

Communication  
présentée au Comité technique  
de la Société Hydrotechnique de France  
le 21 novembre 1968

## ANALOGIE ENTRE LE TRANSFERT DE CHALEUR ET LE TRANSFERT DE MASSE PAR SUBLIMATION D'UN DÉPÔT DE NAPHTALÈNE

PAR J. GEFFROY \* ET  
P. GELIN \*\*

### Introduction

L'étude des phénomènes locaux d'échange de chaleur entre une paroi et un fluide en mouvement conduit toujours à des difficultés expérimentales telles que : infrastructures importantes, problèmes délicats des mesures de températures de parois et de flux de chaleur. Enfin viennent s'ajouter des influences parasites telles la conduction de chaleur dans les parois, le rayonnement entre parois, les fuites thermiques vers l'extérieur, la présence même des éléments de mesure. Bien souvent également les géométries étudiées ne sont pas figées au départ puisque ce sont les résultats des essais qui conduisent aux formes définitives. On conçoit alors qu'il est intéressant de faire appel à des méthodes d'analogie mieux adaptées à certains besoins et permettant de se libérer des difficultés ci-dessus.

Nous utilisons pour cela l'analogie entre le transfert de masse et de chaleur. Il faut remarquer que l'emploi de cette analogie est déjà ancienne. Par exemple elle était employée il y a une quarantaine d'années environ par Thoma et Lorisch qui utilisaient des modèles poreux (buvards) imprégnés d'acide phosphorique neutralisé partiellement par du gaz ammoniac représentant l'écoulement, ceci pour l'étude de la convection de faisceaux de tubes.

Nous utilisons comme technique la sublimation du naphthalène dans l'air qui conduit à des moyens simples de mise en œuvre. Cette technique est d'ailleurs utilisée dans plusieurs laboratoires.

### Principe de l'analogie entre transfert de masse et transfert de chaleur

Considérons d'une part un échangeur de chaleur ( $E_{ch}$ ) et d'autre part un appareil ( $E_m$ ) géométriquement identique à ( $E_{ch}$ ) mais dans lequel les surfaces chauffantes ont été remplacées par des surfaces recouvertes d'un dépôt sublimable.

Supposons que ces deux appareils soient parcourus par un fluide incompressible dont la viscosité dynamique  $\mu$ , la conductivité thermique  $\lambda$ , la chaleur spécifique à pression constante  $C_p$  et le coefficient de diffusion de matière  $D$  soient indépendants de la température et de la pression.

En négligeant l'énergie dissipée par viscosité, la distribution des températures  $\theta$  du fluide dans ( $E_{ch}$ ) est donnée par l'équation (\*) :

$$\rho C_p \frac{d\theta}{dt} = \lambda \left( \frac{\delta^2 \theta}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \theta}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \theta}{\delta z^2} \right) \quad (1)$$

$x, y, z$  étant les coordonnées d'un point par rapport à un trièdre de référence et  $t$  le temps.

Dans ( $E_m$ ), la distribution des concentrations  $c$  (masse de matière par unité de volume) est donnée par l'équation :

$$\frac{dc}{dt} = D \left( \frac{\delta^2 c}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 c}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 c}{\delta z^2} \right) \quad (2)$$

$\theta_0$  étant la température de la paroi chauffante sup-

\* Ingénieur à la Section Thermique.

\*\* Chef de la Section Thermique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

(\*) On néglige ici le travail des forces intérieures et la variation de pression.

posée constante dans  $(E_{ch})$  et  $c_0$  la concentration saturante de matière dans le gaz utilisé. (1) et (2) peuvent s'écrire :

$$\frac{d(\theta_0 - \theta)}{dt} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \left[ \frac{\delta^2 (\theta_0 - \theta)}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 (\theta_0 - \theta)}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 (\theta_0 - \theta)}{\delta z^2} \right] \quad (1')$$

$$\frac{d(c_0 - c)}{dt} = D \left[ \frac{\delta^2 (c_0 - c)}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 (c_0 - c)}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 (c_0 - c)}{\delta z^2} \right] \quad (2')$$

