

## ANALYSE EN REGIME THERMIQUE PERIODIQUE DU COUPLAGE CONDUCTION-CONVECTION ENTRE UN FLUIDE EN ECOULEMENT LAMINAIRE ET UNE PAROI DE STOCKAGE

M. T. ACKER et B. FOURCHER

Laboratoire de Thermocinetique de l'Université de Nantes, ERA CNRS 663-2,  
 rue de la Houssinière, 44072 Nantes Cédex, France

(Reçu le 18 décembre 1980)

**Résumé**—Cet article concerne le fonctionnement d'un module de stockage en régime thermique périodique. L'écoulement du fluide caloporteur est laminaire. On résoud simultanément les équations d'énergie dans les deux milieux avec des conditions limites de 4<sup>e</sup> espèce. La solution trouvée est confrontée à une solution utilisant un coefficient d'échange constant et uniforme. Il apparaît que ce modèle simplifié est satisfaisant avec  $Nu = 12$ . Ce résultat est ensuite utilisé pour comparer les performances de deux modules de stockage l'un fonctionnant en régime turbulent (avec de l'air), l'autre en régime laminaire (avec une huile organique).

### NOMENCLATURE

$a_s$ ,	diffusivité thermique du solide [ $m^2 s^{-1}$ ];
$a_f$ ,	diffusivité thermique du fluide [ $m^2 s^{-1}$ ];
$b^*$ ,	$\rho_s C_s l' \omega / \lambda_f$ ;
$Bi$ ,	$\alpha l / \lambda_s$ nombre de Biot;
$C_s$ ,	chaleur massique du solide [ $J kg^{-1} K^{-1}$ ];
$C_f$ ,	chaleur massique du fluide [ $J kg^{-1} K^{-1}$ ];
$f_s$ ,	$W_s / H_m$ fonction de stockage;
$H_m$ ,	$T_0 \dot{m} C_f (\tau / \pi)$ enthalpie maximum d'entrée [ $J$ ];
$i$ ,	$\sqrt{-1}$ ;
$l$ ,	épaisseur d'une demi-plaque [ $m$ ];
$2l'$ ,	distance entre plaques [ $m$ ];
$L$ ,	longueur des plaques [ $m$ ];
$L_0$ ,	largeur des plaques [ $m$ ];
$\dot{m}$ ,	débit-masse du fluide [ $kg s^{-1}$ ];
$Nu$ ,	$4\alpha l' / \lambda_f$ nombre de Nusselt;
$Pe$ ,	$Re Pr$ nombre de Péclet;
$Pr$ ,	$\nu / a_f$ nombre de Prandtl;
$Q(t)$ ,	flux total instantané à la paroi [ $W$ ];
$\dot{Q}$ ,	débit volumétrique du fluide [ $m^3 s^{-1}$ ];
$Re$ ,	$2\dot{Q} / \nu L_0 = 4Ul' / \nu$ nombre de Reynolds;
$S$ ,	$2L_0 L$ surface d'échange [ $m^2$ ];
$St$ ,	$Nu / Re Pr$ nombre de Stanton;
$St^*$ ,	$St(L/l) = \alpha S / \dot{m} C_f$ ;
$t$ ,	temps [ $s$ ];
$T(x, z)$ ,	température du fluide [ $K$ ];
$T_m$ ,	température de mélange [ $K$ ];
$T_0$ ,	amplitude des fluctuations de température du fluide à l'entrée [ $K$ ];
$u$ ,	vitesse moyenne du fluide [ $m s^{-1}$ ];
$W_s$ ,	énergie stockée [ $J$ ];
$x$ ,	coordonnée axiale [ $m$ ];
$y$ ,	coordonnée transversale [ $m$ ] pour le solide;
$z$ ,	coordonnée transversale [ $m$ ] pour le fluide.

### Symboles grecs

$\alpha$ ,	coefficient d'échange thermique [ $W m^{-2} K^{-1}$ ];
$\beta_f$ ,	$l' \sqrt{(\pi / a_f \tau)}$ ;
$\beta_s$ ,	$l \sqrt{(\pi / a_s \tau)}$ ;
$\gamma$ ,	$B_i / \beta_s$ ;
$\theta$ ,	température du solide [ $K$ ];
$\lambda_f$ ,	conductivité thermique du fluide [ $W m^{-1} K^{-1}$ ];
$\lambda_s$ ,	conductivité thermique du solide [ $W m^{-1} K^{-1}$ ];
$e^{-\mu}$ ,	fonction de transfert ( $\mu = \eta + i\xi$ ), $\tilde{T}_m(L) / T_0$ ;
$\nu$ ,	viscosité cinématique [ $m^2 s^{-1}$ ];
$\xi$ ,	déphasage du fluide en sortie (rad) (pour la température $\tilde{T}_m$ );
$\rho_f$ ,	masse volumique du fluide [ $Kg m^{-3}$ ];
$\rho_s$ ,	masse volumique du solide [ $Kg m^{-3}$ ];
$\sigma$ ,	valeur propre [équations (11b) et (16b)];
$\tau$ ,	période [ $s$ ];
$\tau^*$ ,	$L / \tau u$ ;
$\chi$ ,	$e^{-\eta}$ fonction d'amortissement;
$\psi_s$ ,	phase de la température du solide (rad);
$\psi_f$ ,	phase de la température du fluide (rad).

### 1. INTRODUCTION

DANS l'étude du comportement des échangeurs en régime dynamique, on peut distinguer deux catégories de problèmes selon que les conditions transitoires sont imposées à la paroi du système ou au niveau du fluide à l'entrée de la conduite.

Dans le premier type de problèmes, de nombreux cas de figures ont été envisagés, principalement pour simuler les incidents de fonctionnement des centrales nucléaires. Ainsi dans une série de trois articles Clark, Arpacı et Treadwell [13] ont étudié la réponse d'échangeurs dissipant dans l'épaisseur de la paroi une puissance variable avec le temps. Ils déterminent théoriquement l'évolution spatio-temporelle de la

température du système en résolvant l'équation d'énergie classique du fluide. Ils tiennent compte de la capacité calorifique de la paroi, supposée isotherme dans toute section droite normale à l'écoulement. La condition d'interface utilisée est du type 3<sup>è</sup> espèce. A partir d'un travail expérimental effectué avec un écoulement d'eau en régime turbulent, ces auteurs ont vérifié leur approche théorique fondée sur la notion classique de coefficient d'échange.

Pour les régimes laminaires, la validité de ce schéma s'est trouvée posée, notamment dans les travaux importants de Perlmutter et Siegel [7-10]. Ces auteurs ont examiné théoriquement le problème de la réponse à une échelon de flux ou de température en paroi d'un échangeur. Ils utilisent pour le fluide une équation d'énergie qui tient compte de la conduction transversale. Le terme de conduction axiale est négligé. Une simplification supplémentaire est obtenue dans le cas où il est nécessaire d'introduire la capacité de la paroi. Elle consiste à utiliser la vitesse moyenne du fluide plutôt que sa distribution réelle.

