

CONVECTION NATURELLE MIXTE ET FORCEE DANS UN THERMOSIPHON VERTICAL CHAUFFE A FLUX CONSTANT

F. PENOT et A.-M. DALBERT

Laboratoire de Thermique et d'Energétique Solaire (L.P. 8531 C.N.R.S.),
40, avenue du Recteur Pineau, 86022 Poitiers Cédex, France

(Reçu le 20 Octobre 1982)

Résumé—La zone de développement de l'écoulement de convection mixte laminaire, dans un canal plan vertical, est étudiée dans le cas où les parois sont chauffées avec des densités de flux de chaleur constantes mais non nécessairement égales. Une méthode aux différences finies est utilisée pour résoudre les équations des couches limites dynamiques et thermiques en conduites dans les trois cas suivants: convection forcée favorisant l'écoulement de convection naturelle, convection forcée contrariant la convection naturelle avec écoulement ascendant ou descendant. Les débits et températures de parois calculés, dans les trois cas permettent de discuter du comportement du thermosiphon.

NOMENCLATURE

a	diffusivité thermique du fluide
Dp_g	différence de pression motrice imposée
DP	différence de pression motrice adimensionnelle
e	demi épaisseur du canal
g	accélération de la pesanteur
Gr	nombre de Grashof modifié défini en (15)
h	hauteur du canal
m	débit volumique dans le canal
Nu	nombre de Nusselt défini en (19)
p	pression du fluide
p_g	pression motrice du fluide
P	pression motrice adimensionnelle
Pr	nombre de Prandtl du fluide, ν/a
q	densité de flux thermique pariétale
Q	paramètre adimensionnel défini en (10)
Re	nombre de Reynolds modifié défini en (14)
T	température du fluide
u, v	vitesses du fluide dans les directions respectives, x, y
U, V	vitesses adimensionnelles du fluide suivant X et Y
x, y	coordonnées Cartésiennes
X, Y	coordonnées adimensionnelles

Symboles grecs

β	coefficient de dilation thermique du fluide
ϵ	paramètre défini en (1)
λ	conductivité thermique du fluide
ν	viscosité cinématique du fluide
ρ	masse volumique du fluide
θ	température adimensionnelle du fluide

Indices

0	conditions extérieures et conditions d'entrée
1	se rapporte à la paroi froide
2	se rapporte à la paroi chaude
max	désigne une valeur maximale
w	désigne une valeur prise à la paroi

1. INTRODUCTION

DE NOMBREUX systèmes thermiques comportent des thermosiphons verticaux dont le fonctionnement est lié à la superposition de deux écoulements: un écoulement de convection naturelle, provoqué par les variations de densité du fluide soumis à des gradients de température et un écoulement de convection forcée qui peut agir dans le même ou en sens inverse.

Ces écoulements de convection mixte, canalisés entre parois, se rencontrent dans certains systèmes de captation de l'énergie solaire qui peuvent être schématisés à l'aide d'un canal bidimensionnel vertical de hauteur finie, chauffé avec une densité de flux de chaleur constante.

L'analyse des phénomènes qui apparaissent dans cette configuration ou dans des configurations voisines a été faite en supposant qu'il existait un état de régime dynamique établi dans le canal [1-5]. Certains auteurs ont pris en compte, dans le cas du tube [6-9] ou de l'espace annulaire [10-12], les développements de couches limites dans la région d'entrée. Le cas du canal plan vertical a été examiné par Quintiere et Mueller [13] qui apportent des solutions analytiques approchées lorsque les parois sont maintenues à température constante et par Savkar [14] dans le cas du flux de chaleur constant.

Comme dans le cas du thermosiphon vertical en convection naturelle [15], la vitesse moyenne de l'écoulement de convection mixte est inconnue et par suite, le nombre de Reynolds défini à l'aide de cette vitesse est indéterminé; il ne peut en tout cas être toujours considéré comme le paramètre caractéristique de la convection forcée.

Dans ce travail, la convection forcée est caractérisée par une différence de pression motrice introduite entre les deux extrémités du canal vertical et le nombre de Reynolds est obtenu à la suite d'un calcul itératif pour chaque situation envisagée.

La méthode numérique utilisée permet de calculer les champs stationnaires de vitesse, de température et de pression dans tout le canal en supposant que

l'écoulement est du type couche limite et, dans le cadre de cette hypothèse, on examine toutes les situations possibles de convection mixte favorable ou défavorable, avec écoulement résultant ascendant ou descendant, sans toutefois donner de critère d'existence ou de stabilité de certains d'entre eux.

On gardera à l'esprit qu'il s'agit ici de problèmes où le flux pariétal de chaleur est imposé, ce qui conduit parfois à des solutions totalement différentes des problèmes plus usuels où l'on impose une température de paroi. On peut imaginer par exemple, l'existence de conditions pour lesquelles le fluide dans la conduite est au repos et de ce fait, se trouve à une température infinie.

Le caractère parabolique des équations suivant la direction axiale du canal nécessite l'utilisation de méthodes numériques spécifiques, on ne peut donc envisager ici de considérer les écoulements fortement décollés ou ceux présentant des zones de recirculation dans la conduite.

