



# Prédiction numérique de la convection naturelle dans une double façade verticale asymétriquement chauffée: Application aux panneaux solaires

S.Cherif<sup>\*1</sup>, Y.Cherif <sup>\*2</sup>, H.Naji <sup>\*3</sup>

<sup>1</sup>Université de Ghardaïa, Département de Sciences et Technologies,  
BP 455, 47000 Ghardaïa, Algérie

<sup>2,3</sup>Université d'Artois, Laboratoire de Génie Civil et geo-Environnement (LGCgE EA4515),  
Université de Lille Nord de France  
F-59000 Lille, France

<sup>\*1</sup> [salah.cherif.sk@gmail.com](mailto:salah.cherif.sk@gmail.com)

<sup>\*2</sup> [yassine.cherif@univ-artois.fr](mailto:yassine.cherif@univ-artois.fr)

<sup>\*3</sup> [hassane.naji@univ-artois.fr](mailto:hassane.naji@univ-artois.fr)

**Résumé:** Le présent travail porte sur l'étude numérique de la convection naturelle au sein d'une double-façade verticale. Celle-ci est modélisée à l'aide d'un canal bidimensionnel vertical dont une paroi est maintenue à un flux constant et l'autre est isolée. Les conditions aux limites en entrée et en sortie ont été maîtrisées via l'adjonction de parois adiabatiques en amont et en aval de la zone étudiée. L'écoulement d'air est supposé laminaire et permanent. L'étude a été menée pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh variant entre ( $10^2 \leq Ra^* \leq 10^5$ ), et pour différentes valeurs du rapport de forme du canal. Les résultats numériques obtenus corroborent ceux de la littérature.

**Keywords** — double-façade, convection naturelle, canal vertical, densité de flux de chaleur, écoulement de retour, simulation numérique.

## I. INTRODUCTION

L'étude de la convection naturelle dans un canal vertical chauffé ou refroidi a suscité un intérêt remarquable qui s'est traduit par une production bibliographique assez riche. Cet intérêt résulte de l'importance de ce mode de transfert de chaleur dans divers domaines de l'ingénierie, tels que le design thermique de l'habitat, le stockage de l'énergie thermique, les collecteurs solaires, le refroidissement des cartes électroniques et les murs "trombe" [1, 2]. Une partie importante des études publiées dans ce domaine sont résumées par Bejan [2] et Incropera [3]. La diversité des travaux et des résultats s'explique, en particulier, du fait que le choix des conditions aux limites en entrée et en sortie reste une question discutable (voir Desrayaud et al. [4, 5]). Malgré la diversité des études numériques réalisées sur les thermosiphons en convection libre, la résolution numérique de ce type de problème s'avère délicate [5]. Dans ce cadre, les solutions obtenues dépendent des conditions aux limites adoptées à

l'entrée et à la sortie du canal [6]. Ces conditions sont des relations assurant la continuité entre l'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur du canal. Dans un contexte réel, elles sont très difficiles à maîtriser par l'expérimentateur. La mise en mouvement du fluide dans le canal (effet thermosiphon) influence l'écoulement à l'extérieur du canal et vice versa. Certains auteurs [7] ont proposé de résoudre numériquement ce problème en utilisant un domaine de calcul incluant l'environnement dans lequel est positionné le canal. Les conditions aux limites associées cet environnement se substituent alors aux conditions d'entrée et de sortie du canal seul. A l'inverse, Uygur et Edrican [6] se sont contentés de considérer uniquement le canal. Dans ce contexte, nous avons entrepris les simulations numériques pour décrire le comportement des échanges thermique et aéraulique de l'écoulement. A travers cette étude, nous visons principalement à mettre en évidence le transfert de chaleur par convection naturelle et l'écoulement d'air dans la lame d'air verticale et les paramètres influents sur le comportement thermo-aéraulique.

