HAL
open science

Etude de l'effet d'une perturbation périodique sur la structure d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle

Mourad Bouterra, Afif El Cafsi, Ali Belghith, Patrick Le Quere

To cite this version:

Mourad Bouterra, Afif El Cafsi, Ali Belghith, Patrick Le Quere. Etude de l'effet d'une perturbation périodique sur la structure d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle. JITH 2007, Aug 2007, Albi, France. 5p. hal-00158571

HAL Id: hal-00158571

https://hal.science/hal-00158571v1

Submitted on 29 Aug 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ETUDE DE L'EFFET D'UNE PERTURBATION PERIODIQUE SUR LA STRUCTURE D'UN ECOULEMENT TURBULENT STRATIFIE AUTOUR D'UN OBSTACLE

Mourad BOUTERRA[1], Afif EL CAFSI[1], Ali BELGHITH[1], Patrick LE QUERE[2]

[1]*Faculté des Sciences de Tunis-Campus Universitaire 1060 Tunis TUNISIE*
[2]*LIMSI-CNRS Bat. 508 - B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex FRANCE*
mourad.bouterra@fst.rnu.tn

Résumé

Dans ce travail, on détermine en premier lieu, la structure de l'écoulement autour d'un obstacle en présence d'une stratification thermique. Les résultats obtenus montrent l'effet de la stratification thermique sur la couche de cisaillement. On montre également le développement des instabilités secondaires de type barocline. Dans la deuxième partie, on étudie, l'effet d'une perturbation périodique sur les instabilités secondaires et ses différents paramètres. Les résultats montrent, également, le développement d'une importante activité tourbillonnaire par rapport au cas non perturbé.

Mots clés *:* Simulation des Grandes Echelles, obstacle, stratification, Perturbation.

1. INTRODUCTION

En milieu environnemental et en particulier urbain, apparaissent des écoulements plus ou moins complexes. Autour d'un obstacle, l'écoulement est caractérisé par la présence d'instabilités de Kelvin Helmholtz, leur dynamique est importante tant pour la recherche fondamentale que pour des applications industrielles. Parfois, on cherche à accélérer la création des ces instabilités, ou au contraire, à les supprimer. Il est clair que ces instabilités peuvent coexister avec la turbulence pleinement développée à petite échelle, et jouer ainsi un rôle très important dans les processus de transport de quantité de mouvement, de masse et de chaleur. L'intérêt de la détection de ces instabilités est évident dans le sens où elles influent sur les propriétés physiques de l'écoulement telles que le mélange, le bruit, les transferts thermique et massique. De plus la connaissance et la compréhension de leur dynamique, de leur morphologie et de la manière dont elles inter-agissent avec l'environnement est un point essentiel pour leur contrôle. En présence d'une stratification thermique, l'écoulement turbulent autour d'un obstacle développe des instabilités secondaires (tourbillon secondaire) [1]. Le phénomène de production de cette organisation qui domine tous les autres phénomènes de la turbulence est entretenu par le profil discontinu de la température. Ces structures représentatives de l'organisation principale de la couche de mélange, sont convectées à une vitesse quasi – constante. Les différentes études menées sur ce type d'écoulement ont conduit à mettre en évidence les différents paramètres influant sur son organisation structurelle. Le paramètre le plus sensible est le taux d'expansion de la couche de mélange qui se développe en aval de l'obstacle. Il varie en fonction de l'intensité turbulente de l'écoulement, de la géométrie de l'obstacle, de la rugosité ou encore de l'état des couches limites initiales. Zdravkovich, 1999 [2] montre la possibilité d'utiliser ces paramètres comme paramètres de contrôle lorsqu'ils dépassent un certain seuil d'influence. Fiedler, 1998 [3] présente les différentes possibilités de contrôle de l'écoulement de couche de mélange. Que ce soit par excitation acoustique, aspiration, soufflage ou d'autres méthodes, la zone de réceptivité maximale se situe dans la région de séparation de la couche de mélange. Dans cette étude, on se propose d'appliquer une approche numérique basée sur la technique de Simulation des Grosses Structures L.E.S. en vue de prédire la dynamique des instabilités secondaires de Kelvin Helmholtz qui se développent dans la couche de thermocline en régime turbulent instationnaire et en présence d'une perturbation périodique.

