

# CORRELATIONS EN CONVECTION NATURELLE TURBULENTE. INFLUENCE DE LA PRESSION ET DE LA NATURE DU GAZ

R. LOCHET, D. LEMONNIER et DOAN-KIM-SON

Laboratoire de Thermique de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, (Equipe Interactions et Turbulence du L.A. no. 191 au C.N.R.S.), Rue Guillaume VII, 86034 Poitiers Cedex, France

(Reçu le 15 Janvier 1982 et sous forme modifiée le 30 September 1982)

**Résumé**—Ce travail présente des mesures de corrélations spatio-temporelles des fluctuations de vitesse et température dans 3 directions. Les résultats obtenus nous permettent d'estimer les composantes transversales, normales et longitudinales des échelles de turbulence. Nous considérons le cas d'une plaque plane verticale isotherme placée dans un fluide (air ou protoxyde d'azote) à différentes pressions. Le champ de vitesse semble moins sensible que celui des températures aux changements de pression et de nature du gaz et c'est lui qui garde la plus forte "mémoire" de la turbulence, et ce suivant la direction principale de l'écoulement.

## NOMENCLATURE

$T$	température instantanée
$V$	vitesse instantanée
$x$	distance à partir du bord d'attaque de la plaque
$y$	distance de la paroi suivant la normale à la plaque
$z$	distance suivant une direction perpendiculaire aux deux précédentes
$r_1$	écartement des sondes suivant la direction longitudinale ( $x$ )
$r_2$	écartement des sondes suivant la direction normale ( $y$ )
$r_3$	écartement des sondes suivant la direction transversale ( $z$ )
$\tau_m$	délai optimal pour un écartement de sonde donné

## 1. INTRODUCTION

LA CARACTÉRISATION du champ turbulent d'un écoulement passe nécessairement par une étude statistique des fluctuations, essentiellement irrégulières et aléatoires, que l'on y rencontre. C'est en effet la seule méthode permettant d'obtenir des informations sur la structure même de la turbulence présentant un caractère de permanence suffisant pour pouvoir être exploitées. Or ce genre de méthodes d'investigation, très utilisé en convection forcée, l'a été jusqu'à présent beaucoup moins en convection naturelle où les vitesses beaucoup plus petites et surtout le couplage vitesse-température rendent l'analyse et l'expérimentation plus complexes. Ainsi, de nombreux travaux traitant de la convection naturelle turbulente [1, 4] sont orientés vers l'étude du transfert de chaleur et des champs moyens de vitesse et température.

Une des premières études utilisant une approche statistique de la turbulence dans ce domaine [5] est apparue en 1970. Plus récemment, dans un travail [6] qui peut être rapproché de ceux de Favre *et al.* [7], Dumas [8, 9] et Tritton [10] en convection forcée, Doan-Kim-Son a étudié les corrélations spatiales et spatio-temporelles des fluctuations de température, et en a déduit des échelles de turbulence suivant la direction principale (longitudinale) de l'écoulement et la direction normale à la plaque. De tels résultats peuvent notamment aider le développement de modèles numériques, de plus en plus utilisés dans le milieu industriel, en fournissant des renseignements précis sur les structures de la turbulence en convection naturelle. Mais, jusqu'à présent, ils ne concernent que le cas où le fluide est de l'air à pression atmosphérique.

La présente étude vise donc à dégager l'influence d'un changement de nature du gaz et de pression sur les corrélations spatiales et les échelles de turbulence de vitesse et température dans 3 directions, Coutanceau [11] ayant prédit l'influence vraisemblable de tels facteurs dans son étude de similitude.

Nous examinerons également la validité de l'hypothèse de Taylor en comparant les vitesses moyennes de transfert de fluctuations, déduites de

$$R_T(r_1, 0, 0, \tau_m) = \frac{\overline{T'(x, t)T'(x+r_1, t+\tau_m)}}{[\overline{T'^2(x, t)}]^{1/2}[\overline{T'^2(x+r_1, t+\tau_m)}]^{1/2}}$$

$$R_V(r_1, 0, 0, \tau_m) = \frac{\overline{V'(x, t)V'(x+r_1, t+\tau_m)}}{[\overline{V'^2(x, t)}]^{1/2}[\overline{V'^2(x+r_1, t+\tau_m)}]^{1/2}}$$