## II. ETUDE NUMERIQUE

L'écoulement de fluide (air) est supposé laminaire et permanent, et est gouverné par les équations de la convection naturelle en tenant compte de l'approximation de Boussinesq. Les propriétés thermo-physiques du fluide, à l'exception de la masse volumique, sont supposées constantes et évaluées à la température du fluide à l'entrée du canal. Pour plus de détails, on pourra consulter la référence [8]. Les équations considérées sont résolues numériquement en utilisant Fluent. Elles sont discrétisées sur une grille structurée raffinée dans la zone chauffée. L'algorithme SIMPLE de Patankar et Spalding [8, 9] est employé pour résoudre le couplage pression-vitesses. Une



solution numérique est supposée convergente lorsque les résidus pour les diverses grandeurs physiques sont inférieurs à une valeur prescrite auparavant (ici  $10^{-6}$ ). Il convient de signaler que l'indépendance de la solution vis à vis des différents maillages a été vérifiée. A la lumière des résultats obtenus, le maillage  $601 \times 51$  a été jugé suffisant. La figure 1 suivante montre la configuration étudiée.

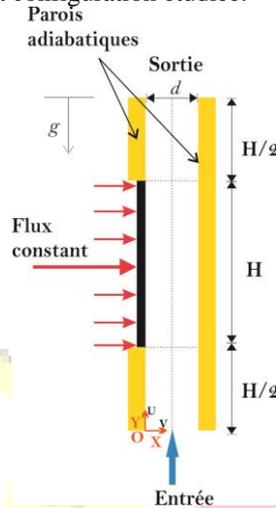


Fig. 1. Configuration géométrique.

A l'extérieur du canal, le fluide est au repos à la pression atmosphérique  $P_0$ , et à la température  $T_0$ . Les conditions aux limites à l'entrée du canal sont celles d'un fluide à la température  $T_0$  de la pièce et à la pression motrice déterminée selon l'expression suivante:

$$P = P_0 + \frac{1}{2} \rho U_0^2 \quad (1)$$

Signalons que la valeur de la pression à l'entrée du canal  $P$  ne peut être négligée à cause de la vitesse du fluide entrant. Les variations de densité du fluide chauffé par les deux parois provoquent un écoulement ascendant. A la sortie, la pression est celle d'un jet libre.

#### • Formulation mathématique du problème

Selon l'approximation de Boussinesq, la densité volumique  $\rho$  est fonction de la variation de température et d'une densité moyenne ou de référence  $\rho_0$  tel que:

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (2)$$

Par ailleurs, nous conjecturons que (1) l'air est incompressible et newtonien, et (2) les variations de la densité sont prises en compte uniquement dans les forces de volume [1, 11].

Les équations adimensionnelles qui régissent l'écoulement de convection naturelle dans le canal avec les hypothèses précédentes sont:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{U} &= 0 \\ \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} &= -\nabla P_m + Pr (\nabla^2 \vec{U}) + Ra Pr \theta \vec{x} \quad (3) \\ \vec{U} \cdot \nabla \theta &= \nabla^2 \theta \end{aligned}$$

où  $\vec{U} = (U, V)$  est le vecteur vitesse,  $P_m$  et  $\theta$  sont la pression motrice et la température adimensionnelles définies ci-dessous.  $Ra (= g \beta \Delta T d^3 / \nu a)$  et  $Pr (= \nu / a)$  sont les nombres de Rayleigh et de Prandtl, respectivement. Ce dernier est fixé à 0,71.

Notons que les équations ci-dessus sont rendues adimensionnelles en adoptant les grandeurs sans dimension suivantes:

$$\begin{aligned} (X, Y) &= (x, y) / d, & (U, V) &= (u, v) d / a, \\ P_m &= (p + \rho g x) d^2 / (\rho a^2), & \theta &= (T - T_0) / \Delta T \quad (4) \end{aligned}$$

avec  $\Delta T = \varphi d / \lambda$

Les nombres de Nusselt local et moyen sont définis comme suit  $Nu_x = 1 / \theta|_x$  et  $Nu_m = \frac{1}{A} \int_{0.5A}^{1.5A} Nu_x$ ,  $A$  étant le facteur de forme.

Ce système est complété par les conditions aux limites suivantes:

Si  $\vec{U} \cdot \vec{n} < 0$ ,  $\vec{n}$  étant la normale unitaire extérieure, on impose:

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0, V = 0, \theta = 0 \quad \text{pour } 0 \leq Y \leq 1 \text{ et } X = 0 \text{ ou } X = 2H.$$

$$P_m = -G^2 / 2 \quad \text{à l'entrée} \quad (5)$$

$$P_m(0, Y) = -U(0, Y)^2 / 2 \quad \text{à la sortie} \quad (6)$$

$$\text{Sinon, on impose } \frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = 0, P_m = 0, \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (7)$$

Quant à la pression en entrée-sortie, les deux conditions (5) et (6) ont été utilisées.

