

Sur la convection de Rayleigh-Bénard turbulente: Caractérisation dynamique par PIV

A. Benkhelifa ^{1*} et F. Penot ^{2†}

¹ Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans,
Rue Aristote, 72085 Le Mans cedex 9, France

² LET, UMR 6608 CNRS,
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers, France

(reçu le 22 Novembre 2006 - accepté le 20 Décembre 2006)

Résumé - Ce travail expérimental s'intéresse à la caractérisation dynamique par PIV de la convection de Rayleigh-Bénard turbulente dans une cavité parallélépipédique, remplie d'air et de rapport de forme (H/L) égal à 4. L'analyse des résultats obtenus, pour des valeurs du nombre de Rayleigh Ra_H (basé sur la hauteur H de la cavité) variant entre 10^8 et $4,23 \times 10^8$, montre surtout que les fluctuations de vitesse sont importantes et au moins du même ordre de grandeur que les vitesses moyennes. Par ailleurs, même à des valeurs très éloignées de la valeur critique du nombre de Rayleigh (facteur 10^3), une structuration très cohérente et organisée autour de trois rouleaux contra-rotatifs est particulièrement bien visible sur les valeurs moyennes. D'autre part, une investigation dans la troisième direction a permis de quantifier l'énergie cinétique turbulente 3D et des effets tridimensionnels secondaires qui n'avaient pas été quantifiés auparavant. Enfin, l'effet d'une infime perturbation sur le sens de rotation des rouleaux de Rayleigh-Bénard a été également examiné.

Abstract - This experimental work is focused on the dynamic characterization by PIV of the turbulent Rayleigh-Bénard convection in an air filled parallelepipedal cavity of aspect ratio (H/L) equal to 4. The analysis of the results obtained, for values of the Rayleigh number Ra_H (based on the height H of the cavity) variable between 10^8 and 4.23×10^8 , shows especially that the fluctuations of velocity are important and at least of the same order of magnitude as the mean velocities. In addition, even with values very far away from the critical value of Rayleigh number (factor 10^3), a very coherent structure, organized around three contra-rotating rollers, is particularly quite visible on the mean values. In addition, an investigation in the third direction made it possible to quantify the turbulent kinetic energy 3D and the secondary three-dimensional effects which had not been quantified before. Lastly, the effect of a negligible disturbance on the direction of rotation of the Rayleigh-Bénard rollers was also examined.

Mots clés: Convection naturelle de Rayleigh-Bénard - Cavité parallélépipédique - Instabilités - Stationnarités - Chaos - Turbulence - Nombre de Rayleigh critique - Etude expérimentale - PIV-2D.

1. INTRODUCTION

La convection naturelle de Rayleigh-Bénard a fait l'objet de nombreuses investigations car elle illustre parfaitement les phénomènes de bifurcation supercritique apparaissant dans le cadre des études de stabilité linéaire ou de chaos déterministe. En général, cet écoulement se présente sous forme de rouleaux contra-rotatifs bidimensionnels d'axes parallèles qui apparaissent au seuil d'instabilité correspondant à une valeur du nombre de Rayleigh critique Ra_c de l'ordre de 1708. Au-dessous de cette valeur critique, on a un régime conductif. En augmentant la valeur du nombre

* abenkh@univ-lemans.fr

† penot@let.ensma.fr

de Rayleigh au-delà de la criticalité, des modifications dans la structure de l'écoulement apparaissent. Dans ce sens, Krishnamurti [1-3] a constaté différentes transitions vers le régime turbulent en fonction du nombre de Prandtl. Il a montré que pour un fluide donné, en augmentant le nombre de Rayleigh, l'écoulement, depuis l'état stationnaire, passe par différents régimes; à savoir le régime périodique, quasi-périodique et turbulent. Néanmoins, pour les faibles valeurs du nombre de Prandtl (cas de l'air), la transition d'un état stationnaire à la turbulence s'opère directement et elle se fait pour une faible valeur du nombre de Rayleigh ($Ra = 4,8 \times 10^3$). De leur côté, Dubois et Bergé [4] ont effectué des mesures locales du champ de vitesse dans le domaine non linéaire. Une description détaillée des différents régimes convectifs a été également donnée. D'autre part, les nombreuses publications de Busse [5-7] témoignent de l'intérêt qu'il a porté à l'étude des instabilités de Rayleigh-Bénard. Il a en effet établi un diagramme qui donne les différentes instabilités en fonction de trois paramètres, à savoir: le nombre d'onde, le nombre de Prandtl et le nombre de Rayleigh. Expérimentalement, Gollub et Benson [8] ont mis en évidence différents scénarios de transition vers le régime turbulent. Pour des valeurs du nombre de Rayleigh comprises entre $6,5 \times 10^3$ et $1,5 \times 10^4$, Mc Laughlin et Orszag [9], par simulation numérique 3D de la convection naturelle de l'air, ont trouvé que l'écoulement, dans sa route vers le chaos, traverse deux régimes successifs, le régime périodique et le régime quasi-périodique. Par ailleurs, il faut noter qu'en dehors des études des instabilités et des transitions successives vers le régime turbulent, d'autres travaux ont été consacrés à la caractérisation des trois modes de transfert de chaleur (régimes conductif, laminaire et turbulent) comme ceux de Heitz et Westwater [10] et ceux de Grötbach [11]. La transition au régime tridimensionnel a été également abordée par Lipps [12] et Kessler [13] qui ont développé des modèles pour la simulation numérique 3D de la convection de Rayleigh-Bénard instationnaire. Toutefois, à travers cette revue bibliographique, on constate que la grande majorité de ces investigations s'est limitée au cas bidimensionnel et aux études pour des valeurs du nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^4 [1-10]. Aux grandes valeurs du nombre de Rayleigh, loin de la criticalité donc, dans un régime d'écoulement caractérisé par de fortes instationnarités, on trouve peu de résultats et parmi eux, surtout des résultats numériques [12, 13]. On se propose ici de caractériser cette dynamique bien particulière en rapportant les résultats d'une étude expérimentale, à l'aide de la PIV, de la convection de Rayleigh-Bénard fortement turbulente dans une cavité remplie d'air. Dans une première partie, le montage expérimental et la métrologie utilisée sont décrits. Dans une seconde partie, les résultats obtenus concernant la dynamique des écoulements pour des valeurs du nombre de Rayleigh Ra_H (basé sur la hauteur H de la cavité, $Ra_H = g \beta \Delta T H^3 Pr / \nu^2$) allant de 10^8 à $4,23 \times 10^8$ sont présentés et analysés.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL ET METROLOGIE UTILISEE

