

## ETUDE EXPERIMENTALE DE LA TURBULENCE AU VOISINAGE DE LA PAROI D'UN TUBE LEGEREMENT CHAUFFE

M. ELENA

Travaux de l'Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence,  
Laboratoire Associé au C.N.R.S. No. 130, 12, avenue Général Leclerc, 13003 Marseille, France

(reçu le 7 Octobre 1976)

**Résumé**—On présente une étude expérimentale du champ turbulent dans une conduite de section circulaire au voisinage de la paroi ( $y^+ < 100$ ). La chaleur est utilisée comme contaminant scalaire passif.

Les résultats concernent les fluctuations de la composante longitudinale de vitesse et de la température, ainsi que leurs moments d'ordre 2, 3 et 4. Les échelles de longueurs caractéristiques sont également déterminées.

Ces résultats montrent le caractère intermittent de l'écoulement et les variations quasi linéaires des différentes grandeurs considérées, au sein de la sous-couche visqueuse.

Des différences de comportement entre les fluctuations de la température et de la composante longitudinale de vitesse sont mises en évidence.

### NOTATIONS

- $a$ , rayon du tube;
- $c_p$ , chaleur spécifique à pression constante;
- $D$ , diamètre du tube;
- $F_{\xi'}$ , facteur d'aplatissement de la grandeur  $\xi'$ ,  
 $F_{\xi'} = \xi'^4 / (\xi'^2)^2$ ,  
 $\left( \xi' = u', \theta', \dot{u}' = \frac{\partial u'}{\partial t} \text{ ou } \dot{\theta}' = \frac{\partial \theta'}{\partial t} \right)$ ;
- $L_u, L_\theta$ , longueurs intégrales;
- $Pr$ , nombre de Prandtl,  $Pr = \nu/\alpha$ ;
- $q_p$ , flux de chaleur à la paroi;
- $q'^2$ ,  
 $= u'^2 + v'^2 + w'^2$ ;
- $\tilde{Re}$ , nombre de Reynolds,  $\tilde{Re} = 2a\tilde{U}/\nu$ ;
- $S_{\xi'}$ , facteur de dissymétrie de la grandeur  $\xi'$ ,  
 $S_{\xi'} = \xi'^3 / (\xi'^2)^{3/2}$ ,  
 $\left( \xi' = u', \theta', \dot{u}' = \frac{\partial u'}{\partial t} \text{ ou } \dot{\theta}' = \frac{\partial \theta'}{\partial t} \right)$ ;
- $t$ , temps;
- $\mathcal{T}$ , échelle de temps intégrale;
- $u', v', w'$ , composantes du vecteur vitesse fluctuant dans le système de coordonnées cylindriques,  $0, x, r, \omega$ ;
- $U, V, W$ , composantes du vecteur vitesse moyen dans le système de coordonnées cylindriques,  $0, x, r, \omega$ ;
- $U_*$ , vitesse de frottement,  $U_* = (\tau_p/\rho_p)^{1/2}$ ;
- $\tilde{U}$ , vitesse moyenne de débit,  
 $\tilde{U} = (1/\pi a^2) \int_0^a U 2\pi r dr$ ;
- $x, r, \omega$ , coordonnées cylindriques; le pôle 0 étant situé à l'extrémité amont de la conduite chauffée, cf. Fig. 1;
- $y$ , distance à la paroi,  $y = a - r$ ;
- $\theta'$ , fluctuation de température;
- $\Theta$ , température moyenne;

- $\tilde{\Theta}$ , température moyenne telle que,  
 $\tilde{\Theta} = (2/\tilde{\rho}\tilde{U}a^2) \int_0^a \rho U \Theta r dr$ ;
  - $\Theta_*$ , échelle de température,  $\Theta_* = q_p/\rho_p c_p U_*$ ;
  - $\lambda_u, \lambda_\theta$ , longueurs de dissipation relatives à  $u', \theta'$ ;
  - $\mu$ , coefficient de viscosité moléculaire;
  - $\nu$ , coefficient de viscosité cinématique;
  - $\rho$ , masse volumique;
  - $\tilde{\rho}$ , masse volumique moyenne telle que,  
 $\tilde{\rho} = (2/a^2\tilde{U}) \int_0^a \rho U r dr$ ;
  - $\tau$ , tension de frottement.
- Indices
- $p$ , relatif à la paroi.

### 1. INTRODUCTION

DE NOMBREUSES études ont mis en évidence le rôle très important de la région située à proximité de la paroi, notamment au voisinage de la sous-couche visqueuse conventionnelle, dans le processus de génération de la turbulence, depuis les expériences de visualisations effectuées par Kline et Runstadler [1].

Toutefois, aucune théorie générale, concernant le mécanisme de génération n'a pu être établie; seules des hypothèses sont avancées. On peut consulter, à ce sujet, les travaux d'Offen et Kline [2] et de Willmarth [3]. Il est donc nécessaire de poursuivre les recherches expérimentales au voisinage de la paroi pour améliorer les connaissances physiques du phénomène.

Il faut d'ailleurs noter que l'exploration de la sous-couche visqueuse est difficile du point de vue expérimental, du fait de son épaisseur très faible (de l'ordre de 0,2 mm dans les conditions expérimentales usuelles en souffleries).

Nous présentons ici des résultats sur la structure de l'écoulement dans la sous-couche visqueuse conventionnelle. Ils sont obtenus à partir des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse et des fluctuations de température mesurées au "fil chaud".

La mesure de la composante longitudinale de la vitesse n'est évidemment pas suffisante, si l'on veut connaître la structure de l'écoulement turbulent. Mais dans la sous-couche visqueuse notamment, la mesure des deux autres composantes est extrêmement difficile (sinon impossible pour  $v'$ ), par les moyens expérimentaux classiques; aussi est-il préférable d'utiliser un scalaire passif transporté par le champ turbulent, qui

## 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODE DE MESURE

La Fig. 1 présente le schéma du dispositif. L'installation comprend en amont une conduite de section circulaire, dont la longueur correspond à environ 52 diamètres, et dans laquelle se développe un écoulement turbulent isotherme. Cette conduite précède un tube de diamètre 76,6 mm et de longueur 1116 mm, dont la paroi est chauffée. La température moyenne de paroi est supérieure de 25°C à celle de l'air ambiant. Les mesures sont effectuées dans une section située à une distance  $x = 977$  mm du début du chauffage, ce qui correspond à environ 12,8 diamètres.