Si  $(\lambda/\rho C_p) = D$ , les équations (1') et (2') sont identiques. Il en résulte que l'on aura :

$$\theta_0 - \theta = k(c_0 - c)$$

( $k$  étant une constante) si les conditions suivantes sont réalisées :

- a) la vitesse  $U_1(x, y, z, t)$  en un point de  $(E_{ch})$  est identique à la vitesse  $U_2(x, y, z, t)$  au point homologue de  $(E_m)$ ;
- b) les conditions aux limites sur les parois de  $(E_{ch})$  et  $(E_m)$  sont identiques;
- c) à l'entrée et à la sortie de  $(E_{ch})$  et  $(E_m)$  on a :

$$\theta_0 - \theta(x, y, z, t) = k[c_0 - c(x, y, z, t)]$$

La condition (b) est réalisée d'après nos hypothèses. En effet sur les parois chauffantes de  $(E_{ch})$  on a  $\theta_0 - \theta = 0$  et sur les parois diffusantes de  $(E_m)$  on a  $c_0 - c = 0$ .

Dans les applications, on ne s'intéresse qu'aux valeurs moyennes dans le temps  $\bar{U}_1, \bar{U}_2, \bar{\theta}, \bar{c}$ , des grandeurs  $U_1, U_2, \theta, c$ . On constate expérimentalement que pour réaliser la proportionnalité  $\theta_0 - \bar{\theta} = k(c_0 - \bar{c})$ , les conditions (a) et (c) sont trop restrictives et qu'il suffit que l'on ait :

$$\bar{U}_1(x, y, z) = \bar{U}_2(x, y, z)$$

$$\theta_0 - \bar{\theta}(x, y, z) = k[c_0 - \bar{c}(x, y, z)]$$

à l'entrée de  $(E_{ch})$  et  $(E_m)$  et qu'à la sortie de ces appareils les conditions de l'écoulement soient sensiblement les mêmes (conduits identiques sur une certaine longueur par exemple).

Lorsque l'on utilise les mêmes fluides dans  $(E_{ch})$  et  $(E_m)$  ou des fluides de même viscosité cinématique, l'égalité  $(\lambda/\rho C_p) = D$  conduit à celle du nombre de Prandtl  $\mathcal{P} = (\mu C_p/\lambda)$  et du nombre de Schmidt  $\mathcal{S} = (\mu/\rho D)$ . Cette égalité est assez difficile à réaliser, mais ces deux nombres n'interviennent pratiquement que dans une couche limite très mince dès que le nombre de Reynolds  $\mathcal{R}$  est suffisamment grand pour que les produits  $\mathcal{P}\mathcal{R}$  et  $\mathcal{S}\mathcal{R}$  soient supérieurs à 50 000. De sorte que la proportionnalité des écarts de température dans  $(E_{ch})$  aux écarts de concentration dans  $(E_m)$  peut être sensiblement réalisée dans tout le fluide sauf au voisinage des parois.

Par contre si dans  $(E_{ch})$  la condition de paroi est une densité de flux constante, il convient d'aborder le problème sous un autre aspect et de ne s'intéresser qu'aux moyennes temporelles de concentration et de températures.

On conçoit que le flux de paroi dans  $(E_m)$  et la température de paroi dans  $(E_{ch})$  soient conditionnés par l'écoulement d'une part et une moyenne locale  $\bar{c}$  de  $\bar{c}$  dans  $(E_m)$  et  $\bar{\theta}$  de  $\bar{\theta}$  dans  $(E_{ch})$  d'autre part. Moyennant certaines hypothèses vraisemblables et en s'appuyant sur des résultats expérimentaux, on peut montrer que la proportionnalité de  $(\theta_0 - \bar{\theta})$  à  $(c_0 - \bar{c})$  ne peut être considérée comme suffisamment approchée que lorsque les densités de flux de chaleur à la paroi varient peu.

Un cas particulièrement intéressant est celui où l'écoulement en moyenne dans le temps est parallèle à une direction fixe. Dans ce cas, les coefficients d'échange locaux que l'on peut définir avec  $\bar{\theta}$  et  $\bar{c}$  sont reliés par une relation qui ne peut être considérée comme une proportionnalité approchée que dans la mesure où les conditions de paroi ne diffèrent pas trop.

