

## Réduction de traînée par forçage électromagnétique transverse (Simulations Numériques Directes)

Stéphane MONTESINO, Jean-Paul THIBAUT & Sedat TARDU

CNRS, UJF, INPG  
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (L.E.G.I.)  
BP 53 - 38041 Grenoble  
jean-paul.thibault@hmg.inpg.fr

### Résumé :

*Des simulations numériques directes d'écoulement turbulent en canal plan soumis à un forçage électromagnétique transverse oscillant permettent de mieux comprendre les mécanismes de réduction de traînée. L'écoulement pariétal transverse généré par ce forçage rabat contre la paroi les replis des nappes de vorticité. Par ce fait, les fluctuations de la composante normale de la vorticité sont réorientées suivant la direction transverse. Le cycle de régénération de la turbulence est alors perturbé par la diminution de la production de fluctuations de vorticité longitudinale entraînant une diminution de l'intensité des éjections et balayages.*

### Abstract :

*Direct numerical simulation of a spanwise oscillating electromagnetic forcing of a channel flow permits a better understanding of the drag réduction mechanism induced by spanwise oscillations. The spanwise wall flow generated by this forcing pull down the bend of the vorticity layers at the wall. The fluctuations of the wall normal vorticity are divert in the spanwise direction. The turbulence generation cycle is perturbed by the decrease of the production of the streamwise vorticity fluctuations leading to the reduction of the sweep and ejection events.*

### Mots-clefs :

**réduction de traînée, forçage électromagnétique, oscillation transverse**

## 1 Introduction

Le contrôle de la turbulence a des enjeux économiques important dans le domaine des transports, notamment pour la réduction de la traînée. Il est connu que des oscillations transverses de parois ou de forçage permettent de réduire la traînée de manière significative. Le c t de ces oscillations est cependant trop important pour le moment pour que ce contrôle actif soit rentable d'un point de vue énergétique (Berger *et al.* (2000)). Le but de cette étude est donc de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans cette réduction de traînée pour, à terme, diminuer les "c ts" d'un contrôle actif. Des simulations numériques directes d'écoulement turbulent en canal plan, de fluide électro-conducteur (eau de mer par exemple) soumis à un forçage électromagnétique transverse oscillant permettent d'obtenir des statistiques décrivant les mécanismes de réduction de traînée.

## 2 Méthodes

### 2.1 Simulation numérique directe

Un écoulement turbulent en canal plan est soumis à un forçage électromagnétique oscillant dans le temps suivant une fonction cosinus. Si l'on note  $u_i$  la composante  $i$  de la vitesse  $\vec{u}$ ,  $t$

le temps,  $p$  la pression,  $x_i$  les coordonnées spatiales,  $\vec{j}^*$  la distribution de densité de courant électrique et  $\vec{B}^*$  la distribution de champ magnétique, alors l'écoulement satisfait l'équation de conservation de quantité mouvement suivante :

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^+} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_i^+ u_k^+}{\partial x_k^+} = -\frac{\partial p^+}{\partial x_i^+} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_k^{+2}} + \frac{Stuart_\tau}{Re_\tau} \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) (\vec{j}^* \wedge \vec{B}^*)_i \quad \forall i \in [1, 3] \quad (1)$$

L'exposant  $^+$  sous-entend une normalisation par la longueur visqueuse  $l_\nu = \frac{\nu}{u_\tau}$  où  $\nu$  est la viscosité cinématique et  $u_\tau$  est la vitesse de frottement pariétal définie de telle sorte que :  $u_\tau^2 = \nu \frac{d\langle u \rangle}{dy} \Big|_{wall}$ . Le nombre sans dimension  $Stuart_\tau = \frac{jBh}{\rho u_\tau^2}$  caractérise le rapport entre un temps inertiel  $t_i = \frac{h}{u_\tau}$  et un temps électromagnétique  $t_{em} = \frac{\rho u_\tau}{jB}$  où  $\rho$  est la masse volumique. Le nombre de Reynolds  $Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu}$  caractérise le rapport entre le temps inertiel  $t_i$  et un temps visqueux  $t_\nu = \frac{\nu}{u_\tau^2}$ . Le temps électromagnétique  $t_{em}$  est le temps au bout duquel un forçage électromagnétique (de densité moyenne de courant  $j$  à la surface de l'électrode et de champ magnétique moyen  $B$  à la surface de l'aimant) permet une variation de vitesse de l'ordre de la vitesse de frottement  $u_\tau$ . Le temps visqueux  $t_\nu$  est le temps au bout duquel une vitesse de l'ordre de la vitesse de frottement  $u_\tau$  sera dissipée par viscosité.