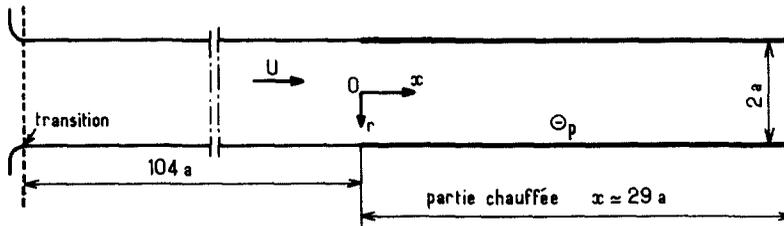


FIG. 1. Schéma du dispositif expérimental.

donne une meilleure image de ce champ qu'une seule composante, et qui indique par son signe, la provenance des masses fluides. Ceci justifie le choix de la chaleur qui est utilisée ici comme un contaminant passif. Toutefois, on doit signaler que, même un chauffage léger de la paroi entraîne une modification de la composante de la vitesse moyenne perpendiculaire à celle-ci [4, 5], et qu'il est alors nécessaire d'introduire la vitesse pondérée par la masse [5]. Cependant on peut penser que cette légère dilatation thermique ne modifie pas de façon notable le mécanisme de génération de la turbulence. Dans ces conditions, Fulachier et Dumas [6] ont montré que la température est représentative des trois composantes de la vitesse. Ainsi les informations qu'elle apporte sont complémentaires de celles données par la composante longitudinale de la vitesse. Cette complémentarité doit être soulignée, car les mesures de température sont beaucoup moins contestables que celles de vitesse, notamment au voisinage immédiat d'une paroi, où l'intensité relative de la turbulence est très forte. En particulier, la réponse du fil chaud en fonction de la température est linéaire dans le domaine de variation considérée, et les mesures thermométriques demeurent correctes, même si la vitesse moyenne devient très faible. Il n'est donc pas nécessaire d'introduire de "linéarisation" comme dans le cas d'un fil chaud fonctionnant en anémomètre.

Il faut enfin souligner que l'étude des fluctuations longitudinales de vitesse et des fluctuations de température permet de mieux connaître la relation existant entre les transferts de chaleur et de quantité de mouvement. De ce point de vue, les mesures que nous présentons sont complémentaires d'études précédemment publiées [4, 6-9]; ces dernières ne concernent pas, en effet, une région aussi proche de la paroi.

Les fluctuations de vitesse longitudinale sont déterminées en l'absence de chauffage à la paroi, à partir de chaînes anémométriques à fils chauds droits, type Disa, fonctionnant à "résistance constante" avec circuit de linéarisation. Le diamètre des fils est de  $5\mu$ . L'écart type de la fluctuation de vitesse  $u'$  a été également mesuré en utilisant une chaîne anémométrique fonctionnant à intensité constante avec des fils chauds droits en platine de diamètre  $2\mu$ . Les corrections dues à la proximité de la paroi ont été effectuées en utilisant les méthodes de Wills [10], Marcillat [11] et Coantic [12].

Les fluctuations de température sont déterminées au moyen d'une chaîne anémométrique fonctionnant à intensité constante conçue et mise au point à l'I.M.S.T., avec des fils droits en platine de  $1\mu$  de diamètre. La constante de temps des fils chauds est déterminée d'après la méthode des signaux carrés à haute fréquence [13]. Pour les mesures de fluctuations de température, le coefficient de surchauffe est tel que la contamination sur les écarts types due aux fluctuations de vitesse n'excède pas 2%.

Les signaux turbulents analogiques de vitesse et de température à la sortie des amplificateurs des chaînes anémométriques ont été enregistrés en numérique sur bande magnétique par l'intermédiaire d'un convertisseur piloté par un calculateur Hewlett-Packard 2100 A. La fréquence d'échantillonnage des signaux est:  $N = 12$  kHz. Elle est suffisante compte tenu de l'étendue spectrale des variables. Le traitement numérique de ces données par le calculateur a permis d'obtenir les produits triples des fluctuations centrées et normées par rapport à leur écart type.

Les moments statistiques d'ordre 2, 3 et 4 des fluctuations sont obtenus à la sortie des amplificateurs, au