$$R_T(0, r_2, 0) = \frac{\overline{T'(y)T'(y+r_2)}}{[\overline{T'^2(y)}]^{1/2}[\overline{T'^2(y+r_2)}]^{1/2}}$$

$$R_V(0, r_2, 0) = \frac{\overline{V'(y)V'(y+r_2)}}{[\overline{V'^2(y)}]^{1/2}[\overline{V'^2(y+r_2)}]^{1/2}}$$

$$R_T(0, 0, r_3) = \frac{\overline{T'(z)T'(z+r_3)}}{[\overline{T'^2(z)}]^{1/2}[\overline{T'^2(z+r_3)}]^{1/2}}$$

$$R_V(0, 0, r_3) = \frac{\overline{V'(z)V'(z+r_3)}}{[\overline{V'^2(z)}]^{1/2}[\overline{V'^2(z+r_3)}]^{1/2}}$$

$\bar{u}_\phi$	$r_1/\tau_m$ , vitesse moyenne de transfert des fluctuations de la grandeur $\phi$ ( $\phi = V, T$ )
$\bar{u}_c$	vitesse moyenne de l'écoulement
$L_\phi$	échelle de turbulence associée à la grandeur $\phi$
$Gr_x$	nombre de Grashof local

l'étude des corrélations spatio-temporelles longitudinales, à la vitesse moyenne de l'écoulement.

## 2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Notre maquette d'étude est constituée d'une plaque plane verticale de 2,65 m de haut et 0,57 m de large maintenue isotherme à une température  $T_p$ . La maquette est enfermée dans une enceinte hermétique permettant une mise sous pression allant de 1 à 30 bar. Nous nous sommes limités, dans le cadre de cette étude, à des pressions de 1 à 3 bar.

Le fluide utilisé est l'air ou le protoxyde d'azote ( $N_2O$ ) et sa température au loin est notée  $T_\infty$ . Nous considérons des écarts de température réduits  $(T_p - T_\infty)/T_\infty$  de l'ordre de 0,2.

Les valeurs moyennes de température et vitesse ont été mesurées par anémométrie, respectivement, au fil chaud et au fil froid. (Pour plus de détails concernant les techniques de mesure et la méthode de dépouillement, se reporter à la référence [6].)

Les fluctuations des champs thermique et cinétique sont enregistrées au moyen d'un système d'acquisition de données et traitées ensuite sur ordinateur. Ce procédé nous permet un dépouillement statistique de nos mesures sans multiplier des manipulations longues et fastidieuses.

## 3. RESULTATS ET DISCUSSIONS

La structure d'un écoulement de convection naturelle devant une paroi verticale isotherme est assez complexe. Doan-Kim-Son et Coutanceau [12] et ont proposé un partage suivant la direction normale et distinguant trois régions:

(1) Au voisinage de la paroi, une sous-couche visqueuse dans laquelle la température décroît linéairement, les effets de convection et de frottement turbulent y étant négligeables. Son épaisseur, en zone pleinement turbulente, se situe aux environs de 2 mm [6].

(2) Une région interne, dont l'épaisseur reste inférieure à 15 mm.

(3) Une région externe, plus difficile à caractériser car la turbulence s'y manifeste de façon intermittente.

Nous conservons ici ce découpage de l'écoulement pour présenter nos résultats qui, par ailleurs, se limitent à la zone de turbulence établie. Nous conservons également, pour localiser nos points de mesure, les coordonnées dimensionnelles  $x$  (distance à partir du bord d'attaque de la plaque) et  $y$  (distance à partir de la paroi suivant la normale à la plaque). Nous ne pouvons ici utiliser l'adimensionnement classique de  $y$  par l'épaisseur de couche limite  $\delta$ . Cette grandeur est en effet particulièrement difficile à déterminer avec précision en convection naturelle turbulente, en raison notamment du fait que la turbulence se manifeste de façon intermittente dans la zone externe de l'écoulement.

