

2951

*D.E.A DYNAMIQUE DES FLUIDES ET TRANSFERTS
UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE (PARIS VI)*

RAPPORT DE STAGE

*ANALYSE DES ECHANGES THERMIQUES GAZ/PAROIS
DANS UNE LIGNE D'ECHAPPEMENT*

Laure COQUART
Année 1996/1997

Durée du stage : 4mois (1 mars – 31 juin 97)

Stage effectué au laboratoire L.I.M.S.I du CNRS (Campus d'Orsay)

Responsable de stage
Mr J. PAKLEZA

Responsables Université
Mr G. LABROSSE
Mr M.X. FRANCOIS

TABLE DES MATIERES

<i>Table des matières</i>	1
<i>Introduction</i>	2
<i>1 Etude bibliographique</i>	3
1.1 Définitions et hypothèses de travail	3
1.1.1 Cadre de l'étude	3
1.1.2 Variations des propriétés physiques avec la température	5
1.2 Choix des formules	6
1.2.1 Régime laminaire	6
1.2.2 Régime de transition	9
1.2.3 Régime turbulent	12
<i>2 Etude des formules choisies et coefficient d'échange global à la paroi</i>	16
2.1 Coefficient d'échange h	16
2.1.1 Propriétés physiques de l'air en fonction de la température	16
2.1.2 Valeurs des corrélations choisies dans leur domaine de validité	17
2.1.3 Variations de h en fonction du nombre de Reynolds pour Re entre 200 et 60.000	19
2.2 Coefficient d'échange global	19
2.2.1 Flux échangé entre le fluide et l'extérieur	19
2.2.2 Coefficient d'échange moyen en convection naturelle à l'extérieur d'un cylindre chauffé	20
2.3 Coefficient global en fonction de h et h_{ext}	21
<i>3 Etude de la sensibilité des échanges thermiques aux variations de h et h_{ext} par simulation numérique</i>	33
3.1 Programme utilisé et hypothèses de modélisation	33
3.1.1 Programme utilisé	33
3.1.2 Description de la géométrie et du maillage	34
3.2 Tests choisis	36
3.3 Résultats	37
3.3.1 Résultats sans tenir compte du rayonnement du tube	37
3.3.2 Résultats en tenant compte du rayonnement de la paroi du tube	39
3.3.2.a) Flux rayonné par la paroi	39
3.3.2.b) Résultats	40
3.3.2.c) Conclusion	44
3.3.3 Calculs affinés	44
<i>Conclusion</i>	47
<i>Figures 1 à 18</i>	49
<i>Annexe A : figures A.1 à A.20</i>	63

INTRODUCTION

Ce stage s'insère dans une étude réalisée actuellement, par le constructeur automobile RENAULT, sur les pertes thermiques dans les lignes d'échappement.

Les normes européennes antipollution sont de plus en plus strictes et la diminution des rejets passe par l'optimisation du système catalytique, son point de fonctionnement étant notamment sensible à sa température.

La nature pulsée et non établie de l'écoulement dans la ligne d'échappement augmente de façon significative les échanges thermiques gaz-paroi et des modèles de calcul instationnaires sont développés actuellement par le constructeur.

La littérature est riche en relations sur les coefficients d'échange convectif gaz-paroi, h , dans les conduites cylindriques. Mais les conditions thermiques et hydrodynamiques à l'entrée de la ligne d'échappement fluctuent dans le temps et le fluide ne cesse de passer d'un régime à l'autre. L'impact de l'utilisation de telle ou telle corrélation sur l'évaluation des échanges thermiques n'est pas connue.

La première étape de l'étude a été de rechercher, dans la littérature, les corrélations concernant les coefficients d'échange gaz-paroi dans un tube, puis de les comparer ; les paramètres permettant la modélisation du problème ayant été spécifié par Renault. Nous avons trier les différentes relations trouvées, conservant celles qui nous apparaissaient les plus pertinentes par rapport au problème posé. Les corrélations retenues sont présentées dans le premier chapitre. Nous les étudions dans le chapitre 2.

Grâce à l'utilisation d'un programme numérique existant au L. I. M. S. I. et sur la base de données expérimentales fournies par Renault, nous avons testé la sensibilité des échanges thermiques convectifs entre le fluide et l'extérieur aux deux paramètres permettant de les caractériser, h et h_{ext} , où h_{ext} représente le coefficient d'échange à la paroi externe. Dans un premier temps le rayonnement de la paroi a été négligé. Les résultats montrant que cette hypothèse n'était pas justifiée, les calculs ont été continués en en tenant compte et la répartition des différents flux échangés le long du tube calculée. Ces différents résultats sont présentés dans le chapitre 3.

1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 DEFINITIONS ET HYPOTHESES DE TRAVAIL

1.1.1 Cadre de l'étude

* La ligne d'échappement est supposée cylindrique (coordonnées (r, θ, x)). Et l'étude bibliographique concerne les coefficients d'échange, h , gaz/paroi-interne pour les différents régimes d'écoulement du fluide :

$$100 \leq Re \leq 60000$$

où le nombre de Reynolds est défini à partir du diamètre de la conduite :

$$Re = \frac{VD}{\nu} = \frac{4G}{\pi \eta D} \quad \text{où } G \text{ est le débit massique [kg / sec]}$$

parce que la vitesse de référence, V , dans ce type de problème, s'écrit :

$$V = \frac{G}{\rho S}$$

Par définition :

$$h_x = \frac{Nu_x \lambda}{D} = \frac{q''}{T_{PAROI} - T_{REF}} \quad [W / m^2 K]$$

où Nu est le nombre de Nusselt local, valeur adimensionnée du gradient de température à la paroi, qui permet de mesurer l'augmentation des transferts thermiques liée à la convection par rapport à un état de référence qui serait purement conductif. h_x , est sa contrepartie dimensionnelle. Il est calculé le plus souvent pour deux types de conditions aux limites :

- flux de chaleur imposé à la paroi
- température imposée de la paroi

On peut aussi définir un coefficient d'échange moyen sur la longueur L :

$$h_m = \frac{1}{L} \int h_x dL$$

La température T_{REF} , qui apparaît dans l'expression de h_x , est définie en fonction du problème étudié. Par exemple lorsqu'on étudie les transferts thermiques entre une plaque

plane et un écoulement forcé, on choisit la température du fluide non perturbé par la présence de la plaque : $T_{REF} = T_{\infty}$

Dans le cas d'écoulements dans des conduites, il est difficile de définir une température de référence. Par analogie à la définition de la vitesse de référence, V , dans ces cas :

$$V = \frac{G}{\rho S}$$

on définit une température de « débit d'énergie thermique » comme :

$$T_B = \frac{\int_S \rho U_x T dS}{\rho V S} = T_{REF}$$

Il arrive aussi que l'on définisse le coefficient d'échange h à partir d'une autre différence de température, comme suit :

$$h_x = \frac{q''}{\Delta T_{LOG}} \quad [W / m^2 K]$$

où :

$$\Delta T_{LOG} = \frac{(T_p - T_{entrée-fluide}) - (T_p - T_{sortie-fluide})}{\ln \left(\frac{T_p - T_{entrée-fluide}}{T_p - T_{sortie-fluide}} \right)}$$

Cette différence de température apparaît en fait naturellement dans les calculs à $T_p = cste$, dans l'expression de la densité de flux moyen entre 0 et x .

* On ne considère que les écoulements en régime permanent.

* La température est imposée constante à l'entrée du tube. La température externe, T_{ext} , est imposée :

$$T_{ext} = 20^{\circ}C$$

* L'épaisseur, e , de la paroi en acier, sa conductivité thermique, λ et le diamètre du tube, D , sont imposés.

$$D = 45 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$e = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\lambda = 40 \text{ W / m K}$$

* On considère que les échanges thermiques entre la paroi et l'extérieur ne se font que par convection naturelle. Ce coefficient sera dorénavant représenté par h_{ext} .

1.1.2 Variations des propriétés physiques du fluide avec la température

Au début de cette étude, nous avons considéré que la variation des propriétés physiques avec la température avait une grande influence sur les valeurs des coefficients d'échange thermiques h , puisque la température varie beaucoup le long de la ligne. C'est pourquoi on s'est intéressé aux corrections nécessaires à apporter aux corrélations pour en tenir compte.

Deux méthodes sont utilisées pour tenir compte des effets de la température (Rohsenow et Hartnett, 1973) :

- Utilisation des corrélations obtenues pour de faibles différences de température entre le fluide et la paroi, en définissant une température de référence, qui dépend de la température de la paroi et de T_B , à laquelle on évalue les coefficients physiques apparaissant dans les relations.
- Utilisation des corrélations calculées lorsque les propriétés physiques sont constantes, en les multipliant par un terme correctif qui tient compte des variations des coefficients physiques dans la section du tube, et en évaluant les coefficients physiques à la température de mélange T_B . Le terme

correctif utilisé pour les gaz s'écrit $\left(\frac{T_P}{T_B}\right)^n$, où :

- n vaut 0 pour un fluide en régime laminaire qu'il soit refroidi ou chauffé
- il est conseillé de prendre $n=0$ pour un fluide refroidi en régime turbulent.

Ces méthodes viennent de l'expérience où elles sont utilisées pour corréliser au mieux les résultats.

Ce qui ressort de l'étude bibliographique, c'est que les corrélations sont sensibles, dans leur forme en tous cas, à la méthode utilisée et au choix, concernant la première, de la température de référence utilisée pour calculer la conductivité et la viscosité cinématique. Le nombre de Prandtl, lui, varie très peu pour les gaz en fonction de la température.

D'autre part, il est difficile de trouver, dans la bibliographie, des corrélations qui sont explicitement données lorsque le fluide est refroidi. On a donc supposé dans tous les cas

qu'on pouvait appliquer $\left(\frac{T_p}{T_B}\right)^n = 1$.

1.2 CHOIX DES FORMULES

1.2.1 Régime laminaire

La littérature est très riche concernant les problèmes laminaires.

Comme les cas les plus traités sont ceux pour lesquels la température ou le flux de chaleur sont imposés à la paroi interne du tube, nous avons fait une sélection entre ces deux cas possibles. Dans le cas qui nous concerne le fluide n'est pas isolé et la résistance externe n'est pas nulle (Shah et London, 1974) ; ce sont donc des corrélations déterminées pour un flux de chaleur imposé, et si possible valables pour un nombre de Prandtl de l'ordre de 1, qui ont été retenues.

Première équation (B. Staniszewski, 1963) :

Kays 1955

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * 4,36 * \frac{0,036 * Re Pr \frac{D}{L}}{1 + 0,0011 * \left(Re Pr \frac{D}{L}\right)^{0,8}}$$

Le coefficient d'échange est défini par rapport à $(T_p - T_B)$.

C'est une formule tirée de résultats numériques.

Elle a été choisie parce qu'elle tient compte du développement simultané des couches limites thermiques et hydrodynamiques.

Elle n'a pas été obtenue en tenant compte explicitement des variations des propriétés physiques avec la température.

Seconde équation (Worsoe-Schmidt et Leppert, 1965) :

Worsoe-Schmidt, Leppert *1965*

$$h_x = \left(\frac{k}{D}\right) * 4,36(1 - \exp(-17x^+)) + a(x^+)^{-1/3} * \exp(-b(x^+)^{5/4})$$

$$x^+ = \frac{2x}{D} \frac{1}{Re_{(T=T_{in})} * Pr}$$

$$q^+ = \frac{D * q''}{2 * T_{in} * k_{(T=T_{in})}}$$

$$0 < q^+ < 10$$

$$a = 1,53 + 0,11 * (q^+)^{0,4}$$

$$b = 20 + 5 * \sqrt{q^+}$$

$$10 < q^+ < 20$$

$$a = 1,74 + 0,011 * q^+$$

$$b = 10 + 2,7 * \sqrt{q^+}$$

où q'' est le flux imposé à la paroi en W/m^2 , T_{in} la température d'entrée du gaz.

Le coefficient d'échange est défini par rapport à $(T_P - T_B)$.

C'est une corrélation obtenue à partir de résultats numériques.

Elle est très différente des autres corrélations présentées puisque qu'elle s'exprime directement en fonction du flux de chaleur réellement échangé.

Elle tient compte des variations des coefficients physiques avec la température. Mais comme on peut le voir dans l'expression des paramètres adimensionnés, ils sont évalués à la température d'entrée du fluide.

Troisième et quatrième équations (Heat atlas, 1993) :

Heat Atlas (Shah, London modifiée) 1993

$$h_x = \left(\frac{k}{D} \right) * \left(4,364^3 + 1 + \left\{ 1,302 * \sqrt[3]{\frac{D}{x} Re Pr - 1} \right\}^3 \right)^{\frac{1}{3}}$$

Heat Atlas (Shah, London modifiée) 1993

$$h_m = \left(\frac{k}{D} \right) * \left(4,364^3 + 0,6^3 + \left\{ 1,953 * \sqrt[3]{\frac{D}{L} Re Pr - 0,6} \right\}^3 \right)^{\frac{1}{3}}$$

Le coefficient d'échange est défini par rapport à la température logarithmique : $\Delta T_{LOG} = \frac{(T_P - T_{entrée-fluide}) - (T_P - T_{sortie-fluide})}{\ln \left(\frac{T_P - T_{entrée-fluide}}{T_P - T_{sortie-fluide}} \right)}$.

Elles ont été obtenues très récemment à partir d'une synthèse de Shah et London d'une grande quantité de résultats aussi bien analytiques que numériques et expérimentaux.

Elles tiennent compte du développement simultané des couches limites thermiques et hydrodynamiques.

Elles ne tiennent pas compte des variations des propriétés physiques avec la température.

Cinquième équation (Dalle-Donne et Bowditch, 1963) :

Dalle-Donne, Bowditch 1963

$$h_x = \left(\frac{k}{D} \right) * 0,214 * Re^{0,38} * Pr^{0,4} * \left(1 + 38,4 \frac{D}{x} \right)$$

⊗

Le coefficient d'échange est défini par rapport à $(T_P - T_B)$.

C'est une corrélation issue de résultats expérimentaux.

Elle a été retenue parce qu'elle tient compte des variations des coefficients physiques avec la température qui sont évalués à T_B .

Les mesures ont en fait été effectuées sur un fluide chauffé. Le régime est laminaire il n'y a donc pas, non plus, de corrections à apporter pour tenir compte des variations des propriétés physiques dans la section du tube pour un fluide refroidi.

Elle est valable pour :

$$700 \leq Re \leq 3000$$

$$26 \leq \frac{x}{D} \leq 166$$

1.2.2 Régime de transition

Il est difficile de trouver des corrélations pour ce régime. Il n'y a donc pas eu de problèmes pour les choisir ; on a pris celles qu'on a pu trouver !

Sixième équation (B. Staniszewski, 1963) :

Kutateladze, Boelter 1957

$$h_m = \left(\frac{k}{D} \right) * 0,00069 * Re^{1,24} * Pr^{0,5}$$

Le coefficient d'échange est défini par rapport $(T_P - T_B)$.

Elle ne tient pas compte des effets d'entrée.

Elle tient compte, à priori, des variations des propriétés physiques avec la température évaluées à $\frac{(T_P + T_B)}{2}$.

Elle est valable pour :

$$2000 \leq Re \leq 10000$$

Boelter, Young et Iversen ont étudié les effets d'entrées sur les valeurs du coefficient d'échange thermique. On peut en tenir compte en utilisant l'équation suivante (B. Staniszewski) :

$$\frac{h_m}{h_\infty} = 1 + \frac{C}{L/D}$$

avec $\frac{L}{D} \geq 20$

Pour une entrée de tube rectiligne et pour un écoulement hydrodynamiquement développé, $C=1.4$. On obtient :

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * 0,00069 * Re^{1,24} * Pr^{0,5} * \left(1 + 1,4 \frac{D}{L}\right)$$

Septième équation (B. Staniszewski, 1963) :

Hauzema 1943

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * \left(Re^{\frac{2}{3}} - 125\right) * Pr^{\frac{1}{3}} * \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right) \left(\frac{\mu_B}{\mu_P}\right)^{0,14}$$

Le coefficient d'échange est défini par rapport $(T_P - T_B)$.

Elle tient compte des variations des propriétés physique avec la température. Elle a été établie pour des liquides puisque les corrections dues aux variations dans la section du tube sont en fonction de la viscosité dynamique et non en fonction de la température.

On l'a donc transformée pour l'étudier. N'ayant aucune information sur la valeur de l'exposant n de $\left(\frac{T_B}{T_P}\right)$ pour le régime de transition, on a pris $n=0$ de façon similaire aux autres régimes.

On a travaillé sur l'expression :

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * \left(Re^{2/3} - 125\right) * Pr^{1/3} * \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{2/3}\right)$$

Elle est valable pour :

$$2300 \leq Re \leq 150000$$

donc aussi pour le régime turbulent

Huitième équation (Gnielinski, 1975) :

Gnielinski 1975

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * 0,214 * \left(Re^{0,8} - 100\right) * Pr^{0,4} * \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{2/3}\right) \left(\frac{T_m}{T_p}\right)^{0,45}$$

$$T_m = \frac{T_{\text{entrée-fluide}} + T_{\text{sortie-fluide}}}{2}$$

Le coefficient d'échange est défini par rapport à la température logarithmique : $\Delta T_{LOG} = \frac{(T_p - T_{\text{entrée-fluide}}) - (T_p - T_{\text{sortie-fluide}})}{\ln\left(\frac{T_p - T_{\text{entrée-fluide}}}{T_p - T_{\text{sortie-fluide}}}\right)}$.

Elle est valable pour :

$$0.6 \leq Pr \leq 1.5$$

$$\frac{D}{L} \leq 1$$

$$2300 \leq Re \leq 10^6$$

Et on l'a utilisée comme suit :

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * 0,214 * (Re^{0,8} - 100) * Pr^{0,4} * \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right)$$

puisque le fluide est refroidi.

1.2.3 Régime turbulent

Les coefficients d'échanges dépendent peu des conditions aux limites imposées pour $Pr \approx 1$.

On a gardé les deux dernières équations ci-dessus, valables aussi en régime turbulent.

Hauzena 1943

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * (Re^{\frac{2}{3}} - 125) * Pr^{\frac{1}{3}} * \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right)$$

Gnielinski 1975

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * 0,214 * (Re^{0,8} - 100) * Pr^{0,4} * \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{\frac{2}{3}}\right)$$

Neuvième équation (B. Staniszewski, 1963) :

Humble, Lewdermilk, Desmon 1951

$$h_m = \left(\frac{k}{D}\right) * 0,034 * Re^{0,8} * Pr^{0,4} * \left(\frac{D}{L}\right)^{0,1}$$

C'est une formule obtenue à partir de résultats expérimentaux.

h est défini par rapport à $(T_p - T_B)$.

Elle tient compte des variations des propriétés physique avec la température.

Elle a été retenue parce que la correction dû aux effets d'entrée s'écrit :

$$\left(\frac{D}{L}\right)^{0,1}$$

et non pas sous la forme :

$$\left(1 + A \frac{D}{L}\right)^\alpha$$

Elle est valable pour :

$$10000 \leq Re \leq 500000$$

$$30 \leq \frac{L}{D} \leq 120$$

$$60^\circ\text{C} \leq T_p \leq 1690^\circ\text{C}$$

$$0.8 \leq \frac{T_p}{T_B} \leq 3.5$$

Dixième équation (Dalle-Donne et Bowditch, 1963) :

Dalle-Donne, Bowditch **1963**

$$h_x = \left(\frac{k}{D}\right) * 0,0208 * Re^{0,8} * Pr^{0,4} * \left(1 + 6,2 \frac{D}{x}\right) \left(\frac{T_p}{T_{SB}}\right)^{-0,55}$$

$$T_{SB} = T_B - \frac{v_{SB}^2}{210^7 c_p} \approx T_B \text{ pour les faibles nombres de Mach}$$

h est défini par rapport à $(T_p - T_B)$.

C'est aussi une formule expérimentale obtenue pour de l'air chauffé.

C'est une des rares qui donne un coefficient local car l'expérience s'intéressait aux effets d'entrée.

Elle tient compte des variations des propriétés physiques avec la température évaluées à T_{SB} .

Elle est valable pour :

$$Re \geq 5000$$

$$26 \leq \frac{x}{D} \leq 166$$

Elle a été utilisée comme suit puisque le fluide est refroidi :

$$h_x = \left(\frac{k}{D} \right) * 0,0208 * Re^{0,8} * Pr^{0,4} * \left(1 + 6,2 \frac{D}{x} \right)$$

Onzième équation (Rohsenow et Hartnett, 1973) :

Handbook of heat transfer 1973

$$h_m = \left(\frac{k}{D} \right) * 0,022 * Re^{0,8} * Pr^{0,6}$$

h est défini par rapport à $(T_p - T_B)$.

On a préféré prendre cette formule plutôt que des corrélations beaucoup plus connues comme celle de Colburn ou celle de Dittus-Boelter : selon un article de Colburn (Colburn, 1964), les deux équations sont différentes parce que la viscosité dynamique n'est pas évaluée à la même température.

Elle ne tient pas compte à priori des variations des coefficients physiques avec la température.

Elle est valable pour :

$$10000 \leq Re \leq 120000$$

$$\frac{L}{D} \geq 60$$

$$0.5 \leq Pr \leq 1$$

Pour tenir compte des effets d'entrée, on a utilisé :

$$h_m = \left(\frac{k}{D} \right) * 0,022 * Re^{0,8} * Pr^{0,6} * \left(1 + 1,4 \frac{D}{L} \right)$$

On peut remarquer qu'il n'y a qu'une seule corrélation locale en régime turbulent. On a trouvé un article donnant une expression théorique de Nu (Sparrow, Hallman *et al*, 1957). Mais les valeurs des coefficients permettant de la calculer ne sont reportées que pour une seule valeur de Re susceptible de nous intéresser, Re=50000.

On retrouve, comme pour la plaque plane, que les coefficients locaux divergent en $x=0$. On n'a donc tracé les relations, dans le chapitre 2, qu'à partir de $x/D=5$.

On trouvera, en annexe, la figure A.1, qui représente le rapport $\frac{\left(1 + C * \frac{D}{L} \right)}{\left(1 + 1,4 * \frac{D}{L} \right)}$ pour

deux autres valeurs de C. Les types d'entrées auxquelles correspondent ces valeurs sont représentées sur la même page (B. Staniszewski, 1963). On observe que les coefficients peuvent augmenter de manière non négligeable lorsqu'on change la géométrie de l'entrée.

2 ETUDE DES FORMULES CHOISIES ET COEFFICIENT D'ÉCHANGE GLOBAL A LA PAROI

Nous allons maintenant étudier les relations présentées dans le premier chapitre. La température, imposée, des gaz est de 500°C. De façon à étudier l'influence, dans les corrélations, de la variation des coefficients physiques avec la température, nous les avons tracés pour cinq températures différentes entre 500°C et 100°C. Pour pouvoir évaluer les coefficients physiques à ces températures nous avons déterminé leurs lois de variation avec la température. On introduit ensuite le coefficient d'échange avec l'extérieur, ce qui permet de calculer le coefficient d'échange convectif global entre le fluide et l'extérieur.

2.1 COEFFICIENT D'ÉCHANGE h

2.1.1 Propriétés physiques de l'air en fonction de la température

Le mélange gazeux dans la ligne d'échappement présente des propriétés physiques similaires à celles de l'air à 500°C d'après les données fournies par Renault. On a en effet :

$$\eta(\text{mélange}) = 35,8 \cdot 10^{-6} \text{ [kg / m .sec]}$$

$$\rho(\text{mélange}) = 0,45 \text{ [kg / m}^3 \text{]}$$

$$\eta(\text{air}) = 35,7 \cdot 10^{-6} \text{ [kg / m .sec]}$$

$$\rho(\text{air}) = 0,442 \text{ [kg / m}^3 \text{]}$$

Nous avons supposé que cette similitude était conservée lorsque la température variait.

La viscosité dynamique, la capacité calorifique à pression constante, la conductivité thermique, la densité et la viscosité cinématique de l'air sont représentées en fonction de la température respectivement figures 1, 2, 3, 4, et 5.

Les courbes représentées figures 1, 2 et 3 ont été tracées en utilisant les lois suivantes :

$$\eta = \eta_{00} \left(\frac{T}{T_{00}} \right)^{0.69} \quad \text{où} \quad \eta_{00} = \eta(T_{00} = 773,15 \text{ K}) = 35,7 \cdot 10^{-6} \text{ [kg / m .sec]}$$

$$\lambda = \lambda_{00} \left(\frac{T}{T_{00}} \right)^{0.74} \quad \text{où} \quad \lambda_{00} = \lambda(T_{00}) = 5,396 \cdot 10^{-2} \text{ [W / m .K]}$$

et

$$c_p = 0,209 T + 925,5 \quad \text{pour} \quad T < 600 \text{ K}$$

$$c_p = 0,229 T + 915,2 \quad \text{pour} \quad 600 \text{ K} < T < 900 \text{ K}$$

$$c_p = 0,195 T + 945 \quad \text{pour} \quad T > 900 \text{ K}$$

Pour justifier que ces lois sont une bonne approximation dans le domaine de température considéré, les valeurs des données à partir desquelles ces lois ont été calculées (K. Raznjevic, 1970) sont représentées sur ces graphes par des points.

La densité, figure 4, a été obtenue en supposant l'air parfait, soit :

$$\rho(T) = \rho_{00} \left(\frac{T_{00}}{T} \right) \quad [kg / m^3]$$

ce qui a permis de calculer la viscosité cinématique :

$$\nu(T) = \frac{\eta}{\rho} \quad [m^2 / sec]$$

Enfin, la figure 6 représente le nombre de Prandtl en fonction de la température. On vérifie ainsi qu'il varie peu. En conséquence, les calculs ont été faits avec la valeur moyenne : $Pr=0,71$.

2.1.2 Valeurs des corrélations choisies dans leur domaine de validité

Les courbes obtenues sont rassemblées à la fin de ce chapitre (pages 23 à 31). Nous avons ajouté les courbes obtenues lorsqu'on utilise la relation de Colburn en régime turbulent (page 32). Elles ont été calculées en utilisant les données fournies par Renault :

- Diamètre interne du tube : $D=45 \text{ mm}$
- Température des gaz : $T_{entrée}=500 \text{ °C}$
- $Pr=0,71$

Débit gaz (g/s)	2	5	10	20	80
Reynolds (500°C)	1500	4000	7800	16000	63000

$$\text{avec } Re = \frac{V D}{\nu(T)} = \frac{4G}{\pi \eta(T) D} \quad \text{où } G \text{ est le débit [g / sec]}$$

A débit fixé, toutes les corrélations correspondant au régime associé sont représentées pour cinq températures différentes : 100°C, 200°C, 300°C, 400°C et 500°C, en fonction de X/L ou D/L . La viscosité et la conductivité thermique sont évaluées à chaque fois à la nouvelle température considérée puisqu'on cherche à déterminer l'influence de la température. Le nombre de Reynolds varie donc avec la température à débit fixé. Il est représenté, à la fin de ce chapitre (page 22), en fonction de la température pour différents débits.

Les corrélations n'ont pas forcément le même domaine de validité. La valeur du débit est bornée pour chaque régime, de manière à être sur le plus petit domaine de validité commun aux différentes formules :

- $G_{\max}=1,5$ g/sec pour le régime laminaire,
- 3 g/sec $< G < 7,5$ g/sec pour le régime de transition
- $G > 15,5$ g/sec en régime turbulent.

Ceci assure d'avoir les cinq courbes à chaque fois et permet de les comparer.

Lorsque les domaines de validité n'étaient pas explicités en fonction du nombre de Reynolds ce sont les valeurs couramment admises qui ont été utilisées :

- $Re < 2300$	laminaire
- $2300 < Re < 10.000$	transition
- $Re > 10.000$	turbulent

Finalement les corrélations ne varient pas énormément avec la température. h_x ou h_m diminuent avec la température, sauf pour deux corrélations. Pour les formules laminaires ceci est lié au fait que la conductivité diminue avec la température. Il y a cependant deux formules pour le régime de transition, celle de Kutateladze (pour $G < 7,5$ g/sec) et celle de Hauzena, qui donnent des coefficients qui augmentent lorsque la température diminue. Concernant la corrélation de Kutateladze, cela s'explique par le terme $Re^{1,24}$ puisque la puissance est supérieure à 1 et que le nombre de Reynolds diminue avec la température.

Néanmoins la plus récente, celle de Gnielinski, se comporte de la même manière que toutes les autres corrélations.

On voit, par contre, que les différentes corrélations, pour un même débit, peuvent donner des valeurs assez différentes. Par exemple pour $G=50$ g/sec à $T=400^\circ\text{C}$, le coefficient d'échange peut varier de 28% d'une corrélation à l'autre.

Une telle représentation des formules permet d'obtenir des informations sur les valeurs du coefficient d'échange entre le gaz et la paroi interne lorsque le débit varie et que l'on connaît la température d'entrée correspondant à ce débit. Pour les coefficients moyens, on voit qu'à L/D fixé, on peut obtenir des informations sur leurs valeurs le long du tube où la température va diminuer.

2.1.3 Variation de h en fonction du nombre de Reynolds pour Re entre 200 et 60.000

Tous les graphes $h=f(Re)$ ont la même allure, indépendamment des formules utilisées.

A titre d'exemple, la figure 7 représente h en fonction du nombre de Reynolds pour $T=500^\circ\text{C}$ et $L=1,5\text{ m}$: la figure 7 (a) quand on utilise deux corrélations, une pour le régime laminaire et la même pour le régime de transition et le régime turbulent ; la figure 7 (b) lorsqu'on en utilise trois différentes. Les courbes obtenues avec d'autres combinaisons de corrélations, ou lorsque l'on change la longueur du tube, sont présentées en annexe, figure A.2 à A.8.

Ces courbes permettent de mieux visualiser (par rapport à celles présentées à la fin du chapitre 2, pages 23 à 31) la grande différence des valeurs de h en laminaire et en turbulence pleinement développée. On observe de plus que h peut subir une discontinuité à la transition et augmenter brusquement (la courbe de transition n'a en effet plus aucune signification physique à partir du moment où ses valeurs deviennent inférieures à celles du régime laminaire) ; alors qu'il reste continu lors du passage au régime turbulent. De plus, il augmente nettement plus rapidement avec Reynolds en régime de transition ou turbulent qu'en laminaire.

Les échanges thermiques avec l'extérieur ne dépendent pas que du coefficient d'échange à la paroi interne du tube et ils peuvent être «limités» par les phénomènes externes ; c'est pourquoi on s'intéresse maintenant au coefficient d'échange convectif global du fluide avec l'extérieur.

2.2 COEFFICIENT D'ÉCHANGE GLOBAL

2.2.1 Flux échangé entre le fluide et l'extérieur (A Bejan, 1984)

Soit un fluide qui circule dans un tube en régime stationnaire.

