

# Le thermosiphon vertical à grands nombres de Rayleigh, principes et caractérisation expérimentale.

Didier SAURY<sup>1,\*</sup>, Nicolas ROUGER<sup>1</sup>, Francis DJANNA<sup>1</sup>, François PENOT<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LET, ENSMA, UMR CNRS 6608, Avenue C. Ader, BP 40109, 86961 Futuroscope Cedex.

\* (auteur correspondant : [didier.saury@let.ensma.fr](mailto:didier.saury@let.ensma.fr))

**Résumé** - Dans le cadre de cet article on rappelle quelles sont les deux catégories de thermosiphon et les bilans énergétiques qui régissent leur fonctionnement. En particulier pour les thermosiphons de 2<sup>ème</sup> espèce (pour lesquels la condition d'équilibre mécanique n'est pas vérifiée), on met en avant l'influence importante des pertes de charge du circuit aéraulique suivant le fonctionnement à température ou à densité de flux imposé. Des mesures de vitesse et de température ont été effectuées pour différents niveaux d'obstruction des cheminées. On valide ainsi les hypothèses faites sur les débits circulants et sur l'apparition possible d'écoulements de retour dans les sections de sortie.

## Nomenclature

<b>B</b>	Force de poussée d'Archimède	$V_Q$	Vitesse débitante, $m.s^{-1}$
$c_p$	Chaleur spécifique de l'air, $kJ.kg^{-1}.K^{-1}$		
<b>g</b>	Gravité		<i>Symboles grecs</i>
<b>H</b>	Hauteur de la cheminée (= 4 m)	$\alpha$	Coefficient de perte de charge singulière
<b>k</b>	Coefficient de pertes de charge linéaire	$\beta$	Coefficient de dilatation, $K^{-1}$
<b>P, p</b>	Pression, $Pa$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$Q_{\text{paroi}}$	Flux de chaleur, $W$		<i>Indices et exposants</i>
<b>S</b>	Surface, $m^2$	0	Etat d'équilibre ou de référence
<b>s</b>	Section, $m^2$	adim	adimensionné
<b>T</b>	Température, $^{\circ}C$	c	chaud
<b>v</b>	Vitesse du fluide, $m.s^{-1}$	m	mélange
$V_{CN}$	Vitesse de convection naturelle, $m.s^{-1}$	p	paroi

## 1. Introduction

Le thermosiphon est un circuit aéraulique de transport convectif de chaleur dans lequel s'établit un écoulement naturel sous l'effet des forces d'Archimède dues aux variations de masse volumique du fluide. Ces forces génératrices de mouvement sont, en général, localisées dans une partie du circuit aéraulique qui peut être fermé ou ouvert. C'est ce dernier cas qui est considéré ici à travers un exemple simple : le canal plan ouvert. Qu'il soit vertical ou incliné, son fonctionnement reste encore mal connu dans ses principes qui méritent d'être rappelés ici, les applications (notamment le bâtiment et les énergies renouvelables), lui conférant un certain regain d'intérêt. Pour cette étude, 2 cheminées verticales identiques et indépendantes dans leur fonctionnement ont été réalisées. Des mesures de vitesse et de température ont été effectuées dans l'entrée de l'une d'elle (cheminée froide) et la sortie de l'autre (cheminée chaude) pour différents niveaux d'obstruction de l'entrée. On valide ainsi les hypothèses faites sur les débits mis en circulation et sur l'apparition possible d'écoulements de retour dans les sections de sortie.

## 2. Principe du thermosiphon

La poussée d'Archimède naît de la rupture de l'équilibre hydrostatique entre les forces de pression et le poids d'un volume de fluide. Cette rupture est engendrée par la variation de masse volumique d'un volume de fluide. A l'équilibre, on peut écrire :

$$\rho_0 \mathbf{g} = \nabla p_0 \quad (1)$$

Une hétérogénéité de masse volumique entraîne l'apparition de la force de *poussée d'Archimède*  $\mathbf{B}$  qui est telle que :

$$\mathbf{B} = \rho \mathbf{g} - \nabla p_0 = (\rho - \rho_0) \mathbf{g} \quad (2)$$

