

ETUDE DES CONDITIONS PARTICULIERES DE FREQUENCE FAVORISANT LES TRANSFERTS THERMIQUES EN ECOULEMENTS PULSEES EN CANALISATION CYLINDRIQUE

P. ANDRE et R. CREFF

Laboratoire de Mécanique et d'Energétique, Université d'Orléans,
B.P. 45046-45017, Orléans Cedex, France

et

J. CRABOL

Université de Paris X, I.U.T. de Ville D'Avray,
1 Chemin des Vallières, 92410, Ville D'Avray, France

(Reçu le 5 juin 1980 et sous forme modifiée le 20 novembre 1980)

Résumé — Des résultats expérimentaux concernant des phénomènes de transferts thermiques entre la paroi d'une canalisation cylindrique circulaire de grand diamètre (100 mm) et un écoulement turbulent d'air pulsé sont présentés (Re moyen: $1,5 \cdot 10^5$). Ils traduisent une modification des mécanismes de transfert convectif lors de la mise en résonance acoustique à la canalisation conduisant à des augmentations importantes (jusqu'à 150%) des taux de transfert thermique locaux par rapport à ceux de l'écoulement non pulsé ou pulsé hors résonance. Une analyse théorique des transferts a été effectuée dans l'hypothèse d'un régime laminaire pulsé; elle confirme que, hors résonance, la pulsation ne modifie pas sensiblement le transfert dès que la fréquence a dépassé quelques hertz.

NOMENCLATURE

| | |
|--------------------|---------------------------------------------------------------|
| x_i | coordonnée axiale; |
| r | coordonnée radiale; |
| R | rayon de canalisation; |
| \tilde{r} | r/R , rayon a-dimensionné; |
| ω | pulsation; |
| U_1 | amplitude de la modulation de vitesse; |
| U_0 | vitesse moyenne de l'écoulement non pulsé; |
| τ | taux de pulsation: U_1/U_0 ; |
| Λ | longueur d'onde du régime d'ondes stationnaires; |
| T | température du fluide; |
| T_p | température de paroi; |
| T_∞ | température infini-amont; |
| θ | température a-dimensionnée: $(T - T_p)/(T_p - T_\infty)$; |
| k | gradient longitudinal de température; |
| ρ | masse volumique; |
| μ | viscosité dynamique; |
| ν | viscosité cinématique; |
| C_p | chaleur massique; |
| λ | conductibilité thermique du fluide; |
| a | diffusivité thermique $\lambda/\rho C_p$; |
| b | paramètre de fréquence $(\omega R^2/a)^{1/2}$; |
| ε | paramètre de perturbation; |
| Pr | nombre de Prandtl; |
| $\Phi_\theta(x_i)$ | flux local; |
| $h(x_i)$ | coefficient de transfert thermique local; |
| $Nu(x_i)$ | nombre de Nusselt local; |
| Nu_0 | nombre de Nusselt relatif à l'écoulement non pulsé. |

1. INTRODUCTION

POUR UNE large variété de configurations expérimentales, il a été montré que les écoulements de fluides pulsés possèdent des propriétés dynamiques et de transfert particulières conduisant à des échanges énergétiques accrus ou diminués par rapport à ceux relevés en écoulements stationnaires de même débit moyen. L'objet général d'une étude fondamentale de ces écoulements vise donc à caractériser les modifications des mécanismes de transfert dues aux pulsations. Par ailleurs, ces écoulements sont souvent rencontrés dans la pratique industrielle: il en est ainsi dans les moteurs thermiques mais aussi dans d'autres circonstances telles que les échangeurs, les propulseurs aéronautiques et l'ingénierie électro-nucléaire [1]. Il est clair qu'une bonne connaissance de ces mécanismes de transfert en vue de leur application éventuelle à des échangeurs de chaleur peut permettre de rechercher soit une amélioration des échanges, soit une diminution lorsque ceux-ci deviennent nuisibles ou conduisent à une perte d'énergie pure et simple.

Certains résultats concernant des phénomènes de transferts thermiques entre la paroi d'une canalisation cylindrique circulaire et un écoulement d'air pulsé sont présentés ici. Ils traduisent une modification importante des mécanismes de transfert convectif pour certaines conditions particulières de la pulsation. C'est pour cette raison que l'étude des fréquences de pulsation qui induisent la mise en résonance acoustique du système (canalisation — source des pulsations) a été entreprise dans la mesure où celles-ci conduisent à des

augmentations notables des taux de transfert thermique non constatées hors résonance.

D'autre part, une interprétation partielle des résultats expérimentaux a été effectuée à partir d'une modélisation des transferts de chaleur dans l'hypothèse d'un écoulement laminaire pulsé en vue de dégager précisément l'influence des paramètres liés à la pulsation : taux de modulation et fréquence. Hors résonance, cette modélisation confirme que la pulsation ne modifie pas sensiblement le transfert dès que la fréquence est supérieure à quelques hertz.

2. DESCRIPTION EXPERIMENTALE

Différentes études relatives aux transferts en écoulements pulsés ont apporté leur contribution en montrant l'existence de phénomènes particuliers propres à ces écoulements [2-5]. Ces contributions ont mis en évidence des taux de transfert accrus ou diminués par rapport à l'écoulement non pulsé de même débit moyen pour des conditions expérimentales variées (paramètres de fréquence, d'amplitude des modulations, du nombre de Reynolds moyen, mode de génération des pulsations...). Les travaux antérieurs ont dressé des constats parfois contradictoires sur l'évolution des coefficients de transfert sans apporter cependant une interprétation vérifiée des phénomènes physiques d'augmentation ou de diminution de ces transferts ; de plus la très large variété des dispositifs expérimentaux n'a pu permettre d'exprimer des lois généralisées et leur formulation reste encore non établie.

