

SIMULATION NUMERIQUE BIDIMENSIONNELLE DE L'ÉCOULEMENT STRATIFIÉ DANS UNE RUE

Khouloud Hallek¹, Mourad BOUTERRA¹, Afif ELCAFSI¹, Ali BELGHITH¹, Patrick LE QUERE²

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

1. Email :khouloud_h@yahoo.fr

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

RESUME

Dans ce travail, on détermine la structure dynamique de l'écoulement turbulent entre une marche descendante et un obstacle pour deux configurations géométriques distinctes en faisant varier la distance entre les deux. On montre que la présence d'un obstacle cause la formation d'une grosse structure tourbillonnaire entre la marche et l'obstacle pour la première configuration. Pour la deuxième configuration, on assiste à la formation d'une couche d'interférence. On étudie également, l'effet d'une stratification thermique croissante sur la structure dynamique de l'écoulement pour les deux configurations. Les résultats obtenus montrent la formation d'une couche de thermocline avec propagation des ondes de gravité. Cette couche est indépendante de la distance entre la marche et l'obstacle. Les ondes de gravité assurent une homogénéisation du champ de température et contribuent à la propriété de mélange turbulent à petite échelle.

Mots clés : Simulation des Grandes Echelles, Marche descendante, obstacle, Stratification thermique.

NOMENCLATURE

H	Hauteur du domaine	Ri	Nombre de Richardson
L	Longueur du domaine	t	Temps
R	Rapport de forme du domaine (L/H)	θ	Température
r	Facteur de forme (L_1/h)		
π	Pression modifiée		<i>Lettres Grecques</i>
Pr	Nombre de Prandtl	ν	Viscosité cinématique
Re	Nombre de Reynolds	ν_{SM}	Viscosité turbulente
Ra	Nombre de Rayleigh	Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent

1. INTRODUCTION

Après avoir étudié l'effet de la stratification thermique sur la structure de l'écoulement autour d'un obstacle [1], il nous paraît intéressant d'étudier le cas de l'écoulement entre une marche descendante et un obstacle. Il est évident que ce problème peut devenir rapidement complexe, car il dépend de plusieurs paramètres : dimensions de la marche et de l'obstacle, la distance entre les deux et les conditions de l'écoulement. A titre d'exemple, lorsqu'on parle de la distance séparant la marche de l'obstacle, on parle généralement d'effet de groupe, c'est à dire l'effet de la couche de mélange qui se forme entre les deux. Les différentes échelles de temps : celle de la turbulence du profil incident, celle de la turbulence générée par la marche descendante et l'obstacle et celle du gradient de température imposé, interagissent pour déterminer la structure de l'écoulement. L'étude de la présence des instabilités et leurs développements à l'échelle locale est un sujet de recherche d'actualité. Outre cet intérêt purement scientifique, la présence de structures tourbillonnaires (qui peuvent avoir des effets bénéfiques ou néfastes suivant les cas) donne une nouvelle perspective dans la description des écoulements turbulents.

La simulation numérique de l'écoulement en aval d'une marche descendante est un cas test fréquemment rencontré lors de la validation des codes de calcul, et ce pour deux raisons principales : d'une part la complexité de l'écoulement en raison de la présence de forts cisaillements et d'une recirculation, et d'autre part, pour la disponibilité de nombreux résultats expérimentaux Kim, 1978 [2] ; Moss & Baker, 1980 [3]; Dumoulin, 1986 [4]; Driver & Seegmiller, 1995 [5] et numériques. L'analyse instationnaire de l'écoulement en aval d'une marche a été étudiée par Benoît, 1994 [6]. A l'aide de la simulation des grandes échelles avec le modèle fonction de structure, il a étudié la dynamique instationnaire des structures cohérentes soumises (ou non)

aux effets de stratification. L'auteur observe une laminarisation de l'écoulement au fur et à mesure que l'intensité de stratification augmente et que la recirculation est inhibée par la stratification stable. Il remarque aussi que les structures cohérentes sont transportées par l'écoulement moyen sur une thermocline entre les deux couches chaude et froide et font apparaître des ondes de gravité. Les écoulements autour d'un obstacle ont fait l'objet de nombreuses études numériques et expérimentales. Les études en soufflerie de Kothair et al. [7] ont montré que les structures tourbillonnaires développées dans les cavités des bâtiments, pour un écoulement neutre, disparaissent plus rapidement que dans le cas d'un écoulement stable et stratifié. Zhang, Arya et Snyder [8], moyennant un modèle κ - ϵ , ont étudié 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. Plus récemment, Bouterra et al. [1] ont également mis en évidence l'effet de la stratification thermique sur la structure de l'écoulement autour d'un obstacle et en présence de deux obstacles en arrangement tandem [9]. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les travaux antérieurs. L'étude de l'influence de la présence d'un obstacle sur la structure de l'écoulement, qui se développe en aval d'une marche descendante est un sujet de recherche fondamentale.