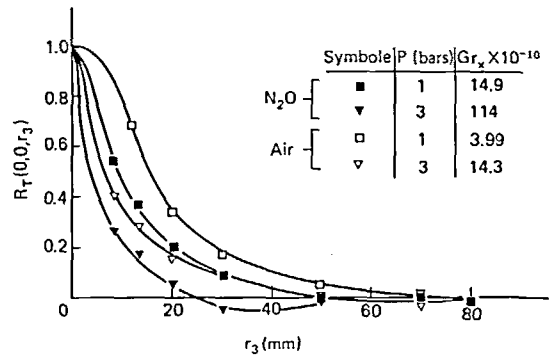


FIG. 1(a). Corrélation spatiale transversale de température ( $x = 2,11$  m,  $y = 2$  mm).

### 3.1. Corrélations

**3.1.1. Corrélations spatiales transversales.** A pression atmosphérique, et près de la paroi ( $y = 2$  mm), on enregistre, dans le protoxyde d'azote, une forte corrélation des fluctuations de température [Fig. 1(a)] pour de faibles distances entre sondes ( $r_3 < 5$  mm). Mais cette corrélation chute ensuite très rapidement et devient nulle pour  $r_3 > 5$  cm dans la région proche de la paroi. Il a été observé, par ailleurs, lorsque la sonde fixe s'éloigne de la paroi ( $y = 30$  mm), une augmentation générale de  $R_T(0,0,r_3)$ . On trouvera donc dans cette région des structures tourbillonnaires plus importantes qu'au voisinage immédiat de la plaque.

La diminution de la corrélation des fluctuations de vitesse en fonction de  $r_3$  est moins marquée qu'en ce qui concerne la température [Fig. 1(b)]. On observe pour  $r_3$  faible une décroissance quasi-linéaire du coefficient  $R_V(0,0,r_3)$  qui tend moins rapidement vers zéro que  $R_T(0,0,r_3)$ .

A proximité de la paroi, les corrélations de vitesse et température deviennent plus faibles lorsque l'on augmente la pression et l'on note, à 3 bar, une apparition plus rapide qu'à pression atmosphérique de valeurs négatives de  $R_T(0,0,r_3)$  et  $R_V(0,0,r_3)$ . Les effets de bord, induits par la présence des bords verticaux de la plaque, se font donc sentir plus près du plan médian de celle-ci.

Ce phénomène est plus sensible dans le protoxyde d'azote que dans l'air, les effets de viscosité y étant

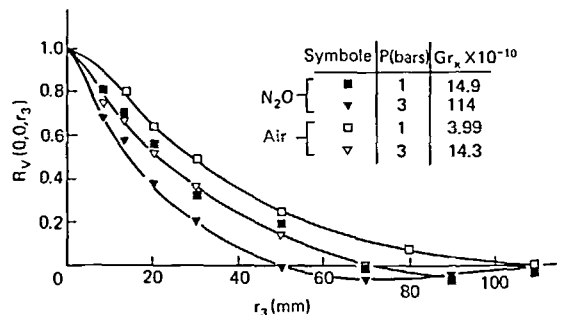


FIG. 1(b). Corrélation spatiale transversale de vitesse ( $x = 2,11$  m,  $y = 2$  mm).

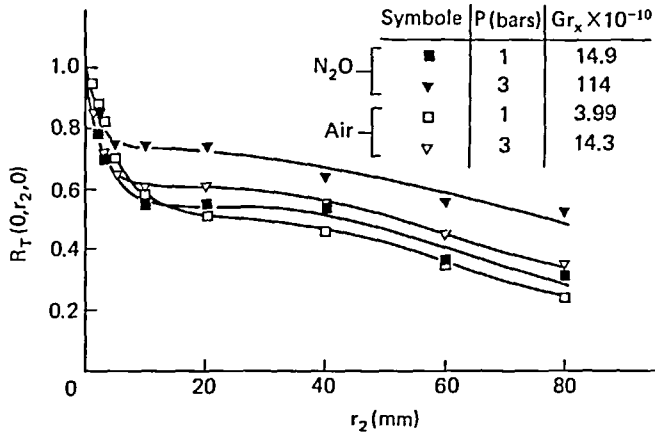


FIG. 2(a). Corrélacion spatiale normale de température ( $x = 2,11$  m,  $y = 2$  mm).

moins importants, et, d'une façon générale, les corrélations de vitesse et température  $y$  sont plus faibles.

