

## CONVECTION FORCEE AUTOUR DU CYLINDRE; SENSIBILITE AUX PULSATIONS DE L'ECOULEMENT EXTERNE

M. LÉBOUCHE et M. MARTIN

Institut National Polytechnique de Lorraine,  
Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée,  
B.P. 850-54011 Nancy Cedex, France

(Reçu le 20 Juillet 1974)

**Résumé**—On présente une étude expérimentale des configurations d'écoulement et du transfert de chaleur et de masse autour du cylindre, pour un écoulement incident permanent et pulsé.

On propose un modèle et on met en évidence des zones particulièrement instables du point de vue dynamique, à partir de mesures locales et instantanées du gradient pariétal de vitesse (module et signe).

L'effet des pulsations sur le transfert est examiné pour des fréquences de l'ordre de grandeur de celle de Strouhal et des taux allant jusqu'à 40 pour cent. Celui de la turbulence est mis en évidence. On montre que l'épaisseur de la zone de convection a une influence considérable sur l'effet de ces perturbations: turbulence à l'amont, pulsations dans le sillage tourbillonnaire. En particulier, les pulsations qui désorganisent le sillage et minimisent la recirculation ont un effet bénéfique beaucoup plus net sur le transfert thermique que sur le transfert massique.

### NOMENCLATURE

*A*, aire de l'électrode;  
*C*, concentration du réactif;  
*C<sub>0</sub>*, concentration loin de l'électrode;  
*D*, diamètre du cylindre;  
*d*, diamètre de l'électrode circulaire;  
 $\mathcal{D}$ , coefficient de diffusion du réactif;  
*f*, fréquence;  
*F*, fréquence de pulsation;  
*F<sub>st</sub>*,  $= 0,2 \frac{\overline{U_\infty}}{D}$ , fréquence de Strouhal;  
*g(f)*, fonction densité de puissance spectrale normée;  
*G(θ)*, gain relatif de transfert intégré;  
*K*,  $= \Phi/C_0 A$ ,  $\overline{K}$ ,  $k(t)$ , coefficient de transfert de masse, valeur moyenne temporelle, valeur fluctuante;  
*l, L*, dimensions de l'électrode rectangulaire suivant la directrice et la génératrice du cylindre;  
*S*,  $= \overline{S} + s(t)$ , gradient pariétal de vitesse;  
*S\**,  $\frac{SD}{2\overline{U_\infty}\sqrt{Re}}$ ;  
*S<sub>x</sub>* =  $S_\theta = \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0}$ , gradient pariétal de la composante curviligne de vitesse;  
*S<sub>z</sub>*,  $= \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)_{y=0}$ , gradient pariétal de la composante transversale de vitesse;  
*t*, temps;

*Tu*,  $= \sqrt{(u_\infty^2)/\overline{U_\infty}}$ , intensité de turbulence de l'écoulement incident;  
*U*,  $= \overline{U} + u(t)$ , *V, W*, composantes du vecteur vitesse *V* suivant les axes *Ox, Oy, Oz*;  
*U<sub>∞</sub>*, vitesse de l'écoulement incident permanent;  
 $\tilde{U}_\infty$ ,  $= \overline{U}_\infty(1 + (\sqrt{2})\tau \sin 2\pi Ft)$ , vitesse de l'écoulement incident pulsé;  
*x, y, z*, coordonnées: curviligne, normale à la paroi, transversale.

Nombres adimensionnels (longueur, vitesse caractéristiques: *D, U<sub>∞</sub>*)

*Nu*, nombre de Nusselt;  
*Pr*, nombre de Prandtl;  
*Re*, nombre de Reynolds;  
*Sc*, nombre de Schmidt;  
*Sh*, nombre de Sherwood.

Lettres grecques

$\Gamma$ , fonction gamma;  
 $\delta$ , épaisseur de la couche limite hydrodynamique;  
 $\Delta$ , épaisseur de la couche limite thermique ou massique;  
 $\Phi$ , flux de matière à l'électrode de mesure;  
 $\theta$ ,  $= \frac{2x}{D}$ , abscisse angulaire;  
 $\nu$ , viscosité cinématique;  
 $\tau$ , taux de pulsation.

Indices supérieurs

$\bar{\quad}$ , moyenne temporelle;  
 $\sim$ , relatif à un écoulement incident pulsé.

## INTRODUCTION

ON PRÉSENTE une synthèse des travaux qui ont été effectués au Laboratoire en vue de mieux comprendre les mécanismes de convection autour du cylindre et plus particulièrement dans le cas où celui-ci est placé dans un écoulement pulsatoire.

L'intérêt de ces recherches apparaît clairement quand on a pour premier objectif l'accroissement du transfert thermique ou massique entre le fluide en mouvement et la paroi.

Le cylindre a été choisi en raison de son importance industrielle évidente mais également parce qu'il présente: une zone où la convection se fait en régime de couche limite laminaire (face amont) et une zone de sillage instable après décollement de la couche limite. Les travaux de Martin, qui concernent le transfert thermique dans l'air, ont montré que les pulsations de l'écoulement incident ont un effet bénéfique sur la convection dans les zones dynamiquement instables: zone de décollement et sillage du cylindre. La face amont du cylindre est peu sensible à ces pulsations; en revanche, on sait que des perturbations de petite échelle, comme la turbulence incidente, ont une action bénéfique sur le transfert.

Pour expliquer les mécanismes d'action des pulsations, une étude des configurations d'écoulement autour du cylindre a été entreprise par Stocchi. A la lumière des résultats obtenus, on a pu mettre en évidence deux types d'actions:

(i) Les pulsations affectent les zones dynamiquement instables en écoulement permanent qui évoluent alors vers une structure turbulente plus marquée.

(ii) Les pulsations élargissent, pour certaines fréquences, les zones d'instabilité (entrée en turbulence précoce de la couche limite amont).

On se propose de donner ici une description plus fine des mécanismes et en particulier:

(i) D'élaborer, grâce aux progrès récents accomplis au Laboratoire dans la mesure du gradient pariétal de vitesse, un modèle de sillage plus complet en écoulement permanent.

(ii) De mieux localiser les zones de sillage qui sont les plus réceptives à l'action dynamique des pulsations et contribuer le plus au gain de transfert observé.

(iii) De préciser l'influence de l'épaisseur des zones de convection sur le transfert et sur sa sensibilité aux pulsations. Pour ce faire, une étude du transfert de masse en phase liquide est développée et comparée aux mesures aérothermiques effectuées dans des conditions expérimentales analogues.

## 1. PRINCIPE DES MESURES POLAROGRAPHIQUES

Cette méthode de mesure [1, 2], dont l'utilisation devient classique, repose sur la réduction électrochimique d'un réactif en solution, en général ionique, dans des conditions particulières:

(a) L'une des électrodes, de très petites dimensions et insérée dans la paroi du modèle, est portée à un potentiel tel que la réaction de réduction soit très rapide. La concentration du réactif est nulle sur la surface de cette électrode et égale à  $C_0$  loin de celle-ci.

(b) La contre-électrode, de grande dimension, assure la continuité du circuit électrique sans jamais affecter la vitesse de réaction à l'électrode de mesure.

(c) Un électrolyte support, qui ne peut pas réagir aux électrodes dans les conditions de potentiel imposées, neutralise le champ électrique au sein de la solution et rend négligeable la contribution de la migration au déplacement du réactif.

Dans ces conditions, la quantité de réactif réduite à l'électrode de mesure ne dépend que des possibilités d'apport par diffusion ou convection et l'équation du bilan sur celui-ci s'identifie avec l'équation classique de la convection thermique pour un fluide en évolution isovolume, en l'absence de dissipation visqueuse.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \mathbf{Grad} C = \mathcal{D} \Delta C. \quad (1)$$

Les conditions aux limites sont parfaitement définies:

$$\begin{aligned} C &= C_0 && \text{loin de l'électrode} \\ C &= 0 && \text{sur l'électrode} \\ \frac{\partial C}{\partial y} &= 0 && \text{sur la paroi inerte du modèle.} \end{aligned} \quad (2)$$

Le flux de réactif à l'électrode est:

$$\Phi = \iint_A -\mathcal{D} \left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0} dA. \quad (3)$$

Il est fonction du champ des vitesses au voisinage de l'électrode et proportionnel à  $C_0$ . Il en résulte un courant électrique d'intensité  $I$  dans le circuit extérieur, directement accessible à la mesure:

$$I = n \mathcal{F} \Phi \quad (4)$$

$\mathcal{F}$ , nombre de Faraday;  $n$ , nombre d'électrons mis en jeu.