2. FORMULATION MATHEMATIQUE

L'écoulement turbulent de l'air en présence d'un obstacle est simulé en résolvant les équations de Navier Stokes et l'équation de la chaleur. Le fluide est supposé obéir à l'approximation de Boussinesq selon laquelle la densité est prise partout constante sauf dans le terme de gravité. La densité est supposée varier linéairement avec la température : $\rho = \rho_0(1-\beta(T-T_0))$ où T est la température, ρ_0 la densité à la température de référence T_0 et β est le coefficient d'expansion volumique à pression constante. Avec le choix des grandeurs de référence suivantes : L_{ref} = H pour la longueur, $V_{ref} = V_{max}$ pour la vitesse, $\theta = \frac{T-T_0}{T_c-T_0}$ pour la température et $\frac{H}{V_{max}}$ pour le temps, les équations adimensionnelles s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \\ \frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial (uu)}{\partial x}+\frac{\partial (wu)}{\partial z}=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}(\frac{1}{\mathrm{Re}}(1+\frac{\nu_t}{\nu})\frac{\partial u}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial z}(\frac{1}{\mathrm{Re}}(1+\frac{\nu_t}{\nu})\frac{\partial u}{\partial z})+\frac{\partial}{\partial x}(\frac{\nu_t}{\nu}\frac{\partial u}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial z}(\frac{\nu_t}{\nu}\frac{\partial w}{\partial x}) \\ \frac{\partial w}{\partial t}+\frac{\partial (uw)}{\partial x}+\frac{\partial (ww)}{\partial z}=-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}(\frac{1}{\mathrm{Re}}(1+\frac{\nu_t}{\nu})\frac{\partial w}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial z}(\frac{1}{\mathrm{Re}}(1+\frac{\nu_t}{\nu})\frac{\partial w}{\partial z})+\frac{\partial}{\partial x}(\frac{\nu_t}{\nu}\frac{\partial u}{\partial z})+\frac{\partial}{\partial z}(\frac{\nu_t}{\nu}\frac{\partial w}{\partial z})+\frac{Ra}{\mathrm{Re}^2.\mathrm{Pr}}\theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial t}+\frac{\partial (u\theta)}{\partial x}+\frac{\partial (w\theta)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}(\frac{1}{\mathrm{Re.Pr}}(1+\frac{\nu_t \mathrm{Pr}}{\nu \mathrm{Pr}_t})\frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\frac{1}{\mathrm{Re.Pr}}(1+\frac{\nu_t \mathrm{Pr}}{\nu \mathrm{Pr}_t})\frac{\partial \theta}{\partial z}) \end{cases}$$

où u et w sont les deux composantes de la vitesse et p est la pression motrice divisée par le carré de la vitesse de référence. $\mathrm{Re} = \frac{V_{max}.H}{\nu}$ et $Ra = \frac{g\,\beta\,\Delta\theta\,H^3}{\nu\,\kappa}$ sont les nombres de Reynolds et de Rayleigh de l'écoulement et ν_t est la viscosité turbulente de sous maille. Les nombres de Prandtl moléculaire et turbulent sont fixés à $Pr = 0{,}71$ et $Pr_t = 0{,}6$. Pour calculer ν_t, nous avons choisi d'utiliser un modèle d'échelles mixtes proposé par Ta Phuoc et Sagaut 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. Il s'écrit sous la forme suivante : $\nu_t = c_m \Delta^{\frac{3}{2}} e^{\frac{1}{4}} \left|\overline{S}\right|^{\frac{1}{2}}$ où Δ est la largeur du filtre définie par la quantité $\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta z}$; $\left|\overline{S}\right| = \sqrt{\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}}$ le module du tenseur des contraintes. $e = \frac{1}{2}\overline{u}_i\overline{u}_i$ représente l'énergie cinétique des échelles de sous maille et c_m la constante du modèle est prise égale à $c_m = 0{,}04$. Le choix de ce modèle se justifie par ses résultats très proches de ceux de la simulation directe. Il est à remarquer que les solutions retenues pour les comparaisons sont obtenues lorsque le régime asymptotique est atteint.

3. 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.