L'originalité du travail de ces auteurs tient au fait que l'interaction fluide/paroi est traitée en introduisant la continuité des températures et des flux à l'interface. Cette condition d'interface dite de 4<sup>è</sup> espèce, rigoureuse au plan physique, complique évidemment beaucoup la résolution du problème. Le calcul du coefficient d'échange effectué ensuite montre qu'il est fonction à la fois du temps et de l'espace.

On sait que la notion classique de coefficient d'échange ne tient pas compte des propriétés physiques du solide constituant la paroi et admet l'absence d'un couplage conduction-convection. Ce problème délicat posé par Luikov [12] et Gosse [11] se présente même dans le cas de régimes thermiques permanents pour lesquels il a été obtenu dans quelques cas une solution exacte [4, 11] et se complique beaucoup pour les régimes transitoires.

Toutefois il ressort des travaux déjà cités que l'on peut rendre compte correctement du bilan d'ensemble à partir d'une étude simplifiée utilisant un coefficient d'échange moyen et constant. Ainsi Perlmutter et Siegel [9] ont montré que l'on peut prendre le nombre de Nusselt égal à 12 pour déterminer le comportement énergétique d'un échangeur à plaques fonctionnant en régime laminaire et soumis à un échelon de flux en paroi. Cette valeur  $Nu = 12$  correspond à la solution obtenue, loin de l'entrée, en régime permanent avec un flux pariétal imposé et constant. Ce résultat suppose toutefois un profil de vitesse uniforme [4]. Pour un profil développé parabolique, on obtient la valeur classique de 8,23 [4].

Dans le deuxième type de problèmes, les conditions transitoires proviennent d'une modification au cours du temps de la température d'entrée du fluide caloporteur. Dans ce cas, les variations spatiales et temporelles des conditions thermiques à la paroi sont a priori inconnues. Elles sont déterminées par la dynamique de l'interaction entre le fluide et le solide.

Ce type d'études trouve son origine dans le calcul

des régénérateurs et se rencontre actuellement dans le cadre de recherches concernant les systèmes de stockage par chaleur sensible. Récemment Schmidt et Szego [14, 15] ont analysé au plan théorique et expérimental la réponse à l'échelon de température d'entrée d'un module de stockage à plaques, limitée au cas d'un fluide en écoulement turbulent. L'utilisation d'une loi d'échange classique à l'interface s'est montrée pleinement satisfaisante. Kardas [5] ainsi que Fourcher et Saint-Blanquet [2] ont abordé de cette manière la réponse périodique d'un élément de stockage. Curtis A. Chase, Gidaspow and Peck [6] ont analysé le comportement d'un régénérateur à plaques, fonctionnant en régime laminaire. Ils ont montré que la réponse à l'échelon de température d'entrée, avec des conditions limites de 4<sup>è</sup> espèce pouvait être abordée également de manière classique à condition de choisir un nombre de Nusselt égal à 12.

Sparrow et de Farias [1] étudiant le cas de la réponse fréquentielle sur une géométrie semblable ont montré que le coefficient d'échange local  $\alpha$  suivait au cours du temps une loi périodique. En pratique, un tel système peut fournir un moyen de régulation thermique intercalé entre une source de puissance variable et une utilisation. De ce point de vue, son comportement énergétique global peut être prévu selon les auteurs par l'utilisation d'un coefficient d'échange constant. Ils ont montré que l'énergie transférée à la sortie de l'échangeur, calculée avec  $Nu = 9,87$  différerait assez peu de celle obtenue avec un schéma utilisant une condition de 4<sup>è</sup> espèce. Cette valeur de Nusselt correspond au résultat exact pour le cas d'un régime thermique permanent avec température de paroi imposée et en distribution de vitesse uniforme.

Dans cet article nous nous proposons de déterminer la réponse d'un module de stockage constitué de plaques parallèles balayées par un fluide caloporteur en écoulement laminaire, la température d'entrée variant périodiquement. Par symétrie, ce problème peut se réduire à celui d'une demi-plaque d'épaisseur  $l$ , isolée thermiquement sur une face. Cette étude s'apparente donc à celle déjà citée [1].

Récemment Sucec [3] a abordé un problème assez voisin, utilisant toutefois comme Sparrow et de Farias l'hypothèse d'une conductivité transversale infinie dans les plaques. Dans le travail que nous présentons ici,

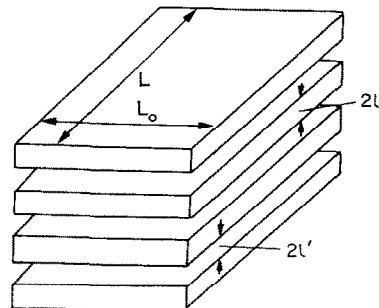


FIG. 1. Module de stockage.

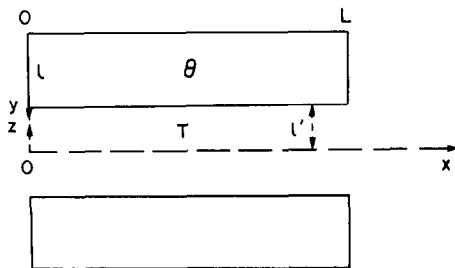


FIG. 2. Élément de stockage considéré dans l'étude.

cette hypothèse est levée au profit de l'application complète de l'équation de conduction dans le matériau de stockage.

A partir de conditions de transfert à l'interface solide/ fluide de type '4è espèce', on obtient un système d'équations couplées dont les solutions se présentent sous la forme de séries de fonctions orthogonales.

On est ainsi conduit à un problème de valeurs et fonctions propres complexes n'entrant pas dans le schéma classique de Sturm-Liouville. Le fait de tenir compte de la conduction dans les plaques permet de mettre en évidence une notion d'épaisseur limite du matériau de stockage et constitue une extension importante de travaux antérieurs. Nous nous attachons ici au seul aspect énergétique du système considéré comme régulateur de puissance. De ce point de vue nous comparerons les solutions obtenues avec celles résultant de l'utilisation d'un coefficient d'échange  $\alpha$  constant et uniforme. Enfin, à partir d'une étude récente [2] effectuée sur les régimes turbulents, nous comparerons les performances de deux modules—l'un traversé par de l'air en écoulement turbulent, l'autre par un fluide organique en écoulement laminaire—transportant à l'entrée de la conduite la même énergie.

2. HYPOTHESES DE CALCUL

(1) Les caractéristiques thermophysiques du solide et du fluide sont considérées constantes et uniformes.