3.1.2. *Corrélations spatiales normales.* Les courbes de corrélacion normale des fluctuations de température [Fig. 2(a)] présentent, près de la paroi ( $y = 2$  mm) et pour des écarts de sonde compris entre 1 et 4 cm, un palier où le coefficient  $R_T(0, r_2, 0)$  reste constant et relativement important (environ 0,5 pour le protoxyde d'azote et l'air à pression atmosphérique, 0,7 pour le protoxyde d'azote et 0,6 pour l'air à 3 bar. On attribue la présence de ce palier à une alimentation intermittente de la région proche de la paroi pour des bouffées d'air chaud issues de la plaque, ce qui a pour effet de créer des structures tourbillonnaires de grande dimension. Le phénomène s'estompe d'ailleurs au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi et, en dehors de la sous-couche visqueuse, la corrélacion de température décroît régulièrement suivant  $r_2$ . On ne dénote pas, par contre, d'évolution notable des courbes de corrélacion de vitesse ni suivant  $x$  (l'écoulement turbulent se conserve), ni suivant  $y$  (l'écoulement est en 'un seul bloc') et elles sont, par ailleurs, sensiblement les mêmes pour l'air et le N<sub>2</sub>O.

3.1.3. *Corrélations spatiales longitudinales.* Pour déterminer les corrélations longitudinales des fluctuations de vitesse ou température, il est nécessaire d'aborder, en préliminaire, l'étude des corrélations spatio-temporelles de ces mêmes grandeurs. En effet, considérant qu'une fluctuation présente à l'altitude  $x$  sera perçue en  $x+r_1$  avec un certain retard, on est amené à introduire, pour chaque valeur de  $r_1$ , un temps  $\tau_m$ , délai optimal, pour lequel la corrélacion  $R_\phi(r_1, 0, 0, \tau)$  ( $\phi = T, V$ ) sera maximale. On en déduit alors une corrélacion spatiale longitudinale optimale,  $R_\phi(r_1, 0, 0, \tau_m)$ .

Pour une même position de la sonde fixe, les valeurs de  $\tau_m(r_1)$  obtenues en considérant le champ dynamique sont généralement supérieures à celles déduites de l'étude du champ thermique, sauf pour les faibles écarts de sonde ( $r_1 \leq 15$  mm) au loin de la paroi ( $y = 30$  mm) ou cette différence s'estompe. Dans des conditions de pression identiques, les délais optima restent sensiblement les mêmes que l'on se place dans l'air ou le protoxyde d'azote, tandis que, pour ces deux gaz, une augmentation de pression de 1 à 3 bar accroît  $\tau_m$  de 10 à 30% en moyenne.

D'une façon générale, les corrélations longitudinales de vitesse se et de température [Figs. 3(a) et (b)], sont

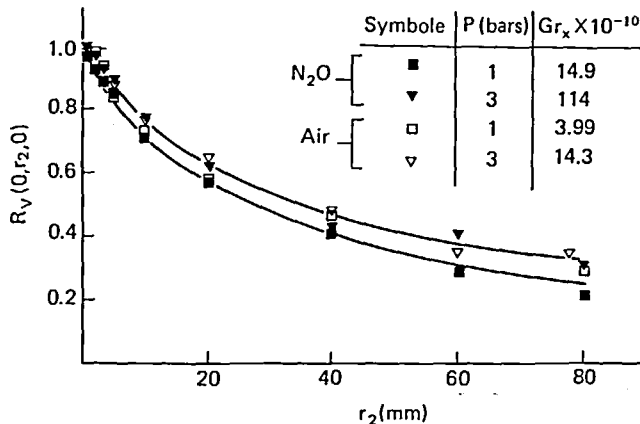


FIG. 2(b). Corrélacion spatiale normale de vitesse ( $x = 2,11$  m,  $y = 2$  mm).

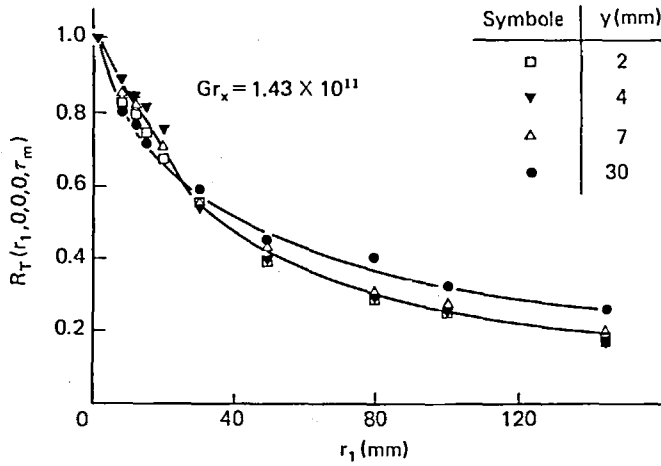


FIG. 3(a). Corrélation spatiale longitudinale de température (air,  $p = 3$  bar,  $x = 2,11$  m).

