

Compte-rendu du GDR Turbulence 22-23 octobre 1998, Paris.

Sujet A : Exposé d'introduction, F. Anselmet

Sujet B : Caractérisation des grandes échelles, définitions de l'échelle intégrale.

Modérateur : JF. Pinton - Compte-rendu : P. Abry

Sujet C : Techniques de forçage.

Modérateur : ME. Brachet - Compte-rendu : F. Moisy

Sujet D : Fluctuations à grande échelle.

Modérateur : B. Castaing - Compte-rendu : J. Delour

Sujets E/F : Efficacité du forçage. Rôle des grandes échelles. Mécanisme d'injection.

Modérateur : Y. Gagne - Compte-rendu : JF. Muzy

Sujet G : Le scalaire passif.

Modérateur : E. Villermaux - Compte-rendu : E. Gaudin

Sujet H : Caractérisation des grandes échelles pour le scalaire passif.

Modérateur : S. Ciliberto - Compte-rendu : F. Plaza et F. Anselmet

Sujet B : Caractérisation des grandes échelles, définitions de l'échelle intégrale.

Modérateur : JF. Pinton - Compte-rendu : P. Abry

L'objet de cette session était de proposer une réflexion sur les définition et signification de la notion d'échelle intégrale.

Des définitions.

Dès l'ouverture de la discussion, une avalanche de définitions opérationnelles de l'échelle intégrale a été proposée :

* L_1 : Dimension physique du dispositif expérimental.

* L_2 : Longueur de corrélation spatiale, $L_2 = \frac{\int k^{-1} E(k) dk}{\int E(k) dk}$ (cf., par exemple, [1]).

* L_3 : Premier zéro de la fonction de corrélation spatiale (cf., par exemple, [1]).

* L_4 : Longueur L définie par le fait que les densités de probabilités des accroissements ($\delta u_i(r) = u(r+l) - u(l)$), calculés sur une distance $l \geq L$ ne dépendent pas (ou seulement de façon triviale) de l . Au contraire, calculés sur $l < L$, la forme des densités de probabilités des accroissements dépend de l . Cette échelle a été définie de façon précise, par exemple par Castaing et al. [2].

* L_5 : Longueur définie par la puissance moyenne ϵ fournie globalement à l'écoulement : $L_5 = \frac{u^2}{\epsilon}$ (cf., par exemple, [3]).

* L_6 : Longueur définie comme la valeur supérieure de la gamme où $\delta u_i/l$ peut être considérée comme une constante.

* L_7 : Longueur L définie à partir de la mesure de corrélation force volumique/vitesse que l'on suppose satisfaire une relation en $2\epsilon(1 - r^2/2L^2 + \dots)$.

De ces définitions, la première est géométrique, toutes les suivantes sont dynamiques, puisqu'elles reposent soit sur la corrélation de la vitesse (de L_2 à L_4) soit sur le taux de dissipation ou transfert d'énergie. L_2 et L_3 sont clairement deux définitions d'une longueur de corrélation. L_4 en est très proche puisqu'elle peut être considérée comme une longueur de décorrélation totale. En effet, si la vitesse est gaussienne u , la différence de deux variables strictement décorrélées (comme les accroissements calculés pour $l > L_4$) gaussienne est une gaussienne. Donc, si les accroissements sont calculés sur $l > L_4$, leur densité de probabilité est gaussienne.

Ordres de grandeur.

Les différentes interventions indiquent toutes une grande proximité des valeurs mesurées pour L_2 à L_5 , dont l'ordre de grandeur est entre 1 à 10 fois inférieur à celui de L_1 .

Leurs limites.

Les longueurs intégrales dynamiques peuvent être calculées à partir de leurs définitions dans le cas des simulations numériques. Expérimentalement, leurs mesures requièrent l'intermédiaire supplémentaire de l'hypothèse de Taylor, dont l'utilisation pour la conversion d'une grandeur intégrale pose difficultés.

Dans L_5 , la définition de la quantité ϵ à utiliser peut être délicate (exemple du jet où l'énergie dissipée à proximité de la buse n'est pas le taux de dissipation de l'écoulement turbulent homogène isotrope). Sa mesure est également sujette aux difficultés habituelles de détermination de ϵ à partir de l'enregistrement de vitesse u .

Les longueurs intégrales dynamiques sont définies à partir de la composante longitudinale de la vitesse mais pourraient tout aussi bien l'être selon la composante transversale. Cette question deviendrait cruciale en turbulence anisotrope. Dans ce dernier cas, les définitions reposant sur les corrélations doivent être étendues par une formulation tensorielle et sont essentiellement accessibles dans les simulations numériques.

En turbulence en déclin, les échelles intégrales varient avec le temps. De manière générale, comment qualifier la stationnarité (en temps ou espace) des échelles intégrales ainsi définies ?

Des remarques de fond.

• **A partir de Navier-Stokes.** Un commentaire, à notre avis particulièrement pertinent pour cette question d'échelle intégrale, nous indique que, en combinant Navier-Stokes et incompressibilité, on obtient une équation intégro-différentielle pour la vitesse, à partir de laquelle on observe que la fonction d'autocovariance de la vitesse n'a pas de moyenne, interdisant de définir une longueur de corrélation. Seule l'existence de conditions aux limites fixe alors une échelle intégrale.

• **Le haut de la cascade.** L'échelle intégrale est à penser comme une borne supérieure en deçà de laquelle une cascade d'énergie et/ou des lois d'échelle sont

susceptibles d'exister. On peut alors, à partir d'un critère *d'écart au scaling parfait*, qui est nécessairement heuristique et **arbitraire**, définir une échelle intégrale. C'est le cas, par exemple, de L_6 , où l'on teste l'écart de $\delta u_l/l$ à une constante (éventuellement $-4/5$). La méthode L_7 est équivalente à ceci prêt qu'elle revient à supposer la forme a priori de l'écart au scaling parfait. Dans le modèle de cascade à noyau *à la Castaing*, un noyau de propagation ne permet de passer de la densité de probabilité des accroissements à la taille l à ceux de taille l' qu'à condition que $l, l' \ll L$, c'est ce critère de stabilité du noyau plutôt que l'écart à la linéarité qui permet de définir une échelle intégrale.

Des conclusions ?

De cette session résulte que l'échelle intégrale :

- ne résulte pas de l'équation de Navier-Stokes, mais des conditions aux limites de d'écoulement, qui en modifient les propriétés ;
- est à envisager comme la limite supérieure de la cascade. Au delà de cette échelle existent des phénomènes *bien* décrits par des lois de scalings ou des processus de cascades. La définition de cette échelle est donc sujette à un critère heuristique et empirique.