$\varphi_m$  et  $\varphi$  étant respectivement les densités de flux locales de matière et de chaleur à la paroi, les coefficients d'échange  $h_m$  et  $h$  correspondants se définissent par :

$$\varphi_m = h_m(c_0 - \bar{c})$$

$$\varphi = h(\theta_0 - \bar{\theta})$$

Il est intéressant d'examiner comment les nombres :

$$\mathcal{O} = \frac{h_m}{\bar{u}}$$

$$\mathcal{N} = \frac{h}{\rho C_p \bar{u}}$$

formés avec une vitesse moyenne locale  $\bar{u}$ , se relie aux valeurs trouvées dans des géométries simples. Pour cela il est nécessaire de disposer de l'expression de  $\mathcal{O}$  et de  $\mathcal{N}$  dans une telle géométrie. Nous prendrons le tube circulaire. Un calcul basé sur des répartitions de vitesses expérimentales et sur la notion de nombre de Prandtl turbulent nous a donné l'expression :

$$\frac{f}{2\mathcal{N}} = 1 + [11,79 \mathcal{P}^{0,727} - 13] \sqrt{\frac{f}{2}} + 34 \frac{f}{2} - 286 \left(\frac{f}{2}\right)^{3/2}$$

dans laquelle  $f$  est le coefficient de frottement. Cette expression recoupe à 2 % des résultats expérimentaux dans le domaine  $0,7 < \mathcal{P} < 100$ . Le calcul de  $\mathcal{O}$  aboutit à la même expression :

$$\frac{f}{2\mathcal{O}} = 1 + [11,79 \mathcal{S}^{0,727} - 13] \sqrt{\frac{f}{2}} + 34 \frac{f}{2} - 286 \left(\frac{f}{2}\right)^{3/2}$$

Cette expression a été vérifiée à 5 % près à des nombres de Reynolds de 300 000 sur un tube circulaire garni intérieurement d'un dépôt de naphthalène et parcouru par de l'air à la pression atmosphérique. Les mesures ont été faites suffisamment loin du début du dépôt pour que la concentration à la paroi puisse être considérée comme saturante.

**Méthodes expérimentales**

Les expériences sont réalisées à l'air, à la pression et à la température atmosphérique, par sublimation forcée du naphthalène. La technique opératoire consiste à recouvrir une âme métallique d'un dépôt de naphthalène. Ce dépôt est obtenu par quelques trempages successifs de l'âme métallique dans un bain de naphthalène liquide. Le dépôt est ensuite usiné.

Dans le cas de l'étude d'un faisceau de tubes lisses, nous utilisons des barreaux d'environ 30 mm de diamètre. La sublimation forcée dure environ 2 h et l'épaisseur sublimée est de l'ordre de 0,3 mm. C'est pourquoi l'usinage du dépôt de naphthalène est effectué à 0,3 mm de plus que le diamètre théorique, de façon à conserver en moyenne la géométrie théorique. La mesure des épaisseurs sublimées locales se fait au comparateur à ± 0,005 mm. Les barreaux sont également pesés avant et après essais.

Toutes précautions sont prises pour rendre négligeable la sublimation naturelle au cours de la manutention des barreaux.

Le montage expérimental (fig. 1) est constitué par un circuit ouvert vertical fonctionnant en aspiration. Pour stabiliser le débit, un venturi à col sonore est placé entre le faisceau et le ventilateur.

Un montage analogue, mais comportant des barreaux uniquement métalliques, est utilisé pour mesurer la répartition des vitesses dans la section droite du faisceau. Pour ces mesures, certains barreaux sont équipés d'une petite sonde de pression totale pouvant se déplacer radialement grâce à un système interne au barreau. Les barreaux équipés peuvent tourner sur eux-mêmes et peuvent être intervertis avec les barreaux normaux. L'ensemble du champ de vitesse peut ainsi être mesuré. Les vitesses de frottement locales sont déterminées en utilisant la répartition universelle de vitesse dans la région logarithmique.