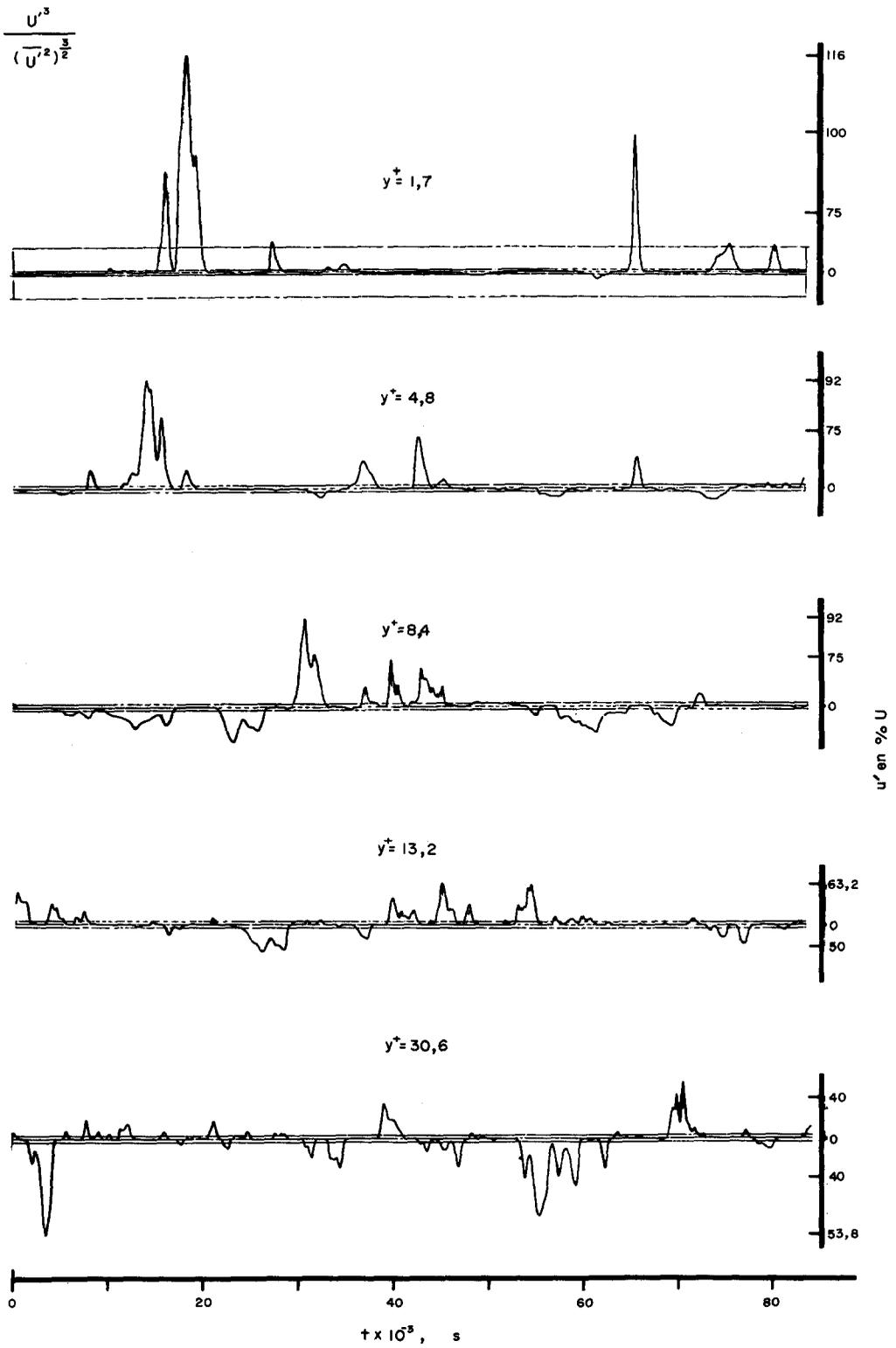


FIG. 2. Produits triples des fluctuations de vitesse  $u'$ ;  $\bar{U} = 6,7 \text{ ms}^{-1}$ .

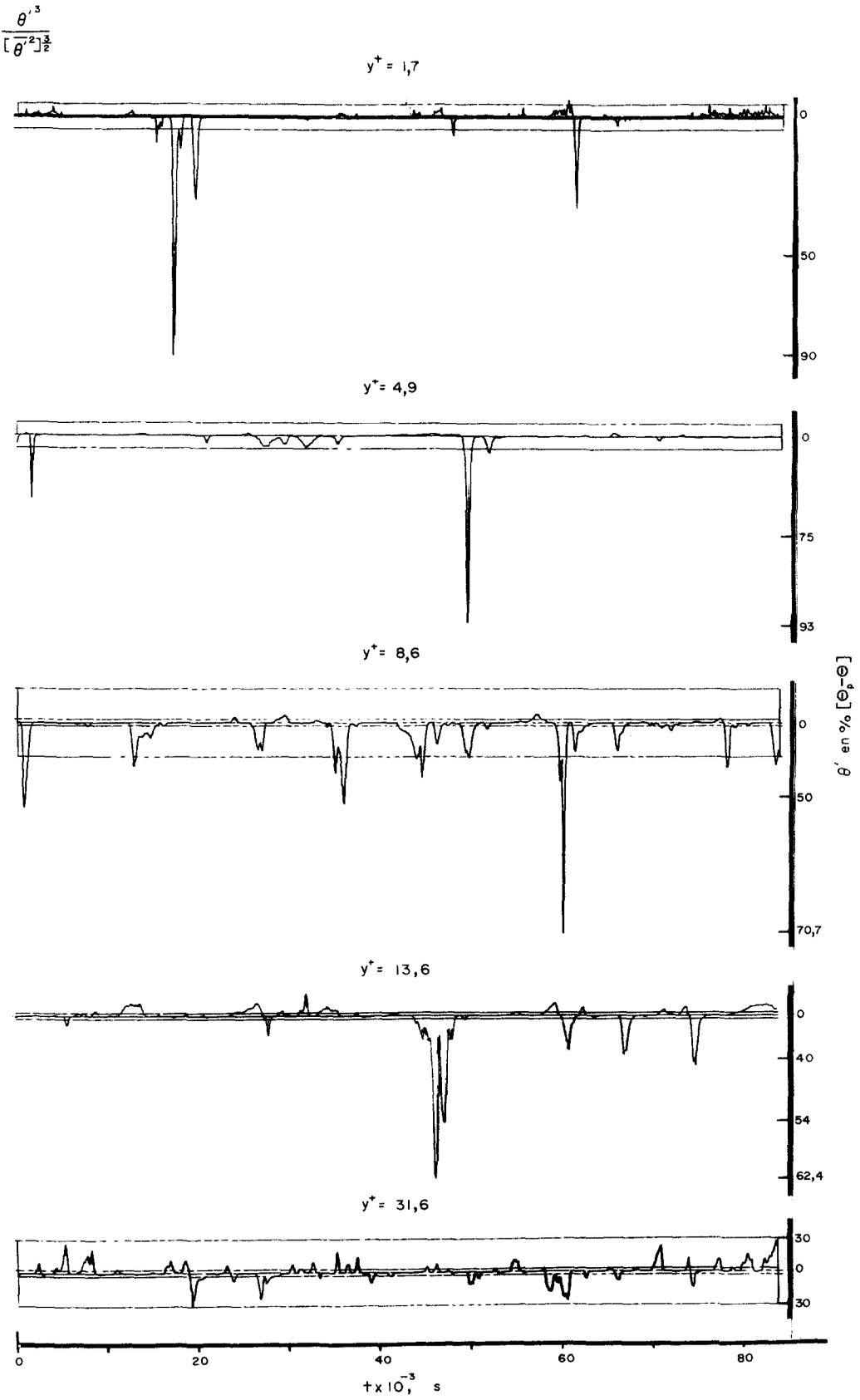


FIG. 3. Produits triples des fluctuations de température  $\theta'$ ;  $\Theta_p - \Theta \approx 21,3$  K.

moyen de deux multiplicateurs. Un dérivateur intercalé entre la sortie des amplificateurs et les multiplicateurs permet de déterminer analogiquement les moments d'ordre 2, 3 et 4 des dérivées des fluctuations. Les moyennes statistiques sont effectuées à partir des lectures d'un voltmètre numérique.

D'autre part, les valeurs de la corrélation  $\overline{\theta'u'}$  ont été obtenues par la méthode du diagramme des fluctuations [14].

Enfin, un corrélateur analogique de type P.A.R. 100 disposé à la sortie des amplificateurs a permis de déterminer les fonctions d'autocorrélation de  $u'(t)$  et  $\theta'(t)$ .

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### 3.1. Ecoulement moyen

Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont les suivantes: (a) vitesse moyenne de débit  $\bar{U} = 6,7 \text{ ms}^{-1}$ ; (b) nombre de Reynolds basé sur  $\bar{U}$ :  $\bar{Re} = 34\,000$ ; (c) vitesse de frottement:  $U_* = 0,368 \text{ ms}^{-1}$ ; (d) échelle de température:  $\Theta_* = 1,32 \text{ K}$ .

