

# SIMULATION NUMERIQUE BIDIMENSIONNELLE DE L'EFFET DE LA STRATIFICATION THERMIQUE SUR LA STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT A L'ÉCHELLE LOCALE

Mourad BOUTERRA <sup>1</sup>, Afif EL CAFSI <sup>1</sup>, Ali BELGHITH <sup>1</sup>, Patrick LE QUERE <sup>2</sup>

1. Faculté des Sciences de Tunis-Campus Universitaire 1060 Tunis TUNISIE

1.Email : Mourad.Bouterra@fst.rnu.tn

2. LIMSI-CNRS Bat. 508 - B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex FRANCE

## RESUME

L'étude numérique de l'effet de la stratification thermique sur la structure de l'écoulement à l'échelle locale a été effectuée par la technique de Simulation des Grosses Structures LES (Large Eddy Simulation). Une méthode de projection a été utilisée pour résoudre le couplage vitesse-pression. La discrétisation spatiale est réalisée suivant la méthode des volumes finis à maillage décalé. Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié la structure dynamique de l'écoulement perturbé par la présence des deux obstacles. Les deux obstacles ont la même configuration géométrique, la distance entre les deux est égale à la moitié de la hauteur de l'obstacle. Dans la seconde partie, on s'est intéressé à l'étude de l'effet de la stratification thermique sur la dynamique qui se développe en présence des deux obstacles. Les résultats obtenus montrent l'effet de la stratification thermique sur la couche de cisaillement qui se développe au dessus des deux obstacles. On montre également le développement des instabilités de type barocline. Ces instabilités provenant des gradients horizontaux de température sont transportées par l'écoulement moyen sur une couche de mélange entre les couches chaude et froide. On note la propagation des ondes de gravité sur cette couche. La dynamique de l'écoulement stratifié à l'échelle locale est tout à fait similaire à la couche de mélange libre stratifiée.

**Mots clés :** Stratification thermique, obstacles, LES, modèle de sous maille, analyse spectrale.

## NOMENCLATURE

$H$ Hauteur du domaine	$Ri$ Nombre de Richardson
$L$ Longueur du domaine	$t$ Temps
$R$ Rapport de forme ( $L/H$ )	$\theta$ Température
$p$ Pression modifiée	<i>Lettres Grecques</i>
$Pr$ Nombre de Prandtl	$\nu$ Viscosité cinématique
$Re$ Nombre de Reynolds	$\nu_t$ Viscosité turbulente
$Ra$ Nombre de Rayleigh	$Pr_t$ Nombre de Prandtl turbulent

## 1. INTRODUCTION

Il est évident que l'étude de la structure de l'écoulement en présence de deux obstacles peut devenir rapidement complexe, car elle dépend de plusieurs paramètres : dimensions de chacun des obstacles, la distance entre les deux et les conditions de l'écoulement. Dans ce cadre, Fackrell (1984) [1] a constaté que la recirculation entre les bâtiments devient plus cohérente et vigoureuse lorsque la distance entre les bâtiments décroît. Lorsque la distance devient égale à la moitié de la hauteur de l'obstacle il y a alors une forte évacuation latérale. Les travaux de Hanson et al. (1986) [2] ainsi que celles de Schofield et Logan (1990) [3] consistent à l'étude d'un écoulement autour de deux obstacles. Ils ont montré que le nombre des structures tourbillonnaires dépend du rapport de forme et de la distance qui sépare les deux obstacles. Dargent (1996) [4] a constaté que la longueur de recirculation varie fortement en fonction de la distance  $d$  séparant les deux obstacles. Elle a aussi remarqué qu'au-delà d'une valeur critique de  $d$  le tourbillon se divise en deux structures. Oke (1998) [5] a étudié en soufflerie l'écoulement dans une rue bordée de deux immeubles. Il a montré l'existence de trois régimes fonction de la dimension des bâtiments et de la distance qui les séparent. Les études en soufflerie de Kothair et al.[6] ont montré que les structures tourbillonnaires développées dans les cavités des bâtiments sont plus persistantes dans le cas d'un écoulement stable et stratifié que pour un écoulement neutre. Mentionnons dans le même contexte, l'étude de Zhang, Arya et Snyder [7], moyennant un modèle  $\kappa$ - $\epsilon$ , sur l'écoulement stratifié autour d'un obstacle. Ils ont mis en évidence les limitations des effets gravitaires et, par conséquent, l'existence

d'un seuil (transition) à partir duquel les effets gravitaires dominent les effets visqueux. L'écoulement en aval d'obstacles, par le développement de sa couche cisailée, peut s'apparenter à la couche de mélange libre. Sur cette configuration d'écoulement, la dynamique des structures cohérentes en présence de stratification a été largement étudiée. L'étude expérimentale la plus complète est décrite par Koop & Browand [8]. Ces auteurs ont étudié, pour différentes intensités de stratification, les étapes du développement de la couche de mélange stratifiée. Les structures turbulentes ont été visualisées par injection de colorant.