Afin d'améliorer la connaissance des processus dynamiques et thermiques de l'écoulement turbulent à l'échelle locale, on se propose dans ce papier d'appliquer une approche numérique basée sur la technique de Simulation des Grosses Structures L.E.S. en vue de prédire la dynamique de l'écoulement de l'air entre une marche descendante et un obstacle en régime turbulent instationnaire et en présence d'un gradient de température. L'objectif est d'étudier l'impact d'une stratification thermique croissante sur le développement des structures turbulentes pour deux configurations géométriques en faisant varier le facteur de forme r .

2. CONFIGURATION GEOMETRIQUE ET CONDITIONS AUX LIMITES

La configuration géométrique étudiée comporte une marche descendante, suivie d'un obstacle formant une rue. Elle est représentée sur la *figure 1* avec les conditions aux limites. La nature de l'écoulement entre la marche et l'obstacle dépend principalement du facteur de forme $r = L_1 / h$ (h est la hauteur de la marche, L_1 est la distance entre la marche et l'obstacle). Dans notre étude, on s'intéresse à faire varier le facteur de forme (r), en prenant comme valeur $r = 1$ et $r = 4$.

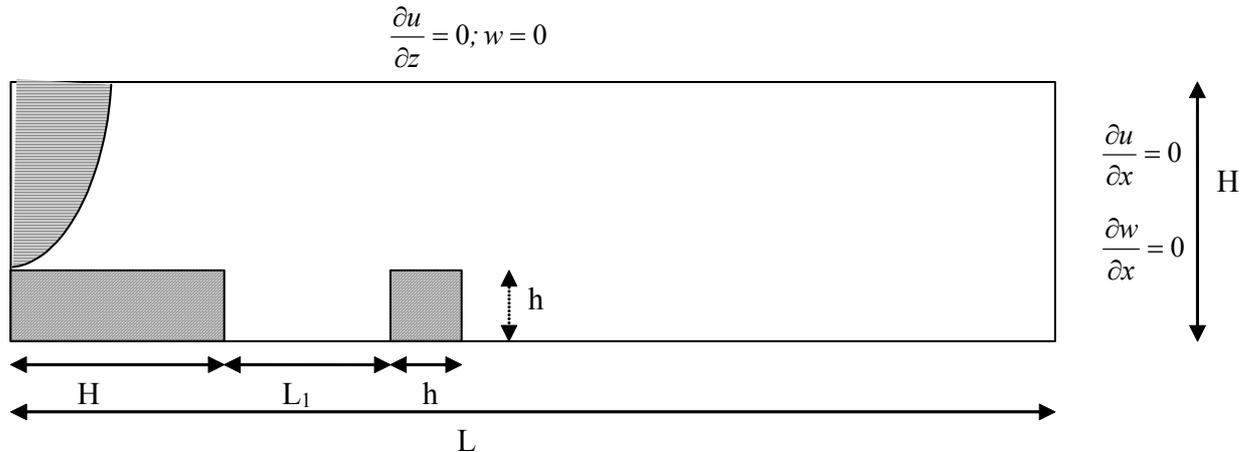


Figure 1 : Domaine d'étude et conditions aux limites

3. MODELISATION MATHÉMATIQUE

L'écoulement turbulent entre une marche et un obstacle est simulé en résolvant les équations de Navier Stokes et l'équation de l'énergie. L'idée de base de la simulation des Grosses Structures est l'application d'un filtre de sorte que les variables fluides soient décomposées en une valeur filtrée relative aux échelles résolues et une valeur fluctuante relative aux échelles de sous-maille. En conséquence du filtrage, les équations deviennent :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \pi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial (\tau_{ij})}{\partial x_j} + Ri \bar{\theta} \delta_{ij} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_j \bar{\theta})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re Pr} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial Q_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

où $Re = \frac{V_{max} \cdot H}{\nu}$, $Ra = \frac{g \beta \Delta \theta H^3}{\nu \kappa}$ et $Ri = \frac{Ra}{Re^2 \cdot Pr}$ sont les nombres de Reynolds, de Rayleigh et de

Richardson de l'écoulement. Le nombre de Prandtl est définie par $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$, ν et κ sont respectivement la viscosité cinématique et le coefficient de la diffusivité thermique.