beaucoup plus importantes que les corrélations normales ou transversales. La 'mémoire' de l'écoulement est donc nettement plus élevée dans la direction longitudinale que dans les deux autres. Les courbes obtenues sont indépendantes de l'altitude—il y a donc, vraisemblablement, conservation de la structure de la turbulence dans cette direction—et restent les mêmes, en ce qui concerne la vitesse, pour des déplacements suivant  $y$ : la structure dynamique de la turbulence est indépendante de la distance à la paroi. Le coefficient  $R_T(r_1, 0, 0, \tau_m)$  décroît de la même façon dans la sous-couche visqueuse que dans la région interne de l'écoulement, ce qui paraît au premier abord surprenant dans la mesure où ce sont deux régions très différentes au point de vue de gradients thermiques et de l'intensité de turbulence. Plus loin de la paroi (3 cm) la structure de l'écoulement n'est plus tout à fait la même. La corrélation  $y$  est inférieure pour des petites séparations ( $r_1 < 25$  mm) et supérieure au-delà. Mais, d'une façon générale,  $R_T(r_1, 0, 0, \tau_m)$  reste inférieur à  $R_V(r_1, 0, 0, \tau_m)$ . On en conclut que ce sont les

fluctuations de vitesse qui gardent la plus forte 'mémoire' de l'écoulement, et ce suivant la direction longitudinale pour laquelle les plus fortes corrélations ont été enregistrées.

Les variations de pression et de nature du gaz ont, quant à elles, peu d'influence sur l'ensemble des corrélations longitudinales.

3.1.4. *Vitesses moyennes de transfert des perturbations.* L'hypothèse de Taylor suppose l'équivalence du temps et de l'espace. Elle est vérifiée dans un écoulement homogène et peut même être étendue, au-delà d'une certaine distance de la paroi, à la couche limite turbulente de convection forcée. Par contre, Doan-Kim-Son [6] a montré que cette hypothèse ne pouvait être vérifiée dans la totalité de la couche limite en convection naturelle. Il a fait cette constatation en comparant, pour la température, les courbes d'auto-corrélations  $R_T(0, 0, 0, \tau)$  avec celles de corrélations longitudinales.

Nous définissons les vitesses moyennes de transfert

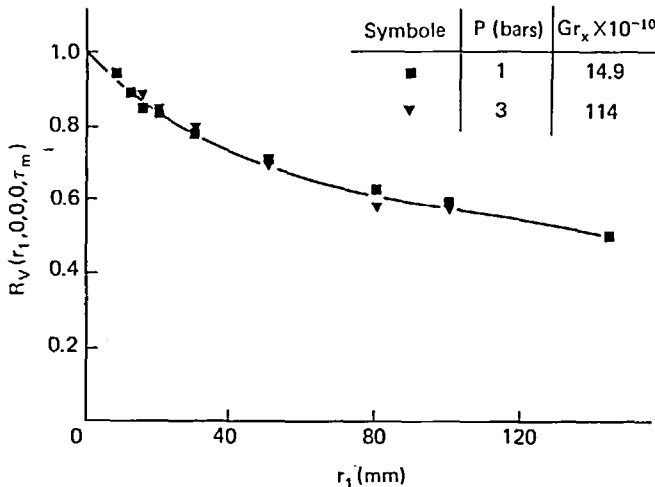


FIG. 3(b). Corrélation spatiale longitudinale de vitesse ( $N_2O$ ,  $x = 2,11$  m,  $y = 2$  mm).

des perturbations de température ( $\overline{u_{1T}}$ ) et de vitesse ( $\overline{u_{1V}}$ ) comme étant le rapport entre la séparation des sondes  $r_1$  et le délai optimum  $\tau_m$  correspondant :  $r_1/\tau_m$ .