2.1 Description

Il s'agit d'une cavité de forme parallélépipédique, de 480 mm de hauteur, d'une largeur de 120 mm et d'une profondeur de 420 mm (Fig. 1). Les deux parois horizontales isothermes sont composées de deux plaques-échangeurs planes en duralumin poli, d'épaisseur 5 mm, dont l'émissivité est comprise entre 0,2 et 0,3. Ces parois sont maintenues à une température uniforme et constante par une circulation d'eau depuis deux bains cryothermostatés. L'enceinte a été partagée en trois parties identiques suivant sa profondeur par des parois verticales constituées de feuilles de polycarbonate transparentes dans le visible et opaques dans l'infrarouge. Ces feuilles, d'épaisseur 1 mm, ont une conductivité thermique λ comprise entre 0,19 et $0,22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et une émissivité ε égale à $0,97 \pm 0,05$. Afin de limiter les effets de bord avec le milieu extérieur, les mesures sont réalisées dans la cavité centrale, les deux autres cavités agissant comme des cavités de garde. Les extrémités verticales droite et gauche sont constituées de polystyrène expansé d'épaisseur 90 mm et de conductivité thermique $\lambda = 0,035 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Ces pains en matériau thermiquement isolant sont eux-mêmes insérés entre les deux parois isothermes. Une feuille

d'aluminium, d'épaisseur $95 \mu\text{m}$ et d'émissivité $\varepsilon = 0,08$, a été collée sur leurs faces internes pour minimiser les échanges radiatifs. Les faces externes sont considérées à température ambiante. Enfin, pour minimiser les pertes thermiques avec l'ambiance, la température de la salle d'expérience est maintenue en permanence constante, grâce à un système de climatisation, à la température de référence $T_{\text{réf}}$ ($\approx 24^\circ\text{C}$) égale à la demi-somme de la température de la paroi du dessous qui est chaude et à la température T_c et de celle de la paroi du dessus qui est froide et à la température T_f .

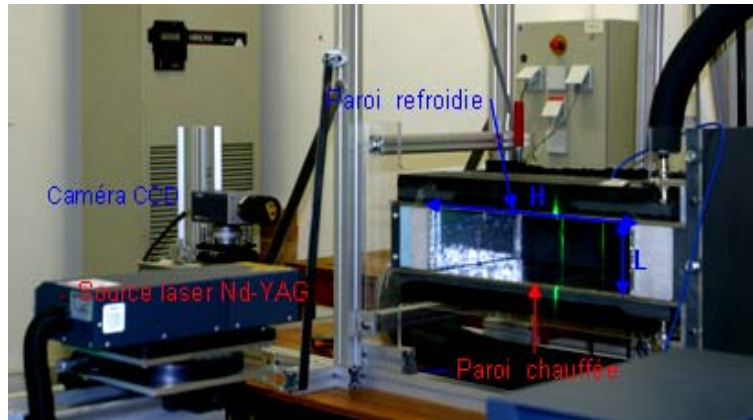


Fig. 1: Cavité expérimentale équipée de la chaîne de PIV

2.2 Principe de la PIV

La vélocimétrie laser par imagerie de particules communément appelée PIV (Particle Image Velocimetry) est une méthode optique non intrusive qui permet de mesurer des champs de composantes du vecteur vitesse instantanée dans un plan de l'écoulement étudié. Ce dernier est préalablement ensemencé en particules traçantes qui doivent être de petite taille mais suffisamment grosses pour être observées et de densité la plus proche possible de celle du fluide. Fondamentalement, cette technique consiste à produire une nappe lumineuse qui ne va éclairer qu'une tranche bien définie de l'écoulement, puis, à enregistrer des images de particules éclairées par la nappe laser à des instants successifs. La comparaison de deux images successives permet de remonter localement au déplacement du fluide dans le plan de la nappe et, par conséquent, d'accéder au champ de vitesse de l'écoulement à un instant donné.

2.3 Mise en œuvre

La mise en œuvre de ce procédé optique de mesure de vitesses repose principalement sur quatre étapes distinctes:

1. L'ensemencement (fumée): Afin d'éviter une saturation de l'image, il doit être homogène et pas trop dense. De plus, les traceurs doivent suivre fidèlement le mouvement du fluide (on choisira donc de petites particules légères pour limiter leur inertie ou leur sédimentation), leur présence ne doit pas altérer l'écoulement du fluide et enfin, ils doivent avoir un bon indice de réfraction par rapport au milieu ambiant. Dans le cadre de cette étude, les traceurs choisis pour réaliser toutes les mesures sont des particules d'huile (glycérine) de taille moyenne de l'ordre de quelques micromètres produites par un générateur de fumée.

2. La création d'un plan lumineux: La source lumineuse servant à éclairer les particules d'ensemencement est produite par un laser à impulsions Nd-YAG. Un dispositif optique approprié, constitué de lentilles cylindrique et sphérique, permet de transformer le faisceau laser incident en une nappe de faible épaisseur (quelques millimètres) qui ne va éclairer qu'une tranche bien définie de l'écoulement. Dans nos expériences, un laser de marque New'Wave®, générant

deux impulsions, est utilisé. Chaque impulsion, d'une durée de 10 ns, permet de figer l'écoulement à deux instants décalés d'un intervalle de temps variable et fonction des conditions expérimentales (vitesse de l'écoulement).

3. L'acquisition et le traitement des images: Les deux images figées par les deux impulsions sont alors numérisées puis stockées sur un ordinateur. Pour ce faire, on utilise une caméra CCD (Charge-Coupled Device) **Hamamatsu HiSense** de type 'Progressive Scan Interline', de résolution spatiale 1024×1280 pixels et de résolution dynamique 12 bits, synchronisée avec les impulsions laser. La taille des pixels et la dimension du pitch sont respectivement égales à 3,4×3,4 μm et 6,7×6,7 μm . Sa fréquence d'acquisition en double trame est de 4,5 Hz. Une fois les paires d'images enregistrées, deux images successives sont alors analysées et traitées mathématiquement pour remonter aux déplacements de particules. La connaissance du facteur de grandissement des images et de l'intervalle de temps entre les deux prises de vues permet alors de déduire les vecteurs vitesse. Notons, en effet, que cette procédure de traitement d'images consiste d'abord à découper chaque image en fenêtres d'interrogations de forme rectangulaire et dont la taille (en pixels) est fixée par l'utilisateur (dans notre cas, des fenêtres de 32×32 pixels ont été considérées). On fera remarquer que ce fenêtrage correspond en fait à l'extraction d'une sorte de valeur moyenne sur les 32×32 pixels, ce qui donne toujours aux enregistrements temporels de vitesse une allure moins bruitée lorsque ceux-ci sont effectués par PIV que lorsqu'il s'agit d'enregistrements LDV par exemple. Ensuite, on cherche à savoir où les particules, qui se trouvent dans une fenêtre, se sont déplacées dans la deuxième image. Pour cela, on effectue une inter-corrélation de la zone d'interrogation de la première image avec la zone cible correspondante de la deuxième image, calculée par un algorithme itératif basé sur la transformée de Fourier rapide (FFT) (Fig. 2a). Par ailleurs, on applique, entre deux fenêtres adjacentes, un recouvrement (pris égal à 50 %) qui permettra d'utiliser les informations, qui ne sont pas contenues dans une fenêtre d'interrogation. Toutefois, Il est à noter que cette méthode de recouvrement ne permet pas d'améliorer la résolution spatiale (la taille des fenêtres reste fixe) mais permet plutôt d'augmenter le nombre de vecteurs sur une même image (Fig. 2b).