Par analogie à la théorie cinétique des gaz, où l'agitation moléculaire extrait de l'énergie à l'écoulement moyen par le biais de la viscosité moléculaire, la modélisation du tenseur de sous-maille se fera avec la même formulation mathématique que celle de la diffusion moléculaire où la viscosité est remplacée par une viscosité de sous-maille ν_{SM} :

$$-\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial \left[\nu_{SM} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]}{\partial x_j}$$

Le flux de sous-maille Q_j qui apparaît dans l'équation (3) est modélisé en utilisant la composante de grosse structure du scalaire θ . Soit $-\frac{\partial Q_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right)$ où κ_t est la diffusivité de sous-maille qui est

équivalente à la viscosité de sous-maille. De ce fait, on donne à κ_t une expression analogue à celle de la

viscosité de sous-maille : $\kappa_t = \frac{\nu_{SM}}{Pr_t}$. Pour calculer ν_{SM} , nous avons choisi d'utiliser un modèle d'échelles

mixtes proposé par Ta Phuoc, 1994 [10] et Sagaut, 1995 [11], basé sur la viscosité de sous-maille. Ce modèle obtenu par analyse dimensionnelle est fonction du maillage et des grosses et petites structures du champ résolu. A l'aide d'une simple analyse dimensionnelle, on obtient une famille de modèles à un paramètre, décrite dans l'espace physique par :

$$\nu_{SM} = c_M \Delta^{1+\alpha} q^{\frac{1-\alpha}{2}} |S|^\alpha$$

où Δ est la largeur du filtre définie par la quantité $\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta z}$; $|S| = \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$ le module du tenseur des

contraintes. $q = \frac{1}{2} \sum_k \bar{u}_k' \bar{u}_k'$ représente l'énergie cinétique des échelles de sous-maille et c_m la constante du modèle est prise égale à $c_m = 0,04$. Dans la simulation présentée dans ce travail, nous avons utilisé la valeur

$\alpha = \frac{1}{2}$. Pour finir la modélisation, il est nécessaire d'isoler les plus petites échelles résolues. Ces échelles sont

déterminées en effectuant un deuxième filtrage spatial. La fluctuation \bar{u}' est calculée à l'aide d'un second filtrage : $\bar{u}' = \bar{u} - \hat{u}$. L'énergie cinétique des échelles résolues les plus petites s'écrit alors : $q = \frac{1}{2} \sum_k (\bar{u}_k - \hat{u}_k)(\bar{u}_k - \hat{u}_k)$.

4. METHODE DE RESOLUTION

Le schéma temporel adopté pour résoudre le système d'équations précédent, est de type différences finies d'ordre 2. Ce schéma est appelé Euler d'ordre 2, Adams-Bashford, consiste à traiter explicitement les termes non-linéaires (termes convectifs) et implicitement les termes diffusifs. Les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont discrétisées suivant la méthode de volumes finis à maillage décalé. Chaque inconnue est définie sur une grille qui lui est propre. Les termes non linéaires ont été approchés par un schéma Quick (Quadratic Upstream Interpolation for Convection Kinematics). Le traitement des équations de mouvement associées à la condition d'incompressibilité est effectué par la méthode de projection. La méthode aux directions alternées (ADI) est utilisée pour résoudre la partie prédiction. La partie projection est résolue par une procédure multigrille linéaire.

5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

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

5.1. Etude dynamique de la structure de l'écoulement

5.1.1. Première configuration : $r = 1$

La simulation de l'écoulement sur un intervalle suffisamment grand, permet de s'assurer que le régime asymptotique est atteint. Les isovaleurs du champs de vorticité sont représentées sur la figure 2. Entre la marche et l'obstacle, on constate la formation d'une seule structure tourbillonnaire et la structure de l'écoulement est similaire à celle d'une cavité carrée. En aval de l'obstacle, on constate la présence de plusieurs structures tourbillonnaires, où on assiste à un phénomène de détachement tourbillonnaire vers la sortie du domaine. On montre également la présence d'une dynamique similaire à celle retrouvé dans le cas d'un obstacle [1].