Les profils de vitesse et de température moyennes présentent une évolution classique [15, 16]. Toutefois, les conditions aux limites pour la température et la vitesse sont différentes. En effet, en amont de la paroi chauffée, la distribution radiale de la température moyenne est uniforme alors que celle de la vitesse moyenne correspond à un écoulement turbulent établi. Cependant, pour la distance habituelle de mesure ( $x/D \approx 12,8$ ), le régime thermique peut être considéré comme pratiquement établi, tout au moins dans la région proche de la paroi ( $y^+ < 100$ ).

#### 3.2. Enregistrement des fluctuations

L'acquisition numérique des fluctuations de vitesse longitudinale  $u'(t)$  et de température  $\theta'(t)$  a permis d'obtenir les produits triples  $u'^3/(u'^2)^{3/2}$ ,  $\theta'^3/(\theta'^2)^{3/2}$  des fluctuations préalablement centrées et normées par rapport à leurs écarts types.

Ces produits triples instantanés ont un double intérêt: celui de conserver les signes de  $u'$  ou  $\theta'$ , mais aussi celui de mettre en évidence les grandes amplitudes du signal turbulent; toutes les fluctuations d'amplitudes inférieures, en valeur absolue, à une fois l'écart type du signal  $u'(t)$  ou  $\theta'(t)$  sont atténuées, et au contraire toutes les amplitudes supérieures sont amplifiées. Les Figs. 2 et 3 présentent, en fonction du temps, des séquences des produits triples de  $u'(t)$  et  $\theta'(t)$  pour des distances à la paroi  $y^+$  typiques, ( $1,7 < y^+ < 35$ ). La durée de chacune de ces séquences est de 0,083 s, soit une trentaine de fois le temps intégral défini à partir de l'autocorrélation. En ordonnées, les valeurs positives correspondent à des augmentations de vitesse ou de température; les valeurs négatives, à des diminutions. De plus, les échelles cubiques donnent l'amplitude des fluctuations  $u'(t)$  ou  $\theta'(t)$  en pourcentage de la vitesse moyenne locale ou de l'écart de température moyen local; elles sont différentes suivant les enregistrements.

Ces enregistrements montrent que, dans la sous-couche visqueuse conventionnelle ( $y^+ \leq 5$ ), il existe des

fluctuations  $u'(t)$  ou  $\theta'(t)$  de forte amplitude séparées par des périodes de "calme" relativement longues. Les augmentations de vitesse ou les diminutions de température correspondant à ces fluctuations peuvent dépasser le double de la vitesse moyenne locale  $U$  ou de l'écart de température moyen local  $\Theta_p - \Theta$ . Pour une distance à la paroi  $y^+$  voisine de 1,7 la vitesse et l'écart de température instantanés peuvent correspondre à des vitesses et des écarts de température moyens observés à la frontière conventionnelle de la sous-couche visqueuse ( $y^+ \sim 5$ ). Lorsqu'on s'éloigne de la paroi, les pourcentages que l'on vient de mentionner diminuent, alors que les périodes de "calme" deviennent de plus en plus courtes; par suite de l'apparition de fluctuations correspondant à des diminutions de vitesse ou des augmentations de température, les signaux ont une répartition qui tend à devenir assez symétrique. On peut observer que cette symétrisation se produit plus loin de la paroi pour les fluctuations de température que pour celle des vitesses, ce qui est conforme aux résultats donnés par  $S_\theta$  et  $S_u$  (cf. Section 3.6.1.).

Enfin, notons la forme généralement beaucoup plus aigüe des pics des produits triples correspondant aux fluctuations de température; ce caractère paraît s'accroître au voisinage de la paroi. Il indique que les signaux de température sont en général à plus haute fréquence que les signaux de vitesse.

#### 3.3. Ecarts types des fluctuations de vitesse et de température

La Fig. 4 présente les résultats expérimentaux obtenus pour les écarts types  $(u'^2)^{1/2}$  et  $(\theta'^2)^{1/2}$ .

En ce qui concerne  $(u'^2)^{1/2}$  les résultats sont voisins de ceux de Laufer [17] et Coantic [18] pour des nombres de Reynolds  $\bar{Re}$  du même ordre de grandeur. Dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ), la variation de l'écart type en fonction de la distance à la paroi est linéaire:  $(u'^2)^{1/2}/U_* = 0,30 y^+$ , ce qui est conforme aux résultats de Laufer [17] et Coantic [19]. Par ailleurs,  $(u'^2)^{1/2}$  est maximum au voisinage de  $y^+ = 15$ , c'est à

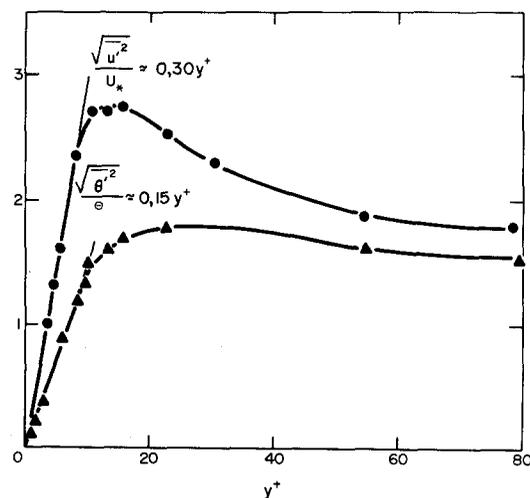


FIG. 4. Ecarts types des fluctuations; ●,  $(u'^2)^{1/2}/U_*$ ; ▲,  $(\theta'^2)^{1/2}/\Theta_*$ .

dire dans la zone où la production de turbulence est maximale.

Quant à l'écart type des fluctuations de température  $(\overline{\theta'^2})^{1/2}$ , sa variation est aussi linéaire. Dans la sous couche visqueuse:  $(\overline{\theta'^2})^{1/2}/\Theta_* \approx 0,15 y^+$ . Cette quantité présente un maximum au voisinage de  $y^+ = 25$ , distance supérieure à celle obtenue pour le maximum de  $(\overline{u'^2})^{1/2}$ . L'influence de  $\overline{v'^2}$  et  $\overline{w'^2}$  sur  $\overline{\theta'^2}$  peut expliquer cette différence. En effet les maxima de  $\overline{v'^2}$  et  $\overline{w'^2}$  ne correspondent pas à ceux de  $\overline{u'^2}$  [14].