## 1.1. Application à la mesure du gradient pariétal de vitesse

Dans les conditions expérimentales habituelles: micro-électrodes insérées dans la paroi d'un cylindre inerte, nombre de Schmidt  $Sc = \nu/\mathcal{D}$  très grand (supérieur à 1000), le champ de convection est localisé au voisinage immédiat de l'électrode, dans une zone où prédominent les forces de viscosité. Il en résulte la possibilité d'effectuer des mesures locales et d'utiliser une forme simplifiée du champ des vitesses:

$$U = S_x y; \quad W = S_z y. \quad (5)$$

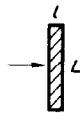
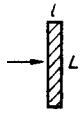
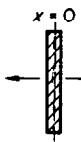
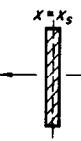
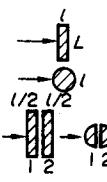
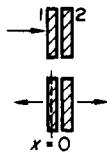
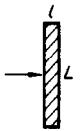
On déduit de l'équation de continuité:

$$V = -\frac{y^2}{2} \left( \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_z}{\partial z} \right).$$

A partir des équations (1) à (5), il est possible de trouver une relation entre la valeur du flux massique à l'électrode et celle du gradient pariétal de vitesse. Suivant les conditions expérimentales, en particulier la nature de l'écoulement et les formes des électrodes, on pourra définir les fonctions de transfert:

$$K = \frac{\Phi}{C_0 A} = f(S_x, S_z).$$

Tableau 1

Auteurs	Fonctions	Electrode	Hypotheses
Mitchell et Hanratty	$\bar{K} = \frac{3/2}{\Gamma(4/3) \cdot 9^{1/3}} \left[ \frac{\varrho^2  \bar{S}_x }{l} \right]^{1/3} = 0,807 \left[ \frac{\varrho^2  \bar{S}_x }{l} \right]^{1/3} \quad (6)$		$V = W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$ $\frac{Sl^2}{\varrho} > 5000$
	$\bar{K} = 0,807 \left[ \frac{\varrho^2  \bar{S}_x }{l} \right]^{1/3} \left[ 1 - \frac{1}{144} \left( \frac{S_x l}{\bar{S}_x} \right)^2 \right] \quad (7)$		$W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$ $S_x \propto x$ sur l'électrode
Lebouché	$\bar{K} = \frac{1}{\Gamma(4/3)} \left[ \frac{ S'(0)  \varrho^2}{6} \right]^{1/3}$ Point d'arrêt sur l'électrode		$W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$ $S_x = S'(0)x$
	$\bar{K} = \frac{1}{\Gamma(4/3)} \left[ \frac{\varrho^2  S'(x_s) }{6} \right]^{1/3}$ Point de décollement sur l'électrode (cylindre)		$W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$ $S_x = S'_s(x_s - x)$
Py et Gosse	$\bar{K} = 0,807 \left[ \frac{\varrho^2  \bar{S}_x }{l} \right]^{1/3} \quad (10)$		$W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$
	$\bar{K} = 0,807 \left[ \frac{\varrho^2  S }{l} \right]^{1/3} \quad (11)$		$S_x = Cte$
	$\bar{K}_1 - \bar{K}_2 = 0,344 \left[ \frac{\varrho^2 S_x}{l} \right]^{1/3} \quad (12)$		
Lebouché	$\bar{K}_1 - \bar{K}_2 = 0,807 a \left[ \frac{S_x \varrho^2}{l} \right]^{1/3} [1 - b]$ $a = 2^{4/3} - 2; \quad b = 0,403 \frac{S_x l}{\bar{S}_x}$ $\bar{K}_1 - \bar{K}_2 \equiv 0$ Point d'arrêt sur l'électrode		$W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $S_x \propto x$ sur l'électrode $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$
Mitchell et Hanratty	$\frac{\bar{k}^2}{\bar{K}^2} = \frac{1}{2} \frac{\bar{s}_x^2}{\bar{S}_x^2}$ Solution quasi-stationnaire (14) $\frac{\bar{k}^2(f)}{\bar{K}^2} = \frac{1}{2} \frac{\bar{s}_x^2(f)}{ \bar{S}_x ^2} \left[ \frac{1}{1 + 0,06 \left[ 2\pi f / \left[ \frac{ \bar{S}_x ^2 \varrho}{l^2} \right]^{1/3} \right]^2} \right]$		$V = W = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z} = 0$ $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$ premier ordre

On va seulement rappeler celles qui concernent le cas d'un champ des vitesses bidimensionnel ( $W = 0$ ). Elles sont rassemblées dans le Tableau 1.

Pour les valeurs moyennes temporelles: Mitchell et Hanratty [3] ont proposé une solution formelle du bilan (1) avec (5) dans le cas d'un écoulement établi ( $V = 0$ ) et sous les hypothèses consignées dans le Tableau 1. Cette solution est utilisable en dehors des zones d'arrêt et de décollement du cylindre.

Lebouché [4], tenant compte de la composante

$$V = -\frac{dS_x}{dx} \frac{y^2}{2},$$

a calculé formellement la correction qui doit être faite lorsque  $S_x$  varie linéairement sur la micro-électrode, la valeur  $S_x$  étant prise sur l'axe médiateur de cette électrode rectangulaire. On peut alors traiter le cas du point d'arrêt amont, et même celui du point de décollement en utilisant un modèle bidimensionnel simplifié, acceptable pour le cylindre.

Py et Gosse [5] ont tenu compte des trois termes de diffusion et du seul terme de convection  $U(\partial C/\partial x)$ . Ils ont trouvé par voie numérique des résultats identiques à ceux de Hanratty pour  $10^3 < S_x l^2/\varrho < 10^7$ . Ils ont montré que la fonction de transfert est applicable à l'électrode circulaire de diamètre  $l$ . Ces auteurs ont

proposé l'utilisation en mode différentiel d'électrodes doubles séparées par une mince bande inerte. De telles électrodes sont sensibles au sens et à la direction de l'écoulement pariétal [6]. Elles sont très sensibles aux effets du second ordre et en particulier aux variations spatiale de  $S_x$ . Lebouché [4] a calculé les corrections qui s'imposent, lorsque  $S_x$  évolue linéairement sur l'électrode. Dans ces conditions, il faut remarquer que le courant différentiel reste nul tant que le point d'arrêt amont reste sur l'électrode double. Dans la zone de décollement, la fonction de transfert est complexe mais  $\overline{K_1 - K_2}$  change de signe au passage du point de décollement.

Pour les valeurs fluctuantes du premier ordre, Mitchell et Hanratty [3] ont calculé formellement la solution quasi stationnaire, valable aux très faibles fréquences. On en déduit la relation (14) entre les valeurs quadratiques moyennes. Pour des fréquences pas trop élevées, ces auteurs ont également proposé une correction [équation (15)] qui tient compte de l'amortissement dû à l'inertie de la couche limite massique. Cette correction ne peut être raisonnablement appliquée que sur la face amont du cylindre. En dehors de cette zone, on se contente d'une estimation de  $\bar{s}^2$  à l'aide de la solution quasi stationnaire.

## 1.2. Application à l'étude de la convection massique

On considère maintenant le cas où l'électrode de mesure est insérée dans la paroi du cylindre qui participe à la réaction électrochimique dans des conditions identiques ( $C = 0$  sur tout le cylindre), mais est électriquement isolée de celui-ci. Dans ces conditions, l'intensité du courant de réduction à la micro-électrode permet une mesure directe de la valeur locale et instantanée du coefficient de transfert par convection entre l'écoulement qui contient le réactif en concentration  $C_0$  et le cylindre qui maintient la concentration de ce réactif à une valeur nulle à sa surface. Un circuit parallèle permet la mesure de la valeur instantanée du flux massique global.

## 2. DISPOSITIONS EXPERIMENTALES

### 2.1. Mesures hydrodynamiques et massiques

La veine d'expérience de section carrée ( $85 \times 85$  mm) est reliée par un convergent (rapport de contraction 1/10) à une chambre amont de tranquillisation. Le niveau de turbulence naturelle est ainsi maintenu à une valeur inférieure ou égale à 0,8 pour cent pour des vitesses d'écoulement comprises entre 30 et 150 cm/s. Elle est séparée de la chambre aval par un dispositif pulsateur, piston alternatif mû par un arbre à came. Cet arbre est entraîné par un moteur à vitesse variable qui permet de régler la fréquence de pulsation  $F$  de façon continue entre 5 et 20 Hz. Il est fixé sur un chariot dont le déplacement permet de faire varier continûment le taux des pulsations de 0 à 36 pour cent. La fréquence  $F$  et la vitesse de l'écoulement ont une incidence sur le taux de pulsation. Les cylindres de mesure, d'axe perpendiculaire à l'écoulement et de diamètre  $d = 10$  mm, sont placés juste en aval du convergent. La gamme des nombres de Reynolds est comprise entre

3000 et 20 000. Les éléments au contact du liquide sont réalisés en matériaux chimiquement inertes et isolants électriques. Le détail du canal est exposé dans la thèse de Stocchi [7].

Deux cylindres ont été utilisés. Le premier inerte (polyméthacrylate de méthyle "plexiglass") porte des électrodes en platine:

(a) circulaires;  $d_0 = 0,3$  mm, angle au centre intercepté sur la directrice  $\theta_e = 3,4^\circ$

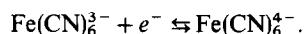
(b) rectangulaires simples;  $L = 1$  mm sur la génératrice;  $l = 0,1$  mm;  $\theta_e = 1,15^\circ$

(c) rectangulaires doubles séparées par une feuille de mylard collée de  $8 \mu\text{m}$ ;  $L = 1$  mm;  $l = 2 \times 0,1$  mm soit  $\theta_e = 2,3^\circ$ .

Après insertion et collage des électrodes, le cylindre est soigneusement poli et dégraissé. Il n'est utilisé que pour les mesures de gradient de vitesse.

Un second cylindre permet des mesures des deux types, gradient de vitesse et flux massique local. Il comprend une zone principale en platine, bordée par deux anneaux de garde du même métal, qui porte deux électrodes circulaires l'une de diamètre 0,5 mm ( $\theta_e = 5,7^\circ$ ), l'autre de diamètre 0,3 mm ( $\theta_e = 3,4^\circ$ ). Dans les deux cas, l'anneau isolant qui entoure l'électrode est en résine epoxy et a une largeur de 0,15 mm. La position angulaire des électrodes sur les cylindres peut être repérée à  $\pm 1^\circ$  près.

Le réactif est une solution aqueuse de ferri et ferrocyanure de potassium équimolaire ( $C_0 \approx 10^{-6}$  mole/cm<sup>3</sup>) à laquelle est ajoutée une large excès de chlorure de potassium comme électrolyte support (concentration:  $2 \cdot 10^{-4}$  mole/cm<sup>3</sup>). Dans les conditions de potentiel imposées, la réaction mise en jeu est donc:



Globalement, on a réduction de  $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$  à l'électrode de mesure et oxydation de  $\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$  à la contre-électrode.

Le nombre de Schmidt du réactif,  $Sc = \nu/\mathcal{D}$  est voisin de 1000.