En ce qui concerne les fluctuations de température; les vitesses de transferts obtenues dans l'air et le protoxyde d'azote sont comparables (0,4 à 0,6 m s<sup>-1</sup> selon la pression) (Fig. 4). Pour l'air à pression atmosphérique, et en dehors de la sous-couche visqueuse, ces vitesses sont inférieures (d'environ 30%) à la vitesse moyenne de l'écoulement  $\overline{u_c}$ . En augmentant, la pression accroît cette différence, les deux vitesses évoluant alors dans un sens contraire:  $\overline{u_{1T}}$  diminue alors que  $\overline{u_c}$  augmente (cf. Lochet [13]). Pour l'air, toujours à pression atmosphérique, on enregistre, pour de faibles écartements des sondes, des survitesses ( $\overline{u_{1T}} > \overline{u_c}$ ) assez prononcées dont l'origine peut être la présence de tourbillons à faible durée de vie et qui se déplacent rapidement. Ces survitesses ont été observées aussi bien dans la sous-couche visqueuse que dans la région interne de l'écoulement.

L'ensemble de ces résultats peut être étendu aux fluctuations de vitesse [13], ce qui permet de confirmer pour un domaine plus vaste les observations de Doan-Kim-Son [6] notamment en ce qui concerne la non validité, si ce n'est localement, de l'hypothèse de Taylor en convection naturelle.

### 3.2. Echelles de turbulence

L'étude des différentes corrélations spatiales fait apparaître l'existence de structures qui, suivant les trois directions étudiées, ont des dimensions très variables. Ainsi, les corrélations transversales s'annulent rapidement quand l'écartement des sondes  $r_3$  augmente, la composante des tourbillons suivant cette direction sera faible. L'échelle, intégrale permettant d'estimer la taille moyenne de ces structures tourbillonnaires est définie par l'expression théorique suivante:

$$L_\phi = \int_{r=0}^{\infty} R_\phi dr, \quad \phi = T, V$$

où  $R_\phi$  est le coefficient de corrélation spatiale de la grandeur  $\phi$  suivant la direction étudiée et  $r$  la distance entre sondes dans cette même direction.

Dans la pratique, l'intégration porte sur un intervalle borné (0,  $r_0$ ). Nous avons déterminé  $r_0$  comme étant la valeur pour laquelle la corrélation suivant la direction étudiée s'annule. Lorsque cela est nécessaire, cette valeur est obtenue par extrapolation linéaire de la courbe de corrélation. Malgré les imperfections de cette méthode, nous estimons que les échelles ainsi calculées peuvent raisonnablement être prises en compte avec une précision de l'ordre de 10%. Cheesewright et Doan-Kim-Son [14] se sont intéressés aux échelles de turbulence de température dans l'air à pression atmosphérique et, considérant que ces expériences ne leur permettaient pas d'extrapoler ces courbes de corrélations au-delà d'une distance entre sondes de 150 mm, ils ont adopté cette valeur pour  $r_0$ . Nous n'avons pu en faire de même à cause de la valeur encore très élevée de la corrélation de vitesse enregistrée pour cette même distance. Cependant nous avons pu vérifier que nos résultats pour l'air à pression atmosphérique et concernant la température concordent nettement avec les leurs.

3.2.1. *Echelles de turbulence transversales.* Comme prévu, c'est dans cette direction que nous trouvons les plus petites échelles de turbulence (1-2 cm pour le champ thermique, 2-4 cm pour le champ dynamique). Cette échelle reste la même, en ce qui concerne la vitesse, quelle que soit la région de l'écoulement alors que, pour la température, elle augmente de 30% à travers l'épaisseur de la couche limite, les structures les plus grosses se trouvant dans la région externe.

Une augmentation de pression ou une diminution de viscosité cinématique (due à l'emploi de protoxyde d'azote à la place de l'air) produisent toutes deux une compression des échelles de turbulence et ce dans des proportions comparables (30-40%).

3.2.2. *Echelles de turbulence normales.* Contrairement au cas précédent, les échelles de turbulence de vitesse et de température sont ici du même ordre de grandeur (5-5,5 cm) qui est donc plus élevé que pour la direction transversale.