2. HYPOTHESES

Le canal vertical est formé de deux plaques planes parallèles de hauteur H , séparées par une distance $2e$ et soumises à des densités de flux thermiques q_1 et q_2 constantes (Fig. 1). La conduite est ouverte sur deux milieux semi infinis dans lesquels le fluide au repos et supposé parfait, est caractérisé par une température T_0 et une pression motrice p_{g_0} constantes.

Que l'écoulement soit ascendant ou descendant, la pression motrice à l'entrée du canal est déterminée en supposant que le fluide vérifie le théorème de Bernoulli : la vitesse du fluide entrant et la différence de pression motrice imposée entre l'entrée et la sortie sont ainsi prises en compte.

Dans la section de sortie, on admet que le nombre de Reynolds local est suffisant pour que la condition de jet turbulent en atmosphère libre soit vérifiée : la pression motrice est alors égale à la pression motrice régnant à l'extérieur (Fig. 1).

Le fluide pénètre dans la conduite à la température ambiante T_0 et avec une vitesse uniforme u_0 . L'écoulement laminaire et stationnaire est régi par les équations de la convection mixte écrites dans le cadre

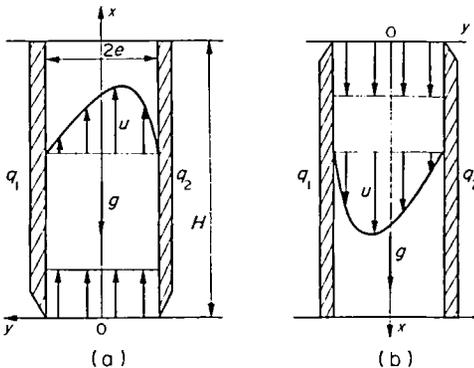


FIG. 1. Description du canal vertical. (a) Ecoulement ascendant de convection mixte favorable ou défavorable. (b) Ecoulement descendant de convection mixte défavorable.

des hypothèses simplificatrices du fluide de Boussinesq et des approximations de la couche limite.

3. EQUATIONS ET METHODE NUMERIQUE

3.1. Mise en equations

La température ambiante T_0 étant prise comme température de référence, les équations du mouvement, de l'énergie et de continuité s'écrivent, avec les hypothèses précédemment citées [15]

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{dp_g}{dx} + \varepsilon \beta g (T - T_0) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$u \frac{\partial (T - T_0)}{\partial x} + v \frac{\partial (T - T_0)}{\partial y} = a \frac{\partial^2 (T - T_0)}{\partial y^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide à la température T_0 et ρ sa masse volumique à la température T .

L'équation d'état du fluide de Boussinesq a pour expression :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta (T - T_0)], \quad (4)$$

où β représente le coefficient de dilatation thermique du fluide.

La pression motrice est définie par

$$p_g(x) = p(x) + \rho_0 g x. \quad (5)$$

Ces équations sont écrites dans un système de coordonnées tel que l'origine des axes se trouve toujours dans la section d'entrée du conduit.

La grandeur ε prend alors les valeurs $\varepsilon = +1$ ou -1 , respectivement, quand l'écoulement est ascendant ou descendant (Fig. 1), pour tenir compte du changement de signe de la composante axiale de l'accélération de la pesanteur.

La condition de confinement du fluide entre les deux parois s'écrit sous forme d'une équation de conservation du débit, soit :

$$m = 2eu_0 = \int_{-e}^{+e} u \, dy. \quad (6)$$

Aux équations (1)–(3) et (6) sont associées les conditions aux limites suivantes :

$$y = -e, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial (T - T_0)}{\partial y} = - \frac{q_1}{\lambda}, \quad (7)$$

$$y = +e, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial (T - T_0)}{\partial y} = \frac{q_2}{\lambda}.$$

Les pressions motrices à l'entrée et à la sortie du canal sont déterminées par

$$x = 0, \quad p_g(x = 0) = p_{g_0} - \frac{1}{2} \rho_0 u^2 + D p_g, \quad (8)$$

$$x = H, \quad p_g(x = H) = p_{g_0}.$$

L'écoulement est de convection naturelle quand $D p_g = 0$. La convection mixte favorable ainsi que la convection mixte défavorable avec écoulement de-

scendant sont caractérisées par $Dp_g > 0$. La convection mixte défavorable avec un écoulement ascendant correspond à $Dp_g < 0$.

3.2. Equations adimensionnelles

Considerons les variables adimensionnelles suivantes:

$$X = x/H, \quad Y = y/e, \quad U = e^2 u/Hv, \quad V = ve/v,$$

$$P = (p_g - p_{g0})e^4/\rho_0 H^2 v^2, \quad \theta = (T - T_0)\lambda/(q_1 + q_2)e,$$

$$DP = Dp_g e^4/\rho_0 H^2 v^2. \tag{9}$$

De plus, on définit un paramètre adimensionnel Q , variant de 0 à 1 qui est représentatif du rapport des densités de flux thermique sur les parois

$$Q = (q_2 - q_1)/(q_2 + q_1). \tag{10}$$

Q est nul lorsque les parois sont chauffées symétriquement et Q prend la valeur 1 quand une des parois est adiabatique.

