

## FLUCTUATIONS DE TEMPERATURE DANS UN ECOULEMENT TURBULENT A TEMPERATURE ELEVEE\*

I. GOKALP et A. LASEK

Laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S., 4 ter, route des Gardes, F 92190, Meudon, France

(Reçu le 5 février 1979)

**Résumé**—Les champs thermiques sont généralement étudiés dans des écoulements turbulents avec faible élévation de température. Nous présentons ici des mesures du champ thermique d'un écoulement turbulent d'air chauffé jusqu'à 400°C. L'écoulement est établi dans un tube de section circulaire situé à l'aval d'une plaque perforée. Le champ dynamique de référence est caractérisé par  $Re = 20$ . Les résultats obtenus indiquent que la dissipation de petites structures tourbillonnaires augmente avec la température moyenne et le champ thermique devient de plus en plus structuré de gros tourbillons. On observe que les dimensions des tourbillons les plus énergétiques et les microéchelles de dissipation du champ thermique augmentaient avec la température moyenne de l'écoulement.

### NOMENCLATURE

$a$ , diffusivité thermique [ $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ];  
 $C$ , coefficient de correction totale;  
 $C_f$ , coefficient de correction pour l'inertie thermique du fil chaud;  
 $C_c$ , coefficient de correction pour la conduction par les broches;  
 $d$ , diamètre du fil chaud [mm];  
 $E_1(n)$ , fonction spectrale unidimensionnelle [ $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ];  
 $E_1(k_1)$ , fonction spectrale unidimensionnelle [ $\text{cm}^3 \text{s}^{-2}$ ];  
 $E_T(k_1)$ , fonction spectrale relative au champ thermique [ $^\circ\text{C}^2 \cdot \text{s}$ ];  
 $\bar{E}$ , tension moyenne aux bornes du pont anémométrique [V];  
 $\bar{e}^2$ , valeur quadratique moyenne de la fluctuation de la tension moyenne aux bornes du pont anémométrique [V];  
 $k_1$ , nombre d'onde unidimensionnel [ $\text{cm}^{-1}$ ];  
 $l$ , longueur du fil chaud [mm];  
 $l_e$ , longueur caractéristique de la dimension moyenne des tourbillons les plus énergétiques du champ dynamique [mm];  
 $l_{eT}$ , longueur caractéristique de la dimension moyenne des tourbillons les plus énergétiques du champ thermique [mm];  
 $L_w$ , échelle intégrale relative au champ dynamique longitudinal [mm];  
 $M$ , longueur de maille de la plaque perforée [mm];  
 $n$ , fréquence [ $\text{s}^{-1}$ ];  
 $Re$ , nombre de Reynolds basé sur le diamètre du tube;  
 $Re_M$ , nombre de Reynolds basé sur la longueur de maille;

$Re_{\lambda_w}$ , nombre de Reynolds basé sur la microéchelle de la dissipation longitudinale;  
 $\bar{T}$ , température moyenne [ $^\circ\text{C}$ ];  
 $\overline{T'^2}$ , valeur quadratique moyenne de la fluctuation de température [ $^\circ\text{C}^2$ ];  
 $\bar{U}_1$ , vitesse moyenne longitudinale [ $\text{m s}^{-1}$ ];  
 $\overline{u'^2}$ , valeur quadratique moyenne de la fluctuation de vitesse longitudinale [ $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ].

### Greek symbols

$\alpha$ , coefficient de sensibilité du fil chaud aux fluctuations de vitesse longitudinale [V];  
 $\beta$ , coefficient de sensibilité du fil chaud aux fluctuations de température [V];  
 $\tau$ , constante de temps du fil chaud [ $\text{s}^{-1}$ ];  
 $\lambda_w$ , longueur de dissipation des fluctuations de vitesses longitudinales [mm];  
 $\lambda_T$ , longueur de dissipation des fluctuations de température [mm];  
 $\varepsilon_T$ , dissipation totale des fluctuations de température [ $^\circ\text{C}^2 \text{s}^{-1}$ ].

### 1. INTRODUCTION

LES ÉTUDES de champs turbulents thermiques et dynamiques sont effectuées, pour la quasi-totalité d'entre elles, dans le domaine de validité de l'hypothèse du contaminant passif pour la température. Suivant cette hypothèse, la température moyenne de l'écoulement et les fluctuations de température sont suffisamment faibles, pour que la masse volumique et les coefficients de transport restent constants à chaque instant et en chaque point de l'écoulement [1].

Cette hypothèse est pleinement justifiée quand il s'agit d'étudier, dans un écoulement turbulent à température ambiante ou très faiblement chauffé, le

\*Ce travail a été exécuté dans le cadre de l'ATP C.N.R.S. "Combustion et Turbulence" (Décision n° 2920—1976).

champ dynamique et le champ scalaire porté (ou convecté) par ce dernier. C'est ainsi que les champs dynamiques et thermiques ont été étudiés dans plusieurs configurations d'écoulements turbulents: les couches limites turbulentes [2], les écoulements turbulents pleinement développés [3], les turbulences de grille [4], etc.

Mais, dans plusieurs applications pratiques on rencontre des configurations d'écoulements turbulents qui se situent en dehors du domaine de validité de l'hypothèse du contaminant passif pour la température. Pour ne prendre qu'un seul exemple, citons le cas de la combustion turbulente où les températures moyennes, mais aussi les amplitudes des fluctuations de température sont importantes.

La nécessité d'étudier le champ thermique turbulent dans un écoulement à température élevée est d'ailleurs mise à l'ordre du jour par les récents développements théoriques dans le domaine de la combustion turbulente [5]. L'étude expérimentale présentée ici constitue une partie d'une étude sur la combustion turbulente d'une flamme "froide" d'heptane-air dont la température maximale ne dépasse pas 550°C. Il s'agit d'étudier le champ thermique dans un écoulement turbulent d'air à température élevée, réalisé dans une conduite cylindrique horizontale à l'aval d'une plaque perforée. Seul le champ thermique dans cet écoulement non-réactif est analysé, en un point de l'axe et en fonction de la température moyenne, des indications sur les effets spécifiques des réactions chimiques sur le champ thermique ayant été rapportées et discutées par ailleurs [6-8]. Dans cette étude, il ne s'agit donc pas de suivre le long du tube la décroissance de la turbulence thermique, mais d'essayer de déterminer l'influence de l'élévation de la température moyenne sur la structure du champ thermique turbulent porté par un champ dynamique donné.