Une comparaison a été effectuée au niveau des variances des fluctuations de vitesse et de température par Fulachier [8]; celui-ci a trouvé qu'à travers une couche limite d'épaisseur  $\delta$  ( $0,04 \leq y/\delta \leq 0,8$ ), la grandeur  $B = (\overline{q'^2}/\overline{\theta'^2})^{1/2} |\partial\Theta/\partial y| / (\partial U/\partial y)$  reste constante et égale à 1,5.

Très près de la paroi, on peut écrire,

$$B = Pr \lim_{y \rightarrow 0} \frac{(\overline{q'^2})^{1/2}}{U_*} \bigg/ \frac{(\overline{\theta'^2})^{1/2}}{\Theta_*}$$

Compte tenu de résultats antérieurs [14, 9] obtenus pour  $\overline{v'^2}$  et  $\overline{w'^2}$  lorsque  $y^+$  tend vers zéro, et des valeurs limites de  $(\overline{u'^2})^{1/2}/U_*$  et  $(\overline{\theta'^2})^{1/2}/\Theta_*$  déduites de nos expériences,  $B$  est voisin de 1,5 à la paroi. Par conséquent, il semblerait que  $B$ , qui lie  $\overline{\theta'^2}$  et  $\overline{q'^2}$ , reste constant même dans la sous-couche.

3.4. Coefficient de corrélation  $R_{\theta'u}$

La comparaison des fluctuations de température et des fluctuations de la composante longitudinale de vitesse, au voisinage de la paroi, nous a conduit à essayer de déterminer dans cette région le coefficient de corrélation

$$R_{\theta'u} = \frac{\overline{\theta'u'}}{(\overline{u'^2})^{1/2} (\overline{\theta'^2})^{1/2}}$$

La Fig. 5 donne les valeurs expérimentales de ce coefficient. Dans une région voisine du maximum de production,  $-R_{\theta'u}$  passe par une valeur maximale de l'ordre de 0,8. Cette valeur a été également trouvée par Johnson [20], Trinite et Valentin [21] dans une couche limite, et Ibragimov [22] dans une conduite en régime établi. Le coefficient  $-R_{\theta'u}$  décroît lorsqu'on s'éloigne de la paroi.

Par ailleurs, dans la sous-couche visqueuse, l'impression avec laquelle est déterminé le coefficient de

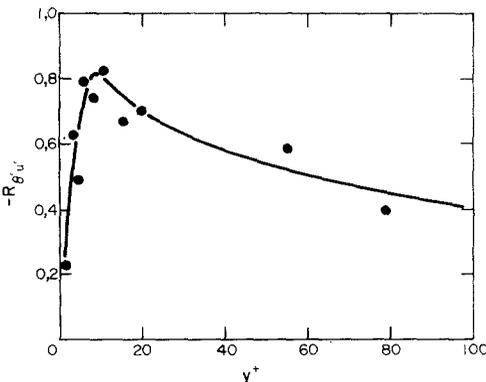


FIG. 5. Coefficients de corrélation,  $R_{\theta'u}$ .

sensibilité à la vitesse entraîne une incertitude importante sur la valeur de  $R_{\theta'u}$ .

Cependant on constate une diminution très notable de  $-R_{\theta'u}$  lorsqu'on se rapproche de la paroi, ce qui pourrait indiquer à nouveau que  $\theta'$  ne se comporte pas comme la composante longitudinale  $u'$ .

3.5. Echelles de longueur caractéristiques

3.5.1. Longueur de dissipation. Nous avons déterminé une micro-échelle  $\lambda_w$  par la relation

$$\lambda_w^2 = U^2 \frac{\overline{u'^2}}{(\frac{\partial u'}{\partial t})^2}$$

Avec l'hypothèse de Taylor de l'équivalence espace temps, cette micro-échelle est la longueur de dissipation classique. Près de la paroi, l'hypothèse de Taylor n'est plus valable du fait des forts gradients de vitesse moyenne et des déformations qu'ils peuvent entraîner. Toutefois, d'après Favre *et al.* [23], il semble que les petits tourbillons sont transportés par le mouvement moyen pour des distances à la paroi de  $y/\delta = 0,03$  ( $\delta$  étant l'épaisseur de la couche limite).

Nous avons défini de façon analogue, une "longueur de dissipation"  $\lambda_\theta$  pour la variance de température par :

$$\lambda_\theta^2 = U^2 \frac{\overline{\theta'^2}}{(\frac{\partial \theta'}{\partial t})^2}$$

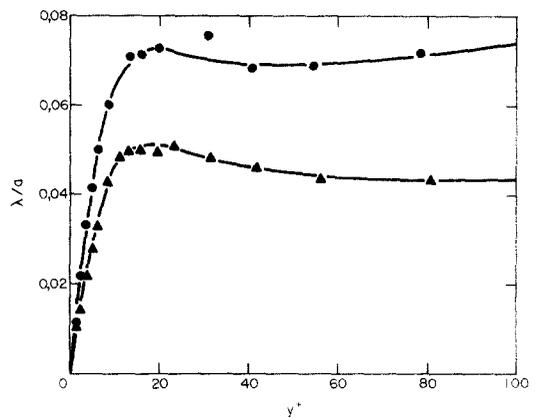


FIG. 6. Longueurs de dissipation,  $\bullet$ ,  $\lambda_w/a$ ;  $\blacktriangle$ ,  $\lambda_\theta/a$ .

La Fig. 6 présente les longueurs  $\lambda_w$  et  $\lambda_\theta$  rapportées au rayon  $a$  de la conduite, en fonction de la distance à la paroi  $y^+$ .

On observe que  $\lambda_w/a$  augmente rapidement avec la distance à la paroi depuis la valeur zéro jusqu'à la valeur  $\lambda_w/a \approx 0,07$  dans la région du maximum de la production de turbulence. Dans la sous-couche visqueuse, la variation de  $\lambda_w/a$  est linéaire.

En ce qui concerne la longueur  $\lambda_\theta$ , on constate que ses valeurs sont systématiquement inférieures à celles de  $\lambda_w$ . Ces résultats confirment (par 3.2) que les fluctuations de température correspondent à des fréquences plus élevées que les fluctuations de vitesse longitudinale. Ceci est aussi en accord avec l'analyse spectrale [6] dans le cas d'une couche limite sur paroi plane, les conditions aux limites étant similaires.

3.5.2. *Longueurs intégrales.* L'échelle de temps intégrale  $\mathcal{T}_u$  définie par la relation:

$$\mathcal{T}_u = \int_0^\infty r_u(\tau) d\tau \quad (1)$$

(voir Tennekes [24]), où

$$r_u(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{u'^2}$$

est le coefficient d'autocorrélation a été déterminée expérimentalement. En fait, on détermine l'échelle:

$$\mathcal{T}_u = \int_0^R r_u(\tau) d\tau \quad (2)$$

$R$  étant l'intersection de  $r(\tau)$  avec l'axe  $\tau$ . L'échelle  $\mathcal{T}_u$  paraît être en pratique peu différente de celle donnée par l'expression purement théorique (1).