Le circuit de mesure utilisé est analogue à celui décrit par Stocchi [7]. La polarisation des électrodes est assurée par une alimentation stabilisée en tension. Un amplificateur opérationnel permet de transformer le courant d'électrolyse en tension de niveau convenable. Ce signal est alors traité de diverses façons: traitement analogique en temps réel; traitement sur voltmètre numérique calculateur; échantillonnage, numérisation, stockage et traitement différé, à l'aide d'un ordinateur IBM 1800. Ce moyen a été utilisé pour le calcul des spectres de densité de puissance des fluctuations du signal. La méthode de calcul, mise au point par Duhamel [8], repose sur la transformation rapide de Fourier du signal numérisé. Il est adjoint à la transformation l'application d'une fonction de transfert qui permet de tenir compte de l'amortissement dû à l'inertie de la couche limite massique.

### 2.2. Mesures aérothermiques

La soufflerie utilisée pour les expérimentations, décrite dans la thèse de Martin [9], est du type Eiffel.

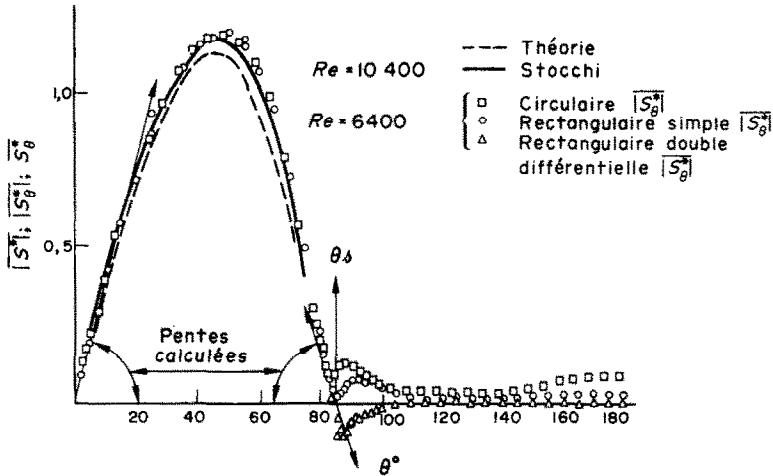


FIG. 1. Gradient pariétal de vitesse.

Elle comprend successivement un collecteur d'aspiration, une veine d'expérience de 400 x 400 mm de section, un redresseur, un dispositif pulsateur à pales réglables entraîné par un moteur à vitesse variable, un "caisson tampon" destiné à rendre plus régulier le fonctionnement du groupe moto-ventilateur placé en aval.

La vitesse moyenne désirée dans la veine est obtenue par réglage continu du débit du ventilateur principal et les modulations de vitesse sont générées par le système pulsateur. Le dispositif est conçu de telle sorte que l'on puisse agir séparément sur la fréquence et sur l'amplitude des pulsations de vitesse; pour cela on dispose de deux paramètres: vitesse de rotation et largeur des pales du pulsateur. Le domaine de fréquence que l'on peut explorer va de  $F = 7 \text{ Hz}$  à  $F = 60 \text{ Hz}$  avec possibilité de réglage continu; l'amplitude, définie par le taux de pulsation  $\tau$ , varie de 0 à 35 pour cent. Le nombre de Reynolds peut varier de 15 000 à 50 000 en permanent et de 10 000 à 40 000 en pulsé.

Les expériences ont été effectuées avec des cylindres d'axe perpendiculaire à la direction de l'écoulement et de diamètre  $D = 45 \text{ mm}$ . L'élément de mesure est constitué d'un secteur de cylindre découpé suivant deux génératrices et claveté sur le corps principal par deux tiges thermiquement isolantes. Il intercepte un angle au centre  $\theta_0 = 20^\circ$ . L'énergie transférée par convection à la surface de l'élément de mesure est obtenue par un bilan thermique, moyenné dans le temps, sur la résistance chauffante noyée dans l'élément de mesure. Des organes de garde et de compensation sont destinés à minimiser les pertes par conduction vers l'intérieur du cylindre; les pertes par rayonnement donnent lieu à une correction.

3. CONFIGURATION DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR DU CYLINDRE

Les mesures du gradient pariétal de vitesse  $S$  et de sa composante circonférentielle  $S_\theta$  permettent de connaître la structure des zones proches de la paroi du cylindre et de donner des précisions nouvelles sur la configuration de l'écoulement.

Les valeurs moyennes réduites de telles mesures, obtenues avec différents types d'électrode pour un nombre de Reynolds  $Re = 6400$  et une intensité de turbulence incidente  $Tu = 0,8$  pour cent sont présentées sur la Fig. 1.

Sur la face amont du cylindre

En dehors des zones d'arrêt et de décollement, les valeurs obtenues avec une électrode circulaire (sensible à  $|S|$ ) et rectangulaire (sensible à  $|S_\theta|$ ) sont très voisines. On ne décèle pas de composante transversale du gradient de vitesse à l'échelle des électrodes. Ces valeurs sont proches de celles expérimentales de Stocchi et de celles calculées dans l'hypothèse d'un régime de couche limite laminaire bidimensionnelle à partir de l'écoulement potentiel réel, déduit des mesures de pression pariétale. On observe une évolution linéaire de  $|S_\theta|$  dans la zone proche du point d'arrêt,  $2^\circ < \theta < 15^\circ$ . Par extrapolation pour  $\theta = 0^\circ$ , on obtient  $S_\theta(0) = 0$ . La pente à l'origine a été déduite du flux à l'électrode placée au point d'arrêt géométrique à l'aide de la relation (8). On voit que la droite qui s'en déduit est conforme à l'évolution des valeurs expérimentales de  $|S_\theta|$ .

La position  $\theta_s$  du point de décollement a été déterminée avec une sonde rectangulaire simple (minimum de flux) et double (changement de signe du flux différentiel).  $\theta_s = 85^\circ \pm 1^\circ$  pour  $Re = 6400$ . La pente au point de décollement a également été déduite du flux à l'électrode placée en ce point à l'aide de l'équation (9). Le résultat est encore satisfaisant.

Le spectre de densité de puissance des fluctuations  $s_\theta$  est représenté sur la Fig. 2 pour une abscisse angulaire  $\theta = 25^\circ$ . On constate qu'il est essentiellement centré sur la fréquence naturelle de Strouhal  $F_{st} = 0,21 \bar{U}_\infty / D$ . L'évolution du taux  $\tau_s$  de ces fluctuations est tracée sur la Fig. 3. Les  $D$  valeurs obtenues pour diverses électrodes sont identiques sauf dans la zone d'arrêt. On est conduit à penser que ces fluctuations sont liées au déplacement périodique du point d'arrêt amont qui balaye un angle au centre  $\theta_0$  à la fréquence de Strouhal. En effet, on constate que lorsque le point d'arrêt reste

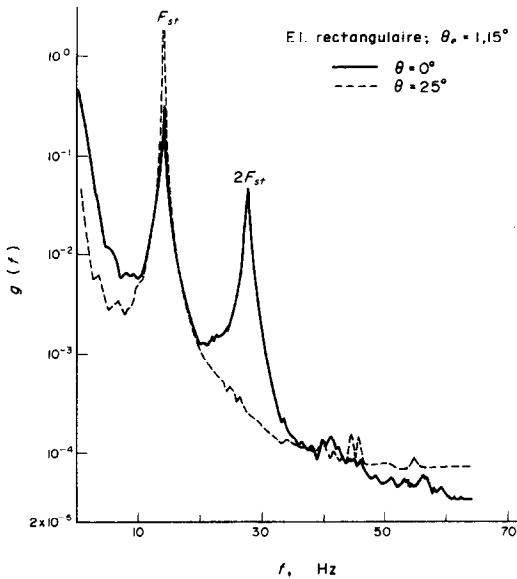


FIG. 2. Spectres des fluctuations du gradient pariétal de vitesse (face amont).

en permanence sur l'électrode on n'enregistre pratiquement pas de fluctuations. Leur niveau ne devient sensible que lorsque ce point peut quitter l'électrode. Lorsque l'électrode n'est plus touchée par le point d'arrêt

$$\left( \theta > \frac{\theta_g + \theta_e}{2} \right),$$

et que l'hypothèse d'une évolution linéaire du gradient près de cette électrode peut être faite, le taux de fluctuations est donné par

$$\tau_s = \frac{\sqrt{s^2}}{|S|} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{|S_g^r|}{|S_g|} \theta_g$$

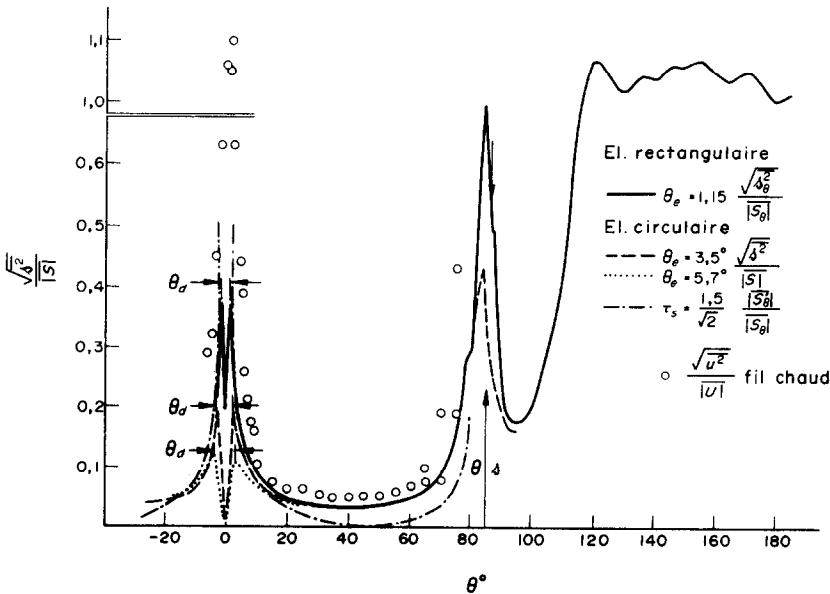


FIG. 3. Taux des fluctuations du gradient pariétal de vitesse.