La température moyenne maximale atteinte dans l'écoulement étudié est de 396°C. Les valeurs de  $\sqrt{T'^2}/\bar{T}$  sont de l'ordre de  $2.10^{-2}$ . Elles sont du même ordre de grandeur que celles de Lin et Lin [9], qui sont à notre connaissance, les seuls à avoir posé le problème de tester le domaine de validité de l'hypothèse du contaminant passif pour la température. Mais, Lin et Lin n'obtiennent qu'une faible élévation de la température moyenne par rapport à la température ambiante. Leur valeur maximale pour cette élévation est de 81,2°C. Nous sommes arrivés à des élévations de température moyenne de 380°C.

Les résultats expérimentaux rapportés ci-après concernent la structure du champ thermique turbulent à différentes températures moyennes et plus particulièrement l'évolution du comportement spectral et des échelles de longueur du champ thermique.

## 2. APPAREILLAGE ET METHODES EXPERIMENTALES

L'écoulement turbulent étudié est réalisé à l'intérieur d'un tube en laiton de 700 mm de longueur et de 50 mm de diamètre. Les parois extérieures du

tube sont calorifugées. L'écoulement d'air est chauffé à l'aide d'une résistance électrique de 10 kW. L'écoulement d'air, engendré par un ventilateur centrifuge, passe par le bloc chauffant et en sort en traversant une plaque perforée de 90 mm de diamètre; cette plaque comporte 60 trous de 5,5 mm de diamètre et une longueur de maille  $M = 9$  mm. Le tube de laiton est précédé d'une contraction de 30 mm de longueur.

La vitesse longitudinale moyenne peut être réglée entre  $0,4 \text{ ms}^{-1}$  et  $20 \text{ ms}^{-1}$ . Elle est mesurée par un tube de Pitot relié à un capteur de pression. La température moyenne de l'écoulement peut être réglée à 1°C près. Elle est mesurée par un thermocouple chromel-alumel. Les mesures de profil vertical de température montrent que le noyau isotherme est suffisamment étendu pour que le gradient de température soit négligeable.

L'analyse anémométrique est réalisée à l'aide d'une sonde à fil chaud pour haute température, dont l'élément sensible est constitué d'un fil en platine rhodié de  $10 \mu\text{m}$  de diamètre et de 2,2 mm de longueur. La sonde est reliée à un pont anémométrique à température constante (TSI 1051) pour la mesure des fluctuations de vitesse; elle est reliée à un pont anémométrique à intensité constante DISA (55 M 20) pour la mesure des fluctuations de température et fonctionne alors comme un thermomètre à résistance.

Pour la mesure des fluctuations de vitesse à la température ambiante, le fil chaud est maintenu perpendiculaire à l'écoulement moyen dans le plan médian vertical. Le fil droit n'étant sensible qu'aux fluctuations de vitesse axiale, celles-ci sont déterminées à partir de la relation suivante:

$$e^2 = \alpha^2 \overline{u_1'^2} / \overline{U_1^2}, \quad (1)$$

où  $e^2$  est la valeur quadratique moyenne de la fluctuation de la tension moyenne aux bornes du pont,  $\overline{U_1}$  la vitesse longitudinale moyenne,  $\overline{u_1'^2}$  la moyenne quadratique de la fluctuation de la vitesse longitudinale et  $\alpha$  le coefficient de sensibilité du fil chaud aux fluctuations de vitesse longitudinale. Ce coefficient est déterminé à partir de la courbe d'étalonnage suivant la relation

$$\alpha = -\overline{U_1} \frac{\partial E}{\partial U_1}. \quad (2)$$

La détermination de la sensibilité thermique de l'ensemble du pont à intensité constante et du fil chaud aux fluctuations de température est moins conventionnelle. Les coefficients de sensibilité thermique des fils chauds ont été déterminés expérimentalement par Comte-Bellot et Mathieu [10] et Verollet [11] dans des écoulements turbulents dans lesquels la température moyenne ne dépassait pas 60°C. Ces études indiquent que les courbes de la tension moyenne aux bornes du fil chaud en fonction de la température moyenne sont, pour une intensité donnée du courant, des droites dont la pente est

indépendante de la pression dynamique de l'écoulement. avec:

La Fig. 1 montre les courbes d'étalonnage en température de deux fils chauds distincts et fonction-

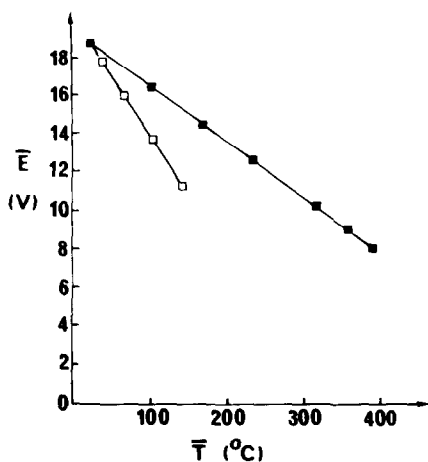


FIG. 1. Courbes d'étalonnage en température du pont à intensité constante DISA 55 M 20. ■: fil Pt/Rh de 10 µm de diamètre traversé par un courant de 10 mA; □: fil Pt de 1 µm de diamètre traversé par un courant de 0,2 mA.

nant avec deux intensités différentes. Il apparaît que dans les deux cas, la tension moyenne du pont est toujours une fonction linéaire de la température moyenne de l'écoulement. Les intensités utilisées étant faibles, le fil peut être considéré comme n'étant sensible qu'aux seules fluctuations de température. D'où

$$\overline{e'^2} = \beta^2 \frac{\overline{T'^2}}{\bar{T}^2}, \quad (3)$$

où  $\bar{T}$  est la température moyenne,  $\overline{T'^2}$  sa fluctuation quadratique et  $\beta$  le coefficient de sensibilité aux fluctuations de température.

L'utilisation du fil chaud comme thermomètre à résistance nécessite la compensation de l'inertie thermique du fil. Dans cette étude le fil froid n'est pas compensé directement à l'aide d'un circuit électronique; les corrections appropriées sont apportées en calculant la fonction de transfert du fil pour la constante de temps donnée. Cette dernière est calculée en chaque point de mesure; elle dépend des propriétés locales de l'écoulement.