L'échelle de turbulence thermique varie suivant la

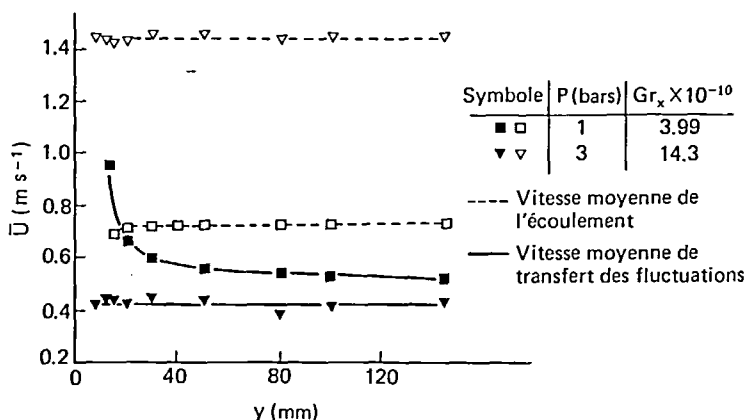


FIG. 4. Vitesse moyenne de transfert des fluctuations de température (air, x = 2,11 m, y = 7 mm).

région de l'écoulement : c'est ainsi que l'on obtient une échelle d'environ 4 cm dans la sous-couche visqueuse et de 5 à 5,5 cm en dehors. Ceci n'est pas surprenant étant donné l'indépendance, au sens des corrélations de température, de cette région vis-à-vis du reste de l'écoulement.

L'échelle de turbulence de vitesse est, quant à elle, indépendante de la distance à la paroi. Elle est, de même, insensible aux variations de pression, ce qui semble également vrai en ce qui concerne la température pour laquelle les différences enregistrées étaient trop faibles, compte tenu de la précision de nos résultats, pour pouvoir conclure.

L'échelle de turbulence de vitesse chute, par contre, de 30% lorsque l'on emploie le protoxyde d'azote à la place de l'air, diminution qui, par ailleurs, est comparable à celle constatée dans la direction transversale. L'échelle de turbulence de température reste, quant à elle, sensiblement inchangée (stable à 10% près).

3.2.3. *Echelles de turbulence longitudinales.* Nous retrouvons, comme dans la direction transversale une échelle de turbulence de vitesse deux fois plus grande que celle de température. La direction longitudinale est privilégiée puisque les ordres de grandeur rencontrés sont beaucoup plus grands que ceux précédemment cités (7–8 cm pour la température, 15–16 cm pour la vitesse).

Une augmentation de pression de 1 à 3 bar entraîne une diminution de 10% dans l'air et 30% dans le protoxyde d'azote de l'échelle de turbulence de température, alors qu'en ce qui concerne la vitesse la diminution constatée est de 10% pour les deux gaz. Excepté cela, le changement de nature du gaz est sans effet notable sur les composantes longitudinales de échelles de turbulence.

Par contre, pour un gaz et à pression donnés, l'échelle de turbulence de température subit une variation de l'ordre de 50% à travers l'épaisseur de la couche limite (6 cm au voisinage du maximum de vitesse, 10 cm à la frontière de la couche limite). L'échelle de turbulence de vitesse est, quant à elle, indépendante de la distance à la paroi.

#### 4. CONCLUSION

En ce qui concerne l'air à pression atmosphérique nos résultats recourent avec une bonne précision ceux de Cheesewright et Doan-Kim-Son [14].

D'une façon générale, le champ fluctuant de température est plus sensible aux variations de pression et au changement de nature du gaz que celui de vitesse qui, par ailleurs, est indépendant de l'altitude et de la distance à la paroi, du moins en ce qui concerne ses

composantes longitudinale et normale. Une augmentation de pression ou une diminution de viscosité cinématique (due au changement de gaz) agissent apparemment dans le même sens, les variations de pressions entraînant toutefois les plus fortes modifications notamment en ce qui concerne la compression des échelles de turbulence. Enfin c'est le champ de vitesse qui garde la plus forte mémoire de la turbulence, et ce suivant la direction longitudinale.