Des questions fondamentales - intérêt de la définition d'une échelle intégrale et statut de cette limite supérieure de la cascade, par rapport à celui de la limite inférieure (ces deux limites jouent elles des rôles théoriques, pratiques et expérimentaux équivalents ?) - n'ont finalement été qu'ébauchées alors que le temps consacré à l'interprétation des critères empiriques a été important.

References

- [1] Monin A.S., Yaglom A.M., Statistical fluid mechanics, MIT Press, Cambridge CA, 1975.
- [2] Malécot Y. , Auriault Cl. , Kahalerras Henda, Gagne Y. , Chanal O. , Chabaud B. and Castaing B., "A statistical estimator of turbulence intermittency in physical and numerical experiments". Under consideration for publication in *J. Fluid Mech.*.
- [3] N. Mordant, J.F. Pinton, F. Chilla, "Characterization of turbulence in a closed flow", *J. Phys. II France*, vol 7, p. 1729-1742, (1997).

Sujet C : Techniques de forçage

Modérateur : ME. Brachet - Compte-rendu : F. Moisy

Lors de cette session nous avons tenté d'aborder la question "Qu'est-ce qu'un bon forçage pour le champ de vitesse ?", tant du point de vue expérimental que numérique.

ME. Brachet (LPS, Paris) introduit la discussion en soulignant que le but du forçage est d'injecter de l'énergie. Il compare l'écoulement numérique de Taylor-Green en déclin, solution des équations de Navier-Stokes correspondant aux conditions initiales :

$$\begin{aligned}U_{TG} &= \sin x \cos y \cos z \\V_{TG} &= -\cos x \sin y \cos z \\W_{TG} &= 0,\end{aligned}$$

avec l'écoulement expérimental entre disques contrarotatifs. Numériquement, on injecte de l'énergie en ajoutant aux équations de Navier-Stokes une force donnée par $\mathbf{F} = f(t)\mathbf{U}_{TG}$, où il reste à déterminer $f(t)$. Expérimentalement, l'injection provient des moteurs — on estime qu'il est équivalent numériquement de forcer sur le mode à plus grande échelle, correspondant au cisaillement moyen. (A la question "Qu'est-ce que l'échelle intégrale dans ce cas ?", les numériciens répondent : $L = 1/k_0 = \pi$!) On ajuste $f(t)$ à chaque pas de temps, par exemple pour que le mode à plus grande échelle soit constant en amplitude. M. Larchevêque signale que cette procédure revient à communiquer au système un choc (un ΔE fini) à chaque Δt . ME. Brachet précise qu'il y a deux méthodes pour contrôler la puissance injectée : soit on prend $f(t)$ en bruit blanc, ce qui assure une puissance moyenne injectée indépendante de l'état du système, soit on ajuste $f(t)$ à chaque pas de temps pour maintenir constante l'énergie du mode à grande échelle. L'inconvénient du forçage en bruit blanc, delta-corrélé en temps, est qu'il engendre des fluctuations grande échelle énormes ; les forçages actuels sont quasiment tous déterministes. C. Cambon (LMFA-EC, Lyon) souligne un problème d'isotropie aux grandes échelles lié à ce type de forçage : le vecteur d'onde \vec{k} du forçage est tiré aléatoirement dans une coquille sphérique $k + \delta k$, tel que $\vec{k} \cdot \vec{f}_k = 0$. Le problème est qu'à petit vecteur d'onde, il y a très peu de points, donc peu de directions possibles, donc les réalisations sont très anisotropes.

B. Castaing (CRTBT, Grenoble) retourne la question : "Qu'est-ce qu'un bon forçage ?" en "Qu'est-ce qui est mauvais dans un forçage ?". Le véritable problème est : les simulations reproduisent-elles les expériences ? Ceci doit être le test de validation d'un bon forçage numérique.

Parmi les alternatives au forçage en vitesse, deux autres types de forçage ont été discutés : En puissance et en hélicité — il s'agit alors de déterminer $f(t)$ par la condition que la puissance (respectivement l'hélicité) sont maintenues constantes.

Expérimentalement, dans le cas de l'écoulement entre disques contrarotatifs, un forçage en puissance reviendrait à commander par une mesure de couple un feed-back sur les moteurs. Y a-t-il équivalence entre les forçages en vitesse et en puissance ? Notamment, peut-on piloter des quantités intégrales (telles que l'injection d'énergie ϵ), ou doit-on les laisser fluctuer librement? JF. Pinton affirme qu'il est extrêmement délicat de réaliser un forçage à puissance constante : le feed-back sur les moteurs est rapidement instable en système fermé. En système ouvert, les deux types d'asservissements ne semblent rien changer sur les propriétés statistiques usuelles de la turbulence.

ME. Brachet soulève la seconde alternative, celle du forçage par hélicité $H = \langle \vec{u} \cdot \vec{\omega} \rangle$: quels en seraient les intérêts, les conséquences sur les propriétés à petite échelle de la turbulence ? L'hélicité moyenne est une quantité conservée, et ne dépend donc *a priori* que du spectre $H(k)$ que l'on choisit d'imposer en condition initiale. On s'attend à ce qu'une hélicité non nulle inhibe les transferts d'énergie. La seule prédiction connue est une cascade inverse de l'hélicité vers les grandes échelles, *a priori* non observée numériquement ni expérimentalement. A. Babiano souligne qu'une cascade est un comportement dominant, mais que des flux inverses existent. ME. Brachet note que le forçage par disques contrarotatifs est le plus hélicitaire possible ; c'est le cas également dans le cas des simulations du vortex de Taylor-Green, bien que les conditions aux limites symétriques (la boîte simulé est $1/8^o$ du volume périodique) imposent en fait un H global nul : en effet, H n'est pas invariant par parité.

Comment injecter de l'hélicité ? (en faisant tomber une plaque munie de trous filetés dans un fluide ?) JP. Bertoglio (LMFA-EC, Lyon) reporte qu'une tentative d'injection d'hélicité a été réalisée, à l'aide d'un grand nombre de petites hélices. Aucun effet lié à l'injection d'hélicité n'a été observé sur la dynamique du champ.

E. Villermaux (LP-ENS, Lyon) note qu'il est très facile d'injecter de l'hélicité grande échelle dans un jet (*swirl*). Bien que les instabilités primaires soient affectées par le swirl, rien ne semble changer plus loin, tant du point de vue des grandes que des petites échelles (notamment, le cône d'ouverture reste constant, avec ou sans swirl). Ce problème joue un rôle important dans l'industrie, notamment dans les problèmes de combustion (moteurs Diesel) dont les modélisations tiennent rarement compte des effets de rotation.