Le caractère particulier de cette étude par rapport aux travaux antérieurs consiste en ce que, sur le plan expérimental, les investigations ont été menées dans un domaine du nombre de Reynolds compris entre $8 \cdot 10^4$ et $1,5 \cdot 10^5$ correspondant à une canalisation de grand diamètre (100 mm) et que, par ailleurs, la génération du régime dynamique pulsé est sinusoïdale pratiquement exempt d'harmoniques [6]. Cette dernière caractéristique permet en effet une approche expérimentale des phénomènes d'ordres (ω_n) supérieurs au fondamental de pulsation ω , rencontrés dans la pratique et assimilables à une sommation de phénomènes sinusoïdaux. L'obtention de ce régime pulsé sinusoïdal provient

dans notre cas d'une régulation du débit obtenue par une tuyère sonique de section périodiquement variable (Fig. 1). Les fréquences de pulsation étudiées se situent entre 0 et 40 Hz et le taux de modulation de la pulsation τ a été maintenu constant et égal à 36%, avec

$$\tau = (U_{max} - U_{min})/2U_{moyen}$$

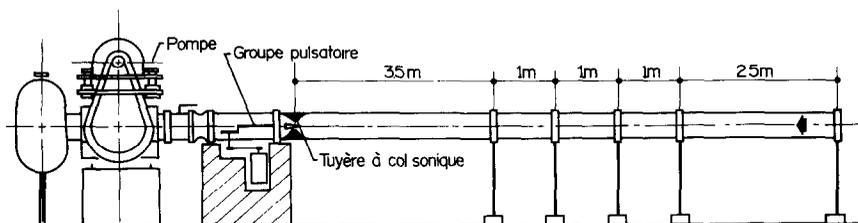
où U est la vitesse de l'écoulement dans la canalisation. On pose :

$$(U_{max} - U_{min})/2 = U_1$$

et $U_{moyen} = U_0$ d'où $\tau = U_1/U_0$.

Nous allons d'abord présenter l'évolution d'un nombre de Nusselt local en fonction de l'abscisse longitudinale (x_i) et lors des deux premiers modes de résonance acoustique du système obtenus respectivement pour des fréquences de pulsation de 9,3 Hz et 27,7 Hz. Ce nombre de Nusselt caractérise le transfert thermique convectif créé à partir de la seule paroi chauffée d'un court tronçon (60 mm) de canalisation spécialement instrumenté en vue de la mesure des flux échangés. A partir d'un bilan thermique des différents flux émis par la source locale de chaleur (S) ainsi constituée (Fig. 2) on déduit le flux $\Phi_g(x_i)$ convecté par le gaz ; une mesure de la température de paroi T_p , avec $T_p = (T_2 + T_3)/2$, ainsi que la prise en compte d'une température de référence T_r égale à la température infini amont T_∞ permettent de calculer le coefficient de transfert local $h(x_i)$ et donc le nombre de Nusselt $Nu(x_i)$. Le choix de $T_r = T_\infty$ se justifie ici par l'hypothèse d'un écoulement quasi-isentropique ; elle est donc sensiblement la température moyenne de l'air dans chaque section. Par ailleurs, la source (S) a été déplacée au long de la conduite, en 17 positions longitudinales (x_i) réparties régulièrement tous les 500 mm ($= \Delta x_i$).

Les choix de ces conditions d'étude expérimentale où l'échauffement du gaz à la paroi se trouve strictement localisé sur une courte longueur de conduite permet de ne pas superposer aux effets du régime dynamique s'établissant ceux d'un régime thermique se développant. De ce fait, les transferts à la paroi se trouvent sous la seule dépendance des facteurs dynamiques de la pulsation et leurs influences respectives pourront ainsi en être dégagées.



$$v(x,r,t) = \text{Re} [U_0(xr) + U_1(xr) \exp(j\omega t + \varphi(x))]$$

$$p(x,t) = \text{Re} [p_0(x) + p_1(x) \exp(j\omega t + \varphi(x))]$$

FIG. 1. Montage expérimental.

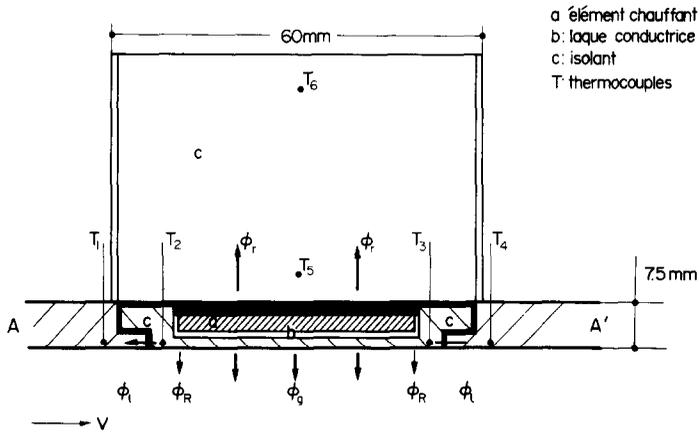


FIG. 2. Source de chaleur S.

