

Caractérisation expérimentale d'une instabilité convective dans un écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard en régime saturé.

F.SEYCHELLES, S. MERGUI

Fluides Automatique et Systèmes Thermiques (FAST), Bâtiment 502, rue du Belvédère, Campus Universitaire, 91405 Orsay cedex, France.

Résumé :

Notre étude, expérimentale, s'intéresse au comportement d'une instabilité convective rencontrée dans un écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard dans un canal rectangulaire. L'état de base est caractérisé par des rouleaux stationnaires orientés dans le sens de l'écoulement. Sous certaines conditions, cet état de base se déstabilise en rouleaux sinueux oscillant en phase. Le but de notre étude est d'analyser le comportement de cette instabilité secondaire à saturation en faisant varier les paramètres de contrôle. Nous suivons l'évolution au cours de temps des fluctuations de température le long du canal dans le but de caractériser la situation la plus favorable à une homogénéisation optimale des transferts.

Abstract :

Our experimental study concerns a convective instability that develops in a Poiseuille-Rayleigh-Bénard flow in a horizontal channel. The basic state is characterized by steady convection rolls aligned with the direction of flow. Under specific conditions, the rolls become unstable and a wavy pattern develops. The aim of our study is to analyze the behavior of this secondary instability in the non linear regime. In particular, we focus on the evolution of the temperature fluctuations along the channel with the objective to determine the optimum operating conditions to obtain a heat transfer as homogeneous as possible in the channel.

Mots clefs: Poiseuille-Rayleigh-Bénard, instabilité convective, fluctuations de températures, régime saturé.

1 Introduction

Les écoulements de Poiseuille-Rayleigh-Bénard sont des écoulements en canal horizontal chauffé par le bas, refroidi par le haut et soumis à un gradient de pression longitudinal. Cette disposition entre deux plaques parallèles différentiellement chauffées provoque une stratification de l'écoulement qui, sous certaines conditions peut devenir instable. Dans un canal de section rectangulaire, pour des nombres de Reynolds suffisamment grands, l'écoulement se réarrange en un alignement de rouleaux contra-rotatifs qui s'orientent dans le sens de l'écoulement sous l'effet du gradient de pression longitudinal, appelés rouleaux longitudinaux (voir figure 1).

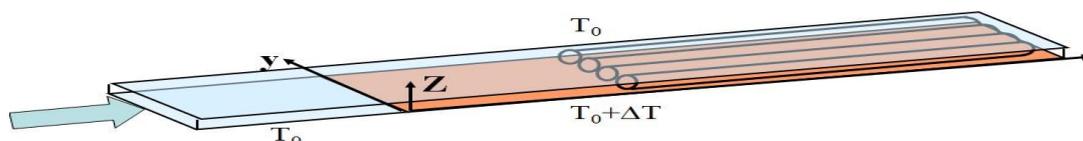


FIG 1 – Schéma de l'instabilité primaire sous forme de rouleaux longitudinaux.

La configuration de Poiseuille-Rayleigh-Bénard est étudiée dès les années 1920, dans le cadre des écoulements atmosphériques. On rencontre également ce type d'écoulement dans le procédé industriel de création de dépôts de vapeur chimique (CVD) utilisé pour la fabrication de films minces de matières inorganiques. L'apparition de structures thermoconvectives affecte dans ce cas la qualité du dépôt en créant des inhomogénéités d'épaisseur. Ce type d'écoulement est également rencontré dans le domaine du refroidissement de composants électroniques dans les circuits imprimés.

Comprendre cette instabilité est un enjeu important dans ces différentes applications. De nombreuses études concernant les écoulements de Poiseuille-Rayleigh-Bénard ont alors lieu. Une première étude de stabilité linéaire réalisée par Gage et al. [1] entre deux plans infinis, montre que l'apparition des rouleaux longitudinaux se trouve au seuil de stabilité linéaire $Ra = 1708$ indépendamment du nombre de Reynolds. Cependant ce résultat est en contradiction avec l'observation de rouleaux transverses pour des petits nombres de Reynolds. On peut se référer aux expériences réalisées par Luijckx et al.[2], ou encore de l'étude numérique de Ouzzani et al.[3]. Cette controverse sera levée par Luijckx [4] qui montre que ce résultat est vrai pour les faibles nombres de Reynolds, due à l'influence des parois latérales. Par la suite une analyse linéaire spatio-temporelle réalisée pour un écoulement entre deux plaques infinies par Carrière et al.[5] montre qu'il existe une transition absolue-convective pour les rouleaux transversaux. En revanche, ils montrent que les rouleaux longitudinaux sont toujours convectivement instables. Toutes ces études sont répertoriées dans l'article bibliographique de Nicolas [6]. En 1991, Clever et Busse [7] étudient numériquement la stabilité linéaire temporelle de l'écoulement en rouleaux longitudinaux entre deux plaques parallèles infinies et montrent l'existence d'une transition de ces rouleaux stationnaires en des rouleaux sinueux instationnaires. Une étude expérimentale antérieure menée par H. Pabiou et al. [3] dans un canal rectangulaire rempli d'air a également mis en évidence la déstabilisation de ces rouleaux longitudinaux sous la forme de rouleaux sinueux mais surtout, a montré le caractère convectif de cette instabilité secondaire. Une perturbation continue de l'écoulement est donc nécessaire au maintien des rouleaux sinueux dans le canal.