(2) La chaleur se propage transversalement par conduction dans le matériel. Nous négligerons la conduction axiale. Cette hypothèse a été justifiée par voie numérique dans le cas d'un écoulement turbulent [2].

(3) L'interaction solide-fluide est traitée de deux façons :

soit en utilisant la continuité de la température et du flux à l'interface (conditions limites dites de 4è espèce);

soit par l'introduction d'un coefficient d'échange  $\alpha$  constant et uniforme (conditions limites dites de 3è espèce). Dans ce dernier cas, nous reprenons les résultats obtenus par [2] en les appliquant à un écoulement laminaire et nous comparerons les deux types de conditions limites.

(4) Dans le fluide, nous négligeons la conduction axiale. Il est admis que cette hypothèse est justifiée dès

que  $Pe > 100$ . Dans le cas des liquides cette condition n'est pas contraignante en pratique.

(5) Nous utiliserons des calculs une distribution de vitesse uniforme ('slug flow'). Cette approche usuelle permet d'aboutir à une solution plus facilement exploitable. Il est généralement admis que cette simplification n'affecte pas de manière sensible la nature des résultats. Elle est d'autant plus justifiée que l'on se trouve près de l'entrée du canal.

3. EQUATIONS DU SYSTEME DISTRIBUTIONS DE TEMPERATURE

Nous allons étudier l'évolution du système en régime périodique établi autour d'une température moyenne  $T_1$ . Celle-ci n'intervient pas dans les calculs puisque les équations sont linéaires.

Nous écrirons les systèmes d'équations et déterminerons les distributions de température qui en résultent pour les deux types de conditions limites envisagées à l'interface solide-fluide.

3.1. Conditions limites de '4è espèce'

Les distributions de température dans le solide et le fluide sont respectivement de la forme

$$\theta = \theta(x, y) \sin [\omega t + \psi_s(x, y)] \tag{1}$$

$$T = T(x, z) \sin [\omega t + \psi_f(x, z)]. \tag{2}$$

Le système d'équations régissant le phénomène s'écrit

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \frac{1}{a_s} \frac{\partial \theta}{\partial t} \end{array} \right. \tag{3}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a_f} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{array} \right. \tag{4}$$

$$I \left\{ \begin{array}{l} \text{en } y = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \end{array} \right. \tag{5}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } z = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \tag{6}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } y = l \text{ et } z = l' \quad \theta(x, l) = T(x, l') \end{array} \right. \tag{7}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial y} = -\lambda_f \frac{\partial T}{\partial z} \end{array} \right. \tag{8}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } x = 0 \quad T = T_0 \sin \omega t. \end{array} \right. \tag{9}$$

Pour résoudre ce système nous introduisons les températures complexes  $\tilde{\theta}(x, y) e^{i\omega t}$  et  $\tilde{T}(x, z) e^{i\omega t}$ .

On aura (calculs détaillés en Annexe)

$$\theta(x, y) = |\tilde{\theta}(x, y)| \quad \text{et} \quad \psi_s(x, y) = \arg \tilde{\theta}(x, y)$$

$$T(x, z) = |\tilde{T}(x, z)| \quad \text{et} \quad \psi_f(x, z) = \arg \tilde{T}(x, z).$$

Les distributions de température dans le solide et le fluide s'écrivent respectivement

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}(x, y) &= 2T_0 \frac{\coth \beta_s(1+i)y^+}{\coth \beta_s(1+i)} \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+} \end{aligned} \tag{10}$$

$$\tilde{T}(x, z) = 4T_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} \times \cos \sigma_n z^+ e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_s^2)x^+} \quad (11a)$$

avec les paramètres sans dimension suivants

$$x^+ = \frac{4x}{lPe}, \quad y^+ = \frac{y}{l}, \quad z^+ = \frac{z}{l}$$

$$\beta_s = l\sqrt{(\pi/a_s)}, \quad \beta_f = l'\sqrt{(\pi/a_f)}$$

Les  $\sigma_n$  sont solutions de l'équation transcendante

$$\sigma \operatorname{tang} \sigma = \frac{b^*}{2\beta_s} (1 + i) \tanh \beta_s (1 + i) \quad (11b)$$

avec

$$b^* = \frac{(\rho C)_s l' \omega}{\lambda_f}$$

A partir de la relation (11a), il est possible de déterminer la température de mélange du fluide en faisant le bilan enthalpique dans une section. Cette température  $\tilde{T}_m$  s'obtient donc en écrivant

$$(\rho C)_f u \tilde{T}_m(x) = \int_0^1 (\rho C)_f u \tilde{T}(x, z) dz^+ \quad (12)$$

$$\tilde{T}_m(x) = 4T_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{\sigma_n(2\sigma_n + \sin 2\sigma_n)} \times e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_s^2)x^+} \quad (13)$$

Par analogie avec [2], nous appellerons  $\chi$  l'amplitude et  $\xi$  le déphasage de la température de mélange du fluide en sortie.

L'étude de ce problème a été faite par [1] sans tenir compte de la conduction dans le solide. Dans ce cas simplifié, le système d'équations s'écrit

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a_f} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (14)$$

$$\text{II} \left\{ \begin{array}{l} \text{en } z = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } z = l' \quad (\rho C)_s l' \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\lambda_f \frac{\partial T}{\partial z} \end{array} \right. \quad (16a)$$

L'équation transcendante donnant les valeurs propres  $\sigma_n$  s'écrit

$$\sigma \operatorname{tang} \sigma = ib^*$$

[cas particulier de (11b) obtenu avec  $\beta_s \rightarrow 0$ ]. (16b)

Les distributions de température  $\tilde{\theta}(x)$  et  $\tilde{T}(x, z)$  s'écrivent alors

$$\tilde{\theta}(x) = 2T_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_s^2)x^+} \quad (17)$$

$$\tilde{T}(x, z) = 4T_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} \times \cos \sigma_n z^+ e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_s^2)x^+} \quad (18)$$

### 3.2. Conditions limites de 3<sup>e</sup> espèce

Cette résolution a été effectuée par [2]. Nous rappelons le système d'équations et les solutions concernant les températures

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \frac{1}{a_s} \frac{\partial \theta}{\partial t} \end{array} \right. \quad (19)$$

$$\text{III} \left\{ \begin{array}{l} (\rho C)_f l' \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \alpha (\theta_{y=l} - T) \end{array} \right. \quad (20)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } y = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \end{array} \right. \quad (21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } y = l \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\alpha}{\lambda_s} (T - \theta_{y=l}) \end{array} \right. \quad (22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } x = 0 \quad T = T_0 \sin \omega t \end{array} \right. \quad (23)$$

Dans ce cas,  $T$  correspond à la température de mélange du fluide.

