88**, pp. 1151-1164 (1997).

A. Noullez et M. Vergassola, A Fast Legendre Transform algorithm and applications to the adhesion model, *J. Sci. Comp.*, **9**, pp. 259-281 (1994).

Noullez, D. Fanelli et E. Aurell, Heap-based algorithm for one-dimensional particle systems, soumis à *J. Comp. Physics*.

S.F. Shandarin et Ya.B. Zeldovich, The large-scale structure of the universe : Turbulence, intermittency, structures in a self-gravitating medium, *Rev. Mod. Phys.*, **61**, pp. 185-220 (1989).

Z.-S. She, E. Aurell et U. Frisch, The Inviscid Burgers Equation with Initial Data of Brownian Type, *Comm. Math. Phys.*, **148**, pp. 623-641 (1992).

M. Vergassola, B. Dubrulle, U. Frisch et A. Noullez, Burgers' equation, Devil's staircases and the mass distribution for large-scale structures, *Astron. & Astrophys.*, **289**, pp. 325-356 (1994).

Ya.B. Zeldovich, Gravitational Instability : An Approximate Theory for Large Density Perturbations, *Astron. & Astrophys.*, **5**, pp. 84-89 (1970).

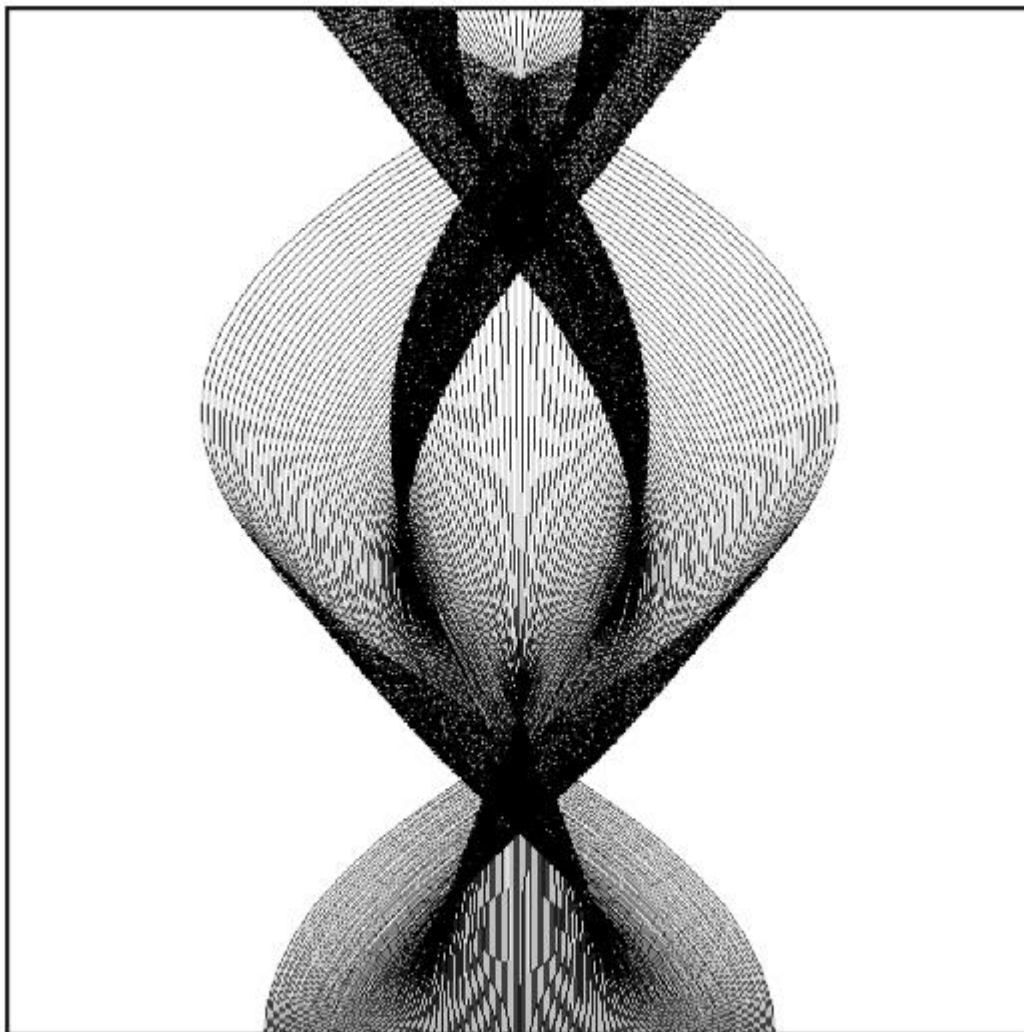


Figure 2. Trajectoires des particules dans un système autogravitant dans le cas où les conditions initiales de vitesse conduisent à la formation de deux caustiques qui sont ensuite recourbées par la gravitation.

Turbulence MHD dans l'écoulement de von Kármán sodium

Mickael Bourgoin, Philippe Odier, Jean-François Pinton^(a),
Louis Marié, Arnaud Chiffaudel, François Daviaud^(b),
François Pétreliis, Stéphan Fauve^(c)

(a) Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure de Lyon

(b) DSM/DRECAM/SPEC, CEA-Saclay

(c) Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure de Paris
pinton@ens-lyon.fr

Cette activité expérimentale consiste à étudier la dynamique du champ magnétique, à nombre de Reynolds magnétique élevé ($Rm_{\max} \sim 30$). L'écoulement est engendré par la rotation de disques coaxiaux. Le fluide est du sodium liquide, choisi en raison de sa grande conductivité électrique. A cause du faible nombre de Prandtl magnétique de tous les métaux liquides ($Pm = \mu\sigma\nu$), l'écoulement doit être à nombre de Reynolds cinétique très élevé, pour que son nombre de Reynolds magnétique dépasse l'unité:

$$Rm = \mu\sigma LU = Pm \frac{UL}{\nu} = Pm Re$$

En conséquence, le mouvement du fluide est fortement turbulent. Nous mesurons in situ la dynamique et la géométrie du champ magnétique, en champ extérieur appliqué.

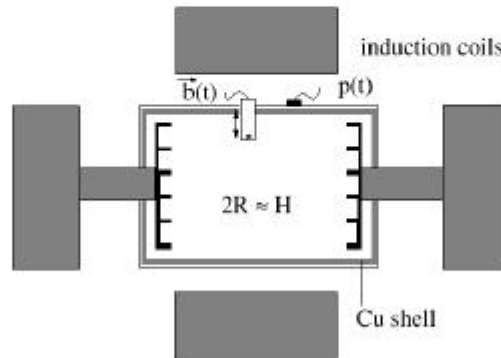


Figure 1: La cuve a un volume de 70 litres de sodium. La paroi intérieure est en cuivre de manière à assurer des conditions aux limites conductrices. Les disques sont mis en mouvement (max 2000 t/mn) par des moteurs développant 150kW au total. L'ensemble fait partie d'une boucle sodium comprenant un stockage, une unité de purification et une unité de contrôle commande de l'installation. L'ensemble se trouve sur le site du CEA/Cadarche.

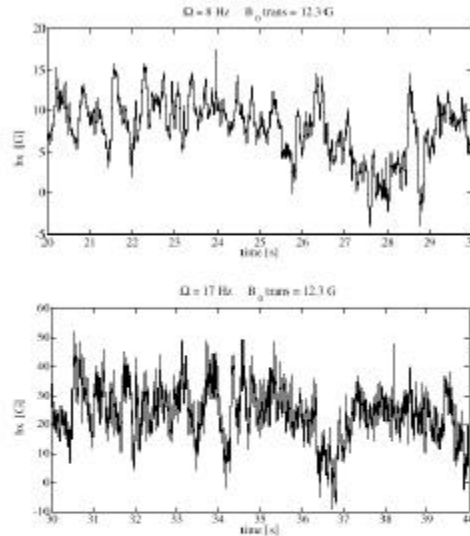


Figure 2: Evolution temporelle du champ magnétique axial induit, pour un champ transverse appliqué. Mesure par une sonde à effet Hall placée dans le plan médian, à 10 cm de l'axe. Ω est la vitesse de rotation des disques.

Des résultats sont obtenus suivant deux axes :

- *la dynamique du vecteur passif en turbulence.* Le champ appliqué est trop faible pour réagir sur le champ de vitesse; les fluctuations de \vec{B} à petite échelles renseignent sur l'intermittence d'un vecteur soumis à l'advection / étirement / diffusion du champ turbulent.

On a ainsi mis en évidence l'existence d'un scaling 'à la Kolmogorov'

$$B(k) \sim k^{-11/3}$$

pour le régime inertiel des fluctuations de champ induit. L'analyse de l'intermittence est en cours.

- *la dynamo.* Sous certaines conditions, l'étirement des lignes de champ B peut excéder la diffusion et conduire à l'auto-entretien d'un champ magnétique à grande échelle. Cette possibilité a été mise en évidence expérimentale dans des écoulements laminaires ou contraints (expériences de Riga et Karlsruhe). Dans notre géométrie des études de dynamo cinématique et des simulations numériques directes montrent qu'une dynamo est envisageable. Nos premiers résultats mettent en évidence l'existence de mécanismes α et Ω à grande échelle, même en présence d'un taux de turbulence avoisinant les 50%.

Pour en savoir plus : <http://www.ens-lyon.fr/~pinton>, et:

M. Bourgoin et al.: *Results of the first run of the VKS dynamo project*, Nato MHD Conference, Cargèse, august 2000.

Dudley N.L., James R.W., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A425**, 407,(1989).

Nore C., Brachet M.-E., Politano H., Pouquet A., *Phys. Plasmas*, **4**, 1, (1997).

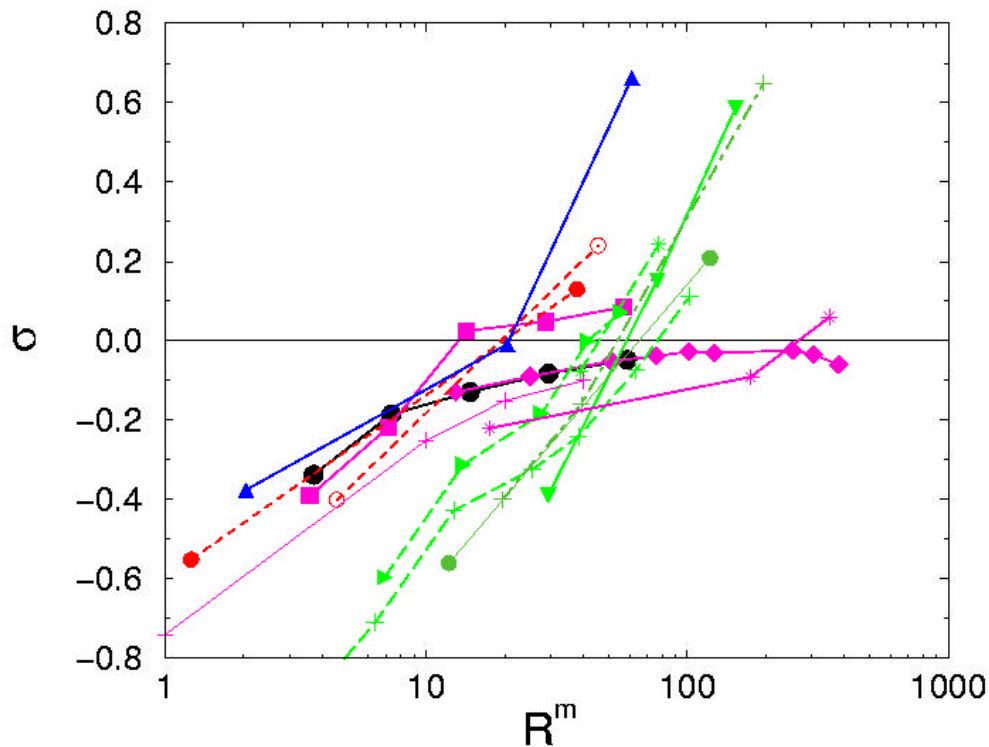
Burguete J., Daviaud F., Léorat J., preprint, (2000).

P. Odier, J.-F. Pinton, S. Fauve, *Phys. Rev. E*, **58**, 7397-7401, (1999).

Etude numérique de l'effet dynamo dans la géométrie du tourbillon de Taylor-Green

C. Nore (Paris XI, LIMSI), M.-E. Brachet (LPS, ENS), H. Politano (Obs. de Nice)
et A. Pouquet (NCAR, Boulder, USA)
nore@limsi.fr

La présence de champs magnétiques est une caractéristique importante de nombreux corps célestes dont la Terre. Parmi les divers mécanismes proposés pour expliquer l'existence de tels champs, le plus plausible semble celui de "l'effet dynamo", i.e. l'émergence et l'entretien des champs magnétiques par leur interaction avec des champs de vitesse (souvent turbulents) dans un milieu conducteur. La dynamique est décrite par les équations de la magnétohydrodynamique (MHD) qui sont des équations non linéaires nécessitant le recours à l'outil numérique. Nous avons donc étudié numériquement l'effet dynamo dans la géométrie du tourbillon de Taylor-Green entretenu. Le tourbillon de Taylor-Green (TG) est un écoulement utilisé pour ses symétries en simulation numérique directe pouvant servir de modèle à l'écoulement expérimental de von Karman qui consiste en une couche de cisaillement créée par deux plateaux contra-rotatifs. Le problème est caractérisé par deux paramètres adimensionnels : le nombre de Reynolds cinétique $R^V = V_0 L_{int}/\nu$ et le nombre de Reynolds magnétique $R^m = V_0 L_{int}/\eta$, où V_0 est la moyenne des fluctuations de vitesse de l'écoulement, ν la viscosité cinématique, η la diffusivité magnétique et L_{int} l'échelle intégrale. Les objectifs sont d'abord de caractériser les seuils linéaires, c'est-à-dire de déterminer le nombre de Reynolds magnétique critique à partir duquel croît un champ magnétique en fonction du nombre de Reynolds cinétique (voir figure). Puis d'étudier la saturation des champs magnétiques qui ont éventuellement cru (étude débutée). Un dispositif expérimental dans la géométrie de von Karman, similaire à celle du TG, utilisant du gallium liquide, n'a pas mis en évidence l'effet dynamo, mais nos résultats laissent espérer l'obtention d'un effet dynamo dans le cas d'utilisation de sodium liquide (Projet Von Karman Sodium, CNRS-CEA Cadarache, F. Daviaud, S. Fauve et J.-F. Pinton).



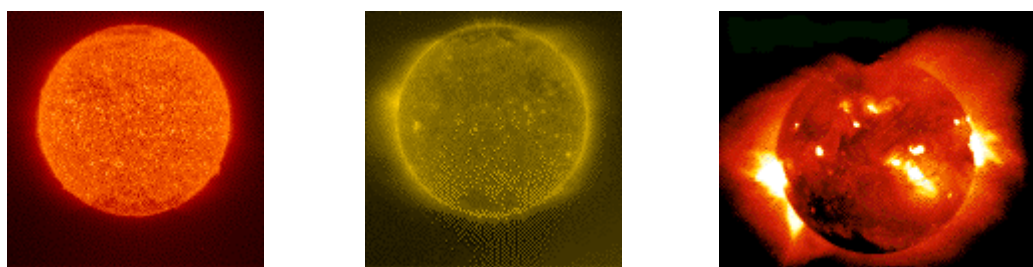
Taux de croissance linéaire σ du carré du courant magnétique en fonction du logarithme de R_m .

Les runs sont représentés par différents symboles: les runs symétriques TG avec $k_0=1$ et $R^v=14.3$ sont représentés par des cercles et ligne continue, $R^v=51$ par des losanges et ligne continue, $R^v=175$ par des étoiles et ligne continue; les runs symétriques TG avec $k_0=3$ et $R^v=12.75$ sont représentés par des croix et ligne pointillée, $R^v=27.5$ par des triangles droits et ligne pointillée, $R^v=88$ par des étoiles et ligne pointillée, $R^v=122$ par des points et ligne continue, $R^v=153$ par des triangles bas et ligne continue, $R^v=196$ par des croix et ligne alternée; les runs symétriques TG avec $k_0=5$ et $R^v=12.6$ sont représentés par des points et ligne pointillée, $R^v=45.6$ par des points vides et ligne pointillée; les runs symétriques TG avec $k_0=7$ et $R^v=20.5$ sont représentés par des triangles hauts et ligne continue; les runs non symétriques avec $k_0=1$ et $R^v=14.3$ sont représentés par des carrés et ligne continue.

Origine de la turbulence dans le vent solaire

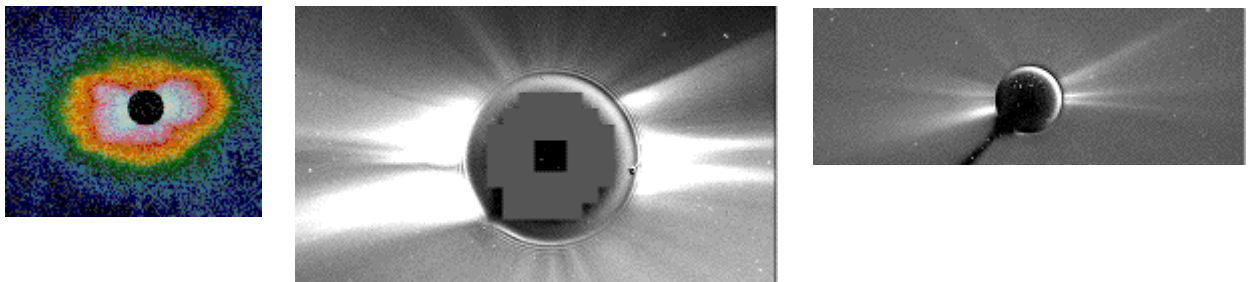
Jacques Léorat et Roland Grapin
DAEC - Observatoire de Paris-Meudon
5, Place Jules Janssen - 92195 Meudon Cedex
leorat@obspm.fr

Le soleil est une boule de gaz dont la température et la densité varient très fortement du centre (15 millions de K) vers la surface (ou photosphère), où la température tombe à environ 5800 K. On pourrait s'attendre à ce que la température décroisse quand on s'éloigne de la surface; or, lorsqu'on monte suffisamment, la température remonte et grimpe à plus d'un million de degrés. On appelle "couronne" cette haute atmosphère chaude (et donc étendue) du soleil. On n'a pas actuellement de description théorique satisfaisante du ou des processus qui maintiennent ce déséquilibre de température entre la couronne et la surface: les processus de chauffage de la couronne sont un sujet d'étude important de la physique solaire. Parce qu'elle est si chaude, la couronne émet dans l'ultraviolet et X. On a donc une image de la température dans la couronne en observant dans cette gamme de longueurs d'onde (satellites Soho/EIT et Yokoh). Les trois images du disque solaire ci-dessous montrent la distribution de luminosité à 304 et 284 Angstroms, (He II et FeXV), et en X; les deux premières images montrent les régions ayant des températures respectivement de 60000 et $2 \cdot 10^6$ K. On notera qu'à la plus haute température (deuxième image) la brillance est intermittente à petite échelle (points chauds). Avec l'image X, on observe que les régions émettrices ont une structure déterminée: dans les deux cas, on a une image de la distribution des zones de chauffage, c'est-à-dire de transformation de l'énergie dominante (magnétique) en chaleur. Dans le dernier cas, on peut penser qu'on a une image relativement fidèle de la structure magnétique elle-même à grande échelle.