L'amplitude de cette force dépend donc directement des variations de masse volumique qui peuvent, entre autre, être créées par des variations de température dans un fluide dilatable. Pour des écarts de température pas trop importants et des variations de masse volumique dues à la pression négligeable devant celles dues à la température, l'approximation de Boussinesq peut être faite [1,2], soit :

$$\rho - \rho_0 = \rho_0 \beta (T - T_0) \quad (3)$$

Avec dans le cas d'un gaz parfait :

$$\beta = -1/\rho(\partial\rho/\partial T)_p = 1/T \quad (T \text{ exprimée en Kelvin}) \quad (4)$$

Cette approximation permet d'introduire explicitement la température dans l'expression de la poussée d'Archimède et  $\mathbf{B} = \rho_0 \beta (T - T_0) \mathbf{g}$ . Le domaine de validité de cette hypothèse est discuté par entre autres Gray and Giorgini [3].

Le principe de fonctionnement du thermosiphon repose sur la poussée d'Archimède. On distingue 2 types de thermosiphon. Cette classification est établie suivant l'existence ou non d'un équilibre mécanique possible au sein du thermosiphon. On peut montrer qu'une condition nécessaire (mais non suffisante !) d'équilibre mécanique est que la masse volumique du fluide reste constante dans les plans horizontaux (plan orthogonal à  $\mathbf{g}$ ) [4]. Ces deux types de thermosiphon sont présentés sur la figure 1.

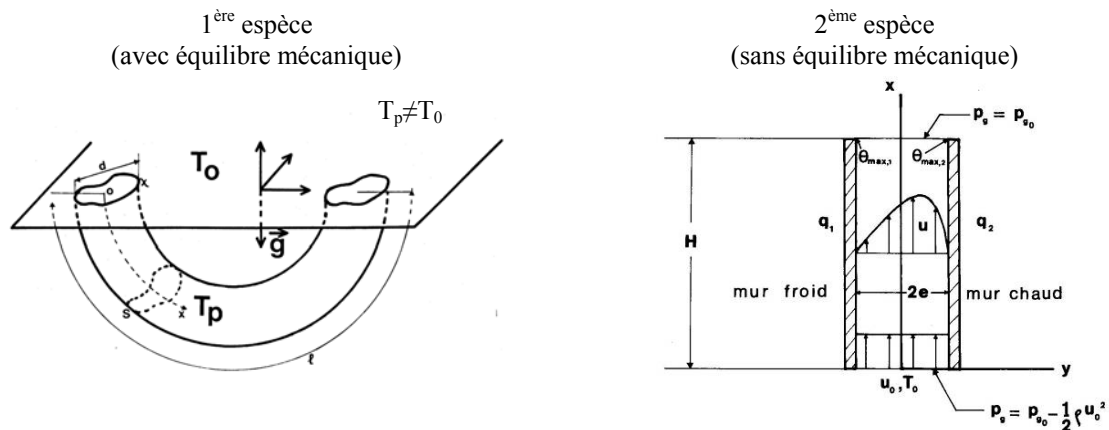


Figure 1 : Les deux types de thermosiphon.

Dans un thermosiphon de 1<sup>ère</sup> espèce, bien que les gradients de température soient déstabilisants, il existe comme pour le problème de Rayleigh-Bénard un nombre de Rayleigh critique en dessous duquel il n'y a pas de mouvement [5, 6]. Dans un thermosiphon de 2<sup>ème</sup> espèce, le principe de fonctionnement est le même, la force d'Archimède s'équilibre avec les forces d'inertie et de viscosité, engendrant ainsi un mouvement dès qu'il y a un écart de température, sauf aux toutes petites valeurs du nombre de Rayleigh [7]. Le fonctionnement d'un thermosiphon résulte toujours de l'équilibre entre la perte de pression  $P_1$  due à la viscosité et l'augmentation de pression  $P_2$  due aux différences de température (dans le cadre de l'approximation de Boussinesq) :

$$P_1(H) = \left( \frac{1}{2} + \alpha(0) + \alpha(H) + k \right) \rho_0 V_Q^2 \quad (5)$$

$$P_2(H) = -\rho_0 \int_0^H g_x \beta (T_m - T_0) dx \text{ ou } P_2(H) = -\rho_0 \int_0^H \int_s g_x \beta (T - T_0) ds dx \quad (6)$$