Ce système est résolu en introduisant les températures complexes  $\tilde{\theta}(x, y) e^{i\omega t}$  et  $\tilde{T}(x) e^{i\omega t}$  et conduit à

$$\tilde{\theta}(x, y) = \tilde{T}(x) \times \frac{\gamma \coth \beta_s (1 + i) y^+}{(1 + i) \sinh \beta_s (1 + i) + \gamma \coth \beta_s (1 + i)} \quad (24)$$

$$\tilde{T}(x) = T_0 e^{-\mu x} \quad (25)$$

avec

$$\mu = 2i\pi\tau^* + St^*$$

$$\times \frac{(1 + i) \sinh \beta_s (1 + i)}{(1 + i) \sinh \beta_s (1 + i) + \gamma \coth \beta_s (1 + i)}$$

Les paramètres adimensionnels sont les suivants

$$X = x/L, \quad \gamma = \alpha \sqrt{\left[ \frac{\tau}{\pi(\lambda C \rho)_s} \right]} = \frac{Bi}{\beta_s}$$

$$St^* = St \frac{L}{l'} = \frac{\alpha S}{mC_f}, \quad \tau^* = \frac{L/u}{\tau}$$

La fonction  $\mu$  caractérise la température de sortie du fluide et peut s'écrire

$$\mu = \eta + i\xi \quad (26)$$

d'où

$$\tilde{T}(x) = T_0 e^{-\eta x} e^{-i\xi x} \quad (27)$$

$\chi = e^{-\eta}$  est la fonction d'amortissement et  $\xi$  le déphasage de la température du fluide en sortie.

### 4. BILAN ENERGETIQUE DU SYSTEME ENERGIE STOCKEE

L'énergie stockée est égale à la quantité de chaleur accumulée par les plaques quand le flux thermique est positif. Le stockage s'effectue sur une demi-période.

En appelant  $W_s$  l'énergie stockée dans les deux demi-plaques et  $Q(t)$  le flux thermique

$$W_s = \int Q(t) dt \quad (28)$$

$W_s$ , s'exprime aussi en fonction de l'énergie interne  $E_{is}$ . Elle est égale à la variation maximum de celle-ci c'est-à-dire au double de son amplitude

$$W_s = 2 |E_{is}| \quad (29)$$

avec

$$\tilde{E}_{is} = L_0 \iint 2(\rho C)_s \tilde{\theta}(x, y) dx dy. \quad (30)$$

Nous obtenons: [à partir de (10)]

$$W_s = \frac{2\tau}{\pi} T_0 \dot{m} C_f b^* \left| \frac{\tanh \beta_s (1+i)}{\beta_s (1+i)} \right| \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} \frac{1 - e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x_L^+}}{\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2} \quad (31)$$

En se rapportant à la quantité  $H_m = (\tau/\pi) T_0 \dot{m} C_f$ , énergie maximum transportée par le fluide à l'entrée du canal pendant une demi-période, nous appellerons fonction de stockage la quantité

$$f_s = W_s / H_m \text{ [définie par l'équation (31)].}$$

Dans le cas du système III, on obtient [2]

$$W_s = \frac{\tau}{\pi} T_0 \dot{m} C_f \left| 1 - e^{-\mu} \right| \left| 1 - \frac{2i\pi\tau^*}{\mu} \right| \quad (32)$$

*Remarque.* Si l'on veut calculer le bilan d'énergie total du système tenant compte de l'énergie stockée dans le fluide, on peut écrire

$$\frac{dE_{is}}{dt} = \dot{m} C_f (T_{m\text{entrée}} - T_{m\text{sortie}}) - \frac{dE_{if}}{dt} \quad (33)$$

avec

$$E_{is}(t) = 2(C\rho)_s L_0 \iint \theta(x, y, t) dx dy$$

$$E_{if}(t) = 2(C\rho)_f l' L_0 \int_0^L T_m(x) dx \quad (34)$$

ce qui conduit à

$$|\tilde{E}_{is} + \tilde{E}_{if}| = \frac{\tau}{2\pi} \dot{m} C_f T_0 |1 - e^{-\mu}|. \quad (35)$$

Dans ce cas, la fonction de stockage total du système s'écrit  $|1 - e^{-\mu}|$ . Elle s'identifie à  $f_s$  si l'énergie stockée dans le fluide est faible par rapport à celle stockée dans le solide.

## 5. ETUDE DES RESULTATS

### 5.1. Position du problème

Pour étudier les fonctions définies dans les paragraphes précédents, nous devons fixer d'une part les paramètres  $\beta_s$ ,  $\beta_f$ ,  $b^*$ ,  $x_L^+$  et d'autre part  $\gamma$ ,  $St^*$ ,  $\tau^*$ . Ils sont mathématiquement indépendants mais pour effectuer des comparaisons ayant un sens physique, il n'est pas possible de les faire varier arbitrairement.

Nous fixons donc

- le matériau de stockage;
- le fluide caloporteur;
- la période.

$\beta_s$  ne dépend plus que de  $l$ , demi-épaisseur des plaques.  $\beta_f$  et  $b^*$  dépendent en plus de  $l'$  demi-écartement des plaques.

Pour une valeur de  $l$  et de  $l'$ , nous pouvons calculer les solutions  $\sigma_n$  de l'équation transcendante (11b).  $x_L^+$  ne dépend plus que du rapport  $L/Pe$  ou  $S/\dot{Q}$  car

$$x_L^+ = \frac{4L}{l'Pe} = \frac{a_f}{l'} \frac{S}{\dot{Q}}.$$

Nous étudierons donc les fonctions amortissement ( $\chi$ ), déphasage ( $\xi$ ) et énergie stockée ( $f_s$ ) obtenues par la solution complète pour différentes valeurs de  $l'$  et de  $S/\dot{Q}$  en fonction de  $l$  par l'intermédiaire de  $\beta_s$ .

La valeur de  $S/\dot{Q}$  et de  $l'$  fixe celles des paramètres  $St^*$  et  $\tau^*$ .  $\gamma$ ,  $St^*$  et  $\tau^*$  étant déterminés, nous pourrions effectuer la comparaison des résultats de cet article avec ceux de [2].

Les matériaux choisis sont l'alumine et la brique réfractaire, les fluides caloporteurs le santotherm 55, thermofluide synthétique et l'air, la période 24 heures. Le niveau moyen  $T_1$  est supposé égal à 600 K. Le tableau 1 rassemble les caractéristiques thermiques de ces produits.

### 5.2. Etude de la fonction d'amortissement $\chi$

Sur la Fig. 3, nous avons représenté l'évolution de  $\chi$  en fonction de  $\beta_s$  pour le système santotherm/alumine,  $l'$  étant égal à  $10^{-2}$  m.