### III. RESULTATS ET DISCUSSION

La figure 2 présente les résultats des profils de température et de vitesses en entrée de la zone chauffée, au milieu de la zone chauffée et en sortie de la zone chauffée. La comparaison des résultats de températures par rapport au trois de la zone chauffée confirme le développement de la couche limite de la paroi chauffée. Cette couche devient très



importante en température et en épaisseur à  $Y=1.5H$ , alors qu'à  $Y=0.5H$ , son épaisseur et sa valeur sont faibles. En ce qui concerne le profil de vitesse verticale, à l'entrée de la zone chauffée, il est parabolique et symétrique montrant que l'écoulement laminaire est pleinement développé. Au-delà de l'entrée et du milieu, le profil de la vitesse  $U$  se déforme tout en s'accroissant par effet de convection naturelle. En revanche, en sortie de la zone chauffée, la vitesse verticale auprès de la

paroi chauffée est très importante et avec une épaisseur largement supérieure qu'à celle au milieu de la zone chauffée. On observe qu'un écoulement de retour vient alimenter le canal par le haut, ce mouvement de fluide est dû aux conditions aux limites appliquées. Dans ce phénomène, Desrayaud et al. [5] décrit le mouvement de retour comme une zone de recirculation produite par l'effet de chauffage asymétrique.