4. CONFIGURATION GEOMETRIQUE ET CONDITIONS AUX LIMITES

Le domaine d'étude est rectangulaire et caractérisé par son rapport de forme $R = L / H$. Quant à l'obstacle, il est caractérisé par le rapport de forme $r = l / h$ (*figure 1*). Les équations du système précédent ont été adimensionnées à l'aide des grandeurs caractéristiques suivantes U_0 (vitesse maximale à l'entrée du domaine), H (hauteur du domaine) et H / V_{max} (temps caractéristique). Pour la température, Nous imposons les conditions aux limites suivantes, caractérisant la stratification thermique : Profil de température discontinu stable en entrée, parois solides adiabatiques et condition de flux nul sur les limites du domaine $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$. La même procédure est utilisée expérimentalement par Koop & Browand, 1979 [4], pour l'étude de la couche de mélange stratifiée. Initialement, le fluide est au repos et à la température uniforme de référence égale à la température froide. La perturbation, de la forme $u = u_{ex} \sin(2\pi\ f_{ex} t)$, est introduite au niveau du profil d'entrée type couche limite, u_{ex} et f_{ex} sont respectivement l'amplitude et la fréquence d'excitation.

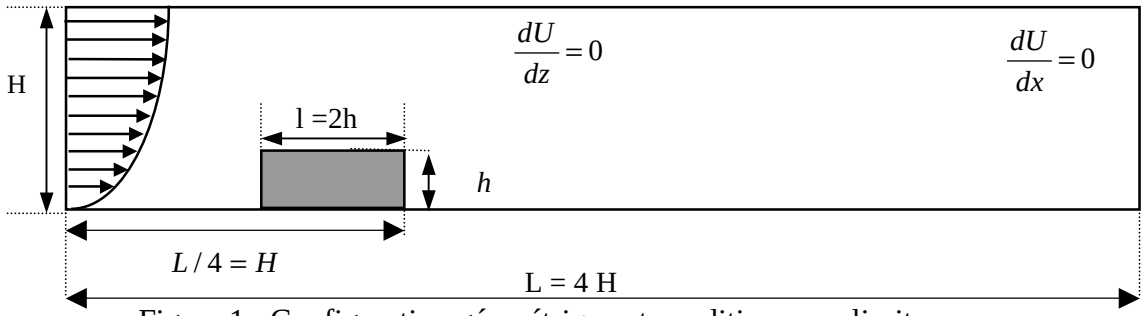

Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

La résolution des équations de Navier- Stokes et l'équation de la chaleur pour un écoulement turbulent bidimensionnel instationnaire à été faite en utilisant un nombre de Reynolds $Re = 10^4$, un pas de temps $\Delta t = 5.10^{-3}$ et un rapport géométrique $R=H / h = 4$. La configuration est supposée bidimensionnelle, c'est à dire que l'on néglige les effets de la direction transverse (supposée infinie). Avec ce rapport on peut faire la similarité avec la couche de mélange libre.

5.1. Ecoulement stratifié autour d'un obstacle

L'introduction du nombre de Richardson global, basé sur H et V_{max}, permet de caractériser l'écoulement stratifié : $Ri_{global} = -\frac{\Delta\rho\ g\ \mathrm{H}}{\rho\ \mathrm{V}_{max}^2}$. Le nombre de Richardson sera fixé successivement aux valeurs suivantes *0, 1 et 3*. Pour la configuration non stratifiée (*Ri* =0, *figure 2*), nous constatons que l'écoulement est assez désorganisé. La couche d'interférence montre la présence des instabilités thermiques et des appariements induits par la recirculation. Pour *Ri* =1 (*figure 3*), on observe la déstabilisation de la couche cisaillée provoquée par une recirculation intense. Ce phénomène explique la présence d'une dynamique identique au cas isotherme caractérisée par le développement d'instabilités de Kelvin Helmholtz. En observant la *figure 4* relative au nombre de Richardson *Ri* =3, 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'appariements et la perte d'intensité des instabilités. Les instabilités provenant des gradients horizontaux de température sont transportées par l'écoulement moyen sur cette couche de mélange. Ces phénomènes sont

comparables à ceux trouvés par Benoît [5] à partir du modèle L.E.S. basé sur le modèle de sous maille type fonction de structure et par Silveira [6] par simulation numérique directe. La stratification stable, imposée en amont de l'obstacle, permet le développement d'un écoulement tout à fait similaire à la couche de mélange libre stratifiée, observée par Koop & Browand [4]. Les mécanismes d'instabilités secondaires ont été mis en évidence par simulation numérique directe (Staquet [7]) sur la couche de mélange temporelle stratifiée.