Lorsque l'hypothèse de Taylor peut être appliquée, la longueur intégrale  $L_u$  correspond à l'échelle de temps intégrale  $\mathcal{T}_u$  par:

$$L_u = U \int_0^R r_u(\tau) d\tau. \quad (3)$$

On peut aussi définir avec des conventions analogues, une longueur intégrale  $L_{\theta'}$  telle que:

$$L_{\theta'} = U \int_0^R r_{\theta'}(\tau) d\tau. \quad (4)$$

La Fig. 7 montre l'évolution des longueurs intégrales  $L_u$  et  $L_{\theta'}$  données par les formules (3) et (4) en fonction de la distance à la paroi  $y^+$ . Au voisinage de la paroi  $L_u$  et  $L_{\theta'}$  sont des fonctions croissantes de  $y^+$ . Une

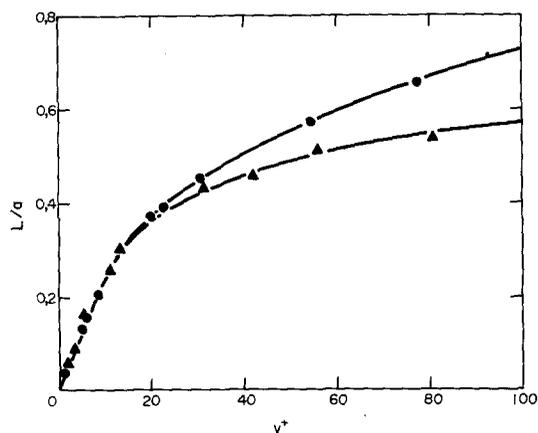


FIG. 7. Longueurs intégrales; ●,  $L_u/a$ ; ▲,  $L_{\theta'}/a$ .

région de variation linéaire apparaît encore nettement. Enfin, on peut noter que, sauf au voisinage immédiat de la paroi ( $y^+ < 20$ ), la longueur  $L_{\theta'}$  est systématiquement inférieure à  $L_u$ . Par contre près de la paroi  $L_{\theta'} = L_u$ , ce qui montre bien que pour les grandes échelles,  $\theta'$  et  $u'$  se comportent des manière similaire surtout près de la paroi où  $v'$  et  $w'$  n'interviennent pas (pour les échelles). Ceci confirme que " $\theta'$  et  $u'$  se comportent de la même manière aux basses fréquences" [25].

3.6. *Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement*

Les facteurs de dissymétrie et d'aplatissement sont définies par:

$$S_{\xi'} = \overline{\xi'^3} / (\overline{\xi'^2})^{3/2} \quad (5)$$

$$F_{\xi'} = \overline{\xi'^4} / (\overline{\xi'^2})^2 \quad (6)$$

où  $\xi'$  représente  $u'$ ,  $\theta'$ ,  $u' = \partial u' / \partial t$  ou  $\theta' = \partial \theta' / \partial t$ .

Le facteur d'aplatissement  $F$  et le coefficient de corrélation  $R = \overline{\xi'^3} / [(\overline{\xi'^2})^2 (\overline{\xi'^4})]^{1/2}$  permettent de calculer le facteur de dissymétrie  $S = RF^{1/2}$ . Dans la sous-couche visqueuse, des corrections ont été apportées [8] pour tenir compte du bruit de fond qui n'est pas négligeable.

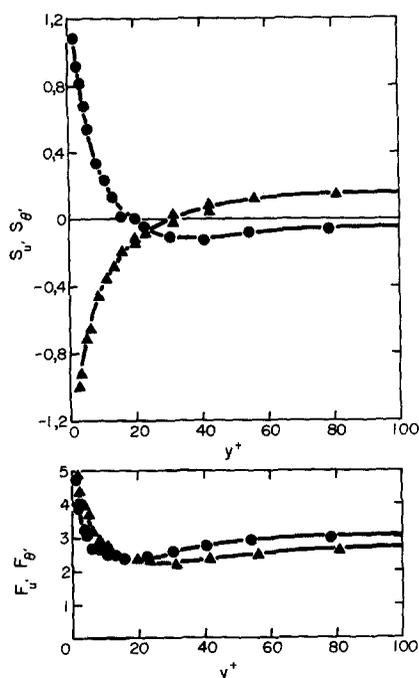


FIG. 8. Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement des fluctuations; ●,  $S_u, F_u$ ; ▲,  $S_{\theta'}, F_{\theta'}$ .

3.6.1. *Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement des fluctuations.* La Fig. 8 présente les facteurs de dissymétrie  $S_u, S_{\theta'}$  et d'aplatissement  $F_u, F_{\theta'}$  des fluctuations  $u'$  et  $\theta'$ . En ce qui concerne  $S_u$  et  $F_u$ , les résultats présentés sont du même ordre que ceux obtenus par Comte-Bellot [26] et Zanic [27]. On note que les plus fortes valeurs de  $F_u$  et  $S_u$ , se situent dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ). Au voisinage de  $y^+ = 20$ , le changement de signe de  $S_u$  correspond à une valeur minimale de  $F_u$ .

Cette figure montre aussi que pour  $y^+ < 10$ , les fortes valeurs négatives de  $S_{\theta'}$  sont cohérentes avec les fortes valeurs positives de  $S_u$  [28]. On peut remarquer aussi que, vers  $y^+ \approx 30$ , il existe une correspondance entre le changement de signe de  $S_{\theta'}$  et un minimum de  $F_{\theta'}$ . Cependant, cette correspondance s'effectue à une distance plus éloignée de la paroi que celle constatée dans le cas des fluctuations de vitesse  $u'$ .

La correspondance [29] entre les valeurs minimales de  $F$  ( $F \approx 2$ ) et les passages de  $S$  par des valeurs nulles,

dans les cas respectifs des fluctuations longitudinales de vitesse et de température, pourrait s'interpréter comme due à des fluctuations harmoniques (les valeurs  $F = 1,5$  et  $S = 0$  correspondent en effet à un signal sinusoïdal). Ceci pourrait être rapproché du caractère d'instabilité hydrodynamique constaté par Blackwelder et Kaplan [30] dans cette région de l'écoulement.

La différence notée entre les valeurs de  $y^+$  pour lesquelles s'annulent  $S_{u'}$  et  $S_{\theta'}$  pourrait s'expliquer par l'influence de la composante radiale de vitesse sur les fluctuations de température, selon les hypothèses de Fulachier et Dumas [6].