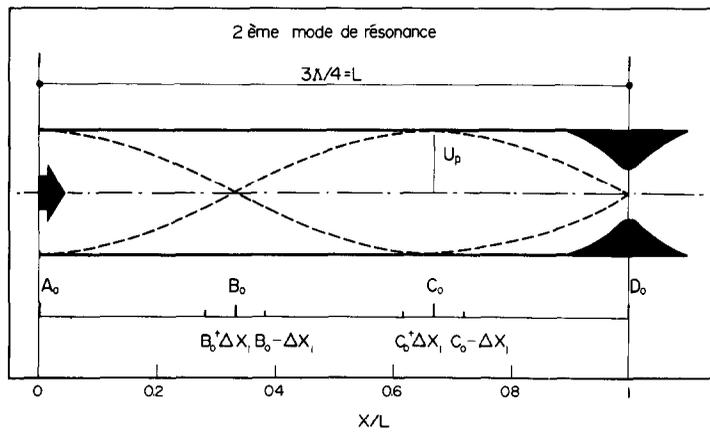


FIG. 3(a). Modulation de vitesse lors du 2ème mode de résonance.

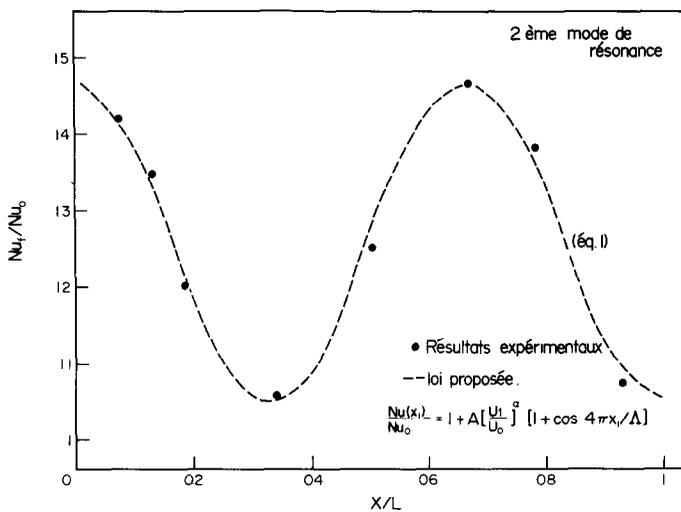


FIG. 3(b). Evolution longitudinale des Nusselt locaux.

Dans les deux cas de résonance acoustique inventoriés, l'évolution longitudinale des Nusselt locaux suit une courbe analogue à celle de la modulation de vitesse; cette dernière est schématisée dans le cas du deuxième mode de résonance dans la Fig. 3(a).

Une loi d'évolution longitudinale du transfert peut être envisagée sous la forme

$$\frac{Nu(x_i)}{Nu_0} = 1 + A \left[\frac{U_1}{U_0} \right]^\alpha [1 + \cos 4\pi x_i/\Lambda] \quad (1)$$

représentée ici dans la Fig. 3(b), lors du deuxième mode de résonance, avec U_1 amplitude de modulation de vitesse; U_0 vitesse de l'écoulement moyen; avec $u(x_i, t) = U_0 + 2U_1 \cos \omega t \cos 2\pi x_i/\Lambda$; $Nu(x_i)$ nombre de Nusselt local relevé en régime pulsé; Nu_0 nombre de Nusselt local relevé en régime non pulsé; Λ la longueur d'onde du régime d'ondes stationnaires; A et α des constantes déterminées par l'expérience.

Une augmentation substantielle de Nu , de l'ordre de 50%, est obtenue en les sections [A_0, C_0 , Fig. 3(a)] correspondant aux ventres d'amplitude de la modulation de vitesse. Cette évolution traduite à nouveau dans la Fig. 4 rend compte en la section C_0 de la croissance de l'échange au fur et à mesure que l'on s'approche de la mise en résonance du système. Elle a la même allure en toute section où se produit un ventre acoustique. Hors résonance l'effet de pulser l'écoulement n'apporte qu'une faible contribution à l'augmentation des échanges thermiques entre paroi et gaz.

Pour confirmer et préciser les modifications des mécanismes de transfert à la paroi, il a été effectué des mesures du gradient longitudinal de température de cette paroi limitée à la source émettrice de chaleur (S) dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. Ce gradient est traduit sous la forme du facteur a-dimensionné g tel que

$$g = (T_3 - T_\infty)/(T_2 - T_\infty) \quad (2)$$

où T_2 et T_3 sont les deux températures relevées à la paroi et aux frontières de la source émettrice de chaleur

(Fig. 2). En effet, l'évolution du gradient longitudinal ne peut être formulée à partir des seules températures T_2 et T_3 et doit nécessairement prendre en compte les variations éventuelles de la température de référence du fluide T_∞ , d'où l'expression de g . Celle-ci a été relevée en les 17 positions axiales x_i de la source (S).

g traduit l'identité ou la non identité des températures pariétales de la source et, lorsqu'en particulier ce rapport tend vers l'unité il y a alors homogénéisation de ces températures en la section considérée. On sait que, d'une manière générale, en écoulement stationnaire, il existe toujours un gradient longitudinal des températures pariétales du fait du développement de la couche limite thermique au long de la paroi. En conséquence, la non-existence de ce gradient (ou encore lorsque g tend vers l'unité) signifierait que le développement de la couche limite thermique est fondamentalement perturbé.