Numériquement, on retiendra les travaux de Staquet [9,10] sur la couche de mélange temporelle. L'auteur montre par simulation numérique directe l'organisation de l'écoulement en de fines couches quasi-horizontales, de vorticité transverse. On se propose, dans ce papier, d'appliquer une approche numérique basée sur la technique de Simulation des Grosses Structures LES en vue de prédire la dynamique de l'écoulement de l'air autour de deux obstacles, en régime turbulent instationnaire et en présence d'un gradient de température. En prendra le cas où les obstacles sont suffisamment proches les uns des autres pour que l'écoulement autour des bâtiments dépende des interactions entre eux.

## 2. FORMULATION MATHÉMATIQUE

L'écoulement turbulent de l'air est simulé en résolvant les équations de Navier Stokes et l'équation de l'énergie. Le fluide est supposé obéir à l'approximation de Boussinesq. Avec le choix des grandeurs de référence suivantes :  $L_{ref} = H$  pour la longueur,  $V_{ref} = U_0$  (vitesse maximale à l'entrée du domaine) pour la vitesse,

$\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_0}$  pour la température ( $T_c$  est la température chaude) et  $t = \frac{H}{U_0}$  pour le temps, les équations

adimensionnelles s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(wu)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{Re} \left( 1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{Re} \left( 1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\nu_t}{\nu} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_t}{\nu} \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial(uw)}{\partial x} + \frac{\partial(ww)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{Re} \left( 1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{Re} \left( 1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\nu_t}{\nu} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\nu_t}{\nu} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{Ra}{Re^2 \cdot Pr} \theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial(u\theta)}{\partial x} + \frac{\partial(w\theta)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{Re \cdot Pr} \left( 1 + \frac{\nu_t Pr}{\nu Pr_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{Re \cdot Pr} \left( 1 + \frac{\nu_t Pr}{\nu Pr_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \end{array} \right.$$

où  $u$  et  $w$  sont les deux composantes de la vitesse,  $p$  est la pression motrice divisée par le carré de la vitesse de

référence.  $Re = \frac{U_0 H}{\nu}$  et  $Ra = \frac{g \beta \Delta \theta H^3}{\nu \kappa}$  sont les nombres de Reynolds et de Rayleigh de l'écoulement et  $\nu_t$  est

la viscosité turbulente calculée par le modèle de sous-maille mixte. Les nombres de Prandtl moléculaire et turbulent sont fixés à  $Pr = 0,71$  et  $Pr_t = 1$ .

## 3. METHODE DE RESOLUTION

Le système d'équations précédent a été résolu par les méthodes de projection introduites par Chorin [11] et Temam [12]. Ces méthodes sont basées sur le principe de prédiction correction permettant de découpler les approximations de la vitesse et de la pression à chaque pas de temps. Pour résoudre le système des équations de Navier Stokes instationnaires sous la forme adimensionnelle, un schéma aux différences finies d'ordre deux est adapté. Ce schéma appelé Euler retardé d'ordre deux Adams Bashforth, consiste à traiter explicitement les termes convectifs (non linéaires) et implicitement les termes diffusifs dans les équations de transport diffusion. Les équations de Navier Stokes instationnaires sont discrétisées par une approche volumes finis. Au cours de ces

calculs les termes non linéaires ont été approchés par un schéma Quick (Quadratic Upstream Interpolation for Convection Kinematics). La partie prédiction est résolue par la méthode des directions alternées implicites (ADI). La partie projection est résolue par une procédure multigrille linéaire.

#### 4. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les équations de Navier Stokes et l'équation d'énergie ont été résolues pour un écoulement turbulent instationnaire et incompressible. Les calculs sont exécutés sur un maillage uniforme de  $66 \times 66$  et un pas de temps  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-3}$ . Le nombre de Reynolds est de  $Re = 10^6$ . La configuration est supposée bidimensionnelle, c'est à dire que l'on néglige les effets de la direction transverse (supposée infinie).