C. Cambon présente des résultats de simulation numérique dont l'objectif est de reproduire les résultats de l'expérience d'Hopfinger (Forçage par une grille oscillant verticalement dans une cuve en rotation autour d'un axe vertical) : on observe une concentration de vortex cycloniques. La simulation numérique directe utilise une décomposition en modes de Fourier dans le plan horizontal, et en modes de Chebychev selon la verticale. Le forçage est effectué dans un plan horizontal avec termes sinusoidaux (associés à la maille et à la fréquence de la

grille "physique") et composante stochastique. La visualisation des vortex n'est pas effectuée au moyen de surfaces d'iso-vorticité, car celles-ci sont trop bruitées. La méthode d'identification choisie, NAM (Normalize Angular Momentum) est une procédure de traitement du signal de type PIV : ce sont des surfaces d'isomoment angulaire moyen $\langle \overrightarrow{OM} \cdot \vec{v} / \|\overrightarrow{OM}\| \|\vec{v}\| \rangle$. Le plan de forçage (la grille) décoïncide les parties hautes et basses ; ici, on a $H = 0$. Mais contrairement aux expériences, à cause du faible nombre de Reynolds de la couche 3D, on observe dans les simulations autant de cyclones que d'anticyclones. Par contre, leur dynamique est différenciée par le pompage d'Eckman, de sorte que l'hélicité n'est pas compensée entre cyclone et anticyclone : on a ici production nette d'hélicité, qui prend place en paroi. En turbulence homogène et initialement isotrope, on ne crée pas d'hélicité, même pour des écoulements en rotation. Conclusion : le confinement joue ici un rôle important.

C. Cambon propose d'autres types de simulation, le forçage en surface : "Je ne crois pas au forçage en volume, sauf pour créer de la turbulence homogène-isotrope". Cependant, pour être réalisé, un tel forçage en surface nécessite une épaisseur de couche limite 3D importante, non résolue avec le maillage disponible. (Maille de résolution de l'ordre du $1/8^\circ$ de la maille de la grille de forçage). On ne retrouve pas en conclusion toutes les observations d'Hopfinger : Le forçage en surface simulé n'est donc pas pour l'instant entièrement viable, mais il devra de toute façon être préféré au forçage en volume. Dominique Laurence (EDF, Chatou) soulève le problème que le forçage en surface génère une turbulence non-homogène-isotrope.

G. Khomenko souligne que le principal problème de la plupart des modèles est l'aspect *body force* du forçage \vec{f}_V/ρ . Un forçage réaliste est induit par les parois, et est donc indépendant de la densité. Par ailleurs, un forçage homogène-isotrope ne peut générer de structures cohérentes grande échelle, alors qu'un forçage tel que le champ de vitesse soit homogène-isotrope n'empêche pas l'existence de ces structures cohérentes. P. Tabeling (LPS, Paris) note qu'un forçage en volume peut être réalisé dans un four à induction (force de Lorentz en volume). Bien que peu de mesures existent dans ce domaine, il semble qu'aucune différence n'ait été observées entre les forçages volumiques et surfaciques.

J. Paret (LPS, Paris) expose la technique de forçage de l'expérience de turbulence 2D dans de l'eau salée, forçée par des aimants. Le réseau d'aimants sélectionne un nombre d'onde k_0 d'injection, mais la puissance injectée ϵ n'est pas contrôlée. Afin que le forçage n'introduise pas d'inhomogénéité, le courant I est alterné aléatoirement (ie : on injecte $\pm I_0$ tous les Δt , avec Δt aléatoire mais supérieur au temps de relaxation de 2 secondes) ; cependant, cette méthode a l'inconvénient d'induire d'importantes fluctuations l'énergie $E(t)$. Pinton soulève la question des conséquences sur le spectre d'énergie d'une alternance de courant

selon un Δt spectralement non blanc. Paret répond que le point important est d'avoir ϵ constant en *moyenne d'ensemble* sur différentes réalisations, ce qui est expérimentalement vérifié (la distribution de ϵ trouvée est compatible avec une gaussienne).

O. Cadot (Université du Havre) présente des résultats concernant l'*efficacité* du forçage, dans la géométrie entre deux disques contra-rotatifs (dans de l'eau, du glycérol dilué, de l'hélium et pour quatre tailles de cellules différentes). Deux forçages ont été envisagés : l'un *lisse* et l'autre *rugueux* (disques munis de pales). Les fluctuations de vitesse induites par le forçage lisse sont de l'ordre de $0.1 \Omega R$ (où R est le rayon des disques), et de l'ordre de $0.7 \Omega R$ pour le forçage rugueux. Dans la théorie de Kolmogorov, le nombre de puissance,

$$\beta = \frac{P}{\rho \Omega^3 R^5},$$

doit être indépendant du nombre de Reynolds. La puissance injectée est mesurée par la puissance mécanique des moteurs. Dans les cas de l'eau et du glycérol dilué, la puissance dissipée est aussi mesurée par l'élévation moyenne de température. Pour un écoulement turbulent, ces deux puissances sont sensiblement égales, ce qui montre que la turbulence est dans un état stationnaire. Dans le cas rugueux, on obtient $\beta \simeq 35 \%$ (indépendant du Reynolds) : le forçage est inertiel, il correspond à la prédiction de Kolmogorov. Dans le cas lisse, un comportement $\beta \sim Re^{-1/3}$ est observé : l'efficacité du forçage décroît avec le Reynolds.

Parallèlement, une estimation de la puissance dissipée en volume à partir d'une mesure locale des fluctuations de pression est en très bon accord avec la mesure globale de puissance dissipée dans le cas des disques rugueux. Dans le cas des disques lisses la puissance estimée est très inférieure à la puissance globale, ce qui montre que l'essentiel de l'énergie est dissipée dans les couches limites des disques.

L'échelle du forçage, dans le cas des disques rugueux, est fixée par la taille de la rugosité (ie: par la distance entre les pales), alors qu'elle est fixée par l'épaisseur de la couche limite dans le cas des disques lisses, et diminue donc avec le Reynolds. Dans le cas (soulevé par E. Villermaux) d'une distribution de rugosité, β subit une transition douce entre les deux régimes. La réponse à notre question est donc ici : "un bon forçage est un forçage qui fixe l'échelle intégrale".