Les Figs. 5 et 6 montrent l'évolution de g en fonction de la fréquence respectivement au voisinage du point B_0 (noeud acoustique) et du point C_0 (ventre acoustique du 2° mode de résonance; cf. Fig. 3). Il apparaît que

- sa valeur décroît lors des modes de résonance du régime pulsé. L'existence de cette décroissance a d'ailleurs été vérifiée quelle que soit la position axiale de la source.
- sa valeur est minimum et voisine de l'unité en les sections correspondant à un ventre de modulation de vitesse des modes de résonance: Section C_0 pour le 2° mode ($f_{02} = 27,7$ Hz, en $3\Lambda/4$, Fig. 5) et section B_0 pour le 1° mode ($f_{01} = 9,3$ Hz en $\Lambda/4$, Fig. 6).
- hors résonance, sa valeur est maximum et voisine la valeur obtenue en écoulement moyen non pulsé.

Ces résultats traduisent donc une homogénéisation des températures de paroi au moment des résonances et plus particulièrement en les ventres de modulation de vitesse. Dans ces conditions, il résulte que, dans la couche limite de conduction, les lignes de flux s'orien-

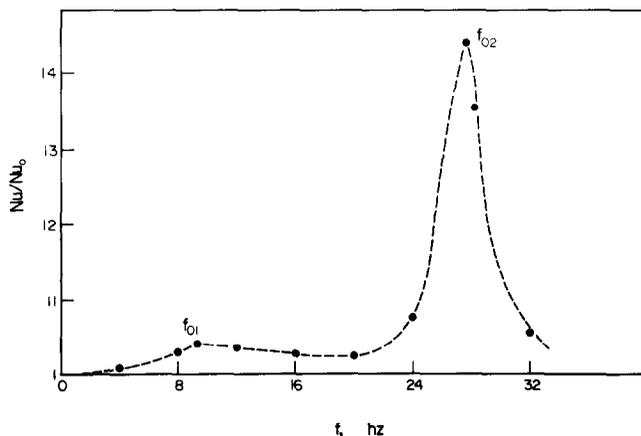


FIG. 4. Variation du Nusselt local en un ventre de modulation de vitesse lors du 2ème mode de résonance.

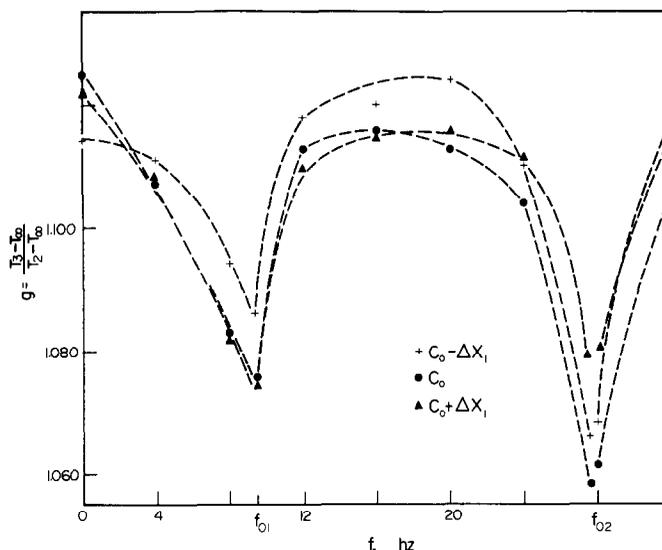


FIG. 5. Gradient longitudinal de température de paroi en un ventre de modulation de vitesse lors du 2ème mode de résonance.

tent, en valeur moyenne dans le temps, normalement à la paroi. Il y aurait donc, dans ce cas, une modification du développement de la couche limite thermique.

Ce fait pourrait être considéré comme une conséquence de l'effet de sur-modulation de la vitesse locale puisqu'il prend naissance principalement en les ventres de modulation de vitesse. En rappelant que l'échange de chaleur se trouve notablement amélioré en ces sections particulières, il est probable que la sur-modulation de vitesse déclenche localement des mécanismes particuliers favorisant le transfert, tels que :

- création d'un courant de retour au sein du champ fluide durant une fraction de la période de pulsation du fait d'un taux de modulation U_1/U_0 supérieur à 100% ;
- existence d'une composante radiale de la vitesse non négligeable ;
- production supplémentaire de fluctuations d'origine turbulente.

Des récentes investigations [7] confirment la production de fluctuations de vitesse dans des domaines de fréquences supérieures à celle de la pulsation et dont l'intensité représente, en le ventre de modulation C_0 jusqu'à 200% de celle existant en le noeud B_0 . Il reste à préciser l'influence respective de ces différents facteurs dans l'amélioration locale des transferts.

3. MODELISATION

Les résultats expérimentaux ont montré qu'il existe des fréquences particulières favorisant l'augmentation des transferts : il s'agit des fréquences correspondant aux modes de résonance acoustique associés. De même, il était intéressant de rechercher, à travers une modélisation, l'existence éventuelle d'autres cas de fréquences pouvant conduire également à une efficacité accrue des transferts.

La complexité d'une modélisation des échanges

thermiques à la paroi en écoulements pulsés provient de la prise en compte simultanée des effets liés à l'écoulement moyen stationnaire ; à l'écoulement pulsé qui lui est superposé ; aux fluctuations turbulentes de vitesse et de température ; aux résonances acoustiques associées.