**Distribution des coefficients d'échange locaux de transfert de masse**

Les épaisseurs sublimées  $e$  sont proportionnelles aux flux de matière  $\varphi_m$  :

$$\varphi_m = \frac{e\delta}{t}$$

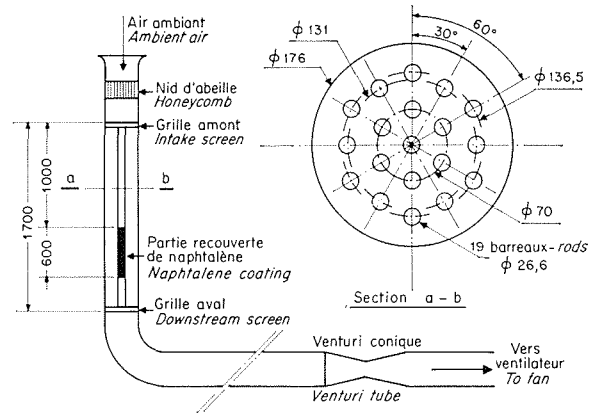
$\delta$  étant la densité et  $t$  la durée de sublimation.

Le coefficient d'échange de matière se définit par le rapport :

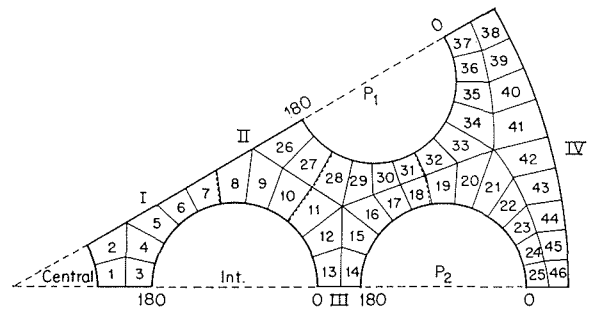
$$h_m = \frac{\varphi_m}{c_0 - \bar{c}}$$

on voit que l'on peut en définir plusieurs suivant la nature de  $c$  prise en considération.

Si l'on prend pour  $\bar{c}$  la valeur moyenne de la concentration dans toute la section droite, la répartition relative du coefficient d'échange autour d'un barreau est identique à celle des flux.



1/ Montage expérimental.  
Experimental rig.



2/ Découpage en éléments.  
Division into elements.

On peut également chercher à définir les coefficients d'échange de matière à l'aide de concentrations locales dans le fluide en vue de la transposition aux problèmes thermiques où les températures peuvent être assez différentes suivant les régions du fluide.

La section droite de fluide est alors découpée suivant la figure 2 :

- a) en gros sous-canaux dont les frontières fluides sont les lignes de plus courtes distances entre barreaux;
- b) en petits sous-canaux délimités par des secteurs angulaires et par les lignes de vitesses maximales.

On calcule ensuite les concentrations moyennes dans les différents éléments du découpage. Désignons par  $i$  l'élément étudié et par  $j$  les éléments voisins en contact. Le bilan de masse dans  $i$  se décompose comme suit :

— masse emportée par l'élément sur la longueur  $\Delta x$  :

$$s_i u_i \Delta \bar{c}_i$$

— masse entrant dans l'élément à partir du contour  $\chi_i$  :

$$\bar{\chi}_i \bar{\varphi}_{mi} \Delta x$$

( $\bar{\varphi}_{mi}$  flux de masse moyen sur le contour  $\chi_i$ );

— somme algébrique des masses échangées avec les éléments voisins  $j$ . Pour ces termes, nous écrivons que la masse échangée entre deux élé-

ments voisins est proportionnelle au gradient de concentration entre les deux éléments :

$$\Delta m_{ij} = D'_{ij} e_{ij} \frac{\bar{c}_i - \bar{c}_j}{l_{ij}} \Delta x$$

avec :

- $\bar{c}_i - \bar{c}_j$  la différence de concentration entre deux éléments;
- $e_{ij}$  la longueur de la frontière commune;
- $l_{ij}$  distance entre les centres de gravité des deux éléments;
- $D'_{ij}$  coefficient de diffusion turbulente entre les deux éléments.