et croît comme  $1/\theta$  lorsque  $\theta \rightarrow (\theta_g + \theta_e)/2$  par valeurs supérieures. Cette allure hyperbolique est bien observée expérimentalement. Le maximum observé pour

$$\theta = \frac{\theta_g}{2} \neq \frac{\theta_e + \theta_g}{2}$$

permet une évaluation de la valeur de  $\theta_g$ :  $1,5^\circ < \theta_g < 2^\circ$ . Pour une électrode de très petite taille ( $\theta_e = 1,15^\circ$ ) placée au point d'arrêt géométrique, les fluctuations sont importantes et l'analyse spectrale montre, outre le pic  $F_{st}$ , un pic  $2F_{st}$  qui traduit le passage du point d'arrêt de part et d'autre de l'électrode (Fig. 2). On est dans le cas où  $\theta_g > \theta_e$ . Par contre le maximum est plus marqué. Reportant la valeur  $\theta_g = 1,5^\circ$  obtenue dans ce cas dans l'expression de  $\tau_s$ , on obtient une évolution voisine des résultats expérimentaux pour  $\theta < 15^\circ$ . On devrait obtenir un taux de fluctuation nul pour  $\theta = 48^\circ$  où le gradient de vitesse passe par un maximum; or ce n'est pas le cas. On doit donc envisager que, outre un changement de direction périodique de l'écoulement potentiel (qui provoque le déplacement du point d'arrêt), la croissance et le décrochement alterné des tourbillons à l'aval créent une légère modulation de cet écoulement sur les flancs du cylindre, probablement par effet bouchon. Il n'en demeure pas moins qu'on a affaire à une couche limite laminaire stable qui "glisse" alternativement avec une très faible amplitude.

L'évolution linéaire du gradient pariétal de vitesse entre  $2$  et  $15^\circ$  est un fait expérimental. Plus près du point d'arrêt, ce n'est plus qu'une hypothèse qui permet une interprétation logique des résultats, mais peut paraître simpliste. Les conclusions concernant le comportement du point d'arrêt pourraient alors être remises en cause, surtout du point de vue quantitatif. Très récemment on a donc procédé à des mesures de vitesse dans l'air, à l'aide d'un fil chaud, au sein même de la couche limite ( $2y/D \sqrt{(Re/2)} = 0,89$ ). Les résultats,

Tableau 2

Abscisse angulaire $\theta^\circ$	0°	84°	85°86°	105° 110°	110° 115°	125°	155° 160°	180°
Sens de l'écoulement moyen	Direct (+)		Inverse (-)			Direct (+)		Inverse (-) faiblement
Sens au cours d'un cycle	Toujours +	+	Toujours -	+	-	+		+
Zone	Face amont	Point de décollement	Tourbillon primaire	Zone dite "herniaire"		Hernie		Tourbillon principal

Zone dite "herniaire"

reportés sur la figure 3, confirment les précédents. En particulier, au point d'arrêt géométrique, la valeur expérimentale du rapport  $[\sqrt{(u^2)}]/|U|$  est très proche de la valeur théorique 1,114 résultant des hypothèses précédentes (évolution linéaire en  $\theta$  de la vitesse; oscillation périodique du point d'arrêt).

Sur la face aval du cylindre

L'interprétation des mesures à l'aide des fonctions de transfert classiques est plus problématique, compte-tenu des faibles valeurs de  $S$ , de la possibilité de changement de sens de l'écoulement pariétal au cours du temps, et de la structure tridimensionnelle. Elle conduit à une certaine dispersion des résultats suivant le type d'électrode utilisé, comme on peut le constater sur la Fig. 1. L'écart entre les valeurs obtenues avec des électrodes circulaire et rectangulaire doit être attribué à l'existence d'une composante transversale du gradient pariétal de vitesse. Par contre, il n'est pas possible de justifier l'écart avec les mesures différentielles (presque nulles pour  $\theta > 110^\circ$ ). Celui-ci ne peut être attribué ni au flux diffusif très faible, ni à des oscillations du gradient de vitesse autour d'une valeur moyenne nulle car la moyenne de la valeur absolue des mesures différentielles est également presque nulle. Il est donc prudent de considérer les résultats actuels comme qualitatifs au-delà du point de décollement et de conclure simplement que le gradient pariétal  $S$  reste faible pour  $\theta > 100^\circ$ .

On s'est plus intéressé au signe de la composante  $S_\theta$  de ce gradient, c'est-à-dire au sens de l'écoulement pariétal obtenu à l'aide de l'électrode double différentielle. Le changement de sens éventuel de l'écoulement est détecté par comparaison des moyennes temporelles du signal différentiel et de sa valeur absolue. Les résultats sont résumés sur le Tableau 2. Ils permettent de compléter le modèle classique de sillage comprenant un tourbillon principal qui croît et se décroche, alternativement sur chaque flanc, à la fréquence de Strouhal (Fig. 4).

Juste en aval du point de décollement on retrouve le tourbillon primaire stable (écoulement pariétal inverse en moyenne entre  $85^\circ$  et  $110-115^\circ$ ) visualisé par Son et Hanratty [10]. Toutefois ce tourbillon change de dimension au cours d'un cycle d'évolution du sillage:

(i) à l'amont le point de décollement se déplace d'environ deux degrés

(ii) à l'aval le changement de sens de l'écoulement au cours du cycle à partir de  $105-110^\circ$ , dans une zone où le gradient pariétal de vitesse est d'ailleurs très faible, indique une captation de la queue du tourbillon vers l'aval.

Dans la phase de croissance du tourbillon principal (accélération de l'écoulement), il se forme une hernie entre ce tourbillon et le tourbillon primaire stable. Le changement de sens de l'écoulement entre  $180^\circ$  et  $125^\circ$  est lié à la croissance du tourbillon principal qui ferme cette hernie. Celle-ci se résorbe lorsque le tourbillon

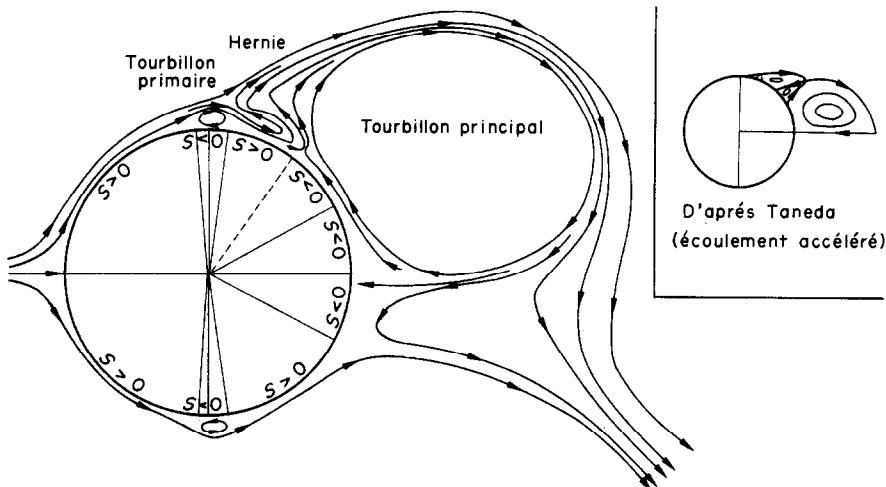


FIG. 4. Modèle d'écoulement autour d'un cylindre.

principal se décroche, pour donner un écoulement direct jusqu'au voisinage du point d'arrêt aval pendant la phase de croissance du tourbillon principal sur l'autre flanc du cylindre. Ce modèle est à rapprocher des observations faites par Taneda [11] pour un écoulement accéléré.

L'analyse spectrale des fluctuations du gradient pariétal de vitesse apporte des informations complémentaires. Les spectres sont représentés sur la Fig. 5. L'élément de mesure est une électrode simple, sensible à la valeur absolue du gradient pariétal de vitesse.

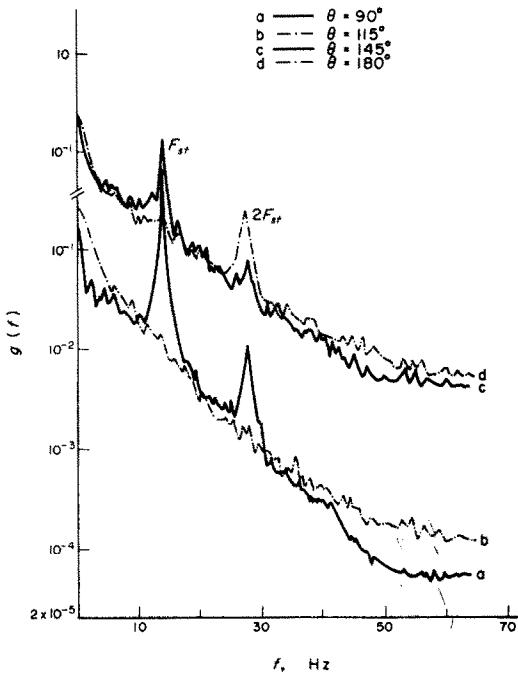


FIG. 5. Spectres des fluctuations du gradient pariétal de vitesse (face aval).

(a) Dans le corps du tourbillon primaire ( $\theta = 90^\circ$ ), la fréquence de Strouhal est très marquée et l'harmonique 1 est perceptible (courbe a).

(b) Par contre, dans la zone à faible gradient pariétal de vitesse qui sépare le corps du tourbillon primaire de la hernie, seules subsistent les fluctuations turbulentes. La paroi du cylindre est protégée des perturbations périodiques dues au décrochement et le changement de signe de l'écoulement pariétal est incohérent (courbe b).

(c) Plus en aval ( $\theta = 145^\circ$ ), où la paroi peut être en contact du tourbillon principal, on retrouve la fréquence  $F_{st}$  et son premier harmonique noyés dans la turbulence (courbe c).

Une remarque doit être faite à propos des analyses spectrales sur la face aval du cylindre. Si les fluctuations de flux massique à l'électrode reflètent effectivement les fluctuations de la valeur absolue de  $S_\theta$ , une réserve doit être faite sur la valeur quantitative des fonctions de transfert utilisées. C'est pourquoi les commentaires concernent uniquement l'aspect cohérent ou incohérent du signal.