E. Lamballais (CEAT, Poitiers) présente une méthode développée au LEA visant à effectuer un "traitement du signal dynamique", méthode hybride nécessitant la réalisation d'une interface expérience/simulation. Le principe de la méthode est validé par une approche purement numérique sur la base de calculs bidimensionnels de couche de mélange plane en développement spatial. A partir de sauvegardes du champ de vitesse extraites d'une simulation de référence en une section longitudinale donnée et en seulement trois points (faisant office de

“sondes numériques”), diverses méthodes (Interpolation linéaire ou par splines, Estimation Stochastique Linéaire...) sont appliquées pour reconstruire à chaque pas de temps les données dans toute la section. Les données reconstruites sont ensuite utilisées comme condition d’entrée pour simuler à nouveau l’écoulement sur un domaine de calcul amputé de sa partie amont. Le bon accord obtenu entre la simulation de référence et celle utilisant les données reconstruites à l’aide de l’Estimation Stochastique montre les possibilités d’une approche de type “traitement du signal dynamique”. La sensibilité de la méthode à la qualité des conditions d’entrée est également étudiée, en montrant l’aptitude d’une simulation à améliorer rapidement le réalisme des données imposées. La conclusion est qu’il peut être intéressant d’utiliser un solveur des équations du mouvement pour améliorer le réalisme de données expérimentales en réalisant une interface expérience/simulation.

Sujet D : Fluctuations à grande échelle.

Modérateur : B. Castaing - Compte-rendu : J. Delour

Le débat commence par la présentation des résultats de S. Aumaitre (LPS, Paris), entraînant une discussion sur la forme des fluctuations de puissance, qui semblent, de façon générale, dissymétriques avec des événements rares importants. J.F. Pinton (LP-ENS, Lyon) souligne que, dans son expérience de “machine à laver”, cette forme n’apparaît que lorsque l’écoulement est fermé : les fluctuations de puissance sont gaussiennes lorsque l’écoulement est ouvert. Il en profite pour faire une présentation un peu précise de ses résultats en écoulement fermé. La forme de la PDF est bien la forme standard (dissymétrique avec des événements rares importants) mais il faut noter que la forme de la PDF des fluctuations sur chaque moteur est la même que la forme de la PDF totale et qu’il y a même une forte corrélation entre les chutes de puissances sur les deux moteurs (contrairement à la configuration ouverte de l’écoulement pour laquelle il y aurait plutôt une corrélation inversée due au déplacement de la couche de cisaillement) jusqu’à vingt temps de retournement. La forme de la PDF semble indépendante du Reynolds pour une décade et demie de Reynolds ainsi que de la nature du gaz (pourvu que la viscosité soit la même...) L’explication avancée pour la forme non gaussienne est l’existence, dans un écoulement fermé, d’une hiérarchie de structures qui corrélient les champs dans toute le volume de l’expérience. Pour justifier la queue de la PDF, J.F. Pinton invoque l’existence de fortes chutes de puissance qui reviennent périodiquement sur les signaux avec une statistique du genre Poisson. E. Weisfried (PMMH, ESPCI) demande si ces chutes correspondent à des structures dans l’écoulement, ce à quoi J.F. Pinton répond qu’il a l’impression que les trous correspondent à des gros vortex.

B. Castaing (CRTBT, Grenoble) soulève le problème de la reproductibilité des expériences vis-à-vis des fluctuations de quantités à grande échelle. Il faut distinguer les fluctuations d’une grandeur au cours d’une expérience des variations de la valeur moyenne de ces fluctuations dans des expériences où les conditions expérimentales sont identiques. Cette question relance le débat sur la signification d’un nombre sans dimension : J.F. Pinton se demande si, “dans la vraie vie”, l’effet sur les expériences est le même lorsqu’on change la taille, la vitesse ou la viscosité à Reynolds constant. Ce n’est pas toujours le cas dans ses propres expériences. B. Castaing rappelle brièvement ce que montre le théorème π : tout nombre sans dimension dans une expérience doit s’exprimer comme une fonction de tous les autres nombres sans dimensions construits avec les paramètres pertinents de la expérience. Si, dans des conditions que l’on croit identiques (par exemple à Reynolds constant), les résultats ne sont pas reproductibles, c’est qu’il existe d’autres paramètres pertinents que ceux qui servent à construire le Reynolds. Lorsque J.F. Pinton demande si quelqu’un a des résultats cohérents à Reynolds fixé en changeant la taille de l’expérience, le rire est général !..

B. Castaing se demande quelles sont les quantités globales raisonnablement définies dans une expérience de turbulence. P. Tabeling (LPS-ENS, Paris) note que, si pour comparer des quantités finies (comme des constantes, des facteurs d'aplatissement) il est nécessaire de s'assurer que l'on peut comparer les Reynolds, taux de fluctuation etc., il existe en revanche une catégorie de mesures (comme les exposants) qui sont moins exigeantes vis-à-vis de cette précision quand la gamme de Reynolds que l'on regarde est étendue. Il donne comme exemple les structures à grande échelle dans des expériences qui utilisent de l'eau : ces structures, intrinsèques à la dynamique à grande échelle, incontrôlables, sont responsables de la dispersion des points expérimentaux. J.F. Pinton confirme que la géométrie, à laquelle les dites structures sont sensibles, influence grandement les mesures de grandeurs globales. Pour clore cette remarque, Y. Couder (LPS-ENS, Paris) modère le propos en disant que l'on arrive à contrôler certains de ces effets de géométrie (comme le déplacement de la couche de cisaillement dans son expérience) en réglant des détails du dispositif (centrer les axes) à vue. Voir l'écoulement est alors un grand avantage.

B. Castaing relance le débat : il existe malgré tout une forme des fluctuations qui semble similaire d'une expérience à une autre, alors qu'il y a toutes les raisons pour qu'il n'en existe pas. Devant ce sentiment d'universalité non intuitif, il se demande et demande de nouveau s'il n'y a pas tout de même des paramètres qui sont plus pertinents que d'autres. Avant de répondre, A. Arneodo (CRPP, Bordeaux) demande aux expérimentateurs si, comme l'affirme B. Castaing, il y a vraiment un comportement universel à grande échelle. Pas pour la puissance reconnaît B. Castaing. Il en profite pour présenter les résultats de son thésard : pour une série d'expériences à différents Reynolds, le démarrage des courbes de dérivée du log du troisième moment des incréments de vitesse par rapport au log de l'échelle est le même pour tous les Reynolds ! A. Arnéodo souligne que dans l'expérience, le paramètre qui fait varier le Reynolds n'est pas la géométrie mais la viscosité... A. Babiano (LMD-ENS, Paris) en profite pour faire dévier la discussion sur la pertinence et le rôle de la valeur absolue dans le calcul des incréments de vitesse et de leurs moments. Il souligne l'importance du signe (qui dirige le flux d'énergie vers les grandes ou les petites échelles) et montre comment, en passant aux valeurs absolues, on transforme une courbe irrégulière en une courbe concave ou convexe avec l'échelle. J.F. Muzy (CRPP, Bordeaux) intervient pour dire que le fait de prendre la valeur absolue des incréments à chaque échelle n'enlève pas tout à fait l'information du signe, mais la traite de manière indirecte. B. Castaing demande à A. Babiano l'effet du signe à grande échelle. La réponse est que, dans les simulations, la moyenne de la quantité signée n'a rien d'universel du tout. B. Castaing, A. Arneodo et J.F. Pinton soulignent que l'important est le comportement systématique de la quantité en fonction du Reynolds qui compte et non le détail de ce comportement. A. Noullez (Observa-

toire de la cote d'Azur, Nice) clôt la digression en précisant que de toutes façons, par définition de la grande échelle, les incréments signés se comportent comme un bruit blanc à cette échelle ...