Notre recherche, basée sur la même expérience que celle réalisée par H. Pabiou et al. consiste à analyser le comportement de l'instabilité sinueuse en suivant l'évolution des fluctuations de températures des rouleaux sinueux le long du canal, dans le but de caractériser la situation la plus favorable à une homogénéisation optimale des transferts de chaleur. Dans ce papier, nous regardons l'influence de l'amplitude et de la fréquence de la perturbation imposée. Nous nous plaçons dans le domaine non linéaire de croissance de l'instabilité dans le but d'atteindre le régime saturé. Le nombre de Rayleigh sera ainsi élevé : $Ra = 8000$ et $Ra = 10000$, avec $Ra = g\beta\Delta TH^3/\nu\alpha$ où H représente la hauteur du canal.

2 Dispositif expérimental et moyens de mesure

Dans cette partie, on présente l'écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard tel qu'on l'a réalisé lors de notre étude expérimentale (voir figure 2). On impose un écoulement d'air dans un canal rectangulaire horizontal chauffé par le bas et refroidi par le haut, de hauteur 1.5 cm, de largeur 10 cm et de longueur totale de 2.85 mètres. Un régulateur de débit est installé en amont au niveau du réseau d'air comprimé. L'air passe tout d'abord dans une chambre de tranquillisation, puis à travers un convergent pour enfin être injecté dans le canal, qui débute par une zone non chauffée d'une longueur de 48 cm, permettant l'établissement hydrodynamique de l'écoulement. L'air passe ensuite dans la partie du canal de 2 m de long où on impose un gradient de température. La paroi inférieure est chauffée par effet joule à l'aide de résistances électriques disposées le long du canal. On contrôle la puissance de celles-ci à l'aide d'un ordinateur afin de maintenir une température uniforme et constante dans le temps. Le refroidissement de la paroi supérieure du canal d'air est assuré par une circulation d'eau, dont on contrôle la température à l'aide d'un thermostat. Pour finir, le canal est posé sur une table anti-vibration afin de limiter les perturbations extérieures. Le dispositif expérimental est placé dans une salle climatisée, dont on fixe la température à 18°C.

Pour nous permettre de visualiser les structures thermoconvectives qui se développent dans le canal d'air, un générateur de brouillard est relié à la chambre de tranquillisation, injectant ainsi une fumée composée de gouttelettes d'huile. On éclaire alors par une nappe laser horizontale située à mi-hauteur du canal d'air.

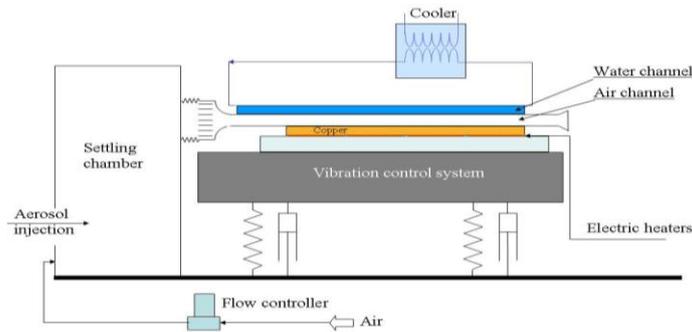


FIG 2 – Schéma du dispositif expérimental.