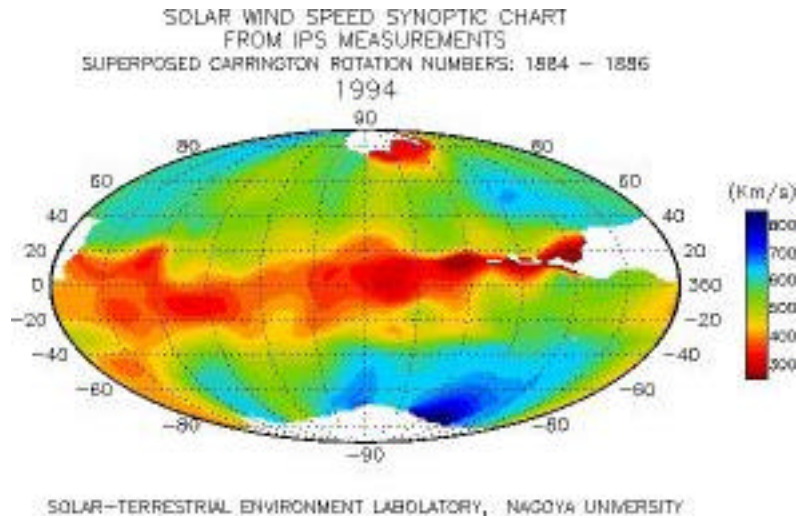


On peut obtenir aussi (ci-dessous) des images de l'extension spatiale de la couronne jusqu'à de grandes distances en cachant le disque solaire et en observant la lumière (visible) provenant de la photosphère et diffusée ensuite par les électrons de la couronne: on obtient ainsi une carte de la densité dans la couronne. Dans la première image (éclipse), le cache est de la taille du soleil. Dans la deuxième, il a 1.5 rayons solaires (coronographe C2 de Lasco/Soho), et dans la troisième, il fait 3 rayons solaires (coronographe C3). La dernière image ci-dessous montre des sortes de rayons de matière partant du soleil; ces rayons suggèrent fortement un écoulement. On appelle ces structures des jets coronaux, ou encore "helmet" streamers, parce que leur forme évoque celle d'un casque à

pointe. La partie basse (le casque) correspond à la présence de boucles magnétiques fermées issues des zones de la surface à champ magnétique fort, les taches solaires. En réalité, l'atmosphère solaire toute entière (et pas seulement dans les jets coronaux), s'écoule radialement, si bien que celle-ci remplit en fait tout le système solaire. Le flux de matière total est négligeable pour l'évolution de l'étoile elle-même (10^{-14} fois la masse solaire par an), mais cet écoulement, qu'on appelle le "vent solaire", présente un grand intérêt, car, d'une part, il nous renseigne directement sur le plasma solaire (on peut envoyer des satellites mesurer les paramètres du vent, alors qu'on ne peut pas envoyer des satellites sur le soleil), et, d'autre part, c'est le seul exemple qu'on puisse étudier de près de mouvements turbulents d'un gaz conducteur (appelé aussi "plasma"), très fréquents dans le reste de l'univers.



Néanmoins, les images ci-dessus sont trompeuses: on pourrait avoir l'impression que la matière "part" principalement le long des rayons denses. En fait, le vent est bien plus rapide dans les zones peu denses (noires), donc entre les rayons, si bien que le flux est à peu près le même partout. La vitesse est très faible près du soleil; elle augmente rapidement et atteint une vitesse de 200-300 km/s proche de sa vitesse de croisière dans le domaine couvert par la troisième image ci-dessus. Ce sont des mesures indirectes qui donnent une bonne vue d'ensemble de cette variation radiale de l'écoulement, les mesures de scintillation des radio-sources. La scintillation est provoquée par les grumeaux de plasma interposés entre la source et nous, et on mesure la vitesse des grumeaux. Au niveau de la terre, la vitesse varie entre 400 (dans les jets denses et froids) et 800 km/s (dans les jets peu denses et chauds). On a vu que la structure du vent dans la zone d'accélération est compliquée: on distingue bien plusieurs jets (coronal streamers). Plus loin, il semble que la structure se simplifie. Dans la partie du vent solaire où des mesures directes du plasma sont possibles, c'est-à-dire au-delà de 0.3 Unités astronomiques, le vent solaire ne possède plus qu'une seule surface de symétrie, appelée couche de courant héliosphérique, parce qu'elle correspond effectivement à un courant électrique associé à un changement de polarité du champ magnétique. Cette "couche" oscille autour du plan de l'écliptique (le plan dans lequel se trouvent les orbites de la plupart des planètes). Le vent devient systématiquement plus rapide (et moins dense) quand on s'en éloigne. C'est ce qu'on voit dans la mappemonde ci-dessous obtenue à l'observatoire de Nagoya à partir des observations de scintillation des radio-sources. On y a représenté la vitesse du vent (rouge pour les vitesses faibles, bleu pour les vitesses élevées) en fonction de la longitude et de la latitude de la source solaire. La couche de vent lent (rouge) est bien localisée autour de l'équateur solaire, dont l'écliptique est le prolongement. **Erreur! Signet non défini.** Il se peut que les jets multiples qu'on observe près du soleil soient la manifestation d'une seule et même couche de courant "ondulant" autour de l'équateur. Mais, suffisamment près du soleil, la structure est vraiment très compliquée (cf. figure 3 du soleil en X). Il faut donc expliquer la simplification de la structure du vent avec la distance.



Le phénomène de vent stellaire (découvert par E.N. Parker en 1958) est analogue (formellement) à la transition subsonique/supersonique au niveau du goulot d'étranglement d'une tuyère de Laval. Dans le cas d'une atmosphère, il faut a) un champ de gravité central décroissant avec l'altitude b) un flux de chaleur important qui rende le fluide quasi-isotherme (indice polytropique proche de 1). Il existe alors une infinité de solutions stationnaires (à symétrie sphérique) aux équations de Navier-Stokes. Une seule de ces solutions correspond au vent transsonique. Cette solution est la seule stable. En particulier, l'atmosphère statique est instable. Bien entendu, il faut que la pression du milieu extérieur (le milieu interstellaire) ne soit pas trop élevée, sinon on obtient non un vent, mais une accréation de l'extérieur vers l'étoile.

Les vents stellaires ont été beaucoup étudiés théoriquement dans le régime stationnaire. Or, dans le cas du soleil, le signal observé (aussi bien la vitesse que la température, etc...) contient tout un spectre de fluctuations, qui signe un écoulement turbulent. On peut à première vue penser soit: a) que les fluctuations sont le reflet relativement fidèle des fluctuations temporelles et spatiales de la surface solaire (ou de l'atmosphère) b) qu'elles proviennent d'instabilités de mélange entre jets pendant le transport (Coleman, 1967). Nous avons montré que, dans un vent stellaire **sans champ magnétique**, la turbulence est le produit d'instabilités de jets dans la zone d'accélération, ces jets résultant de fluctuations thermiques dans la couronne solaire. Cette turbulence de mélange semble être ensuite gelée par l'expansion du plasma, autrement dit ne plus évoluer au cours de l'advection par le vent moyen. Il n'est pas sûr que l'instabilité de mélange puisse se déclencher dans le vent solaire réel. En effet, les structures magnétiques contraignent fortement le plasma lorsqu'on est près du soleil. Les fluctuations de vitesse transverses (nécessaires pour le mélange turbulent des jets) sont évacuées par le champ magnétique sous forme d'ondes d'Alfvén. (Dans un milieu conducteur, les lignes de force du champ magnétique propagent en effet les mouvements transverses à une vitesse proportionnelle à $B/(\rho)^{1/2}$, où B est l'intensité et ρ la densité). Pour espérer destabiliser les jets, il faut donc se placer près des couches neutres où le champ magnétique est localement faible. De telles couches neutres existent en abondance près de la surface solaire: elles résultent de l'entraînement des boucles magnétiques fermées par le vent. La question posée de leur stabilité et de leur comportement en présence de fluctuations thermiques est en cours d'étude.

Convection turbulente solaire sous l'influence de la rotation et du champ magnétique

Sacha Brun

JILA, University of Colorado, Boulder, CO 80309-0440, USA
sabr@colorado.edu

Le soleil possède une zone convective externe jouant un rôle dominant dans sa dynamique, son activité magnétique et son évolution. Celle-ci s'étend en profondeur sur 30% en rayon ou 200 Mm et contient 2% de la masse totale M_{\odot} de notre étoile. Bien que turbulente avec un nombre de Reynolds typique de l'ordre de 10^{12} , cette zone convective présente une organisation à grande échelle sous la forme de circulations (rotation différentielle, circulation méridienne) ainsi qu'un cycle magnétique. Afin de mieux saisir l'établissement de ces propriétés globales, nous avons conduit des simulations numériques magnétohydrodynamiques (MHD) tridimensionnelles de la zone convective turbulente solaire sur des ordinateurs massivement parallèles.

Notre code résout les équations de Navier-Stokes, de continuité, d'énergie et d'induction en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) dans l'approximation anélastique ($\partial\rho/\partial t = 0$) en les décomposant sur une base d'harmoniques sphériques pour la composante horizontale et sur les polynômes de Chebyshev pour la composante radiale (Clune et al. 1999, Miesch et al. 2000). Nous nous basons sur l'approche Large-Eddy Simulation (LES) et utilisons comme traitement sous-maille des diffusivités effectives ν , κ et η pour la dissipation visqueuse, thermique et ohmique aux petites échelles. L'évolution temporelle est basée sur une méthode Crank-Nicholson 2nd ordre implicite pour les termes de diffusion et d'Adam-Bashford 2nd ordre explicite pour les termes non-linéaires, de Coriolis et de Lorentz. Dans l'approximation anélastique, la condition de Courant sur le pas de temps (e.g. $\Delta t \leq \Delta x/v$) s'applique aux vitesses convectives plus petites que la vitesse du son et permet l'utilisation de plus grands intervalles ($\Delta t \geq 10$ minutes). Nous utilisons des conditions aux limites impénétrables et sans couple pour la vitesse, de flux constant pour l'entropie en haut et en bas du domaine, et pour les cas magnétiques un raccord du champ magnétique à un champ potentiel en haut et à un champ purement radial en bas. La condition aux limites sans couple sur les vitesses conserve le moment cinétique total de la coquille et ainsi permet de nous concentrer sur sa redistribution radiale et latitudinale.

A partir de notre code 3D MHD, nous avons calculé une série de simulations d'une coquille sphérique convective en rotation (s'étendant de 0.7 à $0.96 R_{\odot}$), partant d'un état laminaire vers des états de plus en plus turbulents (résolution maximale $193 \times 512 \times 1024$ et $Re_{rms} \approx 400$) (Brun & Toomre 2000, Brun & Toomre 2001). Sur la figure 1, nous représentons un instantané de la composante radiale du champ de vitesse v_r pour un cas laminaire (planche de gauche) et notre cas le plus turbulent (planche de droite). Nous remarquons que l'augmentation du degré de turbulence a pour effet de détruire l'organisation sous forme de "cellules bananes" de la convection et de réduire l'extension en latitude des structures descendantes. Également, nous voyons une déformation des cellules convectives vers l'équateur, celle-ci est due à la présence dans la coquille fluide d'une rotation différentielle, ainsi qu'une multiplication des sites de forte vorticité. Les propriétés de la rotation différentielle présente dans nos simulations peuvent nous permettre de comprendre quels sont les principaux agents permettant de l'établir dans le Soleil. La comparaison directe entre nos

simulations et le Soleil est désormais possible grâce entre-autres aux données héliosismiques récentes (SOHO, GONG) qui, une fois inversées, fournissent un profil de rotation $\Omega(r, \theta)$ (Schou et al. 1998). Le résultat est une rotation différentielle avec un contraste $\Delta\Omega$ de 30% de l'équateur (≈ 25 jours) aux pôles (≈ 34 jours) et une faible dépendance radiale dans la zone convective solaire et une rotation lente (≈ 28 jours) presque rigide dans la zone radiative. Il n'est cependant pas dans notre intention de discuter dans ce texte les propriétés de la rotation globale interne, ni de la couche de cisaillement située à la base de la zone convective, i.e. la tachocline, mais plutôt de nous concentrer sur la zone convective et son lien avec l'activité magnétique solaire.

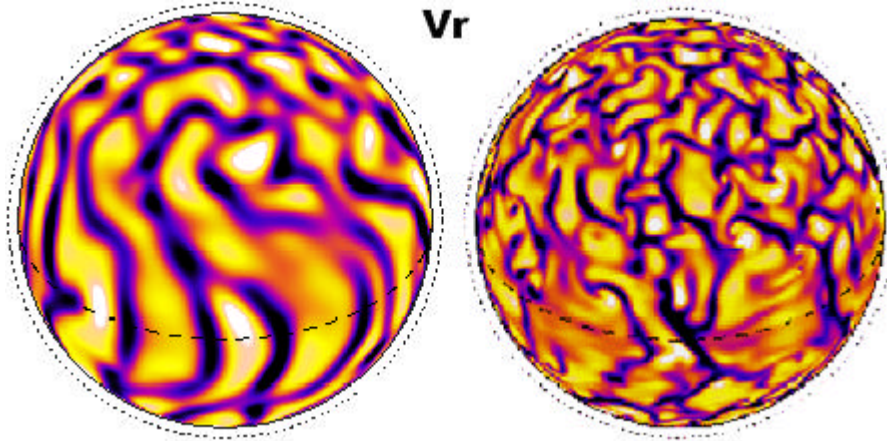


Figure 1. Motifs convectifs pour un cas laminaire (à gauche) et notre cas le plus turbulent (à droite). La vitesse radiale est représentée près de la surface ($\approx 0.95 R_{\odot}$). Les flots descendants sont représentés dans les tons violet-sombre et les flots montants en orange-clair. Le cercle en pointillés est positionné au rayon solaire R_{\odot} , et l'équateur est indiqué.

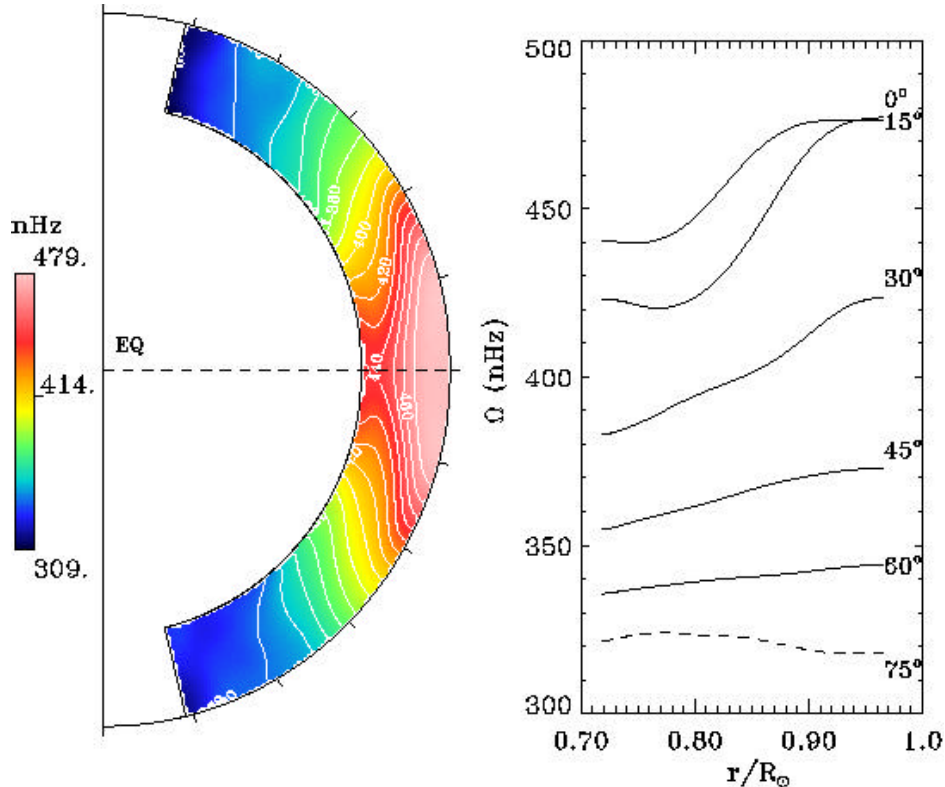


Figure 2. Moyenne temporelle du profil de vitesse angulaire obtenue dans une de nos simulations. À gauche, on représente Ω en utilisant des contours et, à droite, en faisant des coupes à certaines latitudes de la moyenne des 2 hémisphères en fonction du rayon. La moyenne est faite sur 10 périodes solaires.

En figure 2, nous représentons la rotation différentielle obtenue dans une de nos simulations de la zone convective solaire. Ce cas possède tout d'abord une accélération équatoriale et des pôles décélérés ainsi qu'un contraste monotone $\Delta\Omega$ de l'ordre de 33%, caractéristiques en bon accord avec le Soleil. De plus, une certaine constance le long des lignes radiales peut être remarquée à moyennes latitudes, propriété éloignée d'une rotation cylindrique de type Taylor-Proudman et donc en meilleur accord avec les observations sismiques. Cette rotation équatoriale accélérée est établie par le transport de moment cinétique par le tenseur de Reynolds des pôles vers l'équateur, ainsi que depuis la base de la zone convective vers la surface, transport opposé à celui de la circulation méridienne. Celle-ci présente une structure formée de plusieurs cellules en rayon et latitude; elle est de l'ordre de 20 m/s et est principalement dirigée vers les pôles. L'augmentation du degré de turbulence semble avoir un effet subtil sur le contraste $\Delta\Omega$ et le profil de rotation $\Omega(r,\theta)$ et dépendre du nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$. Par exemple, en partant d'un cas laminaire, il est possible d'augmenter le degré de turbulence de deux manières; soit en réduisant la viscosité ν à diffusivité thermique κ constante (donc de réduire Pr), soit de garder Pr constant et ainsi réduire ν et κ par le même facteur. Dans le premier cas, on observe une augmentation de $\Delta\Omega$ et dans l'autre, une réduction. En analysant le contenu énergétique de la coquille convective, nous trouvons que dans les deux cas l'énergie cinétique contenue dans la convection augmente de par la présence de mouvements plus complexes mais que, dans le deuxième cas, i.e. $Pr = cte$, cette augmentation se fait au détriment de l'énergie cinétique contenue dans la rotation différentielle (celle contenue dans la circulation méridienne étant de toute façon négligeable) et donc résulte en une réduction de $\Delta\Omega$. Bien qu'il soit difficile de caractériser directement l'effet d'augmenter le degré de complexité des simulations sur les courants moyens, il devient dorénavant possible d'aborder le problème de la turbulence solaire à partir de simulations numériques 3-D hydrodynamiques de plus en plus réalistes. La perspective d'ordinateurs massivement parallèles encore plus performants (Teraflops) nous convaint de poursuivre notre étude vers des nombres de Reynolds encore plus élevés, où la séparation entre grandes échelles et dissipation sera encore mieux réalisée.

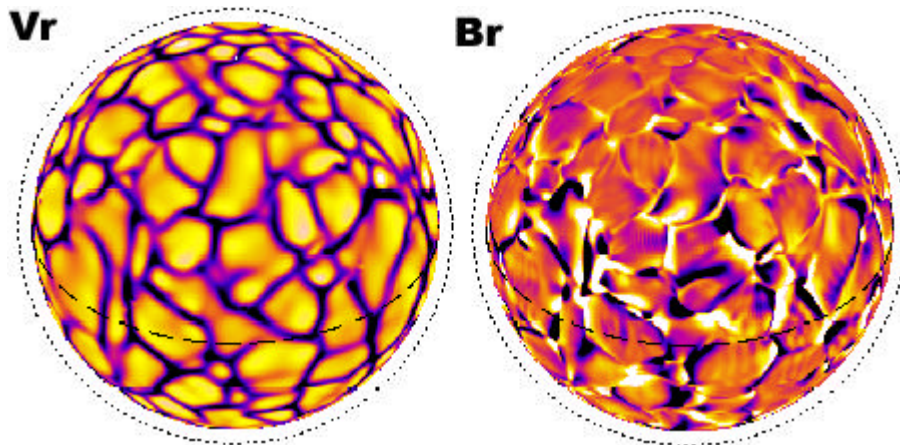


Figure 3. Vitesse radiale (gauche) et champ magnétique radial (droite) représentés près de la surface ($\approx 0.95 R_{\odot}$) pour un cas modérément turbulent ($Re_{rms} \approx 150$). Les flots descendants (polarité -) sont représentés dans les tons violet-sombre et les flots montants (polarité +) en orange-clair. Le cercle en pointillés est positionné au rayon solaire R_{\odot} , et l'équateur est indiqué.

Rôle du champ magnétique.