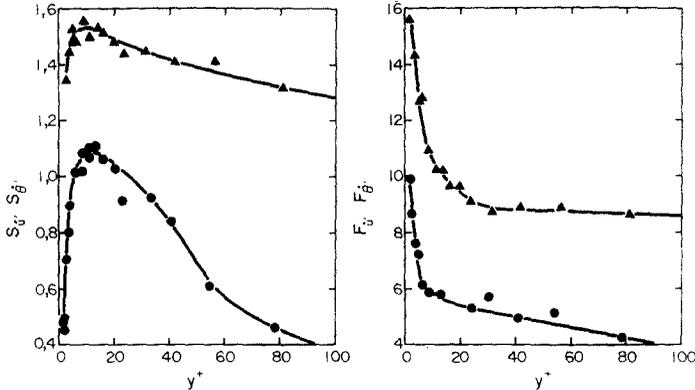


FIG. 9. Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement des dérivées temporelles des fluctuations; ●,  $S_{u'}$ ,  $F_{u'}$ ; ▲,  $S_{\theta'}$ ,  $F_{\theta'}$ .

3.6.2. *Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement des dérivées temporelles des fluctuations.* Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig. 9. En ce qui concerne  $S_{u'}$  et  $F_{u'}$ , les évolutions en fonction de la distance à la paroi sont voisines de celles données par Comte-Bellot [26].

Dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ \leq 5$ )  $F_{u'}$  atteint de fortes valeurs. On peut admettre que ces accroissements, comme d'ailleurs ceux de  $F_{u'}$  (par 3.6.1) décèlent un "caractère intermittent" résultant du passage à certains moments de perturbations  $u'$  de forte amplitude (voir aussi par 3.1).

Cette figure montre également que le facteur de dissymétrie  $S_{\theta'}$  est positif. *A priori*, on s'attendrait à trouver ce facteur négatif, compte tenu des signes respectifs de  $S_{u'}$  et  $S_{\theta'}$  par (3.6.1). En fait la dérivée  $\partial\theta'/\partial t$  correspond aux fluctuations d'échelle fine qui seraient principalement corrélées avec la valeur  $v'(t)$  perpendiculaire à la paroi [6]. Le signe positif de  $S_{v'}$  [28] expliquerait celui de  $S_{\theta'}$ . Près de la paroi, les fluctuations deviennent relativement très faibles et l'on constate effectivement que  $S_{\theta'}$  diminue fortement.

Notons que ce signe est le même que celui du produit des gradients  $\partial\Theta/\partial y \times \partial U/\partial y$ , comme l'ont constaté Gibson *et al.* [31].

Dans la sous-couche visqueuse, l'augmentation relative de  $F_{\theta'}$  peut être attribuée, comme pour  $F_{u'}$ , à une intermittence.

4. CONCLUSIONS

Une étude des fluctuations de vitesse longitudinale et des fluctuations de température a été effectuée dans

l'écoulement au voisinage de la paroi ( $y^+ < 100$ ) d'une conduite de section circulaire.

L'analyse des résultats permet de mettre en relief les points suivants:

1. Au sein de la sous-couche visqueuse, les enregistrements des fluctuations de température montrent l'existence d'une intermittence qui se traduit aussi par les valeurs élevées des facteurs d'aplatissement  $F_{\theta'}$  et  $F_{u'}$ .

2. La variance des fluctuations de température a une évolution linéaire dans la sous-couche, comme c'est le cas pour la composante longitudinale de la fluctuation de vitesse.

La liaison introduite par Fulachier [8], entre la variance  $\overline{\theta'^2}$  des fluctuations de température et la somme  $\overline{q'^2}$  des trois variances des composantes de la fluctuation de vitesse est vérifiée dans la sous-couche visqueuse; en effet la grandeur

$$B = (\overline{q'^2}/\overline{\theta'^2})^{1/2} \left| \frac{\partial\Theta}{\partial y} \right| / \frac{\partial U}{\partial y}$$

est voisine de 1,5 jusqu'à la paroi.

3. Une diminution importante du coefficient de corrélation entre  $\theta'$  et  $u'$  est constatée lorsqu'on se rapproche de la paroi ( $y^+ < 10$ ), ce qui pourrait laisser supposer l'influence des autres composantes de la vitesse.

4. Les évolutions des longueurs de dissipation  $\lambda$  et des longueurs intégrales  $L$  sont également linéaires en fonction de  $y^+$ , au sein de la sous-couche visqueuse. La comparaison des valeurs de  $\lambda_{u'}$  et  $\lambda_{\theta'}$  montre que même au voisinage de la paroi, les fluctuations de température correspondent à des fréquences plus élevées que la composante longitudinale des fluctuations de vitesse. Par contre  $L_{\theta'} = L_{u'}$ ; les grandes échelles se comportent donc de manière similaire dans cette région.

5. L'ensemble des résultats obtenus met en évidence le comportement quelque peu différent des fluctuations  $u'$  et  $\theta'$ , et suggère que cette différence est liée à l'influence des composantes radiales et transverse de la fluctuation de vitesse sur les fluctuations de température.

*Remerciements*—Ces travaux ont été effectués dans le cadre de conventions C.E.A.—I.M.S.T. L'auteur tient à remercier Monsieur R. Dumas pour ses conseils et Monsieur M. Astier pour sa participation technique.