Pour comprendre comment un forçage électromagnétique oscillant transversalement permet de réduire le cisaillement pariétal d'un écoulement turbulent en canal plan, le recours à des simulations numériques directes (D.N.S) s'avère être nécessaire à cause de la distribution fortement non uniforme et locale des forces électromagnétiques appliquées à l'écoulement. Ces simulations sont basées sur le code D.N.S de Orlandi (2000) que nous avons parallélisé et où nous avons implémenté une modélisation des termes sources de forces électromagnétiques. Pour initialiser la simulation d'un forçage d'écoulement turbulent en canal plan, il est nécessaire d'obtenir préalablement un écoulement turbulent non forcé pleinement développé. Les statistiques de l'écoulement turbulent obtenu pour cette initialisation sont en accord avec celles obtenues dans les travaux de référence Kim *et al.* (1987).

Pour  $Re_\tau = 178.5$ , le domaine de calculs des simulations est  $4\pi h \times 2h \times \frac{4}{3}\pi h$  où  $h$  est la demi-hauteur du canal plan. Le maillage minimal nécessaire ( $512 \times 129 \times 256$ ) est plus grand que celui classiquement utilisé pour les simulations d'un écoulement non forcé. Un maillage non-uniforme (évolution en  $\tanh$  :  $0.5 \leq \Delta y_{max}^+ \leq 5.5$ ) est utilisé suivant la direction ( $\vec{y}$ ) normale à la paroi où des conditions d'adhérence et d'imperméabilité sont définies. Une périodicité de l'écoulement est imposée suivant les directions longitudinale ( $\vec{x}$ ) et transverse ( $\vec{z}$ ).

## 2.2 Forçage électromagnétique

Des actionneurs électromagnétiques pariétaux permettent de générer un champ de forces volumiques locales quasi unidirectionnel et parallèle à la paroi et dont l'intensité décroît en moyenne de façon exponentielle avec la distance à la paroi. Ces actionneurs sont constitués de bandes d'aimants et d'électrodes parallèles entre eux et alignés suivant la direction transverse de l'écoulement (Breuer *et al.* (2004)). Cette configuration d'actionneurs est couramment qualifiée de "*parallèles*". Le champ de force généré est quasiment indépendant de l'écoulement à cause de la faible conductivité de l'eau de mer. Par conséquent, la distribution du champs de forces électromagnétiques dépend principalement de la géométrie des actionneurs, son intensité est directement contrôlée par l'intensité du courant électrique fourni et son signe est fixé par la polarité des électrodes.

Une des originalités de cette étude vient du calcul des forces électromagnétiques. Une méthode analytique basée sur la conservation du flux électrique (Moon & Spencer (1988)) et

magnétique (Akoun & Yonnet (1984)) permet d'obtenir la distribution du champs de force à partir de la géométrie des électrodes et des aimants.

La figure 1 représente une coupe de la distribution du champ de force électromagnétique au dessus des électrodes et des aimants d'un actionneur parallèle. Cette figure montre que le champ de forces n'est pas uniforme suivant les directions  $\vec{x}$  (perpendiculaire à l'actionneur) et  $\vec{y}$  (normale à la paroi) contrairement à l'hypothèse classiquement utilisé dans la littérature. Le maximum d'intensité des forces se situe au niveau du centre des électrodes et des aimants.

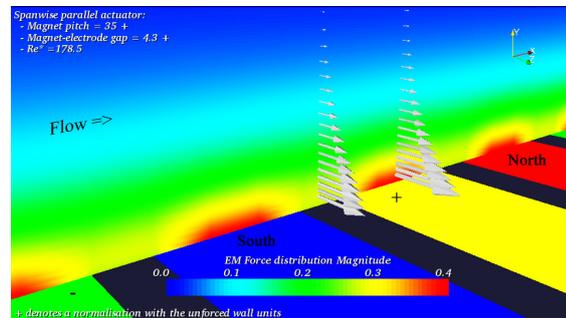


FIG. 1 – Distribution des forces électromagnétiques

### 3 Résultats et interprétations

#### 3.1 Écoulement moyen

La figure 2 illustre l'effet d'un forçage ( $Stuart_\tau = 200$ ) oscillant sur la contrainte de cisaillement pariétal  $\tau^+$  d'un écoulement turbulent ( $Re_\tau = 178.5$ ) en canal plan pour diverses fréquences de forçage.