Un système mécanique permet d’instaurer une perturbation continue à une fréquence et une amplitude données à l’entrée de la zone chauffée. Celui-ci est constitué d’un excentrique en contact avec une tige de diamètre 1 mm, insérée horizontalement à l’intérieur du canal et perpendiculairement à la direction de l’écoulement. Un signal sinusoïdal de fréquence contrôlée est imposé à l’excentrique à l’aide d’un générateur de fonctions relié à un moteur pas à pas. On dispose par ailleurs de 9 excentriques différents nous permettant de faire varier l’amplitude de déplacement de la tige. Les amplitudes accessibles dans nos expériences, normalisées par la hauteur du canal, sont présentées dans le tableau 1.

d/H	0.14	0.25	0.41	0.58	0.63	0.8	1.04	1.1	1.2
-------	------	------	------	------	------	-----	------	-----	-----

Tableau 1 : Amplitudes de déplacement transverse de la tige accessibles dans nos expériences.

La mesure des fluctuations de température est réalisée à l’aide d’un thermocouple disposé sur un support que l’on introduit à l’intérieur du canal (voir figure 3) et qui peut être déplacé longitudinalement en utilisant un système de tiges. Ce thermocouple est relié à un microvoltmètre, lui-même relié à un ordinateur nous permettant d’acquérir l’évolution au cours du temps du signal délivré par le thermocouple. Nous appliquons ensuite une FFT sur un échantillon contenant un nombre entier de périodes du phénomène observé, afin d’accéder directement à une mesure de l’amplitude des fluctuations en une position longitudinale donnée. Par ailleurs, chaque point de mesure correspond à une moyenne réalisée sur 10 échantillons. Nous réitérons le processus sur toute la longueur du canal pour obtenir l’évolution spatiale de l’amplitude des fluctuations.

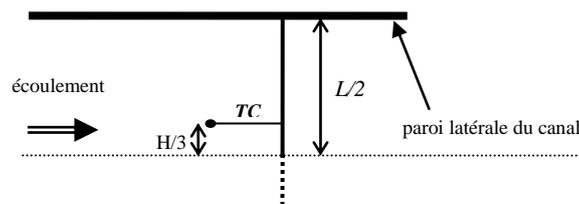


FIG 3 – Schéma de la disposition du thermocouple dans le canal.

3 Caractérisation des fluctuations de température

Nous présentons l’influence de l’amplitude et de la fréquence de l’excitation imposée à l’entrée sur l’évolution de l’amplitude des fluctuations de température le long du canal, pour un couple (Ra , Re) fixé.

Nous définissons le paramètre $\varepsilon = \frac{Ra - Ra^*}{Ra^*}$, où Ra^* correspond au nombre de Rayleigh critique déterminé par l’analyse de stabilité linéaire des rouleaux longitudinaux vis-à-vis des rouleaux sinusoïdaux présentée dans [9].

On définit également le nombre de Reynolds $Re = UH/v$, où U est la vitesse de débit.

Les résultats présentés dans les paragraphes suivants correspondent à un nombre de Reynolds égal à 175, et un nombre de Rayleigh égal à 8000 ou 10^4 , ce qui correspond à $\varepsilon = 1.5$ ou $\varepsilon = 2$.

3.1 Influence de l'amplitude d'excitation

Dans un premier temps, nous présentons sur la figure 4 l'influence de l'amplitude de l'excitation sur l'amplitude des fluctuations de température relevées en un point donné en fin de canal ($x = 180$ cm), pour les deux nombres de Rayleigh étudiés et pour une même fréquence d'excitation $f_{exc} = 2.3$ Hz.