En outre, l'erreur due aux effets de conduction par les broches est corrigée suivant le modèle proposé par Millon, Paranthoen et Trinité [12].

Le terme correctif provenant de la correction de l'inertie thermique est donné par:

$$C_l = \frac{\tau^2}{1 + 4\pi^2 n^2}, \quad (4)$$

où  $n$  est la fréquence et  $1/\tau$  le temps de réponse du fil.

Le terme correctif provenant de la correction des effets de bouts est donné par:

$$C_c = 1 - \frac{4}{l^2(\rho^2 + r^2)}(\rho l - 1), \quad (5)$$

$$\rho^2 = \frac{\tau}{2a} \left( 1 + 4\pi^2 n^2 \frac{l}{\tau^2} \right)^{1/2} + 1, \quad (6)$$

et

$$r^2 = \frac{\tau}{2a} \left( 1 + 4\pi^2 n^2 \frac{l}{\tau^2} \right)^{1/2} - 1, \quad (7)$$

où  $a$  représente la diffusivité thermique et  $l$  la longueur du fil.

Ce résultat est obtenu à partir du schéma théorique de Millon *et al.* [12], en supposant que le temps de réponse des broches est infini. Cette approximation est valable, puisque le fil est soudé directement sur les broches.

Le terme correctif total est donc:

$$C = C_l + C_c. \quad (8)$$

Le passage du spectre de température mesuré,  $E_{T_m}(n)$ , au spectre réel,  $E_{T_r}(n)$ , s'effectue alors suivant la relation ci-dessous:

$$E_{T_r}(n) = \frac{E_{T_m}(n)}{C}. \quad (9)$$

Le traitement statistique des signaux turbulents est effectué comme suit: les signaux provenant du fil chaud sont d'abord enregistrés sur un enregistreur magnétique (Philips Mini Log 4). Dans le cas des fluctuations de vitesse, les valeurs quadratiques moyennes sont obtenues directement à partir d'un voltmètre à valeur efficace (TSI 1060). Le spectre de puissance unidimensionnel est aussi obtenu directement à l'aide d'un analyseur de fréquence (SAICOR 51).

Dans le cas des fluctuations de température, un spectre non-corrigé est obtenu à l'aide du même analyseur de fréquence. Ce spectre est ensuite corrigé à l'aide d'un ordinateur. C'est à partir du spectre corrigé pour l'inertie thermique et pour les effets de bouts, que sont déduites les variances et les échelles du champ de turbulence thermique. Le diagramme schématique de la chaîne de traitement est présenté sur la Fig. 2.

### 3. ETUDE DU CHAMP DE VITESSE DE REFERENCE

L'étude est effectuée pour un écoulement ayant une vitesse moyenne de  $1,60 \text{ ms}^{-1}$  à la température ambiante de  $18^\circ\text{C}$  (soit  $Re = 5160$  et  $Re_M = 930$ ). Pour cette vitesse moyenne la turbulence en aval de la plaque perforée est caractérisée par des basses fréquences, la totalité de l'énergie cinétique turbulente étant comprise entre 0 et 300 Hz.

A  $x/M = 57$  sur l'axe du tube, la fluctuation longitudinale est  $\sqrt{\overline{u_1^2}} = 0,047 \text{ ms}^{-1}$ , ce qui donne une intensité  $\sqrt{\overline{u_1^2}}/\bar{U}_1 = 2,9 \cdot 10^{-2}$ . Le spectre de puissance  $E_1(k_1)$  des nombres d'onde unidimensionnels  $k_1 = 2\pi n/\bar{U}_1$ , est déduit de celui des fréquences  $E_1(n)$  par:

$$E_1(k_1) = \frac{\bar{U}_1}{2\pi} E_1(n). \quad (10)$$

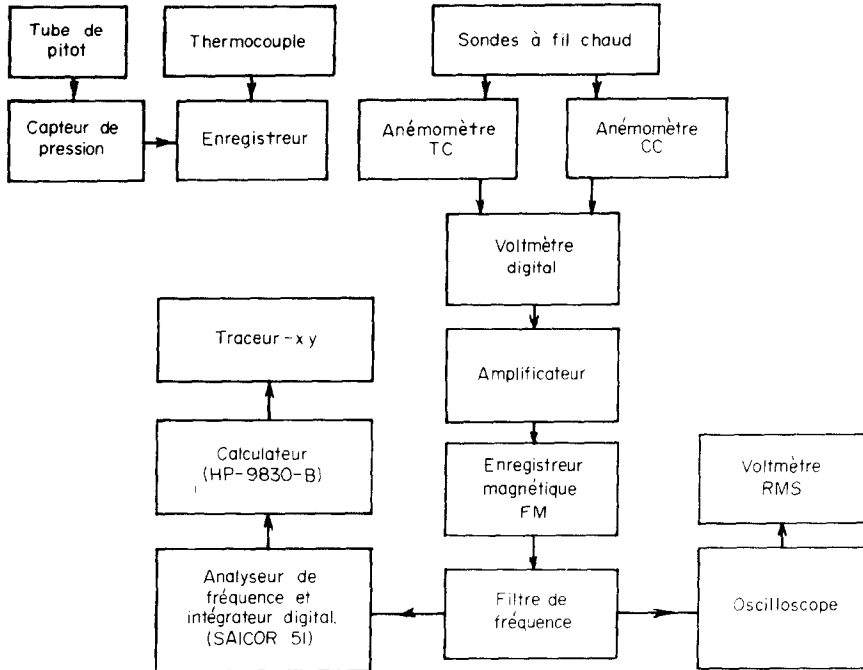


FIG. 2. Schéma de la chaîne de traitement des signaux turbulents.

On observe que le spectre unidimensionnel ne présente pas de pente universelle en  $-5/3$ , ce qui témoigne de l'absence de la sous-région inertielle.