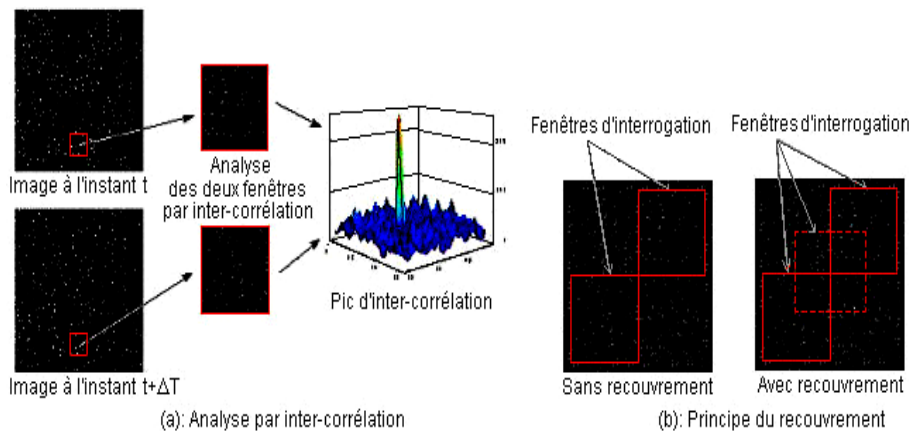


Fig. 2: Principe du traitement numérique des images en PIV

Dans le cadre du présent travail, deux séries de prises de vue ont été faites:

- L'une suivant le plan médian perpendiculaire aux parois actives et aux planchers de la cavité. Un ensemble de 3 champs a été nécessaire pour visualiser l'ensemble de la cavité. Chaque champ de dimension 120×160 mm est constitué de 42×63 vecteurs. Pour chaque écart de température, le champ de vitesse moyenne est obtenu sur 500 doublets d'images. Le facteur de grandissement correspondant à ce plan est de 25,8.

- L'autre série de prise de vue est opérée suivant des plans parallèles au plancher. Un seul champ de 120×140 mm, constitué de 61×72 vecteurs, a suffi pour visualiser l'ensemble de l'écoulement dans une section transversale. Le facteur de grandissement est de l'ordre de 17,9 et le champ dynamique obtenu est également une moyenne sur 500 doublets d'images.

4. Le post-traitement des données: La PIV est une méthode de mesure instantanée où toutes les informations sont échantillonnées au même instant. Par conséquent, il est probable que certaines régions n'aient aucune signification physique à cause de vecteurs aberrants présents sur la carte de vecteurs bruts. Pour remédier à ce problème important, il existe des méthodes mathématiques qui permettent de valider ou non les champs de vecteurs. Dans notre cas, Le logiciel Flowmanager[®] 4.3 (fourni par DANTEC[®]) est utilisé pour l'acquisition et le traitement des images. Parmi les critères de validation proposés par ce logiciel, il y a:

- une validation sur la hauteur du rapport signal/bruit: la hauteur du pic principal doit être au moins 1,2 fois plus grande que celle du pic secondaire,
- un filtrage par moyenne glissante.

Enfin, il faut noter que le champ de vitesse moyenne est calculé à partir de l'ensemble des champs instantanés de vecteurs calculés sur chaque couple d'images. De même pour les propriétés statistiques (moyenne, variance, écart-type, coefficient de corrélation, ...). Le nombre de champs instantanés nécessaire au calcul du champ moyen dépend bien évidemment des conditions expérimentales.

3. RESULTATS ET DISCUSSION

Des travaux antérieurs [14-16] ont montré que les fluctuations de température mesurées dans la couche limite le long de la paroi horizontale inférieure chaude ont une allure chaotique dès un écart de température de l'ordre de 1°C . Les visualisations laser, effectuées pour différents écarts de température, ont également révélé ce caractère turbulent de l'écoulement avec toutefois la persistance d'une structuration cohérente organisée en trois rouleaux contrarotatifs de taille et de forme irrégulières.

Afin de mieux comprendre le comportement dynamique de l'écoulement de convection naturelle dans une telle configuration, différents écarts de température entre les parois actives ont été alors considérés et des mesures de vitesse entreprises à l'aide de la PIV. Des campagnes de mesure du champ de vitesse dans le plan médian perpendiculaire aux deux parois horizontales actives et situé à mi-profondeur de la cavité, ont été effectuées. L'effet tridimensionnel a été examiné aussi, et ce, en réalisant des mesures suivant des plans verticaux à différentes positions Z ($Z_1 = 0,166$, $Z_2 = 0,333$ et $Z_3 = 0,50$) correspondant approximativement au plan médian d'un rouleau latéral, au plan vertical entre deux rouleaux et au plan médian du rouleau central.

3.1 Caractérisation dynamique

Tout d'abord, si l'on se focalise sur l'aspect général de l'écoulement, en examinant le champ de vitesse moyenne correspondant à un écart de température $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, donné en figure 3, on remarque qu'il est essentiellement caractérisé par un arrangement de l'écoulement sous forme de trois rouleaux contra-rotatifs. Deux petits tourbillons de coin sont également discernables respectivement au niveau du coin en haut à gauche et en bas à droite. Ces écoulements secondaires observés expérimentalement par Jäger [13] pour un rapport de forme 4 et un nombre de Rayleigh $Ra_L = 3 \times 10^4$ ($Ra_L = g \beta \Delta T L^3 Pr / \nu^2$) et numériquement par Kessler dans une cavité chauffée par le bas ($\theta = 0^\circ$) et de même rapport de forme vertical A_v ($A_v = 4$) [13] sont, d'après ces auteurs, provoqués par la non adiabaticité des extrémités verticales qui, bien que secondaire, modifie sensiblement la structuration de l'écoulement qui devrait normalement faire apparaître quatre cellules de taille approximativement carrée.