##### 4.1. Etude de la dynamique de l'écoulement autour de deux obstacles

L'objectif de cette partie est d'étudier la structure dynamique de l'écoulement à l'échelle locale et en particulier le cas où les obstacles sont suffisamment proches les uns des autres pour que l'écoulement autour des bâtiments dépende des interactions entre eux. La configuration géométrique étudiée comporte deux obstacles en tandem, formant une rue. Elle est représentée sur la figure 1 avec les conditions aux limites.

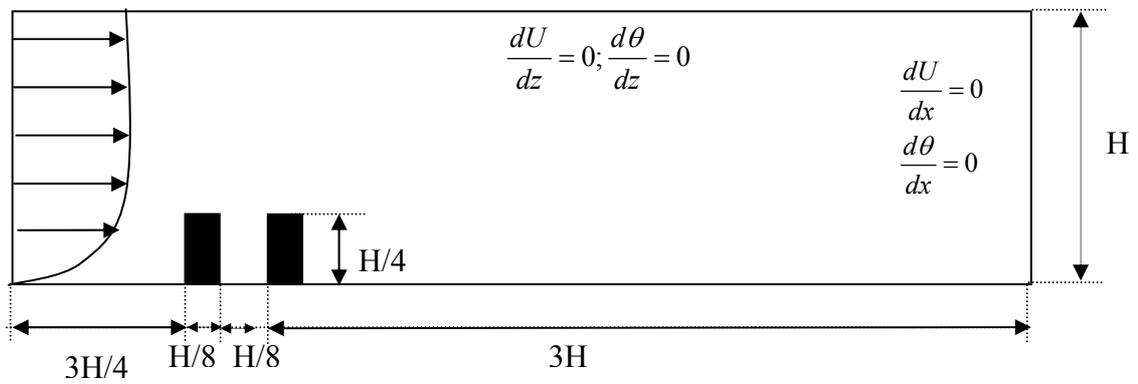


Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

La simulation de l'écoulement sur un intervalle de temps suffisamment grand ( $t = 600H/U_0$ ) permet de s'assurer que le régime asymptotique est atteint. La figure 2, représente le champ de vorticité. A l'endroit où l'écoulement arrive sur le premier obstacle, il se forme un décollement de la couche cisailée qui provoque l'apparition d'un grand tourbillon au-dessus des deux obstacles et le nourrit jusqu'à ce qu'il devienne assez fort pour s'enrouler et tirer la couche cisailée opposée dans le sillage en aval du deuxième obstacle. Celui-ci se décroche et il est entraîné vers l'aval. Ce phénomène a été observé dans le cas d'un obstacle [13]. La structure du sillage en aval du deuxième obstacle révèle l'existence d'une allée tourbillonnaire composée de structures contractives, et vérifie les résultats expérimentaux et numériques déjà existants. Ce scénario est en bon accord avec les résultats antérieurs. La présence de la couche de cisaillement au-dessus des deux obstacles a un effet significatif sur la turbulence. En effet, la turbulence est « bloquée » au passage de cette couche de cisaillement. Le cisaillement empêche les structures turbulentes de passer entre les deux obstacles et implique donc une faible corrélation entre l'écoulement à l'intérieur des deux obstacles et celui à l'extérieur.