Les équations de l'écoulement peuvent alors s'écrire sous forme adimensionnelle:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{dP}{dX} + \epsilon Gr \theta + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}, \tag{11}$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \tag{13}$$

$$Re = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} U dY = e^2 u_0/Hv, \tag{14}$$

où Pr est le nombre de Prandtl du fluide, Gr un nombre de Grashoff modifié défini par:

$$Gr = g\beta e^5(q_1 + q_2)/Hv^2\lambda. \tag{15}$$

Re étant la vitesse de débit adimensionnelle dans le canal. C'est une constante (absence de paroi poreuse) qui peut être considérée comme un nombre de Reynolds modifié, et qui, contrairement au cas de la convection forcée, constitue l'inconnue fondamentale du problème. Sa valeur est fonction de celle des paramètres Pr, Q, Gr et DP .

Les conditions aux limites (7) et (8) s'écrivent sous forme adimensionnelle:

pour $X = 0$ et $-1 < Y < +1$, $U = Re$,
 $V = 0, \quad \theta = 0,$

pour $X > 0$ et $Y = -1$, $U = 0, \quad V = 0,$
 $\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{-1} = \frac{1}{2}(Q - 1),$

pour $X > 0$ et $Y = +1$, $U = 0, \quad V = 0,$
 $\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{+1} = \frac{1}{2}(Q + 1),$

pour $X = 0$, $P = -\frac{1}{2}Re^2 + DP,$

pour $X = 1$, $P = 0.$

3.3. Résolution numérique des équations

Les équations (11) à (14) et leurs conditions limites (16) sont résolues numériquement par une méthode aux différences finies. La discrétisation des équations et le maillage correspondant sont analogues à ceux utilisés par Dalbert *et al.* [16]. Le système obtenu est résolu de la façon suivante: des valeurs des paramètres Pr, Q, Gr et DP sont choisies et un calcul itératif sur le nombre de Reynolds permet de déterminer la valeur de Re pour que $P(X = 1)$ soit nul.

Ce calcul itératif n'est pas nécessaire dans les schémas où la hauteur du canal n'intervient pas explicitement (voir [16] par exemple). Il l'est ici, car si on impose une différence de pression motrice entre l'entrée et la sortie du conduit, c'est le gradient de pression qui intervient dans les équations et celui-ci est globalement lié à la hauteur du canal.

4. RESULTATS

Les calculs ont été effectués dans le cas de l'air ($Pr = 0,71$), pour Gr variant de 10^{-1} à 10^3 et DP quelconque.

4.1. Convection forcée favorisant la convection naturelle

Ce cas est représenté par $\epsilon = +1$ et $DP > 0$. Les courbes représentatives de l'évolution du débit adimensionnel dans le conduit, en fonction du gradient de pression motrice, sont typiques des résultats obtenus en convection mixte (Fig. 2):

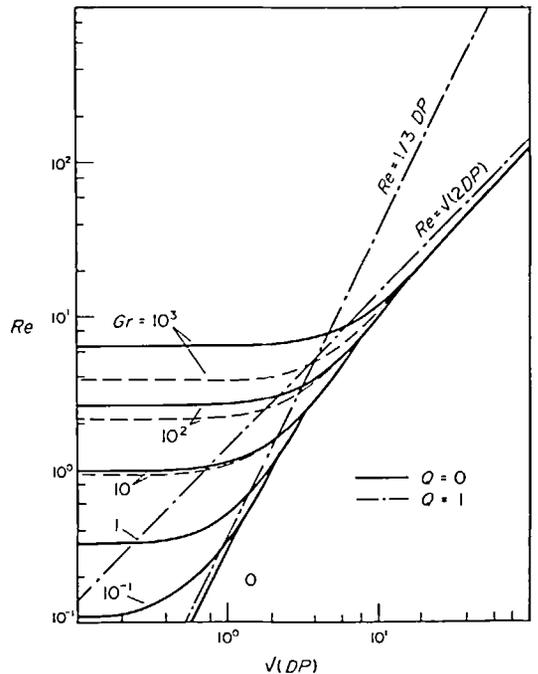


FIG. 2. Convection mixte favorable, évolution du nombre de Reynolds de l'écoulement en fonction de la différence de pression motrice. Prise en considération des deux cas extrêmes: chauffage symétrique ($Q = 0$) et chauffage sur une seule paroi ($Q = 1$), pour différentes valeurs du nombre de Grashoff.

(a) pour une valeur donnée du nombre de Grashof, on peut distinguer la zone de convection naturelle, pour laquelle, le nombre de Reynolds est independant de la différence de pression motrice. Elle apparait pour les plus faibles valeurs de DP . On tend alors vers les solutions de convection naturelle présentées en [16];

(b) lorsque la difference de pression motrice augmente, les courbes tendent asymptotiquement vers les solutions obtenues avec un nombre de Grashof nul (convection forcée pure). Dans ce cas, les valeurs limites du paramètre Re qui ont été déterminées correspondent soit à l'écoulement de Poiseuille lorsque DP reste petit; la corrélation s'écrivant :

$$Re = \frac{1}{3} DP, \tag{17}$$

soit à l'écoulement de fluide parfait, quand DP devient très grand, le nombre de Reynolds obéissant à la relation de Bernoulli :

$$Re = \sqrt{(2DP)}. \tag{18}$$

Les profils de vitesse et de température ont été calculés et un exemple en est donné sur la Fig. 3, pour $Q = 0$ et 1. Pour la clarté de la figure, seuls les profils à la sortie du conduit sont indiqués.