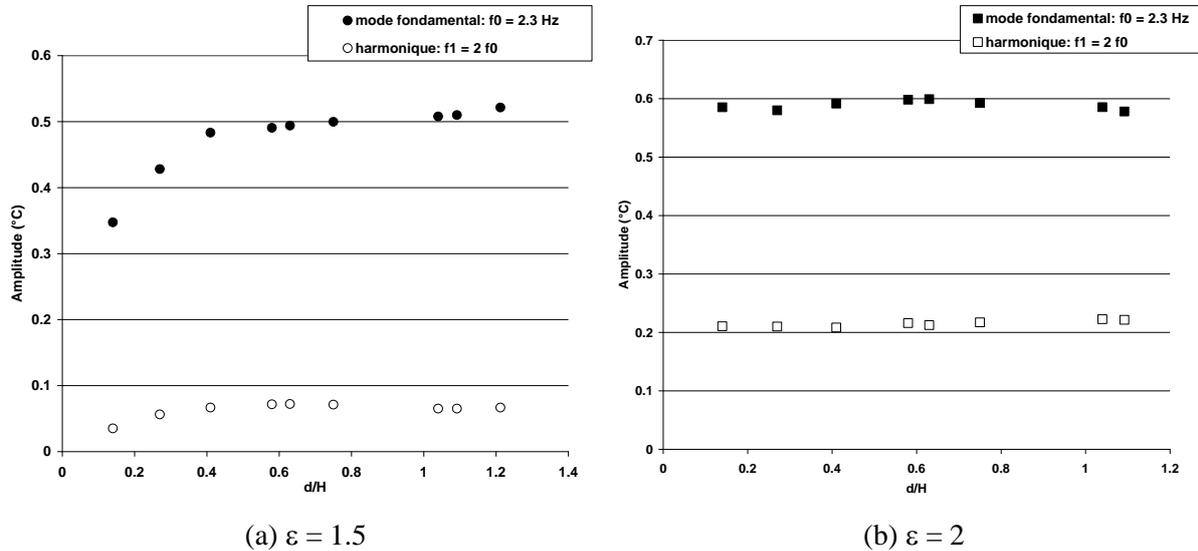


FIG 4 – Influence de l'amplitude de l'excitation sur l'amplitude des fluctuations en fin de canal - $Re = 175$; $f_{exc} = 2.3$ Hz ; $x = 180$ cm -

On constate que pour $\varepsilon = 2$, l'amplitude des fluctuations reste constante quelle que soit l'amplitude de l'excitation, ce qui montre que dans ce cas, le régime saturé est atteint en fin de canal (pour cette fréquence). En revanche pour $\varepsilon = 1.5$, la croissance n'est pas linéaire pour les plus petits déplacements et l'amplitude des fluctuations ne s'est pas stabilisée à une valeur constante pour les plus grands déplacements. Dans ce cas, on se trouvera donc dans le régime intermédiaire entre la croissance linéaire et le régime saturé.

La figure 5 concerne l'influence de l'amplitude d'excitation, d/H , sur l'amplitude des fluctuations de température, A , mesurée le long du canal pour une fréquence d'excitation fixée, $f_{exc} = 2.9$ Hz, soit une fréquence normalisée par la fréquence de référence $f_{ref} = U/H$, égale à 0.23. Cette figure présente les résultats obtenus pour le mode fondamental $f_0 = 2.9$ Hz et la première harmonique $f_1 = 5.8$ Hz, pour trois amplitudes d'excitation : $d/H = 0.75$, 0.41 et 0.14.

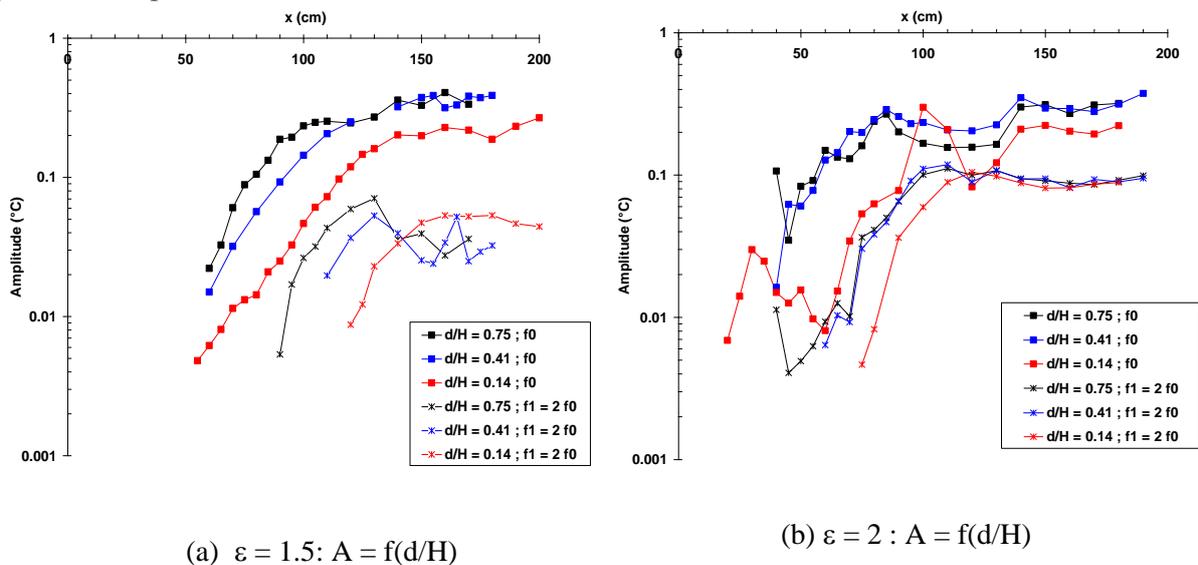


FIG 5 – Evolution de l'amplitude des fluctuations de température le long du canal (mode fondamental et première harmonique) pour trois amplitudes d'excitation différentes - $Re = 175$; $f_{exc} = 2.9$ Hz.