D'autre part, l'examen de cette même figure 3 où est représentée la cartographie du module de la vitesse moyenne, montre que, dans les couches limites horizontales (excepté dans les zones inter-rouleaux) et aux niveaux des intersections entre les rouleaux, les vitesses sont les plus importantes. Les faibles vitesses sont en revanche enregistrées aux centres et aux coins des cellules. Une analyse détaillée de ces mesures révèle surtout que la composante verticale U prend de l'ampleur à l'intersection de deux rouleaux et à proximité des extrémités, alors que la composante horizontale W atteint des valeurs importantes à proximité des parois horizontales, sauf aux bordures des rouleaux qui constituent des zones mortes (Fig. 4). Notons aussi que les deux écoulements de recirculation en haut à gauche et en bas à droite de la section verticale médiane sont également perceptibles sur les cartographies des composantes U et W . Concernant la vitesse adimensionnelle maximale, elle passe de 28 % de la vitesse de convection naturelle V_{CN} à un écart de température de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($V_{CN} = 0,20\text{ms}^{-1}$), puis à 26,4 % de la vitesse de convection naturelle V_{CN} , égale cette fois-ci à $0,28\text{ ms}^{-1}$ à un écart de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, pour atteindre enfin 26,4 % de V_{CN} ($V_{CN} = 0,40\text{ms}^{-1}$) à un écart de température de $40\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ceci représente une augmentation de l'ordre de 80 % de la vitesse maximale pour un écart de température passant de 10 à $40\text{ }^{\circ}\text{C}$. La vitesse de convection naturelle V_{CN} est calculée par rapport à la distance L séparant les deux parois actives horizontales de la cavité selon l'expression:

$$V_{CN} = \sqrt{g \beta L \Delta T}.$$

Concernant les fluctuations de vitesse U' et W' représentées sur la figure 4, celles-ci sont particulièrement grandes dans pratiquement toute la section de la cavité. Des valeurs RMS de l'ordre de 0,17 pour la fluctuation verticale pour une valeur moyenne maximale de l'ordre de 0,2 et 0,15 pour la valeur RMS de la composante horizontale pour une valeur moyenne de 0,25, ont pu être relevées en différents endroits. Par ailleurs, ces champs de vitesse présentent des pics de fluctuation plus ou moins alternés sur chacune des deux composantes, quand une composante fluctue beaucoup, l'autre fluctue moins.

Des résultats identiques, avec des fluctuations au moins aussi marquées, ont été obtenus pour des écarts de température de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $40\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ils ne sont pas présentés ici.

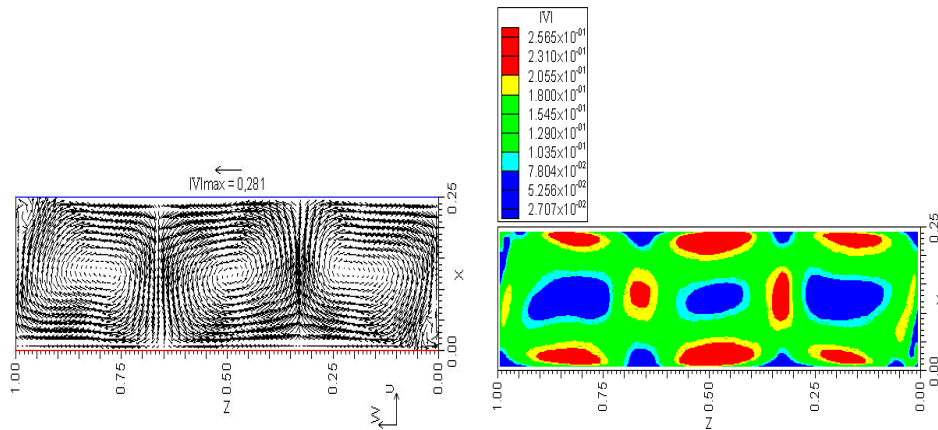


Fig. 3: Champ de vitesse moyenne et cartographie de son module pour un écart de température $\Delta T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($Ra_H = 1,06 \times 10^8$)

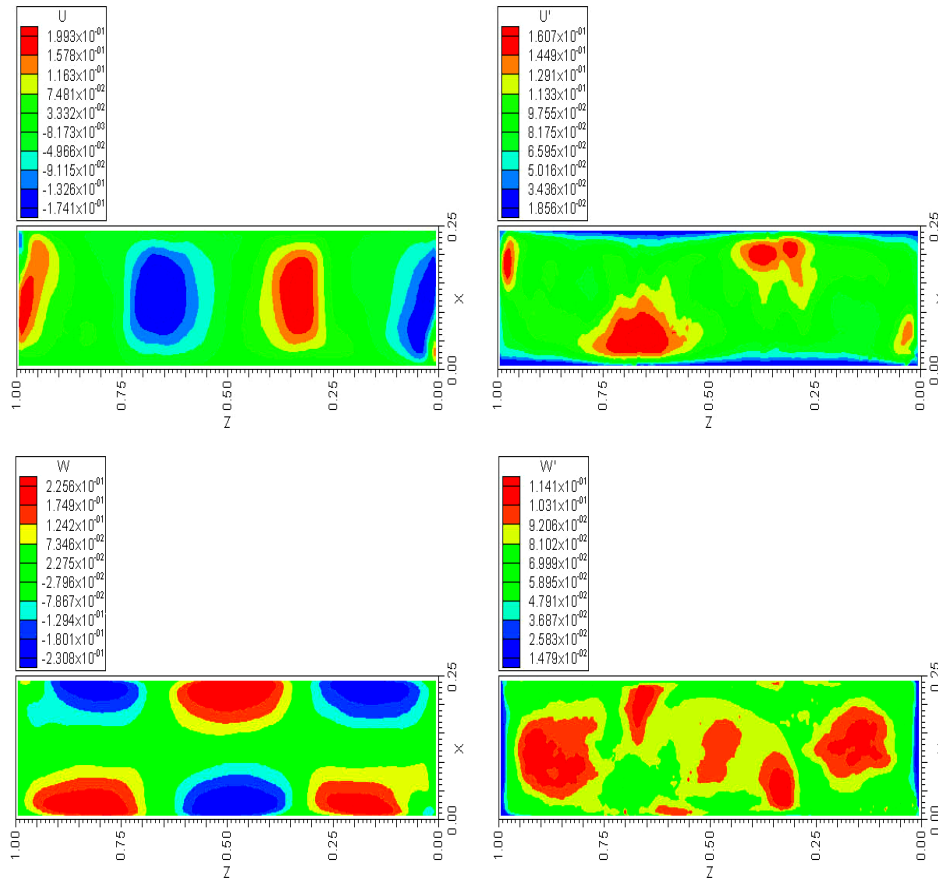


Fig. 4 : Cartographies des deux composante de vitesse U et W et de leurs fluctuations respectives U' et W' pour un écart de température $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ($Ra_H = 1,06 \times 10^8$)

3.2 Effet 3D de l'écoulement

Afin d'examiner l'aspect tridimensionnel de l'écoulement, des campagnes de mesure du champ de vitesse, suivant des plans verticaux parallèles aux parois non contrôlées thermiquement (plans $[X, Y]$), ont été effectuées, à savoir :

- le plan P_1 à la position $Z_1 = 0,166$, correspondant au plan de symétrie du rouleau de droite,
- le plan P_2 à la position $Z_2 = 0,333$, correspondant au plan d'intersection du rouleau de droite et du rouleau central,
- le plan P_3 à la position $Z_2 = 0,50$, correspondant au plan de symétrie du rouleau central.