L'introduction d'un champ magnétique dans ces simulations de convection solaire non-linéaires nous permet d'étudier l'origine de l'activité solaire. En effet sans processus dynamo, le champ magnétique originel devrait être sensiblement réduit par dissipation ohmique durant les 4.6 milliards d'années d'évolution de notre étoile et ne montrerait en tout cas pas de cycle d'activité. Or,

nous observons des champs magnétiques de plusieurs milliers de Gauss et un cycle de 22 ans, sous la forme d'une convergence des tâches solaires vers l'équateur et un renversement tous les 11 ans de la polarité solaire. Cela implique donc l'existence de mécanismes de régénération du champ magnétique, ainsi qu'une organisation et un stockage périodique de ce champ. Nous invoquons le modèle de dynamo interfaciale de Parker pour expliquer ces observations (Parker 1993). Notre but est de décrire non-linéairement chaque brique constitutive de ce modèle car il n'est pas encore possible de traiter tridimensionnellement le problème de la dynamo solaire dans sa globalité. La présence d'un champ magnétique faible dans nos simulations a pour premier effet, quand celui-ci est entretenu et amplifié par les mouvements convectifs, d'en modifier les motifs et l'organisation. Sur la figure 3, nous représentons pour un cas modérément turbulent le champ de vitesse et le champ magnétique radial. Il est clair que, par rapport à la figure 1, le champ de vitesse diffère, montrant des cellules convectives et un réseau de flots descendants plus étroits. Le champ magnétique est quant à lui confiné dans les lignes inter-"granulaires", présentant une double polarité et donc de fortes variations dans ces sites et se retrouve advecté par ces mêmes flots descendants vers le bas du domaine. De plus, comme le nombre de Prandtl magnétique, défini comme $Pm = \eta/\kappa$, est dans cette simulation de 0.1, nous constatons effectivement que la morphologie du champ magnétique est plus complexe et moins diffuse que celle du champ de vitesse dont le nombre de Prandtl est de 0.25.

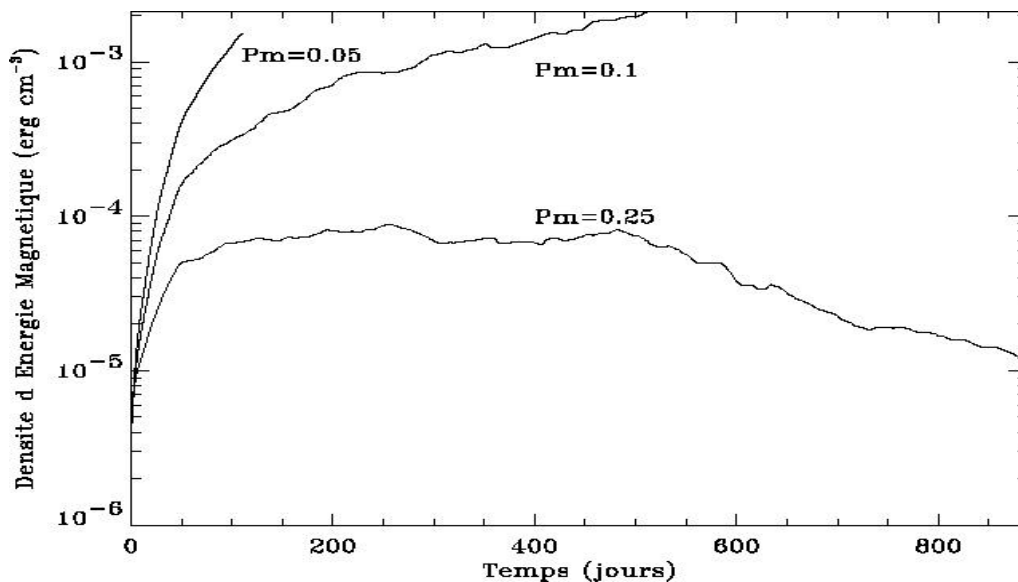


Figure 4. Croissance de l'énergie magnétique en fonction du nombre de Prandtl magnétique défini ici comme $Pm = \eta/\kappa$. Pour les trois cas le nombre de Prandtl est 0.25, alors que le nombre de Reynolds magnétique rms varie de ≈ 120 à ≈ 600 .

Nous représentons sur la figure 4 l'énergie magnétique contenue dans notre coquille sphérique en fonction du temps pour différents nombre de Prandtl magnétique. Nous voyons que pour le cas $Pm = 0.25$, correspondant à un nombre de Reynolds magnétique rms Rem_{rms} de ≈ 120 , l'énergie magnétique après une croissance initiale finit par décroître après 500 jours, signifiant l'arrêt de l'effet α . A l'inverse, pour le cas $Pm = 0.1$ (i.e. $Rem_{rms} \approx 300$), nous ne voyons pas apparaître, aux alentours de 500 jours, de décroissance. De même, la forte croissance de l'énergie magnétique après seulement 100 jours pour le cas $Pm = 0.05$ (i.e. $Rem_{rms} \approx 600$), indique un effet α encore plus vigoureux et donc l'entretien du champ magnétique par la turbulence présente dans la coquille fluide. Nous aurions pu continuer ces calculs jusqu'à ce que l'on atteigne des énergies comparables à l'énergie cinétique (de l'ordre de $5 \cdot 10^6$ dans ce contexte) pour s'assurer de l'entretien

du champ magnétique jusqu'à des valeurs proches de l'équipartition. En pratique, nous avons opté pour une autre approche et, pour le cas $Pm = 0.1$, nous avons redémarré la simulation, cette fois-ci avec une énergie magnétique de l'ordre de 10% de l'énergie cinétique. Après environ 200 jours, nous avons atteint un régime stationnaire où l'énergie magnétique est de l'ordre de 70% de l'énergie cinétique, démontrant la possibilité d'amplifier et d'entretenir non-linéairement un champ magnétique faible.

Nous sommes donc raisonnablement confiants en l'existence d'un seuil dynamo se situant vers un nombre de Reynolds magnétique rms de 150-200. Finalement, nous remarquons qu'une fois que l'énergie magnétique devient significative, le retour non-linéaire de la force de Lorentz sur le champ de vitesse et Ω en particulier, a pour effet de réduire l'amplitude de la rotation différentielle. Pour les mêmes raisons qu'énoncées précédemment, la croissance de l'énergie magnétique se fait au détriment cette fois-ci de l'énergie cinétique totale, et donc a pour effet de réduire l'énergie contenue dans la rotation différentielle. Il semble donc que le Soleil établit sa rotation différentielle et son activité magnétique de manière très subtile. La possibilité de calculer des simulations 3-D MHD de hautes résolutions de la zone convective turbulente solaire nous apporte un outil performant pour comprendre et déchiffrer cette complexité.

Remerciements. L'auteur tient à remercier les organisateurs du GDR Turbulence pour l'avoir invité et permis de présenter ses travaux de recherche, ainsi que Jean-Paul Zahn et Juri Toomre pour leurs commentaires. Ce travail a été financé en partie par la NASA grâce aux bourses NAG5-2256 et NAG5-8133.

Références

Brun, A. S. & Toomre, J. 2000, SOHO 10/GONG 2000 Workshop, ESA SP-464, 619.

Brun, A. S. & Toomre, J. 2001, ApJ soumis.

Clune, T. et al. 1999, Parallel Computing, 25(4), 361.

Miesch, M. S. et al. 2000, ApJ, 532, 593.

Parker, E. N. 1993, ApJ, 408, 707.

Schou, J. et al. 1998, ApJ, 505, 390.

Devons-nous abandonner les modèles de cascade pour décrire la complexité spatiale du champ de vitesse en turbulence développée ?

Jean Delour, Alain Arnéodo et Jean-François Muzy

CRPP Bordeaux
delour@crpp.u-bordeaux.fr

Since Richardson's original work [1], a common "mental image" of fully developed turbulence is a dynamical cascading process in which large eddies split up into smaller ones which themselves blow up into even smaller ones and so forth [2]. According to this picture, energy propagates from the integral scale, where eddies are generated, down to the dissipative scale, where they vanish by viscous dissipation, through a multiplicative process, each eddy inheriting a fraction of its parent's energy. Since this early intuitive description, the notion of *cascade* has remained the creed of many models proposed in the literature [2] to mimic the properties of turbulent signals. Among the available experimental data, a lot of effort has been devoted to the study of the longitudinal velocity component recorded in directional flows such as jets or wind tunnels [2, 3, 4, 5]. In these configurations, the Taylor hypothesis enables us to interpret temporal time series as a spatial profile likening $v(t_0+t)$ to $v(x_0+Ut)$ where U is the mean velocity of the flow. In other words, this means that one considers that the spatial structure of the flow is globally advected upon the probe. In 1941, Kolmogorov [6] resumed Richardson's picture in his statistical analysis of the spatial fluctuations of velocity profile in the sense that he linked the one-point statistics of the velocity increments $\delta v_l = v(x+l) - v(x)$ over different distances l , by some dimensional analysis which predicted the remarkable scaling behavior of the moments of δv_l : $M_{q,l} = \langle \delta v_l^q \rangle \sim l^{\zeta_q}$ where $\zeta_q = q/3$. Actually, ζ_q turned out to be a non-linear function of q in most experiments [2, 3, 4, 5] and many studies inspired from Kolmogorov and Obukhov second theory [7] tried to explain and to predict the analytical shape of this non-linearity. The controversial situation at the origin of some disagreement between models (e.g. the log-normal [7, 8, 9] as opposed to log-Poisson models [10]) results from the experimental observation that the moments $M_{q,l}$ do not really scale perfectly. Indeed, there is a persistent curvature when one plots $\ln(M_{q,l})$ vs $\ln(l)$, which means that, rigorously speaking, there is no scale invariance. In order to give a sense to the exponents ζ_q , Benzi *et al.* [11] defined the "Extended Self-Similarity" (ESS) hypothesis by proposing the following behavior for the moments of the velocity increments :

$$M_{q,l} \sim f(l)^{\zeta_q}, \quad (1)$$

where $f(l)$ would be some q -independent function of l . Along this line, when plotting $\ln(M_{q_1,l})$ vs $\ln(M_{q_2,l})$, experimental curves have been obtained which look much more linear than previous representations and from which $\zeta_{q_2} - \zeta_{q_1}$ has been extracted. Then, by assuming that $\zeta_3 = 1$ [2], some experimental consensus has been reached on the nonlinearity of the ζ_q spectrum which appears to be independent of the Reynolds number (provided that R_λ is not too small) and of the experimental configuration [5].

In the early nineties, Castaing *et al.* [8] suggested an interpretation of the scaling behavior of the moments $M_{q,l}$ in terms of a continuous deformation of the probability density functions (pdf) of δv_l with l , by the mean of a propagator $G_{l,l'}$ which shape is intimately related to the ζ_q spectrum :

$$P_l(\delta v) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{l,l'}(u) e^{-u} P_{l'}(e^{-u} \delta v) du. \quad (2)$$

The following step was to push even further the analogy with the Richardson's cascade. Equation (2) actually suggests that one can literally construct a cascade along scales [12, 13], an increment at a fine scale δv_l resulting from a random cascade initiated at some large scale L :

$$\delta v_l = \prod_{i=1}^n W_{l_{i+1}, l_i} \delta v_L, \quad (3)$$

where $\ln(|W_{l_{i+1}, l_i}|)$ are independent random variables of law G_{l_{i+1}, l_i} . In this paradigm, the successive terms of the polynomial development of ζ_q as a function of q , are given by the exponents of the power-law behavior of the cumulants $C_q(l)$ of the logarithm of $|\delta v_l|$ ("magnitude") as a function of l [9, 13]. Hence, if $C_q(l) \sim C_q \ln(l)$, then :

$$\zeta_q = - \sum_{k=1}^{+\infty} C_k \frac{q^k}{k!}. \quad (4)$$

The question whether turbulent velocity signals do (or do not) present a space-scale cascade structure was mainly addressed via the experimental estimate of the ζ_q spectrum only, using or not the ESS hypothesis [5]. In the context of general space-scale representations of signals, the study of magnitude correlation functions was shown to be a powerful method to check for the existence of an underlying multiplicative cascade structure [13]. Unfortunately, there are only few experimental studies that focused on velocity correlation functions (or higher order statistics) [9, 14, 15] which are insufficient to draw definite conclusions.

To summarize, we have made systematic measures of one- and two-points statistics of longitudinal velocity increments δv_l for seven flows, at seven different R_λ and stemming from different experimental set-ups. The results of our measures are two-fold. Concerning the one-point statistics, we observe that (i) the integral scale is geometric, (ii) the cross-over at this scale is universal and well fitted by a Langevin process with a linear feed-back term, (iii) the ζ_q spectrum is quadratic and universal with an intermittency coefficient $\sigma^2 = 0.025 \pm 0.003$, (iv) the ESS hypothesis does not work. Concerning the two-points statistics, we observe that (i) the behavior of the MCCF *vs* $\ln(\Delta l)$ is quadratic to a very good approximation, (ii) the integral scale extracted from the MCCF is of the same order than the integral scale issued from the cumulants, (iii) the prefactor of the MCCF goes to zero as R_λ increases. These observations lead us to conjecture that in the limit of infinite Reynolds number, the space-scale structure underlying the fluctuations of the longitudinal velocity is not of a multiplicative type but more likely in the spirit of the log-normal multifractal description pioneered by Kolmogorov and Obukhov in 1962 [7], i.e. with an intermittency coefficient $\sigma^2 = 0.025 \pm 0.003$ but without any correlations across scales. This is not at all shocking from a physical point of view since the “mental image” of a dynamical cascading process [2] does not *a priori* imply that there should be some multiplicative (cascading) spatial organization. Furthermore, one must realize that our conclusions come out from the study of one-dimensional cuts of the velocity field only. In a forthcoming publication, we plan to carry out a similar analysis of a three-dimensional velocity field issued from direct numerical simulations, with the specific goal of testing the validity of this non multiplicative log-normal multifractal picture to account for the intermittent nature of fully developed turbulent 3D velocity fields.

Ce travail a été soumis pour publication à P.R.L. Le texte complet peut être téléchargé à l'adresse : <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/0012267>

Références

- [1] L.F. Richardson, *Weather Prediction by Numerical Process* (Cambridge University Press, Cambridge, 1922).
- [2] U. Frisch, *Turbulence* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [3] A.S. Monin and A.M. Yaglom, *Statistical Fluid Mechanics* (MIT Press, Cambridge, MA, 1975), Vol 2.
- [4] F. Anselmet, Y. Gagne, E.J. Hopfinger and R.A. Antonia, *J. Fluid Mech.* **140**, 63 (1984).
- [5] A. Arneodo *et al.*, *Europhys. Lett.* **34**, 411 (1996) and references therein.

- [6] A.N. Kolmogorov, C.R. Acad. Sci. USSR **30**, 301 (1941).
- [7] (a) A.N. Kolmogorov, J. Fluid Mech. **13**, 82 (1962); (b) A.M. Obukhov, J. Fluid Mech. **13**, 77 (1962).
- [8] B. Castaing, Y. Gagne and E.J. Hopfinger, Physica D **46**, 177 (1990); B. Castaing, Y. Gagne and M. Marchand, Physica D **68**, 387 (1993).
- [9] A. Arneodo, S. Manneville and J.F. Muzy, Eur. Phys. J. B **1**, 129 (1998); A. Arneodo, S. Manneville, J.F. Muzy and S.G. Roux, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **357**, 2415 (1999).
- [10] B. Dubrulle, Phys. Rev. Lett. **73**, 959 (1994); Z.S. She and E.C. Waymire, Phys. Rev. Lett. **74**, 262 (1995).
- [11] R. Benzi, S. Ciliberto, C. Baudet and G. Ruiz Chavarria, Physica D **80**, 385 (1995).
- [12] B. Castaing and B. Dubrulle, J. Phys. II France **5**, 895 (1995); F. Chillà, J. Peinke and B. Castaing, J. Phys. II France **6**, 455 (1996).
- [13] A. Arneodo, E. Bacry and J.F. Muzy, J. Math Phys. **39**, 4142 (1998).
- [14] A. Arneodo, E. Bacry, S. Manneville and J.F. Muzy, Phys. Rev. Lett. **80**, 708 (1998).
- [15] V. L'vov and I. Procaccia, Phys. Rev. Lett. **76**, 2898 (1996); A.L. Fairhall, B. Dhruva, V.S. L'vov, I. Procaccia and K.R. Sreenivasan, Phys. Rev. Lett. **79**, 3174 (1997); R. Benzi, L. Biferale and F. Toschi, Phys. Rev. Lett. **80**, 3244 (1998).
- [16] O. Chanal, B. Chabaud, B. Castaing and B. Hébral, Eur. Phys. J. B **17**, 309 (2000); O. Chanal, PhD Thesis, INP Grenoble (1998).
- [17] Y. Malécot, C. Auriault, H. Kahalerras, Y. Gagne, O. Chanal, B. Chabaud and B. Castaing, Eur. Phys. J. B **16**, 549 (2000); Y. Malécot, PhD Thesis, Grenoble I (1998).

Que nous apprend la RDT sur la turbulence au voisinage d'une surface plane?

Jacques Magnaudet

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
2 avenue Camille Soula, 31400 Toulouse FRANCE
magnau@imft.fr

More than 20 years ago, Hunt & Graham (Hunt & Graham 1978) developed a theoretical model aimed to describe the distortion produced on an initially homogeneous isotropic turbulence by the insertion of a flat rigid surface. Especially, their model predicts that, owing to the blockage of large eddies by the surface (located at $Y=0$), the velocity fluctuation normal to the surface decays like $Y^{2/3}$ close to it whereas the tangential components increase. Some of the features predicted by that model have been successfully verified in grid-turbulence experiments using a moving wall (Thomas & Hancock 1977) or in stirred-grid tank experiments in presence of a free surface (Brumley & Jirka 1987) or a density interface (Hannoun et al. 1988, Kit et al. 1998). However, this theory has been seriously questioned recently, especially by Perot & Moin (1995) who performed a Direct Numerical Simulation of freely decaying turbulence in presence of different kinds of flat surfaces. They focused attention on the intercomponent transfer of turbulent energy and found strong disagreements with the predictions of Hunt & Graham (HG). From there they concluded that the validity of the theory is restricted to very short times after the insertion of the surface and is unable to predict the subsequent evolution of the flow.

Recently Calmet (1995) performed a Large-Eddy Simulation of a high-Reynolds-number, statistically steady, open-channel flow using a Dynamic subgrid-scale model (see Magnaudet & Calmet 2000). We have used the corresponding data to check the HG theory. The evolution of second-order statistics, spectra and integral scales throughout the surface region has revealed a striking quantitative agreement with theoretical predictions, leading us to believe that the theory is well able to predict the long-time evolution of the turbulent field. From this evidence we have pushed the theory one step further in order to determine the r.m.s. velocity gradients in the surface region and we have developed an order-of-magnitude analysis to determine the amount of vorticity produced by the strains associated with the impingement of large-scale eddies on the surface. This analysis has shown that this extra vorticity is small, thus producing only a secondary correction in the velocity field, even at large times. Consequently the instantaneous velocity in the surface region is mainly the sum of the undisturbed velocity plus an irrotational correction. We have shown that this velocity field provides an approximate solution of the full Navier-Stokes equations, *i.e.* an approximate pressure field can be determined at any time. From there, some properties of the pressure-strain correlation have been evaluated. Especially we have shown that the sign of this term depends on the nature of the undisturbed turbulence: whereas the normal component always transfers energy towards the tangential ones right at the time at which the surface is inserted, it receives (resp. gives) energy from (resp. to) these components in subsequent stages when the turbulence decays freely in time (resp. in space).