La contrainte est normalisée par la contrainte moyenne de cisaillement pariétal dans le cas non forcé. Pour une même intensité de forçage et une même géométrie d'actionneur (distance entre le centre des aimants =  $35^+$ , distance entre les bords des aimants et des électrodes =  $4.4^+$ ), plusieurs périodes d'oscillation sont comparées. Cette figure montre qu'il existe une période "optimale" ( $T^+ \approx 120$ ) pour cette configuration (géométrie-intensité) donnée. La réduction de traînée atteint environ 25% avec des variations temporelles de  $\pm 8\%$ .

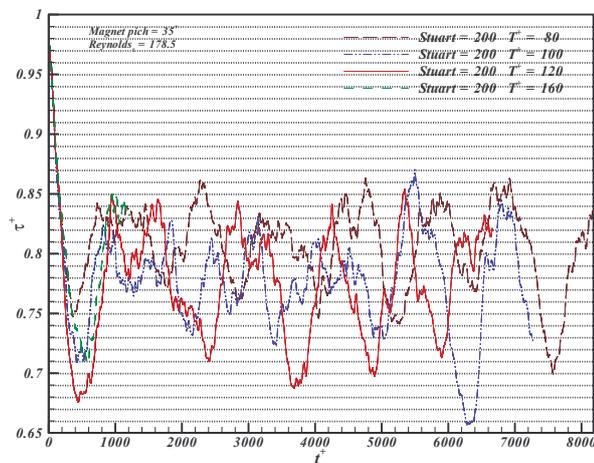


FIG. 2 – Contrainte de cisaillement pariétal

Les résultats présentés ci-après correspondent au cas du forçage de période d'oscillation "optimale", soit  $T^+ = 120$ . La figure 3 en haut représente l'évolution temporelle de la composante longitudinale de la vitesse moyenne en fonction de la distance à la paroi. Ces moyennes sont réalisées à un instant  $t^+$  et une distance de la paroi  $y^+$  donné sur toute l'étendue longitudinale et transverse du canal. Il est possible de constater un épaissement de la couche limite. Cette figure pourrait aussi refléter une diminution des balayages (incursions de fluides de hautes vitesses vers les parois). La figure 3, en bas et la figure 4 en haut, représentent respectivement l'évolution temporelle de la composante transverse  $w^+$  de la vitesse moyenne et de la composante longitudinale  $\omega_x^+$  de la vorticité moyenne en fonction de la distance à la paroi. Ces figures mettent en évidence la période d'oscillation ( $T^+ = 120$ ) imposée par le forçage, ainsi que