Quand la convection forcée devient importante (aux grandes valeurs de DP), la température au voisinage de l'axe du canal peut rester égale à la température ambiante, la vitesse reste pratiquement constante dans tout le canal sauf au voisinage des parois, où subsistent seulement deux minces couches limites dont l'épaisseur diminue lorsque DP croit (Fig. 3, $Q = 0$, $Gr = 1000$). On tend bien vers un écoulement uniforme de fluide parfait. Par ailleurs, la dissymétrie des profils de vitesse, liée à

une valeur de Q proche de 1, disparaît quand la convection forcée est suffisamment importante (Fig. 3, $Q = 1$, $Gr = 100$, $DP = 5000$).

La Fig. 4 donne La température maximale (obtenue en haut de la paroi chaude) en fonction de Re , pour $Q = 0$ et 1. La relation obtenue en régime de convection naturelle pure [16] est indiquée, ainsi qu'une corrélation obtenue en convection forcée. Cette dernière permet de calculer $\theta_{max,2}$ en fonction de Re avec une précision de l'ordre de 0,5% quand Re est supérieur à 300, soit :

$$\theta_{max,2} = 1,13(Q+1) Re^{-0,5}. \tag{19}$$

Si on considère la température de paroi atteinte à la sortie du conduit $\theta_{max,2}$ comme paramètre caractéristique du problème du couplage de la convection naturelle et forcée, on peut alors exhiber un critère d'appartenance à l'un ou l'autre des régimes de convection qui ne depend que de la valeur calculée du nombre de Reynolds.

La Fig. 4 permet en effet de distinguer trois zones: pour $Re < 1$ la convection naturelle est prédominante, pour $1 < Re < 300$ l'écoulement est de convection mixte et quand $Re > 300$, la convection est forcée. Remarquons que dans le cas d'un chauffage symétrique des parois ($Q = 0$) on obtient, pour toutes les valeurs de Gr , une courbe unique de variation de $\theta_{max,2}$ en fonction de Re .

Constatons par ailleurs, que la relation (19) peut être utilisée pour calculer un nombre de Nusselt de convection forcée caractéristique du transfert de chaleur à la sortie du canal, soit :

$$Nu_{max} = \frac{2}{\theta_{max,1} + \theta_{max,2}} = 0,885 Re^{-0,5}. \tag{20}$$

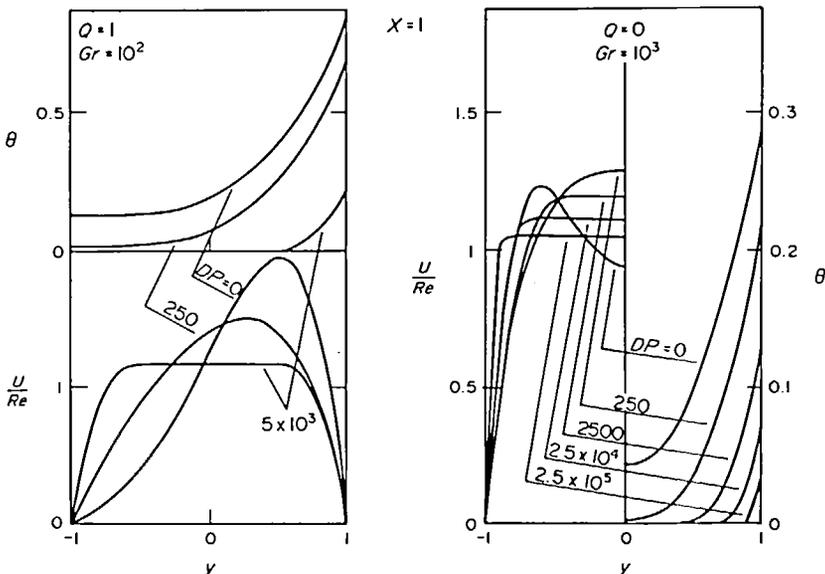


FIG. 3. Profils de vitesse et de température dans la section de sortie du canal, dans le cas de la convection mixte favorable.

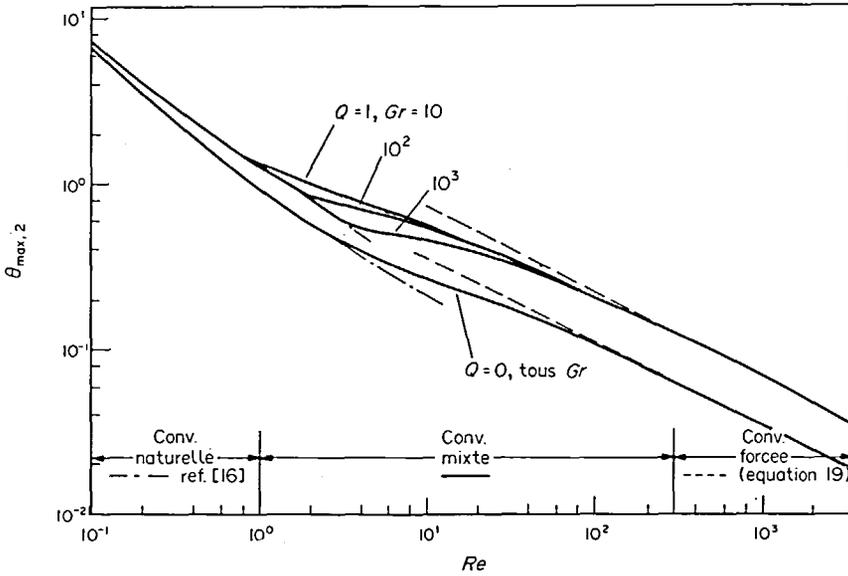


FIG. 4. Variations de la température de paroi dans la section de sortie du canal.