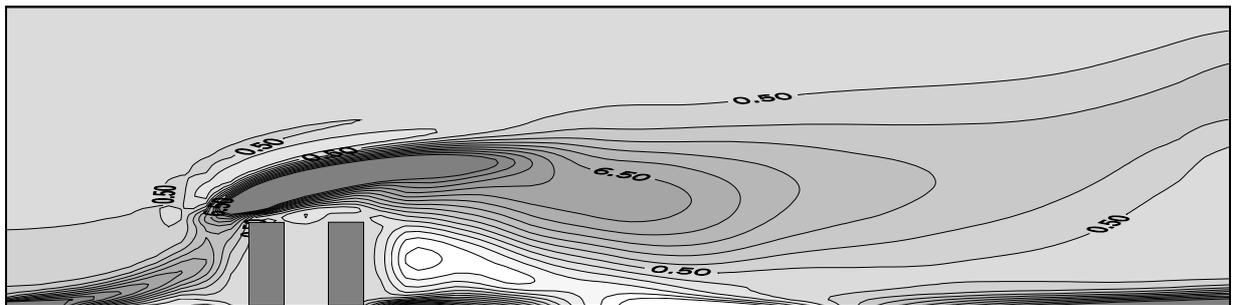


Figure 2 : Les isovaleurs du champ de vorticité pour  $Re = 10^6$  et  $R = 4$

Les isovaleurs du champ de pression sont représentées sur la figure 3. On constate qu'à l'amont et à l'aval de l'écoulement, loin des deux obstacles, les isobares sont rectilignes et normales à la direction de l'écoulement indiquant un gradient de pression transversal nul. On constate aussi que le gradient de pression longitudinal devient constant vers la sortie du domaine. A proximité des deux obstacles, on observe, successivement, dans la direction de l'écoulement, une zone à forts gradients transversaux, une zone de resserrement des isobares à forts gradients longitudinaux et de nouveau une zone perturbée à forts gradients transversaux.

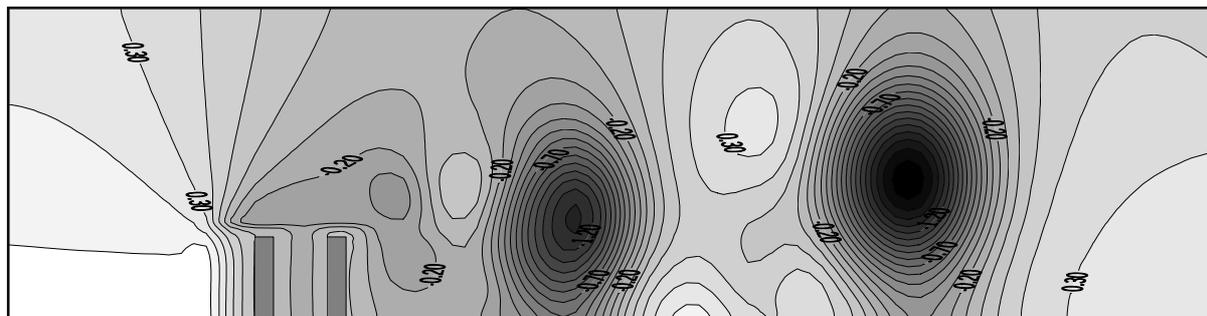


Figure 3 : Les isovaleurs du champ de pression pour  $Re = 10^6$  et  $R = 4$

#### 4.2. Etude de l'effet d'une stratification thermique sur la structure de l'écoulement autour de deux obstacles

Les résultats présentés dans cette partie sont relatifs à des configurations stratifiées. Le nombre de Reynolds est de  $10^6$ . Le nombre de Richardson ( $Ri_{global} = -\frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{g H}{U_0^2}$ ) est fixé à 0, 1 et 5. Le rapport de forme est égal à 4.

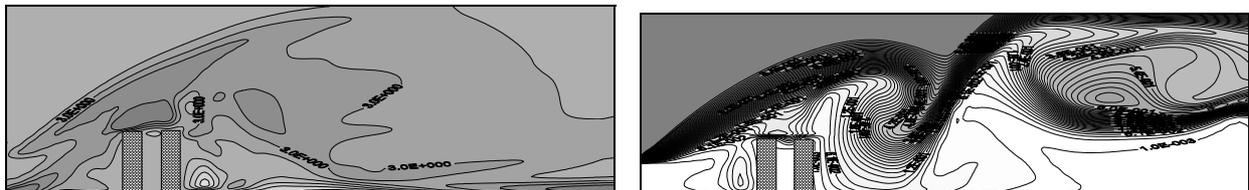
La stratification thermique est obtenue en imposant un profil de vitesse et un profil de température discontinu à l'entrée du domaine. On impose  $\theta = 1$  sur la partie supérieure de l'entrée (85 %) et  $\theta = 0$  sur la partie inférieure (15 %). Le choix des 85 % de fluide chaud permet de décaler verticalement l'interface de densité du centre de la couche cisailée. La même procédure est utilisée expérimentalement par Koop & Browand [8], pour l'étude de la couche de mélange stratifiée. Pour la configuration non stratifiée ( $Ri = 0$ , figure 4), nous constatons que l'écoulement est assez désorganisé. La zone aval du deuxième obstacle montre la présence d'instabilités thermiques de type Kelvin-Helmholtz et des phénomènes d'appariements induits par la recirculation (ce mécanisme différencie la couche de mélange formée de celle d'une couche de mélange plane). Les analyses menées à partir des résultats expérimentaux antérieurs montrent que ces instabilités sont reliées entre elles par des couches cisailées au sein desquelles la majeure partie de l'énergie cinétique turbulente est créée. Pour  $Ri = 1$  (figure 5), on observe la déstabilisation de la couche d'interférence ainsi que de la couche cisailée. Ce phénomène explique la présence d'une dynamique identique au cas isotherme caractérisée par le développement d'une instabilité de Kelvin Helmholtz. En observant la figure 6, relative au nombre de Richardson  $Ri = 5$ , on constate que l'écoulement est organisé. L'évolution des champs instantanés de température et de vorticité montre la présence d'une zone de mélange bornée par des zones de fluide chaud en haut et de fluide froid en bas, ce qui maintient la stratification. On note aussi l'inhibition du processus d'appariements et la perte d'intensité des instabilités dans la couche d'interférence. Les instabilités provenant des gradients horizontaux de température (type barocline) sont transportées par l'écoulement moyen sur cette couche de mélange. On observe la propagation des ondes de gravité. Cette deuxième génération d'instabilités assure un brassage supplémentaire (mélange turbulent à petite échelle) du champ de température. Ces instabilités ont été mises en évidence par Staquet [9,10], à partir d'une simulation numérique sur la couche de mélange temporelle. Plus récemment, on a également mis en évidence ce type de tourbillons à partir des simulations numériques de l'écoulement autour d'un obstacle [13]. Pour  $Ri = 8$ , la Figure 7 montre que les structures transportées sont plus aplaties et de faible taille que dans le cas précédent ( $Ri = 5$ ). L'écoulement établi à  $t = 200 H/U_0$  (Figure 8), présente une interface de densité stable. Toutes les instabilités (ondulation, Kelvin-Helmholtz) sont inhibées par la stratification stable. L'écoulement se laminarise et perd totalement la propriété de mélange due à la turbulence. On montre l'organisation de l'écoulement en de fines couches horizontales. Ces résultats sont en bon accord avec les travaux antérieurs.