Si l'on se focalise sur la structure générale de ces écoulements en examinant la figure 5, il est possible de faire apparaître des recirculations secondaires 3D. Dans les différents plans examinés, celles-ci se caractérisent par des écoulements de recirculation visibles dans les coins inférieurs et supérieurs au voisinage des parois verticales passives. Bien qu'un maximum de précautions a été pris pour rendre ces parois séparatrices adiabatiques, en imposant une condition de symétrie de chaque côté de ces parois, les échanges radiatifs entre les parois chaudes et froides et ces parois transparentes dans le visible mais d'émissivité trop grande (0,8) dans l'IR induisent des petits

écarts de température qui génèrent ces structures secondaires et peuvent modifier l'organisation générale de l'écoulement [17]. L'épaisseur des parois de séparation et le mauvais contact thermique avec les parois isothermes sont tels que la conduction est négligeable. Ainsi, au niveau du plan de symétrie d'une cellule, l'écoulement est surtout caractérisé par des recirculations aux niveaux des quatre coins. Par contre, dans le plan d'intersection de deux cellules, l'écoulement est dominé par des mouvements ascendants alimentés par le fluide en provenance des deux rouleaux avec deux cellules de recirculation au niveau des coins en contact avec la paroi froide et que l'on ne retrouve pas en bas (phénomène localisé de convection mixte favorable), la paroi séparatrice étant, à cet endroit, légèrement plus froide que l'air.

Par ailleurs, l'examen de la figure 6 donnant les cartographies des deux composantes U et V fait apparaître que, dans le plan de symétrie d'un rouleau, ces vitesses sont principalement importantes au niveau des quatre coins (en particulier du côté des parois séparatrices). Toutefois, dans le plan d'intersection de deux cellules, la vitesse U , à l'origine de l'écoulement ascendant, est prépondérante.

En ce qui concerne les fluctuations de vitesse les plus importantes, on remarque que:

- dans le plan P_1 et P_3 , elles sont localisées dans la partie centrale à proximité des parois transparentes pour U' et dans la partie centrale près des parois actives pour V' . Ceci est dû au fait que ces endroits constituent des points de convergences ou de divergences des différents mouvements de recirculation enregistrés aux coins et aussi des mouvements ascendants ou descendants qui se rejoignent ou se scindent dans la partie centrale près des parois actives.
- dans le plan P_2 , ces fluctuations sont surtout perceptibles dans la partie centrale près de la paroi froide.

Si l'on s'intéresse à la vitesse adimensionnelle maximale, calculée par rapport à la vitesse de convection naturelle V_{CN} à un écart de température de $20\text{ }^\circ\text{C}$ ($V_{CN} = 0,28\text{ ms}^{-1}$), on trouve qu'elle est de l'ordre de 15 % de V_{CN} dans le plan de symétrie d'une cellule et elle atteint 22 % de V_{CN} dans le plan d'intersection de deux cellules. Une comparaison de ces résultats avec celui obtenu précédemment dans le plan de symétrie XZ perpendiculaire aux parois actives à la position $Y = 0,146$ et pour le même écart de température de $20\text{ }^\circ\text{C}$ (dans ce plan, la vitesse maximale est de l'ordre de 26,4 % de V_{CN}), montre que la vitesse maximale, enregistrée dans le plan d'intersection de deux rouleaux, est 20 % plus faible que celle enregistrée dans le plan XZ . Cette baisse est proche de 80 % dans le plan de symétrie d'une cellule.

Dans le plan d'intersection de deux cellules, la composante U suivant X est la plus importante. L'écoulement, plutôt dominé par des mouvements ascendants est alimenté par de l'air chaud provenant des deux rouleaux contrarotatifs voisins. Ces cartographies (Fig. 6) montrent également qu'il existe des fluctuations importantes de vitesse dans la direction normale aux plans verticaux de l'écoulement principal 2D, la valeur moyenne de cette composante horizontale transverse (V) restant partout pratiquement nulle (à l'exception des rouleaux secondaires décrits plus haut).

Il paraissait important de produire des valeurs de l'énergie cinétique turbulente 3D k_{XYZ} ($k_{XYZ} = \sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2}$; grandeur à notre connaissance jamais mesurée dans cette configuration) en combinant les résultats de PIV dans les différents plans. Ainsi, à l'examen de ces profils, donnés en figure 7 et représentant son évolution suivant X à la profondeur $Y = 0,146$, révèle que k_{XYZ} est pratiquement constante dans les trois plans et prend une valeur voisine de 15% de l'énergie cinétique de convection naturelle (V_{CN})², sauf près des parois chaude et froide où une infime différence est observée. (On pourra remarquer que ces valeurs,

comparées à l'énergie cinétique moyenne qui, elle, est de l'ordre de 4 % sont donc très importantes.) C'est une des caractéristiques fortes de la convection de Rayleigh-Bénard turbulente qui vient d'être quantifiée.