La microéchelle de dissipation longitudinale (ou microéchelle de Taylor) est obtenue à partir de l'intégration de la courbe de dissipation  $k_1^2 E_1(k_1)$  suivant la relation [15]:

$$\frac{1}{\lambda_u^2} = \int_0^\infty k_1^2 \frac{E_1(k_1)}{u'^2} dk_1 \quad (12)$$

Pour  $x/M = 57$ , on trouve  $\lambda_u = 6$  mm. Le nombre de Reynolds turbulent basé sur la microéchelle de dissipation est:

$$Re_u = \frac{\sqrt{u'^2} \lambda_u}{\nu} = 19.$$

La faiblesse du nombre de Reynolds turbulent explique donc l'absence de la sous-région inertielle dans le spectre de puissance unidimensionnel.

**4. CARACTERISTIQUES DU CHAMP THERMIQUE DANS LA ZONE DE VALIDITE DE L'HYPOTHESE DU CONTAMINANT PASSIF**

Le comportement spectral du champ thermique est d'abord étudié dans l'écoulement turbulent à basse température et comparé ensuite avec le comportement spectral du champ dynamique qui le porte. La température moyenne de l'écoulement est  $36^\circ\text{C}$ , soit une élévation de température  $\Delta T$  de  $18^\circ\text{C}$ . Les fluctuations de température sont mesurées avec deux fils chauds différents. Une première série de mesures est effectuée avec un fil en platine de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre et de 1 mm de longueur. Ce fil, utilisé avec l'anémomètre à intensité constante, fonctionne avec un courant de 0,2 mA. Une seconde série de mesures est effectuée avec le fil en platine rhodié de  $10 \mu\text{m}$  de diamètre et de 2,2 mm de longueur. Ce deuxième fil fonctionne avec un courant de 10 mA. Le fil en platine ayant une bonne bande passante et un rapport  $l/d = 1000$ , le spectre obtenu

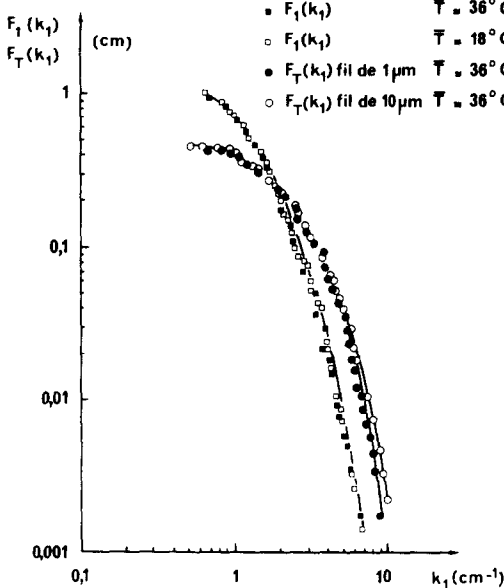


FIG. 3. Comparaison des spectres de vitesse unidimensionnelle et de température à  $x/M = 57$ .

Le spectre unidimensionnel est utilisé pour déterminer l'échelle intégrale longitudinale  $L_u$  à partir de la relation suivante:

$$L_u = \frac{\pi}{2} \lim_{k_1 \rightarrow 0} \frac{E_1(k_1)}{u'^2} \quad (11)$$

Pour  $x/M = 57$ , on trouve  $L_u = 19$  mm.

n'est corrigé ni pour l'inertie thermique ni pour la conduction par les broches. Par contre, les deux corrections sont apportées aux mesures effectuées à l'aide du fil de platine rhodié.

La Fig. 3 présente la comparaison du spectre unidimensionnel normalisé  $F_1 = E_1(k_1)/\overline{u^2}$  à  $\overline{T} = 36^\circ\text{C}$  ( $\Delta\overline{T} = 18^\circ\text{C}$ ) avec celui à  $\overline{T} = 18^\circ\text{C}$  ( $\Delta\overline{T} = 0^\circ\text{C}$ ) pour  $x/M = 57$ . Les deux spectres se confondent parfaitement, ce qui signifie que les mesures du champ dynamique ne sont pas influencées par les fluctuations de température. Autrement dit, pour cette faible élévation de température, la température se comporte comme un scalaire passif et le champ thermique n'influence pas le champ dynamique. La comparaison de la décroissance des fluctuations de vitesse longitudinale, avec et sans chauffage, montre aussi le même résultat pour 7 points de mesure en aval de la plaque perforée.

La Fig. 3 montre aussi la comparaison des spectres de température à  $\overline{T} = 36^\circ\text{C}$ , obtenus avec les deux fils différents. On observe une concordance satisfaisante sur la majeure partie des deux spectres de température. Néanmoins, une surcompensation de l'inertie thermique est observée pour les grands nombres d'ondes du spectre obtenu avec le fil de platine rhodié.

Sur cette même figure, on observe que la contribution de grands nombres d'ondes à la variance totale est plus importante pour le spectre de température. Ceci devient plus apparent dans une représentation semi-logarithmique de  $k_1 F_1(k_1)$  et de  $k_1 F_T(k_1)$  en fonction de  $k_1$  (Fig. 4). On observe que

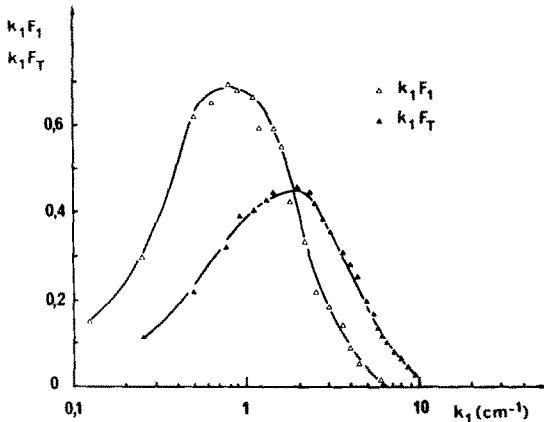


FIG. 4. Comparaison de  $k_1 E_1(k_1)/\overline{u^2}$  et de  $k_1 E_T(k_1)/T'^2$  pour  $\overline{T} = 36^\circ\text{C}$  à  $x/m = 57$ .

le maximum de la courbe  $k_1 F_T(k_1)$  correspond à un nombre d'onde plus élevé que le maximum de  $k_1 F_1(k_1)$ . Dans le cas du champ dynamique, les tourbillons les plus énergétiques sont centrés autour de  $k_1 \approx 1 \text{ cm}$ , et dans le cas du champ thermique, autour de  $k_1 \approx 2 \text{ m}$ . Les structures les plus énergétiques ont donc une dimension caractéristique moyenne  $l_e \approx 10 \text{ mm}$  pour le champ dynamique et  $l_T \approx 5 \text{ mm}$  pour le champ thermique. Sur cette représentation on observe aussi que les petites structures du champ thermique (les grands nombres d'ondes)

sont plus énergétiques que les petites structures du champ dynamique. Un tel comportement des fluctuations de température est aussi observé dans une turbulence pleinement développée [3] et dans une couche limite turbulente [2].