Voici venu le temps de corriger les devoirs à la maison, qui, comme tous devoirs à la maison, n'ont pratiquement pas été faits. Il s'agissait de faire des moyennes glissantes sur les signaux de vitesse et fluctuations de vitesse sur des tailles de l'ordre de 1, 10 et 100 échelles intégrales. B. Andreotti (LPS-ENS, Paris) a fait ses devoirs : dans l'expérience de J.F. Pinton dans l'air, en écoulement fermé, lorsqu'on moyenne sur moins d'un temps de retournement, la taille typique des fluctuations du nouveau signal n'est pas celle du filtre, tandis que cette dernière est celle du filtre lorsqu'on moyenne sur des temps plus longs. J.F.Pinton remarque qu'alors que l'on s'attend à une décorrélation en quelques temps de retournement, il faut en fait en attendre dix !.. Comme Bruno est le seul à avoir fait ses devoirs, la correction tourne court...

La dernière partie du débat est à nouveau initiée par le chairman B. Castaing qui se demande le lien qui existe entre les fluctuations des grandeurs globales à grande échelle et l'isolement de l'expérience. Selon S. Fauve (LPS-ENS, Paris) et J.F. Pinton, il semble difficile de modéliser un éventuel comportement chaotique des fluctuations à grande échelle par quelques grandeurs globales couplées par des équations différentielles du genre systèmes dynamiques. A. Arneodo propose une autre idée basée sur les modèles de cascade. Pourquoi ne pas remplacer les paramètres de ces modèles au sommet de la cascade (que l'on a toujours fixés une fois pour toutes jusqu'à présent) par une variable aléatoire sensée rendre compte de la fluctuation de l'échelle intégrale, de la puissance injectée etc. Dans cette optique, il demande si l'on peut imaginer tirer des expériences des quantités pertinentes à regarder fluctuer pour les convoluer avec la cascade. B. Castaing souligne que s'il existe une telle quantité, elle doit se refléter sur les autres. S. Fauve souligne que théoriquement, les quantités intégrées sur l'espace ne fluctuent pas, et qu'il n'y a donc pas eu de tentative de recherche de telles quantités jusqu'à présent car la question ne se posait pas. Il faut peut-être aller voir du côté des ingénieurs...

Sujets E/F : Efficacité du forçage. Rôle des grandes échelles. Mécanisme d'injection.

Modérateur : Y. Gagne - Compte-rendu : JF. Muzy

Y. Gagne (HMG-INPG, Grenoble) ouvre le débat en reprenant les résultats exposés par O. Cadot et demande si un forçage efficace est celui qui permet d'envoyer de l'énergie dans le bulk et non dans les couches limites. B. Castaing (CRTBT, Grenoble) s'interroge sur le fait de savoir si le critère d'efficacité doit être relatif à la nécessité d'obtenir le plus grand R_λ possible. F. Moisy (LPS-ENS, Paris), quant à lui, propose une alternative qui consiste à privilégier les forçages qui permettent de se mettre dans les conditions d'une turbulence homogène et isotrope (caractérisée par exemple par un faible écart entre l'échelle d'injection et l'échelle où les lois de puissance démarrent). Y. Gagne lui répond que ce critère est différent et pense que le cadre THI est trop restreint. Y. Couder (LPS-ENS, Paris) poursuit en faisant remarquer que plus la géométrie est "efficace" et moins la turbulence est homogène et isotrope. F. Anselmet (IRPHE, Aix-Marseille) souligne le fait que les numériciens qui travaillent dans des boîtes de 256^3 et qui sont donc très limités dans la gamme des nombres d'onde disponibles, veulent un forçage qui permet d'établir un régime turbulent le plus vite possible. B. Castaing fait remarquer que les préoccupations des expérimentateurs sont identiques. Il constate par ailleurs ce que la notion d'écoulement "propre" est relative et évolue selon les époques.

J.F. Pinton (LP-ENS, Lyon) recadre le débat en demandant "Qu'est-ce que l'on prend comme critère ?" et "Qu'est ce que l'on doit contrôler ?". Y. Gagne fait un rappel sur les différences entre les conditions de la soufflerie de Modane et celles d'un écoulement dans un divergent en laboratoire. Il précise que le but peut être aussi d'étudier d'autres régimes que la turbulence développée (par exemple la transition de couche limite). La notion d'écoulement "propre" et "pas propre" dépend de ce que l'on veut faire derrière. F. Anselmet souligne la nécessité d'éviter les recirculations et les décollements. Il insiste sur la différence fondamentale qui existe entre le fait de s'intéresser à un écoulement en particulier (qui est caractéristique des préoccupations industrielles) et à l'enregistrement de la vitesse en un point afin d'étudier la turbulence homogène isotrope. Ce sont deux "philosophies" différentes. B. Castaing intervient contre une vision trop "universelle" de la turbulence en s'appuyant sur des courbes où sont portés $\ln(\langle \delta v^4 / \delta v^2 \rangle)$ en fonction de $\ln(\langle \delta v^2 \rangle)$ pour différentes expériences à différents nombres de Reynolds. B. Castaing insiste sur le fait que toutes ces courbes ont des pentes différentes.

Y. Gagne se demande si l'étude de la turbulence pleinement développée dans un régime de THI n'a pas pour but d'oublier les conditions qui ont permis de la créer et de se focaliser sur les propriétés universelles (loin des bords). Selon

F. Anselmet la représentation de Castaing favorise les grandes échelles tandis que le caractère universel de la turbulence se manifeste plutôt dans les petites échelles. J.F. Pinton estime que les courbes montrées par B. Castaing sont au cœur du problème. Ces courbes montrent bien les différences entre les divers écoulements et en particulier l'effet "polluant" des grandes échelles. Il renvoie la discussion sur ce point à la prochaine séance.