Ces résultats sont confirmés par ceux de Boulos et Pei [12] quant à la périodicité de la température locale instantanée d'un cylindre émettant un flux constant de chaleur dans un écoulement d'air. Ces auteurs, ne disposant pas d'un moyen de détecter le sens de l'écoulement pariétal, ont proposé la division du sillage en deux zones, une de tourbillons secondaires ( $85^\circ < \theta < 130-150^\circ$ ) et celle du tourbillon principal ( $130-150^\circ < \theta < 180^\circ$ ).

La présente étude permet de mettre en évidence plusieurs zones particulièrement instables du point de vue dynamique: la frontière entre le corps du tourbillon primaire et la hernie; la région entre la hernie et le tourbillon principal; la zone aval léchée par le tourbillon principal.

#### 4. CONVECTION THERMIQUE ET MASSIQUE

L'ensemble des résultats expérimentaux concerne les valeurs locales du flux thermique ou massique. Pour la convection massique, on a représenté les évolutions du rapport  $\overline{Sg}_\theta / Sh_0$  en fonction de l'abscisse angulaire  $\theta$ .  $\overline{Sg}_\theta$  est la valeur locale expérimentale du nombre de Sherwood et  $Sh_0$  sa valeur théorique au point d'arrêt amont calculée pour l'écoulement incident permanent de même vitesse moyenne dont l'intensité de turbulence est nulle. Lorsque le nombre de Schmidt est suffisamment élevé (cas du transfert de masse dans l'eau):

$$Sh_0 = 1,26 Sc^{1/3} Re^{1/2}.$$

En thermique, on considère le rapport  $\overline{Nu}_\theta / Nu_0$ , où  $Nu_0$  est donné par la relation:

$$Nu_0 = 1,09 Pr^{0,37} Re^{1/2}$$

lorsque le nombre de Prandtl reste modéré [20].

##### 4.1. Écoulement incident permanent

Les résultats sont représentés sur la Fig. 6.

Sur la face amont du cylindre et exception faite de la zone d'arrêt, les évolutions sont semblables et restent inchangées lorsque le nombre de Reynolds varie. Compte tenu du mode de réduction adopté, on en déduit qu'en tout point  $\overline{Sg}_\theta$  et  $\overline{Nu}_\theta$  sont bien proportionnels à  $Re^{1/2}$ . Il apparaît toutefois que les valeurs sont supérieures à celles qui peuvent être calculées dans l'hypothèse d'un régime de couche limite laminaire bidimensionnelle. Ce résultat expérimental, attribué à la turbulence de l'écoulement incident, est plus marqué pour le transfert de masse que pour le transfert de chaleur.

L'évolution du nombre de Sherwood montre une singularité dans la zone d'arrêt. Pour  $\theta < 10^\circ$ , ce nombre décroît rapidement lorsqu'on s'approche du point d'arrêt géométrique et, en ce point, il est peu différent de la valeur théorique. Des essais ont été faits avec deux électrodes de tailles différentes ( $\theta_e = 3,5^\circ$  et  $\theta_e = 5,8^\circ$ ), pour voir l'influence de la bande isolante qui sépare l'électrode de mesure du reste du cylindre. Au point d'arrêt géométrique et pour  $\theta > 10^\circ$ , la valeur du nombre de Sherwood est identique pour les deux électrodes. L'effet de la zone isolante ne peut être mis en évidence que lorsque le point d'arrêt se trouve sur

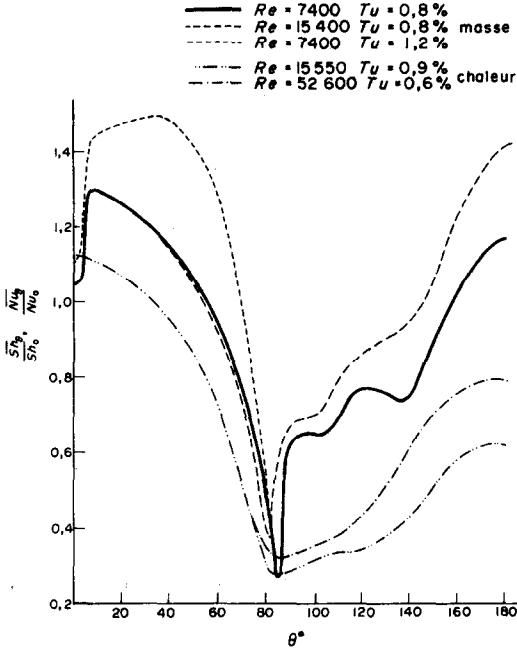


FIG. 6.

type Taylor–Goertler orientés dans la direction des lignes de courant externes apparaissent dans cette couche limite en présence de turbulence comme l'indiquent les schémas simplifiés de la Fig. 7; selon Kayalar, ils ne sont pleinement organisés que pour  $Tu > 1$  pour cent mais se manifestent en deçà de ce niveau de turbulence. Dans la zone d'arrêt, ces tourbillons n'existent qu'à une certaine distance de la paroi du cylindre. D'ailleurs dans les expériences d'ablation, les rides qui matérialisent l'effet sur le transfert de la présence des tourbillons n'apparaissent qu'à une certaine distance du point d'arrêt. Dans cette zone, on conçoit qu'ils puissent perturber la couche limite de convection lorsque l'épaisseur  $\Delta$  de celle-ci est du même ordre de grandeur que celle  $\delta$  de la couche limite hydrodynamique ( $Pr$  ou  $Sc$  de l'ordre de 1) et favoriser ainsi le transfert. En revanche, ils n'ont que peu d'effet sur le transfert massique dans l'eau, puisque la couche limite de convection est alors très mince ( $\Delta/\delta \approx 0,10$  si  $Sc \approx 1000$ ).

Les mesures effectuées pour un niveau de turbulence voisin de 1,2 pour cent montrent un accroissement de transfert peu important dans la zone d'arrêt et beau-

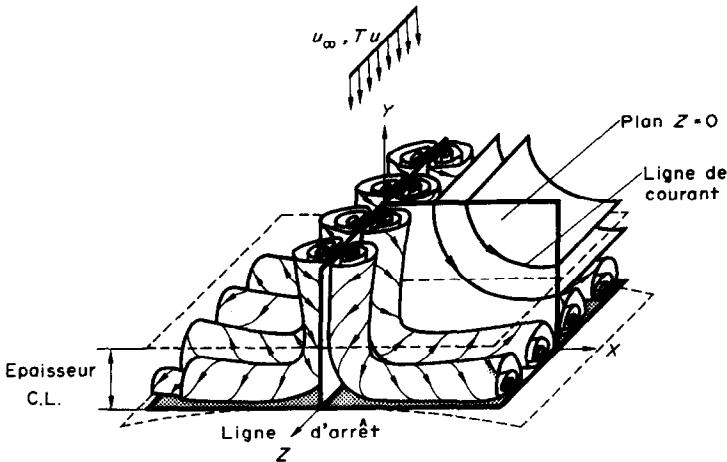


FIG. 7. Modèle d'écoulement dans la zone d'arrêt (d'après Kayalar).

celle-ci ou dans son voisinage immédiat. Il ne remet donc pas en cause l'existence d'un minimum de transfert au point d'arrêt géométrique amont. Il est toutefois gênant car il affecte les valeurs expérimentales dans une zone sensible.

L'examen des travaux antérieurs montre que cette singularité n'a jamais été observée pour le transfert thermique ou massique dans l'air (nombre de Prandtl ou de Schmidt de l'ordre de 1) [9, 13, 14] alors qu'elle a été remarquée pour le transfert massique dans l'eau (nombre de Schmidt de l'ordre de 1000) par Grassmann [15], et à un degré moindre, par Mizushima et ses collaborateurs [16], ces auteurs utilisant la méthode polarographique.

Les conclusions de Kestin et Wood [17] et de Kayalar [18] quant à l'action de la turbulence incidente sur la couche limite hydrodynamique et la structure tridimensionnelle qui en résulte, permettent une explication plausible. Selon ces auteurs, des tourbillons du

coups plus marqué au-delà (Fig. 6). Ces résultats qui confirment ceux de Mizushima illustrent l'effet des tourbillons longitudinaux établis pour  $Tu > 1$  pour cent.\*

Pour un niveau de turbulence incidente  $Tu = 0,8$  pour cent, le taux des fluctuations du coefficient de transfert reste faible pour  $\theta < 50^\circ$  (0,4 pour cent) et croît ensuite rapidement vers le point de décollement. L'analyse spectrale montre que ces fluctuations sont essentiellement périodiques et de fréquence  $F_x$ . Pour  $Tu = 1,2$  pour cent le taux de ces fluctuations est nettement plus élevé (1,3 pour cent pour  $\theta = 25^\circ$ ) mais elles gardent le même caractère périodique. Il n'apparaît pas de fluctuations turbulentes à l'échelle de mesure considérée. On ne peut donc parler d'un mécanisme de transfert par turbulence au sein de la mince couche limite massique, celle-ci ne subissant que des pertur-

\*A l'échelle des électrodes aucun effet de l'accroissement de  $Tu$  n'est décelé sur la valeur du gradient pariétal de vitesse.

bations cohérents, à la fréquence de Strouhal. Au contraire, en transfert thermique dans l'air, Boulos et Pei ont observé un accroissement de fluctuations turbulentes, sous l'action d'une turbulence incidente d'intensité élevée (1,5 pour cent  $< Tu < 6$  pour cent).

Les résultats obtenus sur la face aval appellent immédiatement deux remarques (Fig. 6):

(a) l'échange thermique rapporté aux valeurs au point d'arrêt amont est beaucoup moins bon que l'échange massique.

(b) la loi d'évolution des transferts en  $Re^{1/2}$  n'est plus valable et on sait qu'il faudrait lui substituer une loi en  $Re^n$  avec  $0,5 < n < 0,8$ .