Pour quatre valeurs du rapport  $S/\dot{Q}$  nous avons trois courbes obtenues à partir de

- la solution obtenue dans cet article (système I);
- la solution sans conduction dans la plaque [1] (système II);
- la solution avec coefficient d'échange [2]. Il est alors nécessaire de fixer le nombre de Nusselt. Des essais

Tableau 1. Caractéristiques thermophysiques

	Alumine	Brique	Air (300°C)	Santotherm 55 (300°C)
$\lambda$ (W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	9.83	0.66	$4.29 \times 10^{-2}$	0.1104
$C$ (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )			1047	2951
$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )			0.596	702
$C\rho$ (J m <sup>-3</sup> K <sup>-1</sup> )	$3.32 \times 10^6$	$1.428 \times 10^6$	624	$2.072 \times 10^6$
$b$ (W m <sup>-2</sup> s <sup>1/2</sup> K <sup>-1</sup> )	$5.71 \times 10^3$	$0.97 \times 10^3$		
$\nu$ (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )			$4.92 \times 10^{-5}$	$6.4 \times 10^{-7}$

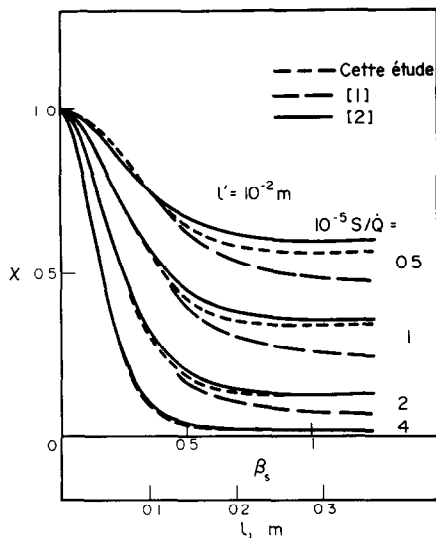


FIG. 3. Fonction d'amortissement  $\chi$  (santotherm/alumine).

effectués avec  $Nu = 9,87$  et  $Nu = 12$  montrent que cette dernière valeur donne des résultats plus satisfaisants (système III).

Les courbes tracées sur la Fig. 4 représentent l'évolution de  $\chi$  en fonction de  $\beta_s$ , pour deux valeurs de  $S/\dot{Q}$  et trois demi-écartements de plaques, calculée à partir des solutions des systèmes I et III.

Sur les Figs. 5 et 6, nous avons représenté ces mêmes fonctions pour les couples air/alumine et air/brique.

5.2.1. Influence de  $l$ . Sur la Fig. 3, nous remarquons que les trois courbes sont pratiquement confondues quand  $\beta_s$  est petit.

Les courbes solutions de I et III présentent un minimum. Nous retrouvons le fait que l'efficacité du système atteint une limite à partir d'une épaisseur  $2l_0$  [2].

La courbe solution de II est décroissante et s'éloigne des précédentes quand  $\beta_s$  croît. L'influence de la conduction dans le solide n'est plus négligeable quand l'épaisseur s'accroît.

5.2.2. Influence de  $l'$ . Pour une même valeur du rapport  $S/\dot{Q}$ , la diminution de l'écartement augmente la qualité du filtrage.

5.2.3. Influence de  $S/\dot{Q}$ . Pour compléter les Figs. 3-6, nous présentons dans les tableaux suivants les caractéristiques des différentes configurations.

Nous appellerons respectivement  $\chi_I$  et  $\chi_{III}$  les amortissements maxima correspondants au systèmes I et III.

Nous remarquons que pour les valeurs de  $S/\dot{Q}$  envisagées,\* les écarts relatifs  $(\chi_I - \chi_{III})/\chi_I$  n'excèdent pas 10%.

Ce résultat permet d'utiliser, en écoulement laminaire, la solution analytique III avec un nombre de Nusselt égal à 12, solution plus facile à manipuler que la solution complète I.

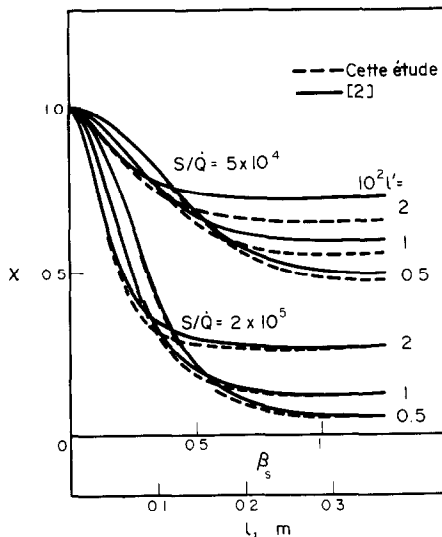


FIG. 4. Fonction d'amortissement  $\chi$  (santotherm/alumine).

Tableau 2. Système santotherm/alumine (voir Fig. 3)

$Re$	200			
	1			
$l \times 10^2$ (m)	0,5	1	2	4
$S/\dot{Q} \times 10^{-5}$ (m <sup>-1</sup> s)	1,6	3,2	6,4	12,8
$\chi_I$	0,555	0,338	0,124	0,017
$\chi_{III}$	0,595	0,355	0,127	0,017

\* On peut montrer que cet écart s'accroît légèrement quand  $S/\dot{Q}$  diminue mais dans ce cas on se trouve dans une zone de fonctionnement présentant peu d'intérêt pratique (amortissement trop faible).

Tableau 3. Système santotherm/alumine (voir Fig. 4)

$Re$	200					
	0,5		1		2	
$l \times 10^2$ (m)	0,5	2	0,5	2	0,5	2
$S/\dot{Q} \times 10^{-5}$ (m <sup>-1</sup> s)	0,537	0,057	0,555	0,124	0,650	0,260
$\chi_I$	0,547	0,062	0,595	0,127	0,725	0,274

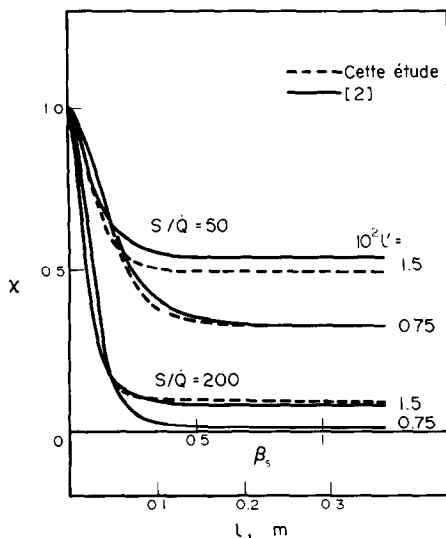


FIG. 5. Fonction d'amortissement  $\chi$  (air/alumine).