Le bilan s'écrit alors :

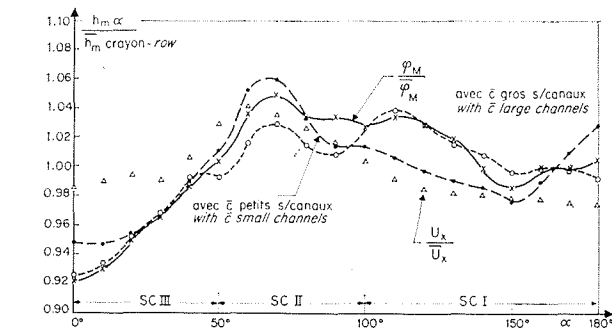
$$s_i \bar{u}_i \frac{\Delta \bar{c}_i}{\Delta x} = \bar{\varphi}_{mi} \chi_i + \sum_j D'_{ij} e_{ij} \frac{\bar{c}_i - \bar{c}_j}{l_{ij}}$$

Par analogie avec les résultats thermiques, le rapport entre les coefficients de diffusion turbulente  $D'$  et moléculaire  $D$  est pris égal à :

$$\frac{D'_{ij}}{D} = k 0,035 \mathcal{R} \sqrt{\frac{l}{2}} \mathcal{S}$$

$\mathcal{R}$  et  $f_e$  étant respectivement les valeurs locales du nombre de Reynolds et du coefficient de frottement. Ce dernier est défini à l'aide de la vitesse moyenne locale  $\bar{u}_i$  et de la longueur  $2 y_i$  représentant le double de la distance normale entre la paroi et la ligne de crête. Nous adoptons  $k = 1$  ou  $k = 3$ , suivant qu'il s'agisse des échanges de part et d'autre d'une ligne de crête ou des échanges transversaux.

Les résultats expérimentaux (moyenne de plusieurs essais) sont portés sur les figures 3, 4 et 5 ainsi que les répartitions des vitesses de frottement. On constate que ces dernières sont proches de celles des coefficients d'échange de matière avec toutefois une amplitude de variation un peu plus faible.



3/

## Calculs des répartitions de températures dans un faisceau de barreaux chauffants

Nous utilisons le découpage de la section droite de fluide en gros sous-canaux.

$\bar{\varphi}_i$  représentant cette fois le flux de chaleur moyen sur le contour chauffant  $\chi_i$ , le bilan dans le fluide s'écrit :

$$s_i \rho_i C_p \bar{u}_i \frac{\Delta \bar{\theta}_i}{\Delta x} = \bar{\varphi}_i \chi_i + \sum_j \mathcal{K}'_{ij} e_{ij} \left( \frac{\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_j}{l_{ij}} \right)$$

avec :

- $\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_j$  différence de température entre deux éléments;
- $\mathcal{K}'_{ij}$  conductivité turbulente entre deux éléments (même définition que pour  $D'$ );
- $\rho_i$  masse volumique dans l'élément  $i$ .

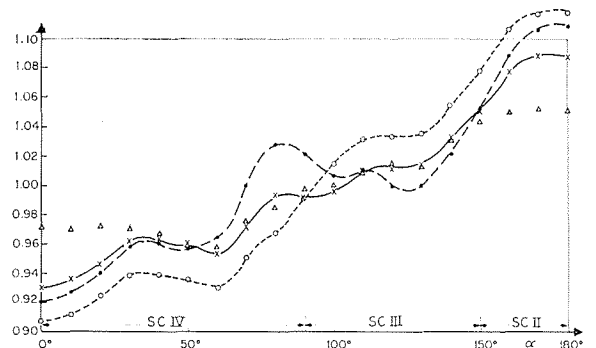
Les vitesses moyennes  $\bar{u}_i$  n'étant en général pas connues, on accouple au calcul thermique celui des vitesses. Pour cela on applique à chaque élément le théorème de la quantité de mouvement, la pression statique étant supposée uniforme dans toute la section droite. Les forces extérieures sont :