Une représentation graphique obtenue par analyse d'ordre de grandeur de ces deux expressions (5) et (6) permet d'obtenir le point de fonctionnement (*cf.* figure 2) et par conséquent, le débit circulant dans le thermosiphon. En effet, la solution du problème qui donne la répartition de température et de vitesse s'écrit  $P_1=P_2$ . Le système d'équations est complété par l'équation de l'énergie qui en stationnaire s'écrit :

$$\rho c_p \int_{\text{sortie}} v(T - T_0) dS_{\text{sortie}} = Q_{\text{paroi}} \quad (7)$$

A flux de chaleur imposé ( $Q_{\text{paroi}}$  imposé), l'énergie injectée doit s'évacuer. Si la vitesse est petite alors les écarts de température augmentent. A température imposée, le problème est différent puisque l'on peut avoir  $T = T_p$  et  $v = 0$  partout.

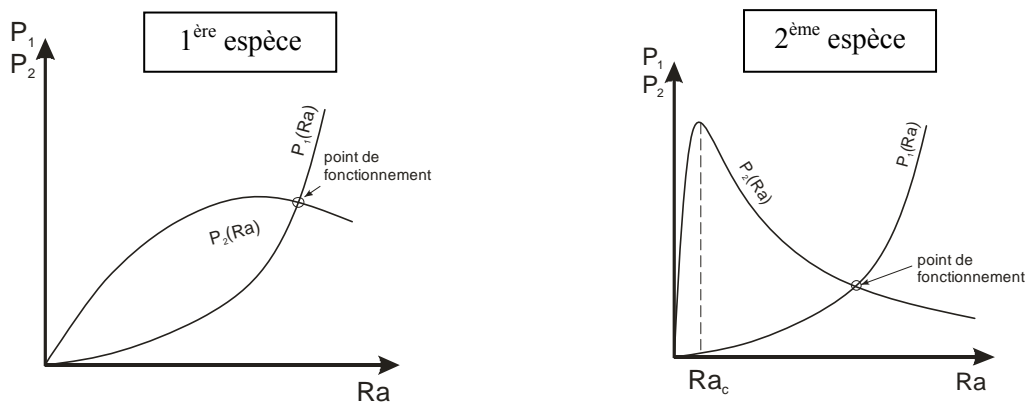


Figure 2 : Détermination du point de fonctionnement pour les 2 catégories de thermosiphon.

### 3. Contexte de l'étude

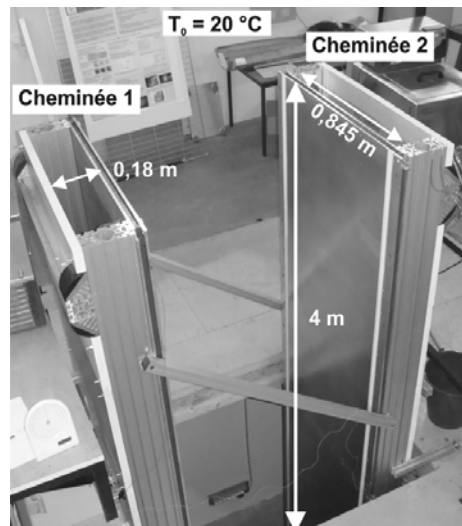
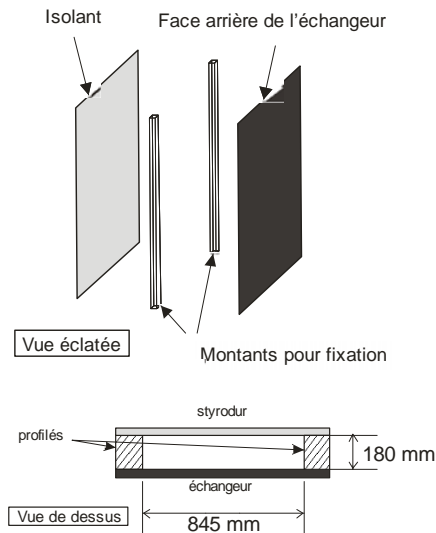


Figure 3 : Descriptif des cheminées et vue du montage expérimental d'étude.