A. Noullez (Observatoire de la cote d'Azur, Nice) revient un peu au débat initial et se demande si l'on doit privilégier l'efficacité du forçage ou sa qualité. On pourrait, par exemple, demander un contrôle précis du taux de fluctuation de la puissance injectée. Y. Couder remarque que pendant longtemps l'approche THI s'est imposée jusqu'à ce que des expériences "pas propres" mettent en évidence des phénomènes intéressants. Avant de vouloir à tout pris revenir vers la THI, il faut réaliser qu'il peut être bon d'avoir des "défauts" dans l'expérience. Sinon on risque d'en rester à des "querelles de chapelles" s'articulant autour de la question de savoir si "mon injection est meilleure que la tienne".

M. Farge (LMD-ENS, Paris) fait une entrée remarquée et intervient en prônant un recours aux ondelettes (solutions de NS linéarisée souligne-t-elle) dans les simulations pour un meilleur contrôle du forçage qui, selon elle, doit être localisé spatialement. La question du rôle des "structures cohérentes" apparaît dans le débat. J. Paret (LPS-ENS, Paris) expose les résultats de son expérience de turbulence 2D dans de l'eau salée où le forçage est bien contrôlé en vecteur d'ondes. Il montre que les spectres d'énergie et d'énstrophie sont stationnaires. S'en suit une discussion sur l'importance de la prise en compte des structures cohérentes dans le mécanisme de cascade d'énergie. F. Anselmet se demande si l'on a besoin d'une description plus fine que celle proposée par Kolmogorov. J.P. Bonnet (CEAT, Poitiers) suggère une approche "à la Lumley" de Décomposition Orthogonale Propre (POD) qui permettrait de mieux représenter la cascade. Y. Couder revient enfin sur le rôle des grandes échelles et évoque l'effet de "feed-back" des fluctuations sur l'injection. Selon lui, cet effet pourrait être différent selon que l'écoulement soit ouvert ou fermé. Cette discussion s'achève sur une question posée par Y. Gagne : "Est-ce que l'échelle que l'on appelle grande est plus importante que l'échelle de Kolmogorov ?".

Pour illustrer l'influence des grandes échelles et du mécanisme d'injection sur l'écoulement, S. Ciliberto (LP-ENS, Lyon) expose les résultats récents qu'il a obtenus dans une expérience de convection turbulente dans une boîte cylindrique. En modifiant la géométrie des parois à l'aide d'écrans, il peut empêcher la recirculation des grandes échelles (les structures cohérentes disparaissent) et mettre ainsi en évidence leur rôle négligeable dans le transport de la chaleur. Par contre, en jouant sur la rugosité des parois chauffées, il montre l'influence de la taille des fluctuations spatiales sur le transport turbulent. S'en suit une intervention

de J.P. Bonnet qui se demande comment “filtrer” les structures cohérentes par rapport au “fond turbulent à la Kolmogorov”. Il résume la situation actuelle par “le problème est que l’on veut les pompiers et que l’on retient toutes les voitures rouges”. Selon M. Farge, le critère de sélection des structures cohérentes doit être basé sur une mesure de la vorticité. B. Castaing se demande si, eu égard au caractère non linéaire des équations de Navier-Stokes, il est sensé de décomposer une solution en deux solutions.

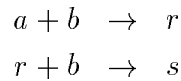
E. Villiermaux (HMG, Grenoble), chargé de mener les débats de la session suivante, conclut celle-ci en soulignant la diversité des motivations qui animent les gens qui étudient la turbulence (des physiciens aux ingénieurs) et le caractère relatif de la notion de “bon forçage”. Il illustre cette dernière assertion sur un exemple simple où l’on veut mélanger deux produits: si en général il est avantageux de remuer vite pour mélanger vite, il est des situations (dans les cas où interviennent des réactions chimiques aux cinétiques différentes) où un bon mélange nécessite une faible vitesse d’agitation.

Sujet G : Scalaire passif

Modérateur : E. Villiermaux - Compte-rendu : E. Gaudin

E. Villiermaux (HMG, Grenoble) a introduit le débat en posant l'ambiguïté de la définition d'un "bon" ou d'un "mauvais" forçage. Prenant l'exemple du mélange de deux espèces a et b dans un récipient circulaire, il a montré qu'on aboutissait à un mélange efficace si les deux corps sont en contact intime dans un temps aussi court que possible. L'échelle typique de ce temps de mélange est de l'ordre de $5/N$, où N est le nombre de tours qu'impose l'échelle de forçage.

Cependant, la notion de mélange change lors d'une réaction chimique, où le composé s est obtenu à partir de a et b :



Dans ce cas la sélectivité en s , définie comme le rapport de la concentration de s , C_s , sur celle de r , C_r dépend du contact entre a et b . Si le mélange est trop fort, c'est-à-dire si a et b réagissent entièrement l'un avec l'autre, la sélectivité en s est faible.

De la comparaison de ces deux exemples, il ressort que la notion de "bon" ou de "mauvais" mélange est délicate et dépend fortement du but recherché.

J. Duplat (HMG, Grenoble) expose ses résultats concernant le forçage d'un scalaire passif. Le dispositif expérimental utilisé consiste en un jet coloré, de taille L , injecté au centre d'un autre jet de taille D à une vingtaine de diamètres de la buse. La qualité du mélange est reliée à la forme de la pdf de la concentration. La série temporelle est composée de "bouffées" de colorant. Les pdfs de colorant sont asymétriques avec, en particulier, une aile de forme exponentielle; la pente de cette aile varie en fonction du temps de mélange. De façon dimensionnelle, pour un paquet de colorant de taille d , on s'attendrait à un taux d'étirement $\gamma \sim d^{-2/3}$. Cependant, on trouve expérimentalement que $\gamma \sim u/d$ où u est la vitesse moyenne du jet. Le temps de mélange qui définit l'évolution de la partie exponentielle des pdf peut donc s'exprimer pour un nombre de Schmidt Sc quelconque comme :

$$t_s \sim \frac{d}{u} \log(Sc).$$

Le temps de mélange du système est donc fixé par les échelles initiales.

Dans le cas du mélange de deux colorants différents c_1 et c_2 la pdf de concentration totale $P(c)$ avec $c = c_1 + c_2$ est bien définie comme la convolution des deux pdf $P(c_1)$ et $P(c_2)$. Ceci fonctionne dans le cas de faibles concentrations. La question du nombre de temps de retournement nécessaire pour avoir un bon mélange a également été soulevée à cette occasion. Dans l'expérience montrée il n'existe qu'un seul taux d'étirement.