La continuité du flux à travers la paroi permet d'écrire que :

$$\Phi = hS_i(T_{bi} - T_{si}) = (\vec{q}'' \cdot \vec{e}_r) S(r) = h_{ext} S_e (T_{se} - T_{ext})$$

où T_{si} est la température de la paroi interne du tube, T_{se} la température de la paroi externe et :

$$\vec{q}'' = -\lambda_{pn} \frac{\partial T}{\partial r} \vec{e}_r \quad [W / m^2]$$

λ_{pn} : conductivité de la paroi dans la direction radiale

A l'état stationnaire :

$$-\lambda_{pn} \frac{\partial T}{\partial r} 2\pi r dx = cste = A$$

$$A = \frac{(T_{si} - T_{se})}{\ln\left(1 + \frac{2e}{D}\right)} 2\pi \lambda_{pn} dx \approx \frac{(T_{si} - T_{se})}{\left(\frac{e}{\lambda_{pn}}\right)} \pi D dx \quad \text{puisque } e \ll D$$

de même :

$$S_i \approx S_e$$

D'où finalement le flux échangé avec l'extérieur par unité de surface :

$$q'' = \alpha (T_b - T_{ext}) \quad [W / m^2]$$

où

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{h} + \frac{e}{\lambda_{pn}} + \frac{1}{h_{ext}} \quad [m^2 K / W]$$

Le coefficient d'échange global dépend de h et de h_{ext} que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

2.2.2 Coefficient d'échange moyen en convection naturelle à l'extérieur d'un cylindre chauffé

Le but de ce paragraphe est de pouvoir fixer des bornes raisonnables de variation de h_{ext} lorsque la température de la paroi varie de 100°C à 800°C.

Ce coefficient a été calculé en utilisant la formule (B. Gebhart, Y. Jaluria *et al*, 1988) :

$$h = \frac{\lambda}{D} * 0,399 * Gr_D^{0,25}$$

$$Gr_D = \frac{g \beta (T_p - T_{ext}) D^3}{\nu^2}$$

$$\beta = - \left. \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p = \frac{1}{T_{ext}}$$

L'expression ci-dessus est valable en régime laminaire et sous hypothèses Boussinesq :

$$\rho(T) \cong \rho(T_{ext}) \left(1 - \frac{T - T_{ext}}{T_{ext}} \right)$$

$$\beta \Delta T \ll 1$$

Lorsque les variations des propriétés physiques avec la température ne sont pas négligeables, la formule peut être utilisée si on évalue les propriétés physiques à la température de film $T_f = (T_p + T_{ext})/2$. Le coefficient de dilatation thermique est évalué, lui, à T_{ext} .

Les valeurs ainsi obtenues en fonction de la température de la paroi sont présentées figure 8. Les coefficients physiques sont calculés à partir des lois obtenues en 2.2.1.

Pour notre problème, on peut fixer la plage de variation de h_{ext} entre $4 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ et $15 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, même si elles sont respectivement un peu sous-estimée, et un peu surestimée.

2.3 COEFFICIENT GLOBAL EN FONCTION DE h ET h_{ext}

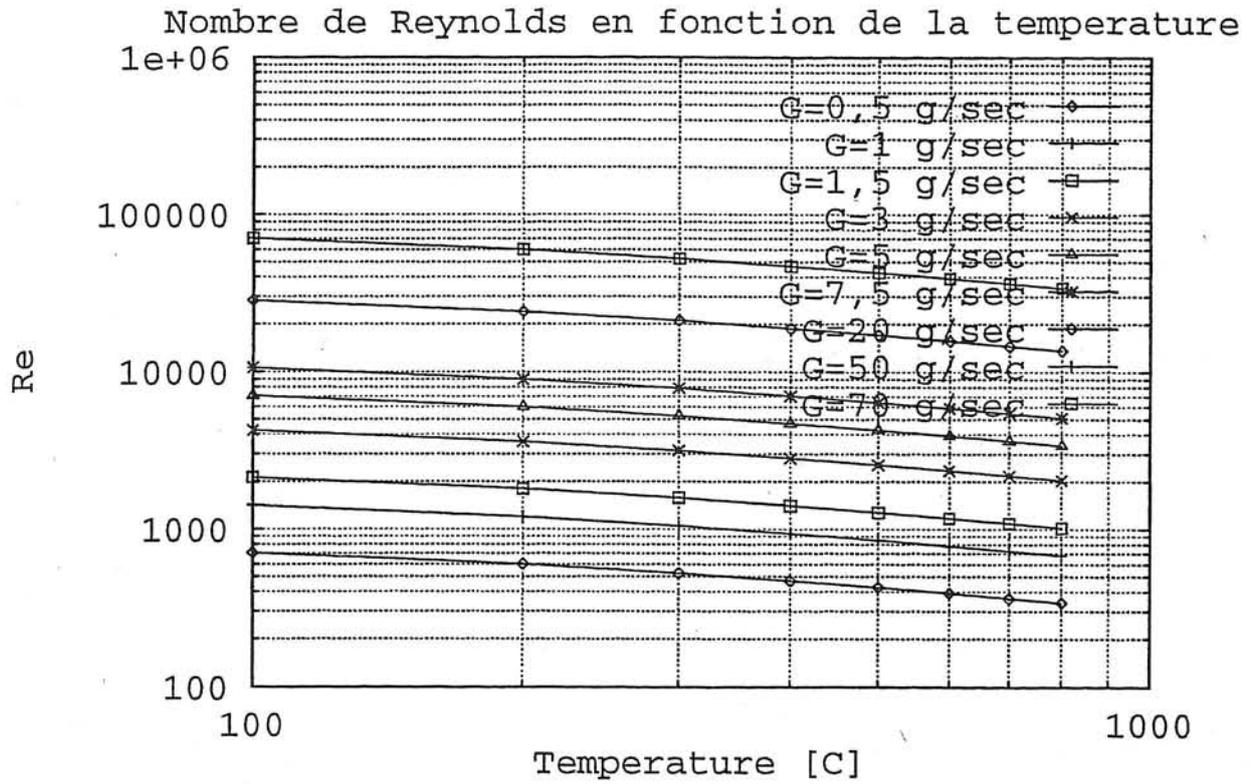
Comme la conductance de la paroi est très supérieure aux deux autres, elle n'a qu'une très faible influence sur la conductance globale $\left(\frac{\lambda_{pn}}{e} = 26000 \text{ W/m}^2 \text{ K} \gg h, h_{ext} \right)$

En déterminant un coefficient d'échange h moyen pour différentes plages de Reynolds, à partir des courbes présentées à la fin du chapitre 2 (pages 23 à 31), nous avons construit les courbes représentant les variations du coefficient d'échange convectif, α , en fonction de h et h_{ext} . Les résultats sont représentés figure 9.

Ces courbes montrent qu'en fonction des valeurs de h et h_{ext} , les échanges thermiques convectifs avec l'extérieur sont contrôlés soit par le fluide interne $h_{ext} \gg h$, soit par le fluide externe $h \gg h_{ext}$.

Les deux courbes les plus significatives de ce point de vue sont celles pour $h = 57 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ et $h = 120 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ pour $h_{ext} = 15 \text{ W/m}^2 \text{ K}$; alors que h double, la conductance globale, elle, n'augmente que de 10%.

C'est pourquoi nous allons étudier plus en détail, dans le dernier chapitre, la sensibilité des échanges thermiques aux coefficients h et h_{ext} , à partir des résultats numériques obtenus pour la température du fluide à la sortie du tube.



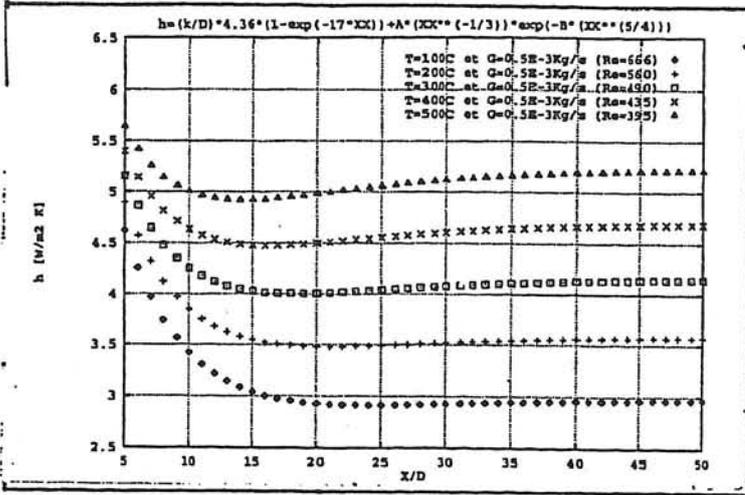
Nombre de Reynolds en fonction de la temperature du gaz pour différents débits.

$$Re = \frac{4 * G}{\pi * \eta * D}$$

$$D = 45mm$$

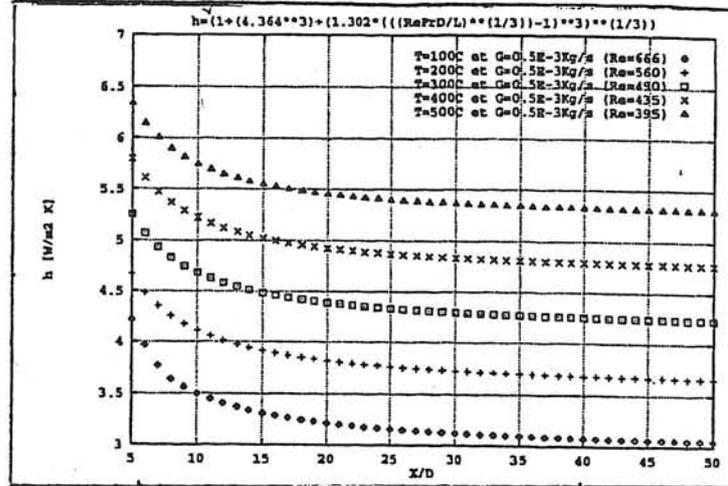
COEFFICIENTS h POUR G=0,5 g/sec

REGIME LAMINAIRE



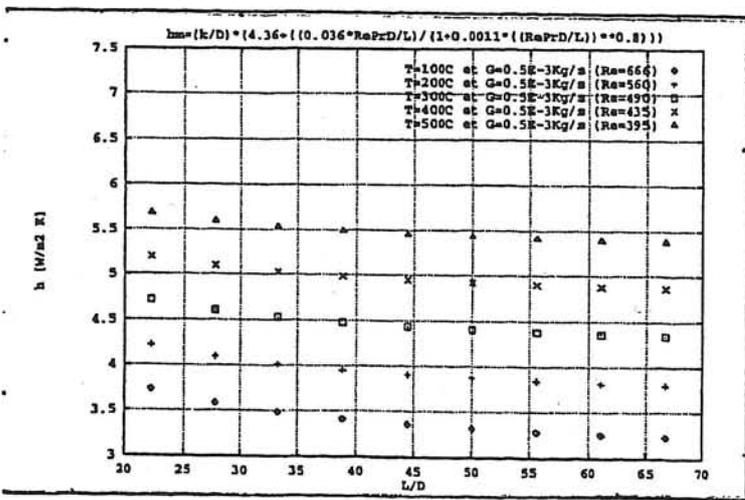
Worsae-Schmidt, Leppert

1965



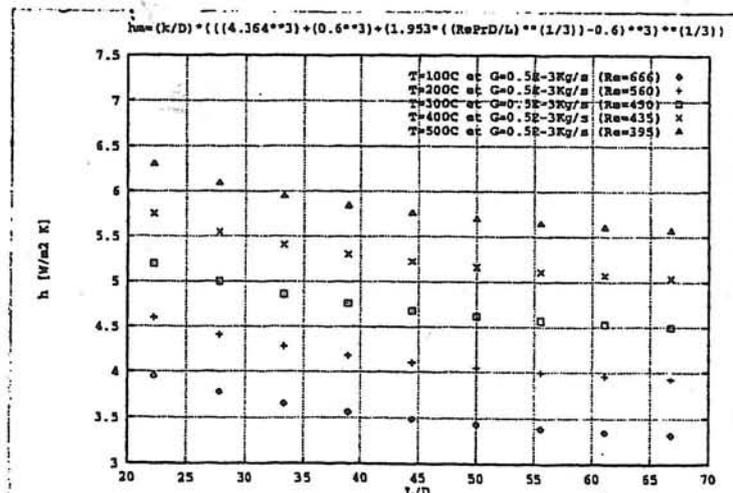
Heat Atlas (Shah, London modifie)

1993



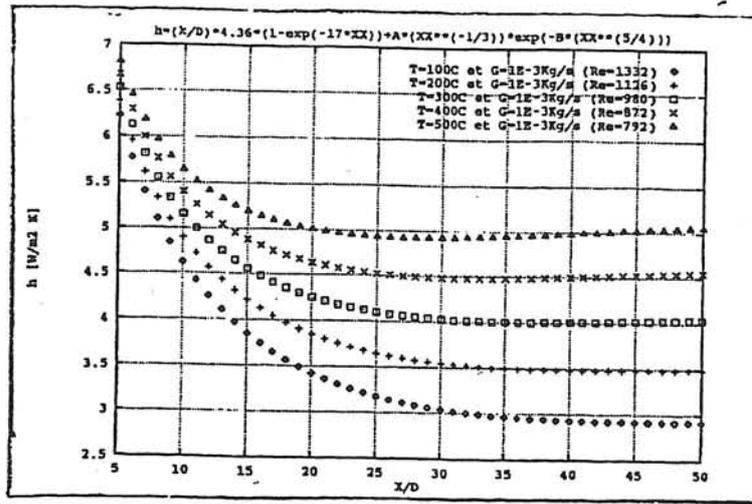
Kays

1955



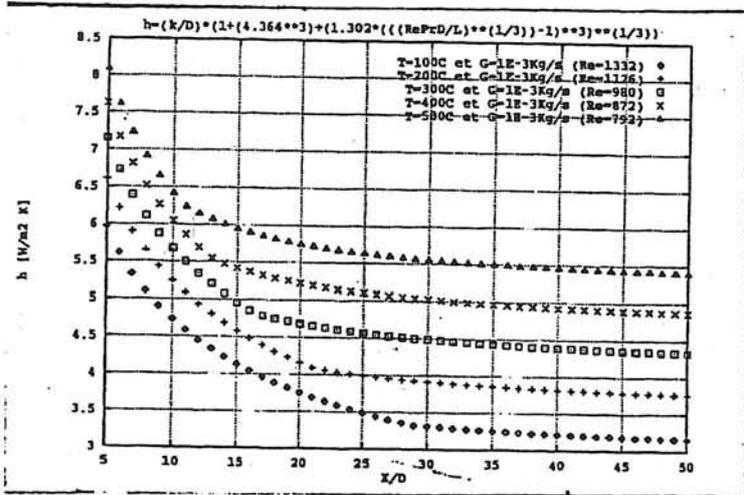
Heat Atlas (Shah, London modifie)

1993



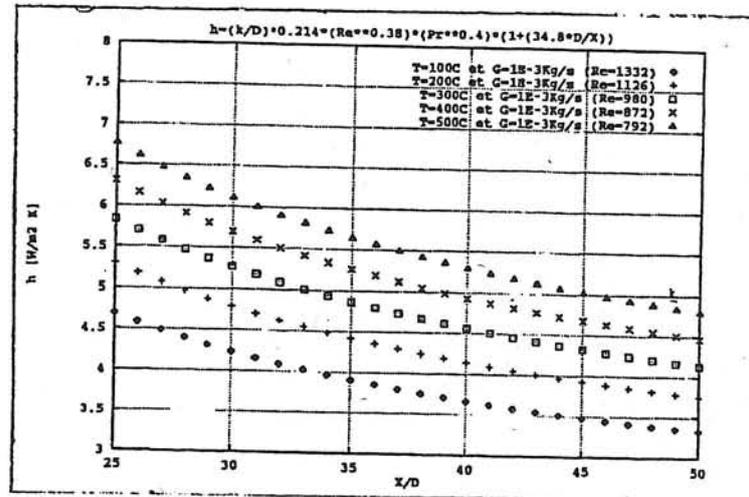
Worsoe-Schmidt, Leppert

1965



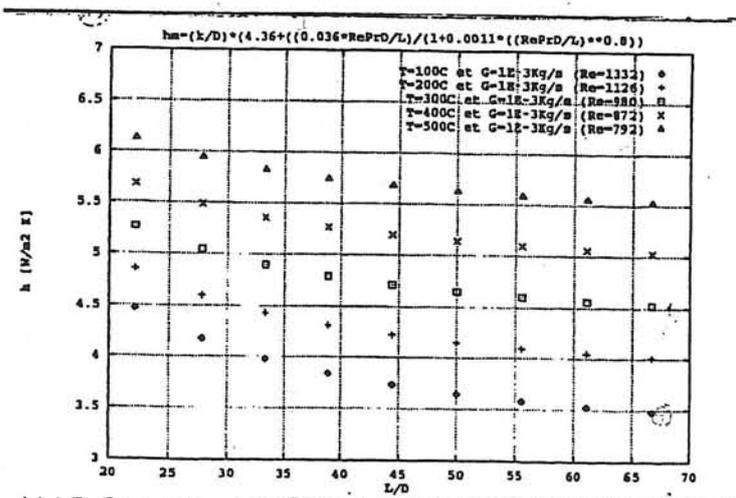
Heat Atlas (Shah, London modifie)

1993



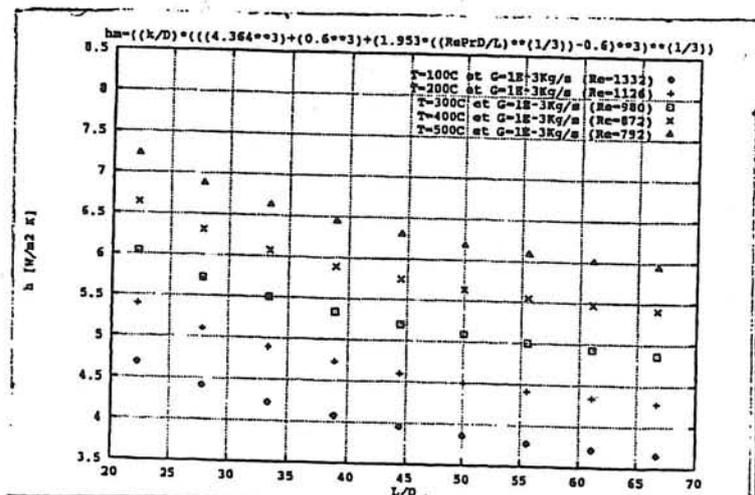
Dalle-Donne, Bowditch

1963



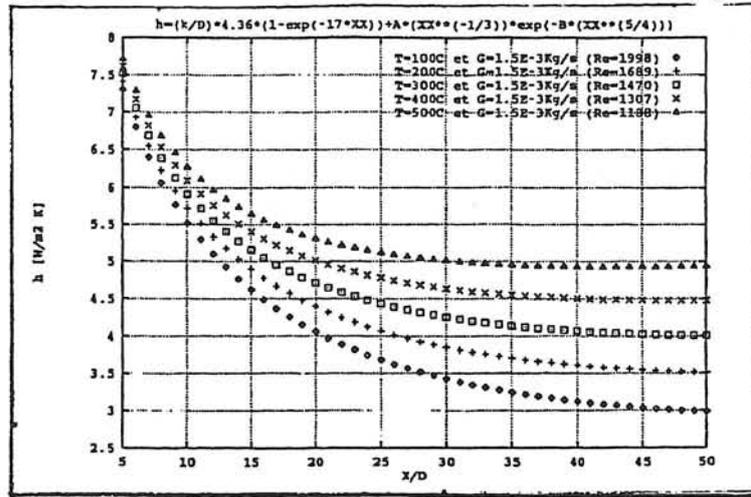
Kays

1955



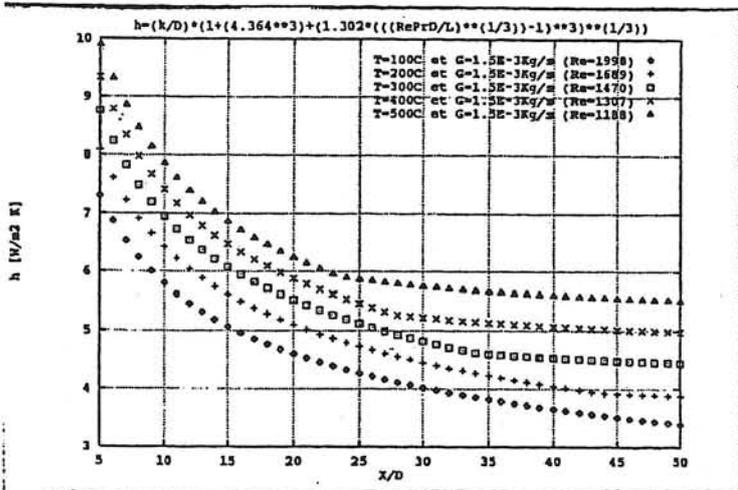
Heat Atlas (Shah, London modifie)

1993



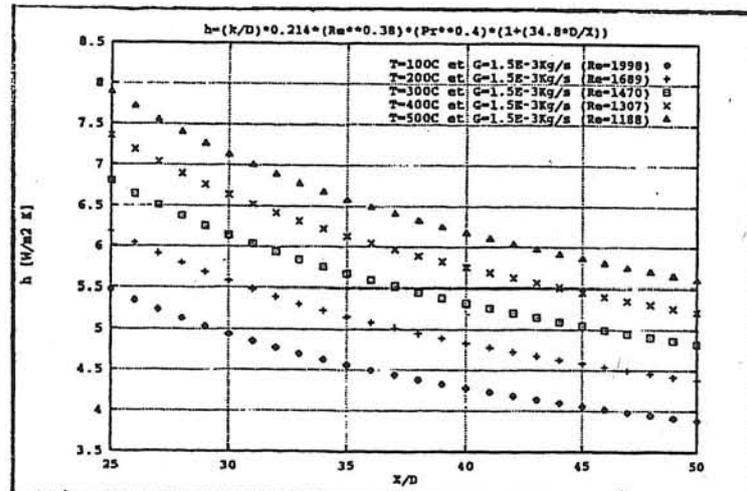
Worsoe-Schmidt, Leppert

1965



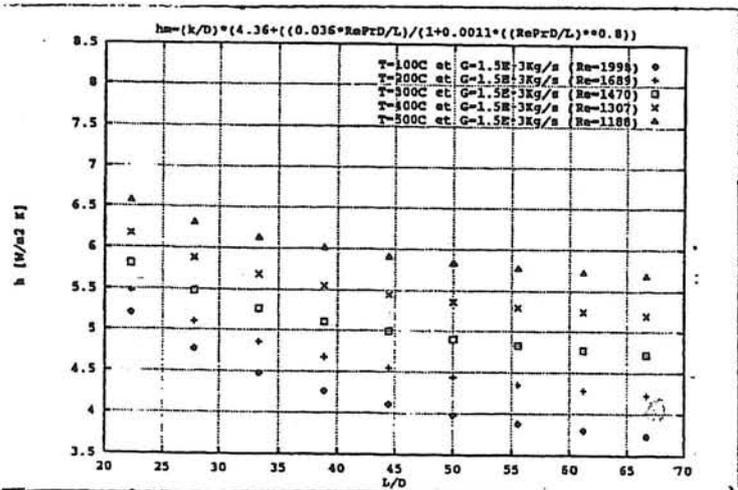
Heat Atlas (Shah, London modifie)

1993



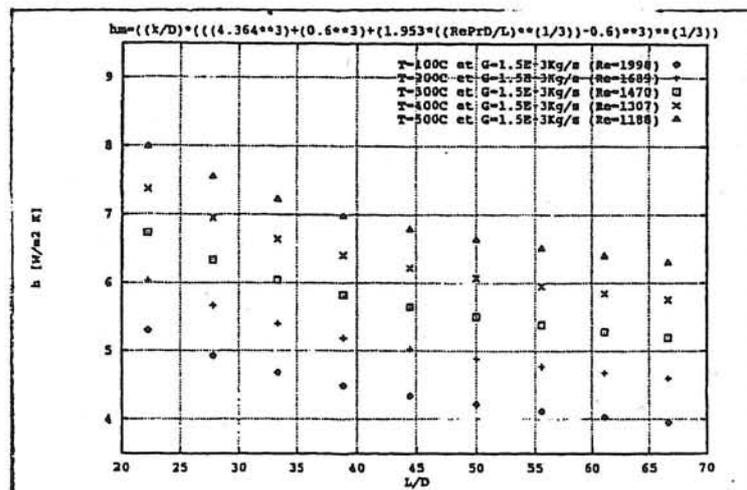
Dalle-Donne, Bowditch

1963



Kays

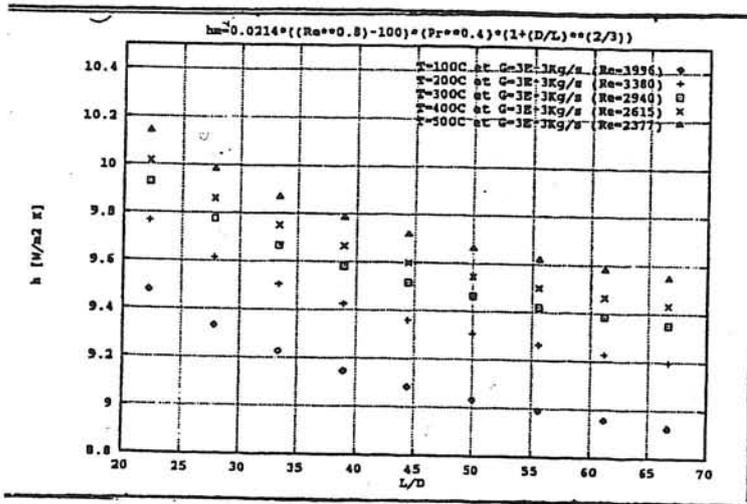
1955



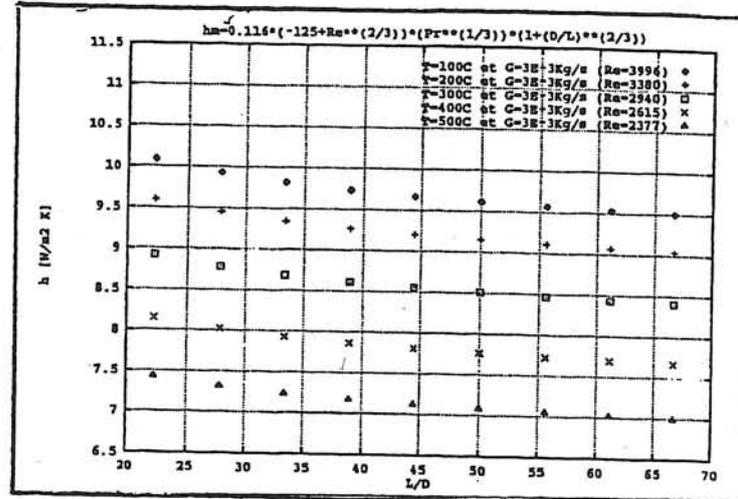
Heat Atlas (Shah, London modifie)