5.3. Etude du déphasage  $\xi$  du fluide en sortie

Sur la Fig. 7, nous avons représenté  $\xi$  en fonction de  $\beta_s$  pour le système santotherm/alumine.  $\xi$  est déterminé à partir des solutions I et III notées dans le paragraphe 5.2 pour deux valeurs de  $S/\dot{Q}$  et trois valeurs de  $l'$ .

Le déphasage passe par un maximum en général un peu plus élevé pour la solution exacte. L'épaisseur de plaque correspondante est inférieure à celle définie dans l'étude de la fonction amortissement.

5.4. Etude de la fonction de stockage  $f_s$

Dans les mêmes conditions que pour le déphasage nous avons représenté  $f_s$  en fonction de  $\beta_s$ , sur la Fig. 8. Cette fonction passe par un maximum qui peut dépasser 1. L'épaisseur correspondant au maximum est toujours inférieure à  $l_0$ .

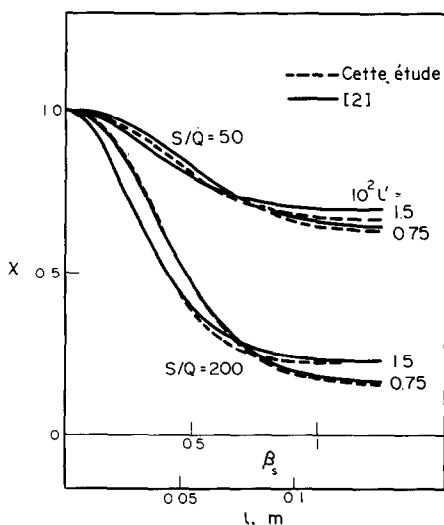


FIG. 6. Fonction d'amortissement  $\chi$  (air/brique).

Tableau 4. Système air/alumine (voir Fig. 5)

$Re$ $l' \times 10^2 (m)$	2000			
	0,75		1,5	
$S/\dot{Q} (m^{-1} s)$	50	200	50	200
$L_m$	1,22	4,9	1,22	4,9
$\chi_I$	0,325	0,013	0,492	0,095
$\chi_{III}$	0,328	0,013	0,538	0,082

Tableau 5. Système air/brique (voir Fig. 6)

$Re$ $l' \times 10^2 (m)$	2000			
	0,75		1,5	
$S/\dot{Q} (m^{-1} s)$	50	200	50	200
$L_m$	1,22	4,9	1,22	4,9
$\chi_I$	0,630	0,165	0,665	0,226
$\chi_{III}$	0,640	0,168	0,695	0,235

6. ETUDE COMPARATIVE DE DEUX MODULES DE STOCKAGE: SYSTEMES AIR/ALUMINE ET SANTOTHERM/ALUMINE

Dans un travail récent Fourcher et Saint-Blanquet [2, 16] ont montré que les pertes de charge jouaient un rôle important dans l'optimisation d'un système de stockage fonctionnant en régime turbulent.

A titre d'illustration ces auteurs ont examiné le cas d'un module parallélépipédique de longueur  $L = 15 m$  et de section  $3 \times 3 m$ , constitué d'un empilement de plaques rectangulaires parallèles et traversé par un débit d'air de  $10 m^3 s^{-1}$ .

Il s'agit alors de déterminer la configuration des plaques qui conduit à une fluctuation minimale de la température de l'air en sortie. Ceci pour une valeur donnée des pertes de charge dans le système. Les paramètres à ajuster sont alors le nombre  $N$  de plaques et la distance  $2l'$  entre plaques.

$P_m$  et  $W_m$  désignant respectivement la puissance et l'énergie mécanique dépensée pendant une demi-

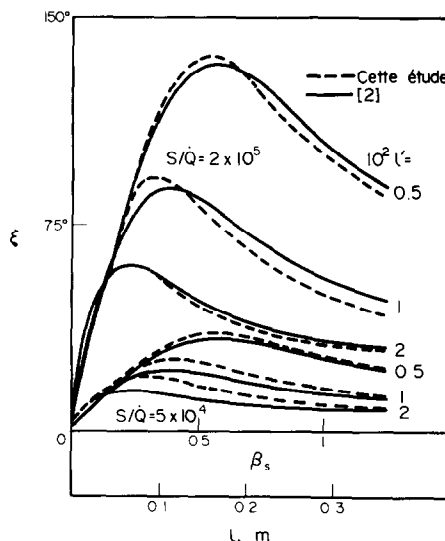


FIG. 7. Déphasage  $\xi$  du fluide en sortie (santotherm/alumine).

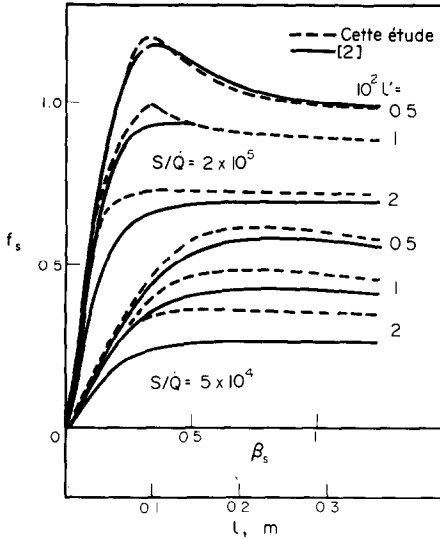


FIG. 8. Fonction de stockage  $f_s$  (santotherm/alumine).

période, on définit le taux de pertes de charge  $\varepsilon$  par le rapport

$$\varepsilon = \frac{W_m}{H_m} = \frac{\pi}{2} \frac{P_m}{\dot{m} C_f T_0}$$

Dans le problème présenté en [16]  $\varepsilon T_0$  est fixé à  $1^\circ\text{C}$ . Ainsi  $\varepsilon$  vaudra 2% pour une amplitude  $T_0$  de  $50^\circ\text{C}$ . Cette dernière valeur correspond à une puissance thermique transférée à l'entrée  $\dot{m} C_f T_0$  de 300 kW (valeur crête), pour une puissance mécanique de ventilation  $P_m$  d'environ 4 kW. On montre alors [16] que dans le cas du système air/alumine, pour une période  $\tau$  de 24 h, la configuration optimale est obtenue pour  $N = 10$  et  $2l' = 2,09$  cm. Avec cette géométrie on obtient  $Re = 13\,500$ ,  $\chi = 0,0893$ ,  $\xi = 2,51$  rad,  $f_s = 1,07$ . L'épaisseur  $2l'$  des plaques vaut alors 27,9 cm.

Si maintenant l'on remplaçait l'air par un fluide caloporteur organique type Santotherm transportant la même enthalpie d'entrée, on devrait choisir un débit  $\dot{Q} = 3 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ .