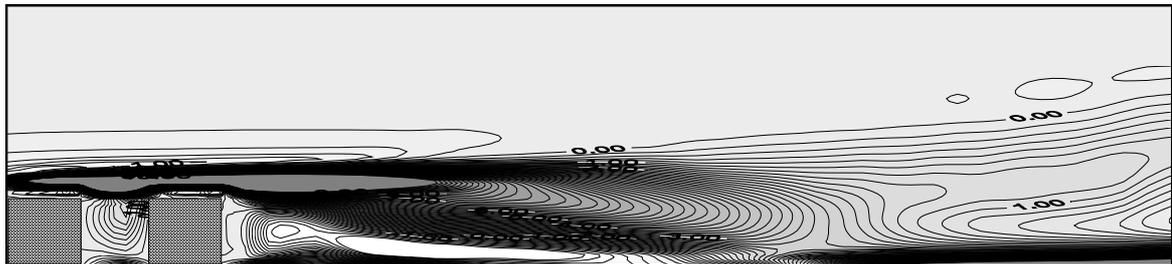


Figure 2 : Les isovaleurs du champ de vorticité pour $r = 1$

5.1.2. Deuxième configuration : $r = 4$

Après avoir atteint l'état asymptotique, les isovaleurs du champs de vorticité sont représentées sur la figure 3. Derrière la marche, on assiste à la formation de plusieurs structures tourbillonnaires de différentes tailles. On parle généralement d'effet de groupe, c'est à dire l'effet de la couche de mélange qui se forme entre la marche et l'obstacle. On montre la présence de plusieurs structures qui se mettent en interaction. La structure dynamique de l'écoulement dans la zone d'interférence est tout à fait similaire à celle observée dans le cas de l'interaction couche limite-cavité large. Il faut tout de même remarquer la forte activité tourbillonnaire au-dessus de l'obstacle. Ces activités sont dues à la présence de petites structures turbulentes dans cette région qui gouvernent le transfert vertical.

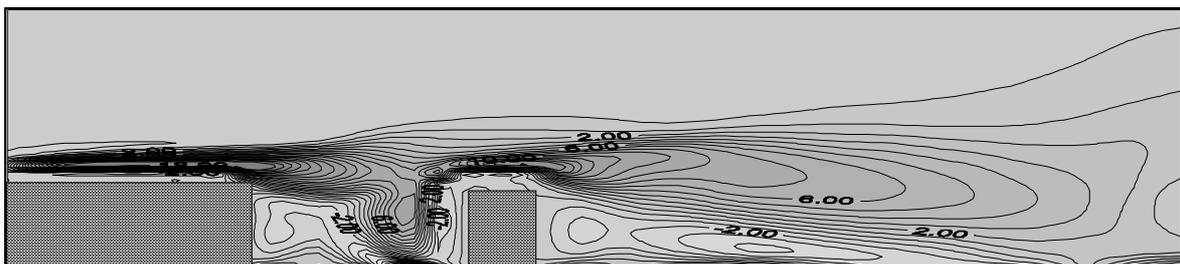


Figure 3 : Les isovaleurs du champ de vorticité pour $r = 4$

5.2. Etude de l'effet de la stratification thermique sur la structure de l'écoulement

Les résultats présentés dans cette partie sont relatifs à des configurations stratifiées. Le nombre de Reynolds est de 10^6 . Le nombre de Richardson basé sur la hauteur du domaine et la vitesse maximale à l'entrée, est fixé à 0, 1, 5 et 8. Le rapport de forme du domaine 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 [12], pour l'étude de la couche de mélange stratifiée.