On n'a pas jugé utile d'explicitier cette loi qui traduit globalement l'évolution du transfert sans apporter des renseignements recherchés ici sur les mécanismes d'échange local liés à la structure de l'écoulement.

On va d'abord commenter les résultats obtenus en transfert de masse. En effet les mesures sont mieux localisées et l'épaisseur de la zone de convection massique est beaucoup plus faible. La comparaison avec une étude de structure qui repose sur des mesures pariétales n'en sera que plus significative.

Le minimum de transfert, très marqué, est obtenu au point de décollement;  $\theta_s = 85^\circ$  pour  $Re \neq 7000$ . Dans le corps du tourbillon primaire stable ( $85^\circ < \theta < 95^\circ$ ), le transfert croît très rapidement. On observe ensuite un palier qui correspond à la queue du tourbillon, zone à très faible gradient de vitesse, c'est-à-dire presque morte ( $95^\circ < \theta < 105^\circ$ ). Le passage dans la zone dite herniaire correspond à un accroissement de l'échange, échange qui passe par un maximum pour  $\theta \neq 125^\circ$  où la hernie est la plus proche de la paroi. Plus à l'aval, toute interprétation devient très difficile. En effet, on a vu que dans un cycle d'évolution du sillage, l'écoulement en contact avec la paroi peut être

de sens direct ou de retour au sein du tourbillon principal. Ceci est assez favorable à l'échange. Toutefois, une zone située à l'aval de la zone herniaire doit être de moindre efficacité. C'est ce qu'on observe pour  $\theta$  voisin de  $140^\circ$ .

En transfert thermique, l'évolution de l'échange sur la face aval apparaît beaucoup plus régulière. Les minimums et maximums précédemment observés sont très atténués. Cela peut être imputé à deux effets d'intégration, l'un lié à la taille de l'élément de mesure ( $\theta_e = 20^\circ$ ) et l'autre à l'épaisseur de la couche de convection thermique, d'un ordre de grandeur supérieur à celle de la couche de convection massique. Cette couche de convection plus épaisse rend le transfert plus sensible à la recirculation de l'écoulement extérieur ce qui s'accompagne d'une diminution très nette de celui-ci dans la zone de sillage tourbillonnaire.

4.2. Ecoulement incident pulsé

L'effet des pulsations doit être différencié suivant les domaines de fréquence mis en évidence par l'étude de la structure [7, 19].

(a) Pour  $F/F_{st} < 0,5$ , les pulsations n'ont pratiquement aucun effet sur les transferts en amont du point de décollement. En aval de celui-ci elles ne créent pas de nouvelles structures mais modifient progressivement celles qui existent.

Sur la Fig. 8 on constate que, dès les faibles taux de pulsation, le transfert massique est accru dans les zones instables et plus particulièrement à l'amont et à l'aval de la zone "herniaire", où le gain peut être attribué à la mise en mouvement du fluide mort qui est le siège d'un transfert de moindre efficacité en écoulement permanent. Dans la zone du tourbillon principal l'interprétation est plus délicate mais il est raisonnable de penser que les pulsations engendrent

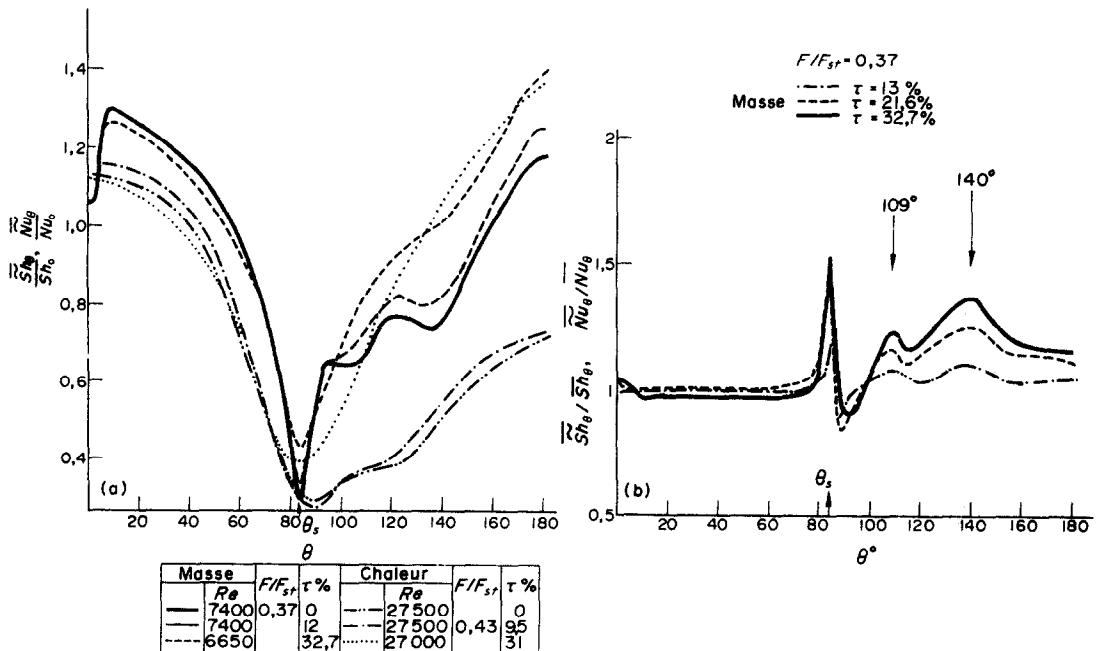


FIG. 8. Effet des pulsations sur le transfert local. (a) Transfert local. (b) Gain relatif local de transfert.

une destruction progressive du sillage. Aux taux plus élevés la zone de décollement est également affectée par les pulsations et il en résulte un accroissement local important du transfert.

Le transfert thermique, plus sensible à l'effet inhibiteur de la recirculation, est également plus sensible à l'effet bénéfique des pulsations qui dégradent la structure tourbillonnaire. Les pulsations de forts taux ont pour effet de rendre la contribution de la face aval à l'échange global du même ordre de grandeur que celle de la face amont.

(b) Pour  $0,5 < F/F_{st} < 1$ , l'effet des pulsations sur le transfert massique ne se différencie du cas précédent que pour des taux de pulsation supérieurs à 15 pour cent.

(c) Pour  $F/F_{st} > 1$  (Fig. 10) l'influence, sur le transfert massique, du déplacement du point d'arrêt autour de sa position moyenne est particulièrement nette. Le minimum observé en écoulement permanent disparaît aux forts taux. Le recul progressif du point de décollement, qui est fonction du taux de pulsation, se traduit par un recul simultané du minimum de transfert et par l'existence d'un pic unique de plus en plus prononcé pour  $\theta = 85^\circ$  (position du point de décollement en écoulement permanent). L'accroissement du transfert massique qui résulte de la transition laminaire-turbulent en amont du point de décollement apparaît nettement sur les Figs. 10(a) et 10(b). On met probablement là en évidence les premières manifestations de l'effet convectif du régime d'écoulement supercritique. A

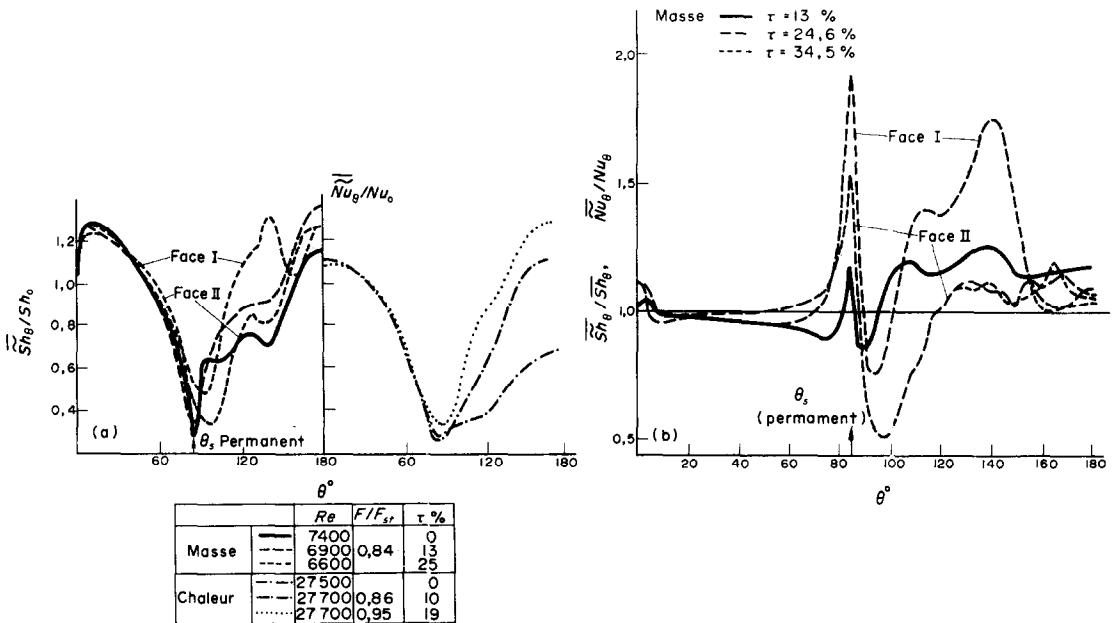


FIG. 9. Effet des pulsations sur le transfert local. (a) Transfert. (b) Gain relatif local de transfert.

Sur la face amont, le minimum de transfert obtenu dans la zone d'arrêt est beaucoup moins marqué. D'autre part la dissymétrie mise en évidence lors de l'étude du gradient pariétal de vitesse se retrouve dans les résultats de transfert massique (Fig. 9 courbes I et II). Sur le flanc du cylindre où la structure tourbillonnaire est fortement inhibée (évolution de type I), on retrouve l'effet bénéfique des pulsations, beaucoup plus important, pour  $\theta$  voisin de  $110^\circ$  et  $140^\circ$ . En revanche, sur l'autre flanc (évolution de type II) où la structure tourbillonnaire subsiste, le gain est pratiquement inexistant.