Références

- BRUMLEY, B. H. & JIRKA, G. H. 1987 Near surface turbulence in grid-stirred tank. *J. Fluid Mech.* **183**, 235-263.
- CALMET, I. 1995 *Analyse par simulation des grandes échelles du mouvement turbulent et du transfert de masse sous une interface plane*. Ph. D. Thesis, Inst. Nat. Polytech. Toulouse, Toulouse, France.
- HANNOUN, I. A., FERNANDO, H. J. S., & LIST, E. J. 1988 Turbulence structure near a sharp interface. *J. Fluid Mech.* **189**, 189-209.
- HUNT, J. C. R. & GRAHAM, J. M. R. 1978 Free stream turbulence near plane boundaries. *J. Fluid Mech.* **84**, 209-235.
- KIT, E. L. G., STRANG, J. & FERNANDO, H. J. S. 1997 Measurement of turbulence near shear-free density interfaces. *J. Fluid Mech.* **334**, 293-314.
- MAGNAUDET, J. & CALMET, I. 2000 The structure of high-Reynolds-number turbulence close to a flat shear-free surface. Submitted to *J. Fluid Mech.*
- PEROT, B. & MOIN, P. 1995 Shear-free turbulent boundary layers. Part 1. Physical insights into near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **295**, 199-227.
- THOMAS, N. H. & HANCOCK, P. E. 1977 Grid turbulence near a moving wall. *J. Fluid Mech.* **82**, 481-496.

Explication qualitative de l'intermittence

Bérengère Dubrulle et Jean-Philippe Laval

Groupe Instabilité et Turbulence - CEA/DRECAM/SPEC
 L'Orme des Merisiers, 772
 91191 Gif sur Yvette Cedex
 bdubru@discovery.saclay.cea.fr

Nous avons récemment démontré que les petites échelles de la turbulence se développaient principalement sous l'action de mécanismes non-locaux (dans l'espace des échelles), par interaction avec les échelles les plus grandes de l'écoulement. L'équation effective décrivant cette dynamique est une équation stochastique linéaire, inhomogène:

$$\mathcal{I}_t u_i + U_j \nabla_j u_i = -\nabla_i p + \mathbf{n}_t \Delta u_i + f_i$$

Ici, U est la vitesse grande échelle, et f un forçage stochastique représentant la fabrication des petites échelles par les grandes via la cascade. La viscosité turbulente vient des interaction non-locales avec les plus petites échelles de l'écoulement. En décomposant la vitesse à petite échelle sur des paquets d'ondes localisés $u(x,k,t)$ (des espèces de simili-incrément de vitesse, où $l=1/k$ est l'échelle de l'incrément), on peut transformer cette équation en une équation de Langevin, avec un bruit multiplicatif et un bruit additif couplés:

$$D_t \vec{u} = -\mathbf{n}_T k^2 \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \left(2 \frac{\vec{k}}{k^2} \vec{U} \cdot \vec{k} - \vec{U} \right) + \vec{f}$$

Le bruit multiplicatif vient des interaction non-locales avec les grandes échelles. Le bruit additif vient de la cascade d'énergie. Notons que cette équation généralise le modèle de Kraichnan (valide pour le scalaire passif), au cas d'un vecteur. Dans le cas le plus général, le bruit multiplicatif et le bruit additif ont des statistiques compliquées. Cependant, si on fait une approximation simple sur les statistiques de ces bruits, on peut tirer de l'équation de Langevin des informations qualitatives sur l'intermittence. En effet, dans le cas où l'on suppose que les deux bruits sont Gaussiens et delta-corrélés temporellement, on peut écrire l'équation de Fokker-Planck associée à l'équation de Langevin pour la distribution de probabilité $P(k,u)$ = la probabilité d'obtenir un incrément d'amplitude u sur une distance $1/k$

Ici, D provient de la fonction de corrélation du bruit multiplicatif, α de celle du bruit additif, et

$$\mathcal{I}_t P_k = \mathcal{I}_u (\mathbf{n}_T k^2 u P_k) + D \mathcal{I}_u u \mathcal{I}_u u P_k - \mathbf{l} \mathcal{I}_u u \mathcal{I}_u P_k - \mathbf{l} \mathcal{I}_u u P_k + \mathbf{a} \mathcal{I}_u P_k$$

enfin λ de la fonction de corrélation croisée entre les bruits additif et multiplicatif. La solution générale stationnaire de cette équation est

$$P_k = C_k \exp \int_0^u \frac{-\mathbf{n}_T k^2 y - D y + \mathbf{l}}{D y^2 - 2 \mathbf{l} y + \mathbf{a}} dy$$

On peut remarquer plusieurs choses. Tout d'abord, que cette distribution possède une skewness, qui est déterminée par λ : c est donc la corrélation entre le bruit multiplicatif (l'étirement lié aux grandes échelles) et le bruit additif (la cascade, qui fabrique des petites échelles) qui fait la skewness. Cet ingrédient est absent de tous les modèles de turbulence actuels, ce qui explique pourquoi aucun n'arrive à reproduire la skewness des distributions ! Ensuite, on voit que la viscosité turbulente sature (exponentiellement dans le modèle le plus simple de viscosité turbulente) les distributions, qui, autrement, se comporteraient algébriquement pour les grandes valeurs de l'incrément: sans viscosité turbulente, les moments d'ordre élevés divergeraient, comme dans les lois de Levy. Nous avons essayé de voir si la formule plus haut reproduisait bien le comportement des incréments avec l'échelle. La figure 1 montre le fit de la dérivée de $\ln P$ par rapport à u , qui, selon la théorie, devrait se comporter comme:

$$\frac{d \ln P}{du} = \frac{-u\sqrt{(m_1 u)^2 + m_2^2} - m_4 u + m_3}{m_4 u^2 - 2m_3 u + 1}$$

Où m_1, \dots, m_4 sont 4 fonctions qui ne dépendent que de l'échelle. Les fits à plusieurs échelles donnent alors la dépendance de m_1, \dots, m_4 vis à vis de l'échelle (figure 2).

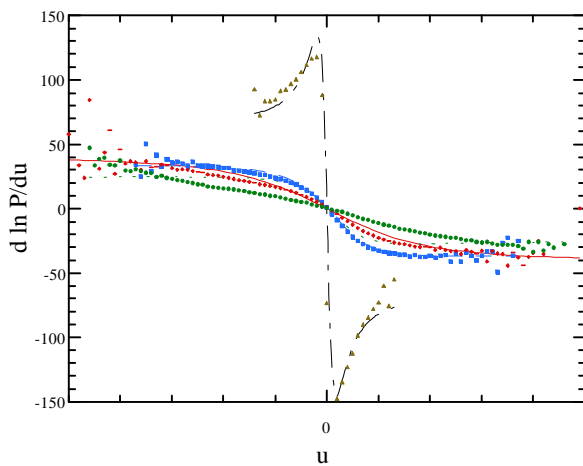


Figure 1.

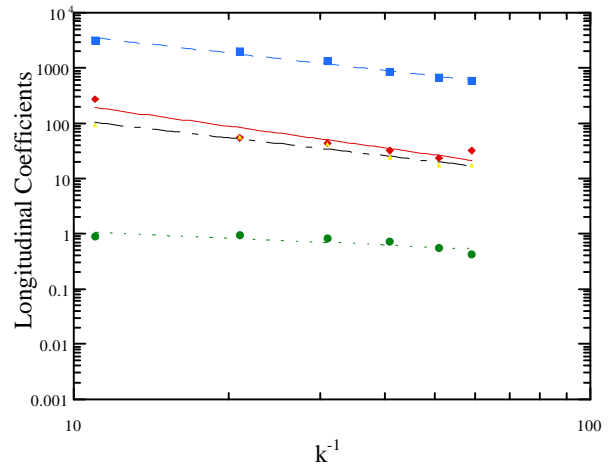


Figure 2.

Pour plus de détails, aller voir la page web de Jean-Philippe Laval où se trouvent tous les preprints et reprints sur ce travail : <http://www.atmos.ucla.edu/~laval/PUBLI/publi.html>

Modèle réduit des équations de Navier-Stokes dans la limite des faibles viscosités ; régime de turbulence

Emmanuel Lévêque
Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure de Lyon
eleveque@ens-lyon.fr

Dans la limite des grands nombres de Reynolds, l'agitation turbulente, solution des équations de Navier-Stokes, manifeste un nombre infini de degrés de liberté, chacun d'entre eux sujet à une dynamique de phase non-triviale. Un problème majeur, et ouvert, consiste en la réduction de ce système infini en un système fermé de dimension réduite pour un ensemble restreint de modes. Les modes aux grandes échelles sont d'un intérêt particulier puisqu'ils contiennent (presque) toute l'information sur les propriétés énergétiques du système.

Nous avons proposé un modèle réduit des équations de Navier-Stokes restreintes aux modes grandes échelles. Des résultats numériques ont montré que les corrélations à deux points du champ de vitesse (fonctions de structure) étaient correctement résolues à toutes les échelles $r > \lambda$ (échelle de Taylor ou échelle des variations spatiales les plus rapides). L'approche suivie est « originale » dans le sens où la condition de fermeture des équations n'est pas fondée sur l'hypothèse que la cascade d'énergie se poursuit aux modes non résolus (à petites échelles), mais sur une condition de *thermalisation rapide* des modes au delà d'un nombre d'onde particulier ; le point d'inflexion du transfert d'énergie vers les petites échelles.

Ce modèle permet de réaliser un gain d'un facteur 20 par rapport à une simulation numérique directe (sans aucune approximation) à nombre de Reynolds équivalent. Il devrait aussi permettre d'étudier numériquement des systèmes turbulents à des nombres de Reynolds plus élevés. Ce modèle a, non seulement, un intérêt pratique mais aussi théorique ; comprendre notre couplage dynamique-thermostat dans un formalisme de mécanique statistique hors-équilibre est important.

Référence

E. Lévêque & C. Koudella, Finite-Mode Spectral Model of Homogeneous and Isotropic Navier-Stokes Turbulence : A Rapidly depleted Energy Cascade, Physical Review Letters vol. 86, p. 4033 (2001).

Quelques propriétés mathématiques des modèles de fermeture turbulente

Roger Lewandowski

Equipe de Mécanique - IRMAR - Université de Rennes 1

Campus de Beaulieu - 35042 Rennes Cedex

lewandow@maths.univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ. — On étudie le problème du couplage entre l'équation satisfaite par l'énergie cinétique turbulente k d'un fluide et l'équation de Navier-Stokes incompressible avec une viscosité $\nu_T(k)$. Le comportement des suites de solutions faibles est étudié lorsque $\nu_T(k)$ est proportionnel à $k^{\frac{1}{2}}$ à l'infini. On montre qu'elles sont compactes dans les bons espaces et que l'équation du fluide est préservée. Le problème d'existence de solutions faibles au système est entièrement résolu quand la viscosité turbulente est une fonction continue bornée de k , dans le cas où l'équation du fluide est linéarisée, dans le cas tridimensionnel stationnaire et dans le cas bidimensionnel nonlinéaire général.

Turbulent flows are often simulated in computing a mean value of the velocity of the fluid, denoted by \bar{u} . In this paper, only incompressible flows are considered. Classical models infer that \bar{u} satisfies the following Navier-Stokes equation:

$$(NS - eq) \quad \begin{cases} \partial_t \bar{u} + (\bar{u} \nabla_x) \bar{u} + \nabla_x p - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T) \nabla_x \bar{u}) = f, \\ \operatorname{div}_x(\bar{u}) = 0, \end{cases}$$

where ν_T is the eddy viscosity and ν the kinematic viscosity of the fluid. It is established that ν_T depends only on the turbulent kinetic energy k and on the turbulent dissipation ε . This is the $(k - \varepsilon)$ hypothesis. A dimensional analysis shows that ν_T has the form

$$(v_1) \quad \nu_T = c_1 \frac{k^2}{\varepsilon}.$$

The closure equations satisfied by the couple (k, ε) are:

$$(k - \varepsilon, 1) \quad \partial_t k + \bar{u} \nabla_x k - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T) \nabla_x k) = c_1 \nu_T |\nabla_x \bar{u} + \nabla_x \bar{u}^T|^2 - \varepsilon,$$

$$(k - \varepsilon, 2) \quad \partial_t \varepsilon + \bar{u} \nabla_x \varepsilon - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T) \nabla_x \varepsilon) = c_2 k |\nabla_x \bar{u} + \nabla_x \bar{u}^T|^2 - c_3 \frac{\varepsilon^2}{k}.$$

The c_i are dimensionless strictly positive closure constants. Usually, the following values are used for these constants:

$$c_1 = 0.09, \quad c_2 = 0.129, \quad c_3 = 1.92.$$

The reader is referred to the book of B. MOHAMMADI and O. PIRONNEAU [MP] for a detailed derivation and an analysis of these equations, originally due to B.-E LAUNDER and B.-D SPALDING [LS].

When the algebraic relation

$$\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L(x, t)}$$

relates k and ε , the turbulent kinetic energy k satisfies the energy equation:

$$(k - eq) \quad \partial_t k + \bar{u} \nabla_x k - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T) \nabla_x k) = \nu_T |\nabla_x \bar{u} + \nabla_x \bar{u}^T|^2 - \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L(x, t)},$$

where $L(x, t)$ is a mixing length, strictly positive and bounded function. For the sake of simplicity, and without changing the qualitative mathematical properties of the equations, we shall take $L(x, t) = 1$, and we shall replace the tensor $\nabla_x \bar{u} + \nabla_x \bar{u}^T$ by $\nabla_x \bar{u}$ throughout the paper. Thus ν_T is determined by the formula

$$(v_2) \quad \nu_T = k^{\frac{1}{2}}.$$

In numerical simulations, the following formula for small values of $r > 0$ is used ([P]):

$$(v_3) \quad \nu_T = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{1 + rk^{\frac{1}{2}}}$$

Notice that in this case, the eddy viscosity ν_T is a bounded function.

In the papers [L₁, L₂], existence and positivity results are obtained for the equation $(k - eq)$, considered in a bounded domain $\Omega \times [0, T]$ in $\mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}$, with Dirichlet boundary conditions. In those results, the vector field \bar{u} belongs to the space $W^{1,\infty}(\Omega \times [0, T])$, and is not assumed to satisfy equation $(NS - eq)$. The system $(k - \varepsilon, 1), (k - \varepsilon, 2)$ is known to be unstable, and only local results in time are obtained.

2. MAIN RESULTS.

This paper studies the problem of coupling the energy equation $(k - eq)$ with fluid equations. The system we are looking for is the following:

$$(S) \quad \begin{cases} \partial_t \bar{u} + (\bar{u} \nabla_x) \bar{u} + \nabla_x p - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x \bar{u}) = f, \\ \operatorname{div}_x(\bar{u}) = 0, \\ \partial_t k + \bar{u} \cdot \nabla_x k - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x k) = \nu_T(k) |\nabla_x \bar{u}|^2 - k^{\frac{3}{2}}, \end{cases}$$

considered in a bounded domain in \mathbb{R}^N ($N = 2, 3$), with homogeneous Dirichlet boundary conditions.

First, the case of a bounded viscosity ν_T is considered. The system (S) is shown to have weak solutions in the general steady-state case (Theorem 1) and in the bidimensional evolution case (Theorem 2). Existence of weak solutions is obtained when the energy equation is coupled to the three dimensional evolution Stokes equation (Theorem 3).

Next, we turn to the case where ν_T is given by the formula (v_2) . The problem of passing to the limit in the equations is considered in the three dimensional case. To do so, a sequence of weak solutions $(\bar{u}^n, p_n, k_n)_{n \in \mathbb{N}}$ of the coupled system $(k - eq), (NS - eq)$ is introduced. We show how to pass to the limit in the equations. The fluid equation is preserved in the limit, but a nonnegative Radon measure appears in the right hand side of the limit equation for k . The statement of Theorem 4 makes the result clear.

Throughout the present paper, Ω is a smooth bounded domain in \mathbb{R}^N ($N = 2, 3$) and $T > 0$ is a finite time. Set:

$$Q = \Omega \times [0, T], \quad N' = \frac{N}{N-1}, \\ H = \{v \in (L^2(\Omega))^N, \operatorname{div}(v) = 0\}, \quad V = \{v \in (H_0^1(\Omega))^N, \operatorname{div}(v) = 0\}.$$

The results of this paper are the following:

THEOREM 1. — (Steady-state case) *Assume that ν_T is a nonnegative bounded continuous function. Let $f \in (H^{-1})^N$. There exists a couple (\bar{u}, k) such that :*

- (i) *for every $q < N'$, $(\bar{u}, k) \in V \times W_0^{1,q}(\Omega)$,*
- (ii) *$k \geq 0$ almost everywhere in Ω ,*
- (iii) *for every $(v, \varphi) \in V \times W_0^{1,\infty}$ the following holds:*

$$\begin{cases} \int_{\Omega} (\bar{u} \cdot \nabla_x) \bar{u} \cdot v + \int_{\Omega} (\nu + \nu_T(k)) \nabla_x \bar{u} \cdot \nabla_x v = (f, v), \\ \int_{\Omega} (\nu + \nu_T(k)) \nabla_x k \cdot \nabla_x \varphi + \int_{\Omega} \bar{u} \cdot \nabla_x k \cdot \varphi = \int_{\Omega} \varphi (\nu_T(k) |\nabla_x \bar{u}|^2 - k^{\frac{3}{2}}) \end{cases}$$

THEOREM 2. — (Evolution bidimensional case) *Assume that $N = 2$ and that ν_T is a nonnegative bounded continuous function. Let $f \in L^2([0, T], (H^{-1}(\Omega))^2)$, $(\bar{u}^0, k^0) \in H \times L^1(\Omega)$, where $k^0 \geq 0$ almost everywhere in Ω and $k^0|_{\partial\Omega} = 0$. There exists a couple (\bar{u}, k) such that:*

(i) for every $q < N'$,

$$(\bar{u}, k) \in L^2([0, T], V) \times L^q([0, T], W_0^{1-q}(\Omega)),$$

(ii) $(\bar{u}, k)|_{t=0} = (\bar{u}^0, k^0)$,

(iii) $k \geq 0$ almost every where in Q ,

(iv) $\partial_t \bar{u} \in L^2([0, T], V')$,

(v) for every $(v, \varphi) \in V \times C_c^1(Q)$ we have:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \bar{u} \cdot v + \int_{\Omega} (\bar{u} \cdot \nabla_x) \cdot \bar{u} \cdot v + \int_{\Omega} (\nu + \nu_T(k)) \nabla_x \bar{u} : \nabla_x v = \langle f, v \rangle, \\ \int_0^T \int_{\Omega} ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x k \cdot \nabla_x \varphi - k \cdot (\partial_t \varphi + \bar{u} \cdot \nabla_x \varphi)) = \int_0^T \int_{\Omega} \varphi (\nu_T^{\frac{1}{2}}(k) |\nabla_x \bar{u} + \nabla_x \bar{u}^T|^2 - k^{\frac{3}{2}}). \end{cases}$$

THEOREM 3. — (Stokes evolution case) *Assume that ν_T is a nonnegative bounded continuous function. Let $f \in L^2([0, T], (H^{-1})^2)$, $(\bar{u}^0, k^0) \in H \times L^1(\Omega)$, where $k^0 \geq 0$ almost everywhere in Ω and $k^0|_{\partial\Omega} = 0$. There exists a couple (\bar{u}, k) such that:*

(i) for every $q < N'$,

$$(\bar{u}, k) \in L^2([0, T], V) \times L^q([0, T], W_0^{1-q}(\Omega)),$$

(ii) $(\bar{u}, k)|_{t=0} = (\bar{u}^0, k^0)$,

(iii) $k \geq 0$ almost every where in Q ,

(iv) $\partial_t \bar{u} \in L^2([0, T], V')$,

(v) for every $(v, \varphi) \in V \times C_c^1(Q)$ we have:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \bar{u} \cdot v + \int_{\Omega} (\nu + \nu_T(k)) \nabla_x \bar{u} : \nabla_x v = \langle f, v \rangle, \\ \int_0^T \int_{\Omega} ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x k \cdot \nabla_x \varphi - k \cdot (\partial_t \varphi + \bar{u} \cdot \nabla_x \varphi)) = \int_0^T \int_{\Omega} \varphi (\nu_T^{\frac{1}{2}}(k) |\nabla_x \bar{u} + \nabla_x \bar{u}^T|^2 - k^{\frac{3}{2}}). \end{cases}$$