5.2.1. Première configuration : $r = 1$

Pour la configuration non stratifiée ($Ri = 0$, *figure 4*), nous constatons que l'écoulement est assez désorganisé. La zone entre la marche et l'obstacle montre la présence d'une instabilité thermique. La structure de l'écoulement en aval de l'obstacle montre la présence des instabilités de Kelvin-Helmholtz ainsi que les phénomènes d'appariements induits par la recirculation. Pour $Ri = 1$ (*figure 5*), on observe la déstabilisation de la couche cisailée provoquée par une recirculation intense, qui réinjecte des fluctuations de vitesse basses fréquences. On assiste à la présence d'une dynamique identique au cas isotherme. En observant la *figure 6* relative au nombre de Richardson $Ri = 5$, on note que l'écoulement est organisé. L'évolution du champ instantané de température 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 remarque également l'inhibition du processus d'appariement et la perte d'intensité des instabilités. Les instabilités secondaires provenant des gradients horizontaux de température sont transportées par l'écoulement moyen sur cette couche de mélange. On observe la propagation des ondes de gravité. L'écoulement pour $Ri = 8$ (*figure 7*), montre qu'il y a aplatissement des instabilités secondaires au fur et à mesure qu'ils sont transportés vers la sortie du domaine. L'écoulement perd totalement la notion de mélange turbulent à petite échelle.

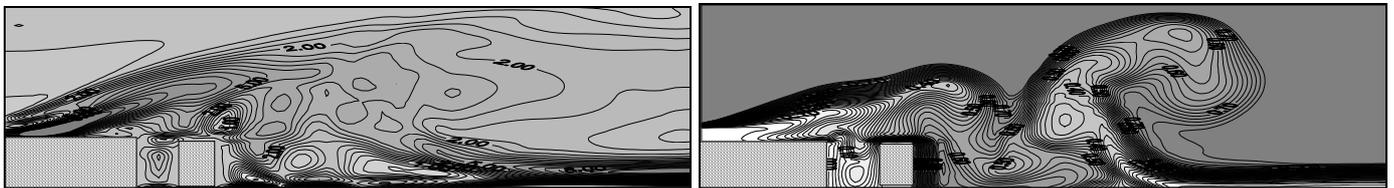


Figure 4 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 0$, $r = 1$ et $t = 10$

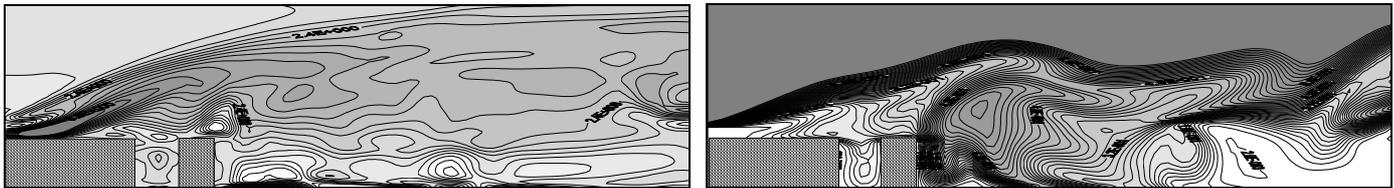


Figure 5 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 1$, $r = 1$ et $t = 10$

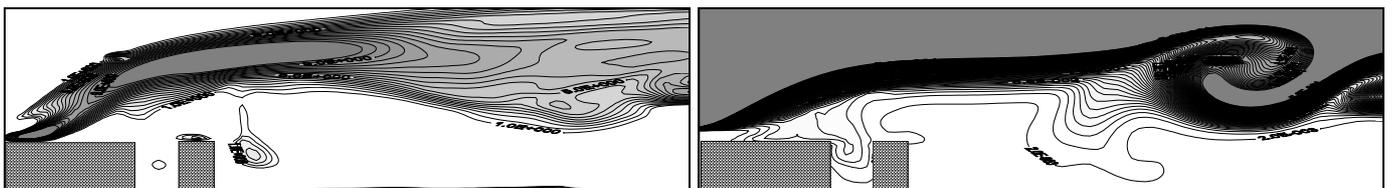


Figure 6 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 5$, $r = 1$ et $t = 10$

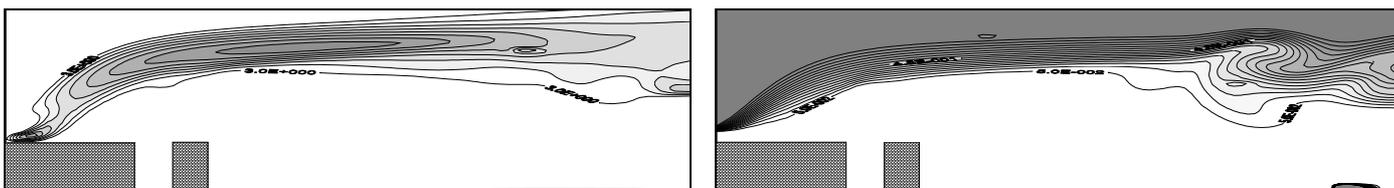


Figure 7 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 8$, $r = 1$ et $t = 10$