L'écoulement devient laminaire. Les pertes de charge alors totalement négligeables ne sont plus un paramètre nécessaire à l'optimisation.

Dans ce cas nous avons étudié\* la fonction d'amortissement  $\chi$  en fixant pour le module défini précédemment ( $15 \times 3 \times 3$  m) la distance  $2l'$  entre plaques. L'évolution  $\chi(N)$  présentée Fig. 9 montre qu'il existe alors une valeur optimale du nombre de plaques, fonction de  $2l'$ . Un balayage effectué avec  $2l'$  variant de 0,2–5 cm met en évidence l'influence de ce paramètre

sur la valeur de l'optimum. Il se situe approximativement à  $2l' = 1$  cm, on obtient alors  $N = 8$ ,  $\chi = 0,0823$ ,  $\xi = 2,79$  rad,  $f_s = 1,458$  avec  $Re = 392$  et  $2l = 36,5$  cm.

En définitive, on aboutit à un amortissement maximal très voisin dans les deux systèmes envisagés; par contre le déphasage  $\xi$  et surtout la fonction stockage  $f_s$  diffèrent.

7. CONCLUSION

Le problème que nous avons traité constitue une extension de l'étude faite par Sparrow et de Farias [1] et s'inscrit dans les préoccupations actuelles sur le stockage thermique.

A partir de quelques hypothèses simplificatrices il a été possible d'aboutir à une solution analytique originale de la réponse périodique d'un système de stockage. La solution simplifiée [2] utilisant  $Nu = 12$  et la solution développée ici à partir de conditions d'interface de 4<sup>e</sup> espèce ont été comparées. D'un point de vue énergétique, l'accord théorique entre les deux solutions est trouvé satisfaisant, alors que le coefficient d'échange local que l'on peut calculer présente un caractère périodique [1]. De plus, le fait de tenir compte de la propagation thermique dans le solide permet de mettre en évidence de façon correcte une notion d'épaisseur limite utile des plaques de stockage.

Il est probable que l'approximation consistant à introduire dans les équations du fluide la vitesse moyenne  $u$  plutôt que sa distribution exacte constitue l'hypothèse la plus criticable. Seule une étude numérique permettrait d'en apprécier l'influence.

Enfin nous avons montré à titre d'application et sur un cas particulier qu'il était possible d'optimiser un module de stockage. Il s'avère, pour un système d'encombrement donné, que ses performances avec un fluide tel que l'air en écoulement turbulent sont très voisines de celles obtenues avec un liquide organique en écoulement laminaire. L'avantage de cette dernière situation tient seulement au fait que les pertes de

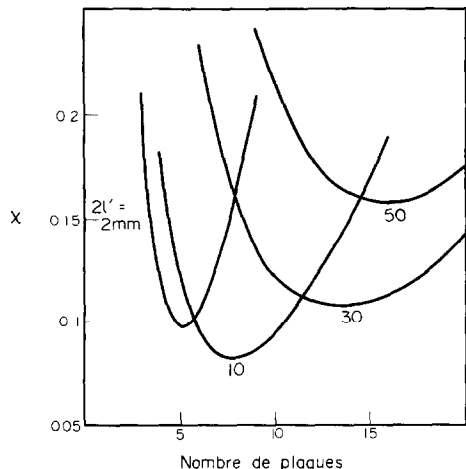


FIG. 9. Recherche de l'optimum du module santotherm/alumine étudié en 6.

\* Dans ce travail nous avons retenu la méthode simplifiée utilisant  $Nu = 12$ . Elle conduit comme indiqué dans l'étude théorique à des résultats suffisamment précis.



charge sont négligeables. Par contre les températures limites de fonctionnement sont obligatoirement plus limitées qu'avec l'air.

## ANNEXE

## Résolution du système I

Après introduction des températures complexes, le système devient (en variables réduites)

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial^2 y^+} = 2i\beta_s^2 \bar{\theta} & (A1) \\ & \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial^2 z^+} = 2i\beta_f^2 \bar{T} + \frac{\partial \bar{T}}{\partial x^+} & (A2) \\ & \text{en } y^+ = 0 \quad \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y^+} = 0 & (A3) \\ & \text{en } z^+ = 0 \quad \frac{\partial \bar{T}}{\partial z^+} = 0 & (A4) \\ & \text{en } y^+ \text{ et } z^+ = 1 \quad \bar{\theta}(x^+, 1) = \bar{T}(x^+, 1) & (A5) \\ & \frac{\lambda_s}{l} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y^+} = -\frac{\lambda_f}{f} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z^+} & (A6) \\ & \text{en } x^+ = 0 \quad \bar{T} = T_0. & (A7) \end{aligned} \right\} \text{AI}$$

On cherche des solutions élémentaires de la forme

$$\bar{\theta} = X_{\theta n}(x^+) Y_n(y^+) \quad (A8)$$

$$\bar{T}_n = X_{Tn}(x^+) Z_n(z^+). \quad (A9)$$

L'équation (A1) conduit à

$$\frac{d^2 Y_n}{dy^{+2}} - 2i\beta_s^2 Y_n = 0. \quad (A10)$$

L'équation (A2) à

$$\frac{1}{Z_n} \frac{d^2 Z_n}{dz^{+2}} = 2i\beta_f^2 + \frac{1}{X_{Tn}} \frac{dX_{Tn}}{dx^+} = -\sigma_n^2 \quad (A11)$$

(A1) et (A3) sont satisfaits par

$$Y_n = \cosh \beta_s(1+i)y^+ \quad (A12)$$

(A2) et (A4) par

$$Z_n = \cos \sigma_n z^+ \quad (A13)$$

$$X_{Tn} = e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+} \quad (A14)$$

D'où

$$\bar{\theta}_n = X_{\theta n} \cosh \beta_s(1+i)y^+ \quad (A15)$$

$$\bar{T}_n = A_n \cos \sigma_n z^+ e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+}. \quad (A16)$$

La condition (A5) conduit à

$$X_{\theta n}(x^+) = \frac{A_n \cos \sigma_n}{\cosh \beta_s(1+i)} e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+} \quad (A17)$$

et (A6) à l'équation transcendante

$$\sigma_n \operatorname{tang} \sigma_n = \frac{l}{f} \cdot \frac{\lambda_s}{\lambda_f} \beta_s(1+i) \operatorname{th} \beta_s(1+i) \quad (A18)$$

qui peut aussi s'écrire

$$\sigma_n \operatorname{tang} \sigma_n = \frac{b^*}{2\beta_s} (1+i) \operatorname{tanh} \beta_s(1+i). \quad (A19)$$