Cette relation donne des résultats très voisins de ceux obtenus par Siegel et Sparrow [17] pour un canal plan chauffé symétriquement à flux constant.

4.2. Convection forcée contrariant la convection naturelle avec écoulement ascendant

Dans ce cas, la convection forcée s'oppose à la convection naturelle mais on suppose que le fluide s'écoule toujours de bas en haut. Les valeurs des paramètres correspondant à cette situation sont : $\epsilon = 1$ et $DP < 0$. La Fig. 5 reproduit les variations de Re en fonction du paramètre $|DP|/Gr$. Quand $|DP|/Gr$ augmente, le débit Re chute et ne dépend plus que de ce

paramètre, en suivant la loi de variation :

$$Re = 0,356 Gr/|DP|. \tag{21}$$

On tend alors vers un cas de convection mixte sur deux plaques planes séparées.

On pourra relever que, d'après la relation (18), le paramètre DP/Gr est équivalent à Gr/Re^2 qui est classiquement considéré comme le paramètre caractéristique de la convection mixte sur plaques planes.

Cependant, nous avons pu distinguer deux modes de comportement du programme suivant que nos essais étaient réalisés aux petits (de 1 à 10) ou aux grands nombres de Grashof (> 1000). Dans le premier cas,

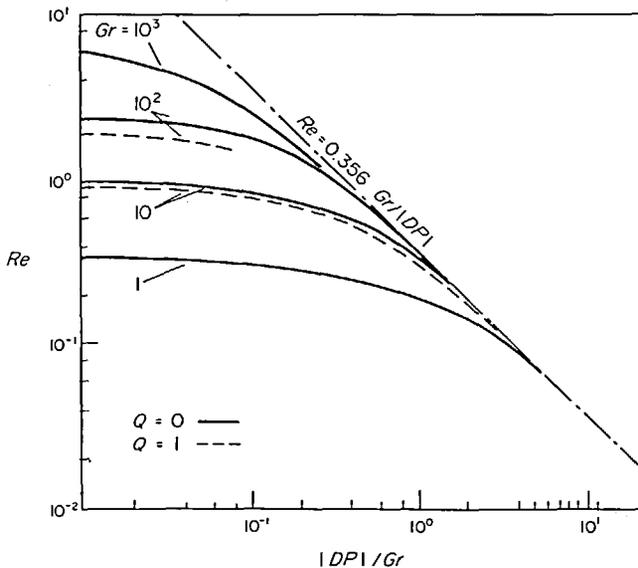


FIG. 5. Convection mixte défavorable avec écoulement ascendant. Evolution du nombre de Reynolds en fonction du paramètre caractéristique $|DP|/Gr$. Cas des chauffages symétrique et dissymétrique.

pour lequel la solution de convection naturelle est du type écoulement de Poiseuille, le fait d'augmenter la différence de pression motrice DP entraîne surtout un affaiblissement du débit. Les profils de vitesse à la sortie du canal (Fig. 6, $Gr = 1$ et 10), s'orientent bien vers des profils à couches limites séparées et on ne met pas en évidence de zone de recirculation dans l'axe du conduit. On peut penser que dans ces conditions, si on augmente encore DP , on tend vers un cas limite où l'écoulement se bloque, le fluide dans la cheminée est au repos et à une température quasi-infinie.

Pour des nombres de Grashof de 1000 par exemple, il n'a pas été possible de trouver de solution pour DP inférieur à -200 . Pour un maillage aussi fin soit-il, le programme de calcul diverge lorsqu'une zone de recirculation non négligeable (vitesses U négatives) est mise en évidence dans le conduit. Le programme de calcul parabolique ne peut plus apporter de solution satisfaisante à ce genre de problème. Il faudrait s'orienter vers un schéma elliptique pour atteindre les régimes d'écoulement correspondants à cette situation. Pour ces valeurs du nombre de Grashof en effet, les solutions obtenues en convection naturelle pure montrent déjà une tendance vers des écoulements à couches limites séparées (Fig. 6, $Gr = 100$ et 1000). Le déficit de vitesse au voisinage de l'axe est amplifié dès que l'on impose une différence de pression motrice

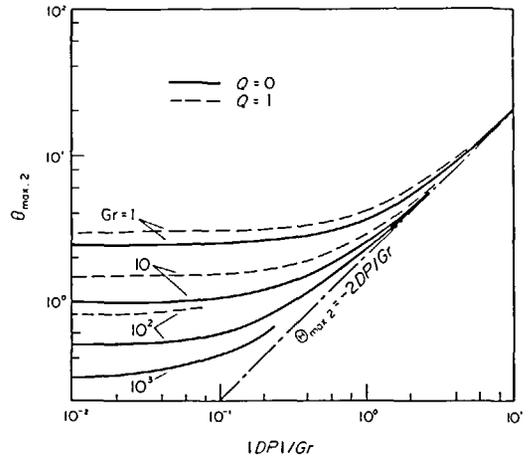


FIG. 7. Température maximale de paroi: ses variations en fonction du paramètre $|DP|/Gr$. Cas des chauffages symétriques et dissymétriques.

défavorable, et dans ces conditions, on tend très vite vers l'apparition de vitesses longitudinales négatives.