In each of the three previous results, the pressure is recovered using the result of De Rham (see [T], proposition 1.1 and 1.2). In each case, it has L^2 regularity (in space for the steady-state case, in space and time for the others). Theorem 1 states that the problem

$$\begin{cases} (\bar{u} \nabla_x) \bar{u} + \nabla_x p - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x \bar{u}) = f, \\ \operatorname{div}_x(\bar{u}) = 0, \\ \bar{u} \cdot \nabla_x k - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x k) = \nu_T(k) |\nabla_x \bar{u}|^2 - k^{\frac{3}{2}}, \end{cases}$$

has a weak solution, while Theorem 3 sets up the existence of weak solutions to the problem

$$\begin{cases} \partial_t \bar{u} + \nabla_x p - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x \bar{u}) = f, \\ \operatorname{div}_x(\bar{u}) = 0, \\ \partial_t k + \bar{u} \cdot \nabla_x k - \operatorname{div}_x ((\nu + \nu_T(k)) \nabla_x k) = \nu_T(k) |\nabla_x \bar{u}|^2 - k^{\frac{3}{2}}, \end{cases}$$

and Theorem 2 solves the system (S) in the bidimensional case for a bounded viscosity ν_T . Finally, the following holds:

THEOREM 4. — (Three dimensional case) Assume that $N = 3$. Given an integer n , let

$$(\bar{u}^n, p_n, k_n) \in (L^2([0, T], H_0^1(\Omega)))^3 \times L^2(Q) \times L^\infty(Q)$$

be such that:

$$\forall n \in \mathbb{N}, \partial_t \bar{u}^n \in (L^2([0, T], H^{-1}))^3, \quad \partial_t k_n \in L^2([0, T], H^{-1}),$$

$$\forall n \in \mathbb{N}, \forall (x, t) \in Q \quad k_n(x, t) \geq 0,$$

$$\forall n \in \mathbb{N}, \forall (x, t) \in \partial\Omega \times [0, T], \quad \bar{u}^n(x, t) = 0, \quad k_n(x, t) = 0,$$

and for every $n \in \mathbb{N}$

$$\begin{cases} \partial_t \bar{u}^n + (\bar{u}_n \nabla_x) \bar{u}^n + \nabla_x p^n - \operatorname{div}_x \left((\nu + k_n^{\frac{1}{2}}) \nabla_x \bar{u}^n \right) = 0, \\ \operatorname{div}_x(\bar{u}^n) = 0, \\ \partial_t k_n + \bar{u}^n \cdot \nabla_x k_n - \operatorname{div}_x \left((\nu + k_n^{\frac{1}{2}}) \nabla_x k_n \right) = k_n^{\frac{1}{2}} |\nabla_x \bar{u}^n + \nabla_x (\bar{u}^n)^T|^2 - k_n^{\frac{3}{2}}, \end{cases}$$

which holds in the usual weak sense. Then there exists (\bar{u}, p, k, μ) such that:

(i) (Regularity)

$$\bar{u} \in L^2([0, T], (H_0^1(\Omega))^3) \cap L^{\frac{5}{3}}([0, T], (L^4(\Omega))^3) \cap L^\infty([0, T], (L^2(\Omega))^3),$$

for every $q < N' = 3/2$,

$$k \in L^q([0, T], W_0^{1,q}(\Omega)) \cap L^\infty([0, T], L^1(\Omega)) \cap L^{\frac{5}{3}}([0, T], L^{\frac{5}{2}}(\Omega))$$

$p \in D'(\Omega \times [0, T])$, and μ is a nonnegative Radon measure,

(ii) (Behavior of the sequence) from the sequence $(\bar{u}^n, p_n, k_n)_{n \in \mathbb{N}}$ it is possible to extract a subsequence, still denoted by (\bar{u}^n, p_n, k_n) , such that $(\bar{u}^n)_{n \in \mathbb{N}}$ converges to \bar{u} almost everywhere in $\Omega \times [0, T]$, weakly in the space $L^2([0, T], (H_0^1(\Omega))^3)$, for every $q < N' = 3/2$, $(k_n)_{n \in \mathbb{N}}$ converges to k almost everywhere in $\Omega \times [0, T]$, weakly in the space $L^q([0, T], W_0^{1,q}(\Omega))$, strongly in $L^2([0, T], L^2(\Omega))$ and $(p_n)_{n \in \mathbb{N}}$ converges to p in the sense of the distributions.

(iii) (Passing to the limit) \bar{u}, μ, k, p are such that the following coupled system holds in the sense of the distributions:

$$\begin{cases} \partial_t \bar{u} + (\bar{u} \nabla_x) \bar{u} + \nabla_x p - \operatorname{div}_x \left((\nu + k^{\frac{1}{2}}) \nabla_x \bar{u} \right) = 0, \\ \partial_t k + \bar{u} \cdot \nabla_x k - \operatorname{div}_x \left((\nu + k^{\frac{1}{2}}) \nabla_x k \right) = k^{\frac{1}{2}} |\nabla_x \bar{u}|^2 - k^{\frac{3}{2}} + \mu, \\ \operatorname{div}_x \bar{u} = 0. \end{cases}$$

For the sake of simplicity, the case $f = 0$ is considered in Theorem 4. The same result holds if $f \in L^2([0, T], (H^{-1})^3)$, or is replaced by a linear term in \bar{u} like for example a Coriolis term.

ACKNOWLEDGEMENTS — The author is grateful to C. BARDOS, J. L. LIONS, F. MURAT and O. PIRONNEAU for their interest in this work and several stimulating conversations.

Références

- [B]: BLANCHARD -D,
Private communication.
- [BG]: BOCCARDO -L, GALLOUET -T,
" Nonlinear elliptic and parabolic equations involving measure data ",
J. Funct. Anal. 87, (1989), 149-169.
- [HG]: HERBIN -R, GALLOUET -T,
Preprint Université de Savoie.
- [LS]: LAUNDER B. -E, SPALDING D. -B,
Mathematical models of turbulence,
Academic press, 1972.
- [JL]: LERAY -J,
" Sur le mouvement d'un fluide visqueux emplissant l'espace ",
Acta Math. 63, 193-248, (1934).

- [JLL] : LIONS J.-L.,
Quelque méthodes de résolutions de problèmes aux limites non linéaires,
Gauthier Villard, 1969.
- [LM] : LIONS P.-L., MURAT -F,
" Solutions renormalisées d'équations elliptiques "
To appear
- [L₁] : LEWANDOWSKI -R,
" Modèles de turbulence et équations paraboliques ",
C. R. Acad. Sci. Paris, t 317, Série I, p. 835-840, 1993.
- [L₂] : LEWANDOWSKI -R,
" Stabilization of k-Epsilon models for the Navier-Stokes equation ",
to appear.
- [LM] : LEWANDOWSKI -R, MOHAMMADI -B,
" Existence and positivity results for the $\varphi - \theta$ model and a modified k- ε two equations,
turbulence model ",
M³AS vol 3, No 2, 1993, 195-216.
- [M] : MURAT -F,
Soluciones renormalizadas de EDP elipticas no lineales,
Cours de l'Université de Sevilles, 1993.
- [MP] : MOHAMMADI -B, PIRONNEAU -O,
Analysis of the k-Epsilon model,
Masson, 1994.
- [P] : PIRONNEAU -O,
Private communication.
- [S] : SIMON -J,
" Compact sets in the space $L^p([0, T], B)$ ",
Ann. Mat. Pura Appl., 146 IV (1987), 65-96.
- [T] : TEMAM -R,
Navier-Stokes equations,
Studies in Mathematics and its applications, 1977,
LIONS J. -L, PAPANICOLAOU -G, ROCKAFELLER R. -T Editors, North Holland.

Filamentation d'ondes d'Alfvén et formation de structures cohérentes en MHD dispersive

Dimitri Laveder
Observatoire de Nice
B.P. 4229 - 06304 Nice Cedex 4
laveder@obs-nice.fr

The three-dimensional dynamics resulting from the transverse instability of a monochromatic circularly-polarized dispersive Alfvén wave, propagating along an ambient magnetic field in a fully ionized plasma, is studied by direct numerical integration of the Hall-MHD equations. This model extends the standard magnetohydrodynamics to time scales comparable to the inverse ion gyrofrequency Ω_i^{-1} and to length scales comparable to the ion inertial length $l_i = v_A / \Omega_i$ (where v_A is the Alfvén velocity).

When the amplitude b_0 of the Alfvén pump is small compared to the intensity \mathbf{B} of the ambient field, the transverse collapse of the wave leading to the concentration of the magnetic intensity in planes transverse to the propagation, corresponding to the formation of intense magnetic filaments parallel to the ambient field, is observed (Fig. 1a). These simulations validate the predictions of the two-dimensional nonlinear Schrödinger equation and of more general amplitude equations that retain the coupling to the low-frequency magnetosonic waves. When the pump wavelength is sufficiently large compared to the ion-inertial length, this picture is still obtained in spite of the presence of other possibly linearly-dominant instabilities that can distort the above structures. In computational boxes including a large number of pump wavelengths, an early arrest of the collapse is possible under the effect of quasi-transverse instabilities that drive magnetosonic waves and also prescribe the directions of the filaments.

When the pump amplitude is increased, the local enhancement of the transverse magnetic field intensity is significantly reduced, but strong gradients develop. For pumps of moderate amplitude and sufficiently long wavelength, helicoidal magnetic filaments can nevertheless form, while the density and the longitudinal fields produce oblique shocks which are the signature of steepened magnetosonic waves. Simultaneously, a turbulent flow develops, whose longitudinal spectrum is concentrated at large scales, well separated from the Alfvén wave. After averaging along the longitudinal direction on scales smaller than or comparable to the pump wavelength, the resulting quasi two-dimensional flow is almost incompressible and its dynamics governed by the reduced-MHD equations. The variation of the corresponding averaged vorticity in transverse planes displays a behavior similar to that of a two-dimensional turbulent MHD flow, with a flattening of the vortices into elongated sheets (Fig. 1b).

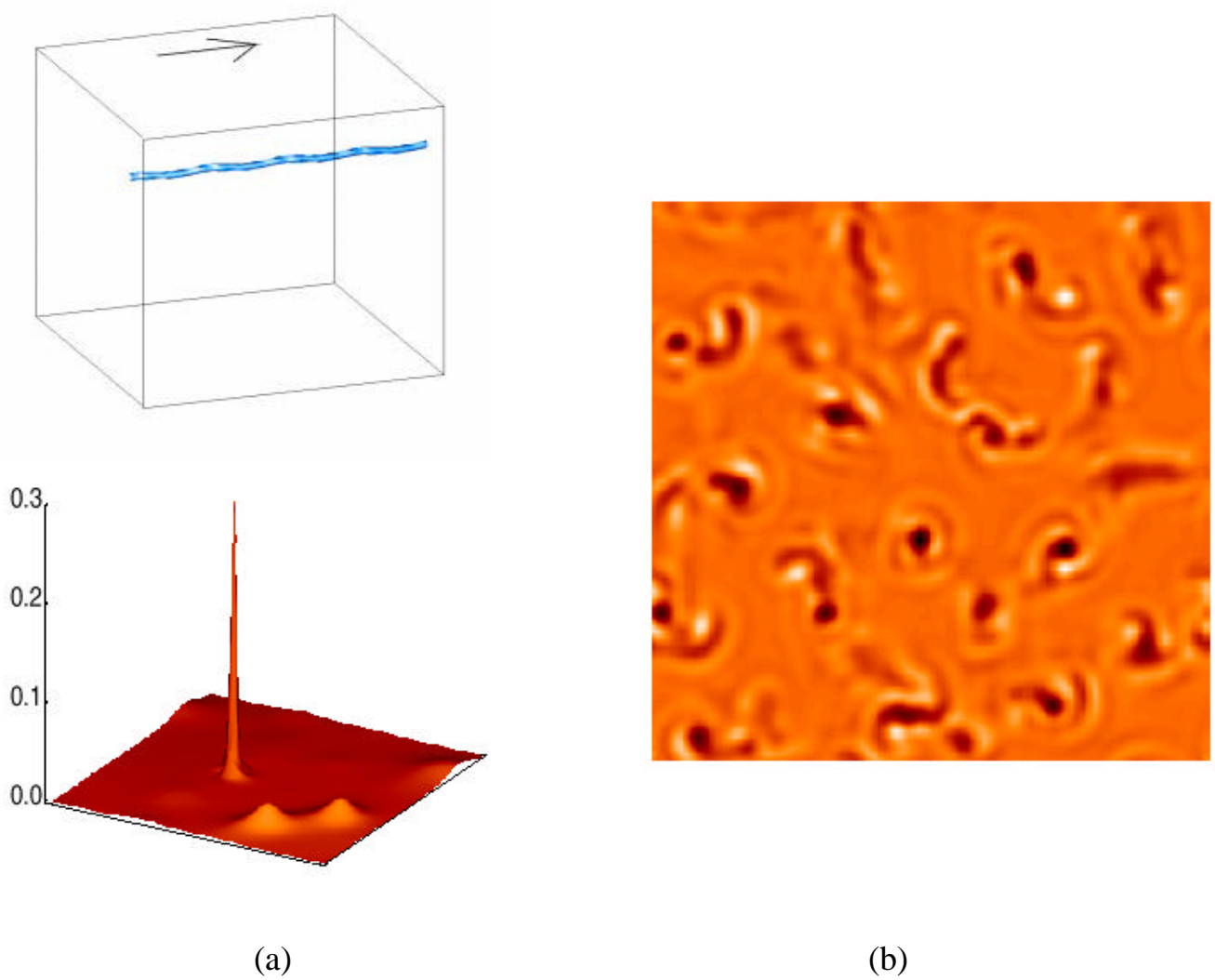


Figure 1. Transverse magnetic field intensity in a plane perpendicular to the propagation, for an Alfvén wave of amplitude $b_0 = 0.05 \mathbf{B}$ and wavenumber $k_0 = 0.25 \text{ l}_i^{-1}$ undergoing filamentation (a). Transverse cut of the longitudinal component of the vorticity, averaged on scales smaller or comparable to the Alfvén wavelength, in a large-amplitude turbulent case, $b_0 = 0.35 \mathbf{B}$, $k_0 = 0.25 \text{ l}_i^{-1}$ (b).

Mécanique statistique pour la turbulence quasi-géostrophique : Applications aux structures cohérentes de Jupiter

Freddy Bouchet et Joel Sommeria
LEGI-IMG et Institut Fourier, Grenoble
freddy.bouchet@ujf-grenoble.fr

Mécanique statistique des équations quasi-géostrophiques et tache rouge de Jupiter.

Un des phénomènes physiques les plus marquants dans le domaine des fluides géophysiques est l'organisation des écoulements turbulents en structures organisées. Citons comme exemples les cyclones et anticyclones, observables sur terre et sur toutes les planètes gazeuses, la structure des courants océaniques, les tourbillons océaniques, etc. La Tache Rouge de Jupiter est à ce titre exemplaire : il s'agit d'un anticyclone géant, de structure inchangée depuis sa première observation, il y a plus de trois siècles. Ce tourbillon de forme ovale (20000x10000 km) est composé d'un jet de largeur typique 2500 km entourant une région de vitesse très faible, l'ensemble étant pris dans un cisaillement zonal. Des progrès théoriques importants ont été effectués au début des années 90 pour la compréhension du caractère général d'une telle organisation des fluides géophysiques. Miller (1990), Robert et Sommeria (1990) ont décrit l'organisation en structures cohérentes du flot des équations d'Euler bidimensionnelles, comme état d'équilibre de la mécanique statistique des taches de vortacité. Cette mécanique statistique s'inscrivait alors dans la continuité des travaux d'Onsager (1949) et de Joyce et Montgomery sur la mécanique statistique des points vortex. Robert et Sommeria (1991) ont généralisé ces idées par une mécanique statistique hors de l'équilibre.

Les équations quasi-géostrophiques (QG) bidimensionnelles sont intéressantes car elles sont le paradigme le plus simple de la turbulence géophysique (Océans et atmosphères). Elles sont structurellement semblables aux équations d' Euler bidimensionnelles (advection de la vortacité potentielle). Ainsi nous pouvons utiliser une généralisation directe des travaux de Robert et Sommeria (1991) pour décrire les structures organisées qu'elles génèrent, comme équilibre d'une mécanique statistique de la vortacité potentielle : états de Gibbs. Cependant, ces structures stationnaires vérifient une équation qui reste complexe (équation elliptique avec un second membre non linéaire, dépendant de paramètres de Lagrange devant être déterminés en fonction des invariants, connus avec la condition initiale).

Les équations QG font intervenir une longueur caractéristique, le rayon de déformation de Rossby, décrivant l'effet de la stratification sur la couche de fluide considérée. Dans la limite de

faible rayon de déformation devant la taille du domaine, nous pouvons résoudre analytiquement l'équation des états de Gibbs. Ce travail est l'objet du présent exposé. Cette résolution met en évidence une analogie avec la théorie des transitions de phases du premier ordre pour des systèmes du type du gaz de Van Der Waals, l'interaction des niveaux de vorticité potentielle écrantée par le rayon de déformation de Rossby, jouant le rôle des interactions électrostatiques à courte portée. Les solutions obtenues sont alors interprétées comme des équilibres de deux phases, chacune des phases ayant la même énergie libre, la forme du domaine occupé par chacune des phases est déterminée par un principe de longueur minimale (équation de Laplace liant la courbure de l'interface à une différence de pression). Nous obtenons alors comme solution des jets étroits (interface) de largeur typique le rayon de déformation de Rossby entourant des zones où la vitesse s'annule. En tenant compte d'une topographie (effet beta ou vitesse profonde du fluide) nous décrivons comme solution d'équilibre un vortex oval, borné par un jet dont la courbure est fixée par la vitesse profonde du fluide. De tels jets sont des phénomènes courants pour les fluides géophysiques. En particulier, les solutions décrites précédemment ont toutes les propriétés qualitatives de la tache rouge de Jupiter.

Nous avons proposé les solutions d'équilibre statistique comme modèle pour la tache rouge de Jupiter. Outre une description qualitative satisfaisante, ceci nous permet de prédire un extremum pour la topographie au dessous de la tache rouge. Nous utilisons la détermination expérimentale, à partir des données de Voyager, de la vitesse profonde au dessous de la tache rouge, par Dowling (1988), pour montrer qu'un tel extremum existe effectivement. De notre point de vue, ce modèle analytique, par son approche statistique, a l'originalité d'expliquer l'émergence et la stabilité d'une telle structure en dépit du mélange turbulent. Il a en outre l'originalité par rapport à de précédents travaux de décrire la structure en jets de la tache rouge, et il relie quantitativement sa forme, ainsi que le cisaillement, au mouvement du fluide profond. Un modèle quantitatif prédictif a pu être proposé. Ses limitations sont liées aux variations relative de hauteur importantes (de l'ordre de 30 %) de la troposphère de Jupiter. La validité du modèle quasi-géostrophique est alors discutable. Une généralisation à un modèle Shallow Water a été l'objet d'un travail en cours de rédaction. Une autre limitation est liée à la description de la troposphère de Jupiter par une seule couche de fluide (fluide barotrope).

Mécanique statistique hors d'équilibre et paramétrisation sous maille.

Les fluides géophysiques sont caractérisés par un nombre de degrés de liberté très importants. Dans le cas des océans, par exemple, le rapport des échelles des bassins océaniques sur les échelles auxquelles intervient la viscosité moléculaire sont de l'ordre de 10^9 . Diverses méthodes ad-hoc sont utilisées dans les modèles géophysiques pour paramétrer les échelles non résolues, la plus répandue étant l'hypothèse qu'elles agissent comme une viscosité ("eddy viscosity").

Robert et Sommeria (1991) ont généralisé la mécanique statistique pour les champs continus de vorticité dans des situations hors d'équilibre (équations de relaxation). Les petites

échelles sont alors paramétrisée de manière à ce que la production d'entropie soit maximale tout en conservant la distribution de vorticité ou de vorticité potentielle, l'énergie, et éventuellement d'autres invariants dynamiques (Voir Robert et Rosier 1997 pour une bibliographie détaillée). Quelques transparents ont été montrés illustrant que :

- La stabilité de simulations numériques avec les équations de relaxation, lorsque le nombre d'échelles résolues est modifié. On devrait en effet attendre de toute paramétrisation des petites échelles que les structures à grande échelle ne soit pas affectées par la résolution choisie. Les calculs numériques montrent en effet que bien que les fluctuations du champs de vorticité ne sont pas résolues, la structure à grande échelle d'une simulation avec une résolution faible a les mêmes propriétés qualitatives (valeur des extrema de vorticité et position des vortex) qu'une simulation à haute résolution même pour des temps longs. Une telle stabilité n'est pas satisfaite pour une simulation visqueuse au delà du temps relativement court où la viscosité intervient de façon significative.
- Une comparaison de deux simulations numériques de même résolution, avec les équations de relaxation d'une part, et avec une simulation numérique directe d'autre part, en prenant comme référence une simulation numérique directe à haute résolution montre que les équations de relaxation sont quantitativement beaucoup plus efficaces, surtout à temps long.