- les forces de pression  $S_i dp$ ;
- les forces de frottement sur les parois  $\tau_i \chi_i \Delta x$ ;
- les forces de frottement turbulent sur les frontières fluides que l'on exprime par :

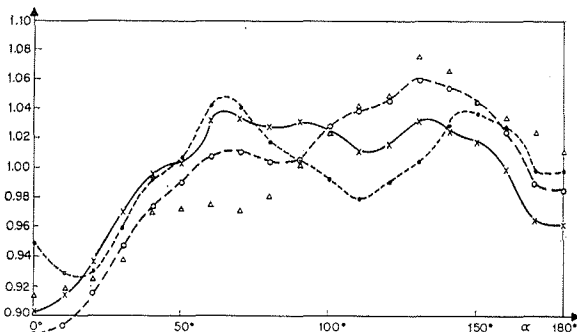
$$\sum_j \mathcal{K}'_{ij} e_{ij} \frac{\bar{u}_i - \bar{u}_j}{l_{ij}} \Delta x$$

(pour  $\mathcal{K}'_{ij}$  même définition que pour  $D'_{ij}$ ).

L'effort de frottement  $\bar{\tau}_i$  sur les parois est relié à la vitesse moyenne  $\bar{u}_i$  par l'intermédiaire de la loi



4/



5/

Répartition relative des coefficients de transfert de masse. *Relative mass transfer coefficient distribution.*

3/ Crayon intermédiaire. *Intermediate row.*

4/ Crayon périphérique I. *Peripheral row I.*

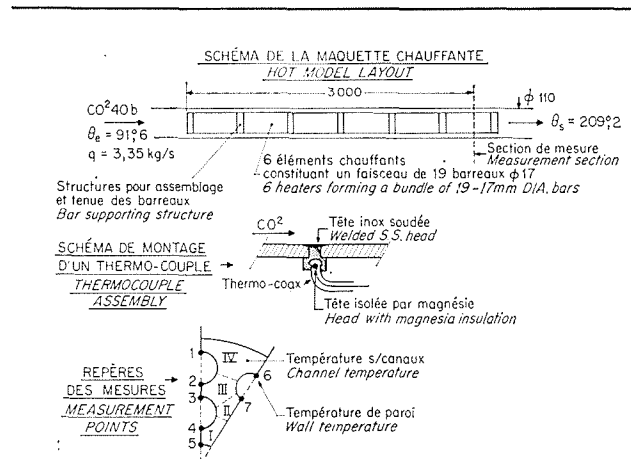
5/ Crayon périphérique II. *Peripheral row II.*

de Colebrook. Dans le cas où le faisceau de barreaux représente un élément combustible nucléaire, seule la distribution des sources de chaleur à l'intérieur des barreaux (uranium) est connue. Pour remonter aux répartitions circonférentielles de flux et de température sur les parois extérieures des barreaux, il y a lieu d'effectuer un calcul itératif avec comme intermédiaire le calcul de la conduction de chaleur dans les barreaux. Dans ce calcul de conduction, les conditions aux limites sur contour extérieur des barreaux sont, d'une part, les coefficients d'échange dont la distribution est donnée par les expériences de transfert de masse et, d'autre part, les températures de gaz dans les gros sous-canaux résultant du calcul ci-dessus. A titre d'exemple, nous donnons figure 6 une comparaison entre des températures de paroi mesurées et calculées suivant la méthode ci-dessus.

La maquette était constituée de dix-neuf tubes chauffants de même disposition que dans les maquettes de transfert de masse mais à demi-échelle environ. Les tubes étaient en acier inoxydable de faible épaisseur pour limiter au maximum la conduction. Ils chauffaient dans la masse par effet Joule. Les essais étaient réalisés avec CO<sub>2</sub> sous une pression de 40 bars. Les températures de paroi étaient mesurées à partir de l'intérieur des tubes suivant le montage indiqué figure 6. Les températures mesurées servant à la comparaison avec celles calculées sont des moyennes de six valeurs prises en des points homologues. La dispersion maximale des mesures était d'environ ± 5 °C. Dans la figure 6, on a fait figurer d'autre part les températures de gaz mesurées au centre de quelques sous-canaux. Ces températures doivent être légèrement différentes de la température moyenne du sous-canal de l'ordre de 10 % environ de la chute de température paroi-gaz.