La température maximale de paroi chaude obtenue pour ce régime de convection mixte défavorable avec écoulement montant est représentée sur la Fig. 7. Lorsque la convection forcée devient prédominante on a pu trouver une corrélation qui permet de calculer directement $\theta_{max,2}$, soit :

$$\theta_{max,2} = |DP|/Gr. \tag{22}$$

4.3. Convection naturelle contrariant la convection forcée avec écoulement descendant

On suppose que l'écoulement stationnaire dans le canal est toujours de type convection mixte défavorable, mais qu'il s'effectue maintenant de haut en bas.

Ce cas de figure correspond algébriquement aux valeurs des paramètres $\epsilon = -1$ et $DP > 0$ (le nombre de Reynolds est compté positivement, c'est le sens des axes de coordonnées qui est changé).

Une telle situation peut être obtenue en chauffant un conduit dans lequel existait préalablement un écoulement forcé dirigé vers le bas, ou peut résulter du changement de sens de l'écoulement décrit au paragraphe précédent, lorsqu'une différence de pression trop forte conduit au blocage du mouvement ou à l'apparition de recirculations qui sont très instables.

Dans le cadre des hypothèses de développement de couches limites, notre programme de calcul peut encore apporter des solutions. Elles sont montrées sur la Fig. 8 qui donne l'évolution du nombre de Reynolds en fonction de DP . Comme dans le cas de la convection mixte favorable (Fig. 2), nous avons fait figurer les deux lois limites de la convection forcée pure. On y retrouve le même comportement, à savoir, une tendance vers un écoulement de fluide parfait, pour les plus fortes valeurs de Gr et DP , ou vers un écoulement de Poiseuille pour Gr et DP petits.

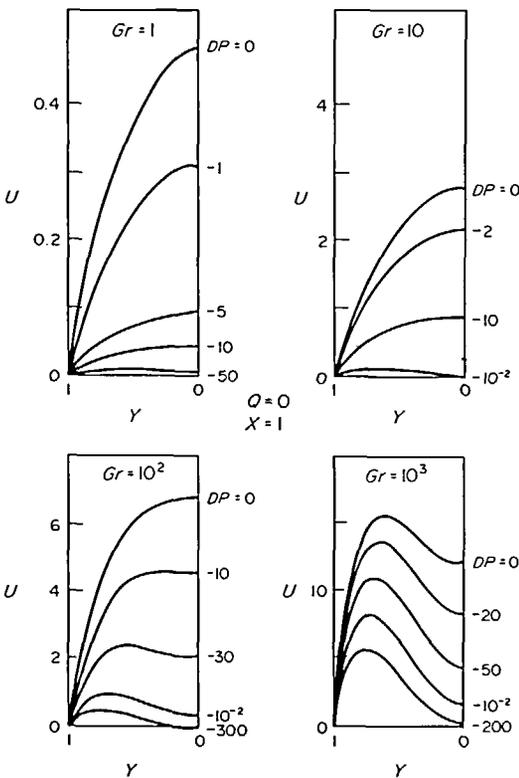


FIG. 6. Profils de vitesse dans la section de sortie du canal en régime de convection mixte défavorable avec écoulement ascendant : Modifications suivant les valeurs de Gr et de DP dans le cas du chauffage symétrique des parois.

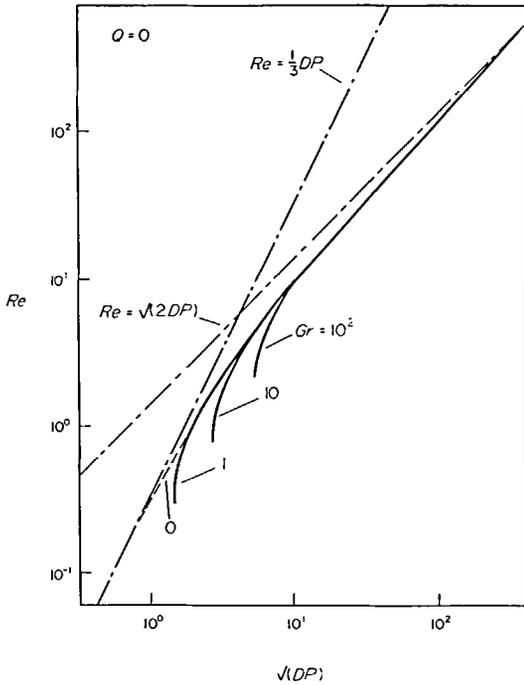


FIG. 8. Evolution du nombre de Reynolds de fonctionnement du thermosiphon vertical dans le cas de la convection mixte défavorable avec un écoulement résultant descendant.