1993

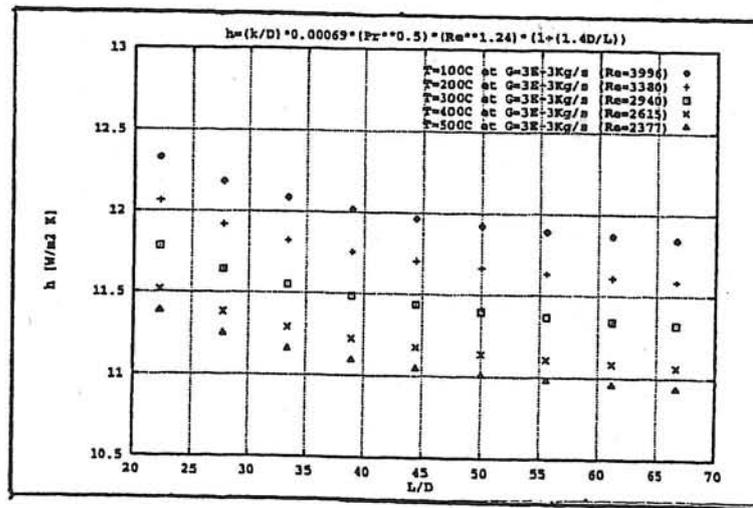
REGIME DE TRANSITION



Gnielinski 1975

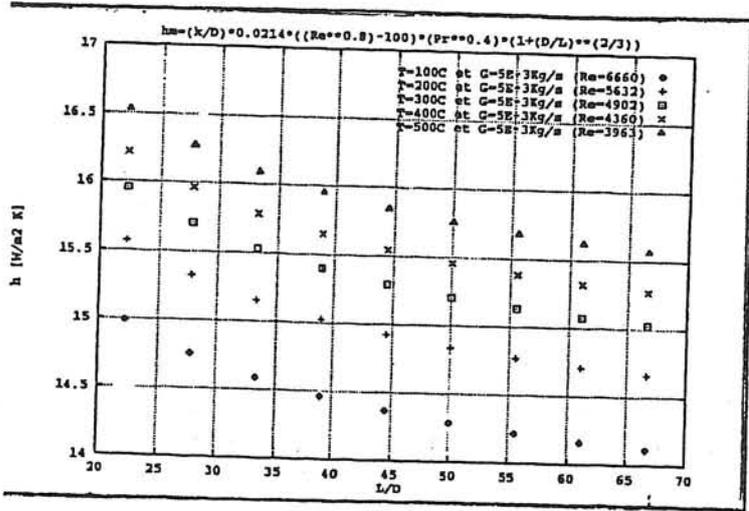


Hauzena 1943



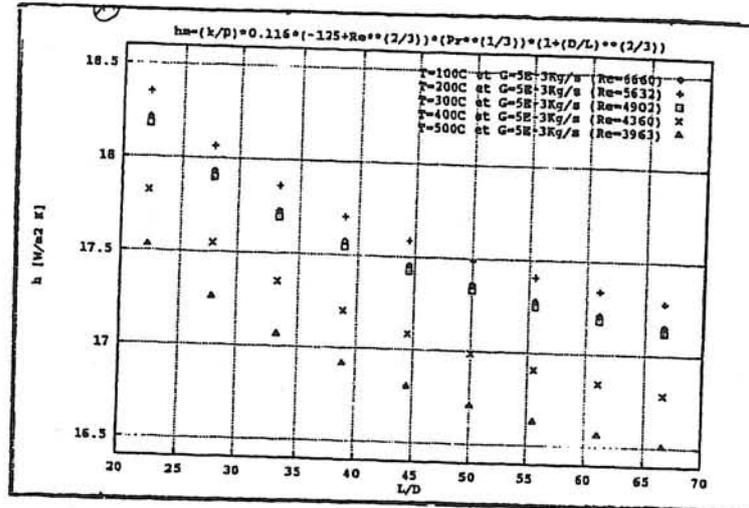
Kutateladze, Boelter 1957

REGIME DE TRANSITION



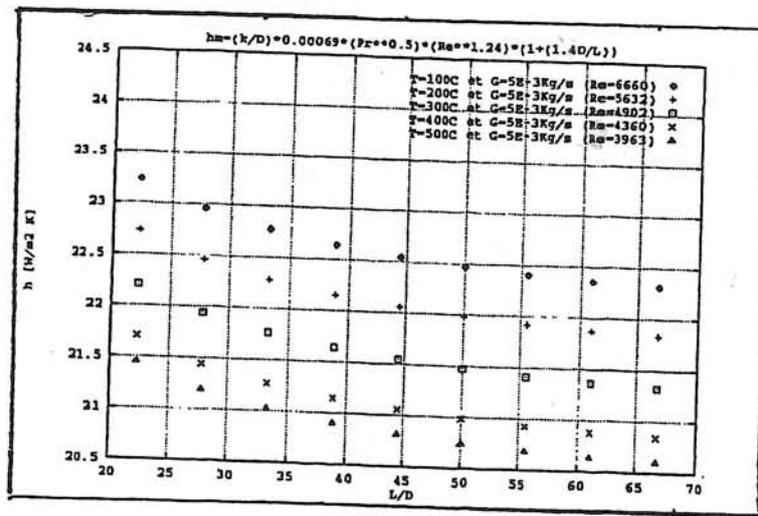
Gnielinski

1975



Hauszner

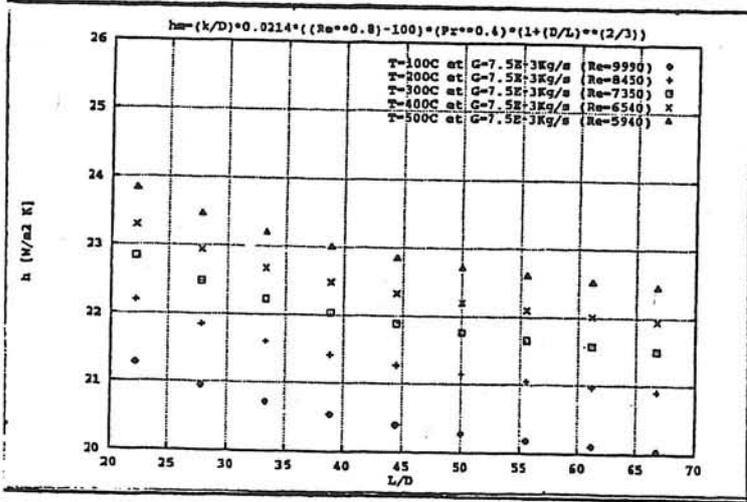
1943



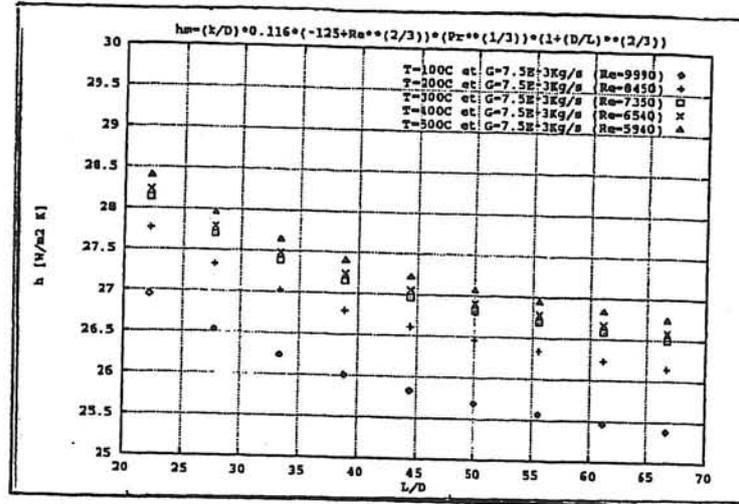
Kutateladze, Boelter

1957

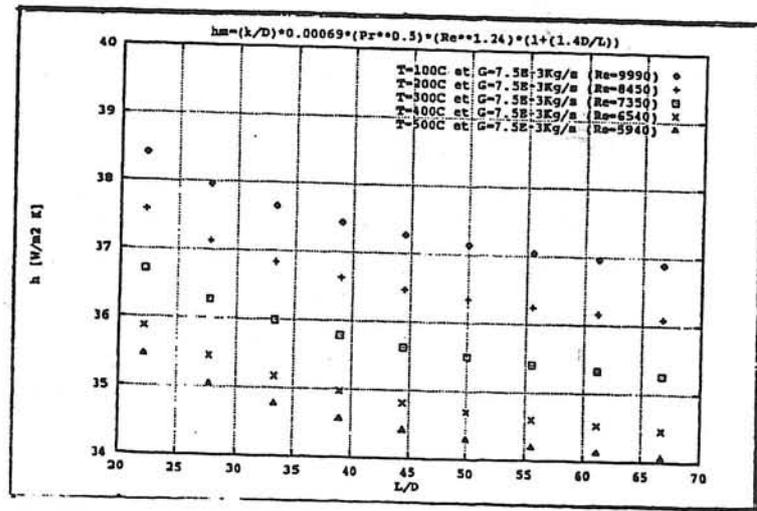
REGIME DE TRANSITION



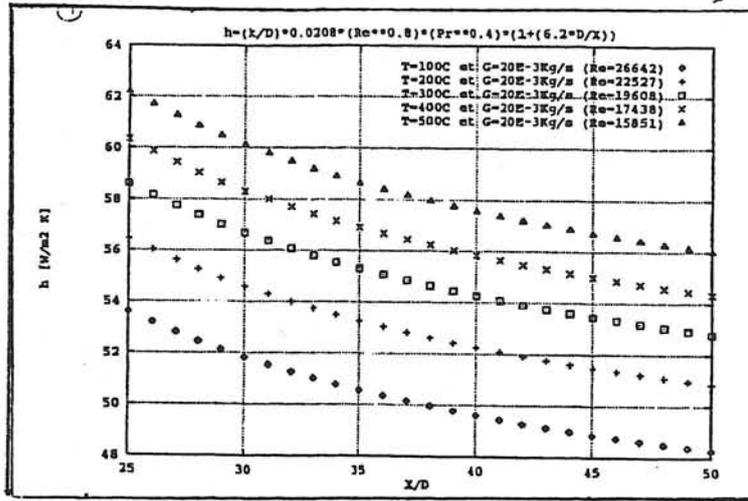
Gnielinski 1975



Hauzena 1943

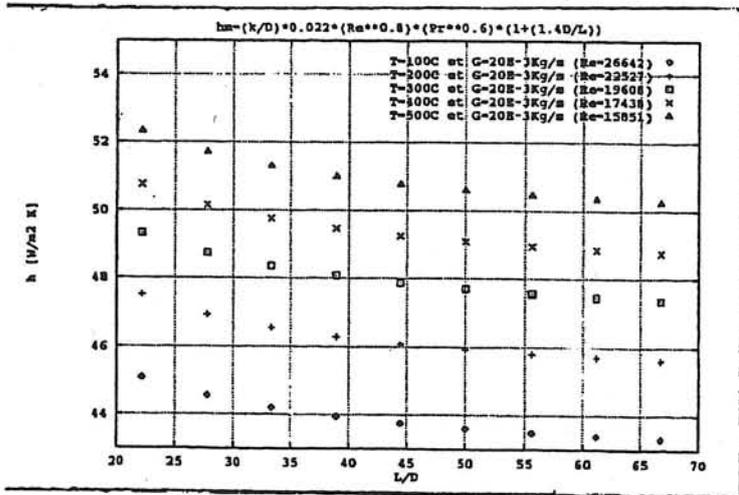


Kutateladze, Boelter 1957



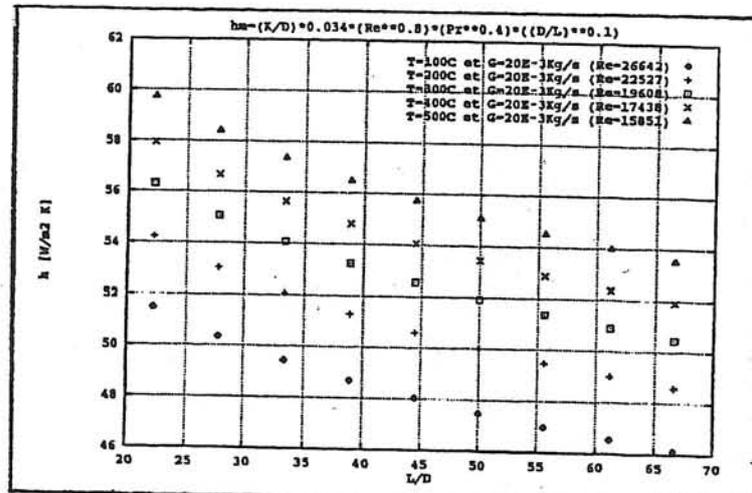
Dalle-Donne, Bowditch

1963



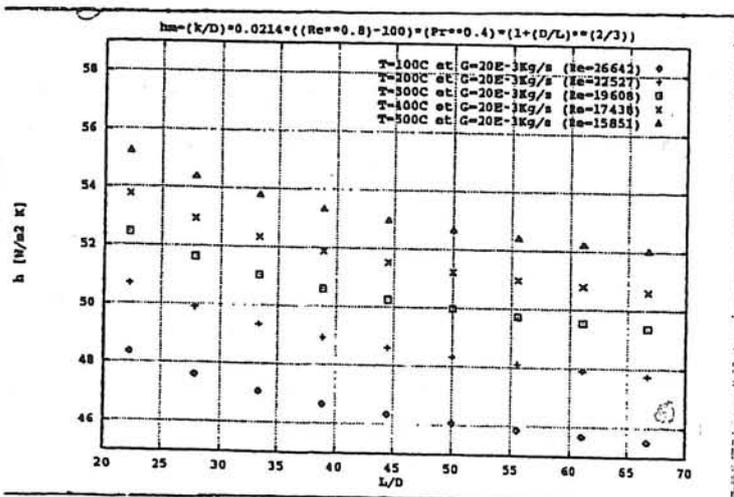
Handbook of heat transfer

1973



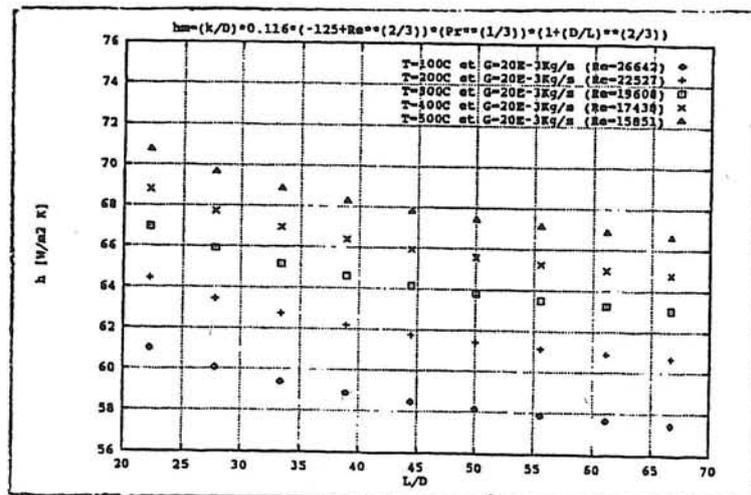
Humble, Lewdermilk, Desmon

1951



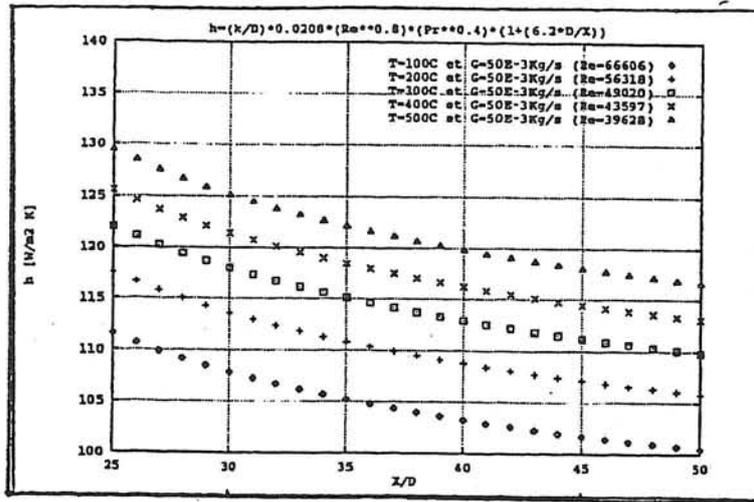
Gnielinski

1975



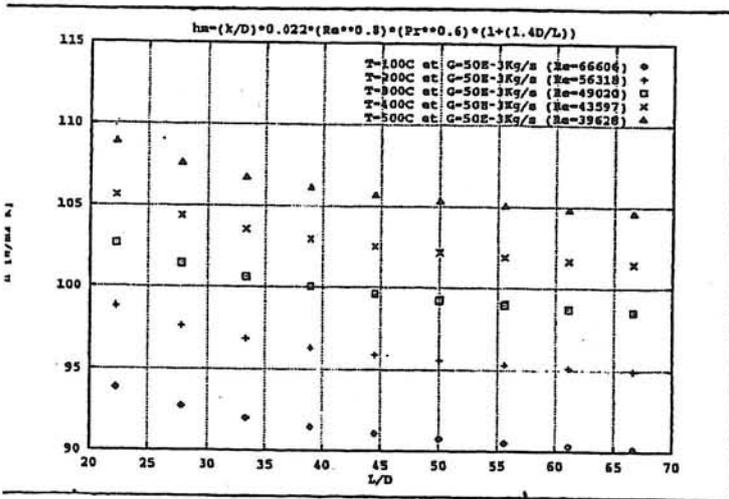
Hauzena

1943



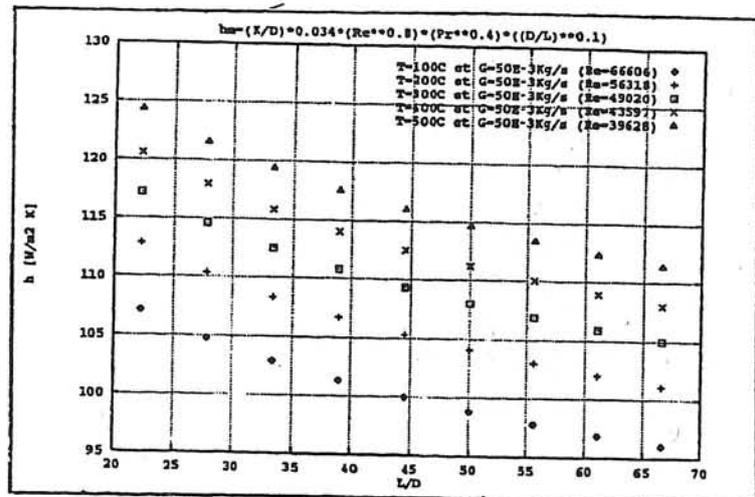
Dalle-Donne, Bowditch

1963



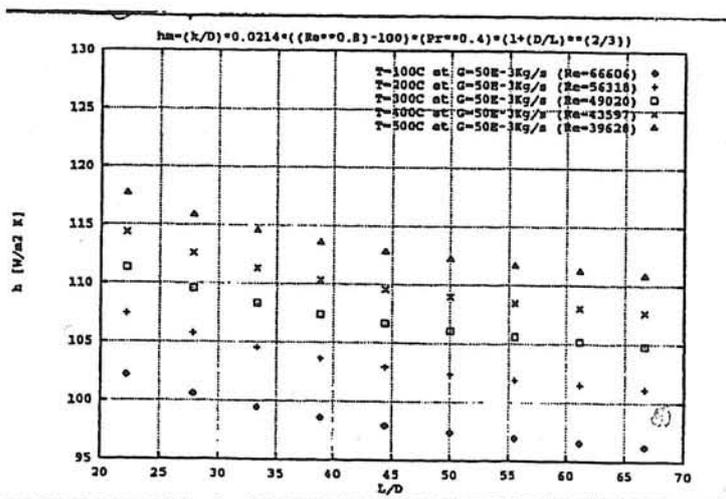
Handbook of heat transfer

1973



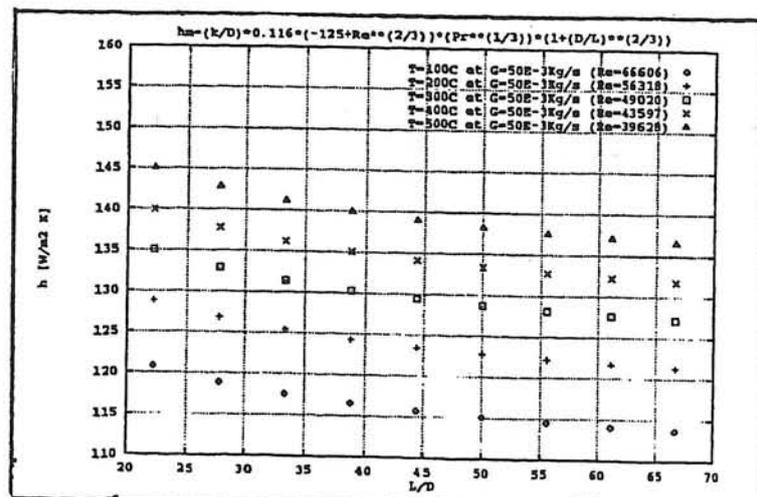
Humble, Lewdermilk, Desmon

1951



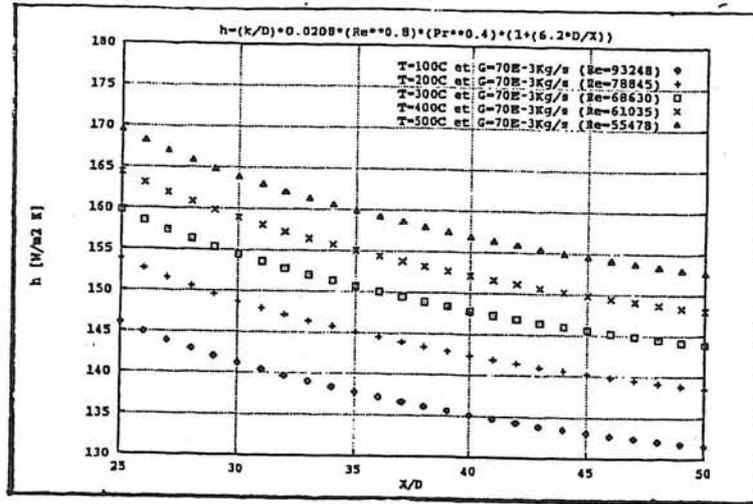
Gnielinski

1975



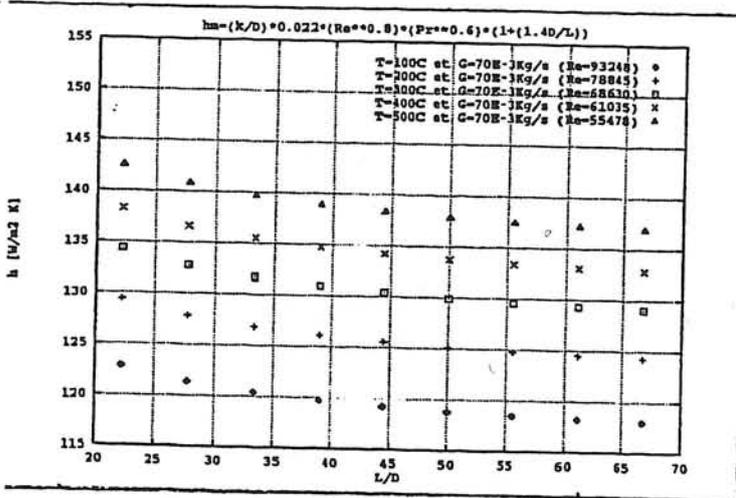
Hauzena

1943



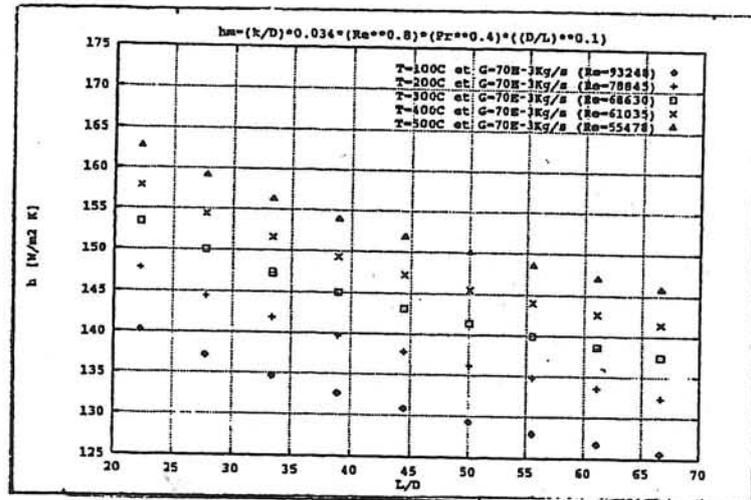
Dalle-Donne, Bowditch

1963



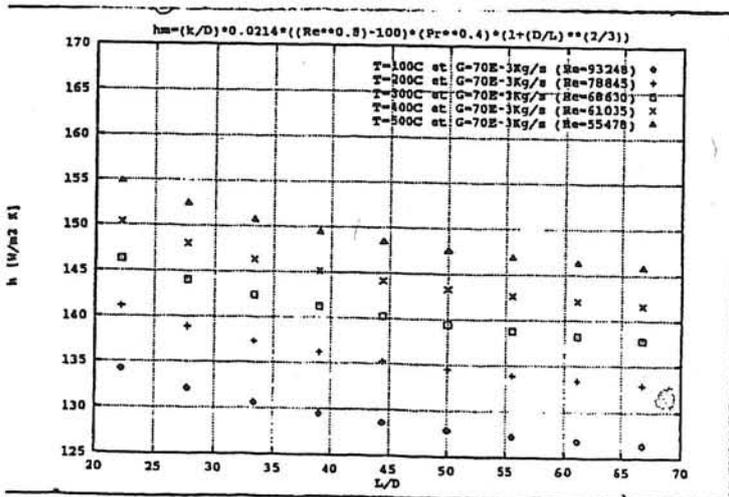
Handbook of heat transfer

1973



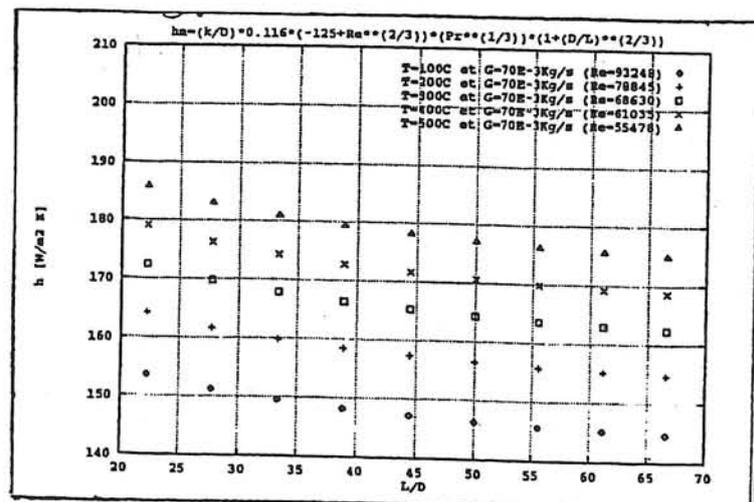
Humble, Lewdermilk, Desmon

1951



Gnielinski

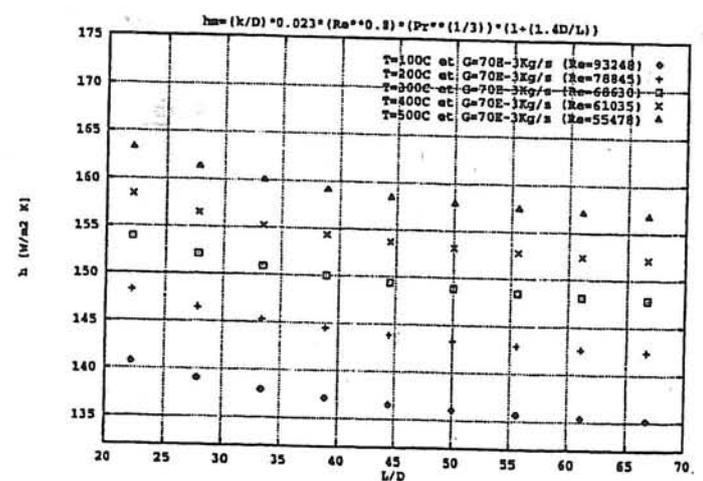
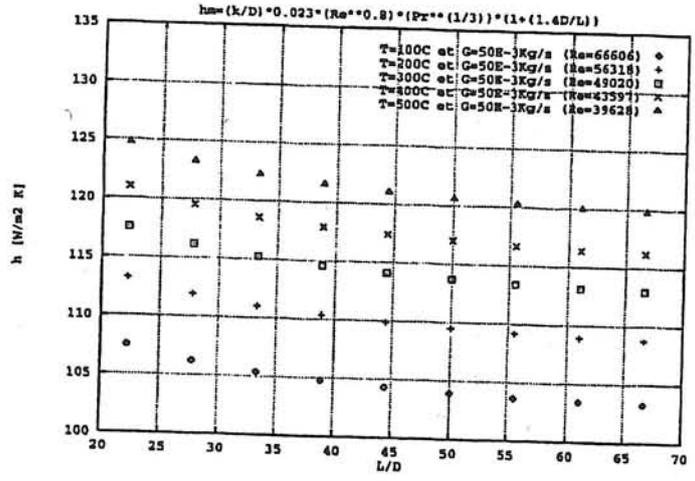
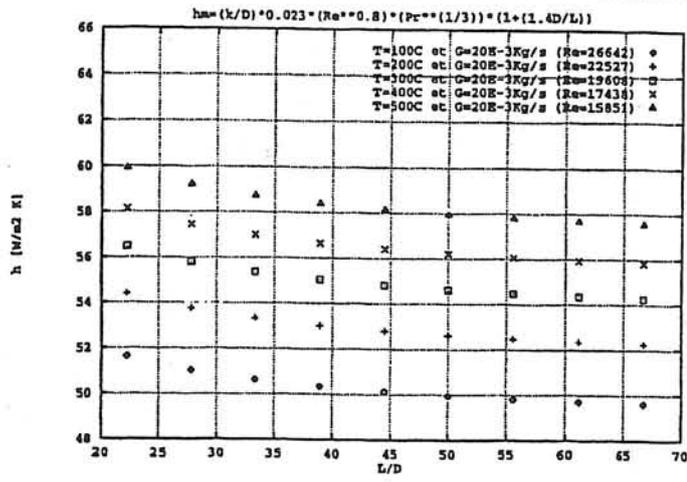
1975



Hauzena

1943

REGIME TURBULENT



3 ETUDE DE LA SENSIBILITE DES ECHANGES THERMIQUES AUX VARIATIONS DE h ET h_{ext} PAR SIMULATION NUMERIQUE

La société Renault nous a fourni les températures d'entrée et de sortie des gaz, mesurées dans un tube droit à la sortie d'un moteur.

Les valeurs à la sortie correspondent à celles obtenues à l'état stationnaire, atteint au bout d'un quart d'heure (900 sec).

Mesures :

$$\text{CAS 1} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Température d'entrée du fluide} = 400^{\circ}\text{C} \\ \text{Débit } G = 3 \text{ g/sec} \Rightarrow Re \cong 2800 \\ \text{Température de sortie du fluide} = 300^{\circ}\text{C} \end{array} \right.$$

$$\text{CAS 2} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Température d'entrée du fluide} = 800^{\circ}\text{C} \\ \text{Débit } G = 15,5 \text{ g/sec} \Rightarrow Re \cong 10.000 \\ \text{Température de sortie du fluide} = 700^{\circ}\text{C} \end{array} \right.$$

Propriétés du tube :

- Longueur du tube : $L=1,2 \text{ m}$
- Diamètre du tube : $D=41,8 \text{ mm}$
- Epaisseur paroi : $e=3,25 \text{ mm}$
- Conductivité paroi : $k=40 \text{ W/m K}$

3.1 PROGRAMME UTILISE ET HYPOTHESES DE MODELISATION

3.1.1 Programme utilisé

Ce programme permet de résoudre, de façon couplée, l'équation de transport de l'énergie du fluide :

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \text{div}(\lambda \overrightarrow{\text{grad}T})$$

avec un champ de vitesses imposé tel que :

$$\text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \text{ (débit massique conservé)}$$

et l'équation de la chaleur dans la paroi :

$$(\rho c_p)_{\text{PAROI}} \frac{\partial T_p}{\partial t} = \text{div}(\lambda_p \overrightarrow{\text{grad}T_p}) + q_1$$

où q_1 est le flux rayonné (W/m^2).

Les équations sont discrétisées par la méthode des volumes finis. Ce type de discrétisation s'utilise pour des équations écrites sous forme conservative que l'on intègre sur chaque volume de contrôle.

Les flux thermiques de conduction sont calculés à partir de la notion de résistance thermique. Cette représentation est basée sur l'approximation qu'à chaque volumes de contrôle est affectée une conductivité thermique (Patankar, 1980).

Les conditions aux limites entre le fluide et la paroi sont imposées par une condition de Fourier, en exprimant le flux échangé avec le coefficient d'échange h . Les conditions aux limites entre la paroi et l'extérieur sont imposées de la même manière, via le coefficient h_{ext} .

Comme les vitesses sont imposées, la discrétisation temporelle est entièrement implicite pour les termes de convection/diffusion. Le rayonnement lui est discrétisé explicitement.

A $t=0$, on impose une température uniforme partout, sauf à l'entrée de la conduite où le fluide arrive avec $T_{\text{entrée}}$. Pour nous ce sera respectivement $T_{\text{entrée}}=400^\circ\text{C}$ et $T_{\text{entrée}}=800^\circ\text{C}$.

Les calculs peuvent être faits en tenant compte, ou non, de la variation des propriétés physiques avec la température, et en tenant compte, ou non, du rayonnement des surfaces.

3.1.1 Description de la géométrie et du maillage

C'est la température de sortie du fluide qui nous intéresse. On fait donc l'approximation que le problème est monodimensionnel dans la direction de l'écoulement.

Le programme utilise un système de coordonnées cartésiennes. Pour l'utiliser on a d'abord dû transformer la géométrie du tube. Comme tout est supposé homogène dans une section on a ouvert le tube et étalé la paroi de manière à se ramener à une géométrie plane. On a donc une paroi plane de largeur $Y_1 = \pi D$ et de longueur égale à L .