En première approche, les effets dus à la pulsation hors résonance ont été recherchés, et en particulier l'influence de la fréquence des pulsations en négligeant l'écriture des termes turbulents dans les équations. Pour cela l'écoulement fluide a été considéré comme étant laminaire, pulsé de symétrie axiale, résultant de la superposition d'un écoulement moyen stationnaire et d'un écoulement périodique considéré en terme de perturbation. Dans cette hypothèse, le gradient de pression peut être écrit

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right]_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n \sin n\omega t \right] ; \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right]_0 = c^{ste} \quad (3)$$

soit encore en ne considérant que le terme de 1^{er} ordre ce qui semble logique étant donné le caractère sinusoïdal de la pulsation engendrée par la tuyère sonique et son obturateur

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right]_0 [1 + \varepsilon \sin \omega t] \\ &= \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right]_0 [1 + \text{Im}\{\varepsilon \exp j\omega t\}] \end{aligned} \quad (4)$$

une loi de vitesse a été recherchée sous la forme

$$u(r, t) = u_0(r) + \varepsilon u_1(r, t), \quad \text{avec } u(R, t) = 0 \quad \forall t. \quad (5)$$

L'équation de quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (6)$$

conduit dans la zone d'écoulement établi aux expressions suivantes

$$u_0(r) = U_m(1 - r^2/R^2) \quad \text{où} \quad U_m = u_0(0) \quad (7)$$

$$u_1(r, t) = \frac{4\nu}{j\omega R^2} U_m \left[1 - \frac{I_0(\alpha' r)}{I_0(\alpha' R)} \right] \exp j\omega t; \quad (8)$$

$$\alpha'^2 = j\omega/\nu.$$

L'expression (8) correspond à la solution instationnaire proposée par Uchida [8].

En considérant que le phénomène de transfert s'effectue d'abord à travers une mince couche fluide au voisinage de la paroi, il est classique de linéariser le profil de vitesse dans cette couche limite. Le coefficient directeur de cette loi simplifiée est déduit par dérivation de la loi générale de vitesse en $r = R$. Ceci conduit à

$$u(r, t) = \left[\frac{4U_0}{R} + \frac{8\varepsilon U_0}{\alpha' R} \frac{I_1(\alpha' R)}{I_0(\alpha' R)} \exp(j\omega t) \right] (R - r) \quad (9)$$

avec $U_0 = U_{m/2}$, I_0 : fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce et d'ordre 0, I_1 : fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce d'ordre 1. La loi de vitesse est alors introduite, dans l'équation du transfert thermique écrite sous la forme

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} = a \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \right] \quad (10)$$

en posant $\theta = (T - T_p)/(T_p - T_\infty)$ avec $\theta = 0$ en $r = R$, θ finie en $r = 0$ et $a = \lambda/\rho C_p$, la diffusivité du fluide.

Dans cette première approche de la modélisation des transferts le terme $\partial^2 \theta / \partial x^2$ peut être considéré comme négligeable devant les deux autres termes de sorte que, en première approximation

$$\partial \theta / \partial x = k = \text{constante.}$$

L'équation du transfert thermique conduit alors aux deux relations suivantes

$$\frac{a}{k} \left[\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial \theta_0}{\partial \tilde{r}} \right] = u_0(\tilde{r}) \quad (\text{avec } \tilde{r} = r/R) \quad (11)$$

pour le terme d'ordre (0)

$$\frac{a}{k} \left[\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial \theta_1}{\partial \tilde{r}} \right] - \frac{1}{k} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = u_1(\tilde{r}, t) \quad (12)$$

pour le terme d'ordre (1). L'équation (11) conduit à

$$\theta_0 = \frac{kR^2 U_0}{9a} (\tilde{r} - 1) - (4\tilde{r}^2 + 5\tilde{r} + 5) \quad (13)$$

et

$$\left(\frac{\partial \theta_0}{\partial \tilde{r}} \right)_{\tilde{r}=1} = 2kR^2 U_0 / 3a. \quad (14)$$

L'équation (12) se résoud en posant $\theta_1 = f(\tilde{r}) \exp j\omega t$; il en résulte une équation de Bessel avec deuxième membre

$$f'' + \frac{1}{\tilde{r}} f' - \alpha^2 f = A(1 - \tilde{r}) \quad (15)$$

$$A = 8kRU_0 I_1(\alpha' R) / \alpha' I_0(\alpha' R); \quad \alpha^2 = j\omega R^2 / a.$$

La solution générale de l'équation sans second membre s'écrit, compte tenu de la condition sur l'axe

$$f = C_1 I_0(\alpha \tilde{r}). \quad (16)$$

La solution particulière recherchée sous la forme

$$f = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \tilde{r}^n$$

conduit à une solution complète du type

$$\theta_1 = \left\{ \frac{A}{\alpha^2} \frac{[\sigma(1)/\alpha] + 1 - I_0(\alpha)}{2I_0(\alpha) - 1} [2I_0(\alpha \tilde{r}) - 1] + \frac{A}{\alpha^2} [I_0(\alpha \tilde{r}) - 1] - \frac{A}{\alpha^3} \sigma(\tilde{r}) \right\} e^{j\omega t} \quad (17)$$

avec

$$\sigma(\tilde{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\alpha \tilde{r})^{2n+1}}{(2n+1)!^2}; \quad \sigma(1) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1}}{(2n+1)!^2}.$$