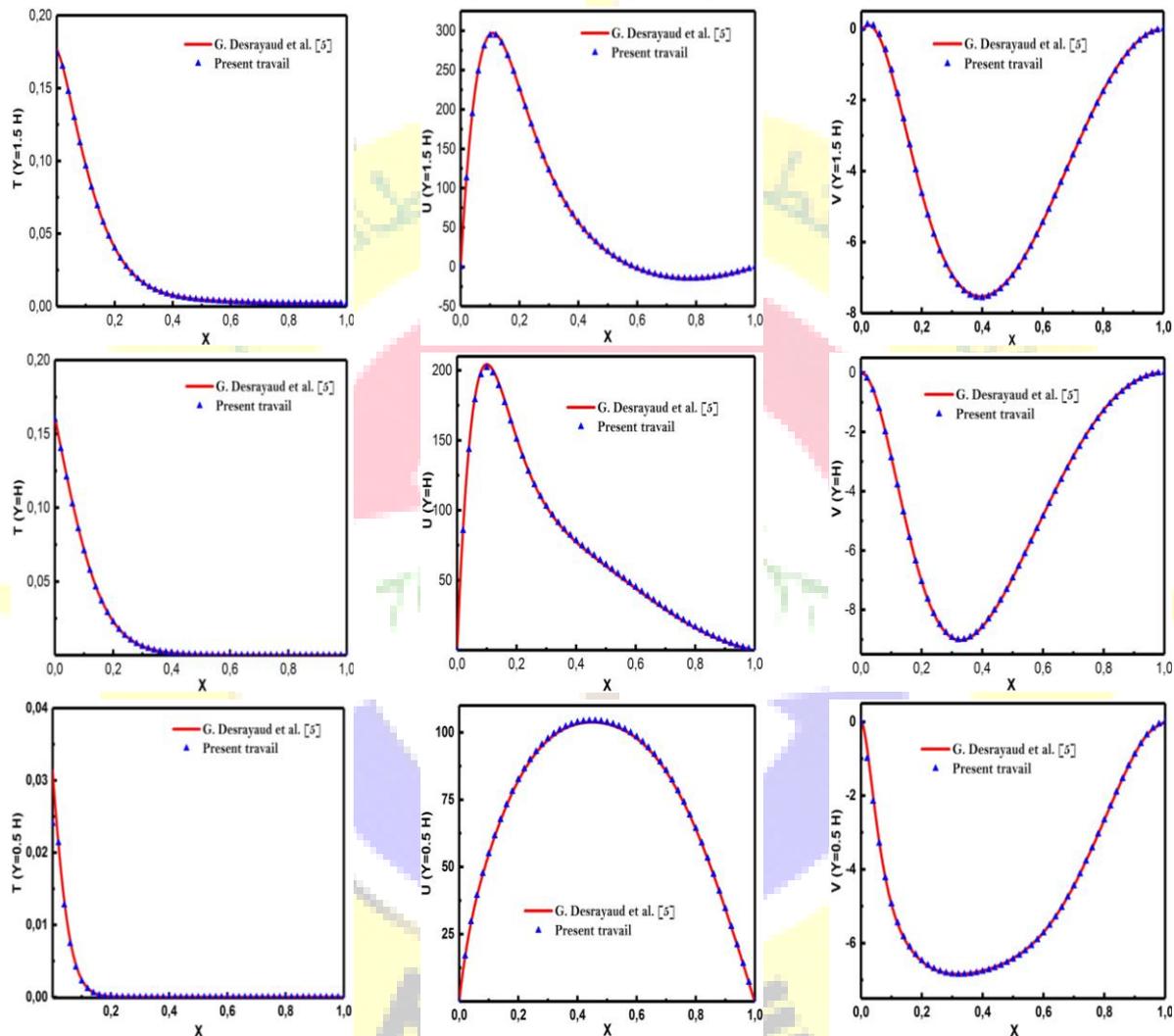


Fig. 2. Evolution de: Temperature  $T$  (à gauche), vitesse verticale  $U$  (milieu), vitesse horizontale  $V$  (à droite); comparaison avec [5].

On observe qu'un écoulement de retour vient alimenter le canal par le haut, ce mouvement de fluide est dû aux conditions aux limites appliquées. Dans ce phénomène, Desrayaud et al. [5] décrit le mouvement de retour comme une zone de recirculation produite par l'effet de chauffage asymétrique.

La figure 3(a) représente les profils de température adimensionnelle obtenus le long de la paroi à  $X=0$ . On

constate que l'accord est excellent. Rappelons que le benchmark réalisé en 2013 montre que l'ensemble des méthodes numériques employées pour la résolution de problème s'accordent parfaitement pour ( $Ra_m = 10^5$ ;  $A=5$ ). La figure 3(b) montre la variation de la température du mélange qui est en bon accord avec ceux obtenus [10]. On constate que l'évolution de température dite "bulk" est nulle jusqu'à l'entrée de la zone chauffée, puis exhibe une évolution



linéaire jusqu'au la sortie de la zone chauffée, et devient constante. La figure 3(c) représente la composante de la vitesse verticale à  $X=0.5$  (ligne médiane). On constate que celle-ci augmente progressivement à partir de l'entrée du canal ( $Y=0$ ) jusqu'au début de la zone chauffée ( $Y=0.5H$ ) où elle atteint un maximum. Ensuite, elle diminue presque linéairement pour chuter vers des valeurs négatives dans la zone de recirculation. Les travaux réalisés dans le benchmark

montrent deux comportements du fluide en fonction des conditions aux limites utilisées: Le premier donne une composante verticale constante dans l'intervalle  $0 \leq Y \leq 0.5H$ , alors que le second montre une évolution progressive de la composante verticale qui est due à la nature de la condition aux limites à l'entrée du canal [5]. Ensuite, au-delà de  $Y=0.5H$ , le fluide évolue de façon similaire vers la sortie du canal et ce quel que soit le type de la condition imposée.