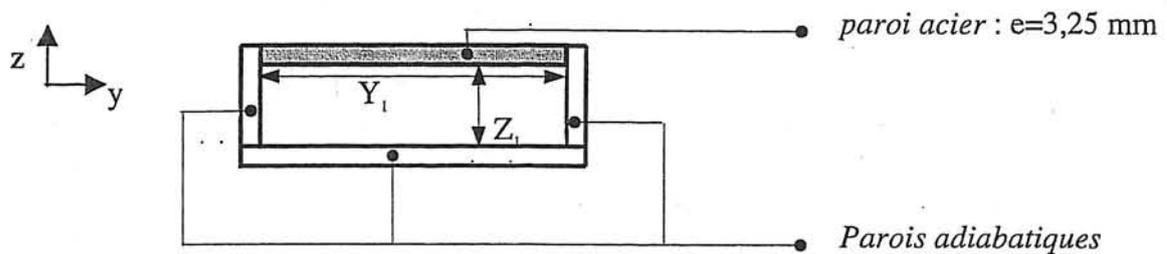
Pour conserver la section du tube il faut un conduit de hauteur $Z_1 = D/4$.

Donc :

$$Y_1 = 131,32 \text{ mm}$$

$$Z_1 = 10,45 \text{ mm}$$

La figure ci-dessous présente une section du « tube » :



Les parois adiabatiques ont la même épaisseur que la paroi du tube.

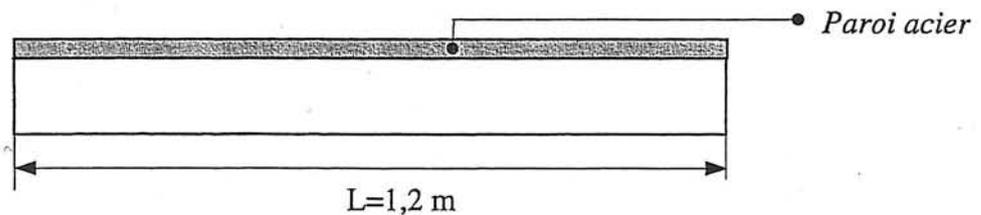
On doit maintenant mailler.

Comme $Z_1 \gg e$, l'épaisseur de la paroi n'a pas été subdivisée. Z_1 a été divisé en trois intervalles et Y_1 en 10 intervalles. D'où :

$$\Delta y = 13,13 \text{ mm}$$

$$\Delta z = 3,48 \text{ mm}$$

Pour imposer les conditions aux limites, il faut deux mailles supplémentaires dans les deux directions. Si bien que chaque section est maillée par $14 \cdot 7 = 98$ éléments. De façon à avoir un nombre total d'éléments raisonnable, L a été divisé en 50 intervalles (voir figure ci dessous), auxquels il faut aussi rajouter deux mailles pour les conditions aux limites, et deux mailles pour modéliser l'entrée et la sortie du fluide:



ce qui donne :

$$\Delta x = 24 \text{ mm}$$

et un nombre d'éléments $N_{elm} = 7 \cdot 14 \cdot 54 = 5096$.

3.2 TESTS CHOISIS

Les calculs ont été effectués en considérant que les propriétés physiques sont constantes. Elles sont évaluées à la température d'entrée du fluide.

Les conditions de calculs sont les suivantes :

$$CAS1 \Rightarrow \begin{cases} G = 3 \text{ g / sec} \\ T_{\text{entrée-fluide}} = 400^\circ\text{C} \\ V_x = 4,23 \text{ m / sec} \end{cases}$$

$$CAS2 \Rightarrow \begin{cases} G = 15,5 \text{ g / sec} \\ T_{\text{entrée-fluide}} = 800^\circ\text{C} \\ V_x = 34,8 \text{ m / sec} \end{cases}$$

Il faut maintenant choisir les coefficients h et h_{ext} .

Pour chaque température d'entrée deux jeux de valeurs de h et h_{ext} ont été utilisées. Ainsi nous obtenons quatre combinaisons h/h_{ext} pour chaque cas.

Pour le CAS1 et le CAS2, la première valeur de h a été déterminée en moyennant les valeurs des coefficients obtenus à partir des courbes en 2.1.2 et de manière à correspondre à la température et au débit imposé. C'est-à-dire que pour $G=3 \text{ g/sec}$ et $G=15,5 \text{ g/sec}$, on a pris sur les pages 26 et 29, où sont représentées les corrélations correspondantes, la valeur maximale puis minimale de h et on a divisé par deux, toutes relations confondues.

Pour $G = 3 \text{ g / sec}$, on obtient $h=9 \text{ W/m}^2$. Pour $G = 15,5 \text{ g / sec}$, h a été choisi en utilisant les courbes $G=20 \text{ g/sec}$, ce qui donne un bon ordre de grandeur même si $T=500^\circ\text{C}$ puisque le débit est un peu plus élevé. Ces premières valeurs correspondent, en fait, aux valeurs minimums possibles pour les conditions de débit et de température fournies.

Les secondes valeurs de h qui ont été choisies sont le double des premières pour le CAS1, comme pour le CAS2. On espérait qu'on observerait des différences non négligeables entre les résultats. Ces secondes valeurs choisies, correspondent aux valeurs maximums possibles pour le coefficient d'échange vu les conditions imposées.

Pour h_{ext} ce sont des bornes extrêmes de variation possible qui ont été retenues dans les deux cas (voir figure 9) :

$$T_{\text{entrée}} = 400^{\circ}\text{C} \quad \begin{cases} h_{\text{ext}} = 4 \text{ W / m}^2 \text{ K} \\ h_{\text{ext}} = 11 \text{ W / m}^2 \text{ K} \end{cases}$$

$$T_{\text{entrée}} = 800^{\circ}\text{C} \quad \begin{cases} h_{\text{ext}} = 7 \text{ W / m}^2 \text{ K} \\ h_{\text{ext}} = 15 \text{ W / m}^2 \text{ K} \end{cases}$$

3.3 RESULTATS

3.3.1 Résultats sans tenir compte du rayonnement du tube

Les échanges thermiques sont donc purement convectifs avec l'extérieur. Il n'y a pas d'échanges conductifs puisque le problème est monodimensionnel.

Les tableaux ci dessous récapitulent les résultats obtenus pour la température moyenne de la paroi et la température du fluide à la sortie. Pour $T_{\text{entrée}}=800^{\circ}\text{C}$ ils correspondent aux résultats obtenus à $t=1900 \text{ s}=32 \text{ mn}$, et à $t=2800 \text{ s}=47 \text{ mn}$ pour $T_{\text{entrée}}=400^{\circ}\text{C}$.

CAS 1

$$T_{\text{entrée}} = 400^{\circ}\text{C}$$

$$G = 3 \text{ g / sec}$$

h / h_{ext}	4	11
9	$T_p \text{ moy} = 228^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 336,4^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 2,77 \text{ W / m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 164^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 314,6^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 4,95 \text{ W / m}^2 \text{ K}$
20	$T_p \text{ moy} = 296^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 329,6^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 3,33 \text{ W / m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 223^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 285,5^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 7,1 \text{ W / m}^2 \text{ K}$

CAS 2

$$T_{\text{entrée}} = 800^{\circ}\text{C}$$

$$G = 15,5 \text{ g / sec}$$

h / h_{ext}	7	15
57	$T_p \text{ moy} = 693^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 758^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 6,23 \text{ W / m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 603^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 723,3^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 11,86 \text{ W / m}^2 \text{ K}$
120	$T_p \text{ moy} = 734^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 756,3^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 6,61 \text{ W / m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 671^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 714,8^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 13,32 \text{ W / m}^2 \text{ K}$

Pour les deux cas, les résultats sont éloignés des données fournies. Pour le CAS 1, notamment pour $h=20 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=4 \text{ W/m}^2$, il y a 10% d'erreur sur la température de sortie du fluide. Cette erreur vaut 8% pour le CAS 2, pour $h=57 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=7 \text{ W/m}^2$, valeurs qui correspondent à la combinaison où la température du fluide obtenue à la sortie est la plus élevée.

C'est ce qui nous a amenés à considérer que le rayonnement du tube ne pouvait absolument pas être négligé. Les résultats obtenus en tenant compte du rayonnement de la paroi sont présentés dans le paragraphe 3.3.2.

Si les temps indiqués vis-à-vis des résultats obtenus par simulation ($t=2800 \text{ sec}$ pour le cas 1 et $t=1900 \text{ sec}$ pour le cas 2) ne correspondent pas à ceux qui ont été donnés pour les mesures ($t=900 \text{ sec}$), c'est parce qu'en choisissant les conditions de calculs, nous pensions qu'avec de tels temps nous aurions atteint la précision machine quelque soit le cas étudié (1, 2). De plus nous n'avions pas d'indications de chez Renault sur les critères d'arrêt des mesures.

Les figures 10 et 11, représentent l'évolution de la température du fluide et de la paroi en fonction du temps, en trois points différents, pour une combinaison (h, h_{ext}), pour chaque cas. On trouvera en annexe, figures A.9 à A.16, l'évolution de la température du fluide et de la paroi en fonction du temps et en fonction de x/L pour toutes les combinaisons (h, h_{ext})

étudiées. Les figures A.9 à A.12 correspondent à $G=3$ g/sec. Les figures A.13 à A.16 correspondent à $G=15,5$ g/sec.

Pour $T_{\text{entrée}}=800^{\circ}\text{C}$, on voit que la température se stabilise autour de $t=1000$ sec. Pour $T_{\text{entrée}}=400^{\circ}\text{C}$, elle n'est pas encore stabilisée à 2800 secondes.

Nous n'avons pas poussé plus loin les calculs car il est essentiel de tenir compte du rayonnement. En revanche le nombre de pas de temps a été augmenté pour les calculs avec rayonnement pour $G=3$ g/sec

3.3.2 Résultats en tenant compte du rayonnement de la paroi du tube

3.3.2.a) flux rayonné par la paroi (Sacadura, 1978)

Le flux net échangé par rayonnement entre deux surfaces grises s'écrit :

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = S_1 F_{12} (M_1^0 - M_2^0) \quad [\text{W}]$$

où

$$M_i^0 = \sigma T_i^4 \quad [\text{W} / \text{m}^2] \quad (\text{loi du rayonnement du corps noir})$$

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W} / \text{m}^2 \text{ K}^4 \quad (\text{const. de Boltzman})$$

et

$$F_{12} = \frac{1}{\frac{1-\varepsilon_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{f_{12}} + \frac{1-\varepsilon_2}{\varepsilon_2} \frac{S_1}{S_2}}$$

avec, par définition :

$$\varepsilon_i = \frac{M(T)}{M_i^0(T)}$$

F_{12} est un facteur de forme « gris », f_{12} le facteur de forme géométrique des deux surfaces si elles étaient des corps noirs (qui correspond à la fraction de flux total hémisphérique de S_1 qui atteint S_2).

Pour calculer le flux rayonné par la paroi, on a supposé que $S_2 \rightarrow \infty$. D'un abaque pour deux surfaces rectangulaires en vis-à-vis (Sacadura, 1978), on a pu évaluer f_{12} lorsque l'une d'entre elles a des dimensions géométriques très supérieures à l'autre : $f_{12}=0,25$. L'émissivité d'un tube en acier vaut (K. Raznjevic, 1970, Renault) : 0,8. Ce qui donne après calculs :

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = 0.2 S_1 (M_1^0 - M_2^0) \quad [\text{W}]$$

En l'appliquant à chaque surface élémentaire $\Delta x * \Delta y$, on calcule, dans le programme, le flux rayonné par l'expression :

$$\Phi^{n+1}(ip, jp, kp) = 0.2 \Delta x \Delta y \sigma (T^4(ip, jp, kp) - T_{ext}^4)^n \quad [W]$$

3.3.2.b) Résultats

Les résultats présentés pour $G = 3 \text{ g/sec}$ (cas 1) correspondent maintenant à $t \cong 4000$ à 5000 sec . Les résultats sont présentés figure 12. Contrairement aux résultats de la figure 10, on observe l'obtention de l'état stationnaire. La température se stabilise vers 3000 sec . Les résultats pour $G = 15,5 \text{ g/sec}$ sont toujours à $t=1900 \text{ sec}$.

Nous trouvons un bon accord pour l'état transitoire dans le CAS 2 (calculs : $t=100 \text{ sec}$, mesures : $t=900 \text{ sec}$). Par contre, pour le CAS 1, le temps d'obtention de l'état stationnaire est beaucoup plus long que celui mesuré (calculs : $t=3000 \text{ sec}$, mesures : $t=900 \text{ sec}$).

Une explication possible est que l'écoulement, pour le faible débit, est en réalité déjà turbulent à l'entrée. Cela est lié à la façon dont le moteur génère l'écoulement. Il est donc possible que les valeurs du coefficient h soient plus élevées que celles qui correspondent au Reynolds calculé à partir du débit (voir la figure 7).

Tableaux récapitulatifs des résultats obtenus en tenant compte du rayonnement :

CAS 1

$$T_{\text{entrée}} = 400^\circ\text{C}$$

$$G = 3 \text{ g/sec}$$

h / h_{ext}	4	11
9	$T_p \text{ moy} = 213^\circ\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 332,8^\circ\text{C}$ $\alpha = 2,77 \text{ W/m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 155^\circ\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 311,7^\circ\text{C}$ $\alpha = 4,95 \text{ W/m}^2 \text{ K}$
20	$T_p \text{ moy} = 262^\circ\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 311,3^\circ\text{C}$ $\alpha = 3,33 \text{ W/m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 205^\circ\text{C}$ $T_{\text{sortie}} \text{ fluide} = 274,9^\circ\text{C}$ $\alpha = 7,1 \text{ W/m}^2 \text{ K}$

CAS 2

$$T_{\text{entrée}} = 800^{\circ}\text{C}$$

$$G = 15,5 \text{ g / sec}$$

h / h_{ext}	7	15
57	$T_p \text{ moy} = 579^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie fluide}} = 714,2^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 6,23 \text{ W / m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 527^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie fluide}} = 693,8^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 11,86 \text{ W / m}^2 \text{ K}$
120	$T_p \text{ moy} = 639^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie fluide}} = 694,4^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 6,61 \text{ W / m}^2 \text{ K}$	$T_p \text{ moy} = 598^{\circ}\text{C}$ $T_{\text{sortie fluide}} = 667,9^{\circ}\text{C}$ $\alpha = 13,32 \text{ W / m}^2 \text{ K}$

Que les températures de sortie du fluide obtenues soient tantôt au-dessus et tantôt au-dessous de celles mesurées traduit simplement le fait que les jeux de coefficients choisis sont tantôt trop faibles ou trop forts par rapport au cas réel.

Les résultats sont plus proches des températures mesurées pour les couples les plus probables de (h, h_{ext}) . Pour le CAS 1, pour $h=20 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=4 \text{ W/m}^2$, il y a maintenant une erreur de 4% sur la température de sortie du fluide. Cette erreur ne vaut plus, maintenant, que 2% pour le CAS 2, pour $h=57 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=7 \text{ W/m}^2$.

Le tableau ci-dessous récapitule les résultats obtenus pour la température du fluide à la sortie du tube, à l'état stationnaire, avec et sans rayonnement :

CAS 1

$$T_{\text{entrée}} = 400^{\circ}\text{C}$$

$$G = 3 \text{ g / sec}$$

h/hext	Sans rayonnement	Avec rayonnement
9/4	336,4°C	332,8°C
20/4	329,6°C	311,3°C
9/11	314,6°C	311,7°C
20/11	285,5°C	274,9°C

CAS 2

$$T_{\text{entrée}} = 800^{\circ}\text{C}$$

$$G = 15,5 \text{ g / sec}$$

h/hext	Sans rayonnement	Avec rayonnement
57/7	758°C	714,2°C
120/7	756,3°C	694,4°C
57/15	723,3°C	693,8°C
120/15	714,8°C	667,9°C

On remarque que dans tous les cas, à hext fixé, l'effet du rayonnement sur les températures de sortie du fluide est d'autant plus important que h augmente.

Par exemple, pour $h_{ext}=7 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, la différence, ΔT_{sf} , entre la température de sortie du fluide obtenue avec et sans rayonnement vaut $43,8^\circ\text{C}$ pour $h=57 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ alors qu'elle vaut $61,9^\circ\text{C}$ pour $h=120 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.

Par contre, l'effet du rayonnement est plus faible, à h fixé, lorsque h_{ext} augmente : pour $h=20 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ et $h_{ext}=4 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, $\Delta T_{sf} = 18,3^\circ\text{C}$, pour $h=20 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ et $h_{ext}=11 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, $\Delta T_{sf} = 11,5^\circ\text{C}$.

Les effets du rayonnement sont moins importants pour le premier cas étudié que pour le second cas. Il apparaît néanmoins nécessaire de tenir compte du rayonnement aussi pour ce premier cas, du fait de l'influence beaucoup plus marquée de h sur les résultats, à h_{ext} fixé. Par exemple, si on calcule à partir des valeurs obtenues sans tenir compte du rayonnement la différence de température du fluide à la sortie du tube, $\Delta T_{sortie \text{ fluide}}$, lorsque h varie de 9 W/m^2 à 20 W/m^2 , pour $h_{ext}=4 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, on obtient $\Delta T_{sortie \text{ fluide}} = 6,8^\circ\text{C}$. Pour la même variation de h , avec $h_{ext}=4 \text{ W/m}^2$, cette différence atteint la valeur très supérieure $\Delta T_{sortie \text{ fluide}} = 21,5^\circ\text{C}$, lorsqu'on tient compte du rayonnement.

Des tableaux ci-dessus on déduit que quelle que soit la valeur de h , une augmentation de h_{ext} a pour effet de diminuer la température de sortie du fluide et la température de la paroi. A h_{ext} fixé, si la température du fluide à la sortie diminue lorsque h augmente, la température moyenne de la paroi, elle, augmente. Mais les variations peuvent être très différentes entre elles :

CAS 1 :

$$h_{ext}=4 \text{ W/m}^2 \text{ K} : \begin{cases} \Delta T_{sortie \text{ fluide}} = 21,5^\circ\text{C} \\ \Delta T_p = -49^\circ\text{C} \end{cases}$$

$$h_{ext}=11 \text{ W/m}^2 \text{ K} : \begin{cases} \Delta T_{sortie \text{ fluide}} = 36,8^\circ\text{C} \\ \Delta T_p = -50^\circ\text{C} \end{cases}$$

CAS 2 :

$$h_{ext}=7 \text{ W/m}^2 \text{ K} : \begin{cases} \Delta T_{sortie \text{ fluide}} = 19,8^\circ\text{C} \\ \Delta T_p = -60^\circ\text{C} \end{cases}$$

$$h_{ext}=15 \text{ W/m}^2 \text{ K} : \begin{cases} \Delta T_{sortie \text{ fluide}} = 25,9^\circ\text{C} \\ \Delta T_p = -71^\circ\text{C} \end{cases}$$

Les figures 13 à 16 permettent de se rendre compte plus précisément de ce qui se passe au cours du temps et dans le tube pour $G=15,5 \text{ g/sec}$. Du fait des remarques du début de paragraphe, nous ne commentons, en effet, que les résultats obtenus à l'état stationnaire pour $G=3 \text{ g/sec}$. On trouvera néanmoins en annexe, figures A.17 à A.20, l'évolution de la température du fluide et de la paroi en fonction du temps et en fonction de x/L pour $G=3 \text{ g/sec}$.

Comparons, tout d'abord, les courbes de la température du fluide et de la paroi représentées en fonction du temps. On observe qu'il y a un gradient de température dans le fluide, aux premiers instants, beaucoup plus fort pour $h=120 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ que pour $h=57 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. Comme la paroi a une capacité calorifique par unité de volume très supérieure à celle du fluide, elle est très lente à se réchauffer. Ce phénomène apparaît bien à travers des pentes plus élevées (pour les faibles temps) des courbes représentant l'évolution de la température de la paroi par rapport à celles de la température du fluide.

Les courbes représentant la température en fonction de x/L permettent de voir que le gradient de température dans la paroi est plus grand pour $h=120 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ à $h_{\text{ext}}=15 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ qu'à $h_{\text{ext}}=7 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, alors qu'il reste pratiquement le même pour $h=57 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ lorsque h_{ext} varie.

3.3.2.c) Conclusion

Une première conclusion s'impose : c'est que la part du rayonnement dans les mécanismes d'échanges avec l'extérieur est très importante, aussi bien à 400°C qu'à 800°C .

La seconde chose qui apparaît c'est que, finalement, le système est très sensible au couple (h , h_{ext}). Ce qui montre le fort couplage des échanges internes et externes. On ne peut pas dire que tel ou tel résultat est indépendant de la valeur de h ou de h_{ext} . Le calcul des différences de températures ci-dessus le montrent bien.

De plus on voit combien les trois modes d'échanges (rayonnement, convection et conduction dans la paroi) sont fortement couplés. Alors que h avait très peu d'influence sur les résultats sans rayonnement, pour $G=15,5 \text{ g/sec}$, puisqu'il était beaucoup plus fort que h_{ext} , la dynamique propre à la paroi va modifier les échanges de façon significative.

3.3.3 Calculs affinés

Nous avons effectué deux calculs dans le but de calculer les flux échangés par les différents mécanismes d'échanges thermiques.

Nous avons affiné les calculs en tenant compte des variations des propriétés physiques avec la température et en calculant le coefficient d'échange, h , à partir de la vitesse locale. Celle-ci varie le long du tube, en conséquence des variations de la densité avec la température et dont nous avons pas tenu compte jusqu'à présent.

h a été calculé en utilisant la corrélation de Gnielinski, valable pour les deux régimes ($Re=2800$ et $Re=10.000$) :

$$h_m = \left(\frac{k}{D} \right) * 0,214 * (Re^{0,8} - 100) * Pr^{0,4} * \left(1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{\frac{2}{3}} \right)$$

h_{ext} a ensuite été évalué en se basant sur les tableaux de résultats qui ont été présentés au 3.3.2.b). Comme $h_{\text{ext}}=11 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ nous semblait vraiment très forte comme valeur, on a pris $h_{\text{ext}}=7 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ pour les calculs avec $G=3 \text{ g/sec}$. Pour $G=15,5 \text{ g/sec}$, $h_{\text{ext}}=15 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ est une valeur clairement trop grande ; on a choisi de refaire les calculs avec $h_{\text{ext}}=9 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.

Résultats obtenus à l'état stationnaire :

$$G = 3 \text{ g/sec} \Rightarrow \begin{cases} T_{p,moy} = 211,6^\circ\text{C} \\ T_{\text{Sortie fluide}} = 306,62^\circ\text{C} \\ h_{\max}(x = 24.10^{-1} \text{ m}) = 13,7 \text{ W/m}^2 \text{ K} \\ h_{\min}(x = 1,2 \text{ m}) = 13,4 \text{ W/m}^2 \text{ K} \\ V_{\max}(x = 24.10^{-1} \text{ m}) = 4,23 \text{ m/sec} \\ V_{\min}(x = 1,2 \text{ m}) = 3,64 \text{ m/sec} \end{cases}$$

$$G = 15.5 \text{ g/sec} \Rightarrow \begin{cases} T_{p,moy} = 558,69^\circ\text{C} \\ T_{\text{Sortie fluide}} = 710,7^\circ\text{C} \\ h_{\max}(x = 24.10^{-1} \text{ m}) = 52,88 \text{ W/m}^2 \text{ K} \\ h_{\min}(x = 1,2 \text{ m}) = 52,29 \text{ W/m}^2 \text{ K} \\ V_{\max}(x = 24.10^{-1} \text{ m}) = 34,9 \text{ m/sec} \\ V_{\min}(x = 1,2 \text{ m}) = 32,14 \text{ m/sec} \end{cases}$$

La température du fluide obtenue à la sortie pour le faible débit est plus précise. Il n'y a plus que 2,5% d'écart avec la température mesurée.

De la même manière, il n'y a plus que 1,5% d'écart avec la température mesurée pour le fort débit. Néanmoins, si l'on compare aux résultats obtenus pour la température de sortie du fluide avec rayonnement, pour $h=57 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=7 \text{ W/m}^2$, et où l'écart à la température mesurée est aussi de l'ordre de 2%, on constate qu'il est nécessaire, pour valider le bon choix du couple (h, h_{ext}) , de vérifier non seulement la température de sortie du fluide mais aussi la température de la paroi. En effet la température moyenne de la paroi n'est pas la même pour $(h, h_{\text{ext}})=(52, 9)$ et $(h, h_{\text{ext}})=(57,7)$ alors que ces jeux de valeurs donnent pratiquement la même température de sortie du fluide.

On vérifie, de plus, à partir de ces derniers calculs que h ne varie pratiquement pas le long du tube.

Les différents flux échangés sont représentés sur les figures 17 et 18. Ils n'ont été calculés qu'à l'état stationnaire pour le premier cas. Ils ne sont pas constants le long du tube. Ils varient linéairement comme la température du fluide et de la paroi (voir les figures 13 à 16).

Sur la figure 18 (faible débit) on observe que ce sont les échanges convectifs qui dominent. Néanmoins, le flux échangé par rayonnement est de l'ordre de 30 % et il est donc souhaitable de ne pas le négliger.

Sur la figure 19 on peut suivre l'évolution des flux. Les échanges convectifs dominent jusqu'à $t=308 \text{ sec}$ puis le flux échangé entre la paroi et l'extérieur devient inférieur au flux rayonné par la paroi. On voit bien sur ces courbes la grande inertie initiale de la paroi qui malgré le fort flux reçu du fluide à $t=90 \text{ sec}$, ne commence à se chauffer que beaucoup plus tard.

Pour finir on a comparé, pour les deux cas, la puissance rayonnée par la paroi à la puissance perdue par échange convectif. Le calcul a été fait à partir des valeurs moyennes des flux sur la longueur du tube, c'est à dire à partir des valeurs calculées en $x/L=0,5$. On obtient :

CAS 1 :

Puissance rayonnée : 29,7%

Puissance convectée : 70,7%

CAS 2 :

Puissance rayonnée : 52,85%

Puissance convectée : 47,15%

CONCLUSION

Après avoir étudié le coefficient d'échange entre les gaz et la paroi de la conduite, à partir des corrélations sélectionnées dans la littérature, on a cherché à déterminer les paramètres sensibles du problème. Tout d'abord, on a vu que les échanges pouvaient être « limités » par un premier facteur : le coefficient d'échange externe h_{ext} . Grâce à l'étude plus poussée par simulation numérique, on a pu mettre en évidence le rôle fondamental de la paroi dans les mécanismes d'échanges entre le fluide et l'extérieur.

L'étude rapportée ici a été faite pour des caractéristiques de paroi imposées. Il serait hâtif d'en tirer des conclusions trop générales. De plus, la géométrie et l'environnement des lignes d'échappement réelles sont très différents du cas qui a été considéré ici. Néanmoins, une chose est sûre, c'est qu'il faut étudier, en parallèle à l'étude du coefficient h , les phénomènes externes et dans la paroi car les échanges thermiques y sont très sensibles, et prendre en compte les échanges par rayonnement thermique.