Référence.

La première partie de ce travail (mécanique statistique d'équilibre et tache rouge de Jupiter) a été soumise au JFM et est disponible via <http://arXiv.org/abs/physics/0003079> ou <http://www.fourier.ujf-grenoble.fr/prepublications.html>.

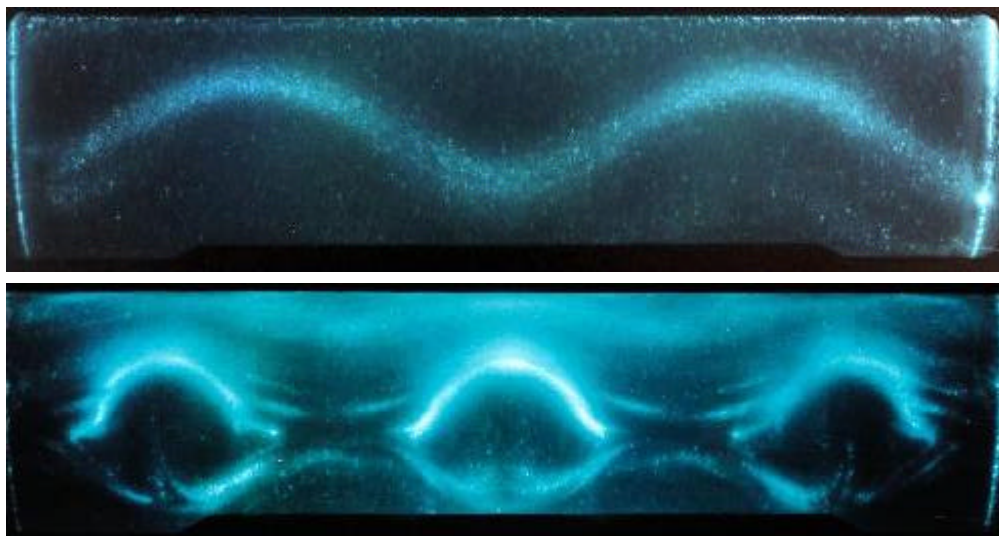
Instabilités elliptiques

P. Le Gal, C. Eloy et S. Le Dizès
Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre
49, Rue F. Joliot-Curie - B.P. 146
13384 Marseille Cedex 13
legal@irphe.univ-mrs.fr

Le sujet de cette étude est l'analyse des instabilités d'un écoulement de rotation soumis à une contrainte non-axisymétrique. Ces instabilités sont connues sous le nom d'instabilité elliptique [1] ou plus généralement multipolaire. Elles interviennent dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides car elles sont souvent la cause de la transition vers un régime désordonné tri-dimensionnel des écoulements tourbillonnaires. Le montage expérimental, similaire à celui de Malkus [2], est constitué d'un cylindre circulaire transparent et élastique qui tourne autour de son axe. Sur la paroi de ce cylindre, deux ou trois rouleaux peuvent être positionnés parallèlement à l'axe de rotation de manière à déformer la surface souple et à donner au cylindre une section droite de forme elliptique ou triangulaire. Ce montage a permis l'étude des différents régimes d'instabilité [3] qui provient en fait d'une résonance des ondes inertielles de Kelvin de l'écoulement tournant.

Certains de ces modes ont été visualisés par tomographie Laser et sont illustrés ci-dessous. Une transition vers des régimes désordonnés a aussi été observée pour les plus grands nombres de Reynolds: il s'agit en fait d'une explosion intermittente de l'écoulement tournant. Une variante de cette expérience en géométrie sphérique est maintenant proposée. Cette configuration possède un intérêt certain en géophysique car elle modélise le noyau liquide d'une planète déformé par l'attraction gravitationnelle exercée par un soleil ou une lune[4]. Cette instabilité pourrait alors jouer un rôle dans la géodynamo.

- [1] R. T. Pierrehumbert, Phys. Rev. Lett. 57, 2157 (1986); B. J. Bayly, Phys. Rev. Lett. 57, 2160 (1986).
- [2] W. V. R. Malkus, Geophys. Astrophys. Fluid. Dyn. 48, 123 (1989).
- [3] C. Eloy, P. Le Gal and S. Le Dizès, Phys. Rev. Lett. 85, 3400 (2000).
- [4] K. Aldridge et al., Phys. Earth Planet Int. 103, 365 (1997).



Modes stationnaire et oscillant et de l'instabilité elliptique observés par tomographie Laser.

Physique et modélisation d'écoulements instationnaires décollés turbulents en aérodynamique et interaction fluide-structure

Marianna Braza

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
2 avenue Camille Soula, 31400 Toulouse FRANCE
braza@imft.fr

Cette présentation regroupe la contribution de S. Bourdet, M. Braza, Y. Hoarau, Anne-Archard, R. Perrin au sein du groupe EMT2 de l'IMFT, ainsi que la contribution des personnes qui ont quitté la formation, J. Allain, A. Bouhadji, D. Faghani, H. Persillon, P. Rodes. En interaction fluide-structure, le développement de la turbulence commence au voisinage de la paroi solide et il est soumis au développement de modes organisés, interagissant non-linéairement avec la turbulence aléatoire. Dans ce contexte, même à très grand nombre de Reynolds, le caractère cohérent *en espace et en temps* de structures tourbillonnaires organisées est bien dissocié de la turbulence aléatoire. Les modes globaux, notamment en couplage aéroélastique, sont du domaine de basses ou moyennes fréquences. Le développement inhérent préférentiel de ces modes globaux a des répercussions importantes pour la conception des structures en Aérodynamique, notamment en ce qui concerne les structures *déformables* (avion souple), car il conduit à l'amplification drastique des amplitudes des paramètres locaux et globaux aérodynamiques et à des phénomènes de résonance, notamment dans le sens de l'envergure d'une aile et pour un intervalle spécifique du régime transsonique (phénomène du flottement aéroélastique, 'dip-flutter'). Le caractère organisé et chaotique de l'écoulement turbulent nécessite une analyse physique fine de l'origine des instabilités dès leur naissance en nombre de Reynolds modéré et une méthodologie de macrosimulation spécifique à la nature physique de cette classe d'écoulements, pour leur prédiction efficace à *des nombres de Reynolds élevés* (10^5 à 10^7).

Pour ce faire, à l'aide de la Simulation Numérique Directe, nous avons analysé la nature de l'instabilité primaire et secondaire dans des écoulements autour d'obstacles. Nous avons quantifié les parties linéaire et non-linéaire de l'amplification des modes en considérant des équations d'oscillateurs (modèle de Ginzbourg-Landau), à partir de notre banque de résultats de simulation directe (Braza, 2000). Nous avons établi le scénario exact des premières étapes vers la turbulence que franchit l'écoulement à travers des bifurcations successives 2D et 3D : Nous avons analysé les mécanismes de tridimensionnalisation de rouleaux tourbillonnaires initialement 2D dans la région proche et *la modification non-linéaire de l'instabilité secondaire à travers le phénomène de dislocations des rouleaux tourbillonnaires* (Braza, Faghani, Persillon, 2001). Les premières étapes vers la turbulence, ainsi que les modes organisés préférentiels en régime transsonique (mode de tremblement et mode de von Karman), ont été quantifiées en détail pour l'écoulement autour d'une aile, étant donnée l'importance de ce régime pour le "design" des avions de la prochaine génération. Ainsi, les nombres de Reynolds et de Mach critiques ont été quantifiés quant à l'apparition de ces modes (Bouhadji & Braza, 2000). La manière dont la turbulence naît dans la région d'interaction

choc-couche limite a été analysée à l'aide de la simulation directe pour ces mêmes écoulements. La banque de résultats constituée pour ce régime peut servir de base pour étudier les effets de compressibilité en modélisation de la turbulence dans cette classe d'écoulements.

Ayant analysé la nature de la naissance de la turbulence et les mécanismes de son développement à *partir de la paroi solide* de configurations génériques en Aérodynamique, nous pouvons procéder à leur modélisation en nombre de Reynolds élevé. Pour ce faire, à cause du caractère bien distinct des échelles gouvernant les modes organisés et la turbulence aléatoire, nous pouvons dissocier le spectre d'énergie en une partie regroupant toutes les caractéristiques organisées, prédictible par l'opérateur temporel des équations de Navier-Stokes en moyenne d'ensemble et en une deuxième partie *continue*, incluant les processus chaotiques de la turbulence aléatoire (méthode Organised Eddy Simulation, OES ; Une analyse détaillée de cette méthodologie est présentée par Dervieux, Braza, Dussauge (1998), Jin & Braza, 1994). La distinction entre les structures à prédire et celles à modéliser n'est pas leur taille, mais leur caractère organisé, *dans le sens temporel*. Cette partie du spectre est étendue de faibles aux forts nombres d'onde et, de ce fait, nous pouvons appliquer pour sa modélisation le concept de fermeture statistique. Néanmoins, la pente du spectre n'est pas a priori égale à $-5/3$ car la turbulence n'est pas en équilibre. Nos études par simulation directe évaluent la pente du spectre dans le cas présent (*turbulence fortement anisotrope et inhomogène au voisinage de la paroi solide en présence de régions de recirculation instationnaires*), où l'énergie apportée extérieurement est attribuée non seulement pour générer la cascade classique, mais pour maintenir les processus ordonnés *en temps et en espace*. Ainsi, il faut reconsidérer les hypothèses de base gouvernant les échelles de temps et de longueur des modèles statistiques pour la prédiction de cette classe d'écoulements. A l'aide de la classe de modélisation au second-ordre, nous avons suggéré des modifications de modèles au premier-ordre, pour leur application dans cette méthode de macrosimulation. Nous avons expliqué notamment les raisons de comportements excessivement diffusifs des fermetures au premier-ordre lors de leur emploi en OES et nous avons suggéré une modification des échelles qui gouvernent le coefficient de diffusivité de la classe de modélisation au premier-ordre (Braza, 2000). L'efficacité de la présente approche a été prouvée quant à ses capacités prédictives dans des cas d'écoulements très difficiles en interaction fluide-structure : décrochage instationnaire, instabilité de type von Karman à grand nombre de Reynolds.

Le troisième volet de nos travaux explicite la manière dont on peut utiliser les résultats de la simulation directe pour analyser la nature de la turbulence proche-paroi et les lois constitutives qui la gouvernent, en vue de proposer des améliorations en modélisation de la turbulence pour cette classe d'écoulements instationnaires (Braza, 2000). (Malheureusement, les limitations en temps de cet exposé ne nous ont pas permis de commenter en détail cette partie).

Références

M. BRAZA, D. FAGHANI, H. PERSILLON (2001) "The role of natural vortex dislocations in three-dimensional wake transition", *J. Fluid Mechanics*, sous presse.

H. PERSILLON, M. BRAZA (1998) "Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation", *J. Fluid Mechanics*, **365**, pp.23-89.

A. BOUHADJI, M. BRAZA (2001) "Organised modes and shock-vortex interaction in unsteady viscous transonic flows around an aerofoil, part 1: *Mach number effects*", pp. 1-47, accepté pour publication au *J. Fluid Mechanics*.

M. BRAZA (2000) "The 3D transition to turbulence in wake flows by means of Direct Numerical Simulation", invited, *J. Flow Turbulence and Combustion*, **63**, pp. 315-341.

A. DERVIEUX, M. BRAZA, J.P. DUSSAUGE (1998), Scientific Editors of the volume: "Computation and Comparison of Efficient Turbulence Models for Aeronautics", **65**, *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, Ed. Vieweg.

G. JIN & M. BRAZA (1994) "A two-equation turbulence model for unsteady separated flows around airfoils". *AIAA Journal*, **32**, N° 11, Nov. 94, pp. 2316, 2320.

M. BRAZA (2000) "*The direct numerical simulation at the service of turbulence modelling methodologies for Unsteady Aerodynamic Flows*". Proceedings, ECCOMAS 2000 Conference, Barcelona, 11-14 Sept.'00. *Invited Technology Session Conference on: "Unsteady Aerodynamics and Fluid-Structure Interaction"*

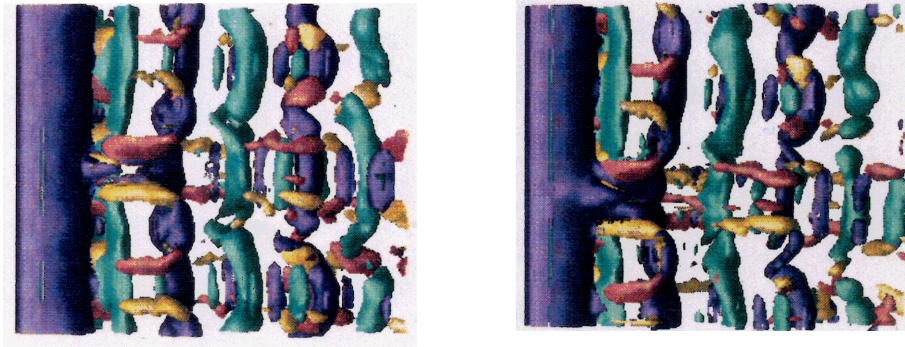


Figure 1. Surfaces d'isovorticité longitudinale (jaune-rouge) et transversale (violet-vert) dans le sillage proche d'un cylindre circulaire. Etablissement du scénario exact de transition laminaire-turbulente 3D derrière un obstacle, par simulation numérique directe; **Ondulation transversale** de grande longueur d'onde des tourbillons issus d'instabilité von Karman et **structure en fer à cheval** de tourbillons longitudinaux contrarotatifs. **Preuve d'apparition systématique** du **phénomène des dislocations naturelles** (brisure de continuité de la "colonne vertébrale" des rouleaux tourbillonnaires), conduisant à une **branche nouvelle de bifurcation** dans la route vers la turbulence. Impact fort sur les mécanismes non-stationnaires des forces aérodynamiques intervenant dans l'interaction fluide-structure. Braza, Faghani, Persillon, (2001).

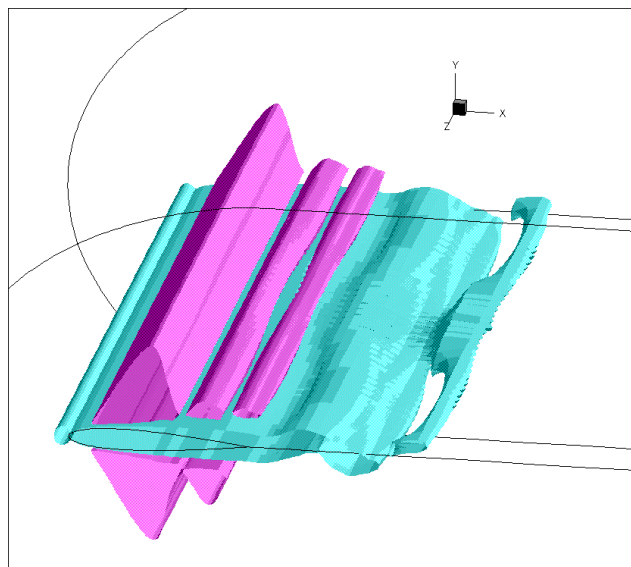


Figure 2. DNS, Transonic flow around a wing of constant NACA0012 section; $\alpha=0$, $M=0.85$, $Re=5000$. IsoMach surfaces: Purple: $M=1.04$, Cyan: $M=0.55$. Shock-boundary layer and shock-vortex interaction. Three-dimensional modification of the second shock near trailing edge. Spanwise large-scale undulation in the near wake and vortex dislocation, as a consequence of the secondary instability.

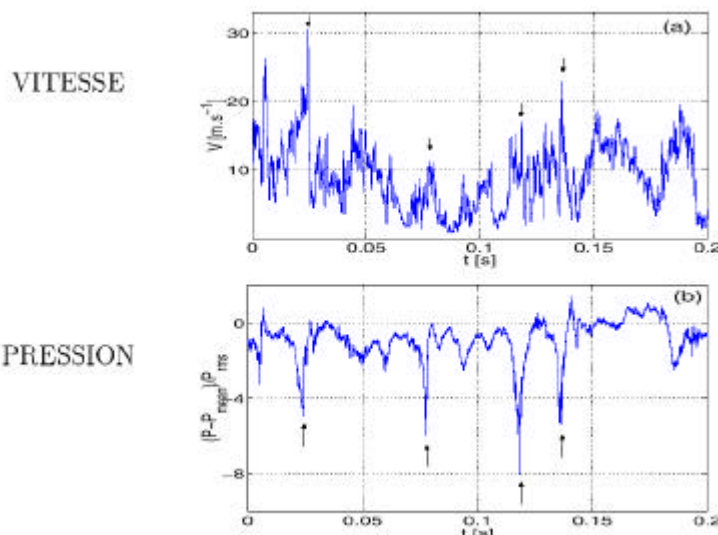
Intermittence et structures cohérentes dans une machine à laver: une analyse ondelette de mesures conjointes pression/vitesse

Pierre Chainais, Jean-François Pinton et Patrice Abry
Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure de Lyon
pchainai@ens-lyon.fr

Nous nous intéressons aux liens éventuels entre l'*intermittence* en turbulence, décrite de façon purement statistique, et les *structures cohérentes*, objets géométriques et dynamiques par essence, observées dans différents écoulements. Nos mesures [2] consistent en l'enregistrement conjoint en temps et espace des signaux de pression et de vitesse dans un écoulement turbulent dans la géométrie de von Kármán (familièrement appelée machine à laver). Le fluide utilisé est toujours un gaz, en général de l'air. Nous avons aussi utilisé de l'hélium ($\rho = \rho_{air}/7$), du dioxyde de carbone ($\rho \simeq 1,5\rho_{air}$) et de l'hexafluorure de soufre ($\rho \simeq 6\rho_{air}$) pour obtenir des nombres de Reynolds différents toutes conditions égales d'ailleurs. L'originalité de la démarche expérimentale réside dans l'utilisation du signal de pression pour conditionner l'étude des propriétés du signal de vitesse. Nous détectons dans le signal de pression de fortes dépressions correspondant au passage de tourbillons filamentaires sur les capteurs [3]. Dans l'esprit des travaux de B. Castaing [1], nous avons utilisé les cascades log-infiniment divisibles pour décrire certaines propriétés de la statistique du signal de vitesse. La mise en œuvre d'une technique originale à base d'ondelettes a permis de caractériser l'influence de ces structures cohérentes sur le signal de vitesse à l'intérieur de ce formalisme.