Les échelles de longueur du champ thermique peuvent être obtenues d'une façon similaire à celles du champ dynamique [15]. Ainsi, l'échelle intégrale  $L_T$  du champ thermique peut être obtenue comme :

$$L_T = \frac{\pi}{2} \lim_{k_1 \rightarrow 0} \frac{E_T(k_1)}{T'^2}, \quad (13)$$

et la microéchelle de dissipation  $\lambda_T$  à partir de :

$$\frac{1}{\lambda_T^2} = \int_0^\infty k_1^2 \frac{E_T(k_1)}{T'^2} dk_1. \quad (14)$$

Pour l'écoulement faiblement chauffé où  $\Delta\overline{T} = 18^\circ\text{C}$ , on obtient sur l'axe du tube à  $x/M = 57$ ,  $L_T = 6,7 \text{ mm}$  et  $\lambda_T = 3,7 \text{ mm}$ .

Pour les écoulements à faible nombre de Reynolds turbulent, il existe dans la littérature des prévisions théoriques concernant les rapports  $L_T^2/L_u^2$  et  $\lambda_T^2/\lambda_u^2$ .

Hinze [3], par exemple, propose :

$$\frac{L_T^2}{L_u^2} = \frac{\lambda_T^2}{\lambda_u^2} = \frac{1}{Pr} \approx 1,4,$$

où  $\lambda_T'^2 = 2\lambda_T^2$ .

Rey *et al.* proposent de leur côté [10]

$$\frac{L_T^2}{L_u^2} = \frac{4}{9} \cdot \frac{1}{Pr} \approx 0,63,$$

et

$$\frac{\lambda_T^2}{\lambda_u^2} = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{Pr} \approx 0,85.$$

Les rapports expérimentaux obtenus ici,

$$\frac{L_T^2}{L_u^2} = 0,13 \quad \text{et} \quad \frac{\lambda_T^2}{\lambda_u^2} = 0,38,$$

sont sensiblement inférieurs aux précédents. Si on considère les dimensions caractéristiques des tourbillons les plus énergétiques dans les deux champs, on obtient :

$$\frac{l_{eT}^2}{l_e^2} = 0,25.$$

Fulachier et Dumas ont rapporté [15] les valeurs de  $\lambda_T$  et  $\lambda_u$ , dans une couche limite où le nombre de Reynolds turbulent est voisin de 135 dans sa région centrale et pour différentes distances à la paroi. D'après leurs données on trouve en moyenne  $\lambda_T^2/\lambda_u^2 = 0,35$ . Cette valeur est assez proche de celle obtenue dans la présente étude, bien que le nombre de Reynolds turbulent y soit beaucoup plus bas ( $Re_u \approx 20$ ).

### 5. INFLUENCE DE L'ELEVATION DE LA TEMPERATURE MOYENNE SUR LA STRUCTURE DU CHAMP THERMIQUE

Dans ce paragraphe, sont présentés les résultats de l'étude expérimentale du champ thermique quand la

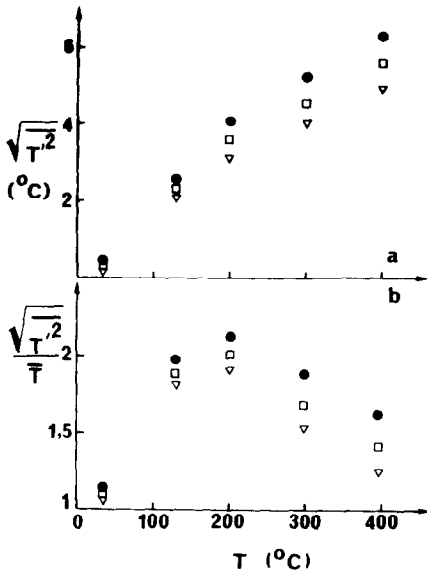


FIG. 5. (a) Evolution de  $\sqrt{T'^2}$  en fonction de  $\bar{T}$  à  $x/M = 57$ ; (b) Evolution de  $\sqrt{T'^2}/\bar{T}$  en fonction de  $\bar{T}$  à  $x/M = 57$ .  $\nabla$  : aucune correction;  $\square$  : corrigée pour l'inertie thermique;  $\bullet$  : corrigée pour l'inertie thermique et pour la conduction par les broches.

vitesse moyenne (vitesse de convection) au point de mesure reste constante et égale à  $1,60 \text{ m.s}^{-1}$ .

Toutes les mesures du champ thermique turbulent sont effectuées avec le fil de platine rhodié traversé par un courant constant de 10 mA.

La Fig. 5a montre l'évolution de la fluctuation de température en fonction de la température moyenne à  $x/M = 57$ . Les valeurs non corrigées de cette fluctuation et celles corrigées uniquement pour l'inertie thermique sont présentées. Les deux sources d'erreurs, l'inertie thermique du fil et la conduction par les broches, nécessitent une correction moyenne totale de l'ordre de 30% sur  $\sqrt{T'^2}$ . La correction pour l'inertie thermique et celle pour la conduction par les broches sont sensiblement égales. La valeur absolue de la fluctuation de température augmente avec l'élévation de la température.

L'évolution de l'intensité de la turbulence thermique pour le même point est présentée sur la Fig. 5b. Cette intensité croît d'abord avec l'élévation de la température moyenne, et diminue après être passé par un maximum vers 200 C.