BIBLIOGRAPHIE :

- A. Bejan, *Convection in Heat Transfer*, Wiley et Sons, New York (1984)
- P. Colburn, *A Method of Correlating Forced Convection Heat-Transfer Data and a Comparison with Fluid Friction*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 7, 1359/1383 (1964)
- M. Dalle Donne et F. H. Bowditch, *Local heat transfer and average friction coefficients for subsonic laminar, transitional and turbulent flow of air in a tube at high temperature*, Nuclear Engineering, 8 :20 (January 1963)
- B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan, B. Sammakia, *Buoyancy-induced flow and transport*, H. P. C. (1988)
- S. V. Patankar, *Numérical Heat Transfer and Fluid Flow*, H. P. C., U. S (1980)
- K. Raznjevic, *Tables et Diagrammes Thermodynamiques*, Eyrolles, Paris (1970)
- W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, *Handbook of Heat Transfer*, Mc Graw-Hill (1973)
- J. F. Sacadura, *Initiation aux transferts thermiques*, Technique et Documentation (1978)
- R. K. Shah et A. L. London, *Thermal Boundary Conditions and Some Solutions for Laminar Duct Flow Forced Convection*, J. H. T., 159/165 (1974)
- E. M. Sparrow, T. M. Hallman et R. Siegel, *Turbulent Heat Transfer in the Thermal Entrance Region of a Pipe with Uniform Heat Flux*, App. sci. Res, Section A, Vol. 7 (1957)
- B. Staniszewski, *Wymiana ciepła podstawy teoretyczne*, P. W. N., Warszawa (1973)
- VDI Heat Atlas, Düsseldorf (1993)
- V. Volker Gnielinski, *Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen*, Forsch. Ing.-Wes.41 (1975)
- P. M. Worsoe-Schmidt et G. Leppert, *Heat Transfer and Friction Coefficient for Laminar Flow of Gas in a Circular Tube at High Heating Rate*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, 1281/1301 (1965)

FIGURES 1 à 18

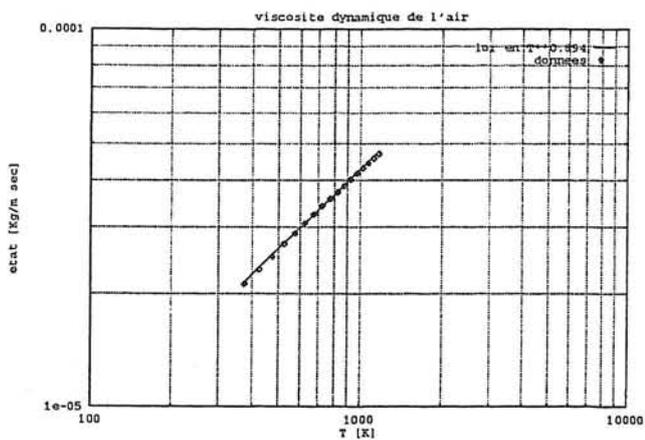


Figure 1: viscosité dynamique de l'air [kg/m sec]

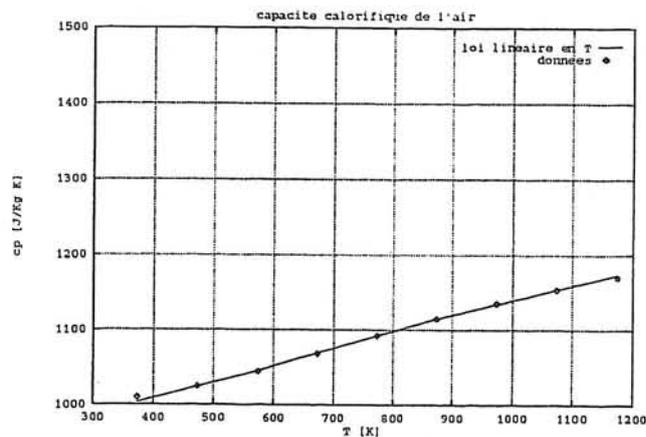


Figure 2: capacité calorifique de l'air [J/kg K]

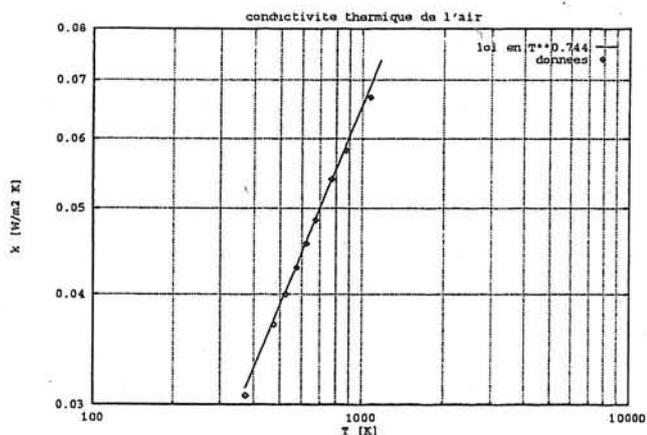


Figure 3: conductivité thermique de l'air [W/m² K]

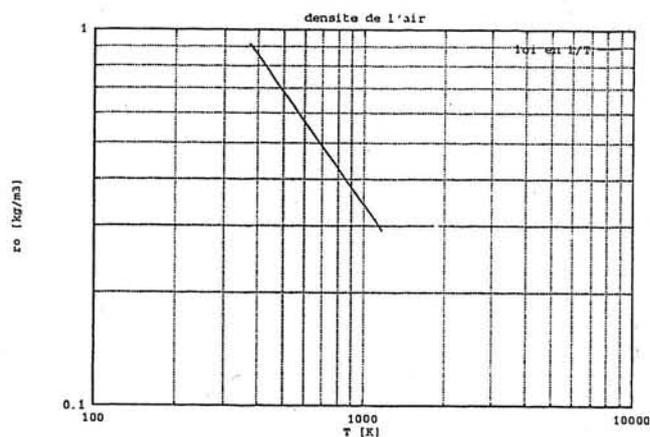


Figure 4: densité de l'air [kg/m³]

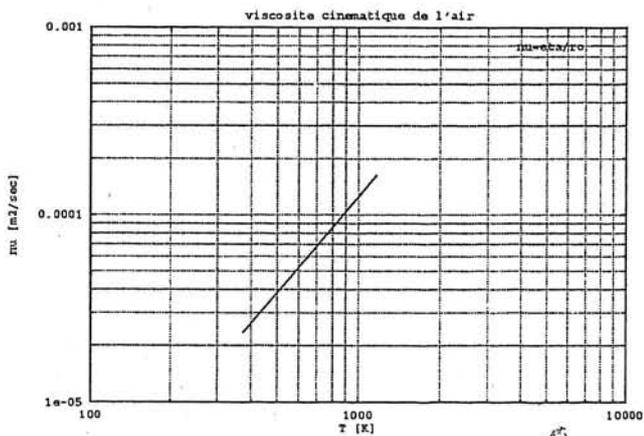


Figure 5: viscosité cinématique de l'air [m²/sec]

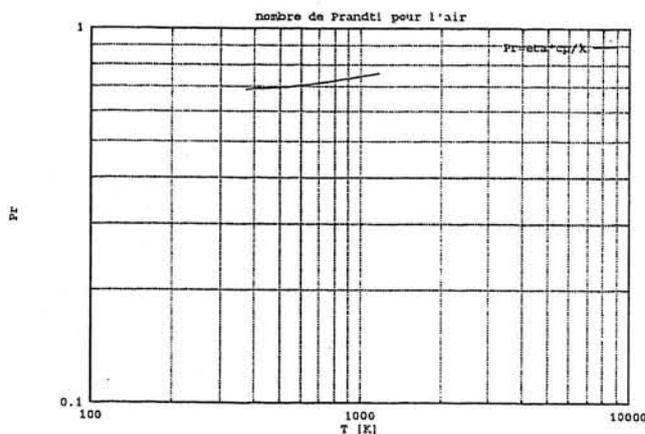
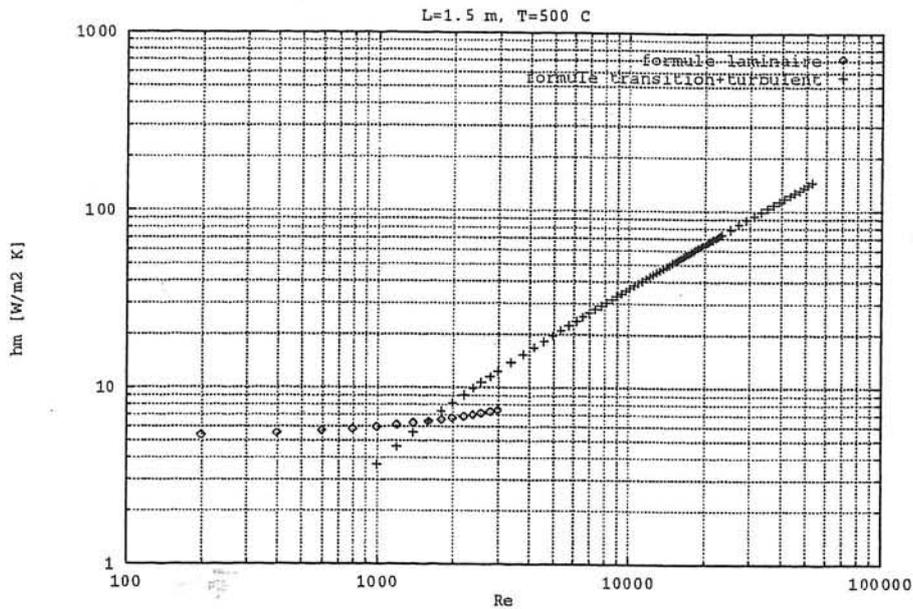
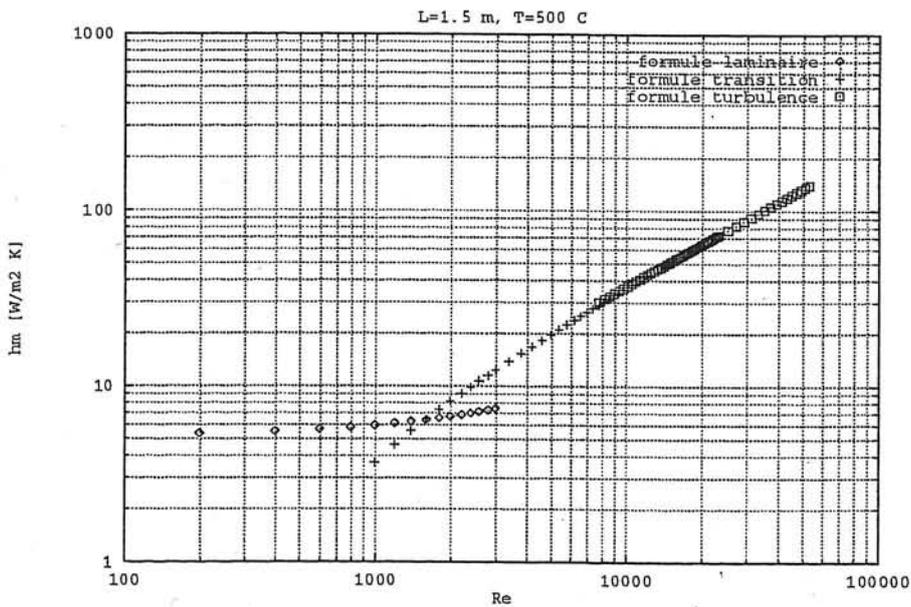


Figure 6: nombre de Prandtl



(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition et turbulent



(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation de Humble, Lewdermilk, Desmon pour le régime
turbulent

Figure 7: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), $L=1.5\text{m}$ et $T=500\text{ C}$

h moyen autour d'un cylindre (convection naturelle)

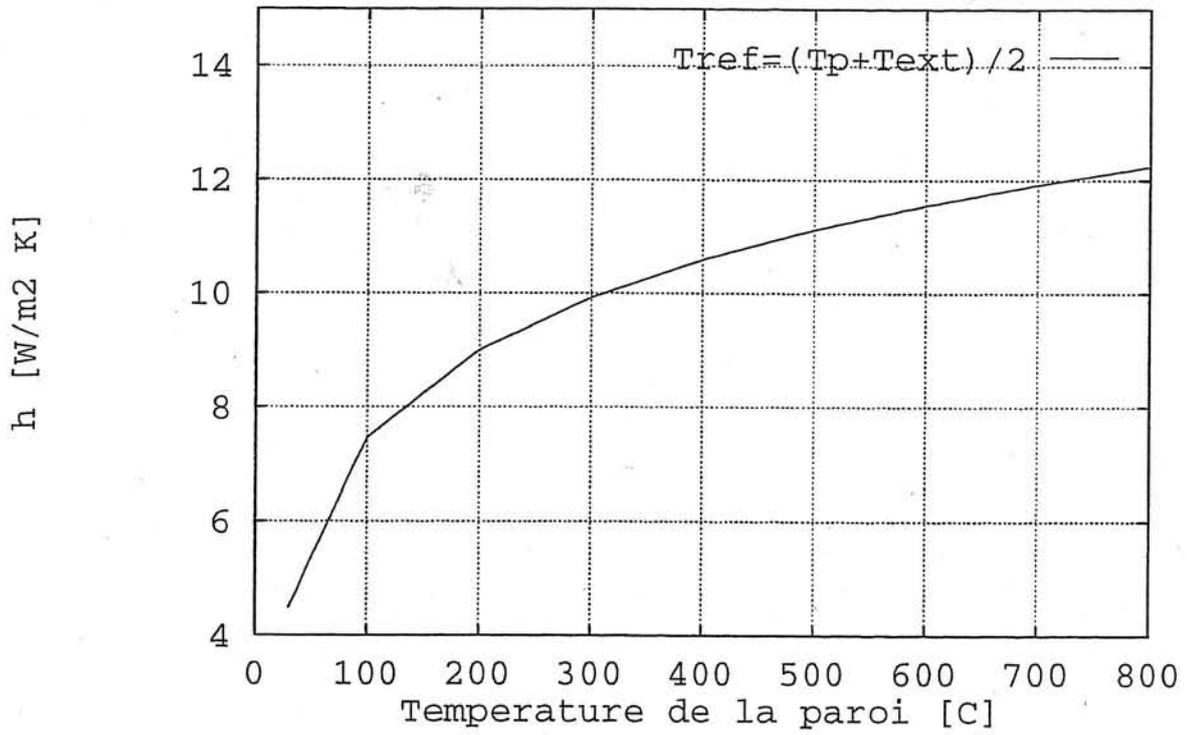


Figure 8: hext

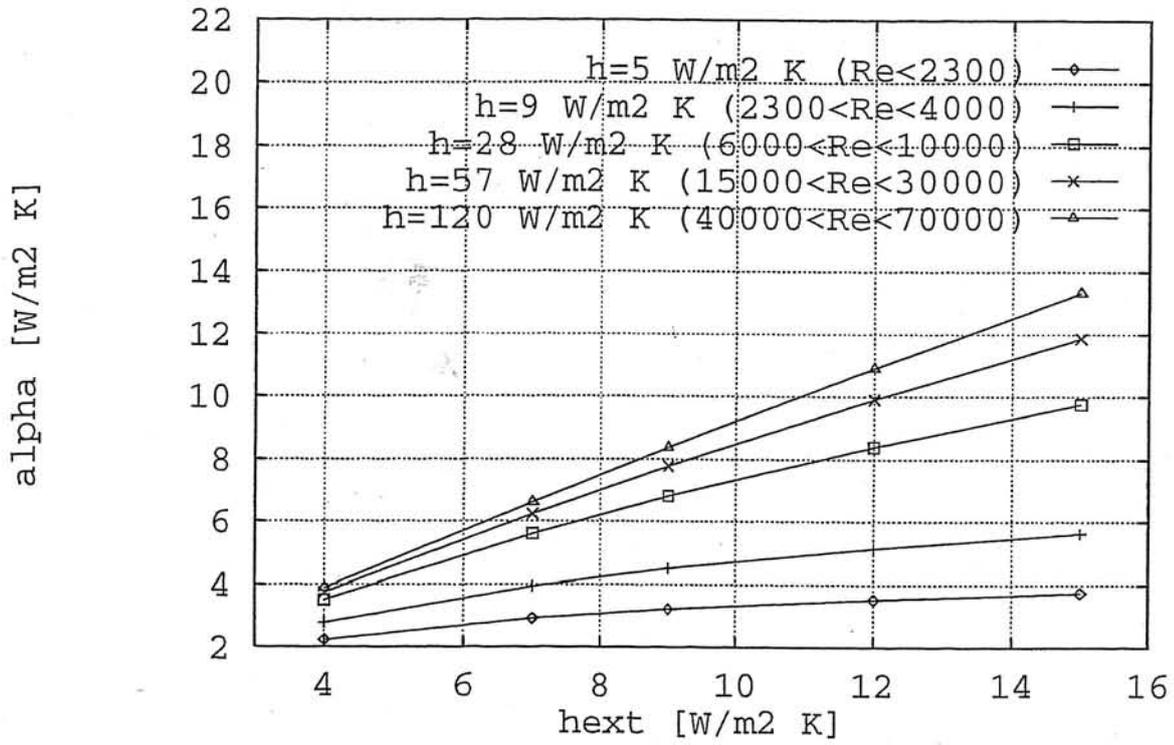
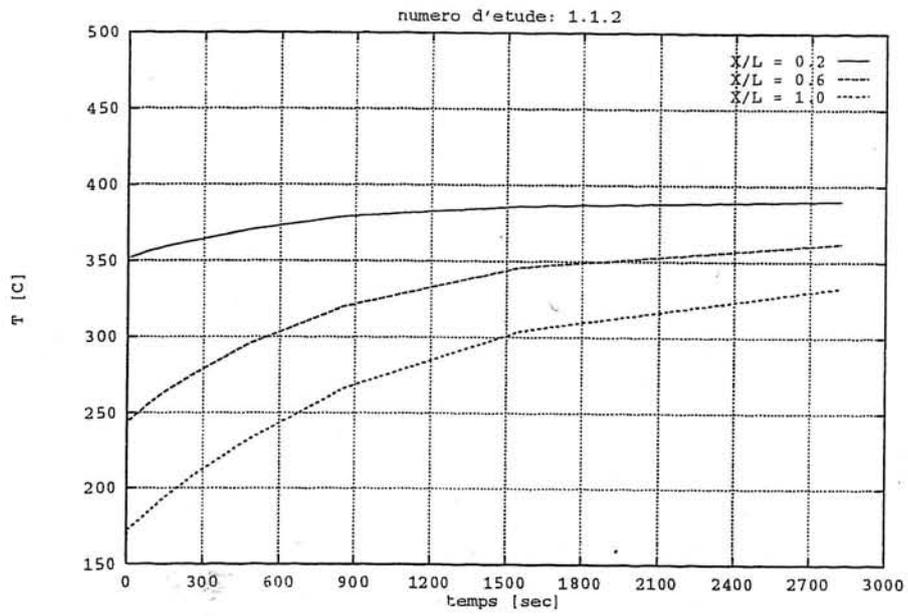
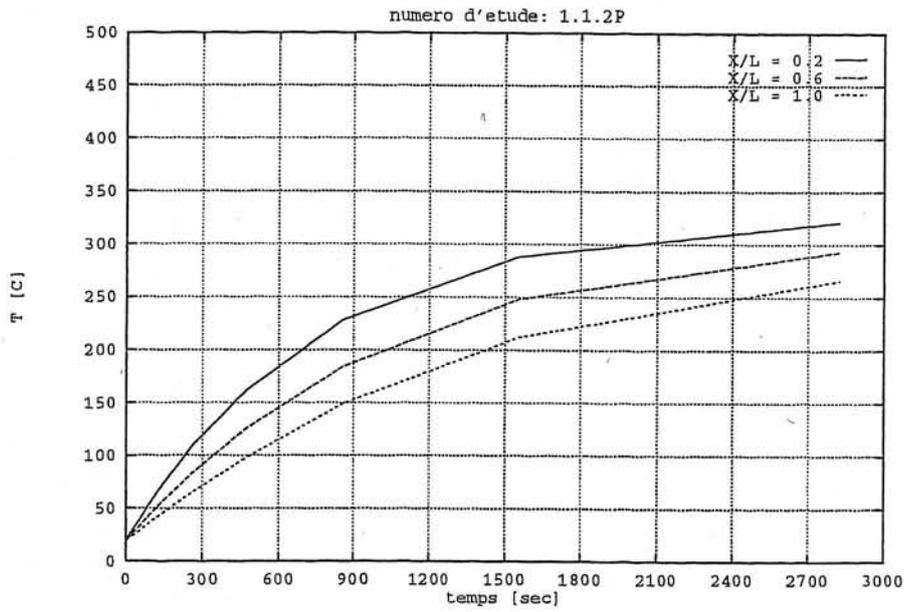


Figure 9: coefficient d'échange du fluide avec l'extérieur

$$\alpha = \left(\frac{r_{int} - r_{ext}}{\lambda_{np}} + \frac{1}{h_{ext}} + \frac{1}{h} \right)^{-1}$$



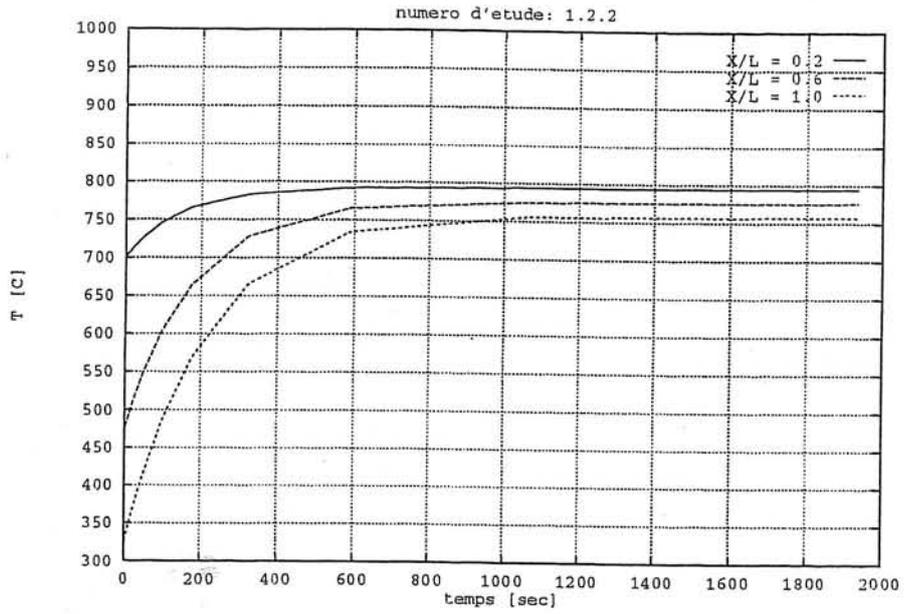
(a)



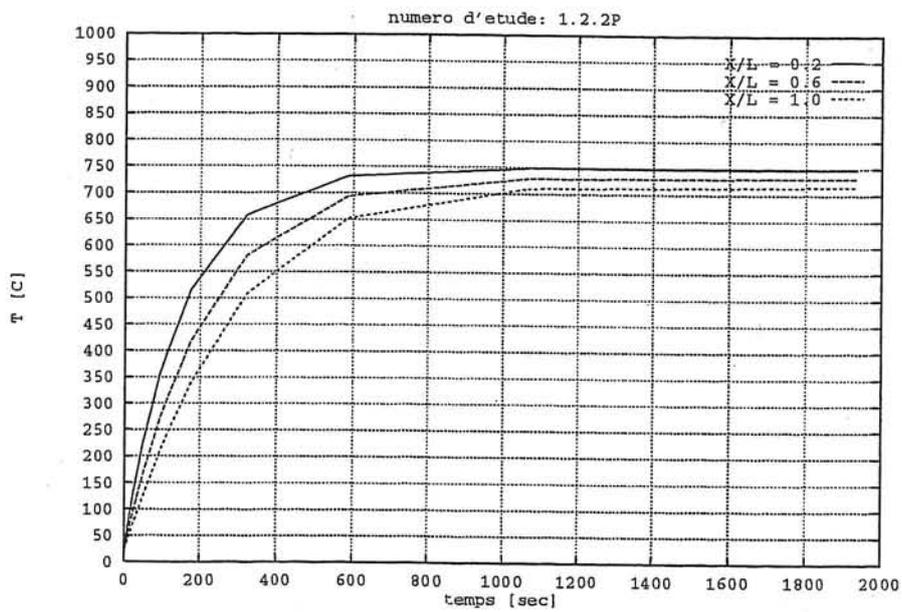
(b)

Figure 10: $G=3$ g/sec, $T_{entree}=400C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

$h=20$ W/m² et $h_{ext}=4$ W/m²



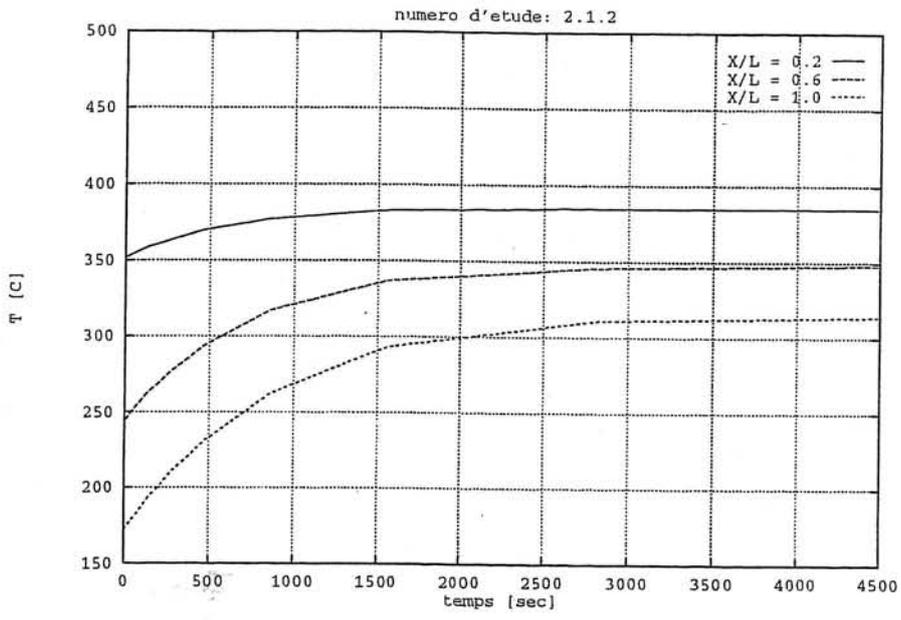
(a)



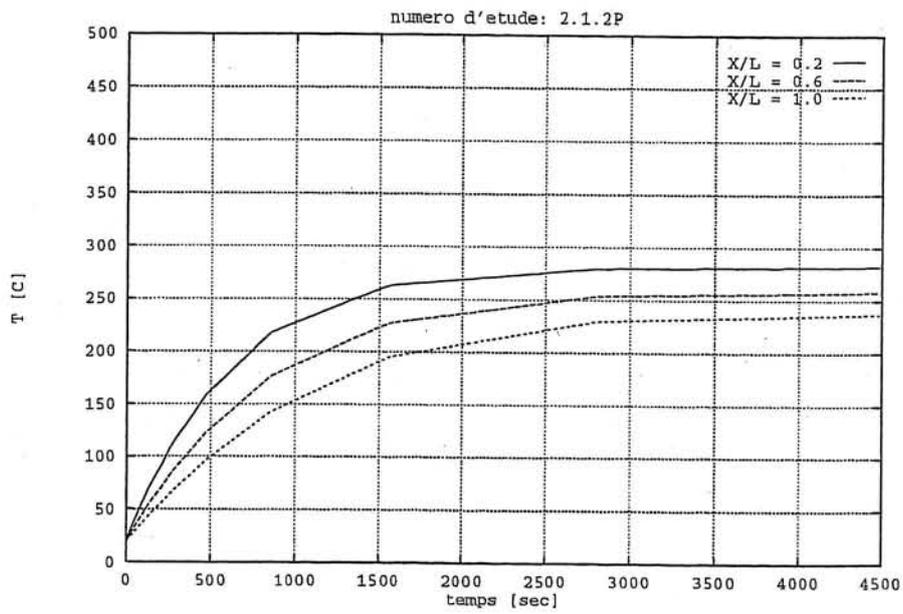
(b)

Figure 11: $G=15.5$ g/sec, $T_{entree}=800C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

$h=120$ W/m² et $h_{ext}=7$ W/m²

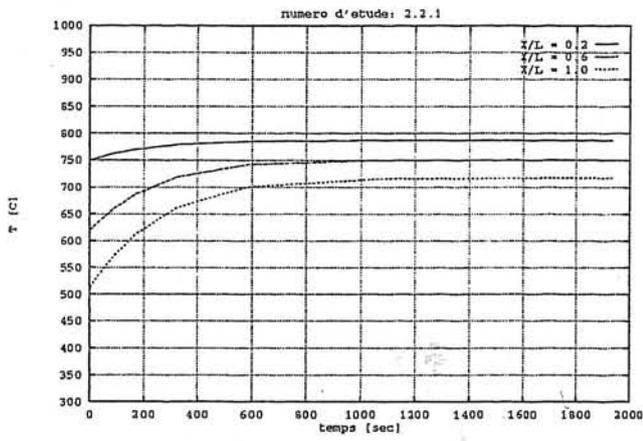


(a)

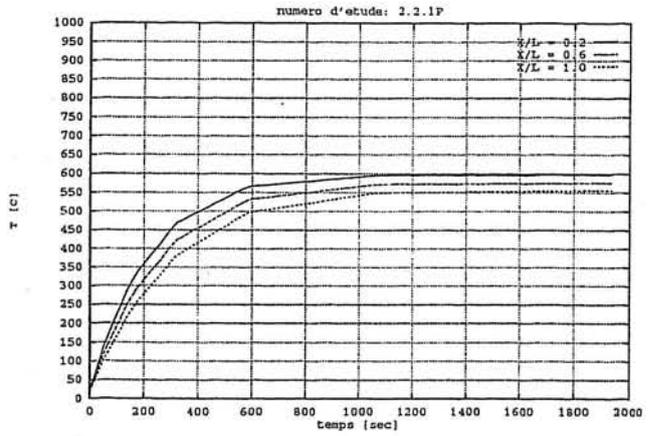


(b)

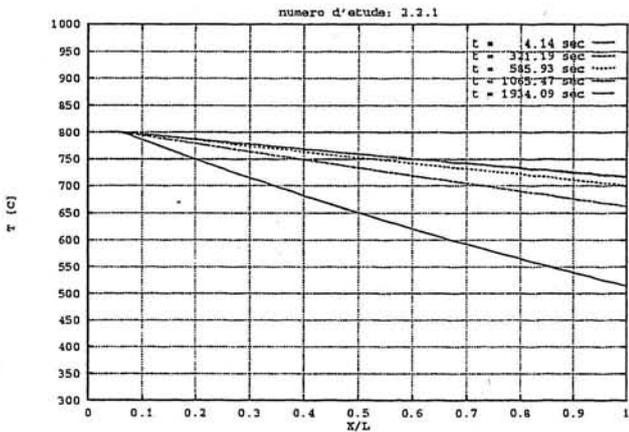
Figure 12: $G=3$ g/sec, $T_{entree}=400$ C, (a) : T fluide, (b) : T paroi
 $h=20$ W/m² et $h_{ext}=4$ W/m²



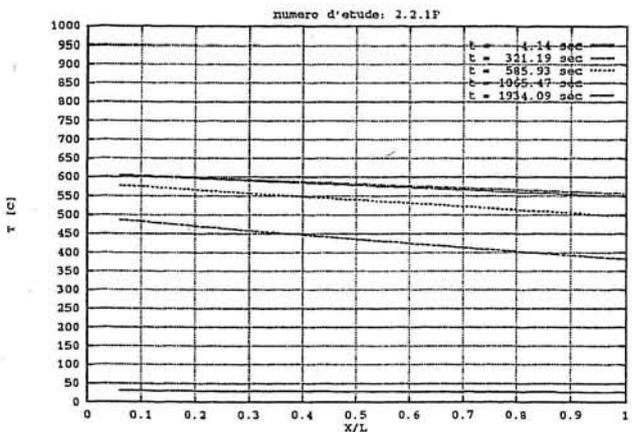
(a)



(b)



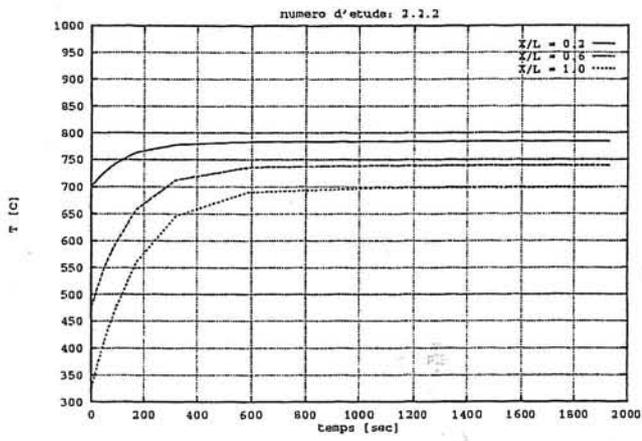
(a)



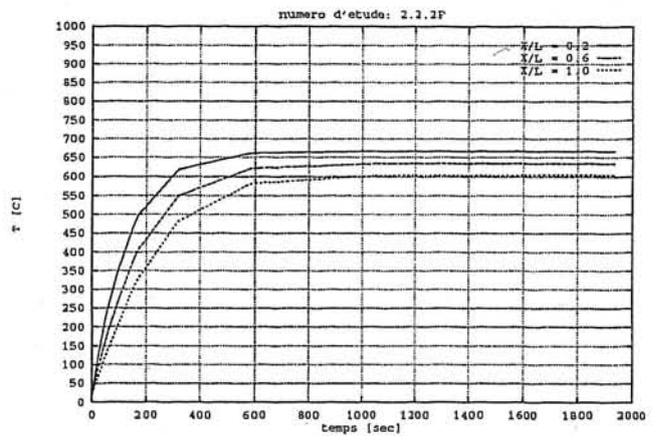
(b)

Figure 13: $G=15.5$ g/sec, $T_{entree}=800C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

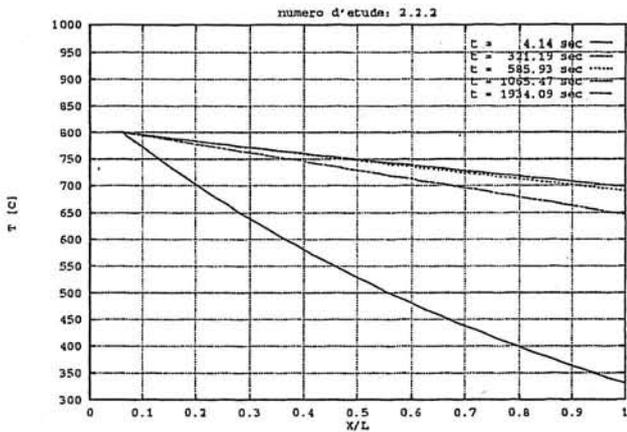
$h=57$ W/m² et $h_{ext}=7$ W/m²



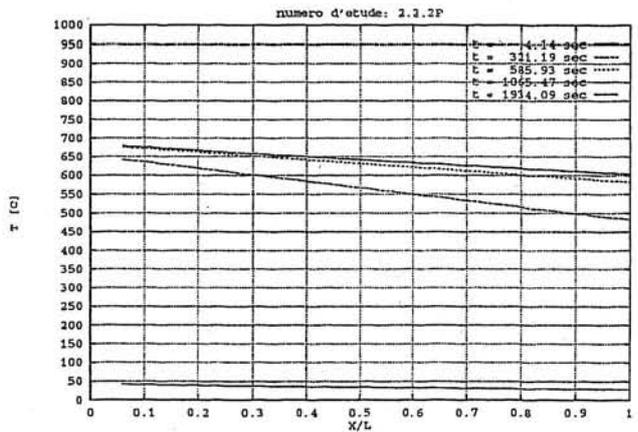
(a)