Sur la figure 5(a), qui correspond à $\varepsilon = 1.5$, on observe nettement une phase de croissance linéaire du logarithme de l'amplitude suivie d'une phase de croissance non linéaire. Dans la phase de croissance linéaire, les oscillations apparaissent plus en amont dans le canal lorsque l'amplitude de l'excitation augmente et leur amplitude est proportionnelle à l'amplitude d'excitation en x donné. Pour les deux amplitudes d'excitation les plus grandes, les amplitudes en fin de canal atteignent une même valeur constante traduisant ainsi l'apparition du régime saturé (vis-à-vis du transfert de chaleur). Pour $\varepsilon = 2$ (figure 5(b)), la phase de croissance linéaire est indétectable. Les amplitudes des fluctuations sont importantes très tôt dans le canal et l'amplitude de la première harmonique est également élevée. Elle peut même ponctuellement dépasser l'amplitude du mode fondamental ($d/H = 0.14$ en $x = 120$ cm). Le régime saturé apparaît non seulement pour le mode fondamental mais aussi pour la première harmonique. En revanche, il est très difficile d'estimer la longueur de saturation correspondant à la position longitudinale dans le canal à partir de laquelle les amplitudes des fluctuations deviennent constantes. Par ailleurs, on peut constater, en comparant les deux figures 5(a) et 5(b), que ε a peu d'influence sur l'amplitude des oscillations en fin de canal mais son augmentation diminue sensiblement les longueurs de développement.

3.2 Influence de la fréquence d'excitation sur l'amplitude de saturation.

La figure 6 représente l'évolution de l'amplitude du mode fondamental et des deux premières harmoniques le long du canal pour différentes fréquences d'excitation. L'amplitude d'excitation est fixée à $d/H = 0.14$, $\varepsilon = 2$ et $Re = 175$. On remarque que les amplitudes d'oscillations suivent la même évolution pour toutes les fréquences dans la première partie du canal. En revanche, l'amplitude à saturation dépend fortement de la fréquence d'excitation, dû notamment à la croissance des harmoniques. Ainsi pour $f = 2.6$ Hz, la première harmonique croît très vite et le mode fondamental n'atteint pas sa valeur saturée sur la longueur du canal.

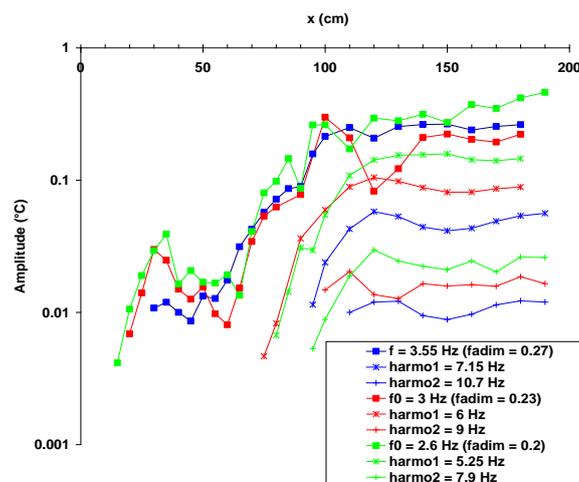


FIG 6 – Evolution de l'amplitude des fluctuations de température le long du canal pour trois fréquences d'excitation différentes – $\varepsilon = 2$, $Re = 175$; $d/H = 0.14$.

La figure 7 représente l'amplitude de saturation mesurée en fin de canal en fonction de la fréquence du mode, pour $\varepsilon = 2$, $Re = 175$. Ces mesures ont été réalisées en se plaçant en $x = 180$ cm et en mesurant l'amplitude des fluctuations de température pour plusieurs amplitudes d'excitation. Nous n'avons fait apparaître aucun point pour les fréquences inférieures à 2.3 Hz, car la saturation n'est pas atteinte (l'amplitude mesurée dépend dans ce cas de l'amplitude de l'excitation). On constate notamment que pour la fréquence de 3 Hz, les amplitudes de saturation sont bien identiques pour les trois modes représentés (mode fondamental, première et deuxième harmonique). En revanche, nous n'avons pour l'instant pas d'explication pour le « trou » observé à 4 Hz. L'amplitude de saturation est maximale pour $f_{exc} = 2.3$ Hz ($f_{adim} = 0.18$).