Les spectres de température pour différentes températures moyennes sont présentés sur la Fig. 6 en coordonnées absolues et en fonction des nombres d'ondes. On observe qu'avec l'élévation de la température moyenne, les spectres deviennent plus énergétiques, ce qui est conforme à l'augmentation de la fluctuation absolue. On observe que les fractions microscopiques ( $k_1 \geq 2,5 \text{ cm}^{-1}$ ) des spectres correspondant à  $\bar{T} = 196 \text{ C}$ . et  $396 \text{ C}$ . se confondent pratiquement. Comme ce sera beaucoup plus évident par la suite, ceci implique que la dissipation des petites structures s'accroît avec l'élévation de la

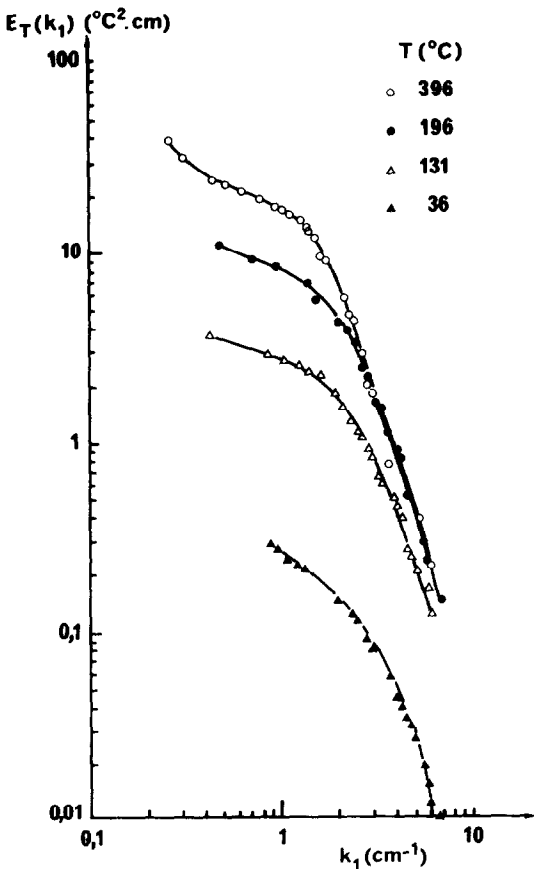


FIG. 6.  $E_T(k_1)$  en fonction de  $\bar{T}$  à  $x/M = 57$ .

température moyenne de l'écoulement turbulent augmente progressivement jusqu'à  $396 \text{ C}$ . Pour chaque température moyenne de l'écoulement, la pression dynamique est réglée de telle façon que la

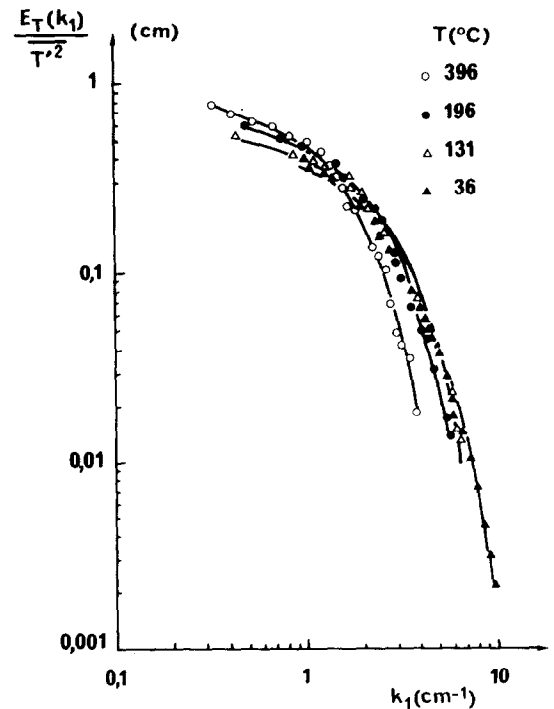


FIG. 7.  $E_T(k_1)/\overline{T'^2}$  en fonction de  $\bar{T}$  à  $x/M = 57$ .

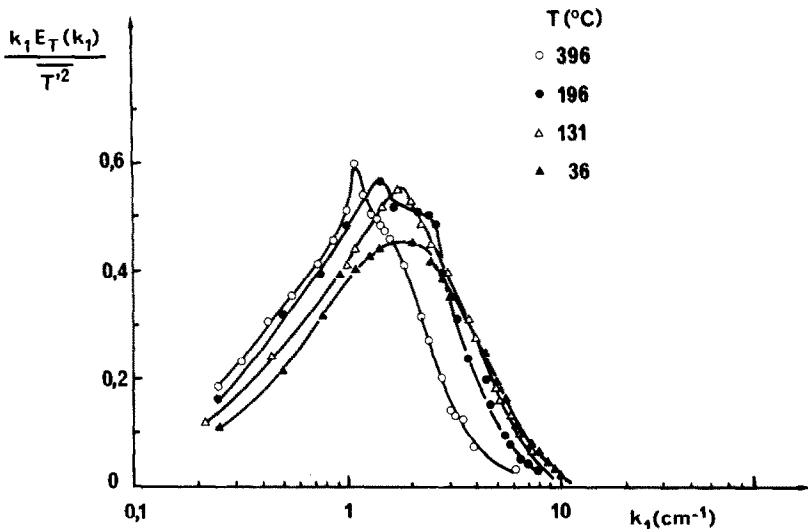


FIG. 8.  $k_1 E_T(k_1) / \overline{T'^2}$  en fonction de  $\overline{T}$  à  $x/M = 57$ .

température moyenne. Cette dissipation accentuée des petites structures peut alors expliquer la tendance décroissante de  $\sqrt{\overline{T'^2}} / \overline{T}$  pour les températures moyennes élevées.

La Fig. 7 montre, pour différentes températures moyennes, les spectres de température normalisés par la variance de la fluctuation de température correspondante. Il apparaît, avec cette représentation, que les petites structures (correspondant aux grands nombres d'ondes) deviennent moins énergétiques quand la température moyenne s'élève. Les fractions macroscales deviennent par conséquent plus énergétiques. Cette tendance ne se fait clairement remarquer qu'à partir de  $\overline{T} = 196^\circ\text{C}$ . Les spectres correspondant aux températures inférieures sont pratiquement confondus. Les résultats obtenus par Lin et Lin, pour des élévations de températures inférieures ou égales à  $\Delta T = 81,2^\circ\text{C}$ , montrent que leurs spectres de température normalisés se confondent aussi. Une autre caractéristique intéressante de l'évolution des spectres de température est que leurs pentes sont approximativement conservées pour toutes les températures moyennes.