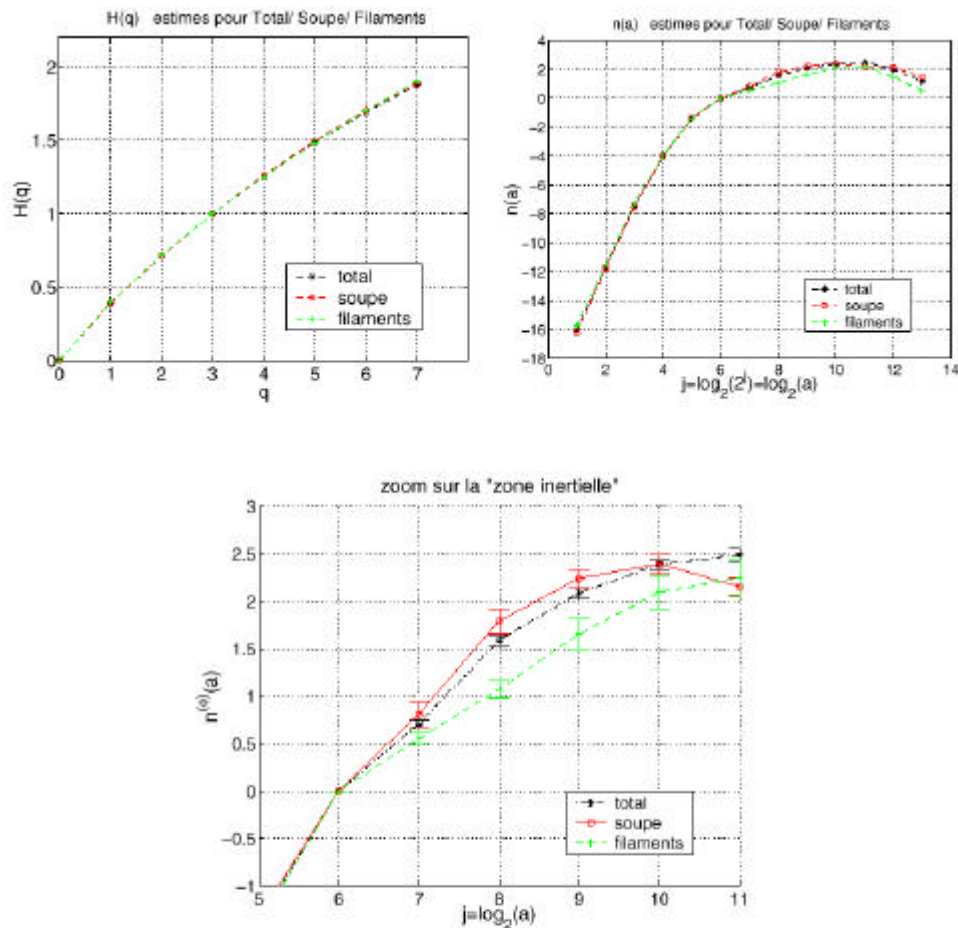
Une cascade log-infiniment divisible permet de décrire de façon pertinente l'évolution des densités de probabilités des coefficients d'ondelette du signal de vitesse à travers les échelles (de même pour les incréments). Nous avons séparé ces coefficients en deux groupes. Schématiquement, ceux qui se trouvent en face d'une dépression sont regroupés sous l'appellation "filaments", tandis que les autres sont regroupés sous l'appellation "soupe". Les fonctions de structures ondelettes d'ordre q associées sont estimées séparément aux échelles $a = 2^j$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{soupe} \\ \text{filaments} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} S_q^{wt,(b)}(j) = \frac{1}{n_j(b)} \sum_k |T_v^{(b)}(2^j, 2^j k)|^q \\ S_q^{wt,(f)}(j) = \frac{1}{n_j(f)} \sum_k |T_v^{(f)}(2^j, 2^j k)|^q \end{array}$$



Les cascades log-infiniment divisibles s'avèrent pertinentes pour ces deux "phases", aussi bien que pour l'ensemble du signal. Deux fonctions caractérisent la cascade log-infiniment divisibles. La première, notée $H(q)$, décrit le noyau du propagateur de la cascade qui rend compte de la nature d'un pas élémentaire de la cascade à travers les échelles –par exemple, $H(q) = C_1q + C_2q^2/2$ pour un propagateur log-normal. La seconde fonction importante est la profondeur de la cascade décrite par $n(a)$. Cette fonction décrit le nombre de pas qu'il faut effectuer entre une échelle de référence (ici la grande échelle) et l'échelle a .

Nos résultats (voir figures) montrent que le noyau du propagateur n'est pas sensible à la nature de la "phase" étudiée. La fonction $H(q)$ est la même pour les "filaments", la "soupe" et le "total". La nature de la cascade n'est pas influencée par la présence des filaments. Par contre, nous observons que si l'allure globale des fonctions $n(a)$ est globalement similaire d'une phase à l'autre, une différence significative est observée dans la zone inertielle. Par conséquent, les filaments influencent la façon dont la cascade se développe à travers les échelles. Il semble même que les filaments soient plus proches d'un comportement invariant d'échelle ($n(a) \sim \log a$, dans la zone inertielle) que le reste du signal. Ces observations sont valables aux différents nombres de Reynolds étudiés ($R_\lambda \sim 100 - 800$).



References

- [1] B. Castaing, Y. Gagne, et E. Hopfinger. Velocity probability density functions of high Reynolds number turbulence. *Physica D*, **46**, pp. 177–200, 1990.
- [2] P. Chainais, P. Abry, et J. Pinton. Intermittency and coherent structures in a turbulent flow: a wavelet analysis of joint pressure and velocity measurements. *Phys. Fluids*, **11**, 11, pp. 3524–3539, 1999.
- [3] S. Douady, Y. Couder, et M.-E. Brachet. Direct observation of intense vorticity filaments in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 8, pp. 983, 1991.

CVS filtering of 3D turbulent mixing layers using orthogonal wavelets

Kai Schneider* et Marie Farge**

* Centre de Mathématiques et d'Informatique
39, rue Joliot-Curie - 13453 Marseille Cedex 13
kschneid@cmi.univ-mrs.fr

** Laboratoire de Météorologie Dynamique
Ecole Normale Supérieure
24, rue Lhomond - 75231 Paris Cedex 5
farge@lmd.ens.fr

Coherent Vortex Simulation (CVS) filtering has been applied to DNS data of forced and unforced time-developing turbulent mixing layers. CVS filtering splits the turbulent flow into two orthogonal parts, one corresponding to coherent vortices and the other to incoherent background flow. We have shown that the coherent vortices can be represented by few wavelet modes, and that these modes are sufficient to reproduce the vorticity PDF and the energy spectrum over the entire inertial range. The remaining incoherent background flow is homogeneous, has small amplitude, and is uncorrelated.

These results are compared with those obtained for the same compression rate using LES (Large Eddy Simulation) filtering. In contrast to the incoherent background flow of CVS filtering, the LES subgrid scales have a much larger amplitude and are correlated, which makes their statistical modeling more difficult.

Mesures Lagrangiennes de vitesse

Nicolas Mordant, Jean-François Pinton et Olivier Michel
Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure de Lyon
nmordant@ens-lyon.fr

L'approche lagrangienne de la turbulence est naturelle lorsqu'on s'intéresse à des problèmes de dispersion ou de mélange. Le problème se pose alors en terme de particule de fluide, comment elle s'éloigne de sa position initiale ou comment deux particules s'éloignent l'une de l'autre. Nombre de modèles (PDF methods, modèles stochastiques...) de dispersion se basent sur une démarche lagrangienne. Pour les optimiser on a besoin d'informations sur les statistique lagrangiennes. Or les expériences sont rares (Virant & Dracos 1997, Sato & Yamamoto 1987 et La Porta et al. 2001 [3]). De plus elles sont limitées soit à de faibles nombres de Reynolds, une faible résolution temporelle ou aux petites échelles. Nous avons mis en place une méthode originale basée sur une technique acoustique.

La base de la technique est l'effet Doppler. On émet une onde ultrasonore monochromatique. Lorsqu'une particule solide entre dans le faisceau acoustique, elle diffuse les ultrasons avec un décalage fréquentiel proportionnel à sa vitesse. On enregistre en continu ce signal diffusé. Il reste alors à extraire la modulation de fréquence pour obtenir la composante de la vitesse projetée sur le vecteur d'onde de diffusion. Cette étape est assez délicate car il s'agit d'extraire une modulation de fréquence variant très rapidement. Nous avons donc développé un algorithme de traitement du signal robuste vis à vis d'une modulation rapidement variable et d'un rapport signal sur bruit faible[1]. Il s'agit d'une méthode paramétrique de type maximum de vraisemblance approchée couplée avec un filtre de Kalman. L'écoulement étudié est un écoulement tourbillonnaire de Von Kármán, dans l'eau. On marque les particules de fluide par des sphères solides de polystyrène de diamètre 250 μm .

Les premières mesures effectuées à un nombre de Reynolds de l'ordre de 100 montrent les faits suivants [2] :

- un spectre de puissance compatible avec un scaling en ω^{-2} (figure 1)
- une intermittence visible par la déformation des histogrammes des incréments de vitesse (figure 2)

Une étude plus poussée de cette intermittence est actuellement en cours avec des séries de mesures à des nombres de Reynolds plus élevés.

Bibliographie

- [1] Mordant N., Michel O., Pinton J.-F. *Time resolved tracking of a sound scatterer in a turbulent flow* soumis à JASA *physics/010383* sur xxx.lanl.org
- [2] Mordant N., Metz P., Michel O., Pinton J.-F. *Scaling and intermittency of Lagrangian velocity in fully developped turbulence* soumis à PRL *physics/010384*
- [3] La Porta A., Voth G.A., Crawford A., Alexander J. Bodenschatz E. *Nature* 2001

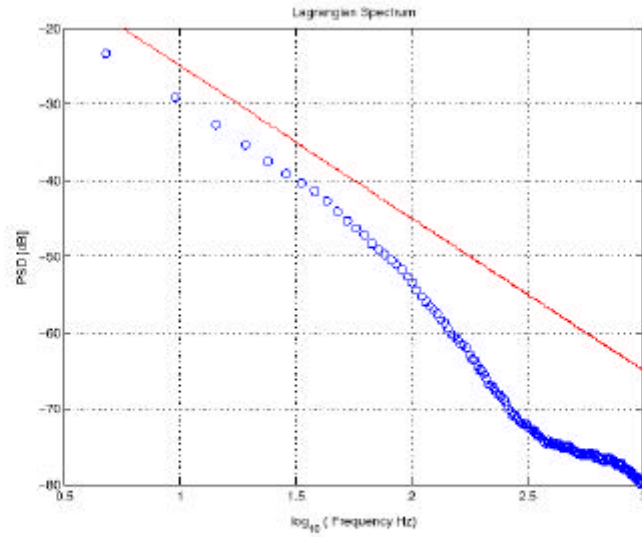


FIG. 1 - Spectre de puissance de vitesse $R_\lambda = 100$. La droite marque une pente -2

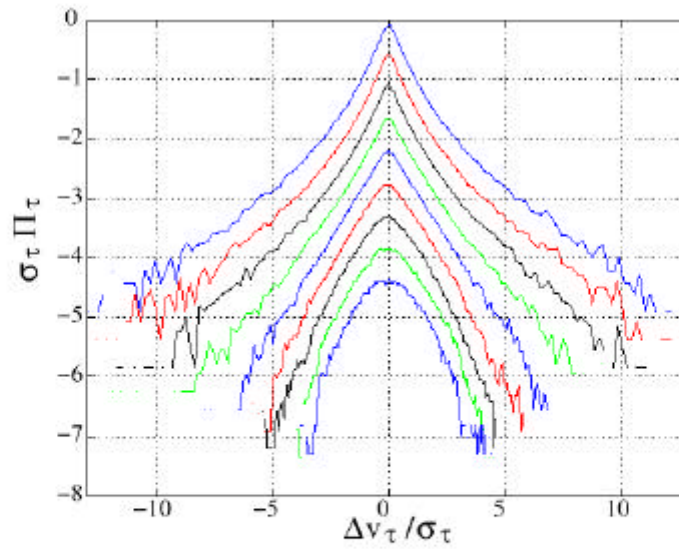


FIG. 2 - PDF des incréments de vitesse normalisés, de haut en bas $\delta\tau = 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256$ ms

Dissipation d'énergie et instabilités au sein d'un vortex étiré localement

Frédéric Bottausci*, Philippe Petitjeans*, Agnès Maurel*

* : Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, E.S.P.C.I.

♦ : Laboratoire Ondes et Acoustique, E.S.P.C.I.

freddy@pmmh.espci.fr

Dans de multiples systèmes, les structures concentrant la vorticité peuvent être observées et cela tant en régime laminaire que turbulent. Dans les écoulements turbulents, la présence de filaments de vorticité est établie. Ce sont des structures de forte vorticité en partie responsable de l'intermittence. L'analyse de la structure et de la dynamique des vortex étirés est donc un enjeu important.

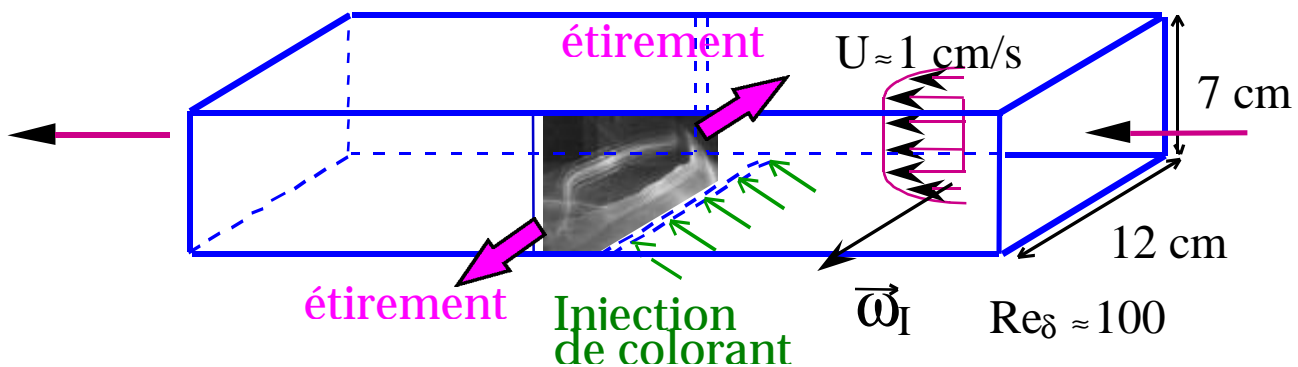


Figure 1. Représentation schématique de la section d'étude du canal hydrodynamique

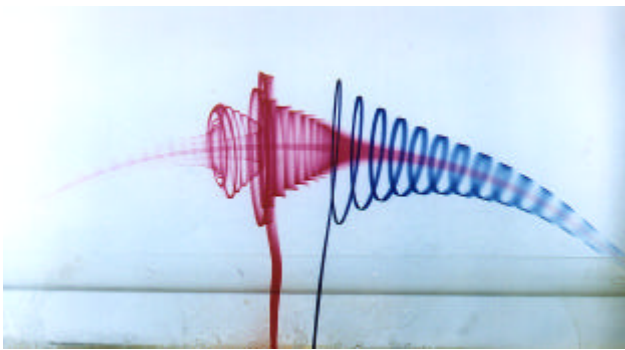


Figure 2. Visualisation du vortex et des instabilités par injection de colorant en amont. (vue de dessus).

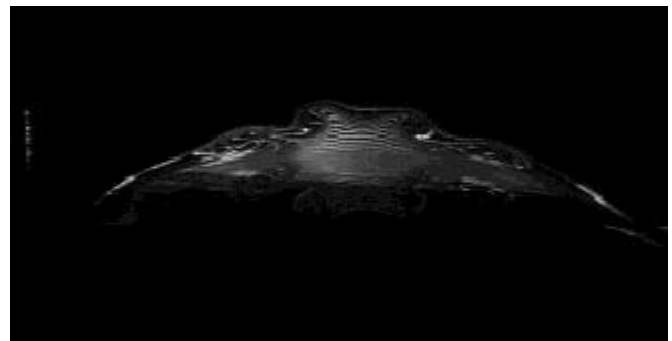
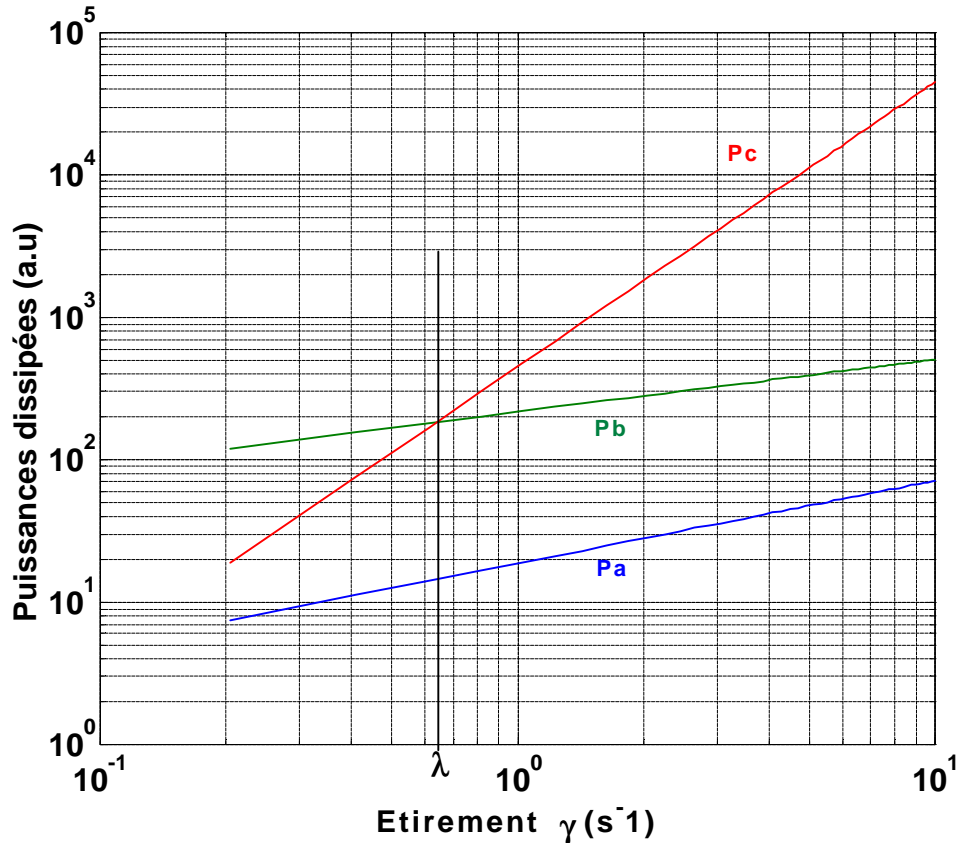


Figure 3. Visualisation du vortex et des instabilités par injection de fluorescéine en nappe et éclairage par une tranche laser qui coupe le vortex dans sa longueur. (vue de dessus).

Nous avons choisi d'isoler une structure qui modélise ces filaments. Pour cela nous générons un seul vortex intense par étirement de la vorticité d'une couche limite laminaire. Cette couche limite est obtenue dans un canal hydrodynamique basse vitesse ($Re_\delta \approx 100$) et l'étirement est généré symétriquement par aspiration à travers deux trous situés de part et d'autre du canal (cf Fig. 1).

Notre étirement étant localisé, la dépendance de la vitesse longitudinale V_z en fonction de la distance à l'axe du vortex est très forte. Des mesures de cette vitesse par Vélocimétrie Doppler à Laser montrent un gradient de vitesse suivant le diamètre du vortex de l'ordre de 20 s^{-1} . Une étude de la puissance dissipée par le vortex va mettre en relief l'importance de ce gradient :

Si l'on considère le terme de puissance dissipée: $\mathbf{P}_d = \int \mathbf{S} \cdot \text{grad} V dv$, on peut le décomposer en trois termes. Un terme diagonal de dissipation \mathbf{P}_a dû à l'étirement, $(2(\partial_r V_r)^2 + 2(V_r/r)^2 + 2(\partial_z V_z)^2)$, un terme dû à la variation radiale de la vitesse azimutale \mathbf{P}_b , $((\partial_r V_\theta - V_\theta/r)^2)$ et un dernier terme, absent pour le modèle de Burgers, dû au gradient radial de la vitesse longitudinale \mathbf{P}_c , $((\partial_z V_z)^2)$. Ces trois termes sont représentés ci-dessous.



Il apparaît deux régions. Une première pour un étirement inférieur à λ où la dissipation due au gradient radiale de la vitesse azimutale (\mathbf{P}_b) domine. Une seconde, pour un étirement supérieur à λ , où le gradient radiale de la vitesse longitudinale \mathbf{P}_c domine d'autant plus que l'étirement est fort. L'effet du fort gradient $\partial_r V_z$ se fait sentir sur les visualisations du vortex (cf : Fig 2,3) où l'on observe une instabilité de cisaillement qui se développe le long du vortex. L'analyse par Particule Image Velocimetry nous donne une information à 2D du champ de vitesse. Si l'on couple le calcul de la divergence dans le plan avec l'équation d'incompressibilité, nous avons une information dans la troisième direction qui nous donne l'étirement local $((\partial_z V_z)(r))$. Nous allons exploiter ce type de mesure pour caractériser cette instabilité.

Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé

Jacques Borée, S. Maurel, L. Ben, J. Moreau, R. Bazile, G. Charnay

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
2 avenue Camille Soula, 31400 Toulouse FRANCE
boree@imft.fr

Tumble flow in Spark Ignition Engine is widely used to produce a high level of turbulence at end of compression. An original experimental set-up was designed by (Marc 1998) to study tumble behaviour and breakdown during compression. The experiment is composed mainly of a square compression chamber. A machine tool moves the square piston according to a quasi-sinusoidal motion at 206 rotations per minute with a volumetric ratio equal to 4 in the present experiments (see figure 1). An intake and exhaust channel with a rectangular cross section (96mm*10mm) comes out tangentially to the lower wall of the compression chamber. A "guillotine" device, phased with piston motion, closes the channel during compression and expansion strokes.

In the symmetry plane of the upper and lower walls, two windows were tooled. The beam of a double pulsed Yag Laser (Spectra physics PIV 400) is driven through several optical components to produce a double light sheet in this symmetry plane. The right wall is a pyrex window which we make measurements through. A Sensicam CCD sensor 1280*1024 pixels with full double frame is brought into operation to collect images of 3 μm oil droplets tracers that seed tumble flow. Synchronisation of laser source, camera acquisition and experiment is processed via several PC cards and softwares developed specially for these tasks. Pictures of tracers are analysed using particle image velocymetry algorithms on 32*32 pixels² cells that represent physically 1.5*1.5 mm² of lightened section. During an acquisition session, a set of 120 pictures are collected at a given phase of the cycle. Then, velocity extraction is performed and 120 instantaneous velocity fields are obtained. Several phases were explored and on each one phased statistics are calculated.

A major objective of this study is the comparison to numerical simulation based on Reynolds stress model (Le Roy 1998) or to Large Eddy Simulation. We will particularly discuss this point. As comparison with LES is concerned, several important aspects will be stressed. The first one is a need for a precise knowledge of the boundary conditions with geometrical and cinematic description, cycle resolved pressure and wall temperature measurements which are achieved presently. The second point is to make a precise review of the performance of PIV for the measurement of turbulence. In fact, standard PIV algorithms are not really suited for PIV/LES comparisons as the relative error on the determination of u' is very large. We therefore developed a PIV algorithm with shifting cells based on the work of (Lecordier 1997). Some new aspects will be presented.

The geometry of the set-up is considerably simpler than the geometry of a real engine. It is therefore a good tool to physically analyse :

(i) The admission phase. The generation of the large scale vortex corresponds to the roll up of the positive vorticity sheet of the plane injection jet (figure 2). The streamlines curvature is moreover responsible for a damping of the turbulence field on the upper side of the jet (Castro and Bradshaw 1975). This roll-up therefore includes a reverse cascading process that precludes the use of $k-\epsilon$ models. This phenomena is captured by LES without having to rely on the subgrid stress model only if the spatial resolution is small enough. On the other hand, the lower negative vorticity sheet of the intake jet is strongly destabilised which results in a strong production of turbulence in the recirculating region below the intake jet. Some refined statistical methods as POD (Berkooz et al. 1993; Moreau et al. 2000) can be used to study cycle to cycle fluctuations associated with the flapping of the intake jet. In particular, one may wonder if there is a clear link between the fluctuations in vortex position and the flapping of the jet. Some signature of this process is believed to be evidenced on main POD modes that will also be presented.

(ii) The flow field at Bottom Dead Centre corresponds to a large vortex, the turbulence ($k = 1/2(\overline{u^2} + 2\overline{v^2})$)

here) carried by the outer part of the flow being high. This high level turbulence has been advected from the unstable jet region. On the contrary, the level of turbulence in the inner annulus is low because stabilising effects have come to play during the admission phase. The turbulent field carried by the rotation is therefore

very inhomogeneous, with a maximum of k corresponding to the central region of the vortex. The precession of the vortex (Le Roy 1998; Marc 1998) and the cycle to cycle variations are responsible for this maximum. Figure 7 shows the "turbulence" field obtained after subtracting from each instantaneous velocity field its projection on the three first POD modes (figures 3, 4 and 5). The level of k in the centre of the domain has clearly decreased (by comparison with figure 6) as POD is able to select the major large scale motion of the structure.

(iii) It is possible to physically analyse the disruption of the vortex that occurs during compression and which leads to an increase of the turbulent kinetic energy at the end of compression (Borée et al. 1999). The evolution the energy content of the projection on the first POD mode (mode 0) (resp. on the modes 1 and 2 ; on all mode from 1) normalised by the total kinetic energy is drawn in figure 8. The kinetic energy transfer to turbulence evidenced here is believed to be due both to elliptical instability of the main structure and interactions with walls. Finally, figure 9a,b, c and d compare average and three typical instantaneous velocity fields at a compression ratio of 4. The vortex motion and separated region is clear in fig. 9a while no organised structures is evidenced in fig. 9c. This observation illustrates one of the major difficulty of the control of engine flows as such cycle to cycle variations can have dramatic effects on the mixture preparation and on the cycle to cycle stability of the engine. Present developments show that information obtained by projection of each individual velocity fields on the main POD mode can be a reliable tool to extract extreme cycles.

REFERENCES

- Berkooz, G., P. Holmes and J. L. Lumley (1993).** "The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows." *Annu. Rev. Fluid Mech.* 25: 539-575.
- Borée, J., D. Marc, R. Bazile and B. Lecordier (1999).** "On the behaviour of a large scale tumbling vortex flow submitted to a compression." *European Series in Applied and Industrial Mathematics* : <http://www.emath.fr/Maths/Proc> ESAIM Proceedings, Vol. 7.
- Castro, I. P. and P. Bradshaw (1975).** "The turbulence structure of a highly curved mixing layer." *J. Fluid Mech.* 73: 265-304.
- Le Roy, O. (1998).** *Modélisation d'un écoulement tourbillonnaire turbulent soumis à une compression*, Ecole Centrale de Lyon.
- Lecordier, B. (1997).** *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie Laser et de la velocimetrie par image de particules*, Université de Rouen.
- Marc, D. (1998).** *Etude expérimentale de la compression d'un écoulement de rouleau – Situation modèle de l'aérodynamique interne des moteurs à pistons.*, I.N.P. Toulouse N° 1423.
- Moreau, J., B. Patte-Rouland and E. Rouland (2000).** Particle Image Velocimetry and proper orthogonal decomposition. *Euromech colloquium 411. "Application of PIV to turbulence measurements"*, Rouen, May 29-31.

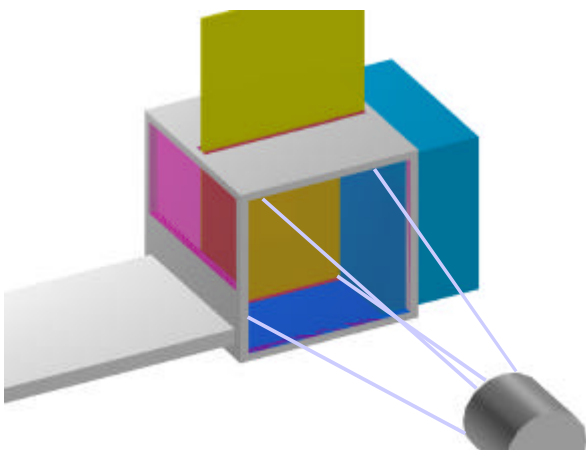


Figure 1. Compressed Tumble experiment

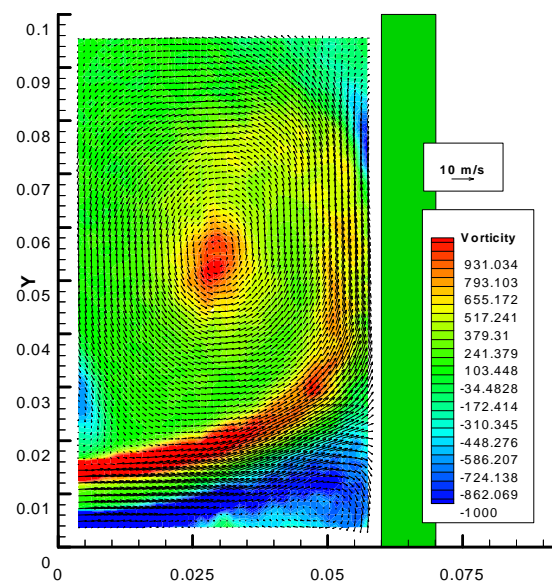


Figure 2. Velocity and vorticity phased average field during intake strokes

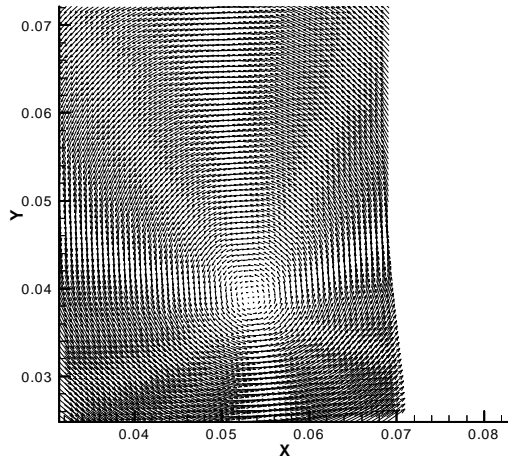


Figure 3. Mode 0

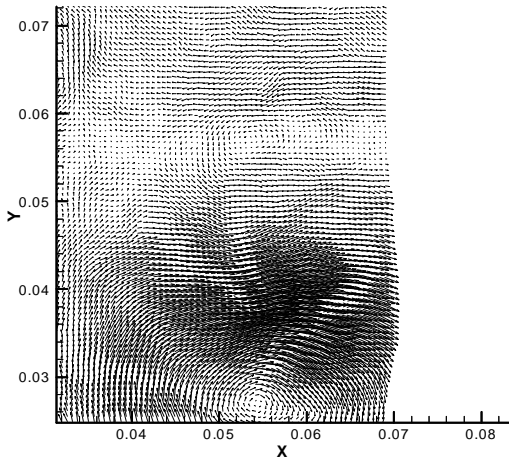


Figure 4. Mode 1

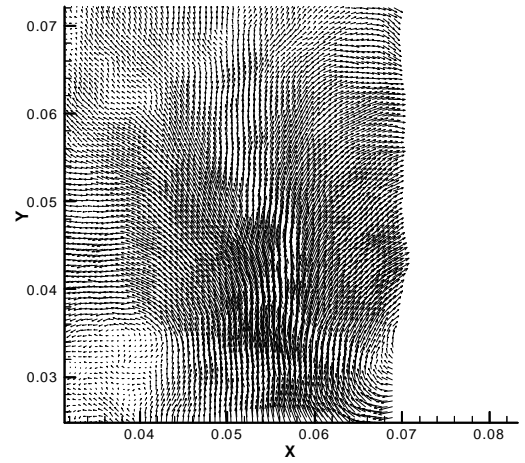


Figure 5. Mode 2

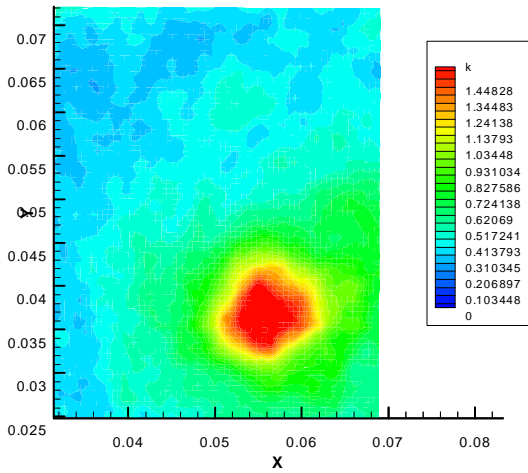


Figure 6. Kinetic energy in the centre of tumble flow

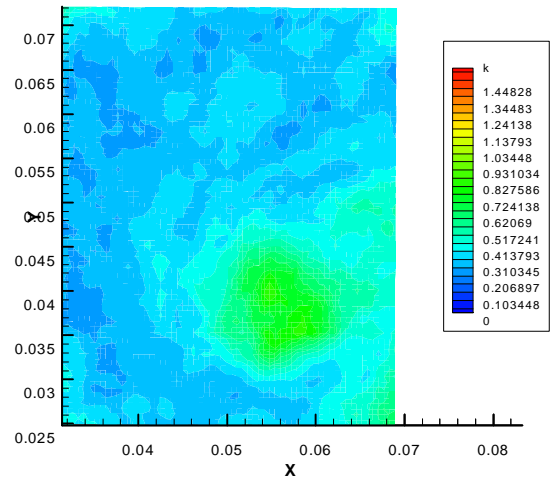


Figure 7. Kinetic energy in the centre of tumble flow after subtraction of contribution of the first three POD modes

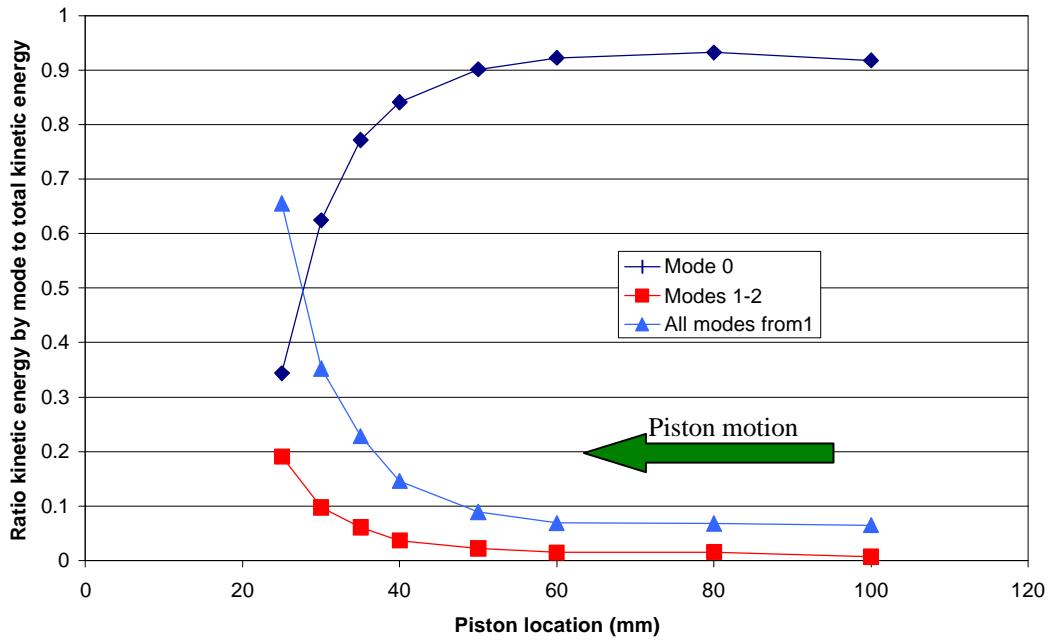


Figure 8. Modal kinetic energy evolution during compression strokes

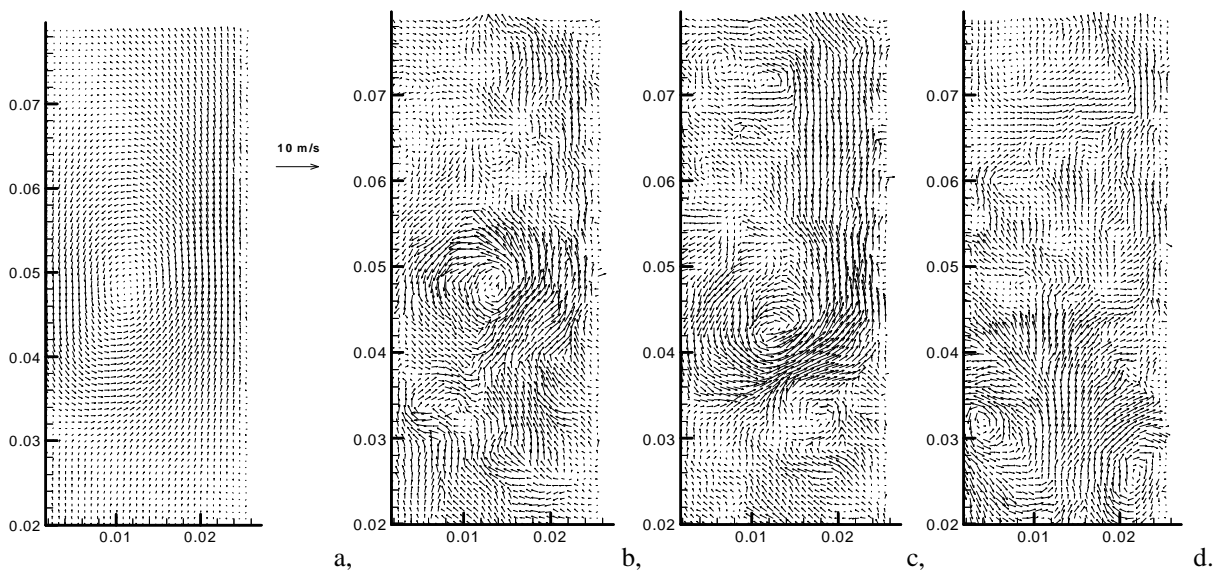


Figure 9. Phased average velocity field (a), three instantaneous velocity fields (b,c,d) at the end of compression

Etude des structures cohérentes d'une couche limite turbulente à grand nombre de Reynolds

Johan Carlier
Ecole Centrale de Lille, BP 48
Cité Scientifique
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex
Johan.Carlier@univ-lille1.fr

Le Laboratoire de Mécanique de Lille est doté d'une soufflerie de couche limite très épaisse ($d \approx 30$ cm) qui permet d'atteindre des nombres de Reynolds proches de ceux rencontrés en vol ($R_q \approx 20000$). L'un des buts de cette installation est d'étudier les structures cohérentes participant à la génération et au maintien de la turbulence de paroi, notamment à l'aide de la Vélocimétrie par Image de Particule (PIV). Cette technique de mesure a permis d'accéder à plusieurs champs de vitesses instantanées dans un plan perpendiculaire à la paroi et parallèle à l'écoulement (cas 1), puis dans un plan parallèle à la paroi (cas 2) et enfin dans deux plans inclinés de 45° vers l'amont (cas 3) et vers l'aval (cas 4). Les fonctions indicatrices des régions occupées par les *ejections* et les *sweeps* dans le cas 1, les *low-* et *high-speed streaks* dans le cas 2 et les structures tourbillonnaires dans les cas 3 et 4 ont été construites afin de déterminer l'échelle spatiale, la forme et le poids de ces structures cohérentes et leurs éventuelles interrelations qui sous-tendent l'organisation spatiale de la turbulence de couche limite.



Fonction indicatrice des *low-speed streaks* avec $R_q \approx 7500$ et $y^+ = 15$



Fonction indicatrice des *high-speed streaks* avec $R_q \approx 7500$ et $y^+ = 15$

Il a ainsi été montré que les *ejections* contribuent à 50% de la composante $\overline{u'v'}$ et les *sweeps* à 40% alors qu'ils n'occupent à eux deux que 25% de la surface totale du domaine de mesure avec un seuil $H = 1$. En outre, les objets définis par la méthode des quadrants ont des dimensions universelles en unités externes. Les *low-speed streaks* d'environ 30^+ de large sont plus étroits que les *high-speed streaks* d'environ 50^+ de large. Ils sont disposés alternativement dans la direction transversale mais sont espacés deux à deux assez irrégulièrement d'environ 120^+ . Les tourbillons en épingle à cheveux sont identifiables dans le cas 3 et les tourbillons longitudinaux dans les cas 3 et 4. Toutefois, la quasi absence de structures tourbillonnaires dans le cas 4 laisse penser que les tourbillons longitudinaux n'ont aucune réalité dans l'écoulement de couche limite. Par ailleurs, les caractéristiques moyennes des tourbillons en épingle à cheveux sont universelles en unités de paroi.