Ces résultats doivent être associés aux deux principales approximations suivantes :

a) d'une part, les conditions aux limites sont légè-



6/ Comparaison calcul-mesure.

Calculated and measured data.

Point Point	Calcul Calculated	Mesure Measured	Point Point	Calcul Calculated	Mesure Measured
1	333,7	314,9	I	228,5	225,1
2	361,8	356,5	II	218	216,9
3	328,1	326,9	III	226,4	226,1
4	323,9	334,2	IV	190,7	186,8
5	317,8	320,7			
6	324,7	319,2			
7	333,5	346,2			

- remment différentes entre les deux expériences de transfert de masse et de transfert de chaleur;
- b) d'autre part, on ne se place pas à des abscisses homologues. Il en résulte en particulier que le champ de températures est plus accusé que celui des concentrations.

Malgré ces approximations, on constate que l'on peut faire une bonne prévision thermique à condition de définir les coefficients d'échange locaux avec des températures locales de fluide.

Discussion

Président : M. A. FORTIER

En ouvrant la séance, M. le Président observe que les quatre communications qui vont être présentées montrent que dans des cas assez simples, les considérations théoriques qu'il a développées dans la matinée conduisent à des résultats pratiquement utilisables.

Il donne la parole à M. GEFFROY pour l'exposé de sa communication relative à un travail qu'il a effectué à Saclay sous la direction de M. GELIN, Chef de la Section Thermique au Centre d'Etudes Nucléaires.

M. GEFFROY présente sa communication.

M. le Président remercie M. GEFFROY pour son très intéressant exposé qui montre comment, grâce à l'analogie transfert de chaleur-transfert de masse, il est possible de prévoir — avec une précision souvent suffisante pour les besoins de la pratique — la répartition des températures, dans une « géométrie très compliquée ». Certes, les mesures sont délicates et leur interprétation ne l'est pas moins; cela devrait nourrir une fructueuse discussion.

M. du Bousquier (C.E.N., Grenoble) souhaiterait obtenir un complément d'information sur :

- la disposition des barreaux dans la grappe et l'espace-ment entre ces derniers;
- la définition de la moyenne des températures dans un sous-canal et le nombre et la nature des mesures à partir desquelles elle est calculée.

M. GEFFROY précise que l'espacement entre barreaux est de l'ordre de 4 à 5 mm au minimum, mais peut varier dans le rapport de 1 à 3 suivant le cas considéré. D'autre part, la température moyenne des divers sous-canaux a été calculée à partir des indications de six thermocouples disposés en des points homologues et fixés sur la grille d'assemblage aval de la « grappe ». La température ainsi calculée doit être systématiquement plus faible que la température moyenne de mélange dans l'axe des sous-canaux.

M. CASEAU demande si l'écart entre les mesures et le calcul qui semble maximal pour la température du métal

des canaux extérieurs n'est pas dû à l'effet de la conduction dans les parois.

M. GEFFROY répond que l'on a tenté de calculer cet effet au moyen d'un modèle mathématique simple; il semble que d'autres corrections — au moins, aussi importantes — devraient intervenir, en particulier pour tenir compte de l'influence des échanges par rayonnement et des conditions aux limites différentes sur les parois en regard.

M. LASSAU (Laboratoire d'Aérothermique, Meudon) pose les questions suivantes :

« Quelle est la valeur de la concentration pariétale ? Quelle est l'épaisseur sublimée ? »

« Bien que les nombres de Schmidt (2,5) et de Prandtl (0,7) soient différents, pourquoi trouve-t-on les mêmes résultats ? »

« Pour faire un calcul donnant une précision de l'ordre de 1/100, il faut que  $\varphi/Q_{eq} k_s$  soit inférieur à 1/100; cela entraîne une épaisseur sublimée de l'ordre de 2/10 mm par heure. Si le flux de masse est plus important, la concentration pariétale ne sera plus constante; alors la condition de paroi sera une relation entre le flux de masse et la concentration pariétale :

$$\varphi = k_s (Q_{eq} - Q_p)$$

« L'analogie thermique ne semble plus exacte. »

M. GEFFROY répond que dans le dépouillement des essais, on a utilisé uniquement les répartitions de coefficient d'échange sur la paroi de naphthalène. On a considéré que les répartitions étaient les mêmes en thermique et en transfert de masse. Mais, dans le calcul, le coefficient d'échange moyen de la grappe était donné par l'expérience thermique. On n'a pas employé la valeur absolue du transfert de masse pour remonter directement aux températures; on a utilisé les répartitions.