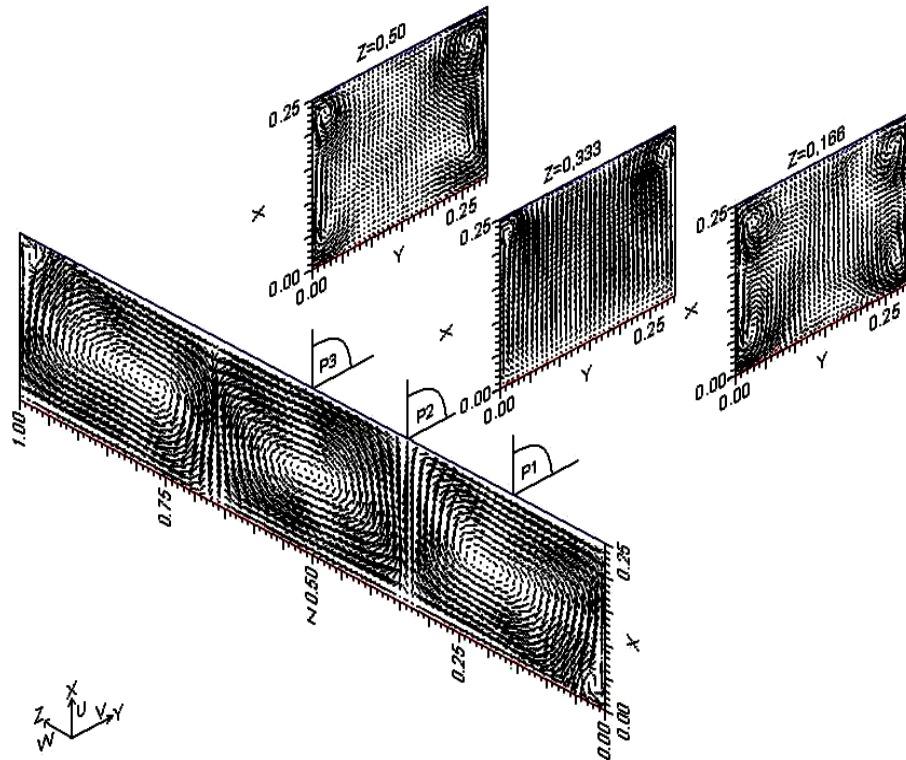
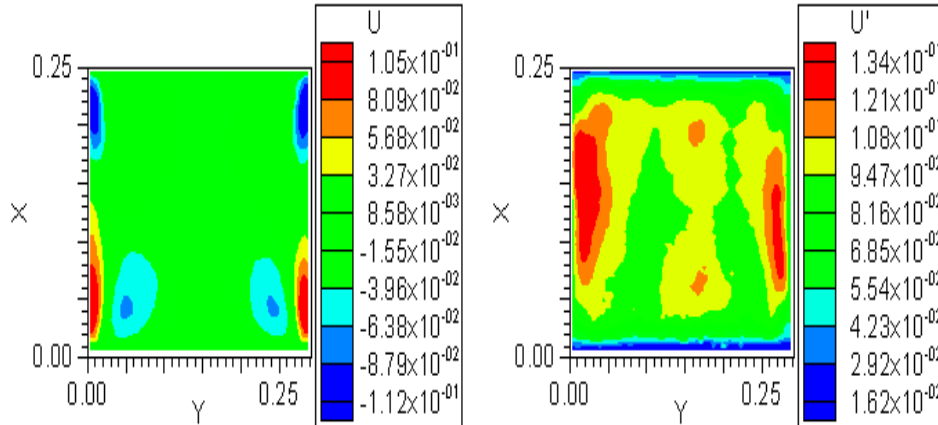


Fig. 5: Champs de vitesse moyenne dans différents plans pour $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ ($Ra_H = 2,12 \times 10^8$)



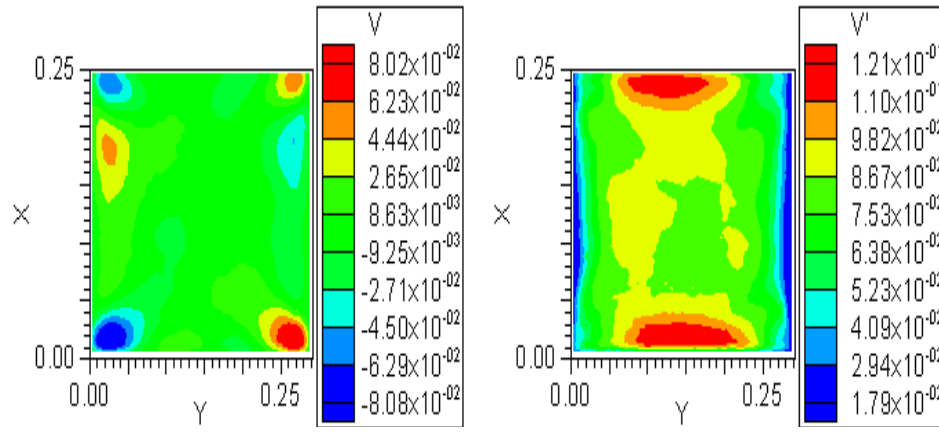
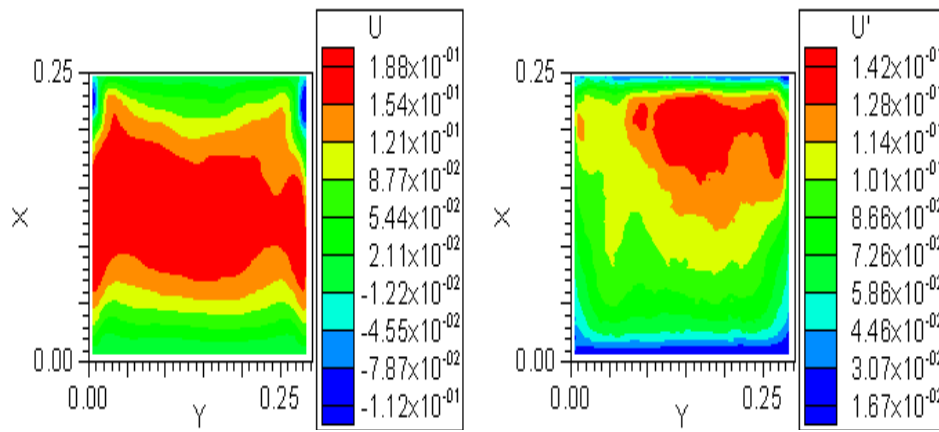
(a) $P_1, Z_1 = 0,166$ (a) $P_2, Z_2 = 0,333$

Fig. 6: Cartographies des deux composantes de vitesse U et V et de leurs fluctuations respectives U' et V' dans différents plans $[X, Y]$ à $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ ($Ra_H = 2,12 \times 10^8$)