Cependant, on a pu constater qu'il n'était pas toujours possible de trouver une valeur du nombre de Reynolds satisfaisant la condition de pression nulle à la sortie du canal. Il ne s'agit pas d'une divergence du programme, mais bien d'un comportement résultant d'une situation physique possible. En effet, on peut concevoir que pour une valeur donnée du nombre de Grashof, si on impose une différence de pression motrice trop petite, l'écoulement dominé par la convection naturelle ne peut être dirigé de haut en bas. Cette valeur limite de DP a été déterminée par le calcul, elle suit la loi:

$$DP = 2,1 Gr^{0.57} \tag{23}$$

5. CONCLUSION

La Fig. 9 sera la base de la conclusion de cette analyse, elle résume les différents cas qui ont été considérés.

Sur cette figure, la partie positive de l'axe vertical représente la convection naturelle, les courbes telles que $Gr = 0$ représentent les solutions de convection forcée. Le demi plan supérieur ($Re > 0$) correspond au fluide ascendant, que la convection forcée favorise ou contrarie la convection naturelle, tandis que la zone $Re < 0$ est caractéristique de l'écoulement descendant.

Dans tous les cas, si le nombre de Grashof décroît ou la différence de pression motrice augmente (en valeur absolue) l'écoulement se rapproche de la convection forcée.

(1) Pour l'écoulement ascendant de convection mixte favorable (Re et $DP > 0$), une augmentation de

Gr ou de DP se traduit par une augmentation du débit et une diminution de la température de paroi. Lorsque Re est inférieur à 1, on est en régime de convection naturelle, les nombres de Reynolds supérieurs à 300 correspondent à la convection forcée. Dans ce dernier cas, Re et $\theta_{max,2}$ peuvent être calculés à partir des relations (17) et (19).

(2) Pour l'écoulement ascendant de convection mixte défavorable, une augmentation de DP ou une diminution de Gr induisent une diminution de Re et une augmentation de $\theta_{max,2}$. Quand $|DP|/Gr > 4$, Re et $\theta_{max,2}$ peuvent être calculés à l'aide des relations (21) et (22). Le paramètre caractéristique de cette configuration est équivalent à Gr/Re^2 qui est caractéristique de la convection mixte sur une plaque plane. L'écoulement dans le canal vertical est alors composé de deux couches limites séparées, une sur chaque plaque.

(3) Pour l'écoulement descendant, il existe une valeur limite de DP , donnée en (23), au dessous de laquelle l'écoulement est à nouveau ascendant.

Il faut remarquer qu'en convection mixte défavorable, il est possible d'obtenir deux points de fonctionnement pour ce thermosiphon vertical, l'un avec écoulement ascendant à un nombre de Reynolds faible et l'autre descendant avec un nombre de Reynolds plus élevé. Théoriquement ces deux solutions sont possibles :

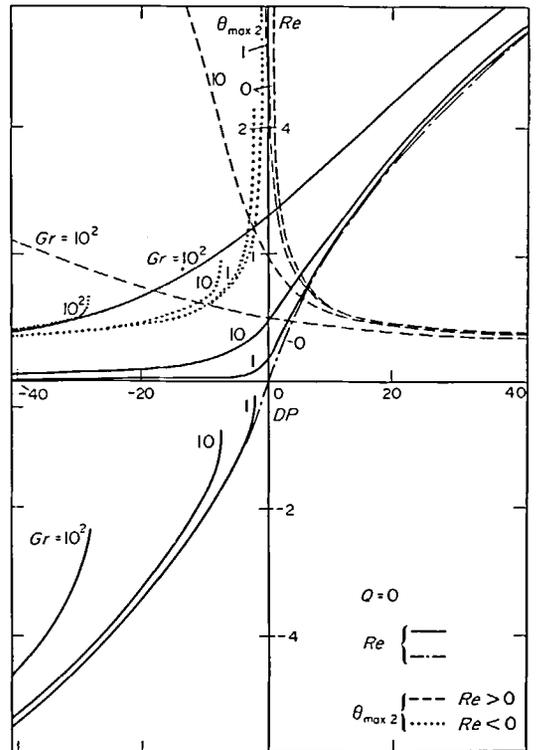


FIG. 9. Evolution du nombre de Reynolds et de la température maximale de paroi, résumé suivant les trois modes de fonctionnement du thermosiphon vertical chauffé à flux constant.

(a) la première correspond à la solution stationnaire du problème d'un écoulement initialement de convection naturelle, soumis à un instant donné, à un gradient de pression motrice défavorable. Les hypothèses faites et le calcul lui-même ne peuvent conduire au renversement du sens de l'écoulement suite à une forte augmentation du gradient de pression (toujours en valeur absolue). Les résultats semblent montrer que l'on tend soit vers une situation où le fluide est au repos et à une température infinie, soit vers l'apparition d'une recirculation importante au voisinage de l'axe du conduit ;

(b) la seconde solution résulte de l'évolution d'un écoulement initialement vers le bas et de convection forcée pure, auquel on superpose le chauffage à flux constant à un instant donné. Si le gradient de pression motrice est trop faible pour le flux de chaleur imposé, on ne pourra pas trouver d'écoulement résultant vers le bas, il y aura renversement au cours du temps.