Le recul du point de décollement observé aux forts taux induit un maximum de transfert pour  $\theta = 85^\circ$  (position du point de décollement en écoulement permanent) et un minimum pour les points de décollement  $\theta = 94^\circ$  et  $\theta = 98^\circ$  relatifs aux courbes I et II.

En transfert thermique, la dissymétrie n'a pas été remarquée mais une grande sensibilité du transfert aux pulsations de faibles taux a été observée. *A posteriori*, il est logique de faire le rapprochement entre cet effet bénéfique et l'instabilité du sillage propre à cette gamme de fréquences.

à l'aval, il convient d'abord de remarquer que l'évolution du nombre de Sherwood est redevenue identique sur les deux flancs du cylindre. On retrouve les deux zones particulièrement sensibles aux pulsations en remarquant toutefois que pour  $\theta$  voisin de  $140^\circ$  le gain est encore plus important pour les forts taux. Le phénomène de saturation du transfert est nettement visible dans ces zones.

4.3. Somme du gain de transfert autour du cylindre

Les Figs. 11-13 représentent l'évolution du gain relatif intégré G en fonction de l'abscisse angulaire.

$$G(\theta) = \frac{\int_0^\theta (\bar{Nu}_\theta - \bar{Nu}_0) d\theta}{\int_0^{180^\circ} \bar{Nu}_\theta d\theta}$$

Pour  $F/F_{st} < 0,5$  on constate que:

(a) Sur la face amont (Fig. 11), l'accroissement du taux de pulsation a tendance à accroître très légèrement le transfert pour les faibles taux et à le diminuer pour les plus forts taux. Cet effet reste cependant toujours faible puisqu'il ne dépasse jamais 2 pour cent;

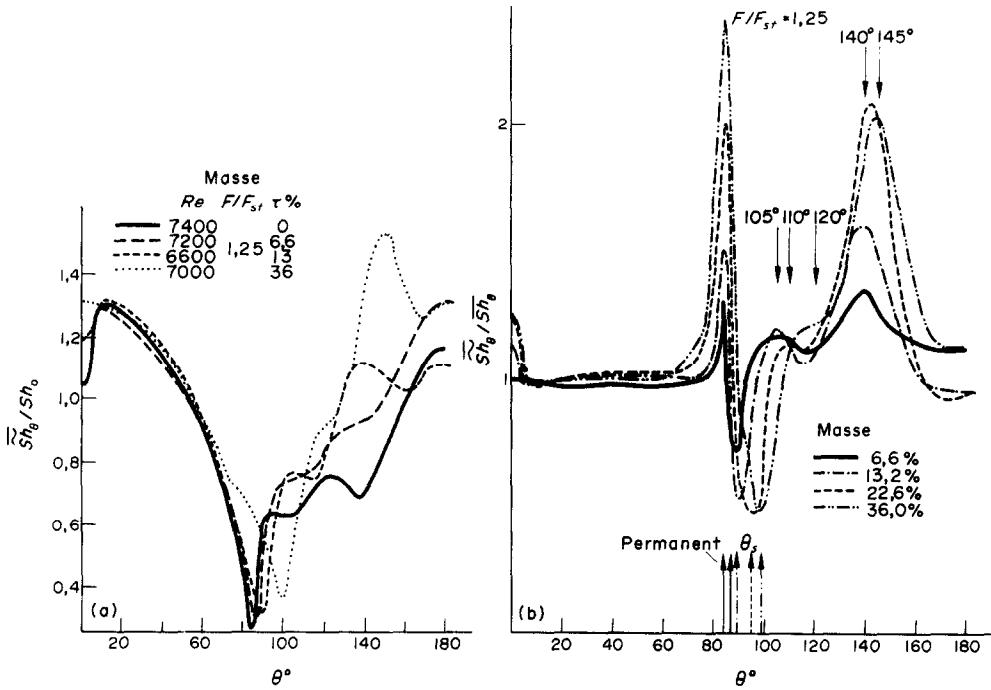


FIG. 10. Effet des pulsations sur le transfert local de masse. (a) Transfert local. (b) Gain relatif local de transfert.

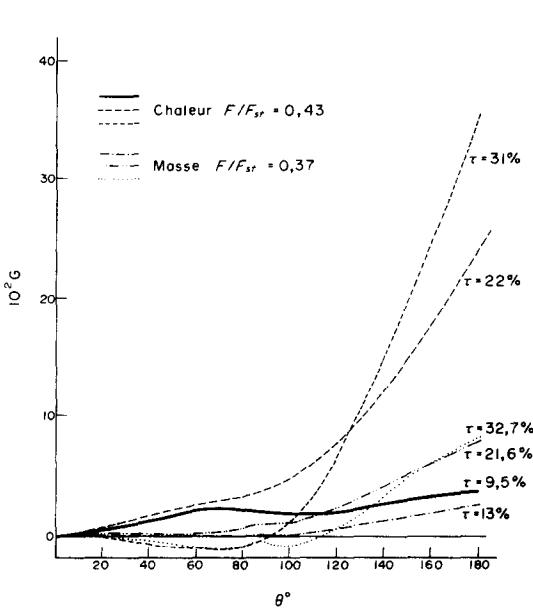


FIG. 11. Gain relatif intégré.

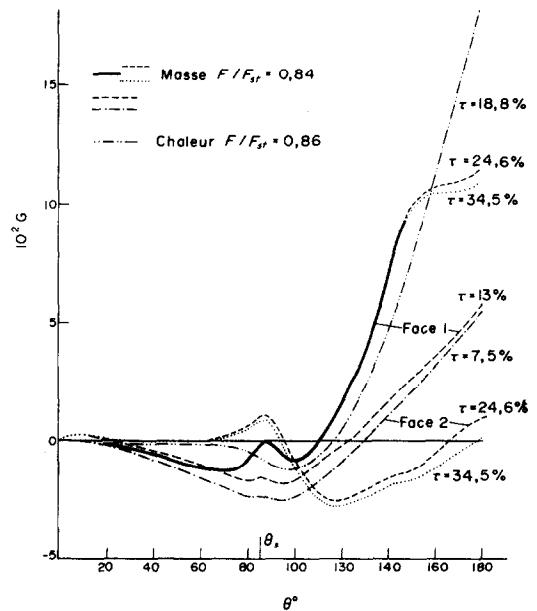


FIG. 12. Gain relatif intégré.

(b) sur la face aval, l'efficacité des pulsations est considérable et joue un rôle prépondérant dans le gain global.

Pour un même taux de pulsation on note que le gain global de transfert thermique est plus important que celui de transfert massique (il atteint 35 pour cent contre 8 pour cent aux forts taux). En outre, si l'effet de saturation du gain existe dans les deux cas, il est plus marqué pour le transfert massique.

Lorsque  $0,5 < F/F_{st} < 1$  (Fig. 12) les remarques précédentes restent valables mais l'effet bénéfique des faibles taux est beaucoup plus important sur la face

aval. Dans le cas particulier du transfert massique la dissymétrie du sillage observée aux forts taux a naturellement un effet marqué sur la valeur du gain. Sur le flanc où la structure tourbillonnaire subsiste, le transfert est déficitaire dans les zones de décollement et du tourbillon primaire; et le gain global est nul. Sur l'autre flanc, le gain est important. Sur l'ensemble des deux flancs, le gain n'est que de 6 pour cent environ au plus fort taux alors qu'il était du même ordre au taux de 13 pour cent pour lequel le sillage est symétrique.

Lorsque  $F/F_{st} > 1$  (Fig. 13) on ne dispose de résultats

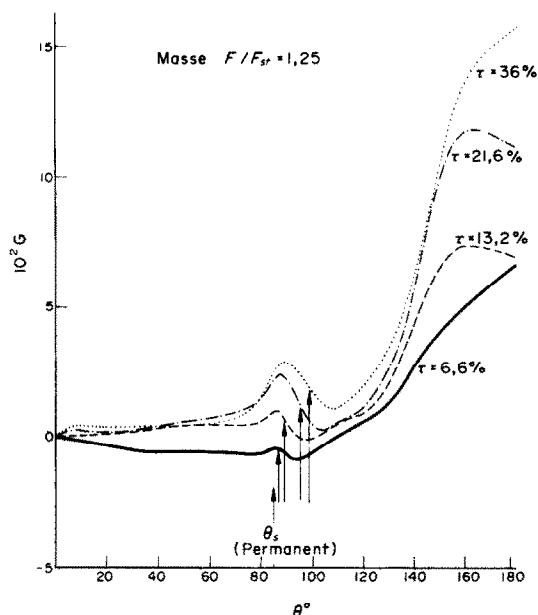


FIG. 13. Gain relatif intégré.

que pour le transfert massique; on voit clairement l'accroissement de transfert lié à la transition laminaire turbulent en amont du point de décollement. C'est dans cette gamme de fréquence que l'effet bénéfique des pulsations est le plus important puisqu'il peut atteindre 16 pour cent pour un taux de pulsation de 36 pour cent.

#### CONCLUSION

En écoulement permanent, une couche limite laminaire "stable" se développe sur la face amont du cylindre et "glisse" sous l'action du décrochement alterné des tourbillons. La croissance et le décrochement de ces tourbillons créent également une légère modulation de l'écoulement potentiel par effet bouchon. On a naturellement affaire à un régime de convection de type "couche limite laminaire". La turbulence incidente n'affecte pas les valeurs du gradient pariétal de vitesse, bien qu'il ait été montré qu'elle induit dans la couche limite une structure tridimensionnelle. On confirme qu'en revanche cette structure provoque un accroissement sensible du transfert, plus marqué pour la matière que pour la chaleur. Dans la zone d'arrêt amont cet accroissement n'existe plus en transfert massique, la couche limite très mince étant à l'abri des tourbillons qui n'atteignent pas la paroi.