(b)



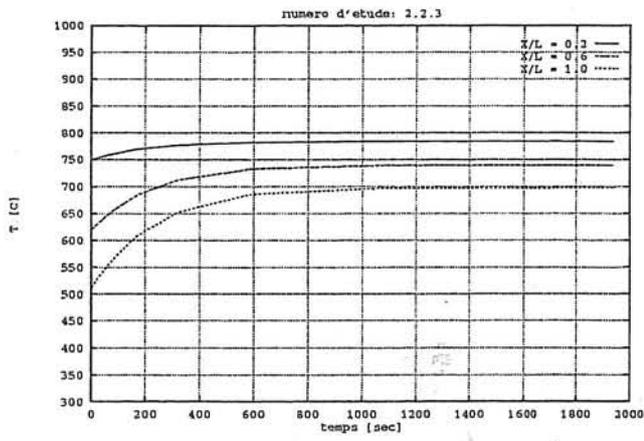
(a)



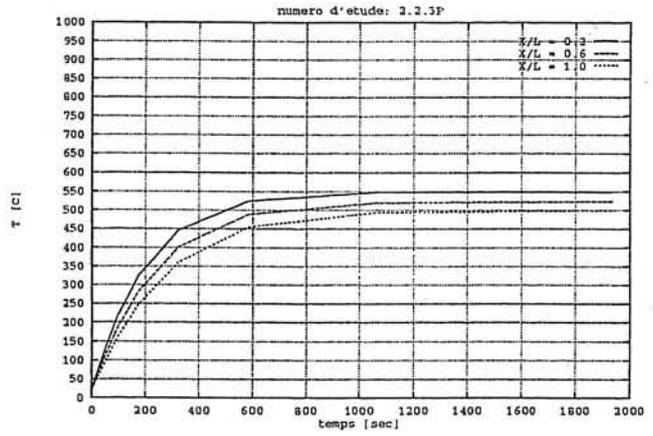
(b)

Figure 14: $G=15.5$ g/sec, $T_{entree}=800$ C, (a) : T fluide, (b) : T paroi

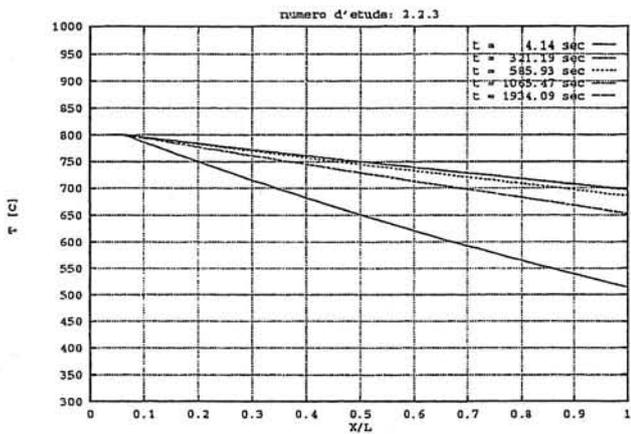
$h=120$ W/m² et $h_{ext}=7$ W/m²



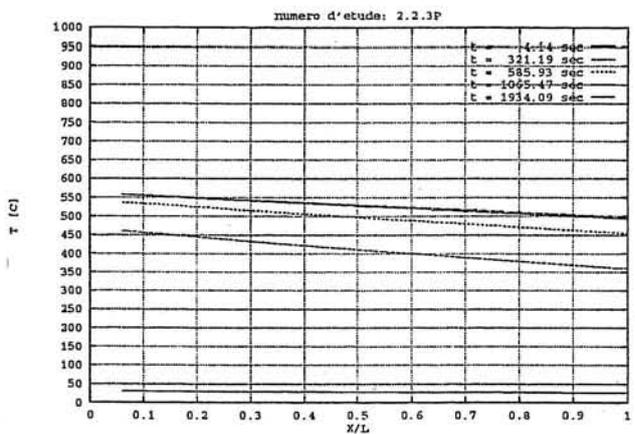
(a)



(b)



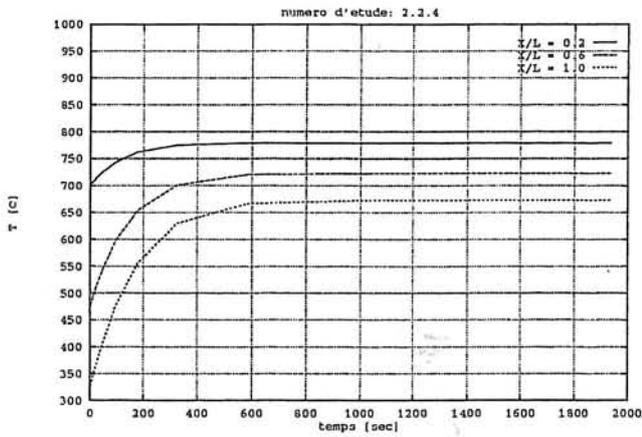
(a)



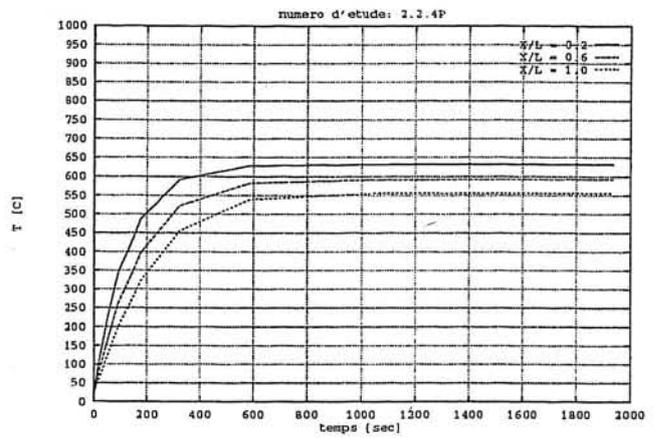
(b)

Figure 15: $G=15.5$ g/sec, $T_{entree}=800C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

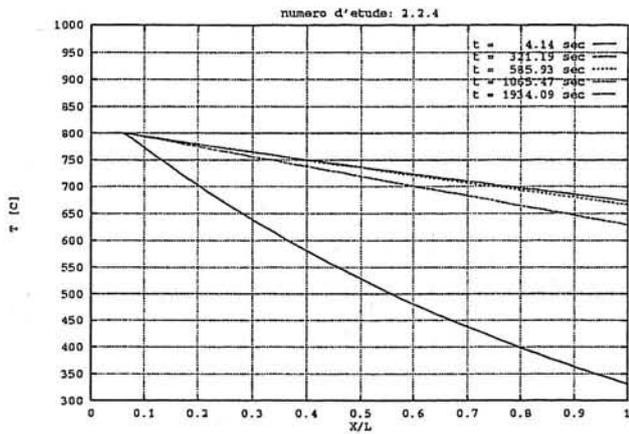
$h=57$ W/m² et $h_{ext}=15$ W/m²



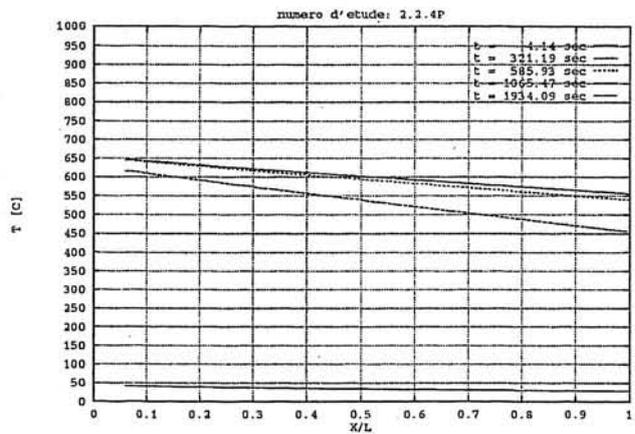
(a)



(b)



(a)



(b)

Figure 16: $G=15.5$ g/sec, $T_{entree}=800$ C, (a) : T fluide, (b) : T paroi

$$h=120 \text{ W/m}^2 \text{ et } h_{ext}=15 \text{ W/m}^2$$

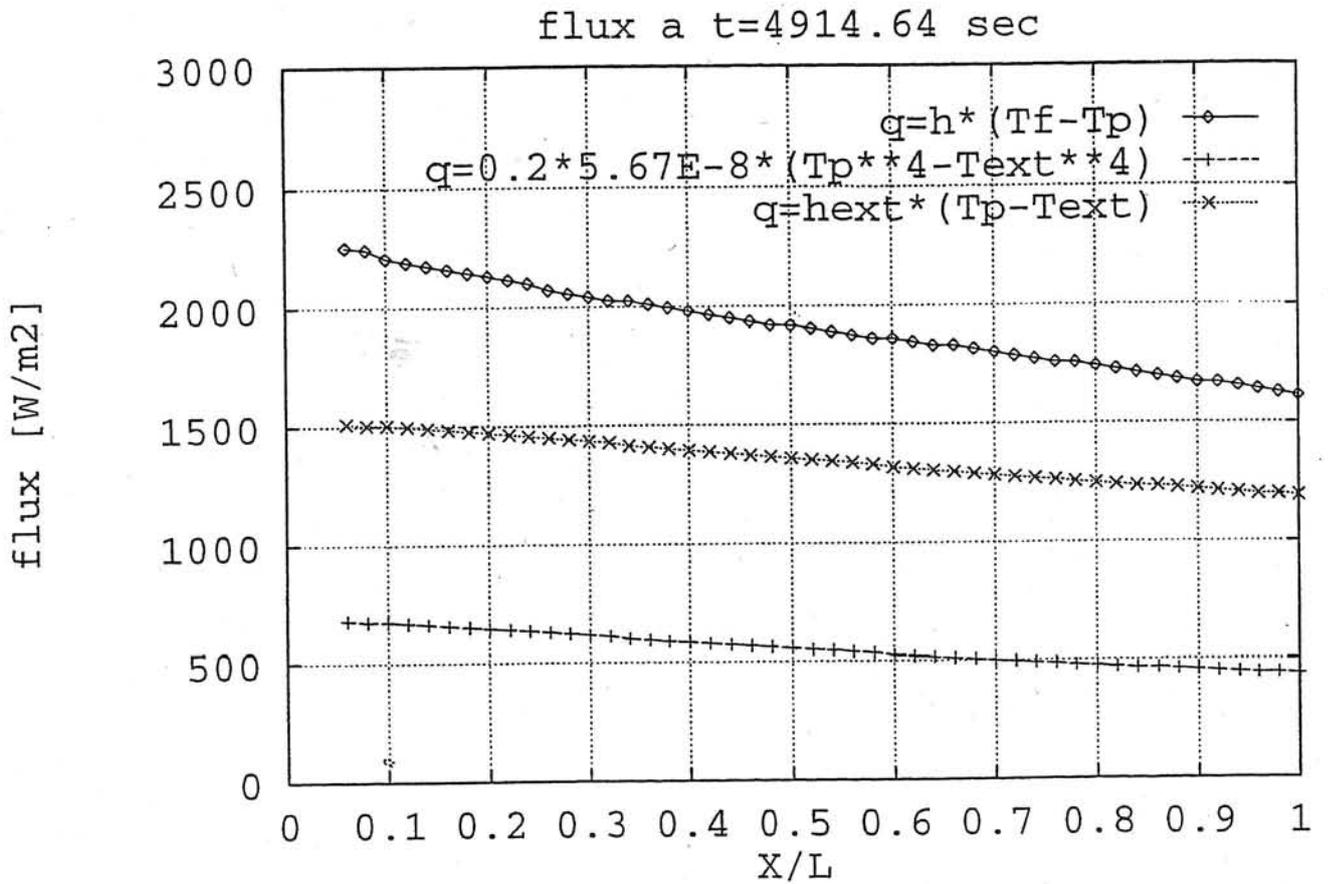


Figure 17: G=3 g/sec, Tentree=400C

Flux en W/m2 pour h=13 W/m2 et hext=7 W/m2

Puissance à l'entrée : $P = 1.55 \cdot 10^6 W/m^2$

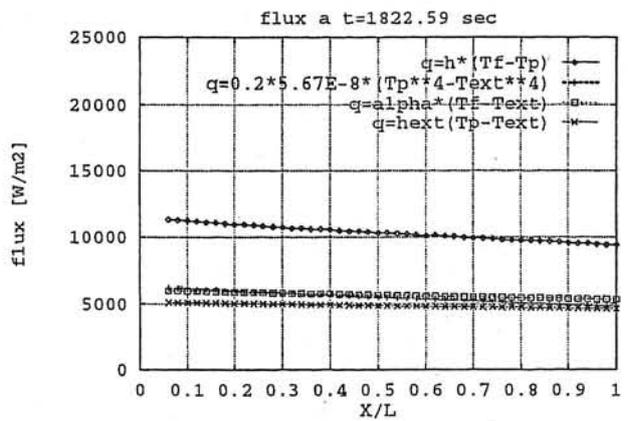
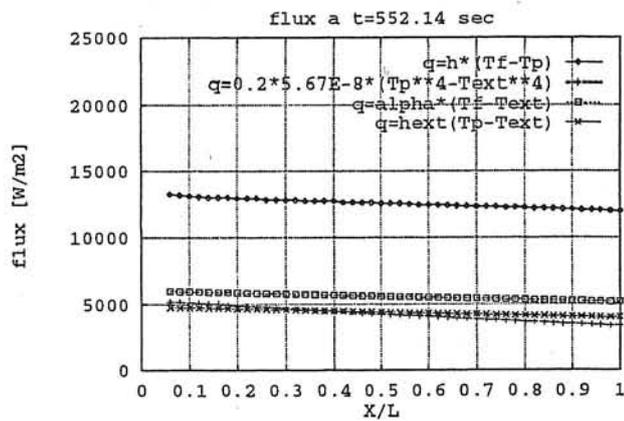
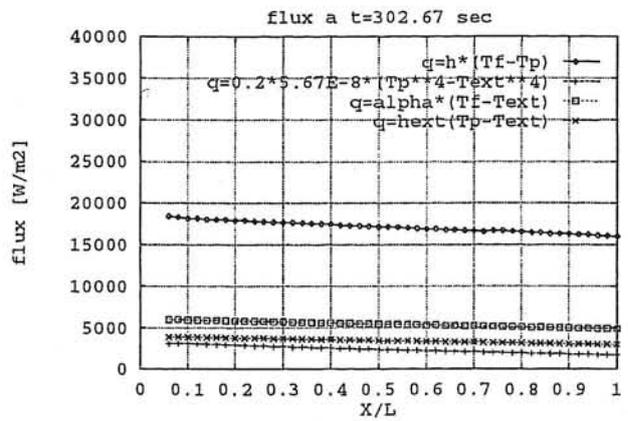
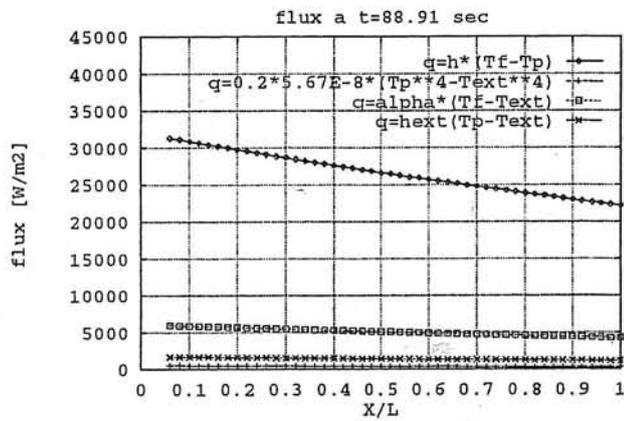


Figure 18: $G=15.5$ g/sec, $T_{entree}=800C$

Flux en W/m^2 pour $h \approx 52$ W/m^2 et $h_{ext}=9$ W/m^2

Puissance à l'entrée : $P = 13.8 \cdot 10^6 W/m^2$

ANNEXE A : FIGURES A.1 à A.20

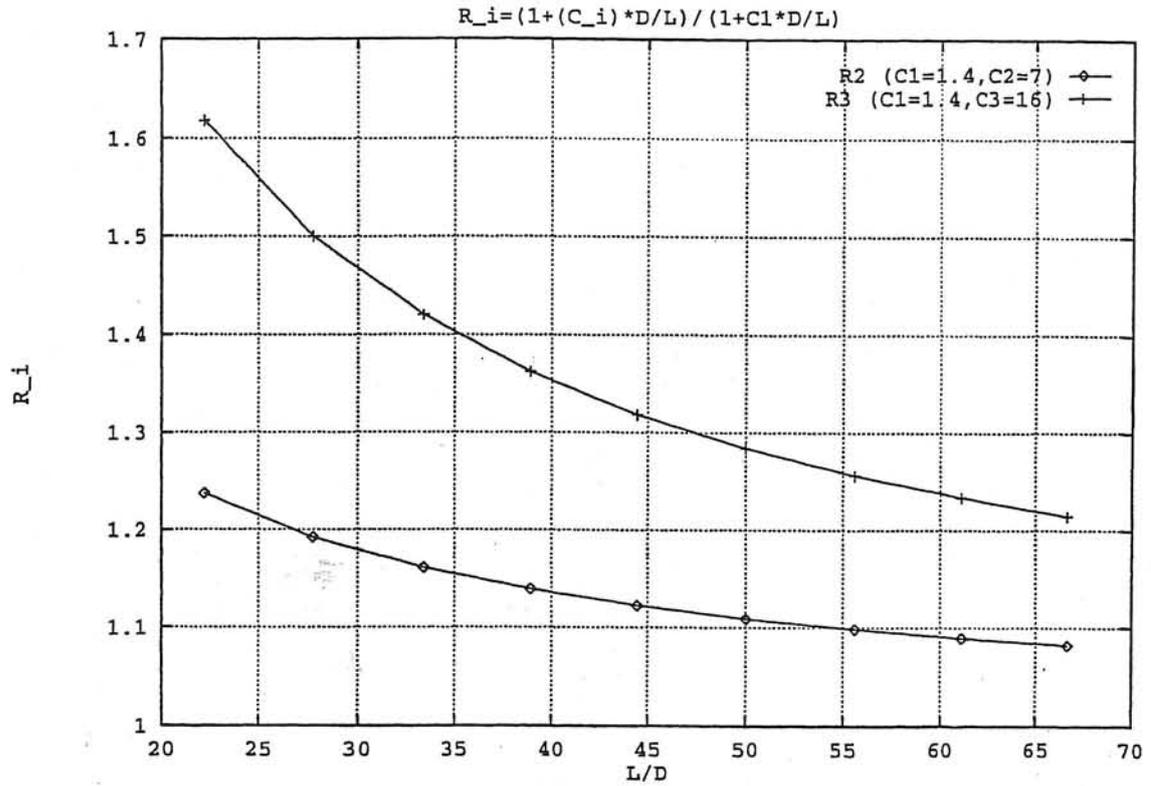
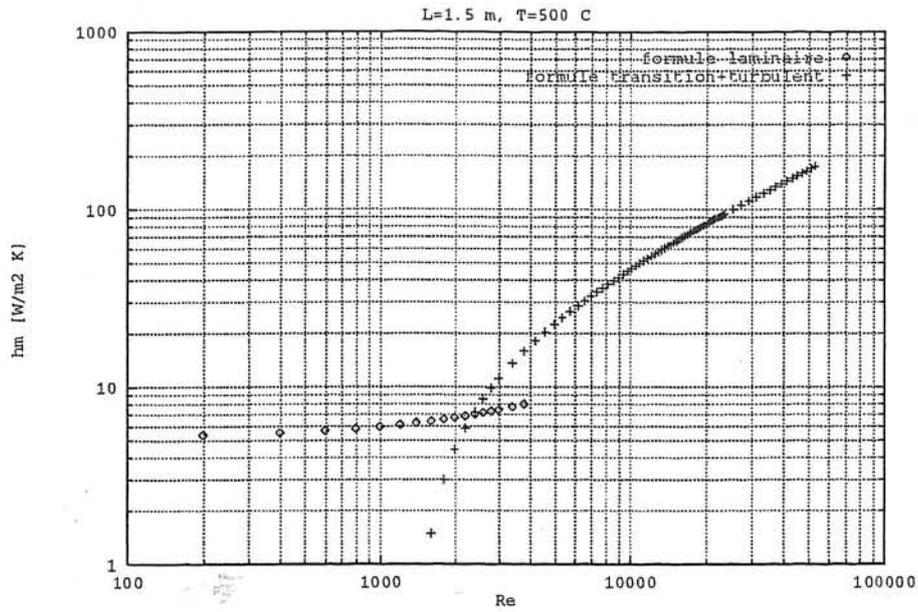


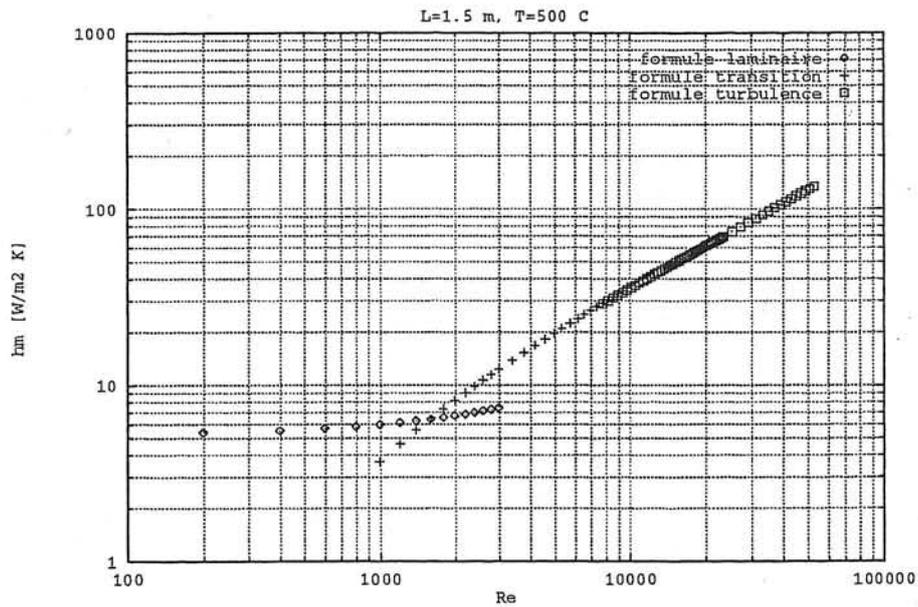
Diagram	C
	0,7
	1,2
	~3
	1,4
	~5
	~7
	~16
	~7

Figure A.1 : rapport $\frac{\left(1 + C * \frac{D}{L}\right)}{\left(1 + 1,4 * \frac{D}{L}\right)}$ pour deux valeurs de C

$C_1=1,4 ; C_2=7 ; C_3=16$

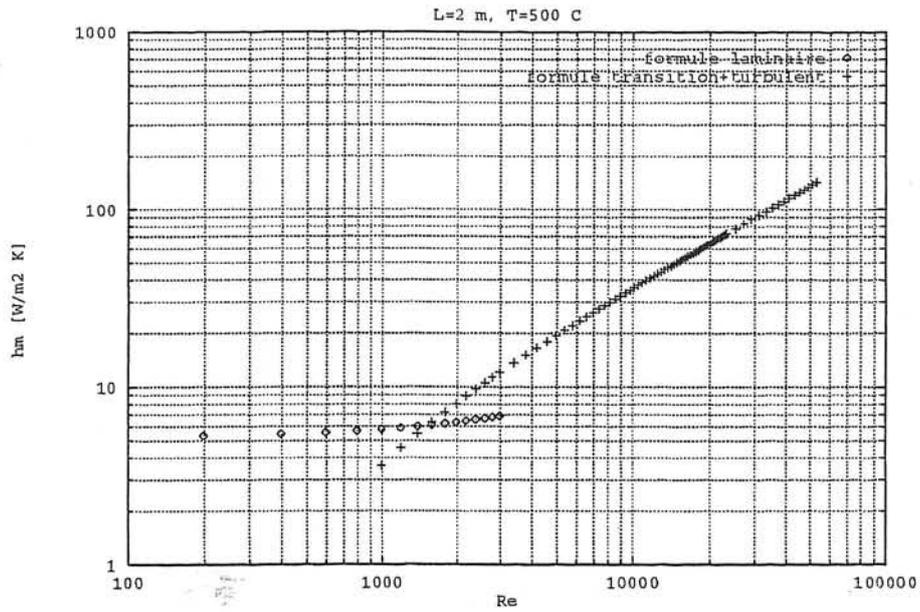


(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Hausen pour le régime de transition et turbulent

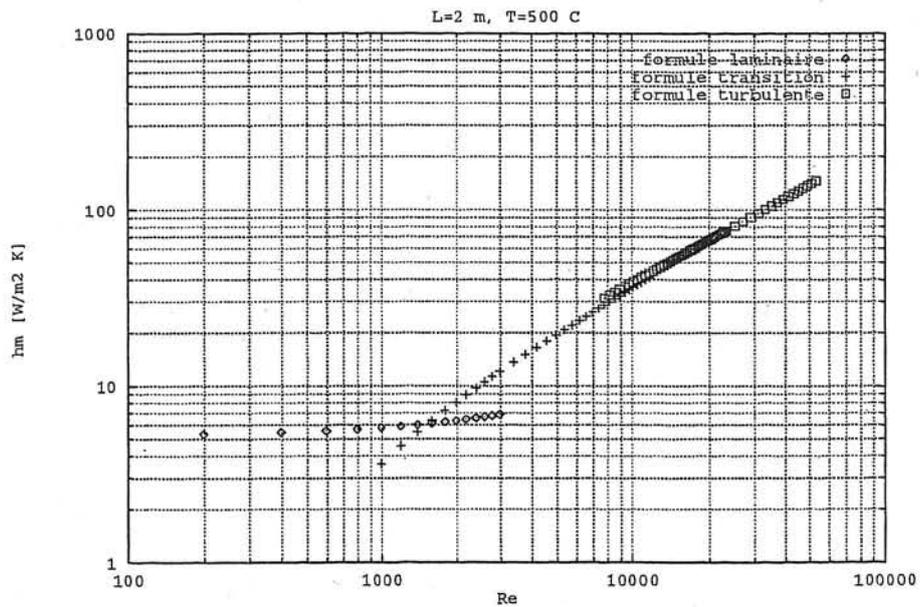


(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation du Handbook of Heat Transfer pour le régime turbulent

Figure A.2: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), L=1.5m et T=500 C

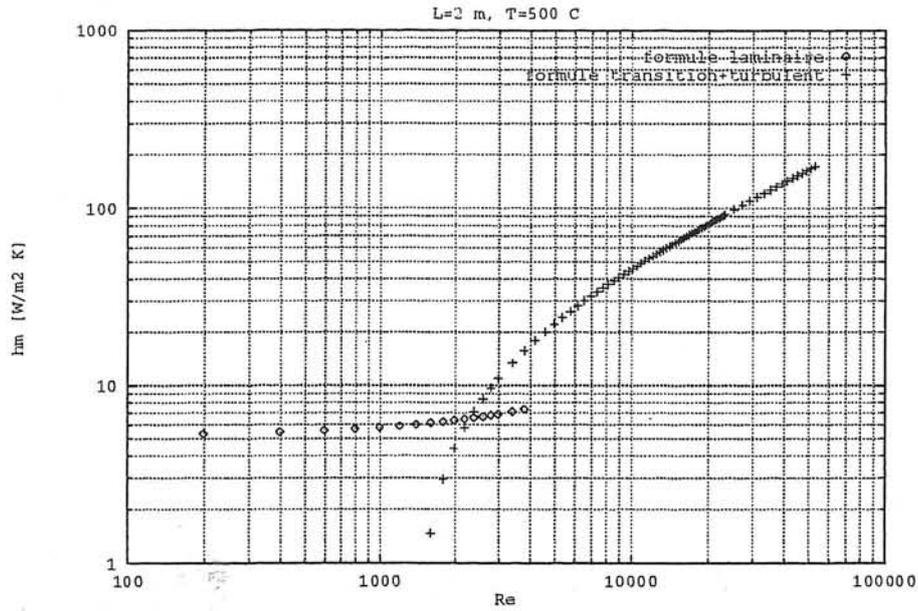


(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition et turbulent

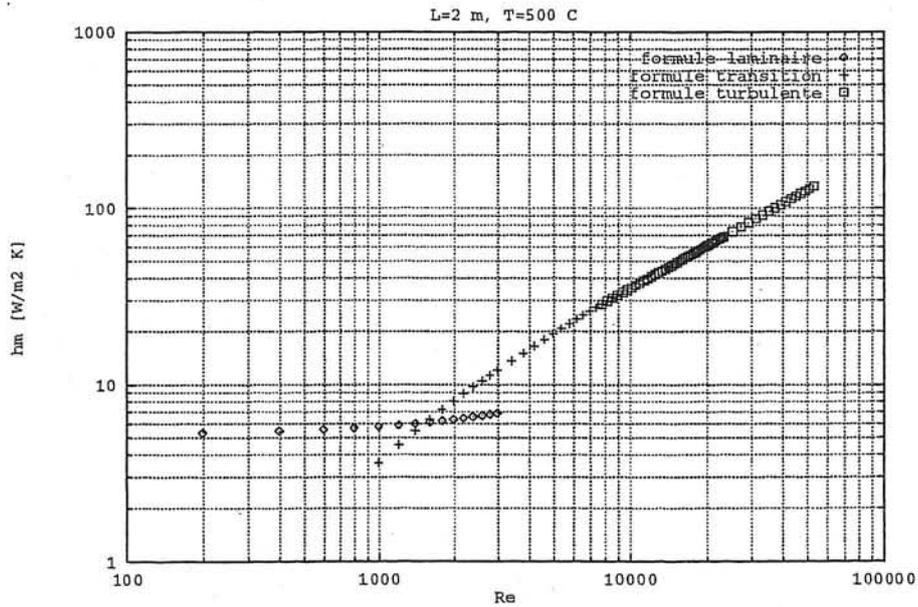


(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation de Humble, Lewdermilk, Desmon pour le régime
turbulent

Figure A.3: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), L=2m et T=500 C