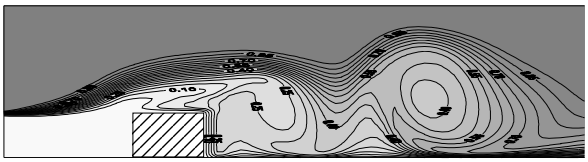

Figure 2 : Champ instantané de température pour Ri = 0

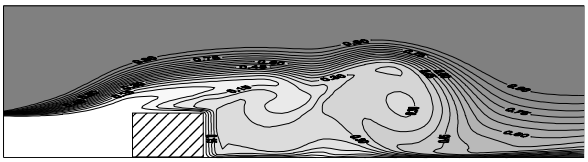

Figure 3 : Champ instantané de température pour Ri = 1

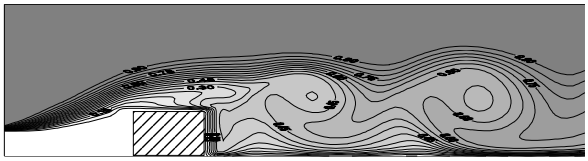

Figure 4 : Champ instantané de température pour Ri = 3

5.2. Etude de l'effet d'une perturbation périodique sur la structure de l'écoulement stratifié autour d'un obstacle

En partant de la dernière configuration (Ri = 3), et afin d'étudier la stabilité et la dynamique des instabilités secondaires, nous injectons une perturbation à l'entrée du domaine. La perturbation est réalisée numériquement par un jet sinusoïdal au niveau du profil d'entrée. Vu les différents paramètres dans les études de l'effet de la perturbation dans les écoulements à l'échelle locale (amplitude, fréquence…), nous envisageons dans notre étude d'effectuer un suivi de la fréquence. Pour ce faire, nous utilisons le nombre de Strouhal qui caractérise la fréquence d'échappement tourbillonnaire St_{ech}, basé sur la hauteur de l'obstacle, soit $St_{ech} = \frac{f_{ech} h}{u_c}$ où u_c et f_{ech} désignent respectivement la vitesse moyenne de convection calculée et la fréquence d'échappement tourbillonnaire. Le nombre de Strouhal qui caractérise la perturbation St_{ex}, est basé sur la hauteur de l'obstacle et la fréquence d'excitation f_{ex}. Soit $St_{ex} = \frac{f_{ex} h}{u_c}$ où u_c désigne la vitesse moyenne de convection calculée. Cette étude est menée pour six valeurs de la fréquence d'excitation allant de 0 à 0,5 et pour une amplitude constante de l'ordre de 0,02. Sur les figures 5, 6, 7, 8, 9 et 10, nous représentons le champ instantané de température pour les différentes valeurs des fréquences d'excitations. La production de la turbulence due à la perturbation, devient de plus en plus importante et vient s'ajouter à la turbulence d'origine dynamique. Le suivi du champ de température montre l'inhibition du processus d'appariements et la perte d'intensité des instabilités secondaires. L'écoulement se laminarise et perd totalement la propriété de mélange due à la turbulence. A partir de la fréquence d'excitation 0,3, on remarque que la turbulence est assez forte et on observe la présence des instabilités de nouveau. Sur les figures 9 et 10, on remarque une dynamique similaire à celle observée pour Ri = 3 non perturbé.