## 5. CONCLUSION

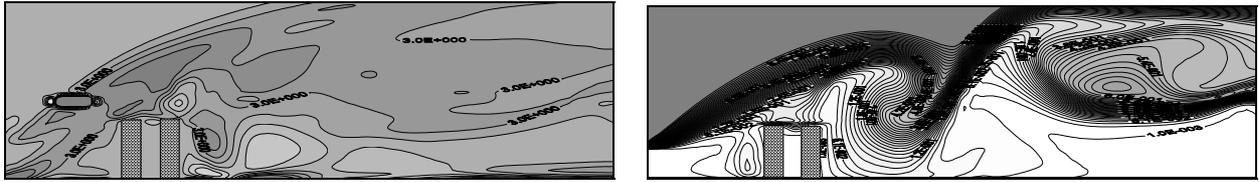
Les résultats trouvés dans la première partie, relatifs à la dynamique de l'écoulement en présence de deux obstacles, nous ont permis de définir l'allure de l'écoulement : couche de cisaillement et de recirculation. En présence d'un gradient de température, l'écoulement est toujours instable. L'écoulement devient de plus en plus organisé lorsqu'on augmente l'intensité de la stratification thermique. On note aussi le blocage de la couche cisaillée par inhibition du processus d'appariements et la perte d'intensité des instabilités. La stratification stable, imposée à l'entrée du domaine, permet le développement d'un écoulement tout à fait similaire à la couche de mélange libre stratifiée, observée par Koop et Browand [8]. Les mécanismes d'instabilités des couches de vorticité barocline ont été mis en évidence par Staquet par simulation numérique directe sur la couche de mélange temporelle stratifiée [9,10].