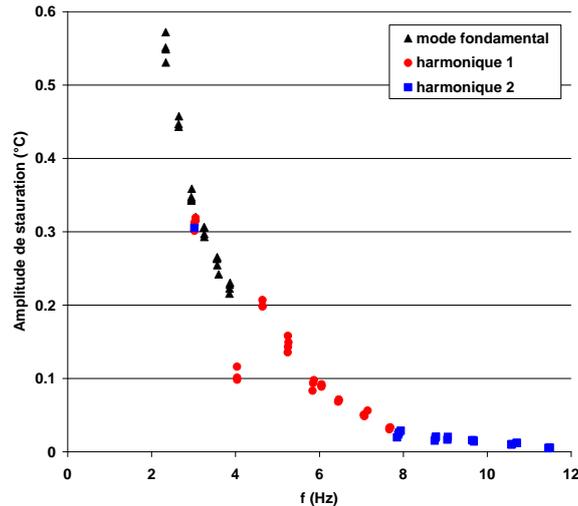


FIG 7 – Amplitude de saturation des oscillations de température en fonction de la fréquence du mode, pour des expériences réalisées avec plusieurs amplitudes d’excitation ($d/H = 0.14, 0.41, 0.75, 1.04$) – $\varepsilon = 2, Re = 175$.

4 Conclusion.

Dans cette étude, nous avons commencé à caractériser le comportement des rouleaux sinueux à partir de l’analyse de l’évolution spatiale et temporelle des fluctuations de température dans le canal, dans le but d’obtenir la meilleure situation du point de vue de l’homogénéisation des transferts. Nous nous sommes fixés le nombre de Reynolds. Pour un nombre de Rayleigh suffisamment élevé, nous avons pu détecter une zone de croissance linéaire puis non linéaire de l’amplitude des rouleaux sinueux, suivie d’une zone de saturation. Cette zone de saturation est d’autant plus étendue que l’amplitude de l’excitation à l’entrée du canal est importante et l’amplitude de saturation est maximale pour une fréquence bien déterminée. Pour compléter ce travail, nous projetons d’étudier l’influence du nombre de Reynolds sur le comportement des fluctuations de température, et notamment sur la fréquence optimale pour atteindre la saturation dans notre canal.

Références :

- [1] K. S. Gage and W. H. Reid. The stability of thermally stratified plane Poiseuille flow. *J. Fluid Mech.*, 33(1): 21-32, 1968.
- [2] J. –M Lwijkx, J. K. Platten, and J. C. Legros. On the existence of thermoconvective rolls, transverse to a superimposed mean Poiseuille flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24(7): 1287-1291, 1981.
- [3] M. T. Ouzzani, J. K. Platten, and A. Mojtabi. Etude expérimentale de la convection mixte entre deux plans horizontaux à température différentes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33(7) : 1417-1427, 1990.
- [4] J. M. Lwijkx. Influence de la présence de parois latérales sur l’apparition de la convection libre, forcée et mixte. Thèse de doctorat, université de Mons-Hainaut, Belgique, 1983.
- [5] P. Carrière, P. A. Monkewitz. Convective versus absolute instability in mixed Rayleigh-Bénard-Poiseuille convection. *J. of Fluid Mech.* 384, 243-262, 1999.
- [6] X. Nicolas. Revue bibliographique sur les écoulements de Poiseuille-Rayleigh-Bénard : écoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas. *Int. J. thermal Sciences* 41 : 961-1016, 2002.
- [7] R. M. Clever and F. H. Busse. Instabilities of longitudinal rolls in the presence of Poiseuille flow. *J. Fluid Mech.*, 229: 517-529, 1991.
- [8] H. Pabiou, S. Mergui and C. Bénard. Wavy secondary instability of longitudinal rolls in Rayleigh-Bénard-Poiseuille flows., *J. Fluid Mech*, 542: 175-194, 2005.
- [9] Xin S., Nicolas X., Le Quéré P., Stability analyses of longitudinal rolls of Poiseuille-Rayleigh-Bénard flows in air-filled channels of finite transversal extension, *Numerical Heat Transfer, Part A*, 50 467-490, 2006.