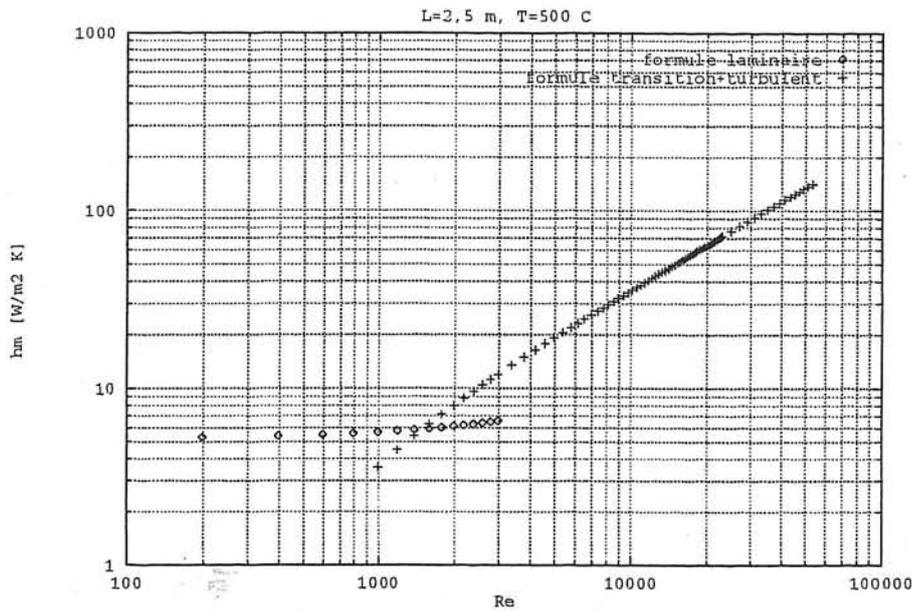


(a): *corrélation de Kays pour le régime laminaire*
corrélation de Hausen pour le régime de transition et turbulent

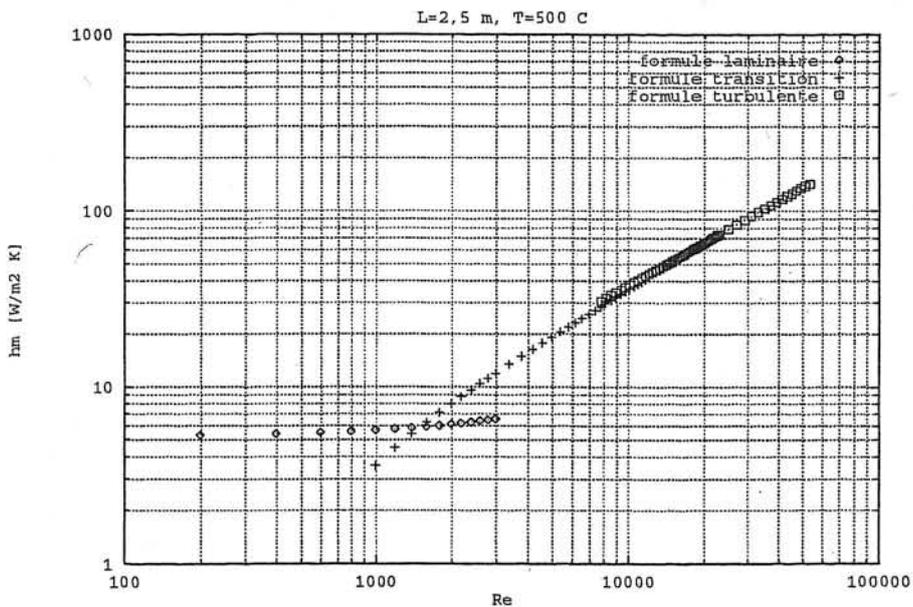


(b): *Corrélation de Kays pour le régime laminaire*
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation du Handbook of Heat Transfer pour le régime turbulent

Figure A.4: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), $L=2\text{m}$ et $T=500\text{ C}$

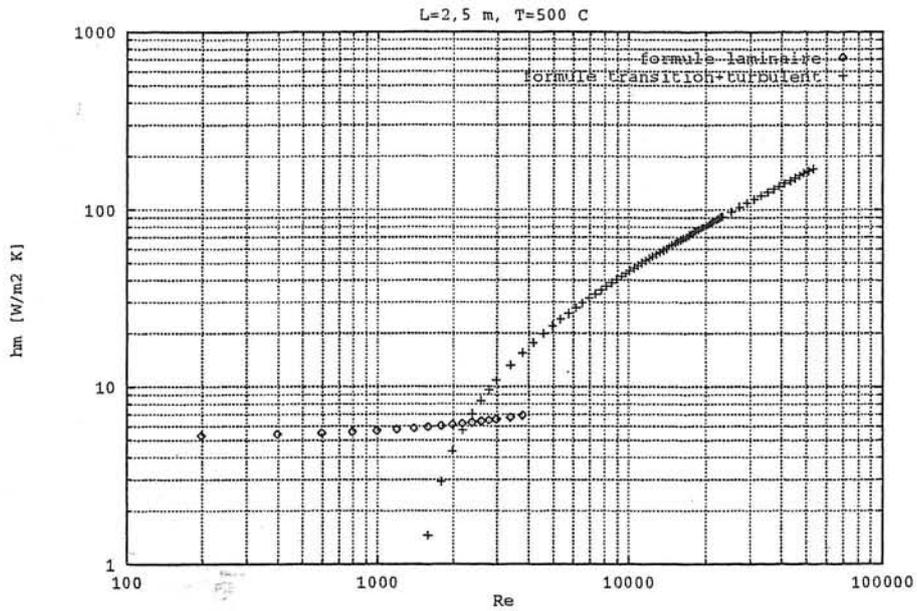


(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
 corrélation de Gnielinski pour le régime de transition et turbulent

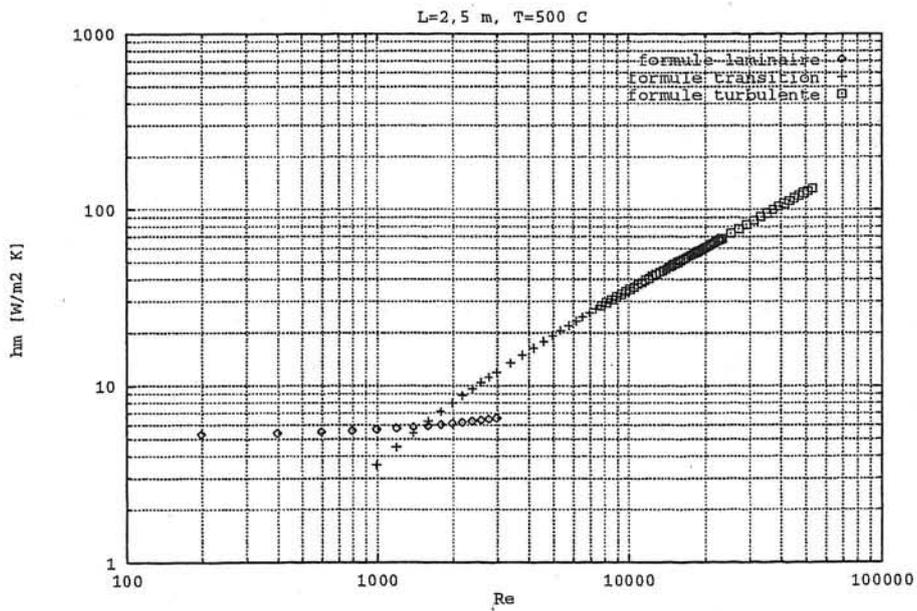


(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
 corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
 corrélation de Humble, Lewdermilk, Desmon pour le régime
 turbulent

Figure A.5: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), $L=2,5\text{m}$ et $T=500\text{ C}$

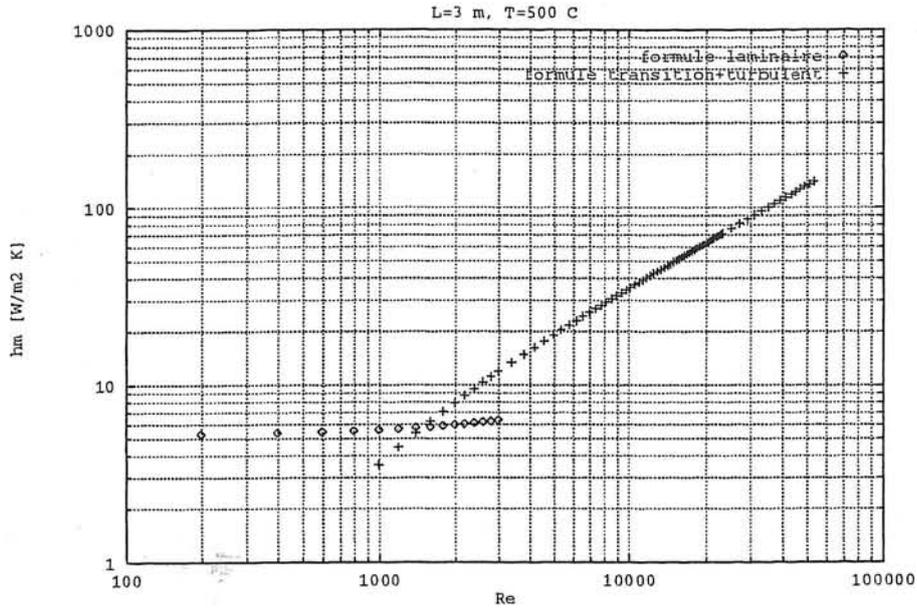


(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Hausen pour le régime de transition et turbulent

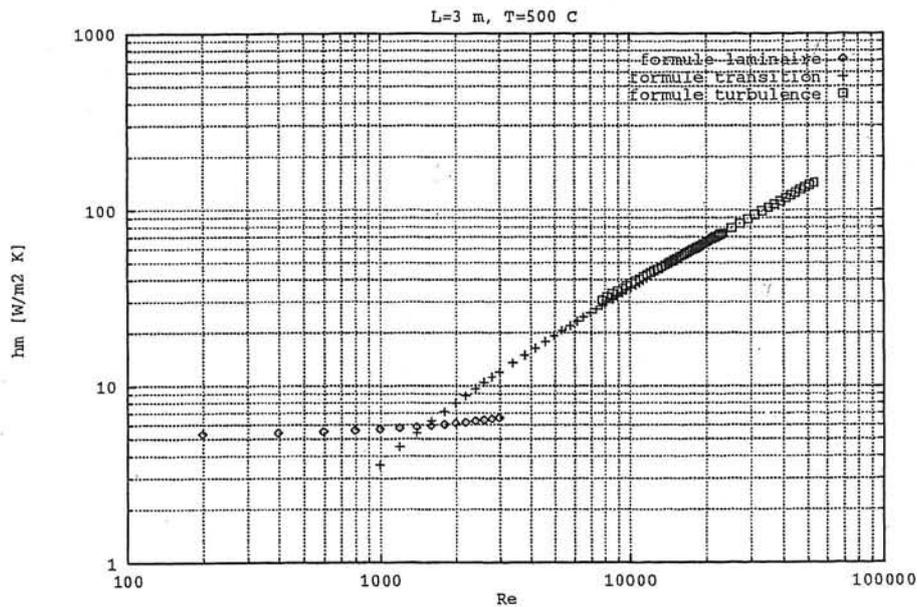


(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation du Handbook of Heat Transfer pour le régime turbulent

Figure A.6: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), $L=2,5\text{m}$ et $T=500\text{ C}$

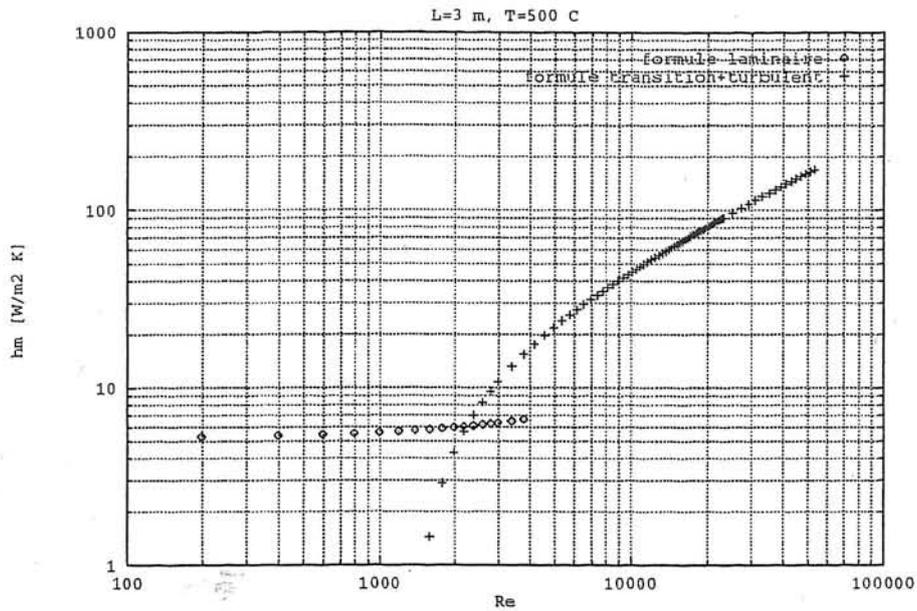


(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition et turbulent

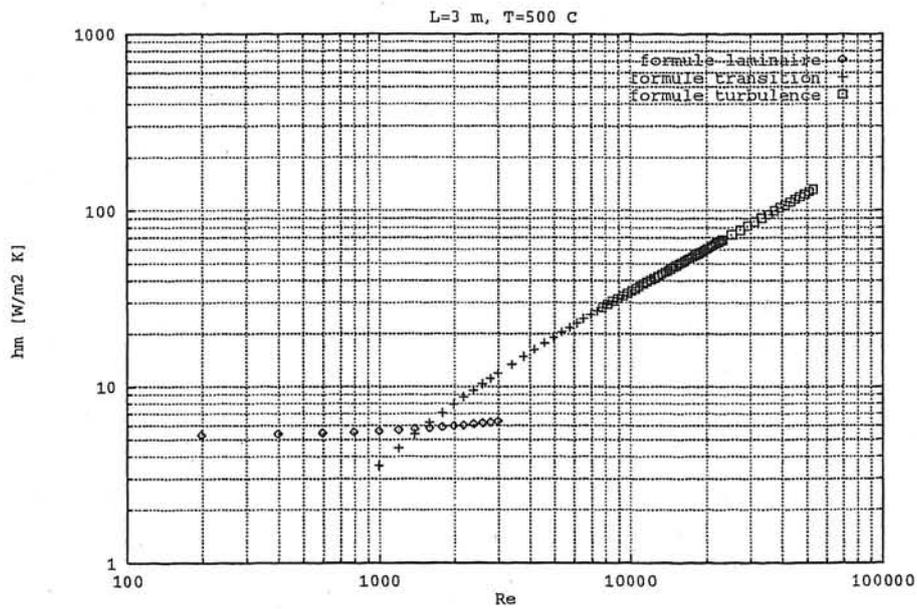


(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation de Humble, Lewdermilk, Desmon pour le régime turbulent

Figure A.7: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), L=3m et T=500 C



(a): corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Hausen pour le régime de transition et turbulent



(b): Corrélation de Kays pour le régime laminaire
corrélation de Gnielinski pour le régime de transition
corrélation du Handbook of Heat Transfer pour le régime turbulent

Figure A.8: h en fonction de Reynolds avec 2 formules (a) et 3 formules (b), L=3m et T=500 C

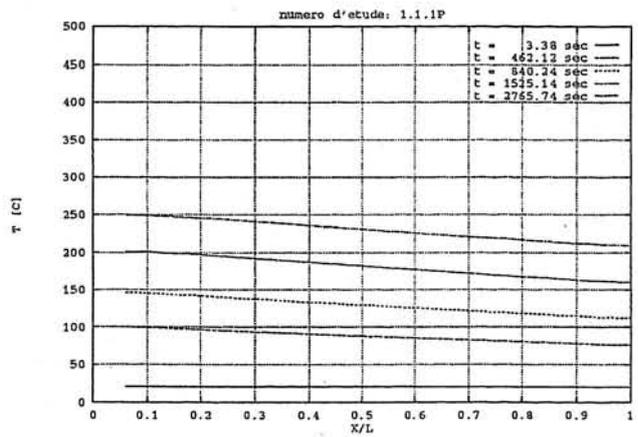
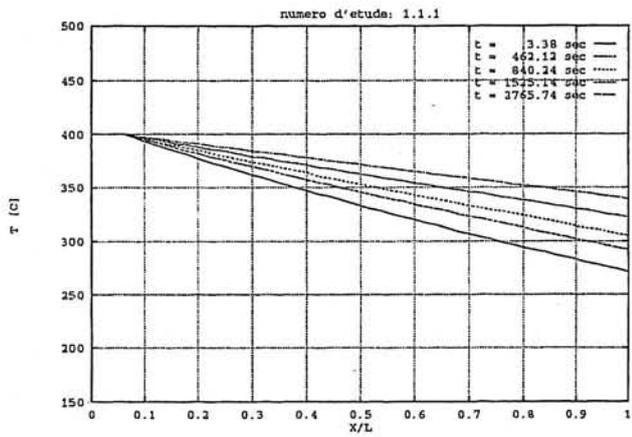
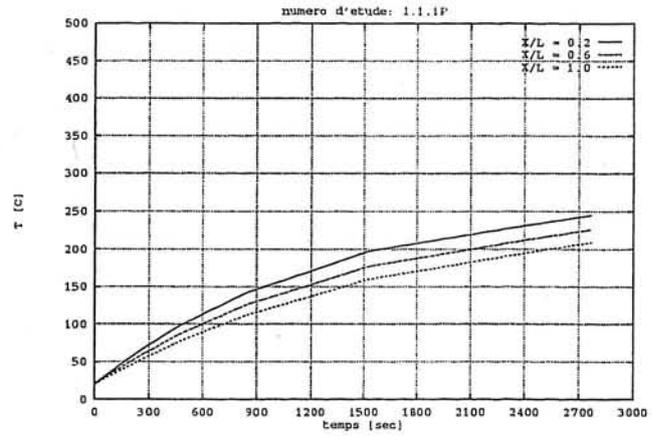
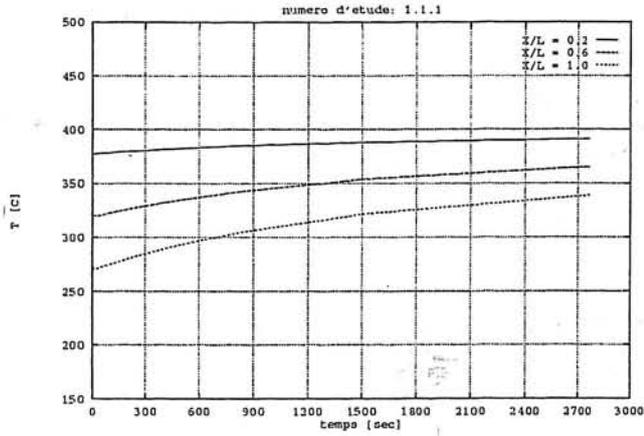
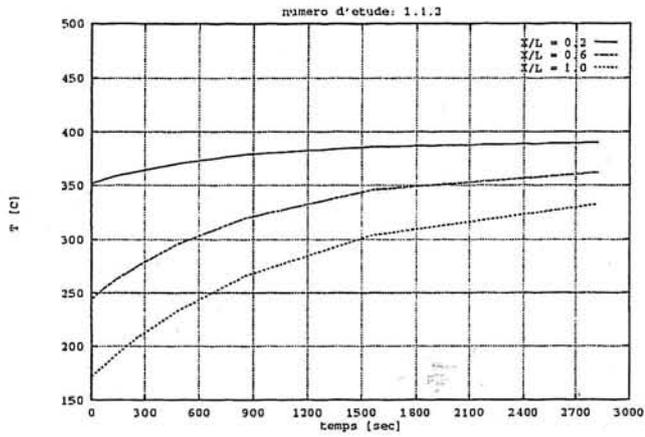
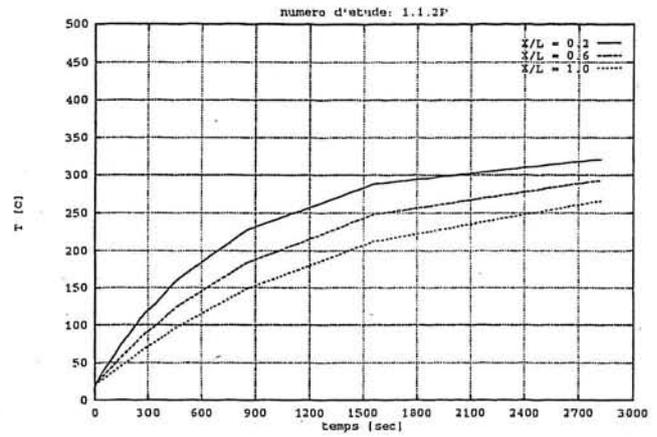


Figure A.9: $G=3$ g/sec, $T_{entree}=400C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

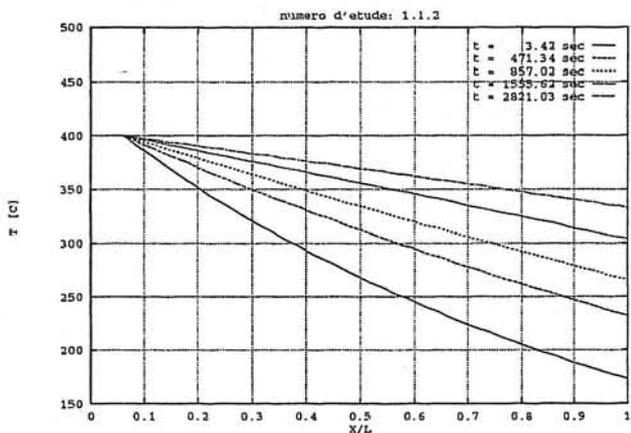
Résultats sans rayonnement
 $h=9$ W/m² et $h_{ext}=4$ W/m²



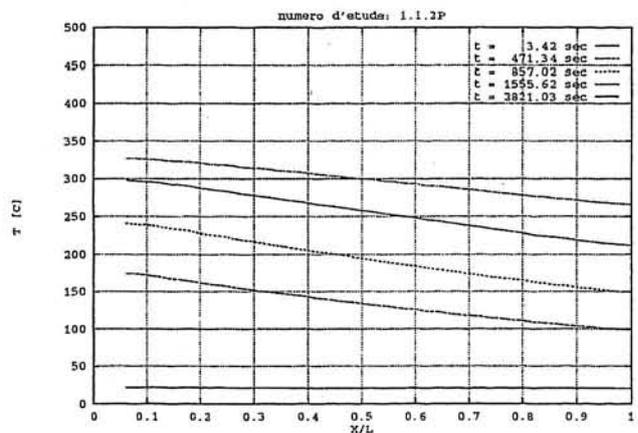
(a)



(b)



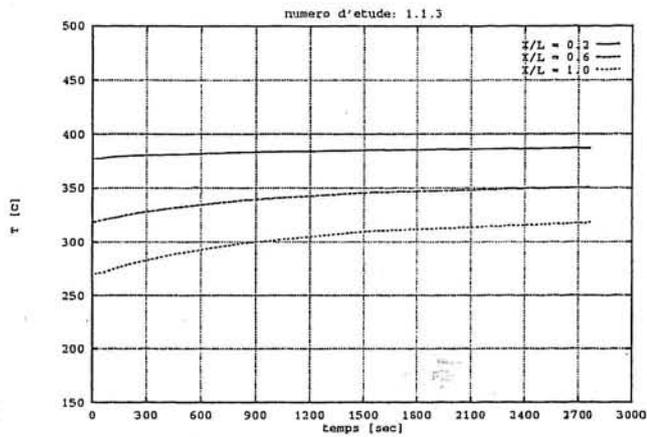
(a)



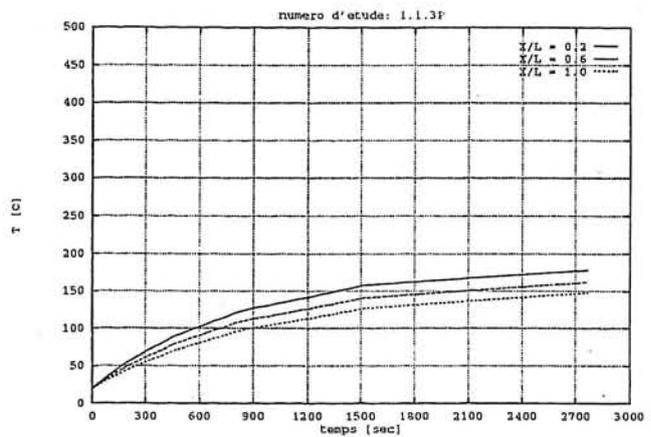
(b)

Figure A.10: $G=3 \text{ g/sec}$, $T_{entree}=400\text{C}$, (a) : $T \text{ fluide}$, (b) : $T \text{ paroi}$

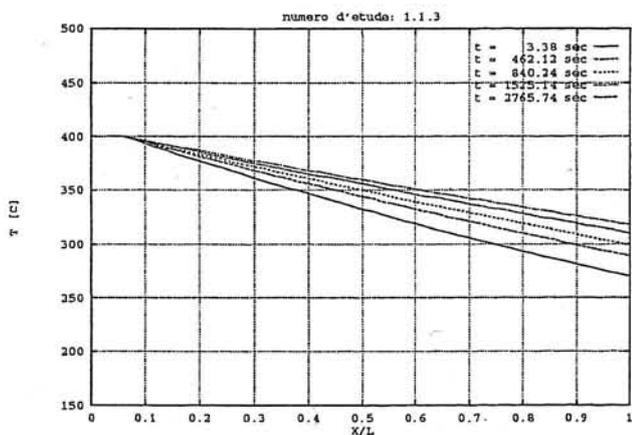
Résultats sans rayonnement
 $h=20 \text{ W/m}^2$ et $h_{ext}=4 \text{ W/m}^2$



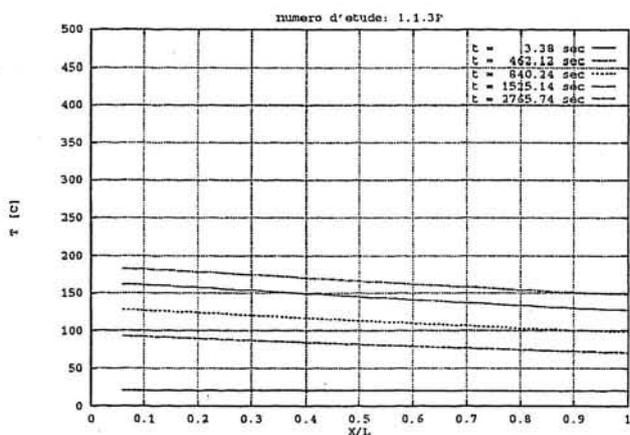
(a)



(b)



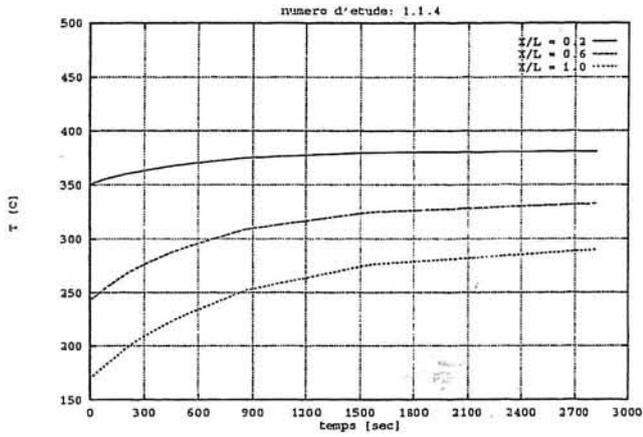
(a)



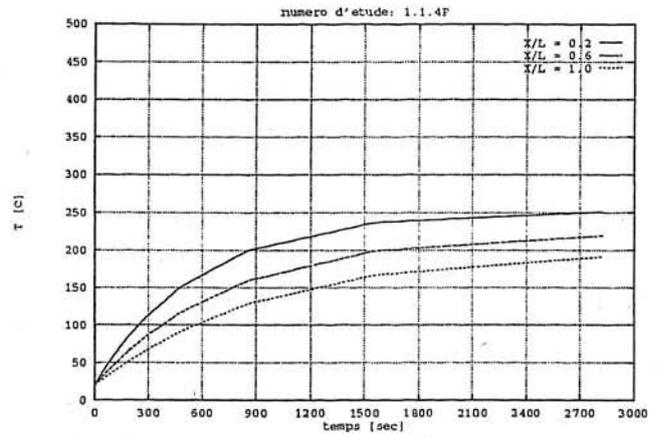
(b)

Figure A.11: $G=3 \text{ g/sec}$, $T_{\text{entree}}=400\text{C}$, (a) : T_{fluide} , (b) : T_{paroi}

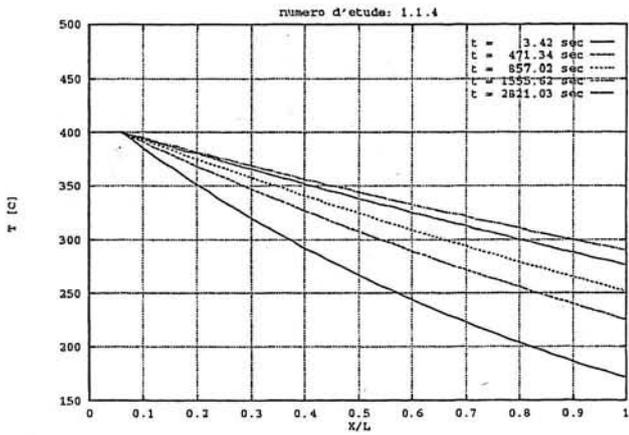
Résultats sans rayonnement
 $h=9 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=11 \text{ W/m}^2$



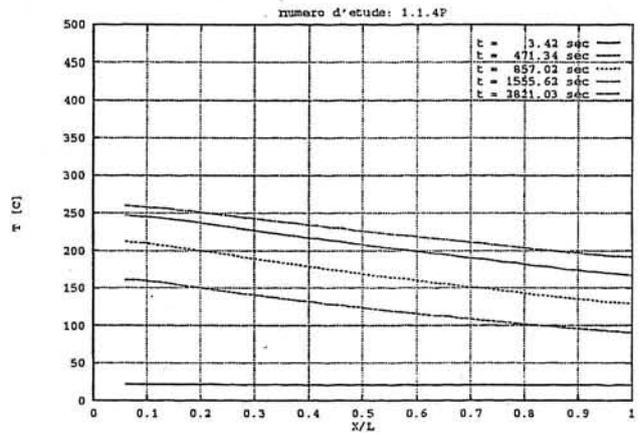
(a)



(b)