L'étude de la densité de flux instationnaire conduit à

$$\left(\frac{\partial \theta_1}{\partial \tilde{r}} \right)_{\tilde{r}=1} = \frac{A}{\alpha^2} \left\{ \frac{2\sigma(1) + \alpha}{2I_0(\alpha) - 1} I_1(\alpha) - \frac{1}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1}}{(2n-1)!(2n+1)!} \right\} e^{j\omega t}. \quad (18)$$

Le traitement numérique de cette expression a été effectué en développant jusqu'à l'ordre $n = 5$, les sommes incluses dans le crochet et en posant $Pr = 1$, soit $\nu = a$, soit encore: $b^2 = (\omega R^2/\nu) = (\omega R^2/a)$ en remarquant que $\chi = R^2/a$ constitue un temps caractéristique du système canalisation-fluide.

Il en résulte que (18) peut s'écrire

$$h \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial \tilde{r}} \right)_{\tilde{r}=1} = |z| \cdot |Z| \cdot e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (19)$$

avec

$$z = A/\alpha^2 [2I_0(\alpha) - 1] \quad (20)$$

$$Z = 2\sigma(1)I_1(\alpha) + I_1(\alpha) - \frac{2I_0(\alpha) - 1}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1}}{(2n-1)!(2n+1)!} \quad (21)$$

$$|z| = \frac{8kU_0 \nu^{1/2}}{\omega^{3/2} R} \left[\frac{ber_1^2 b + bei_1^2 b}{ber_0^2 b + bei_0^2 b} \right]^{1/2} \times [(2ber_0 b - 1)^2 + 4bei_0^2 b]^{-1/2} \quad (22)$$

$$|Z| = [\text{Re}^2(Z) + \text{Im}^2(Z)]^{1/2} \quad (23)$$

$$\text{Re}(Z) = 2\text{Re} \sigma(1)bei_1 b + 2\text{Im} \sigma(1)ber_1 b$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{2} b(bei_1 b + ber_1 b)$$

$$- (2ber_0 b - 1)\text{Re} \sigma'(1) + 2bei_0 b \text{Im} \sigma'(1)$$

$$\text{Im}(Z) = -2\text{Re} \sigma(1)ber_1 b + 2\text{Im} \sigma(1)bei_1 b$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{2} b(bei_1 b - ber_1 b)$$

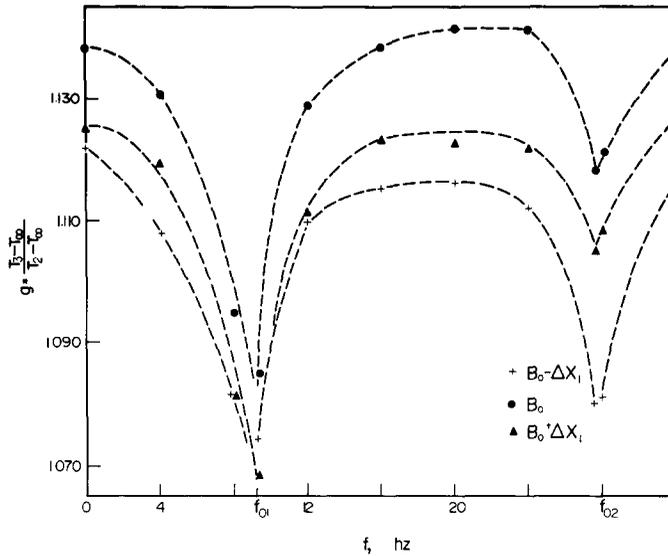


FIG. 6. Gradient longitudinal de température de paroi en un noeud de modulation de vitesse lors du 2ème mode de résonance.

$$- 2bei_0 b \operatorname{Re} \sigma'(1) - (2ber_0 b - 1) \operatorname{Im} \sigma'(1)$$

$$\sigma'(1) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^{2n}}{(2n-1)!(2n+1)!}$$

Pour caractériser le comportement de l'échange thermique en écoulement pulsé, le rapport des densités de flux (instationnaire et stationnaire) échangées entre paroi et fluide a été traduit en fonction de la pulsation ω ou du paramètre de fréquence b . Il s'écrit sous la forme

$$\xi = \left\{ \frac{\partial \theta_1 / \partial \bar{r}}{\partial \theta_0 / \partial \bar{r}} \right\}_{\bar{r}=1} = \frac{12}{b^3} \left[\frac{ber_1^2 b + bei_1^2 b}{bei_0^2 b + bei_0^2 b} \right]^{1/2} \times \left[\frac{\operatorname{Re}^2(Z) + \operatorname{Im}^2(Z)}{(2ber_0 b - 1)^2 + 4bei_0^2 b} \right]^{1/2} e^{j(\omega t + \varphi)} \quad (24)$$

Le module de l'expression (24), dont la variation est représentée dans la Fig. 7, tend vers une limite finie voisine de la valeur 1 lorsque la fréquence de pulsation tend vers 0. Il décroît rapidement vers zéro lorsque la fréquence augmente. Par ailleurs, l'étude de la phase φ montre que celle-ci converge vers la valeur finie $-\pi$ lorsque la fréquence décroît vers 0. Il en résulte que la quantité: $|\xi| \sin(\omega t + \varphi)$ qui correspond à la valeur physique instantanée du rapport des taux de transfert s'annule bien à fréquence nulle.