Dans le cadre du projet CoCoRaCoPHa du programme interdisciplinaire énergie 2 du CNRS, un dispositif expérimental est en cours de finalisation au Laboratoire d'Etudes Thermiques de Poitiers (LET) afin d'étudier expérimentalement la convection naturelle et ses aspects chaotiques. Ce dispositif de grande taille (4 m de haut) comporte deux cheminées indépendantes, verticales et ouvertes sur le haut et le bas. Les deux cheminées sont identiques et diffèrent uniquement dans la température de la paroi active. Les parois latérales de ces

cheminées sont formées par une paroi « active », deux profilés en aluminium, et une paroi adiabatique (Polystyrène extrudé,  $e = 3 \text{ cm}$ ,  $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). La paroi active (de chaque cheminée) est un échangeur réalisé avec un matériau peu émissif et conducteur de la chaleur (dural minium). Une circulation d'eau glycolée, dont la température est maintenue constante à une valeur de consigne souhaitée par un cryostat autonome permet de contrôler la température de la paroi à  $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$  près et permet également d'assurer une température homogène et constante sur toutes les surfaces actives. L'ensemble de ces 4 parois latérales constitue une cheminée verticale de 4 m de hauteur, 0,845 m de longueur et 0,18 m de largeur (cf. figure 3). Afin de faire varier le débit circulant dans le thermosiphon, les entrées de ces cheminées ont été partiellement obstruées modifiant ainsi les pertes de charge en entrée ( $\alpha(0)$  dans l'éq. (5)) et ainsi le point de fonctionnement. Les conditions limites de cette étude sont les suivantes : trois des quatre faces sont maintenues à température constante  $T_p$ , la dernière face est isolée (adiabatique). Une température froide ( $T_c < T_0$ ) et une température chaude ( $T_c > T_0$ ) sont imposées à chacune de ces cheminées. Il convient de noter que leur dynamique (entraînées par une face à température constante) diffère sensiblement de celle des cheminées à densité de flux constante. En effet, l'installation d'un mode conductif pur peut conduire à l'arrêt d'un thermosiphon à température constante contrairement à une cheminée à flux constant où ce mode ne peut pas apparaître.

Au sein de cette cheminée, plusieurs types d'écoulements ont alors pu être observés (unidirectionnel ou avec une zone de recirculation au niveau de la sortie). Des profils de vitesse de sortie (fil chaud - Dantec) dans les plans médians ont été établis et sont discutés ci-après. Dans le cas où la cheminée est complètement ouverte, l'allure des profils de vitesse est présentée sur la figure 4. On y observe l'influence des trois faces chaudes qui accélèrent les couches de proche paroi et explique la survitesse observée sur les trois faces chauffées. Il faut cependant noter qu'il a été difficile de mesurer cette vitesse de sortie étant donné les fluctuations importantes de la vitesse observées au niveau de la sortie. Pour s'affranchir de cela, un temps d'intégration de 180 s a été choisi pour le calcul de la vitesse moyenne.

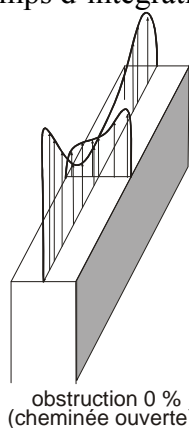


Figure 4 : Profil de vitesse en sortie de cheminée (cas de la cheminée ouverte)

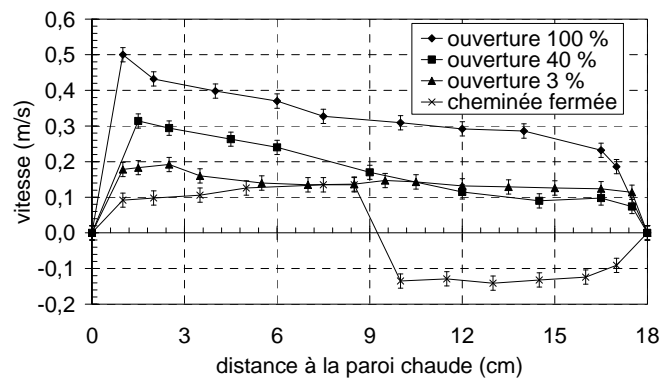


Figure 5 : Profils de vitesse en sortie de cheminée pour différents niveaux d'obstruction.