L'analogie n'est pas rigoureuse mais l'expérience a montré qu'elle donne des coefficients d'échange à 10 % près.

L'analogie n'est pas une analogie complète, confirme M. le Président, c'est-à-dire qu'on ne peut pas calculer le nombre de Margoulis à partir des résultats obtenus en sublimation. Ce que l'on cherche, c'est simplement une répartition des coefficients d'échange le long du périmètre de cette forme géométrique compliquée. Il semble bien que dans ce cas-là, l'analogie ne soit pas trop mauvaise.

M. DIEP (Laboratoire d'Aérothermique C.N.R.S.-Meudon) remarque que, souvent, les thermiciens cherchent à résoudre leur problème au moyen d'une analogie utilisant le transfert de matière, alors que les physico-chimistes recherchent des modèles analogiques utilisant le transfert thermique. Il souligne le fait que la technique utilisée pour le moulage de la matière sublimable a beaucoup d'importance, car une mauvaise fabrication peut fausser notablement les mesures. Il existe d'autres matières sublimables que le naphthalène, telles que le cholestérol, le paradichlorobenzène, le thymol ou le camphre. Ces matériaux ont été utilisés également au Laboratoire d'Aérothermique du C.N.R.S. Nous avons constaté, dit-il, que le paradichlorobenzène donne le meilleur résultat.

M. LE GOFF confirme les bons résultats obtenus avec le paradichlorobenzène et la nécessité d'une mise au point expérimentale très soignée si l'on veut conserver une précision acceptable; il demande quelle est la technique de moulage du naphthalène ?

Il n'y a pas moulage du naphthalène, répond M. GEFFROY, mais trempagne dans le naphthalène liquide, aux environs de 85 °C; par de petits trempages successifs, on obtient une couche convenable. On a essayé de tremper les barreaux tous en même temps et dans les mêmes conditions pour obtenir les mêmes caractéristiques pour les barreaux du centre et les barreaux de la périphérie.

Bien entendu, il faut prendre de grandes précautions pour obtenir une « peau » unie, éviter le décollement du naphthalène des barreaux sous l'action des dilatations, respecter les dimensions géométriques, etc.

---

## Abstract

### A heat and mass transfer analogy by sublimation of a naphthalene deposit

by J. Geffroy \* and P. Gelin \*\*

---

A heat and mass transfer analogy is frequently very useful for the investigation of local exchange coefficient distributions. Forced sublimation of naphthalene in air is the technique used here in studying convection phenomena in a bundle of rods lying parallel to the flow.

Although this method undoubtedly offers material advantages over heated models it also suffers from the limitation that it cannot represent absolutely similar boundary conditions to those associated with thermal problems; experience has shown, however, that in the simple case of a circular tube the results obtained are to within 5 per cent of the thermal data, with the mass transfer number  $\mathcal{Q} = (h/u)$  instead of the Margoulis number and the Schmidt number  $\mathcal{S} = (u/\zeta D)$  instead of the Prandtl number.

Experimental data on the relative variation of mass transfer coefficients for a bundle of nineteen rods in a circular-section duct are discussed and it is found that the transfer coefficients vary very much as the frictional velocities, though generally with slightly greater amplitudes. These results are then used for the boundary conditions in a heat calculation in which the fluid temperatures in each sub-channel are calculated with allowance for heat exchanges taking place throughout the cross-section.

Considering the approximations involved and the amount of scatter in the measured comparative heat data this calculation method seems quite satisfactory.

---

\* Ingénieur à la Section thermique.

\*\* Chef de la Section thermique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.