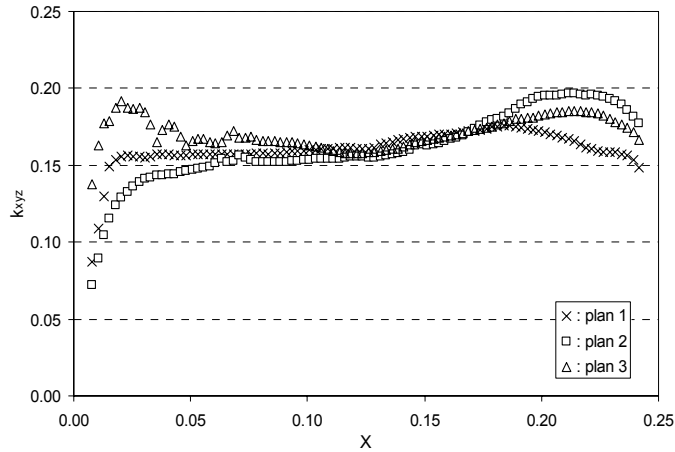


Fig. 7: Variation de l'énergie cinétique turbulente k_{XYZ} estimée dans trois plans différents à $Y = 0,146$ et pour $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ ($Ra_H = 2,12 \times 10^8$)

3.3 Sur le sens de rotation des différents rouleaux

Supposons que l'on ait un fluide placé entre deux plaques rectangulaires horizontales dont les dimensions sont plus grandes que l'épaisseur de cette couche de fluide. Si l'on fournit de l'énergie à un tel système en chauffant la plaque inférieure, on crée alors un écart de température ΔT entre les deux plaques. Lorsque cet écart de température dépasse une certaine valeur critique ΔT_c , le fluide se met alors en mouvement et forme des rouleaux contra-rotatifs, d'axes horizontaux parallèles entre eux et perpendiculaires aux grands côtés des plaques.

Par ailleurs, il faut noter qu'à l'apparition de ces mouvements convectifs, deux situations qualitativement différentes peuvent se produire: pour un rouleau donné, la rotation peut s'effectuer dans le sens positif ou dans le sens négatif, selon que le système emprunte une branche ou l'autre au point de bifurcation ΔT_c (Fig. 8). Autrement dit, en un point du fluide, la vitesse peut tout aussi bien être dirigée dans un sens que dans le sens opposé, et ce, suivant que telle ou telle infime perturbation, par nature imprévisible et non maîtrisable, prévaudra au point de bifurcation.

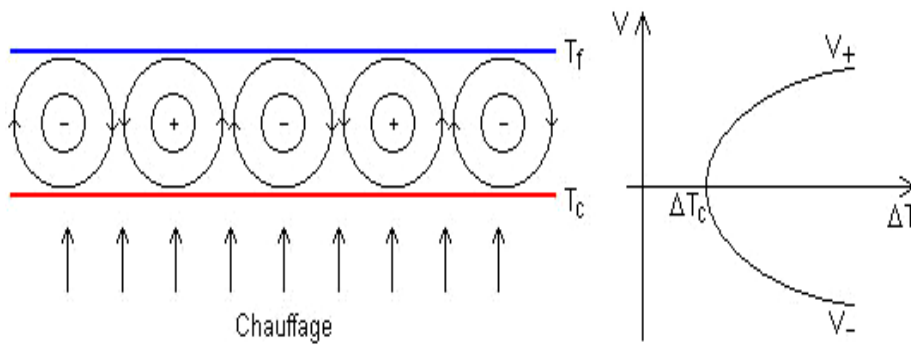


Fig. 8: Convection de Rayleigh-Bénard entre deux plaques planes; L'écoulement a une équiprobabilité de tourner dans un sens ou dans l'autre

Dans le cas de notre expérience sur la convection de Rayleigh-Bénard, nous avons remarqué que le sens de rotation des cellules est toujours identique, même si l'on répète l'expérience après avoir pris soin, à chaque fois, d'initialiser notre système ($\Delta T = 0^\circ\text{C}$) et de le laisser refroidir pendant au moins une journée. Pourtant, on est en présence d'une bifurcation supercritique et l'écoulement a une équiprobabilité de tourner dans un sens ou dans l'autre.

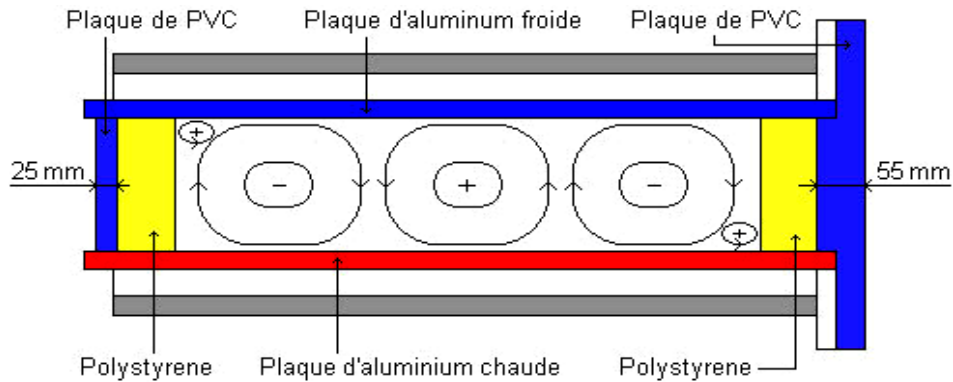


Fig. 9: Cellules de Rayleigh-Bénard obtenues dans nos expériences

Les tourbillons étant toujours descendant le long de la paroi de droite (Fig. 9), nous avons alors refait l'expérience en chauffant très légèrement ladite paroi (par le simple rayonnement d'une lampe de bureau éclairant la plaque de PVC de droite). En effectuant des visualisations laser juste après, nous avons constaté que le sens de rotation des différentes cellules a enfin changé (Fig. 10). D'ailleurs, en réalisant d'autres visualisations après trois jours des premières, il a été aperçu que le sens de rotation obtenu après perturbation (chauffage) n'a pas changé et il est toujours conservé. Ce qui démontre que la bifurcation est supercritique, mais une petite différence dans la conception des deux parois de gauche et droite (épaisseur et taille du PVC) a suffit pour apporter cette perturbation systématique.

Par ailleurs, l'analyse des mesures de vitesse avant et après perturbation a montré que les résultats sont pratiquement identiques dans un sens ou dans l'autre (Fig. 11).