La représentation de  $k_1 F_T(k_1)$  en fonction de  $k_1$  (Fig. 8) montre que les fractions les plus énergétiques se déplacent vers les plus petits nombres d'ondes. Autrement dit, au fur et à mesure que la température moyenne augmente, les grosses structures tourbillonnaires deviennent de plus en plus énergétiques par rapport aux petites. Les dimensions caractéristiques des tourbillons les plus énergétiques tendent donc à augmenter avec la température moyenne. La Fig. 9 présente l'évolution de  $l_{e_T} = 1/k_{e_T}$  (où  $k_{e_T}$  correspond au maximum de la courbe  $k_1 F_T(k_1)$ ) en fonction de la température moyenne.

L'accentuation de la dissipation avec l'élévation de la température moyenne est aussi mise en évidence par l'évolution de la micro-échelle de dissipation  $\lambda_T$ . Comme il apparaît sur la même Fig. 9, la micro-échelle de dissipation augmente avec la température

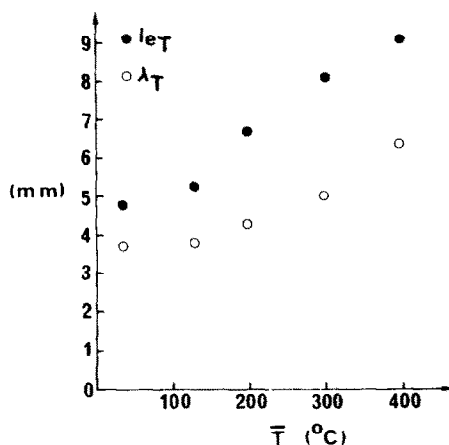


FIG. 9.  $l_{e_T}$  et  $\lambda_T$  en fonction de  $\overline{T}$  à  $x/M = 57$ .

moyenne. La dissipation commence donc à partir des tourbillons de plus en plus gros quand la température moyenne augmente. L'évolution de  $k_1^2 F_T(k_1)$ , représentant la dissipation des fluctuations de température, en fonction de  $k_1$  et pour différentes températures moyennes est donnée sur la Fig. 10. On y observe que les maxima des courbes de dissipation se déplacent vers les petits nombres d'ondes (vers les gros tourbillons) quand la température moyenne augmente.

La dissipation totale  $\epsilon_T$  des fluctuations de température peut être calculée avec l'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope, comme [15]

$$\epsilon_T = 3a \frac{\overline{T'^2}}{\lambda_T^2}, \tag{15}$$

où  $a$  est la diffusivité thermique, qui dépend de la température. La dissipation totale ainsi calculée augmente progressivement avec la température moyenne et passe de  $\epsilon_T = 0,9^\circ\text{C}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour  $\overline{T} = 36^\circ\text{C}$  à  $\epsilon_T = 270^\circ\text{C}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour  $\overline{T} = 396^\circ\text{C}$ .

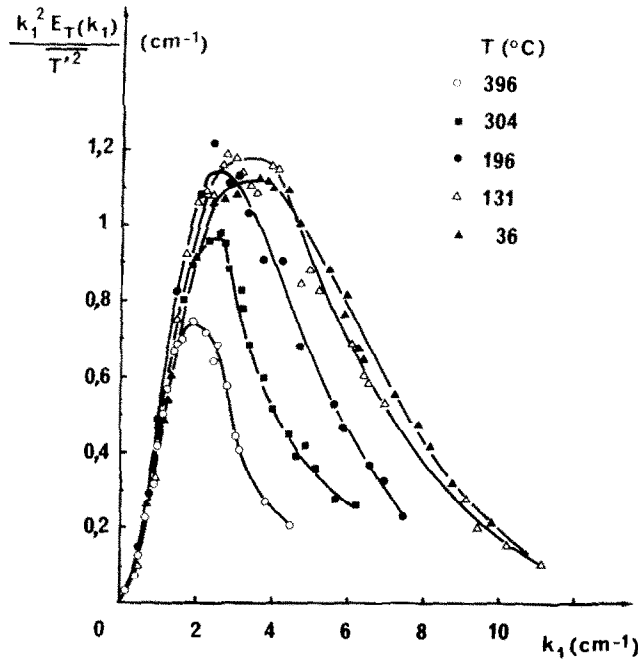


FIG. 10.  $k_1^2 E_T(k_1)/T'^2$  en fonction de  $\bar{T}$  à  $x_j/M = 57$ .

## 6. CONCLUSION

La principale conclusion qui se dégage de l'étude expérimentale de la structure du champ thermique en fonction de la température moyenne de l'écoulement, est l'accroissement de la dissipation des petites structures avec la température moyenne. Plusieurs indications convergent vers cette conclusion. Ainsi, on observe que la température moyenne rend les petites structures moins énergétiques. En un même point de mesure, on observe que l'énergie contenue dans les petites structures arrive même à diminuer en valeur absolue pour  $T = 304^\circ\text{C}$  et  $T = 396^\circ\text{C}$ , faisant ainsi baisser l'intensité de la turbulence thermique pour ces mêmes températures. Signalons que, dans une étude des champs dynamiques en fonction de la température moyenne, nous avons observé une diminution de  $\sqrt{u_1^2}/\bar{U}_1$  vers  $\bar{T} = 500^\circ\text{C}$  [16].

L'étude spectrale des champs thermiques à différentes températures moyennes montre d'autre part que les dimensions des tourbillons les plus énergétiques augmentent avec l'élévation de la température moyenne. L'accélération de la dissipation des fluctuations de température avec l'élévation de la température moyenne est aussi indiquée par l'évolution de la microéchelle de dissipation et de la dissipation totale calculée avec l'hypothèse de la turbulence homogène et isotrope. Ces deux quantités augmentent avec la température moyenne, ce qui implique que la dissipation commence à partir des tourbillons de plus en plus gros. Ainsi, pour les températures élevées, les champs thermiques sont, de plus en plus, constitués de grosses structures. Sachant que les grosses structures sont plutôt anisotropes, on peut penser que le champ thermique

devient de plus en plus anisotrope avec l'élévation de la température. Une constatation similaire a été signalée dans la bibliographie sur la combustion turbulente, à propos du champ dynamique qui est moins isotrope dans une flamme de diffusion que dans le jet isotherme [17].