Finalement nous obtenons

$$\bar{\theta}_n = A_n \frac{\cosh \beta_s(1+i)y^+}{\cosh \beta_s(1+i)} \cos \sigma_n e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+} \quad (A20)$$

$$\bar{T}_n = A_n \cos \sigma_n z^+ e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+}. \quad (A21)$$

$\bar{\theta}$  et  $\bar{T}$  seront des combinaisons linéaires respectivement des  $\bar{\theta}_n$  et  $\bar{T}_n$

$$\bar{\theta} = \Sigma \bar{\theta}_n$$

$$\bar{T} = \Sigma \bar{T}_n.$$

$A_n$  sera déterminée par la conditions (A7)

$$\Sigma A_n \cos \sigma_n z^+ = T_0 \quad (A22)$$

d'où

$$A_n = 4T_0 \frac{\sin \sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n}. \quad (A23)$$

Donc

$$\left. \begin{aligned} \bar{\theta} &= 2T_0 \frac{\cosh \beta_s(1+i)y^+}{\cosh \beta_s(1+i)} \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+} \end{aligned} \right\} \text{et} \quad (A24)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{T} &= 4T_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin 2\sigma_n}{2\sigma_n + \sin 2\sigma_n} \\ &\cos \sigma_n z^+ e^{-(\sigma_n^2 + 2i\beta_f^2)x^+}. \end{aligned} \right\} \quad (A25)$$

## REFERENCES

1. E. M. Sparrow et F. N. De Farias, Heat transfer in ducts with time varying temperature and participating walls, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**, 837-853 (1968).
2. B. Fourcher et C. Saint-Blanquet, Fonction de transfert d'un élément de stockage par chaleur sensible fonctionnant en régime périodique, *Int. J. Heat Mass Transfer* **23**, 1251-1262 (1980).
3. J. Sucec, Transient heat transfer between a plate and a fluid whose temperature varies periodically with time, *J. Heat Transfer* **102**, 126-131 (1980).
4. V. Javeri, Heat transfer in laminar entrance region of a flat channel for the temperature boundary condition of the third kind, *Wärme und Stoffübertragung* **10**, 137-144 (1977).
5. A Kardas, On a problem in the theory of the unidirectional regenerator, *Int. J. Heat Mass Transfer* **9**, 567-579 (1966).
6. C. A. Chase Jr, D. Gidaspow and R. E. Peck, A regenerator prediction of Nusselt numbers, *Int. J. Heat Mass Transfer* **12**, 727-736 (1969).
7. M. Perlmutter and R. Siegel, Unsteady laminar flow in a duct with unsteady heat addition, *J. Heat Transfer* **83**, 432-440 (1961).
8. R. Siegel, Heat transfer for laminar flow in ducts with arbitrary time variations in wall temperature, *J. Appl. Mech.* **27**, 241-249 (1960).
9. R. Siegel and M. Perlmutter, Laminar heat transfer in a channel with unsteady flow and wall heating varying with position and time, *J. Heat Transfer* **85**, 358-365 (1963).
10. R. Siegel, Forced convection in a channel with wall heat capacity and with wall heating variable with axial position and time, *Int. J. Heat Mass Transfer* **6**, 607-620 (1963).
11. J. Gosse, Analyse du couplage conduction-convection pour un écoulement à couche limite laminaire sur une plaque plane Communication aux Journées d'Etudes CNRS à Orsay (1977) et Revue Générale de Thermique **XIX**, 967-971 (1980).

12. A. V. Luikov, Conjugate convective heat transfer problem, *Int. J. Heat Mass Transfer* **17**, 257–265 (1974).
13. Clark, Arpaci et Treadwell, Dynamic response of heat exchangers having internal heat sources, *Trans ASME* **80**, 612–634 (1958).
14. F. W. Schmidt and J. Szego, Transient response of a solid sensible heat thermal storage units single fluid, *J. Heat Transfer* **98**, 471–477 (1976).
15. J. Szego and F. W. Schmidt, Experimental investigation of a solid sensible heat thermal storage unit. Sixième Congrès International sur le Transfert de Chaleur, Toronto, Canada (Août 1978).
16. B. Fourcher et C. Saint-Blanquet, Réponse périodique d'un élément de stockage par chaleur sensible. Validité des hypothèses classiques. Exemple d'optimisation d'un module de stockage. Symposium International sur les systèmes de conversion thermodynamique de l'énergie solaire. Marseille (Juin 1980).

#### CONDUCTION-CONVECTION COUPLING ANALYSIS IN PERIODIC REGIME BETWEEN A LAMINAR FLOW AND A STORAGE WALL

**Abstract**—This paper deals with the laminar flow in a storage unit in thermal periodic regime. Energy equations are solved simultaneously in both elements with boundary conditions of the fourth kind. The solution found is then confronted with a solution using a constant and uniform heat transfer coefficient. It is found that this simplified model is satisfactory with  $Nu = 12$ . This result is then used to compare the performances of both storage units, the first one in turbulent flow (with air), the second one in laminar flow (with an organic oil).

#### GEKOPPELTE BERECHNUNG VON WÄRMELEITUNG UND KONVEKTION BEIM WÄRMETRANSPORT ZWISCHEN EINER LAMINAREN STRÖMUNG UND EINER SPEICHERWAND IM PERIODISCHEN BETRIEB

**Zusammenfassung**—Diese Arbeit befaßt sich mit der laminaren Strömung in einer Speichereinheit bei thermisch periodischer Betriebsweise. Die Energiegleichungen werden simultan für beide Bereiche mit Randbedingungen vierter Art gelöst. Die so gefundene Lösung wird einer anderen gegenübergestellt, die man bei Verwendung eines konstanten, gleichförmigen Wärmeübergangskoeffizienten erhält. Es zeigt sich, daß dieses vereinfachte Modell bei  $Nu = 12$  genügt. Dieses Ergebnis wird dazu benutzt, um die Leistungen von zwei Speichereinheiten zu vergleichen. Bei der ersten herrscht turbulente Strömung (mit Luft) und bei der zweiten laminare (mit einem organischen Öl).

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В АККУМУЛИРУЮЩЕЙ ЯЧЕЙКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ С КОНВЕКЦИЕЙ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ТЕПЛОВОМ РЕЖИМЕ

**Аннотация** — Рассматривается ламинарное течение в аккумулирующей ячейке при периодическом тепловом режиме. Уравнения энергии решаются одновременно для потока и стенки при граничных условиях четвертого рода. Результат сравнивается затем с решением, для получения которого используется постоянное значение коэффициента теплообмена. Найдено, что предлагаемая упрощенная модель приводит к числу  $Nu = 12$ . Полученные результаты используются для сравнения характеристик аккумулирующей ячейки в турбулентном (на воздухе) и в ламинарном (на органическом масле) режимах.