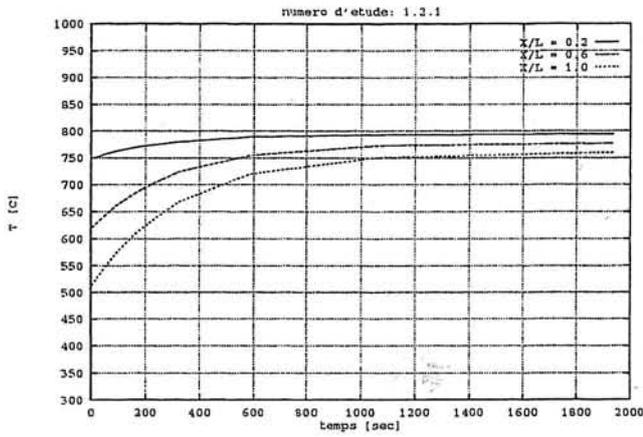
(a)



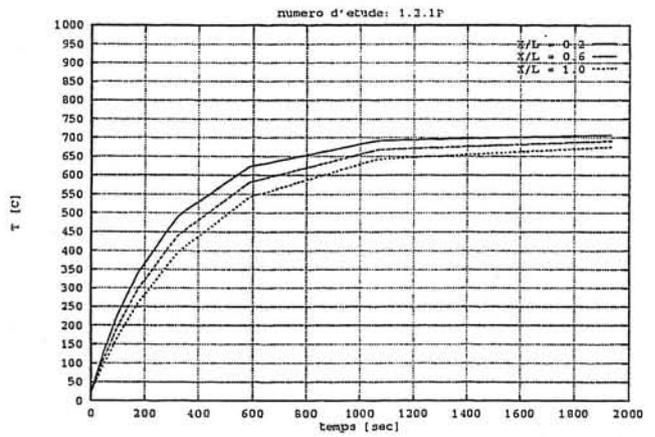
(b)

Figure A.12: $G=3 \text{ g/sec}$, $T_{\text{entree}}=400\text{C}$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

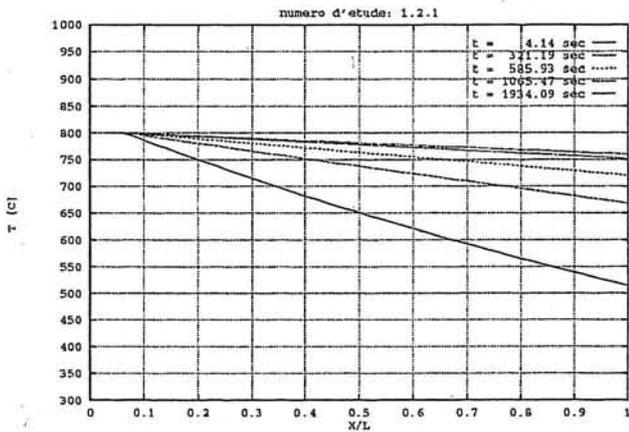
Résultats sans rayonnement
 $h=20 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=11 \text{ W/m}^2$



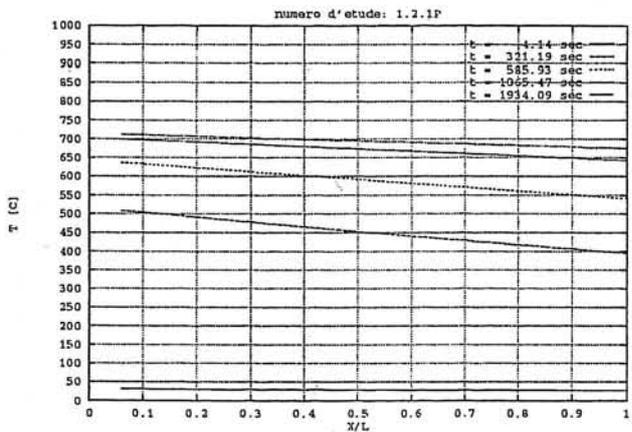
(a)



(b)



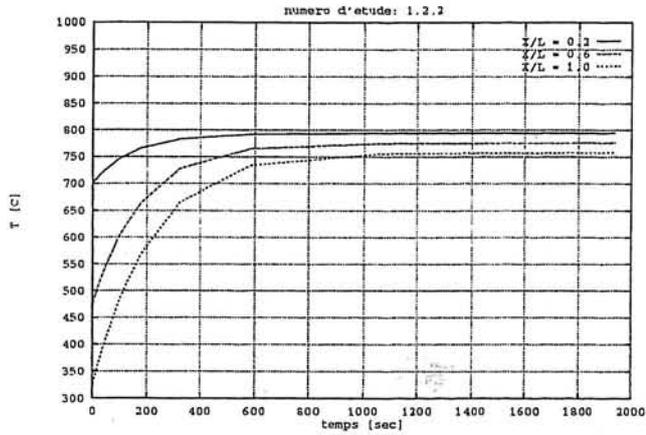
(a)



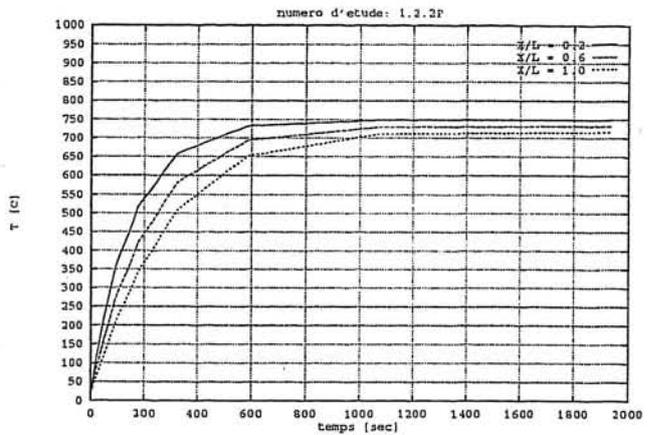
(b)

Figure A.13: $G=15,5$ g/sec, $T_{entree}=800C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

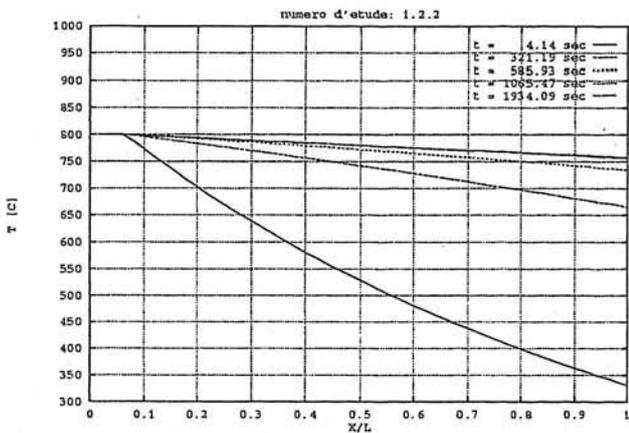
Résultats sans rayonnement
 $h=57$ W/m² et $h_{ext}=7$ W/m²



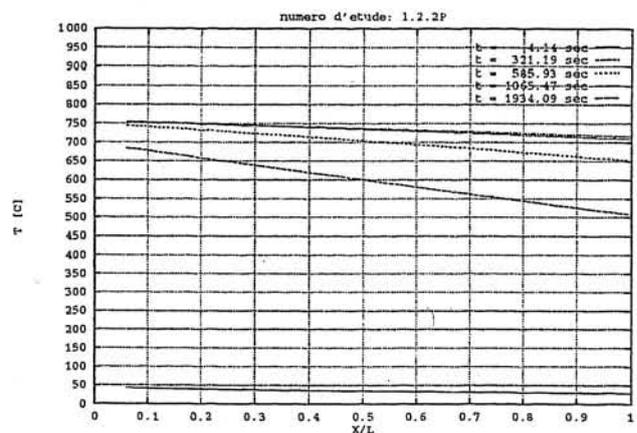
(a)



(b)



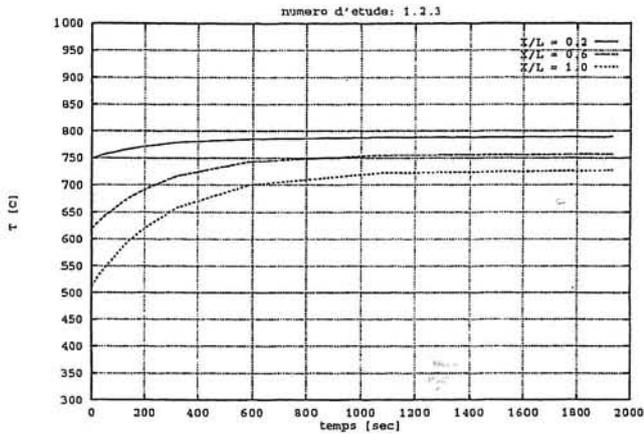
(a)



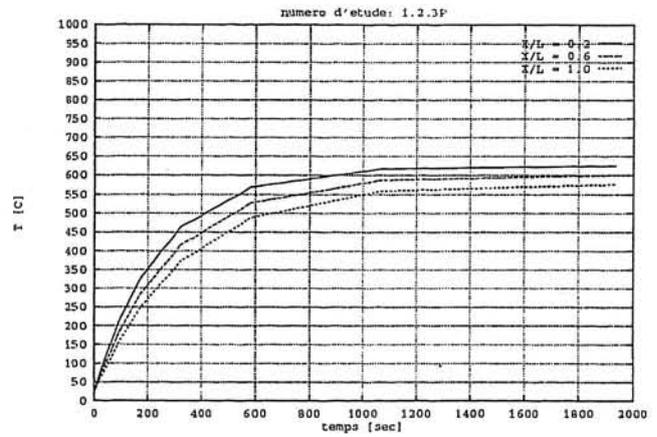
(b)

Figure A.14: $G=15,5 \text{ g/sec}$, $T_{entree}=800\text{C}$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

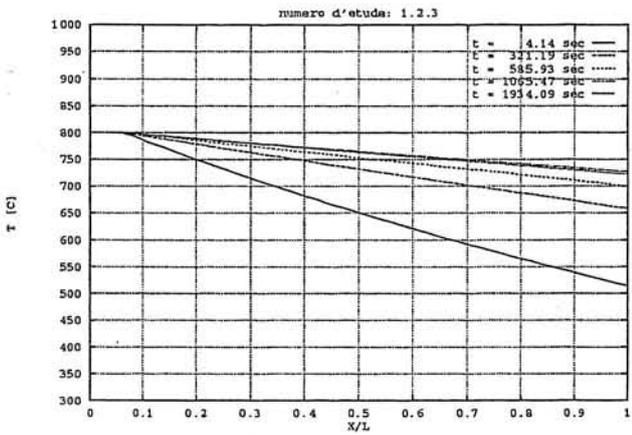
Résultats sans rayonnement
 $h=120 \text{ W/m}^2$ et $h_{ext}=7 \text{ W/m}^2$



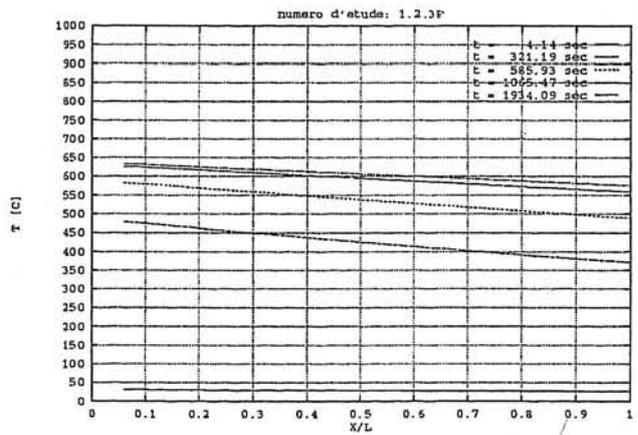
(a)



(b)



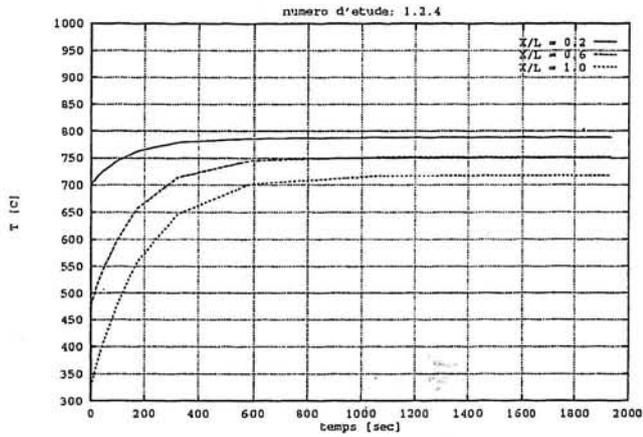
(a)



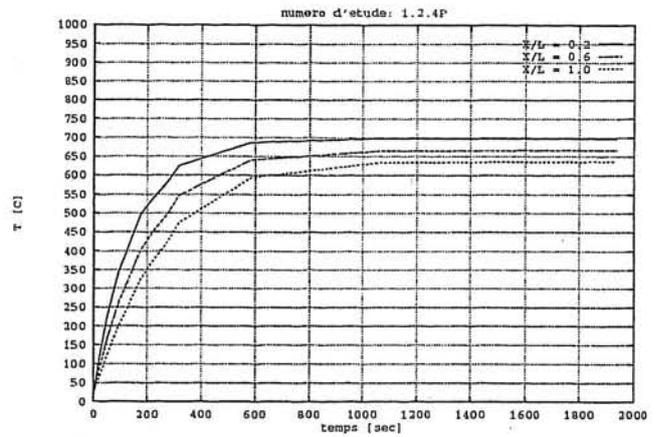
(b)

Figure A.15: $G=15,5$ g/sec, $T_{entree}=800C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

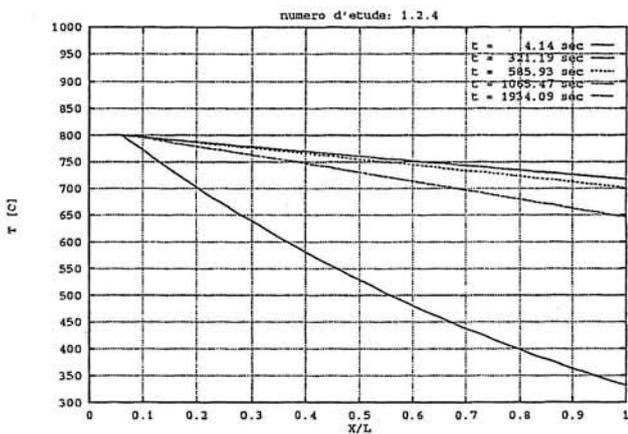
Résultats sans rayonnement
 $h=57$ W/m² et $h_{ext}=15$ W/m²



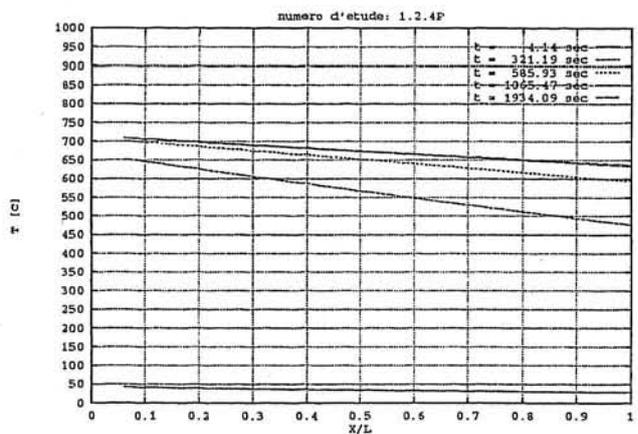
(a)



(b)



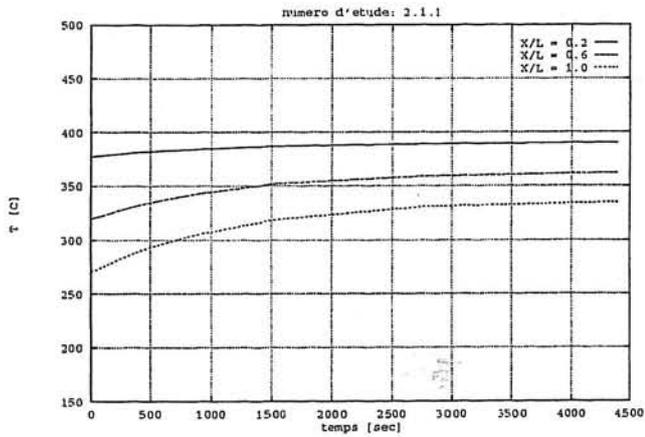
(a)



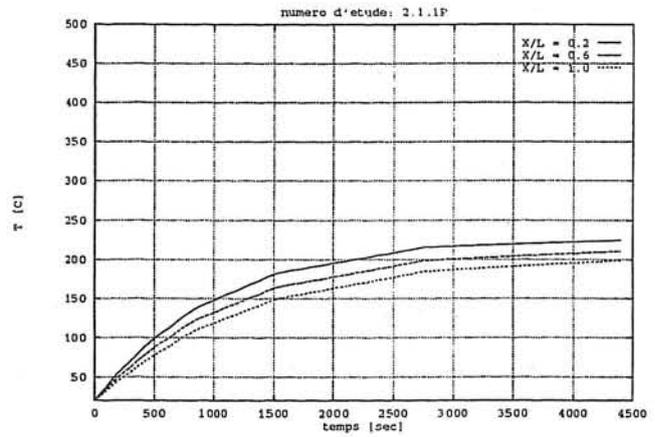
(b)

Figure A.16: $G=15,5$ g/sec, $T_{entree}=800C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

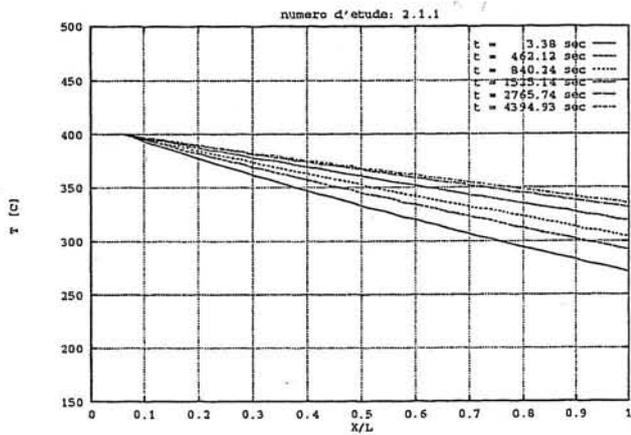
Résultats sans rayonnement
 $h=120$ W/m² et $h_{ext}=15$ W/m²



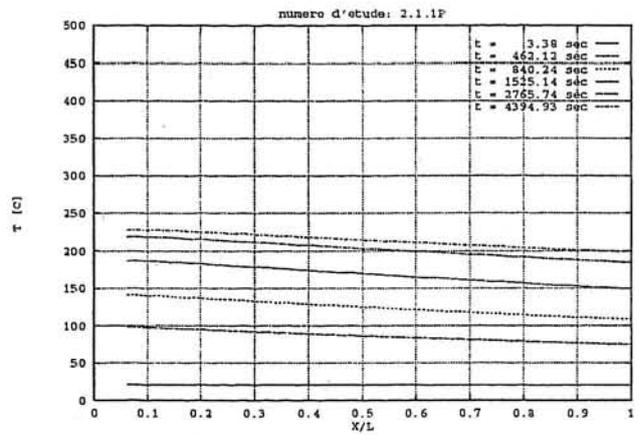
(a)



(b)



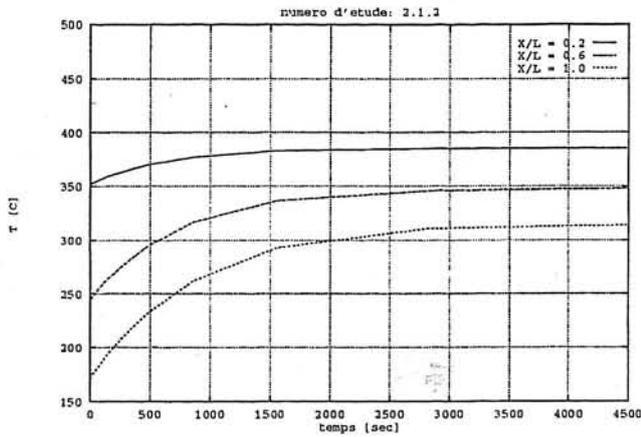
(a)



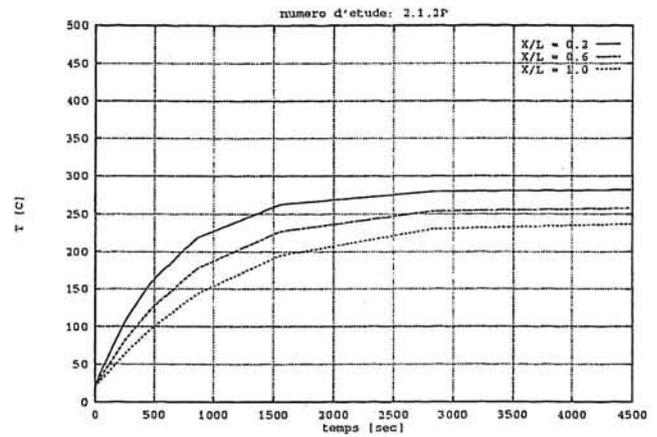
(b)

Figure A.17: $G=3 \text{ g/sec}$, $T_{entree}=400\text{C}$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

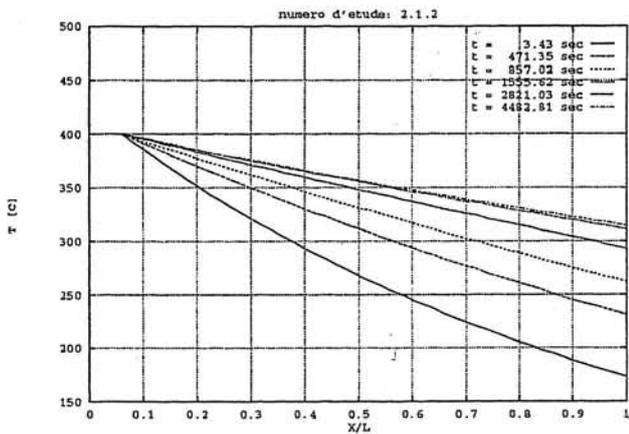
Résultats avec rayonnement
 $h=9 \text{ W/m}^2$ et $h_{ext}=4 \text{ W/m}^2$



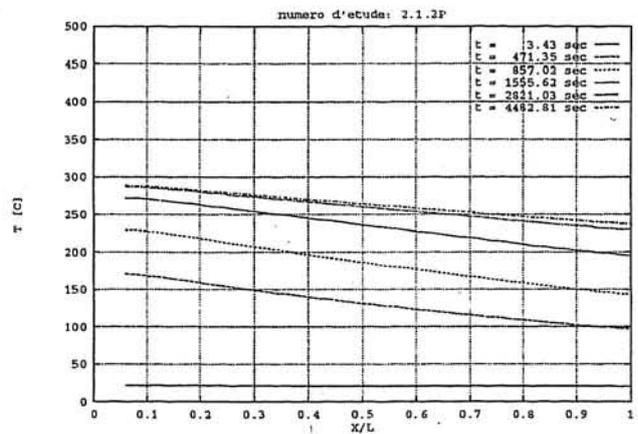
(a)



(b)



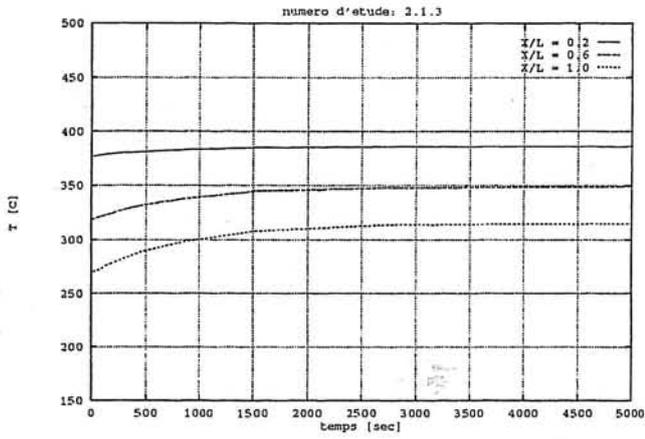
(a)



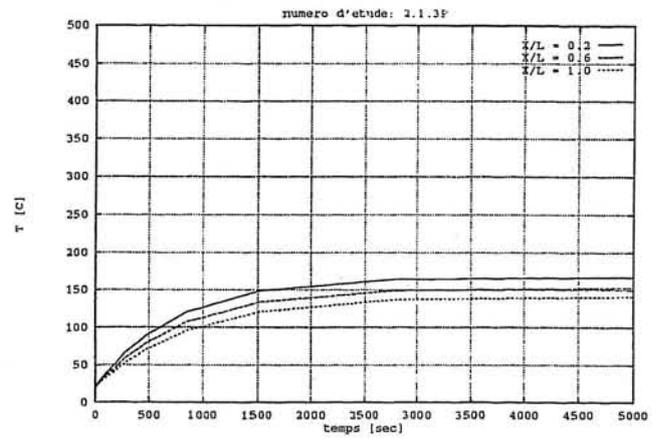
(b)

Figure A.18: $G=3$ g/sec, $T_{entree}=400C$, (a) : T fluide, (b) : T paroi

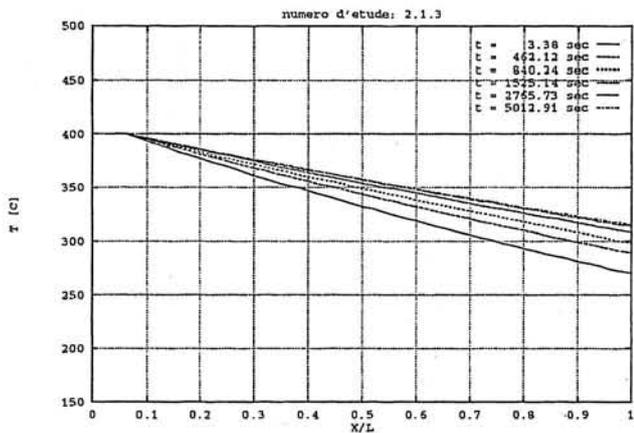
Résultats avec rayonnement
 $h=20$ W/m² et $h_{ext}=4$ W/m²



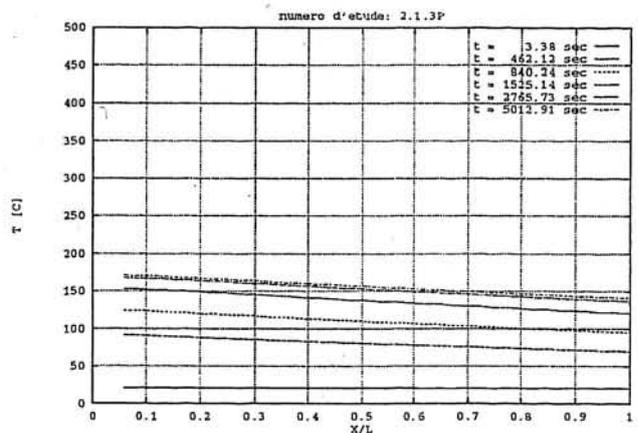
(a)



(b)



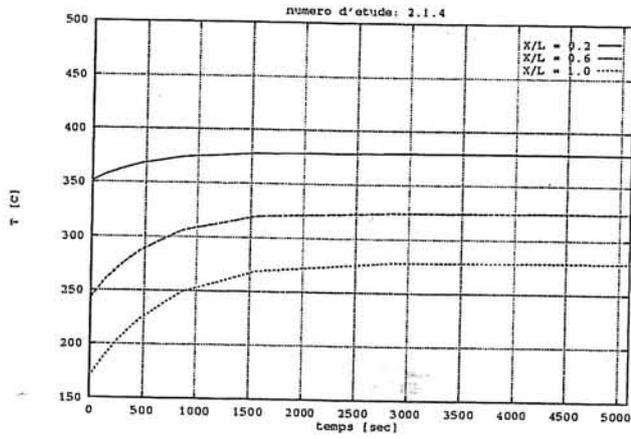
(a)



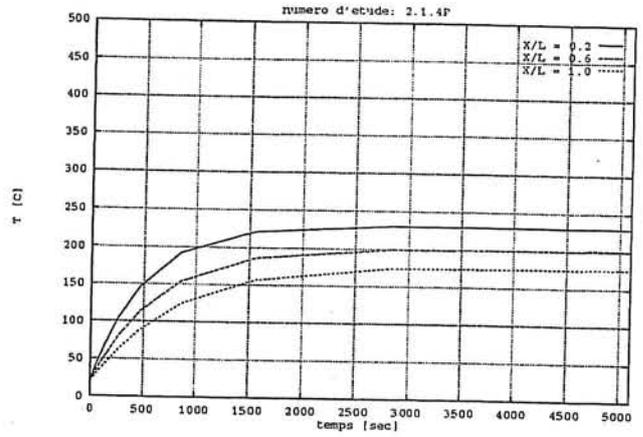
(b)

Figure A.19: $G=3 \text{ g/sec}$, $T_{\text{entree}}=400\text{C}$, (a) : T_{fluide} , (b) : T_{paroi}

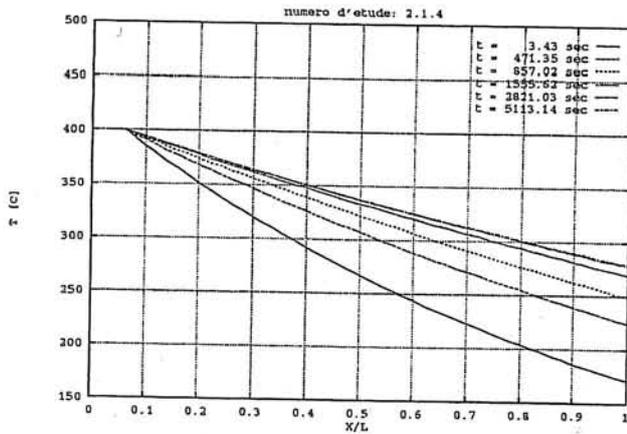
Résultats avec rayonnement
 $h=9 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=11 \text{ W/m}^2$



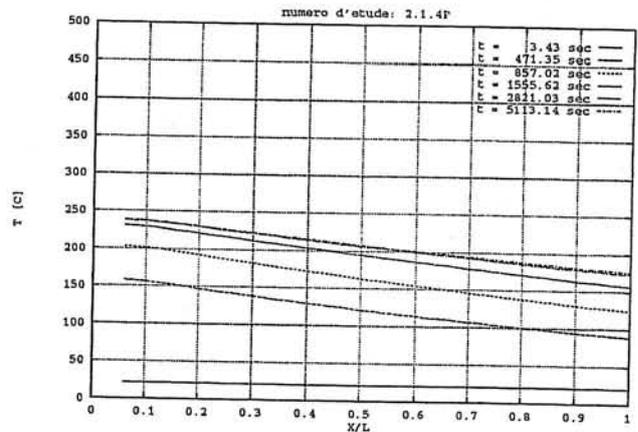
(a)



(b)



(a)



(b)

Figure A.20: $G=3 \text{ g/sec}$, $T_{\text{entree}}=400\text{C}$, (a) : T_{fluide} , (b) : T_{paroi}

Résultats avec rayonnement
 $h=20 \text{ W/m}^2$ et $h_{\text{ext}}=11 \text{ W/m}^2$