#### REFERENCES

1. G. C. Vliet et C. K. Liu, An experimental study of turbulent natural convection boundary layers, *J. Heat Transfer* **91**, 511 (1969).
2. R. Cheesewright, Natural convection from a vertical plane surface, Ph.D. Thesis, University of London (1966).
3. C. Y. Warner et V. S. Arpaci, An experimental investigation of turbulent natural convection in air at low pressure along a vertical heated flat plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**, 397–406 (1968).
4. S. W. Churchill et H. H. S. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* **18**, 1323–1329 (1975).
5. J. Coutanceau, Doan-Kim-Son et J. Fayet, Sur la détermination de caractéristique de la turbulence en convection naturelle sur une plaque plane verticale isotherme au moyen de mesures thermiques, C.R.A.S., t. 270, pp. 19–22 (1970).
6. Doan-Kim-Son, Contribution à l'étude de la zone de transition et de la zone de turbulence établie dans un écoulement de convection naturelle sur une plaque plane verticale isotherme, Thèse de Doctorat ès Sciences, Université de Poitiers (1977).
7. A. Favre, R. Dumas et E. Verollet, Célérités des fluctuations turbulentes de température et de vitesse dans une couche limite, 12<sup>e</sup> Congrès Int. de Mécanique Appliquée, Stanford (1968).
8. A. Favre, J. Gaviglio et R. Dumas, Structure of velocity space-time correlations in a boundary layer, *Physics Fluids Supplement, Boundary Layers and Turbulence*, S 138–S 152 (1967).
9. R. Dumas, E. Arzoumanian et A. Favre, Bilan de l'équation aux corrélations spatio-temporelles dans une couche limite, Communication présentée au 2<sup>e</sup> Congrès Français de Mécanique, Toulouse (1975).
10. D. J. Tritton, Some new correlation measurements in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **28**, 439–462 (1967).
11. J. Coutanceau, Contribution à l'étude de la convection naturelle sur une plaque verticale isotherme, Thèse de Doctorat ès Sciences, Université de Poitiers (1968).
12. Doan-Kim-Son et J. Coutanceau, Structure d'un écoulement de convection naturelle—transition et turbulence établie, *Acta Astronautica* **8**, 123–160 (1981).
13. R. Lochet, Contribution à l'étude des corrélations spatio-temporelles des fluctuations de vitesse et température en convection naturelle turbulente. Influence de la pression et de la nature du gaz. Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Poitiers (1982).
14. R. Cheesewright et Doan-Kim-Son, Space-time correlation measurement in a turbulent natural convection boundary layer, *Int. J. Heat Mass Transfer* **21**, 911–921 (1978).

**CORRELATIONS IN NATURAL TURBULENT CONVECTION. THE INFLUENCE OF PRESSURE AND GAS NATURE**

**Abstract**—Space-time correlations of velocity and temperature fluctuations in three directions are measured. The results we achieved enable us to estimate the transverse, normal and longitudinal components of the scales of turbulence. We investigate the case of a vertical isotherm flat plate set in a fluid (air or  $N_2O$ ) at various pressures. The velocity field is found to be the less sensitive one to the change of pressure or gas nature and it keeps the highest 'memory' of turbulence, particularly in the main direction of the flow.

**WECHSELBEZIEHUNGEN IN TURBULENTER FREIER KONVEKTION. EINFLUSS DES DRUCKES UND DER NATUR DES GASES**

**Zusammenfassung**—Es werden in drei Richtungen örtlichzeitliche Wechselbeziehungen von Geschwindigkeit und Temperaturschwankungen gemessen. Die Ergebnisse erlauben uns in den Quer-, Senkrecht- und Längsrichtungen die Turbulenzgrade zu berechnen. Es wird der Fall der isothermen senkrechten flachen Platte, die in zwei Fluiden (Luft oder  $N_2O$ ) verschiedenen Druckes angeordnet ist, untersucht. Das Geschwindigkeitsfeld scheint sich bei der Abänderung des Druckes und der Natur des Gases am wenigstens zu verändern, und es behält in der Hauptrichtung der Strömung das bedeutendste 'Gedächtnis' der Turbulenz.

**КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ КОНВЕКЦИИ. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ТИПА ГАЗА**

**Аннотация**—В этой работе представлены результаты измерения пространственновременных корреляций скорости и температуры в трех направлениях. Полученные результаты позволяют дать оценку поперечных, нормальных и продольных составляющих масштабов турбулентности. Нами рассматривался вариант с вертикальной плоской изотермической пластиной, помещенной в среду (воздух или закись азота) при разных давлениях. Судя по всему, поле скорости наименее чувствительно к изменениям давления и типа газа, это поле лучше всего «запоминает» турбулентность, причем по основному направлению.