La question de bon mélange a aussi été évoquée par F. Anselmet (IRPHE, Aix-Marseille) dans la comparaison de deux expériences de jets, He dans l'air et air chaud dans air. L'aspect des pdf normalisées est le même dans les deux cas, mais en valeur réelle le jet d'He est beaucoup moins bien mélangé. Il existe une probabilité non nulle d'avoir de l'He pur, non mélangé, alors qu'à une distance équivalente de mélange, la probabilité d'avoir de l'air chaud à la température d'injection est nulle. D'après la corrélation vitesse concentration il semble y avoir des paquets d'He possédant une vitesse très faible alors que l'He a été injecté avec une vitesse élevée. Il semble que ce problème soit plus complexe qu'il n'y paraît à cause du changement de viscosité suivant le pourcentage d'He dans l'air. D'autres résultats qualifiés de "bizarres" ont aussi été observés dans des jets d'He chauffé. Ces observations pourraient être reliées à la présence de tourbillons près de la buse.

E. Gaudin (PMMH, ESPCI) présente les résultats de l'étude d'un traceur passif en présence de gradient transversal. Les mesures présentées ont été prises dans un canal hydrodynamique dans une couche limite courbe. Il s'agit de mesurer le mélange d'un scalaire passif (fluorescéine disodium) en présence de structures cohérentes (tourbillons de Görtler). Les mesures sont faites au moyen d'une caméra linéaire et permettent un accès direct au champ spatial de concentration sans utiliser l'hypothèse de Taylor. On note la présence d'un gradient moyen de concentration transverse à la direction de l'écoulement. L'injection est faite de façon quasi-homogène, ce qui donne des pdfs à cœur gaussien et aux ailes exponentiels. Le terme de gradient $g.r$ conduit à introduire un terme de forçage dans l'équation de convection diffusion du scalaire θ :

$$\partial_t \theta + v \cdot \nabla \theta = \kappa \Delta \theta - g \cdot v$$

La variable θ est définie telle que $\langle \theta \rangle = 0$. Si les coefficients de Skewness S et Flatness F sont calculés sans soustraire le gradient moyen, on observe une croissance du Skewness avec la distance de séparation. Après soustraction du gradient moyen transverse, S_θ se trouve être égale à une constante dans un domaine compris entre le domaine dissipatif et la grande échelle du système. Dans le domaine dissipatif, l'asymétrie des pdfs des incréments de concentration calculés spatialement augmente.

Cette étude a été motivée par de récents développements théoriques sur le comportement d'un scalaire passif dans un écoulement turbulent avec un gradient transverse de concentration (Shraiman).

Sujet H : Caractérisation des grandes échelles pour le scalaire passif

Modérateur : S. Ciliberto - Compte-rendu : F. Plaza et F. Anselmet

Cette session a permis de soulever de nombreuses interrogations sur divers aspects de la dynamique d'un scalaire advecté par un écoulement turbulent. Le rôle des grandes échelles, les problèmes liés à la présence d'un gradient moyen, les grandeurs caractéristiques du mélange (temps caractéristique et efficacité), l'identification de la dynamique du scalaire à un processus de cascade, le suivi de particules en deux dimensions ont été les questions abordées majoritairement. Sans respecter forcément l'ordre chronologique, on rappelle dans la suite quelles ont été les différentes remarques apportées par les membres du GDR.

La séance a débuté par un rappel de S. Ciliberto (LP-ENS, Lyon) à propos de l'interrogation suscitée par S. Fauve dans la séance du matin : si un simple écoulement à grande échelle (type "Chaos Lagrangien") parvient à mélanger efficacement un scalaire, est-il besoin d'invoquer les propriétés de la turbulence pour expliquer le mélange dans un écoulement? En particulier, a-t-on besoin d'une description en terme de cascade, avec loi d'échelle, pour expliquer les propriétés de mélange des écoulements. B. Castaing (CRTBT, Grenoble) remarque que les structures cohérentes sont souvent responsables d'un défaut de mélange. Cela n'est-il pas contradictoire avec la supposition que le mélange est dû à un phénomène de chaos aux grandes échelles? E. Villermaux a remarqué que, en deux dimensions, les structures cohérentes peuvent piéger le scalaire. Qu'en est-il en 3 dimensions? Ces questions n'ont pas amené d'éléments de réponse, et il reste donc une interrogation fondamentale sur le sujet. Il est important d'examiner le rôle des gradients de scalaire à grande échelle, qui semblent être affectés par les structures à petite échelle. A ce sujet, S. Ciliberto mentionne que, dans le cas de la convection thermique de Rayleigh-Bénard avec parois rugueuses, on observe une modification totale de l'écoulement, en particulier une augmentation du Nusselt, lorsque l'on passe de parois lisses à des parois rugueuses ; ainsi, une perturbation des petites échelles induit un changement global dans l'écoulement. E. Villermaux (LP-ENS, Lyon) pose cependant la question de savoir si cette variation n'est pas en fait un effet trivial dû à une augmentation de la surface d'échange entre le fluide et les parois; cependant, S. Ciliberto rapporte que les fluctuations locales de la température varient énormément, et non pas seulement le profil de T à grande échelle. Il serait intéressant de disposer d'autres résultats expérimentaux ou numériques, sur les perturbations introduites aux petites échelles.

L. Danaila (IRPHE, Aix-Marseille) présente un travail théorique et pratique sur le rôle des grandes échelles dans le mélange d'un scalaire passif. Ce rôle dépend de la nature du mélange, en particulier de la présence d'un gradient moyen aux grandes échelles. Une analogie avec la théorie de Kolmogorov laisse supposer la

présence d'une zone inertielle, c'est à dire d'une gamme d'échelles où l'on a une isotropie locale et une loi d'échelle pour les moments reliés au scalaire. L'équation de Yaglom, équivalente pour le scalaire à l'équation de Kolmogorov, donne un bilan en échelle du transport de scalaire. Mais cette équation est en général très mal vérifiée, pour les écoulements classiques de laboratoire pour lesquels les nombres de Reynolds sont assez faibles, même dans la gamme d'échelles que l'on associe (un peu par abus forcé) à la zone inertielle de vitesse. On doit alors se demander quelle est l'origine de cet échec : un défaut des hypothèses, en particulier vis à vis de l'isotropie, ou un problème de phénoménologie ? Cette équation représentant un bilan de transfert de scalaire à une échelle donnée, s'agit-il simplement de l'oubli d'un terme dans ce bilan ? Pour un écoulement donné, on peut représenter graphiquement l'équilibre entre les différents termes en fonction des échelles. On s'aperçoit qu'il est nécessaire, en particulier pour le cas de l'écoulement de simulations numériques étudié à l'INLN par A. Pumir et C. Brun (selon l'approche proposée par J. Dusek), de faire jouer un rôle différent aux directions verticale (parallèle au gradient moyen de température) et horizontales (où une démarche d'isotropie planaire est utilisée) afin d'obtenir une équation qui prend en compte les termes d'échange manquants, suivant la démarche de Yaglom : on rétablit alors correctement le bilan total en échelle. De façon générale, il apparaît donc que les écoulements avec injection initiale (grille, jet, sillage, ...) doivent être distingués des écoulements avec injection continue, comme dans le cas d'une couche limite thermique. Dans certains problèmes, c'est l'injection elle-même qui impose un gradient de scalaire à grande échelle.