À l'aval du point de décollement, la croissance du tourbillon principal impose la formation d'une "hernie" entre ce tourbillon et le tourbillon primaire stable. Celle-ci se résorbe lors du décrochement du tourbillon principal pour faire place à un écoulement de sens direct jusqu'au voisinage du point d'arrêt aval.

Cette structure entraîne l'existence de plusieurs zones particulièrement instables du point de vue dynamique:

(i) La frontière entre le corps du tourbillon primaire et la "hernie", zone presque morte qui peut être captée par cette hernie.

(ii) La région entre la hernie et le tourbillon principal.

(iii) La zone aval léchée par le tourbillon principal.

Le transfert massique doit être différencié du transfert thermique. Dans le premier cas, la convection reflète fidèlement la structure de l'écoulement pariétal. Le tourbillon primaire surtout et la zone herniaire dans une moindre mesure correspondent à un accroissement du transfert au contraire des zones frontières passives. La zone aval très perturbée est également efficace. Dans le second cas, la couche de convection est plus épaisse et reflète moins bien la structure pariétale. Elle est beaucoup plus sensible à la recirculation de l'écoulement extérieur qui minimise l'échange.

La couche limite amont est peu sensible aux pulsations sauf près du point d'arrêt. Le déficit de transfert massique dans cette zone disparaît aux forts taux de pulsation lorsque l'amplitude du "glissement" de la couche limite devient importante.

Le mode d'action de ces pulsations à l'aval doit être différencié suivant les domaines de fréquence et suivant l'épaisseur des couches de convection (massique ou thermique).

Pour  $F/F_{st} < 0,5$ , on observe une modification progressive des structures existantes, bien reflétée par la convection massique. Les zones les plus instables à l'amont et à l'aval de la région herniaire sont affectées dès les faibles taux de pulsation et convectent mieux. Le tourbillon primaire n'est affecté qu'aux plus forts taux de pulsation. On sait que le tourbillon principal est progressivement détruit par les pulsations avec disparition concomitante de la recirculation. Cette disparition affecte peu le transfert massique mais entraîne un accroissement important du transfert thermique qui, aux forts taux, s'étend à toute la face aval. Lorsque le sillage est désorganisé, l'efficacité du transfert est analogue en massique et en thermique. Pour  $0,5 < F/F_{st} < 1$ , le sillage devient dissymétrique et instable. Il en résulte une modification importante du transfert massique, sans que le gain global soit grand. On confirme toutefois que la disparition du tourbillon principal (sur un flanc) conduit à un accroissement important du transfert. La convection thermique est, elle, nettement améliorée et ce dès les faibles taux. On attribue ce gain à l'instabilité du sillage et à sa désorganisation plus rapide. Pour  $F/F_{st} > 1$ , les résultats concernent seulement la convection massique. On observe un gain notable de l'échange dans la zone de décollement, dû à l'apparition du régime d'écoulement supercritique et dans la zone baignée par le tourbillon principal, très perturbée et désorganisée par les pulsations.

Globalement, les pulsations sont plus particulièrement bénéfiques pour le transfert thermique et le fait est principalement lié à la disparition de l'effet inhibiteur de la recirculation, plus important pour une couche de convection épaisse. Ce phénomène de recirculation qui apparaît comme essentiel, n'est sans doute pas seul en cause. Les résultats expérimentaux présentés ici ne permettent pas d'évaluer la part de la diffusion turbulente dans l'accroissement du transfert. Une étude consacrée à ce problème serait du plus haut intérêt.

## BIBLIOGRAPHIE

1. L. Ph. Reiss et Th. J. Hanratty, An experimental study of the unsteady nature of the viscous sublayer, *A.I.Ch.E. Jl* **8**(2), 245 (1962).
2. G. Cognet et M. Lebouché, La polarographie, moyen d'étude du mouvement des liquides, *Génie Chimique* **97**(12), 2002 (1967).
3. J. E. Mitchell et Th. J. Hanratty, A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear-stress meter, *J. Fluid Mech.* **26**, 199 (1966).
4. M. Lebouché, Sur la mesure polarographique du gradient pariétal de vitesse dans les zones d'arrêt amont et de décollement du cylindre, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **276A**, 1245 (1973).
5. B. Py et J. Gosse, Sur la réalisation d'une sonde polarographique pariétale sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement, *C.R. Hebd. Séanc. Sci., Paris* **269A**, 401 (1969).
6. B. Py, Etude tridimensionnelle de la sous-couche visqueuse dans une veine rectangulaire par des mesures de transfert de matière en paroi, *Int. J. Heat Mass Transfer* **16**(1), 129 (1973).
7. B. Stocchi, Etude du gradient pariétal de vitesse et de la convection pour un écoulement pulsé autour d'un cylindre, Thèse de Docteur-Ingénieur, Nancy (Février 1971).
8. P. Duhamel, Contribution à l'étude des tâches turbulentes de transition pour un écoulement pulsé sur une plaque plane, Thèse de Doctorat d'Etat, Nancy (Octobre 1971).
9. M. Martin, Contribution à l'étude de la convection thermique pulsée autour des cylindres, Thèse de Doctorat d'Etat, Nancy (Octobre 1969).
10. J. S. Son et Th. J. Hanratty, Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from  $5 \cdot 10^3$  to  $10^5$ , *J. Fluid Mech.* **35**, 353 (1969).
11. S. Taneda, Visualization experiments on unsteady viscous flows around cylinders and plates, *Symposium I.U.T.A.M.*, Vol. 2, p. 1165. Presses de l'Université Laval, Québec (1971).
12. M. I. Boulos et D. C. T. Pei, Dynamics of heat transfer from cylinders in a turbulent air stream, *Int. J. Heat Mass Transfer* **17**(7), 767 (1974).
13. J. Kestin, P. F. Maeder, H. H. Sogin et R. I. Providence, The influence of turbulence on the transfer of heat to cylinders near the stagnation point, *Z. Angew. Math. Phys.* **12**(2), 115 (1961).
14. E. A. Brun, G. B. Diep et J. Kestin, Sur un nouveau type de tourbillons longitudinaux dans l'écoulement autour d'un cylindre. Influence de l'angle d'attaque et de la turbulence du courant libre, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **263A**, 742 (1966).
15. P. Grassmann, N. Ibl et J. Trub, Elektrochemische Messung von Stoffübergangszahlen *Chemie-Ing.-Tech.* **33**(8), 523 (1961).
16. T. Mizushima, H. Ueda et N. Umemiya, Effect of free-stream turbulence on mass transfer from a circular cylinder in cross flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **15**, 769 (1972).
17. J. Kestin et R. T. Wood, Enhancement of stagnation line heat transfer by turbulence, in *Progress in Heat and Mass Transfer*, Vol. 2, p. 249. Pergamon Press, Oxford (1969).
18. L. Kayalar, Experimentelle und Teoretische untersuchungen über den Einfluss des Turbulenzgrades, *Forsch. IngWes.* **35**, 157 (1969).
19. M. Lebouche, M. Martin et B. Py, Interprétation de l'échange thermique en écoulement pulsé incompressible par des mesures du gradient pariétal de vitesse, *Revue Gén. Thermique* **126**, 531 (Juin 1972).
20. A. Zukauskas, Heat transfer from tubes in crossflow, in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 8, p. 93. Academic Press, New York (1972).

## FORCED CONVECTION AROUND A CYLINDER SENSITIVE TO FREE STREAM PULSATIONS

**Abstract**—An experimental study of flow field and heat and mass transfer around a cylinder is reported for steady state and pulsating flow.

By means of local and instantaneous measurements of wall velocity gradients (sign and magnitude) we were led to propose a flow pattern model. The effect of pulsations upon transfer was investigated for frequencies of the order of magnitude of the Strouhal frequency and for pulsating rates up to 0.40. The effect of turbulence is demonstrated. The thickness of the convection zone has a significant influence upon the consequence of these perturbations causing turbulence upstream and pulsations within the wake. Specially, pulsations which disturb the wake and minimize recirculation influence more the heat transfer than the mass-transfer increase.

## ERZWUNGENE KONVEKTION UM EINEN ZYLINDER, EMPFINDLICHKEIT AUF SCHWANKUNGEN IN DER AUSSENSTRÖMUNG

**Zusammenfassung**—Es wird über experimentelle Untersuchungen des Strömungsfeldes und des Wärme- und Stoffaustausches um einen Zylinder bei stationärem Zustand und bei pulsierender Strömung berichtet. Über die Messung der örtlichen und zeitlichen Geschwindigkeitsgradienten an der Wand (Betrag und Vorzeichen) kann ein Stromlinienmodell angegeben werden. Die Auswirkung der Schwankungen auf die Übertragung wurde für Frequenzen in der Größenordnung der Strouhalfrequenz und für Impulsraten bis zu 0,4 untersucht. Der Einfluß der Turbulenz wird nachgewiesen. Die Dicke der Konvektionszone hat einen bedeutenden Einfluß, wodurch diese Störungen stromaufwärts Turbulenzen und Schwankungen innerhalb der Welle verursachen. Insbesondere beeinflussen Schwankungen, die die Welle stören und die Rückzirkulation vermindern, den Wärmeübergang stärker als die Zunahme des Stofftransports.

## ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ОКОЛО ЦИЛИНДРА; ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ПУЛЬСАЦИЯМ ВНЕШНЕГО ПОТОКА

**Аннотация**—Приводится экспериментальное исследование поля течений и тепло- и массообмена цилиндра в случае стационарного и пульсирующего потоков.

На основании измерений величин и знаков локальных и мгновенных градиентов скорости стенки предложена модель течения. Влияние пульсаций на свойства переноса исследовалось при частотах порядка величин частоты Струхала и интенсивности пульсаций до 0.40. Показано, что толщина зоны конвекции оказывает значительное влияние на последствия этих возмущений, проявляющиеся в турбулизации набегающего потока и появлении пульсаций в области следа.

В частности, показано, что пульсации, возмущающие след и уменьшающие рециркуляцию, оказывают большее влияние на возрастание теплообмена, чем массообмена.