## RÉFÉRENCES

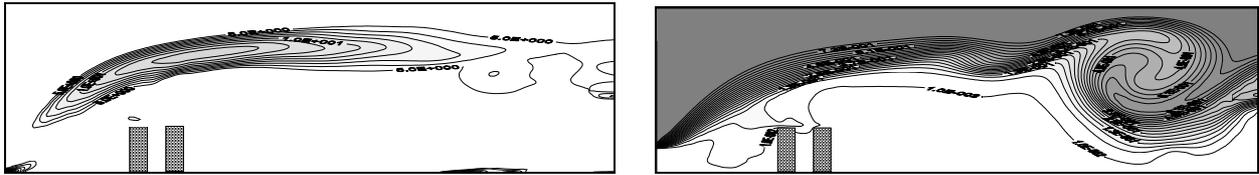
- [1] Fackrell, J.E., "Parameters characterising dispersion in the near wake of buildings", J. of Wind Eng. and Indust. Aerod., 16(1984)97-118.
- [2] Hanson, T. et al., "A three-dimensional simulation of wind flow around building", Int .J. For Num. Met. in Fluid, 6(1986 )113-127.
- [3] Scofield, W.H. et Logen, E., " Turbulent shear over surface mounted obstacle", J. of fluids engineering, 112(1990)386-392.
- [4] Dargent, C., Grazzini F., George J., Dartus D., "An experimental study of several parameters influencing the phenomom of vortex shedding behind a square cylinder" In Proceedings of the international conference, Air pollution. pp.297-304(1996).
- [5] Oke, T.R., "Street design and urban canopy layer climate", Energy and Buildings, 11(1988)103-113.
- [6] Kothari, K.M., Peterka, J.A. & Meroney,R.N., "Pertubation analysis and measurements of building wakes in a stably stratified turbulent boundary layer", J. Wind Engr. Indus. Aerody.,25 (1986)49-74.
- [7] Zhang, Y. Q., Arya, S. P. & Snyder, W . H., "A comparison of numerical and physical modeling of stable atmospheric flow and dispersion around a cubical building", Atmospheric Environment, 30(1995)1327-1345.
- [8] Koop, C. G. & Browand, F.K., "Instability and turbulence in a stratified fluid with shear", J. Fluid Mech., 93(1979)135-159.
- [9] Staquet, C. et Riley, J., "A Numerical study of a stably-stratified mixing layer in turbulence shear flows", Springer-verlag (1989).
- [10] Staquet, C., " Influence of a shear on a stably stratified flow, Turbulence and coherent structures", METAIS, O., and LESIEUR, M. eds, Kluwer Publishers (1991).
- [11] Chorin, A., "Numerical simulation of the Navier Stokes equations", J. Math. Comput. 22 (1968)745-762.
- [12] Temam, R., "Une méthode d'approximation de la solution des équations de Navier Stokes", Bull. Soc. Math. France, 98(1968)115-152.
- [13] Bouterra, M., Elcafsi, A., Laatar, A.H., Belghith, A., LeQu r , P., "Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle " Int. J. of thermal sciences, 41(2002)281-293.



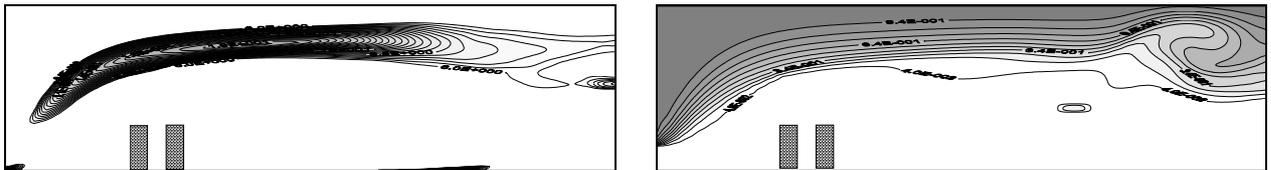
*Figure 4 : Les isovaleurs du champ de vorticité (  gauche) et de température (  droite) pour  $Ri = 0$ ,  $R = 4$  et  $t = 10$*



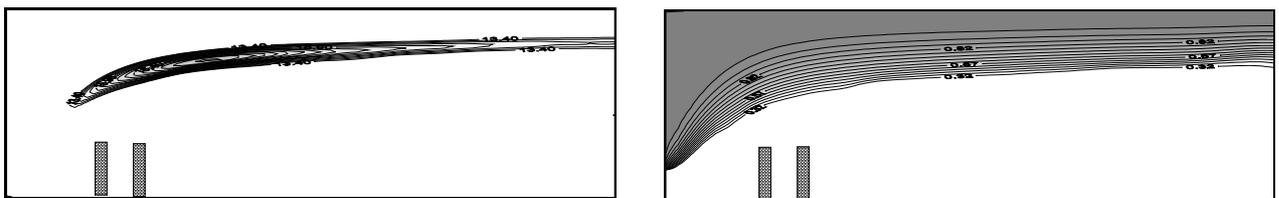
*Figure 5 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour  $Ri = 1$ ,  $R = 4$  et  $t = 10$*



*Figure 6 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour  $Ri = 5$ ,  $R = 4$  et  $t = 10$*



*Figure 7 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour  $Ri = 8$ ,  $R = 4$  et  $t = 10$*



*Figure 8 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour  $Ri = 8$ ,  $R = 4$  et  $t = 200$*