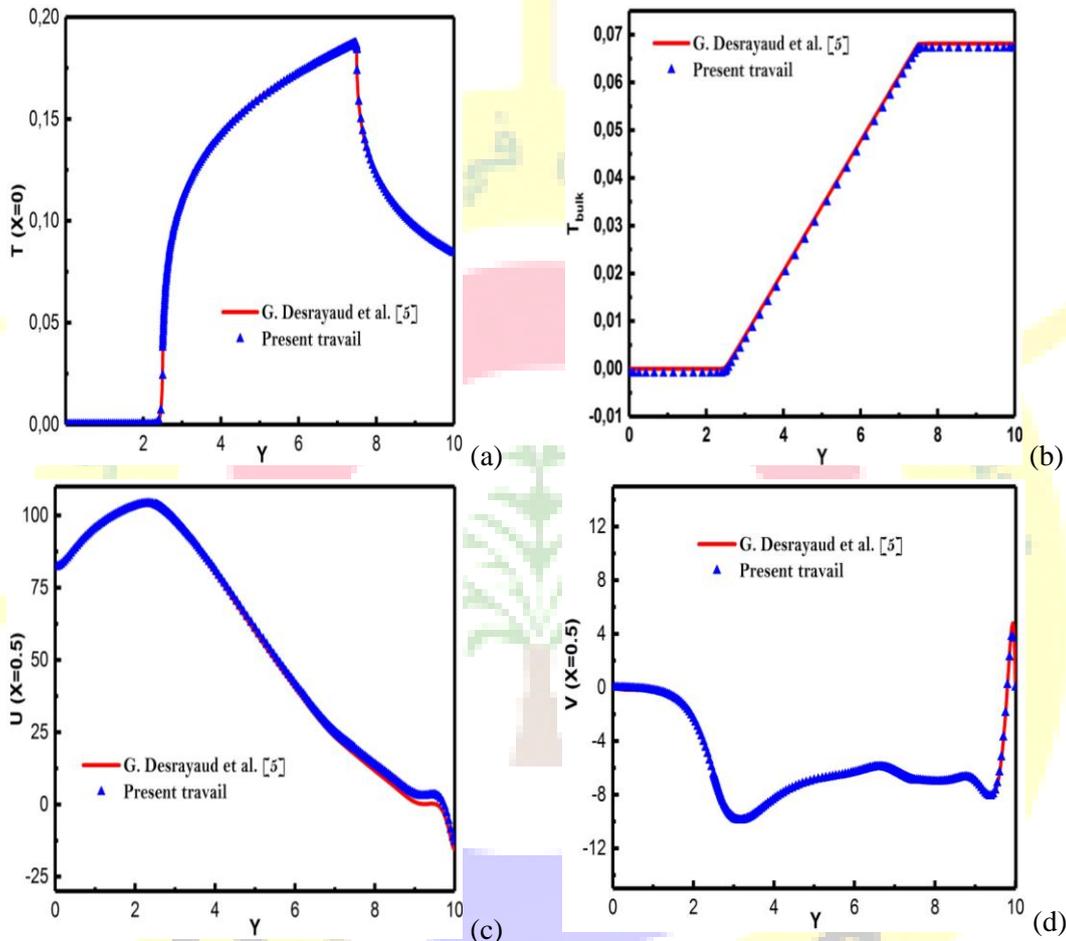


Fig. 3. (a) Température de la paroi  $T(X=0)$ , (b) température de mélange, (c) vitesse verticale  $U(X=0.5)$ , (d) vitesse horizontale  $V(X=0.5)$ , comparaison avec [5].

La figure 3(d) représente la vitesse horizontale le long de la ligne verticale médiane. On remarque que la vitesse demeure nulle dans l'intervalle  $0 \leq Y \leq 0.5H$ . Au-delà, elle devient négative, un peu avant à la sortie du canal. La vitesse horizontale redevient positive à cause de l'écoulement de recirculation dans cette zone. Pour expliquer l'apparition de courant de retour, Sparrow et al. [11, 12] ont proposé la description suivante: sous l'effet de la poussée d'Archimède, le fluide chauffé au voisinage de la plaque chaude se met en mouvement le long de celle-ci et affecte le fluide en amont. Sachant que, sur chaque section du canal, la conservation de masse doit être satisfaite, on arrive ainsi à un niveau où le

fluide dans le canal ne suffit plus, à la fois, pour alimenter la couche limite qui se développe le long de la plaque chaude et pour conserver le débit. Le canal s'alimente alors par la sortie et dans la région où il y a peu de force de poussée (proche de la plaque froide) afin de conserver le débit. Le seuil correspondrait aux valeurs de nombre de Rayleigh suffisamment élevées pour que la couche limite n'affecte plus la plaque froide. Lorsque le nombre de Rayleigh critique est franchi, la zone de retour se développe selon un profil en  $V$ . Le fluide pénètre à partir du sommet du canal, descend le long de la plaque froide et remonte ensuite, du côté de la plaque chaude, emporté par le courant ascendant provoqué par la



# Le 5<sup>ème</sup> Séminaire International sur les Energies Nouvelles et Renouvelables

## The 5<sup>th</sup> International Seminar on New and Renewable Energies

Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables,  
Ghardaïa - Algérie 24 - 25 Octobre 2018



présence de la couche limite convective. Les grandeurs caractéristiques de ce phénomène sont la hauteur de fluide (à partir de la sortie) affectée par le renversement et la largeur de cette zone.