Il est intéressant de traduire l'efficacité des transferts, définie sur le temps caractéristique du système fluide-canalisation: $\chi = R^2/a$ en fonction de la fréquence de pulsation. Cette efficacité est donnée par l'expression

$$E(\chi) \text{ telle que } E^2(\chi) = \frac{1}{\chi} \int_0^\chi |\xi|^2 \sin^2(\omega t + \varphi(\omega)) dt \quad (25)$$

Dans la Fig. 7, l'expression (25) a été représentée pour différentes valeurs de χ ($\chi/2, \chi, 2\chi, 3\chi$). La famille de

courbes obtenue indique l'existence d'un maximum d'efficacité du transfert pour une fréquence critique. La valeur maximum de cette fréquence est obtenue pour une efficacité mesurée sur le temps χ tel que: $(\omega\chi)^{1/2} = 1,6$. A titre d'illustration, dans l'hypothèse d'un régime d'écoulement laminaire d'air (pour $Pr = 1$), dans une canalisation de 10 mm de diamètre, cette fréquence critique serait de: 1,5 Hz. Il semblerait donc qu'un optimum de l'efficacité du transfert du fait de la pulsation résulte d'un accord entre la fréquence de pulsation proprement dite et les caractéristiques physiques et géométriques de l'installation. Les résultats obtenus par l'analyse de Faghri, Javdani et Faghri [9] n'indiquent pas d'évolution du nombre de Nusselt moyen avec la fréquence; ceci provient de la non prise en considération des termes d'ordre w^2 et d'ordre supérieur dans les différentes solutions des équations. En fait, la présente étude montre que le nombre de Nusselt obtenu en écoulement pulsé décroît lorsque la fréquence augmente conduisant à un régime d'échange identique à celui de l'écoulement moyen stationnaire.

4. CONCLUSIONS

La présentation des différents résultats permet de conclure sur l'existence de conditions particulières de fréquence de pulsation favorisant les transferts thermiques en écoulements pulsés. Les points suivants peuvent en effet être soulignés:

- sur le plan expérimental—la mise en résonance acoustique du système conduit à des échanges locaux notablement accrus, jusqu'à 150%, compte tenu du choix d'une température de référence considérée ici égale à la température génératrice amont T_∞ ;
- l'évolution des gradients longitudinaux de la tempé-

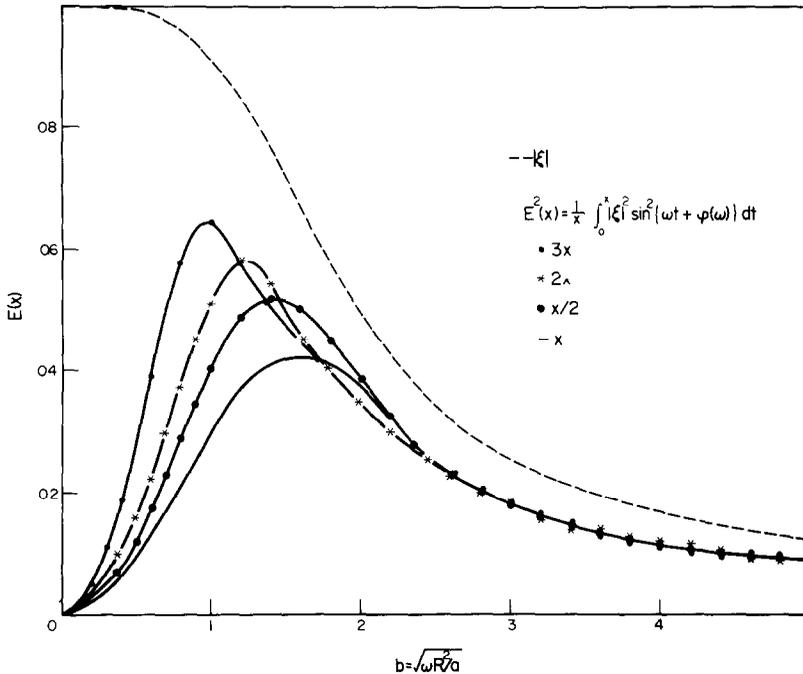


FIG. 7. Variation théorique du module du taux de transfert thermique et de l'efficacité $E(\chi)$ en fonction du paramètre de fréquence.

rature de paroi de la source (S) montre que cette température tend vers une valeur uniforme, particulièrement en les sections correspondant à des ventres de modulation de vitesse lors des deux modes de résonance. Ce phénomène reste cohérent avec la loi de comportement des nombres de Nusselt locaux. Ces deux résultats peuvent justifier l'hypothèse d'une modification importante des mécanismes de transfert sont la nature fine reste encore à préciser. L'analyse des causes de cette modification fait précisément l'objet de travaux en cours.

D'autre part, dans les domaines de nombres de Reynolds et de fréquences 'explorés' expérimentalement, la pulsation hors résonance du système n'apporte pas de contribution importante au transfert de chaleur entre la paroi et le fluide. Ceci confirme les travaux antérieurs; de plus, dans le cas du régime d'écoulement laminaire, l'analyse montre que les effets d'augmentation des transferts s'atténuent rapidement lorsque la fréquence croît ($b \sim 4$) conduisant à un régime d'échange équivalent à celui de l'écoulement moyen stationnaire.