#### 4. Analyse des résultats

Pour différentes conditions d'obstruction à l'entrée du thermosiphon, des profils de vitesse en sortie du thermosiphon ont été mesurés et sont présentés sur la figure 5. La température de la face adiabatique (côté sortie) a été mesurée grâce à un thermocouple. On a pu constater que cette température est supérieure à la température ambiante. Ceci peut s'expliquer par les échanges radiatifs au sein de la cheminée qui contribue à l'élévation de sa température. Ainsi, quelle que soit la perte de charge en entrée du thermosiphon, les 4 faces de la cheminée sont

actives et entraîne l'air vers le haut. Ceci pourrait, en partie, expliquer pourquoi la zone de recirculation par le haut n'apparaît que lorsque la cheminée est complètement obstruée.

Lorsque le thermosiphon est complètement obstrué, on observe donc l'apparition d'une zone de recirculation sur la face adiabatique au niveau de la sortie : l'air à température ambiante entre du côté adiabatique et ressort de l'autre côté (côté échangeur). Les mesures ainsi que les visualisations effectuées ne permettent cependant pas d'avoir d'information sur la profondeur de pénétration de cette zone de recirculation.

La figure 6 présente l'évolution typique -observée au cours de cette campagne de mesure- des profils de vitesse en sortie d'un thermosiphon pour différentes conditions d'obstruction pour une température de plaque chaude de 30 °C ( $T_0 = 20$  °C). La vitesse débitante est reportée au-dessus de chaque configuration.

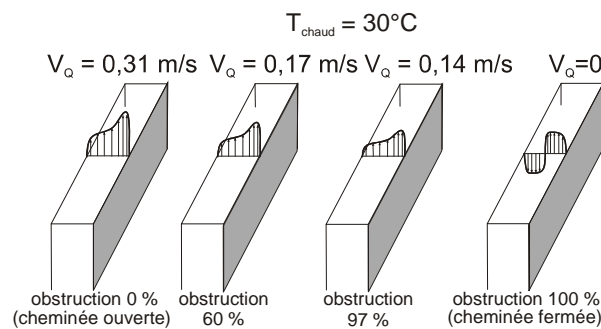


Figure 6 : Évolution des profils de vitesse en sortie pour différents niveaux d'obstruction.

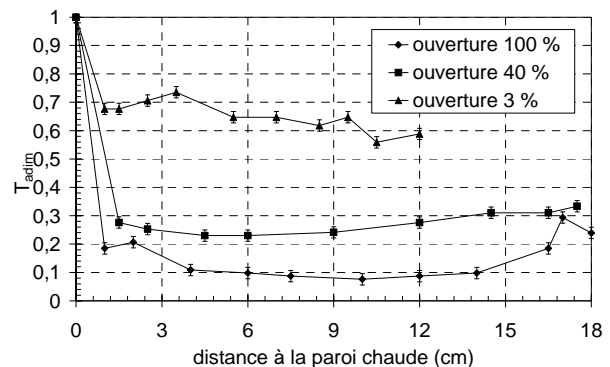


Figure 7 : Évolution de la température de l'air en sortie de la cheminée chaude.

Dans le cas d'une cheminée à température constante, on constate qu'il faut fermer quasi-complètement la cheminée pour observer une recirculation au niveau de la sortie. En effet, même avec un rapport de section  $S_{\text{bas}}/S_{\text{haut}}$  de 3 %, les vitesses débitantes sont faibles ( $V_Q = 0,14$  m/s soit  $V_Q/V_{CN} = 12,3$  %,  $V_{CN} = \sqrt{g\beta\Delta TH}$ ) et aucune recirculation n'est observée. Pour mieux interpréter ces résultats, il est nécessaire de connaître la température en sortie. L'évolution de cette température est présentée sur la figure 7 pour les différents cas d'obstruction traités et a été adimensionnée de la façon suivante :  $T_{\text{adim}} = \frac{T - T_0}{T_c - T_0}$ .

ouverture (%)	$T_0$ (°C)	$T_c$ (°C)	$T_{\text{adim}}$	$V_Q$ (m/s)	$V_{CN}$ (m/s)	$V_Q/V_{CN}$
100	20,8	30	0,1	0,314	1,10	28,6%
40	21,3	30	0,3	0,170	1,07	15,9%
3	20,6	30	0,65	0,137	1,11	12,3%
0	20,6	30	***	-0,001	1,11	-0,1%

Tableau 1 : Synthèse des mesures de vitesse en sortie de cheminée, en fonction de l'obstruction de l'entrée.