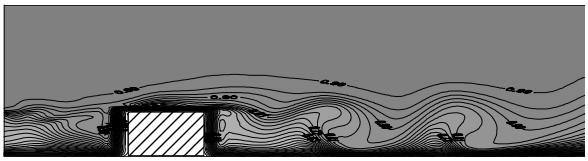

Figure 5 : Champ instantané de température pour Ri = 3 et f_{ex} = 0

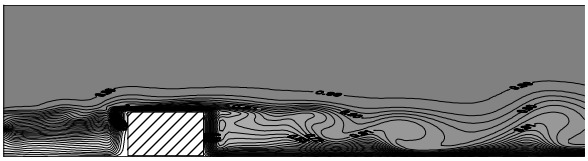

Figure 6 : Champ instantané de température pour Ri = 3 et f_{ex} = 0,1

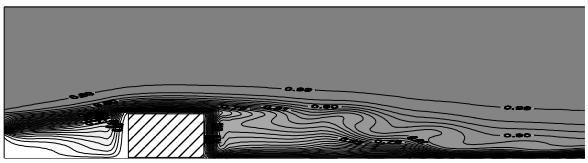

Figure 7 : Champ instantané de température pour Ri = 3 et f_{ex} = 0,2

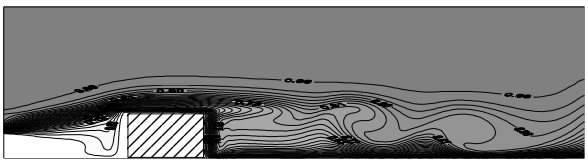

Figure 8 : Champ instantané de température pour Ri = 3 et f_{ex} = 0,3

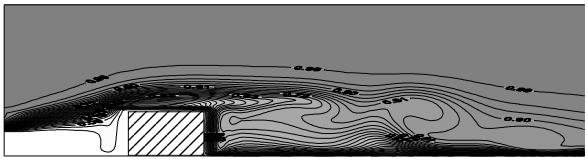

Figure 9 : Champ instantané de température pour Ri = 3 et f_{ex} = 0,4

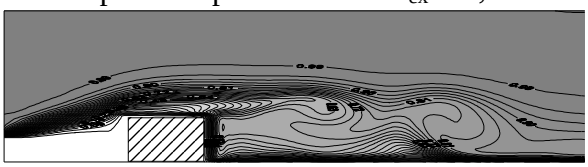

Figure 10 : Champ instantané de température pour Ri = 3 et f_{ex} = 0,5

CONCLUSION

L'intensité des instabilités dépend fortement de l'état de la turbulence de l'air. Dans le cas non perturbé, l'évolution du champ instantané de la température montre la présence d'une zone de mélange bornée par des zones de fluide chaud en haut et de fluide froid en bas. En présence d'une perturbation périodique, des mouvements tourbillonnaires convectifs apparaissent. On montre la présence d'une valeur optimale de la fréquence d'excitation égale à 0,3. Les résultats ont montré que l'écoulement se laminarise puis redevient turbulent et similaire à celui non perturbé.

Nomenclature

h hauteur de l'obstacle. . . . . m
H hauteur du domaine. . . . . m
l longueur du l'obstacle . . . . . m
L longueur du domaine . . . . . m
P pression modifiée
Pr nombre de Prandtl
R rapport de forme du domaine
Re nombre de Reynolds
Ri nombre de Richardson
V_{max} vitesse maximale à l'entrée du domaine $m^2 \cdot s^{-1}$
x abscisse . . . . . m
z ordonnée . . . . . m
Lettres grecques
β coefficient de dilatation thermique . . . . . K^{-1}
κ diffusivité thermique . . . . . $m^2 \cdot s^{-1}$
ν viscosité cinématique . . . . . $m^2 \cdot s^{-1}$
ν_t viscosité turbulente . . . . . $m^2 \cdot s^{-1}$
ρ masse volumique. . . . . $kg \cdot m^{-3}$
ρ_0 masse volumique de l'air. . . . . $kg \cdot m^{-3}$

Références

[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, 281-293, 2002.
[2] Zdravkovich, M. M. Flow around circular cylinders - Vol 1 : Fondamentals. Oxford University Press. 1997.
[3] Fiedler, H. Flow Control - fundamentals and practices, Chap. Control of free turbulent shear flows, pp. 335–429, 1998.
[4] Koop,C.G. and Browand, F.K. Instability and turbulence in a stratified fluid with shear. J. Fluid Mech., 93, 135-159, 1979.
[5] Benoît, F.: Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents stratifiés en densité. Thèse de Doctorat. Institut de Mécanique de Grenoble. 1994.
[6] Silveira, N.A., Grand, D., Lesieur, M. Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié derrière une marche. Int. J. Heat Mass. Transfer, 34-8, 1999-2011, 1993.
[7] Staquet, C. Two dimensional secondary instabilities in a strongly stratified shear layer. J. Fluid Mech., 296, 73-126, 1995.