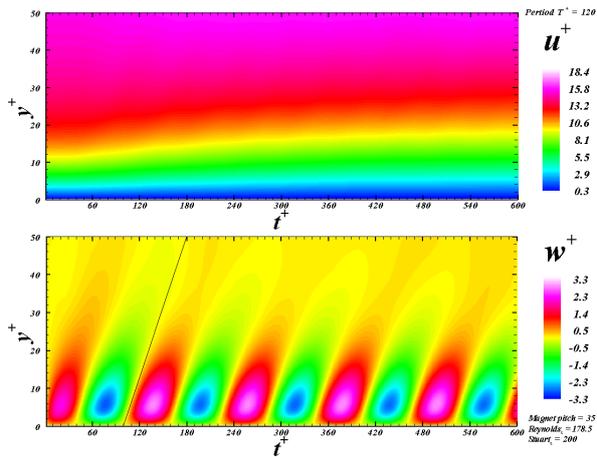


FIG. 3 – Vitesses longitudinale et transverse

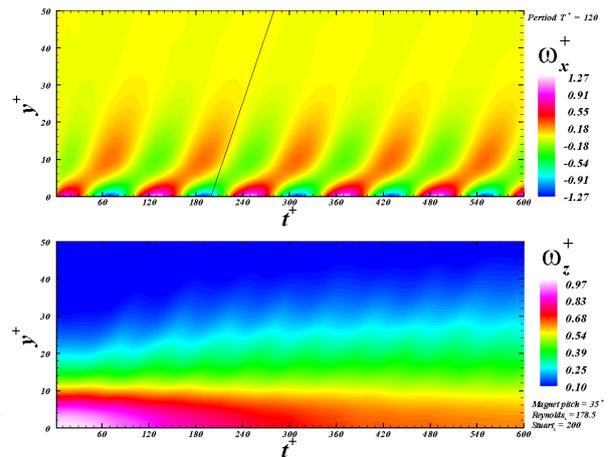
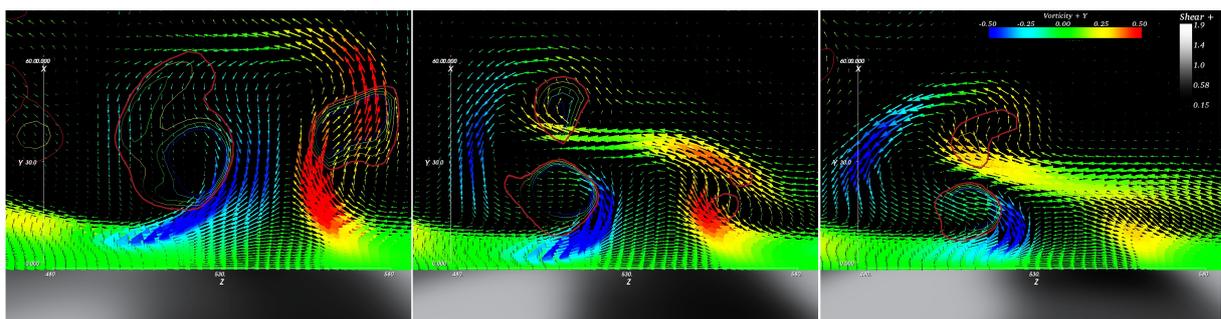


FIG. 4 – Vorticités longitudinale et transverse

l'épaisseur du jet pariétal transverse induit. La figure 3 en bas, montre que la vitesse maximale ( $w^+ = 3.3$ ) du jet transverse est atteinte en  $y^+ = 6$ . Cette altitude dépend principalement de la géométrie de l'actionneur (distance aimant =  $35^+$ ) et de la période d'oscillation ( $T^+ = 120$ ) du forçage. La figure 4 en haut, montre que la vortacité est de signe opposé de part et d'autre de ce maximum de vitesse du jet pariétal transverse. On remarque aussi que la perturbation générée par le forçage se propage en direction du centre du canal avec une célérité d'environ  $50/80 u_\tau$ . La figure 4 en bas représente l'évolution temporelle de la composante transverse  $\omega_z^+$  de la vortacité moyenne en fonction de la distance à la paroi. On constate une diminution de l'amplitude de la composante transverse de la vortacité à la paroi au cours de ces quatre périodes d'oscillation du forçage. On remarque aussi que cette composante de vortacité oscille avec une fréquence double de celle du forçage.

### 3.2 Structure fine de l'écoulement

FIG. 5 – Coupes ( $yz$ ) de vortacité aux premiers instants  $t^+ = 0, 5, 10$  d'un forçage de période  $T^+ = 120$ 

La figure 5 montre des coupes du champ de vortacité coloré par l'intensité de sa composante normale et cinq iso-valeurs du critère  $\lambda_2$  caractéristique de l'accélération centrifuge (contours du bleu au rouge pour  $-0.03 \leq \lambda_2 \leq -0.01$ ). Ces coupes sont réalisées suivant le plan  $yz$  (perpendiculaire à l'axe longitudinal de l'écoulement) au début du forçage. Les replis des nappes de vortacité ( $\omega_y$  négatif en bleu puis positive en rouge) correspondent à des allées de basses vitesses qui sont la signature des paires de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs présents dans les couches limites turbulentes. A mesure que le forçage agit transversalement sur l'écoulement,

ces replis des nappes de vorticité sont rabattus périodiquement contre la paroi à la fréquence du forçage. La composante normale  $\omega_y$  de la vorticité s'incline suivant la direction transverse  $\vec{z}$  à cause du cisaillement associé au jet pariétal généré par le forçage.