Enfin, lorsque, à l'aide de l'analyse, on définit l'efficacité des transferts $E(\chi)$ par rapport au temps caractéristique du système fluide canalisation, $\chi = R^2/a$, il existe une fréquence basse, critique induisant un maximum de $E(\chi)$. Cette définition de l'efficacité permet donc d'indiquer l'existence d'un accord possible entre la fréquence de pulsation et une fréquence propre associée aux propriétés physiques et géométriques de l'installation.

Remerciements — Cette étude a été menée dans le cadre des contrats D.G.R.S.T. n°s 76-7-0580 et 79-7-0094.

BIBLIOGRAPHIE

1. Phénomènes thermiques et hydrauliques non stationnaires. Conférences C.E.A., E.D.F., Jouy en Josas, Proc. Eyrolles Editeur (1976).
2. T. W. Jackson et K. R. Purdy, Resonant pulsating flow and convective heat transfer. *J. Heat Transfer* **85**, 507-512 (1965).
3. D. O. Barnett et R. I. Vachon, An analysis of convective heat transfer for pulsating flow in a tube: F.C. 9.1, vol. V, 4th International Heat Transfer Conference, Versailles (1970).
4. B. N. Fedorov, Experimental study of the effect of acoustic oscillations on heat transfer in a gas flow. *Inz.-Fiz. Zh.* **32**, 61-67 (1977). Heat Transfer Soviet Research Translations UDC 536-244.
5. B. M. Galitseiskii, A. A. Nozdin, Yu. A. Ryshov et E. V. Yakush, Investigation of local heat transfer coefficients under conditions of the resonance oscillations of a gas in channels. *Inz. Fiz. Zh.* **31**, 197-201 (1976). Heat Transfer Soviet Research Translations UDC 536-242.
6. R. Creff, P. Andre et M. Plan, Détermination des coefficients de transferts thermiques locaux entre la paroi d'une conduite cylindrique et un écoulement d'air turbulent pulsé. *Trans. SCGM* **6**, 27-33 (1980-1981).
7. P. Andre et R. Creff, Heat transfer and associated turbulent processes in pulsed turbulent flows under conditions of acoustical resonance. *Symposium on Heat and Mass Transfer and the Structure of Turbulence*. Dubrovnik (Yugoslavia). Hemisphere, New York (1980).
8. S. Uchida, The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe, *Z. Angew. Math. Phys.* **7**, 403-422 (1956).
9. M. Faghri, K. Javdani et A. Faghri, Heat transfer with laminar pulsating flow in a pipe, *Lett. Heat Mass Transfer* **6**, 259-270 (1979).

**PARTICULAR CONDITIONS IN FREQUENCIES PROMOTING HEAT TRANSFERS
IN DUCTED PULSED FLOWS**

Abstract — Experimental results of heat transfer occurring between the wall of a circular duct of large diameter (100 mm) and a turbulent pulsed air flow are presented (mean Reynolds number: 15×10^5). They show a significant change of convective transfer mechanisms under condition of the acoustical resonance of the duct, leading to a noticeable increase (until 150%) of local heat transfer rates with respect to those obtained in non-pulsed or pulsed without resonance flows. A theoretical study has been attempted with the hypothesis of a laminar pulsed regime; it confirms that, without resonance condition, the pulsation does not change significantly heat transfer as soon as the frequency overtakes few cycles per second.

**BESONDERE BEDINGUNGEN BEI FREQUENZEN, DIE DEN
WÄRMEÜBERGANG IN PULSIERENDEN ROHRSTRÖMUNGEN FÖRDERN**

Zusammenfassung—Vorgelegt werden experimentelle Ergebnisse der Wärmeübertragung, die zwischen der Wand eines kreisförmigen Kanals großen Durchmessers (100 mm) und einem turbulent pulsierenden Luftstrom auftritt (mittlere Reynolds-Zahl: $15 \cdot 10^5$).

Sie zeigen eine signifikante Veränderung der konvektiven Wärmeübertragungsmechanismen bei akustischer Resonanz des Kanals, die zu einem erheblichen Ansteigen (bis 150%) des örtlichen Wärmeübergangs führt, bezogen auf die Werte bei nicht pulsierender oder pulsierender Strömung ohne Resonanz. Es wurde eine theoretische Studie mit der Hypothese eines laminar pulsierenden Strömungszustandes entwickelt; sie bestätigt, daß ohne Resonanz die Pulsation den Wärmeübergang nicht signifikant ändert, sobald die Frequenz nur einige Zyklen pro Sekunde überschreitet.

**ОСОБЫЕ УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЧАСТОТ, ИНТЕНСИФИЦИРУЮЩИХ
ПЕРЕНОС ТЕПЛА ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛЕ**

Аннотация — Представлены экспериментальные результаты по теплообмену между стенкой круглой трубы большого диаметра (100 мм) и турбулентным пульсирующим потоком воздуха (среднее число Рейнольдса $15 \cdot 10^5$). Результаты свидетельствуют о значительных изменениях в механизмах конвективного переноса в условиях акустического резонанса канала, приводящих к заметному увеличению (до 150%) локальной интенсивности теплообмена по сравнению с неппульсирующим потоком, или же с пульсирующим, но при отсутствии резонанса. Результаты теоретического исследования сопоставлены с гипотезой о ламинарном пульсирующем режиме. Сравнение подтверждает, что при отсутствии резонанса пульсация не оказывает существенного влияния на теплообмен, если частоты не превышают нескольких герц.