Dans la pratique, on observera l'un ou l'autre régime de fonctionnement suivant le mode d'établissement du mouvement de convection mixte, sauf si, bien évidemment, il a dégénéré au cours du temps, du fait de son instabilité.

BIBLIOGRAPHIE

1. S. Ostrach, Combined natural and forced convection laminar flow and heat transfer of fluids with and without heat sources in channels with linearly varying wall temperatures, *NACA Tech. Notes* 3141 (1954).
2. G. F. Scheele et T. J. Hanratty, Effect of natural convection on stability of flow in a vertical pipe, *J. Fluid Mech.* **14**, 244-256 (1962).
3. T. M. Hallman, Combined forced and free laminar heat transfer in vertical tubes with uniform internal heat generation, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs* **78**, 1831-1841 (1956).
4. L. N. Tao, On combined free and forced convection in channels, *J. Heat Transfer* **82**, 233-238 (1960).
5. T. S. Lauber et A. U. Welch, Natural convection heat transfer between vertical flat plates with uniform heat flux, *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf.*, pp. 126-131. Chicago (1966).
6. W. T. Lawrence et J. C. Chato, Heat transfer effects on the developing laminar flow inside vertical tubes, *J. Heat Transfer* **82**, 214-222 (1966).
7. M. W. Collins, Finite difference analysis for developing laminar flow in circular tubes applied to forced and combined convection, *Int. J. Numer. Method Engng* **15**, 381-404 (1980).
8. B. Zeldin et F. W. Schmidt, Developing flow with combined forced-free convection in an isothermal vertical tube, *J. Heat Transfer* **94**, 211-223 (1972).
9. M. W. Collins, P. H. G. Allen et O. Szpiro, Computational methods for entry length heat transfer by combined laminar convection in vertical tubes, *Proc. Instn Mech. Engrs* **191**, 19-29 (1977).
10. K. Sherwin et J. D. Wallis, Combined natural and forced laminar convection for upflow through heated vertical annuli, *Thermodynamics and Fluid Mechanics Conf.*, *Inst. Mech Eng.*, pp. 1-5 (1972).
11. K. Sherwin et J. D. Wallis, A theoretical study of combined natural and forced laminar convection for developing flow down annuli, *Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf.*, NC-3.9, Paris (1970).
12. M. A. I. El-Shaarawi et A. Sarhan, Free convection effects on the developing laminar flow in vertical concentric annuli, *J. Heat Transfer* **102**, 617-622 (1980).
13. J. Quintiere et W. K. Mueller, An analysis of laminar free and forced convection between finite vertical parallel plates, *J. Heat Transfer* **95**, 53-59 (1973).
14. S. D. Savkar, Developing forced and free convective flow between two semi-infinite parallel plates, *Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf.*, NC-3.8, Paris (1970).
15. C. S. Yih, *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill, New York (1969).
16. A. M. Dalbert, F. Penot et J. L. Peube, Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant, *Int. J. Heat Mass Transfer* **24**, 1463-1473 (1981).
17. R. Siegel et E. M. Sparrow, Simultaneous development of velocity and temperature distributions in flat ducts with uniform wall heating, *Trans. A.I.Ch.E.* **5**, 73-75 (1959).

FREE, COMBINED FREE-FORCED AND FORCED CONVECTION IN THE VERTICAL THERMOSYPHON HEATED WITH A CONSTANT HEAT FLUX

Abstract—Developing laminar mixed convection between two vertical parallel plates with uniform but asymmetric heating is investigated numerically using a finite difference method, in the three following cases: aiding flow, opposing flow with fluid flowing either upwards or downwards. The flow rate and the wall temperatures calculated in these three cases allows the physical behaviour of the flow to be discussed.

FREIE, GEMISCHTE UND ERZWUNGENE KONVEKTION IM VERTIKALEN, MIT KONSTANTER WÄRMESTROMDICHTHE BEHEIZTEN THERMOSYPHON

Zusammenfassung—Die sich ausbildende laminare gemischte Konvektion zwischen zwei vertikalen parallelen Platten mit gleichförmiger aber unsymmetrischer Beheizung wird mittels eines finiten Differenzenverfahrens für die drei folgenden Fälle untersucht: gleichsinnige Strömung, gegensinnige Strömung mit aufwärts und abwärts strömender Flüssigkeit. Die berechneten Strömungsgeschwindigkeiten und Wandtemperaturen dieser drei Fälle geben Einblick in das physikalische Verhalten der Strömung.

СВОБОДНАЯ, СМЕШАННАЯ И ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ТЕРМОСИФОНЕ, НАГРЕВАЕМОМ ПОСТОЯННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

Аннотация—Методом конечных разностей проведено численное исследование развивающейся ламинарной смешанной конвекции между двумя вертикальными параллельными пластинами при равномерном, но несимметричном нагреве для следующих трех случаев: спутный поток, противоток вниз и противоток вверх. Значения скорости течения и температур стенки, рассчитанные для этих трех случаев, позволяют рассмотреть поведение потока с физической точки зрения.