Le tableau 1 présente la synthèse des résultats de mesure au fil chaud et thermocouple, ainsi que les conditions ambiantes. Il faut donc vraiment que le conduit soit complètement obstrué pour que l'on obtienne une situation du type cavité ou conduit ouvert vers le haut.

Dans tous les autres cas, c'est bien le bilan présenté en (5) – (7) qui régit ce thermosiphon. D'une part, plus la perte de charge en entrée est importante, plus l'air sort à une température

éloignée de la température ambiante du fait d'un temps de séjour plus long de l'air dans le thermosiphon (voir tableau 1, colonne  $T_{adim}$  en sortie). D'autre part, plus la perte de charge est importante, plus elle engendre un écoulement lent (même si l'augmentation de température se traduit par des effets d'Archimède plus importants). La perte de charge singulière à l'entrée prend, bien sûr, de plus en plus d'importance (elle est quasiment proportionnelle à l'inverse du carré du rapport de section).

On constate également sur le tableau 1, que dans le cas d'une ouverture complète, la vitesse débitante correspond à environ 30 % de la vitesse de convection naturelle. Cette situation correspond à une température moyenne sans dimension, dans le conduit, de l'ordre de 9 %, en négligeant les pertes de charge (par frottement et singulières à l'entrée).

On constate enfin que, dans le cas où la cheminée est bouchée (ouverture = 0 %), cette vitesse est globalement nulle (pas de débit). On observe alors un écoulement fortement cisailé avec des vitesses inversées le long des parois. Une estimation du débit recirculant (moyenne des composantes verticales positives, cf. profil fig. 6) donne une valeur de 0,11 m/s, dans la continuité des valeurs des vitesses débitantes lorsque l'obstruction est partielle. On observe encore une fois le caractère « auto adaptatif » de la convection naturelle. Le système va bifurquer depuis une solution à écoulement à sens unique vers une solution à double sens, lorsque les pertes de charge en entrée deviennent trop importantes. Ces dernières restent, de toute façon, très voisines dans les 2 solutions pour que le bilan (5) – (7) soit vérifié.

## 5. Conclusions

Dans cet article, le principe de fonctionnement du thermosiphon a été rappelé à travers un bilan global du circuit aéraulique constitué par une cheminée et son environnement. Des illustrations permettent de confirmer ce mode de fonctionnement dans le cas d'une expérience faite à l'aide d'une cheminée verticale de grande hauteur. En particulier, l'analyse des profils de vitesse et l'évaluation des débits circulants, donnent des résultats conformes à la vision basée sur une formulation intégrale du problème. L'obstruction de la section d'entrée induit une diminution de débit en relation directe avec la perte de charge. On peut cependant noter, une nouvelle fois, le caractère « auto adaptatif » de la convection naturelle. En effet, l'augmentation des pertes de charge à l'entrée entraîne le passage d'un écoulement unidirectionnel à un écoulement à double sens (cisailé) pour lequel l'entrée et la sortie d'air se font du même côté.

## Références

- [1] B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan, B. Sammakia, *Buoyancy Induced Flows and Transport*, Hemisphere Publishing Corporation / Springer – Verlag (1988).
- [2] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, John Wiley & Sons (1984).
- [3] D. D. Gray and A. Giorgini, The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19-5, (1976), pp. 545-551.
- [4] F. Penot, *Cours de Convection Naturelle et Mixte*, ENSMA / ESIP / Université de Poitiers (2007).
- [5] J. L. Peube, F. Penot, Sur l'existence d'écoulement établi de thermosiphon dans une conduite courbe chauffée et ouverte à ses deux extrémités, *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 289 - Série B, (1979), pp. 305-307.
- [6] F. Penot, J. L. Peube, Sur le fonctionnement d'un thermosiphon résultant de la rupture d'équilibre de fluide stratifié, *Revue Phys. Appl.*, 15, (1980), pp. 903-908.
- [7] F. Penot, J. L. Peube, Sur le régime de convection aux petits nombres de Rayleigh dans le thermosiphon ouvert, *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 292 - Série II, (1981), pp. 931-933.