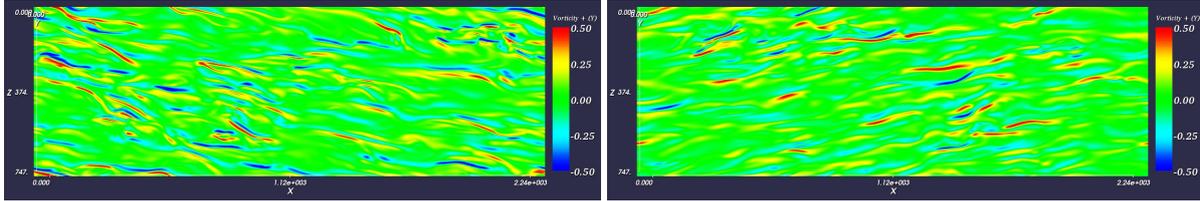


FIG. 6 – Coupes de  $xz$  de la composante normale de vorticité aux instants  $t^+ = 90$  et  $t^+ = 150$

La figure 6 présente une coupe en  $y^+ = 20$  (suivant le plan  $xz$  parallèle à la paroi) de la composante normale  $\omega_y$  de la vorticité aux instants  $t^+ = 90$  et  $t^+ = 150$ . L'écoulement est vu de dessus et va de la gauche vers la droite. A mesure que le forçage agit, les replis des nappes de vorticité (identifiés par les deux bandes de vorticité normale  $\omega_y$  de signe opposé) sont déviés latéralement. A  $t^+ = 90$ , le jet pariétal est dirigé en direction des  $z$  décroissants (vers le haut de la figure) et à  $t^+ = 150$  dans le sens contraire. Il est connu que les tourbillons quasi-longitudinaux contra-rotatifs sont inclinés avec un angle compris entre  $15^\circ$  et  $45^\circ$  par rapport à la paroi (Robinson (1991)). La partie amont de ces tourbillons, située aux alentours de  $y^+ = 6$  (maximum de vitesse du jet pariétal transverse généré par le forçage), est entraînée beaucoup plus rapidement suivant la direction transverse que la partie aval des tourbillons située à une altitude plus importante (où la vitesse transverse est plus faible).