5.2.2. Deuxième configuration : $r = 4$

Pour la configuration non stratifiée ($Ri = 0$, *figure 8*), nous constatons que l'écoulement est assez désorganisé. La couche d'interférence montre la présence d'instabilités thermiques et des appariements. En aval de l'obstacle, on montre la présence d'une structure similaire à celle observée pour la première configuration. La même constatation peut se faire pour $Ri = 1$ (*figure 9*). En observant la *figure 10* relative au nombre de Richardson $Ri = 5$, on note que l'écoulement est organisé. On montre l'effet stabilisant de la stratification thermique sur la couche d'interférence observée entre la marche et l'obstacle. Nous remarquons aussi que quelque soit la valeur du facteur de forme $r = 1$ ou $r = 4$, le champ instantané de température montre la présence d'une zone de mélange, bornée par des zones de fluide chaud en haut et de fluide froid en bas. On observe la propagation des ondes de gravité dans cette zone. L'écoulement établi pour $Ri = 8$ (*figure 11*), montre l'effet inhibant de la stratification thermique sur les instabilités. On assiste à une laminarisation de l'écoulement et une perte totale de la propriété de mélange due à la turbulence.

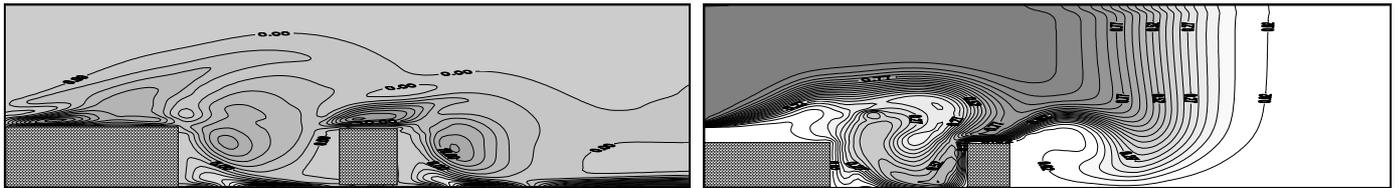


Figure 8 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 0$, $r = 4$ et $t = 10$

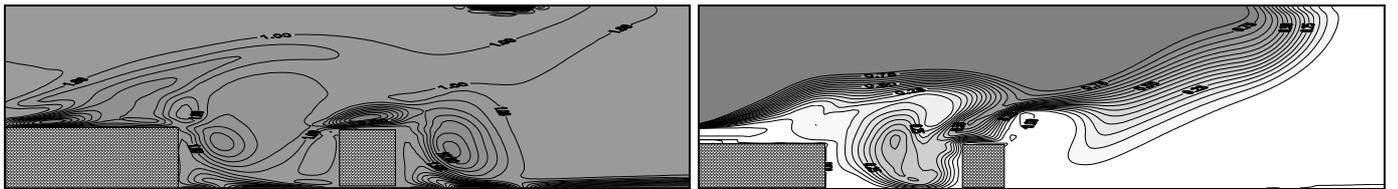


Figure 9 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 1$, $r = 4$ et $t = 10$

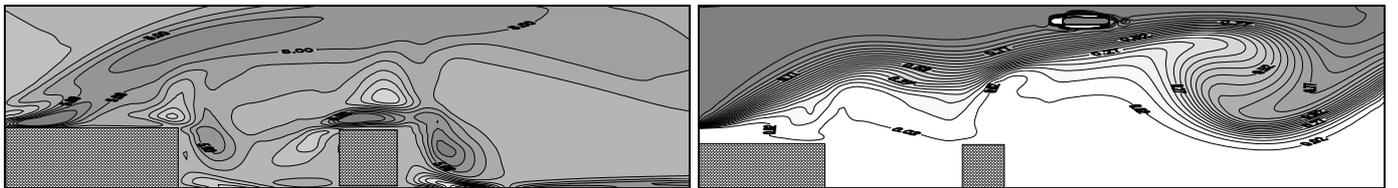


Figure 10 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 5$, $r = 4$ et $t = 10$