## REFERENCES

1. S. J. Kline et P. W. Runstadler, Some preliminary results of visual studies of the wall layers of the turbulent boundary layer, *J. Appl. Mech.* **26**, 166–170 (1959).
2. G. R. Offen et S. J. Kline, A proposed model of the bursting process in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.* **70**(2), 209–228 (1975).
3. W. W. Willmarth, Structure of turbulence in boundary layers, in *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 15. Academic Press, New York (1975).
4. E. Verollet, Etude d'une couche limite turbulente avec aspiration et chauffage, Thèse de Doctorat ès Sciences, Université de Provence—Marseille (1972).
5. A. Favre, Equations statistiques des fluides turbulents compressibles, in 5ème Congrès Canadien de Mécanique Appliquée—Cancan (1975).
6. L. Fulachier et R. Dumas, Spectral analogy between temperature and velocity fluctuations in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **77**, 257 (1976).
7. K. Bremhorst et K. J. Bullock, Spectral measurements of temperature and longitudinal velocity fluctuations in fully developed pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **13**(8), 1313–1329 (1970).
8. L. Fulachier, Contribution à l'étude des analogies des champs dynamique et thermique dans une couche limite turbulente. Effet de l'aspiration, Thèse de Doctorat ès-Sciences, Marseille (1972).
9. K. Bremhorst et K. J. Bullock, Spectral measurements of turbulent heat and momentum transfer in fully developed pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **16**(12), 2141–2154 (1973).
10. J. A. B. Wills, The correction of hot-wire readings for proximity to a solid boundary, *J. Fluid Mech.* **12**(3), 388 (1962).
11. J. Marcillat, Fonctions de répartition des vitesses turbulentes dans une couche limite. Effets de la réponse de l'anémomètre à fil chaud, Thèse de Doctorat d'Aérodynamique, Marseille (1964).
12. M. Coantic, Contribution à l'étude de la structure de la turbulence dans une conduite de section circulaire, Thèse de Doctorat d'Etat, Marseille (1966).
13. J. Gaviglio, Sur quelques problèmes de mesures de turbulence effectuées à l'aide de l'anémomètre à fils chauds parcourus par un courant d'intensité constante, Thèse de Doctorat d'Etat, Marseille (1958).
14. E. Verollet, Contribution aux méthodes de mesure de turbulence de vitesse et de température par l'anémométrie à fils chauds, Publ. Sc. Tech. Min. Air. No. 449, Paris (1969).
15. M. Elena, Effets de l'aspiration sur les vitesses et températures moyennes dans un écoulement turbulent cylindrique, 4ème Congrès de Transfert de Chaleur et de Masse de l'U.R.S.S. Minsk, U.R.S.S. (1972).
16. M. Elena, Etude des champs dynamique et thermique d'un écoulement turbulent en conduite avec aspiration à la paroi, Thèse de Doctorat es Sciences, Marseille (1975).
17. J. Laufer, The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA T.N., 2954. Report 1174 (1954).
18. M. Coantic, Evolution en fonction du nombre de Reynolds de la distribution des vitesses moyennes et turbulentes dans une conduite, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **264**, 849–852 (1967).
19. M. Coantic, Remarques sur la structure de la turbulence à proximité d'une paroi, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **260**, 2981–2984 (1965).
20. D. S. Johnson, Velocity and temperature fluctuation measurements in a turbulent boundary layer downstream of a stepwise discontinuity in wall temperature, *J. Appl. Mech.* **26**, 325–336 (1959).
21. M. Trinite et P. Valentin, Couche limite turbulente avec discontinuité de température et de concentration à la paroi, *Int. J. Heat Mass Transfer* **15**(7), 1337–1354 (1972).
22. M. K. Ibragimov, Détermination of the correlation between pulsations of velocity and temperature in turbulent air flow in a tube, *Soviet Phys. Dokl.* **13**, 1208 (1969).
23. A. Favre, J. Gaviglio et R. Dumas, Structure of velocity space-time correlations in a boundary layer, *Physics Fluids* **10**(9), 138–145 (1967).
24. H. Tennekes et J. L. Lumley, *A First Course in Turbulence*. M.I.T. Press, Cambridge, MA (1972).
25. L. Fulachier, Répartitions spectrales des fluctuations de flux de chaleur dans une couche limite turbulente, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **272**, 1022–1025 (1971).
26. G. Comte-Bellot, Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles, P.S.T. Minist. de l'Air, No. 419, Paris (1965).
27. Z. Zaric, Statistical analysis of wall turbulence phenomena, in *Proceedings of the International Symposium on Turbulent Diffusion in Environmental Pollution—Charlottesville, Virginia, 8–14 April*. Academic Press, New York (1973).
28. R. Dumas, L. Fulachier et E. Arzoumanian, Facteurs d'intermittence et de dissymétrie des fluctuations de température et de vitesse dans une couche limite turbulente, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **274**, 267–270 (1972).
29. M. Elena, M. P. Chauve et R. Dumas, Effet de l'aspiration sur les facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans une conduite cylindrique chauffée, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **281**, 185–187 (1975).
30. R. F. Blackwelder et R. E. Kaplan, Intermittent structures in turbulent boundary layers, Meeting Agard, London (1971).
31. P. Mestayer, C. Gibson, M. Coantic et A. Patel, Local anisotropy in heated and cooled turbulent boundary layers, *Physics Fluids* **19**(9), 1279–1287 (1976).

## EXPERIMENTAL STUDY OF TURBULENCE NEAR THE WALL OF A SLIGHTLY HEATED PIPE

**Abstract**—The author presents an experimental study of the turbulence field in the vicinity of the wall of a circular-section conduit ( $y^+ < 100$ ). Heat is used as a passive scalar contaminating agent.

The findings relate to fluctuations in the temperature and the longitudinal velocity component and to their second-, third- and fourth-order moments. The characteristic length scales are also determined.

These findings reveal the intermittent nature of the flow and the near-linear variations in the different quantities considered, within the viscous sublayer.

Behavioral differences resulting from the fluctuations in temperature and longitudinal velocity component are also high lighted.

### EINE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER TURBULENZ IN DER NÄHE DER WAND EINES SCHWACHBEHEIZTEN ROHRES

**Zusammenfassung**—Es wird über eine experimentelle Untersuchung des Turbulenzfeldes in der Nähe der Wand ( $y^+ < 100$ ) eines Kanals mit kreisförmigem Querschnitt berichtet. Als passive, skalare Störgröße wird Wärme verwendet. Als Ergebnisse werden die Temperaturschwankungen und die Schwankungen der Längsgeschwindigkeitskomponente, sowie deren Momente 2. 3 und 4. Ordnung angegeben. Die charakteristischen Längenmaße werden ebenfalls bestimmt. Die Ergebnisse zeigen die intermittierende Natur der Strömung und die nahezu linearen Variationen der verschiedenen betrachteten Größen innerhalb der laminaren Unterschicht. Auf charakteristische Unterschiede, die sich aus den Schwankungen der Temperatur und der Längsgeschwindigkeitskomponente ergeben, wird eingegangen.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВБЛИЗИ СТЕНКИ СЛАБО НАГРЕТОЙ ТРУБЫ

**Аннотация**— Представлены результаты экспериментального исследования турбулентного поля вблизи стенки канала круглого сечения ( $y^+ < 100$ ). Тепло используется как пассивная скалярная примесь.

Получены данные по флуктуациям температуры и продольной компоненты скорости на уровне моментов 2, 3 и 4 порядка. Дано также определение масштабов турбулентности. Полученные результаты показывают перемежающийся характер турбулентного течения и почти линейные изменения всех рассматриваемых величин в области вязкого подслоя.

Отмечено влияние флуктуаций температуры и продольной скорости на картину течения.