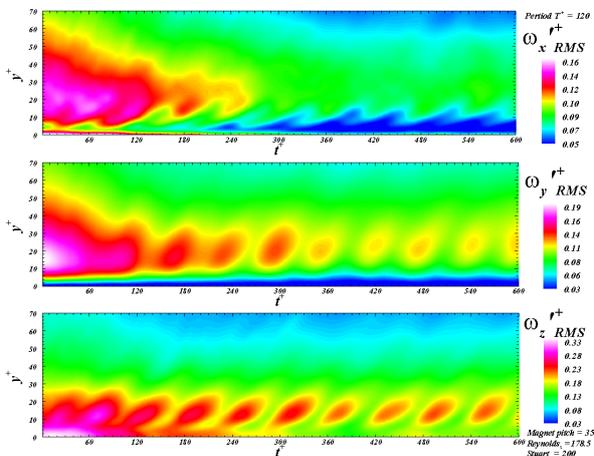


FIG. 7 – R.M.S des fluctuations de vorticité

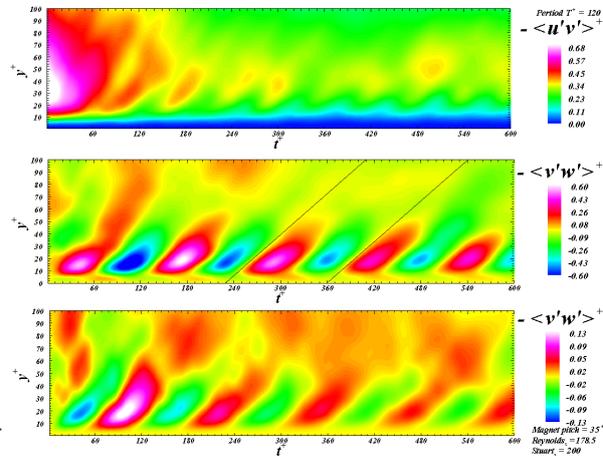


FIG. 8 – Contraintes de Reynolds

La figure 7 montrent l'évolution des valeurs RMS des fluctuations des trois composantes de vorticité  $\omega'_{x_{RMS}}, \omega'_{y_{RMS}}, \omega'_{z_{RMS}}$  respectivement de haut en bas. Ces fluctuations sont relatives à la vorticité moyenne obtenue suivant l'étendue longitudinale et transverse du canal à l'instant  $t^+$  considéré et à une distance de la paroi  $y^+$  donnée. On constate que les fluctuations des composantes de vorticités oscillent à une fréquence double de celle du forçage ainsi qu'un phénomène de propagation des perturbations vers les  $y^+$  croissants. Les valeurs RMS des fluctuations de la composante longitudinale  $\omega'_{x_{RMS}}$  de vorticité sont fortement atténuées. Celles des composantes normales  $\omega'_{y_{RMS}}$  et transverses  $\omega'_{z_{RMS}}$  présentent des variations temporelles en opposition de phase. L'oscillation générée par le forçage électromagnétique permet un transfert des fluctuations de vorticité longitudinales et normales suivant la direction transverse. On remarque aussi

que la variation temporelle des valeurs RMS des fluctuations de vorticité normale  $\omega'_{y_{RMS}}$  est très faible aux alentours de  $y^+ \approx 6$ . Cette position correspond aux extrema de vitesse du jet pariétal transverse où le cisaillement transverse moyen associé est nul la plupart du temps.

La figure 8 illustre l'effet du forçage oscillant transverse sur les contraintes de Reynolds (respectivement de haut en bas)  $-\langle u'v' \rangle$ ,  $-\langle u'w' \rangle$  et  $-\langle v'w' \rangle$ . Des valeurs positives des contraintes  $-\langle u'v' \rangle$  mettent en évidence les phénomènes de balayages et d'éjections. Ces contraintes sont fortement diminuées dès les premières oscillations du forçage et évoluent de manière périodique avec une fréquence double de la fréquence imposée. Les contraintes de Reynolds  $-\langle u'w' \rangle$  et  $-\langle v'w' \rangle$  oscillent avec la même fréquence que le forçage. Pendant la première demi période du forçage, vers  $y^+ = 20$ , des contraintes de Reynolds  $-\langle u'w' \rangle$  positives traduisent des mouvements de fluide "lent" suivant la direction transverse et des mouvements de fluide "rapide" suivant le sens opposé. Des contraintes de Reynolds  $-\langle v'w' \rangle$  négatives traduisent des mouvements de fluide "ascendant" suivant la direction transverse et des mouvements de fluide "descendant" suivant le sens opposé. Ces résultats concordent avec la diminution des éjections et des balayages à chaque fois que les replis des nappes de vorticité sont rabattus contre la paroi.

#### 4 Conclusions

Des simulations numériques directes d'un écoulement turbulent en canal plan, soumis à un forçage électromagnétique transverse oscillant, ont permis d'analyser finement des mécanismes de réductions de traînée. Le jet pariétal transverse résultant de ce forçage permet d'incliner suivant la direction transverse, la composante normale  $\omega_y$  de la vorticité, avec la même fréquence que celle du forçage. Cela perturbe le cycle de régénération de la turbulence en diminuant la production de fluctuations de vorticité longitudinale. Les éjections et balayages sont déviés périodiquement suivant la direction transverse et le cisaillement du jet pariétal transverse atténue leur intensité à chaque inclinaison. Ces derniers jouant un rôle dans les transferts d'énergie turbulentes, il est fort probable que des forçages transverses directement opposés à ces phénomènes soient plus rentables qu'une oscillation transverse de la totalité de la couche limite.

#### Références

- Berger T.W., Kim J., Lee C., Lim J. (March 2000) "Turbulent boundary layer control utilizing the Lorentz force", *Physics of fluids*, Vol.12 N°3, pp. 631-649.
- Orlandi P. (2000), "Fluid Flow Phenomena, a numerical toolkit", *Kluwer Academic Publishers*, pp. 3-51 and 188-230.
- Kim J., Moin P. & Moser R. (1987), "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number", *J. Fluid Mech.*, vol.177, pp. 133-166.
- Breuer K. S., Park J. & Henoeh C. (2004) "Actuation and control of a turbulent channel flow using Lorentz forces", *Physics of Fluids* Vol. 16, N°4, pp.897-907
- P. Moon & D. E. Spencer (1988) *Field Theory Handbook, Including Coordinate Systems, Differential Equations, and Their Solutions*, 2nd ed., pp. 71, *New York : Springer-Verlag*.
- Akoun & Yonnet (September 1984) "3D analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. Mag-20, N°5.
- Robinson S. K. (1991), "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer", *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol.23, pp. 601-639