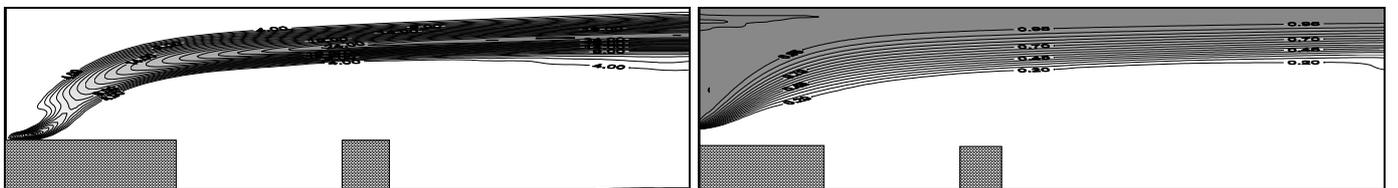


Figure 11 : Les isovaleurs du champ de vorticité (à gauche) et de température (à droite) pour $Ri = 8$, $r = 4$ et $t = 10$

6. CONCLUSION

L'étude dynamique de la structure de l'écoulement entre une marche descendante et un obstacle a permis de préciser ses principales caractéristiques pour les deux configurations : une structure tourbillonnaire pour $r = 1$ et une couche d'interférence pour $r = 4$. On montre que quelque soit la valeur du facteur de forme on observe une similarité de la structure de l'écoulement, en aval de l'obstacle.

En présence d'un gradient de température, l'écoulement est toujours instable pour les deux valeurs de facteur de forme. L'écoulement devient de plus en plus organisé lorsqu'on augmente l'intensité de la stratification thermique. Les résultats obtenus montrent la formation d'une couche de thermocline avec propagation des ondes de gravité sur cette couche. Cette étude nous a permis de constater la présence de la couche de thermocline pour les deux configurations. Nous avons montré que ce facteur n'a pas d'effet sur la hauteur de cette couche. Comme perspective de ce travail, nous effectuerons des simulations en faisant varier la géométrie de l'obstacle.

REFERENCES

- [1] Bouterra M., Elcafsi A., Laatar A.H., Belghith A., LeQuéré P., " Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle", *Int. J. of thermal sciences.* 41 (2002), pp. 281-293.
- [2] Kim J.J., "Investigation of separation and reattachment of a turbulent shear layer : flow over a backward facing step", Ph.D. Stanford University (1978).
- [3] Moss W.D. & Baker S., "Re-circulation flows associated with two-dimensional steps. *Aeronautical Quarterly*", (1980), pp. 151-172.
- [4] Dumoulin J. et al., "Caractérisation de l'écoulement sur une marche descendante", : cas test n°1. Rapport final n°1/2568.00/CERT/DERMES., ONERA 1996.
- [5] Driver D.M. & Seegmiller H.L.M., "Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow", *AIAA J*, 30 (12) (1985),pp. 2968-2970.
- [6] Benoît, F., *Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents stratifiés en densité. Thèse de Doctorat. Institut de Mécanique de Grenoble(1994).*
- [7] Kothari K.M. Peterka J.A. Meroney R.N., "Perturbation analysis and measurements of building wakes in a stably stratified turbulent boundary layer", *J. Wind Engr. Indus. Aerody.* 25 (1986),pp. 49-74.
- [8] 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(8) (1995) 1327-1345.
- [9] Bouterra M. Elcafsi A. Laatar A.H. Belghith A. LeQuéré P., " Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié autour de deux obstacles en arrangement tandem", SFT 02, Elsevier , Paris, France.(2002), pp. 29-34.
- [10] Ta Phuoc L., "Modèles de sous maille appliqués aux écoulements instationnaires décollées", DGA/DRET, Journée thématique DRET: Aérodynamique instationnaire turbulent, aspects numériques et expérimentaux, France(1994).
- [11] Sagaut P. "Simulation numérique d'écoulements décollées avec modèles de sous maille", Ph.D Thesis, Université de Paris VI, France (1995).
- [12] Koop C.G. Browand F.K., "Instability and turbulence in a stratified fluid with shear", *J. Fluid Mech.* 93 (1979),pp.135-159.