### IV. SYNTHÈSE

La simulation de l'écoulement en convection libre dans un double façade verticale asymétriquement chauffée ( $Pr = 0.71$ ,  $Ra_m = 10^5$  et  $A = 5$ ) a été entreprise. Le chauffage dissymétrique a engendré un phénomène d'alimentation du canal par le haut, ce qui a donné naissance à une zone de recirculation. L'origine de ce phénomène comme est due à l'augmentation de la vitesse dans la couche limite convective le long de la paroi chauffée.

Les différents profils de vitesse et de températures ont été mis en évidence. Ceci nous a permis de constater que les profils de température le long de la paroi (côté chaud) révèlent une très bonne concordance. Cependant, la vitesse verticale et la pression motrice présentent des dispersions. Aussi, des écoulements de retour sont également observés.

Ces résultats prometteurs peuvent être fort utiles pour améliorer nos connaissances de la convection naturelle dans les systèmes de captage de l'énergie et des panneaux solaires.

e	Épaisseur des parois isolantes, cm
g	Accélération gravitationnelle, $9,81 \text{ m.s}^{-2}$
G	Débit massique sans dimension
H	Hauteur de la zone chauffée, m
n	Normale unitaire extérieure
Nu	Nombre de Nusselt
P	Pression motrice, Pa
$P_m$	Pression motrice adimensionnelle
Ra	Nombre de Rayleigh, $g\beta\Delta T b^3 / \nu\alpha$
$Ra^*$	Nombre de Rayleigh modifié, $Ra / A$
T	Température, K
$U, V$	Composantes verticale et horizontale de la vitesse
$u, v$	Vitesses et verticale et horizontale, $\text{ms}^{-1}$
x, y	Coordonnées cartésiennes, m
X, Y	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles
$\beta$	Coefficient d'expansion thermique, $\text{K}^{-1}$
$\Delta T$	Différence de température, K
$\lambda$	Conductivité thermique, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
$\rho$	Masse volumique, $\text{m}^2\text{s}^{-1}$
$\Phi$	Densité de flux thermique, $\text{W/m}^2$
0	Grandeur de référence
m	Moyen
x	Local

### V. REFERENCES

- [1] Y. Cherif, PhD Thesis, Université d'Artois, France, 2007.
- [2] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, Ed. Wiley-InterSciences, 1994.
- [3] F. P. Incropera, D. P. Dewitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* 4th Ed, Ed. J. Wiley & Sons, New York, 1996.
- [4] G. Desrayaud, R. Bennacer, J. P. Caltagirone, E. Chenier, A. Joulin, N. Laaroussi et K. Mojtabi, *VIII<sup>ème</sup> Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la thermique des systèmes*, pp. 389-394, 2007.
- [5] G. Desrayaud et al., *Benchmark solutions for natural convection flows in vertical channels submitted to different open boundary conditions*, Int. J. of Thermal Sciences, 72, 18-33, 2013.
- [6] S. Uygur, N. Egrican, *Energy Conversion and Management* 37(5), 505-520, 1996.
- [7] S. Ramanathan and R. Kumar, *Correlations for natural convection between heated vertical plates*. J. of Heat Transfer, 113, 97-107, 1991.
- [8] Ansys-Fluent. Documentation, Fluent Inc, 2015. S. V. PATANKAR, *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere, N.Y., (1980).
- [9] E. M. Sparrow and P. A. Bahrami. *Experiments on natural convection from vertical parallel plates with either open or closed edges*. J. of Heat Transfer, 102, 221-227, 1980.
- [10] E. M. Sparrow and N. Cur. *Turbulent heat transfer in a symmetrically or asymmetrically heated flat rectangular duct with flow separation at inlet*. J. of Heat Transfer, 104, 82-89, 1982.
- [11] E. M. SPARROW, G. M. CHRYSLER, L. F. AZEVEDO. *Observed flow reversals and measured-predicted Nusselt numbers for natural convection in a one-sided heated vertical channel*. J. of Heat Transfer, 106-325, 1984.

### VI. NOMENCLATURE

A	Rapport de forme, $H / d$
a	Diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
d	Largeur caractéristique de la lame d'air, m