J.P. Bertoglio (LMFA-EC, Lyon) fait une remarque sur l'injection dans les simulations numériques par le biais d'un gradient moyen. Ce type d'injection peut engendrer des échelles supérieures à la taille de la boîte. La stationnarité apparente dans les simulations numériques peut être due à un blocage dans les échelles, imposé par le choix de la taille de la boîte. Cependant, la stationnarité du processus de cascade en échelle impose une stationnarité sur la variance des incréments du scalaire ; cette propriété est assez bien vérifiée dans les exemples expérimentaux. Ce type d'injection, rencontré dans la convection et dans les simulations numériques, pose donc le problème de la caractérisation univoque de l'échelle d'injection.

A nombre de Reynolds pas trop élevé, il est donc essentiel de tenir compte de la géométrie de chaque mélange pour en obtenir une description précise, car les grandes échelles influencent notablement le bilan du scalaire en échelle, même pour les échelles que l'on qualifie souvent (de façon abusive) d'inertielles. Un travail tout à fait équivalent a été effectué en turbulence de grille chauffée : le terme requis pour traduire l'influence des grandes échelles est alors associé à la décroissance de la variance des fluctuations de température en aval de la grille (à laquelle est associée une décroissance globale de la variance des incréments de

température).

B. Castaing suggère qu'une donnée importante du problème est la durée pendant laquelle la concentration de scalaire varie. Vient alors le problème de mesurer ce temps, tant dans les expériences que dans les simulations. Peut-on définir un critère pour définir si le scalaire est *bien mélangé* ? F. Plaza (LP-ENS, Lyon) a rappelé les résultats sur le comportement en échelle dans un écoulement de von Kármán avec disque inférieur chauffé et disque supérieur froid. Ce n'est qu'au centre de l'écoulement que l'on peut véritablement parler de comportement en échelle pour des grandeurs liées au scalaire. En effet, il est possible de déterminer des exposants relatifs entre les divers moments $\langle |\delta u(\delta T)^2|^p \rangle$ en utilisant l'ESS et ces exposants sont identiques à ceux calculés entre les divers moments $\langle |(\delta u)^3|^p \rangle$. Ce défaut de comportement proche des sources d'injection de scalaire est-il lié à la présence de *rampes* dans le signal de température ? Ces rampes sont par ailleurs responsables du défaut d'isotropie locale du scalaire, comme l'a rappelé F. Anselmet dans son séminaire d'introduction. Sont-elles liées à la présence de structures de grande échelle, elles-mêmes n'existant que dans les premières étapes du mélange ? Leurs présence donnerait donc une information intéressante sur l'avancement du mélange. E. Villermaux et J.-F. Pinton remarquent conjointement qu'au centre de l'écoulement, c'est sans aucun doute le champ de vitesse turbulent qui est responsable du mélange, ce qui expliquerait la similitude des deux cascades uniquement au centre. Près des disques, même si l'on observe une turbulence pleinement développée du point de vue de la cascade de vitesse, les grandes échelles sont susceptibles d'avoir une influence. S. Ciliberto a rapporté les résultats d'une expérience où le scalaire est injecté via une *mandoline*, dans le sillage turbulent d'un cylindre. Il considère qu'à une distance d'une vingtaine de fois le diamètre du cylindre en aval, le scalaire est *mélangé*. Le critère pour affirmer ceci repose sur l'amplitude de l'écart type des fluctuations de température. S'agit-il aussi d'un critère universel ? F. Anselmet a rappelé des résultats des années 80, pour des turbulences de grilles chauffées : la loi de décroissance vitesse-température dépend beaucoup de la distance grille-mandoline, et l'on ne retrouve jamais la même loi. Ces lois dépendent beaucoup du rapport des échelles d'injection de scalaire et de quantité de mouvement, ce qui mettrait en doute les critères que l'on pourrait tirer de telles lois.

Dans l'expérience des disques, S. Ciliberto remarque que les échelles d'injection de la vitesse et du scalaire sont les mêmes, contrairement aux cas d'injection par une mandoline. Un autre problème dans l'expérience de la grille est que l'on ne peut régler le temps de mélange et le temps de transit indépendamment, remarque E. Villermaux. Il serait intéressant de pouvoir jouer indépendamment sur ces paramètres. S. Ciliberto rappelle les résultats numériques de E. Lévêque : c'est plutôt le temps de mélange que les conditions d'injection qui compte. Se pose ensuite le problème des conditions d'injection : J.-F. Pinton remarque que, dans les

expériences, l'injection de scalaire se fait toujours par des surfaces, et non en volume comme dans les simulations numériques ; des méthodes de chauffage par le biais de micro-onde dans l'eau pourraient rapprocher les conditions expérimentales de celles des simulations. S. Fauve doute de l'intérêt d'une telle injection, étant donné que l'écoulement lui-même génère une élévation de température, quelquefois significative, comme dans le cas des disques contra-rotatifs dans une cellule adiabatique, où la température grimpe rapidement à $80^\circ C$.

M.C. Jullien (LPS-ENS, Paris) rapporte les résultats d'un écoulement 2D dans une cellule d'eau salée mise en mouvement par un réseau d'aimants. Elle intègre numériquement les champs, afin d'obtenir les trajectoires lagrangiennes de paires de particules. On retrouve une loi de Richardson en $\langle R^2 \rangle \sim t^3$. L'analyse des distributions de séparation montre un comportement non gaussien. On peut superposer toutes les courbes de distribution de probabilité de séparation avec une normalisation convenable, et les réduire à un comportement exponentiel étiré :

$$p(\delta r)\sigma = A \exp \left[-\alpha \left(\frac{\delta r}{\sigma} \right)^\beta \right].$$

B. Castaing suggère qu'une description en termes de vol de Lévy est possible, ce que réfute P. Tabeling. M.C. Jullien donne une image physique du processus : La contribution aux séparations importantes provient de paires de particules situées dans le cisaillement entre deux tourbillons corotatifs. Apparemment, les temps de corrélation de la vitesse sont très grands, de l'ordre de ceux de l'expérience (qui est restreint du fait d'un phénomène d'électrolyse).

Cette session a permis de montrer la vivacité de la recherche sur le problème du scalaire passif, connecté au problème du mélange turbulent. On a émis plus d'hypothèses et de questions que de certitudes sur ce sujet, ce qui démontre l'utilité de poursuivre des travaux et de comparer les points de vue des différentes équipes, rôle pleinement rempli par cette rencontre.