On peut penser que cette accentuation de la dissipation provient de l'élévation des coefficients de viscosité et de diffusion thermique (le nombre de Prandtl restant pratiquement constant) avec la température moyenne. Si on accepte que le champ thermique est porté par le champ dynamique, une évolution similaire de ce dernier, en fonction de la température moyenne, peut être attendue.

*Remerciements* - Les auteurs expriment leur reconnaissance à M. L. Fulachier de l'I.M.S.T. (Marseille) pour ses conseils.

## REFERENCES

1. A. S. Monin and A. M. Yaglom, *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, Vol. 2, p. 387, The MIT Press, Cambridge, Mass. (1975).
2. L. Fulachier and R. Dumas, Spectral analogy between temperature and velocity fluctuations in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **77**, 257-278 (1976).
3. K. Bremhorst and K. J. Bullock, Spectral measurements of temperature and longitudinal velocity fluctuations in fully developed pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **13**, 1313-1330 (1970).
4. T. T. Yeh and C. W. Van Atta, Spectral transfer of scalar and velocity fields in heated-grid turbulence, *J. Fluid Mech.* **58**, 233-262 (1973).
5. R. Borghi and P. Moreau, Turbulent combustion in a premixed flow, *Acta Astronautica* **4**, 321-341 (1977).
6. I. Gökalp, G. M. L. Dumas, C. Bisch et A. Heiss, Etude expérimentale de l'influence réciproque d'une flamme froide stabilisée et d'un écoulement turbulent, *C.R. Acad. Sci., Paris* **287B**, 11-16 (1978).
7. I. Gökalp, C. Bisch, G. M. L. Dumas and A. Heiss, On



- the temperature spectra in reacting flows, Dynamic Flow Conference, Marseille (11–14 September 1978).
8. I. Gökalp, A. Lasek, R. I. Ben-Aim et G. M. L. Dumas, Etude des effets d'interaction entre une flamme froide stabilisée et un écoulement turbulent, Rapport Intérieur du laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S. (October 1978).
  9. S. C. Lin and S. C. Lin, Study of strong temperature mixing in subsonic grid turbulence, *Physics Fluids* **16**, 1587–1598 (1973).
  10. G. Comte-Bellot et J. Mathieu, Sur la détermination expérimentale des coefficients de sensibilité aux fluctuations de vitesse et de températures des anémomètres à fil chaud, *C.R. Acad. Sci., Paris* **256**, 3219–3222 (1958).
  11. E. Verollet, Contribution aux méthodes de mesures de turbulence de vitesse et de température par l'anémométrie à fil chaud, *P.S.T. Ministère de l'Air* n° 449 (1969).
  12. F. Millon, P. Paranthoen et M. Trinité, Influence des échanges thermiques entre le capteur et ses supports sur la mesure des fluctuations de température dans un écoulement turbulent, *Int. J. Heat Mass Transfer* **21**, 1–6 (1978).
  13. J. Hinze, *Turbulence*, p. 290. McGraw-Hill, New York (1975).
  14. C. Rey, J.-N. Gence, J.-P. Schon et J. Mathieu, Etude de l'analogie entre les champs thermique et dynamique en turbulence homogène et isotrope dont les nombres de Reynolds et de Péclet sont petits, dans l'espace des nombres d'ondes, *C.R. Acad. Sci., Paris* **282B**, 59–62 (1976).
  15. L. Fulachier et R. Dumas, Répartitions spectrales des fluctuations thermiques dans une couche limite turbulente, *AGARD CP 93 on Turbulent Shear Flows* (1972).
  16. I. Gökalp et A. Lasek, Sur les spectres d'énergie dans un écoulement turbulent à température élevée, *C.R. Acad. Sci., Paris* **286B**, 199–202 (1978).
  17. R. Günther and B. Lenze, Exchange coefficients and mathematical models of jet diffusion flames, Fourteenth Symp. (Int.) on Combustion, pp. 675–687. Pennsylvania (1972).

#### FLUCTUATIONS OF TEMPERATURE IN A TURBULENT FLOW AT RAISED TEMPERATURE

**Abstract**—The thermal fields are generally studied for only weakly heated turbulent flows.

Presented here are thermal field measurements executed in a grid created turbulent air flow, heated to 400°C. The flow is established in a circular section cylindrical tube. The reference dynamic field is characterized by  $Re = 20$ . The obtained results indicate that the small eddies' dissipation increases with the mean temperature. The thermal field seems to be more and more structured by big eddies; it is observed that the dimensions of the most energetic eddies and the dissipation micro-scales of the thermal field are growing with the flow mean temperature.

#### TEMPERATURSCHWANKUNGEN IN EINER TURBULENTEN STRÖMUNG BEI HÖHEREN TEMPERATUREN

**Zusammenfassung**—Thermische Felder werden im allgemeinen nur bei schwach beheizten turbulenten Strömungen untersucht. Hier wird über Messungen an thermischen Feldern berichtet, die in einer bis zu 400°C beheizten, durch ein Gitter erzeugten turbulenten Luftströmung auftreten. Die Strömung wird in der Kreissection eines zylindrischen Rohres erzeugt. Das Referenzbewegungsfeld ist durch  $Re = 20$  charakterisiert. Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß die Dissipation kleiner Turbulenzballen mit der mittleren Temperatur zunimmt. Das thermisch Feld scheint mehr und mehr durch große Turbulenzballen erzeugt zu werden: es wird beobachtet, daß die Abmessungen der energiereichsten Turbulenzballen und der Dissipations-Mikro-Bereiche des thermischen Feldes mit der mittleren Temperatur der Strömung zunehmen.

#### ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

**Аннотация**—Как правило, температурные поля исследуются только в случае слабо нагретых турбулентных потоков. В статье представлены результаты измерений температурных полей в турбулентном, нагретом до 400°C, потоке воздуха за решёткой. Течение устанавливается на некотором участке круглой цилиндрической трубы. Контрольное динамическое поле характеризуется значением турбулентного числа Рейнольдса  $Re_\lambda = 20$ . Полученные результаты показывают, что диссипация мелких вихрей увеличивается с ростом средней температуры потока. Структура температурного поля становится все больше и больше упорядоченной за счёт больших вихрей. Обнаружено, что размеры наиболее интенсивных вихрей и масштабы диссипации температурного поля увеличиваются с увеличением средней температуры потока.