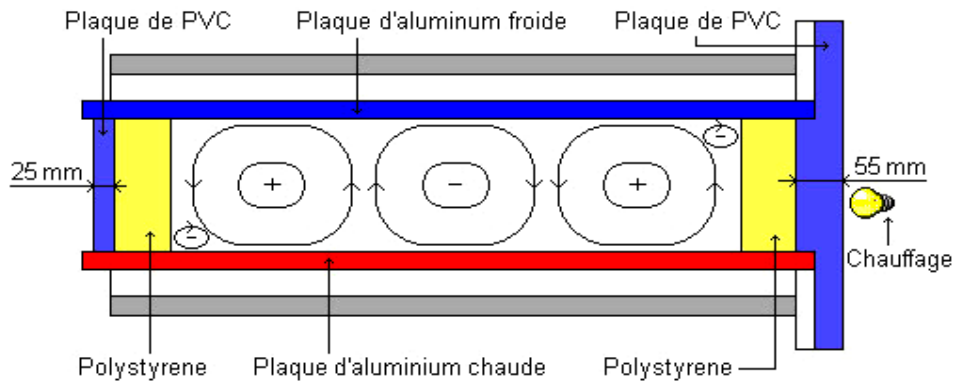


Fig. 10: Sens de rotation des cellules de Rayleigh-Bénard après une légère perturbation

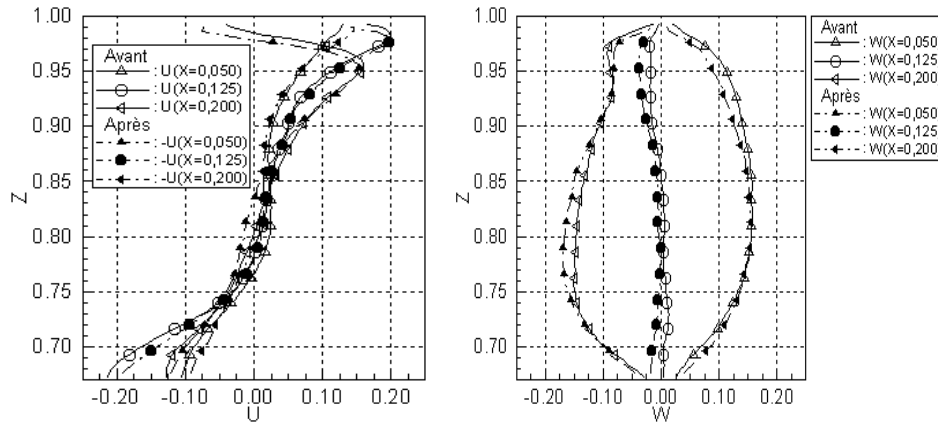


Fig. 11: Profils des deux composantes de vitesse U et W en fonction de Z avant et après chauffage du côté droit de la cavité pour $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ ($Ra_H = 2,12 \times 10^8$)

4. CONCLUSION

A travers cette étude concernant la caractérisation dynamique par PIV-2D de la convection de Rayleigh-Bénard turbulente pour différents écarts de température, il a été constaté, tout d'abord, que, bien que l'écoulement soit turbulent, des structures cohérentes, organisées autour de trois rouleaux contrarotatifs, persistent bien au-delà de la criticalité. Par ailleurs, deux types de circulations secondaires ont été mis en évidence. Ils sont dus aux imperfections des conditions aux limites thermiques sur les parois non isothermes et se caractérisent par des petites cellules tourbillonnaires de coin. D'autre part, la PIV opérée dans deux plans orthogonaux a permis une première estimation des grandeurs caractéristiques des écoulements turbulents et, en particulier, l'énergie cinétique turbulente. Enfin, l'influence d'une infime perturbation sur le sens de rotation des rouleaux de Rayleigh-Bénard est très minime; on est en présence d'une bifurcation supercritique.

REFERENCES

- [1] R. Krishnamurti, 'On the Transition to Turbulent Convection; Part 1: The Transition from Two to Three Dimensional Flow', J. Fluid Mech., Vol. 42, N°2, pp. 295 – 307, 1970.
- [2] R. Krishnamurti, 'On the Transition to Turbulent Convection; Part 2: The Transition Time Dependant Flow', J. Fluid Mech., Vol. 42, N°2, pp. 309 – 320, 1970.
- [3] R. Krishnamurti, 'Some Further Studies on the Transition to Turbulent Convection', J. Fluid Mech., Vol. 60, pp. 285 – 303, 1973.
- [4] M. Dubois and P. Bergé, 'Experimental Study of the Velocity Field in Rayleigh-Bénard Convection', J. Fluid Mech., Vol. 85, pp. 641 – 653, 1978.
- [5] F.H. Busse, 'The Stability of Finite Amplitude Cellular Convection and its Relation to an Extremum Principle', J. Fluid Mech., Vol. 30, Part 4, pp. 625 – 649, 1967.
- [6] F.H. Busse and J.A. Whitehead, 'Instabilities of Convection Rolls in a High Prandtl Number Fluid', J. Fluid Mech., Vol. 47, pp. 305 – 320, 1971.
- [7] J. Zierep and H. Oertel Jr., 'Convective Transport and Instability Phenomena', G. Braun, Karlsruhe, 1982.
- [8] J.P. Gollub and S.V. Benson, 'Many Routes to Turbulent Convection', J. Fluid Mech., Vol. 100, pp. 449 – 470, 1980.

- [9] J.B. Mc Laughlin and S.A. Orszag, 'Transition from Periodic to Chaotic Thermal Convection', J. Fluid Mech., Vol. 122, pp. 123 – 142, 1982.
- [10] W.L. Heitz and J.W. Westwater, 'Critical Rayleigh Numbers for Natural Convection of Water Confined in Square Cells with L/D from 0.5 to 8', J. Heat Transfer, pp. 188 – 196, May 1971.
- [11] G. Grötzbach, 'Direct Numerical Simulation of Laminar and Turbulent Bénard Convection', J. Fluid Mech., Vol. 119, pp. 27 – 53, 1982.
- [12] F.B. Lipps, 'Numerical Simulation of Three-Dimensional Bénard Convection in Air', J. Fluid Mech., Vol. 75, Part 1, pp. 113 – 148, 1987.
- [13] R. Kessler, 'Nonlinear Transition in Three Dimensional Convection', J. Fluid Mech. Vol. 174, pp. 357 – 379, 1987.
- [14] A. Benkhelifa et F. Penot, 'Détermination des Transitions à la Convection Naturelle Instationnaire dans une Cavité Différentiellement Chauffée Inclivée', Actes Congrès SFT 2005, Tome 1, pp. 137 – 142, 2005.
- [15] A. Benkhelifa et F. Penot, 'Etude Expérimentale des Mouvements de Convection Naturelle dans une Cavité Différentiellement Chauffée Inclivée, Influence de l'Inclinaison', 12^{èmes} Journées Internationales de Thermiques, Tanger - Maroc, 15-17 Novembre 2005, Actes du Congrès, Tome 1, pp. 117 – 120, 2005.
- [16] A. Benkhelifa, 'Contribution à l'Etude Expérimentale des Bifurcations de Convection naturelle dans une cavité en air différentiellement chauffée: Influence de l'Inclinaison', Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, Février 2006.
- [17] J. Salat, S. Xin, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot and P. Le Quéré, 'Experimental and Numerical Investigation of Turbulent Natural Convection in a Large Air-Filled Cavity', Experimental J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 824 - 832, 2004.