

PHÉNOMÈNE D'INTERMITTENCE ET ÉCHANTILLONNAGE CONDITIONNEL DANS LA RÉGION EXTERNE D'UNE COUCHE LIMITE PERTURBÉE

G. CHARNAY, G. COMTE-BELLOT et J. MATHIEU

Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Lyon,
36, route de Dardilly, 69130 Ecully, France

Résumé. — Cette étude expérimentale montre comment la région externe d'une couche limite turbulente est affectée par la présence dans l'écoulement extérieur d'une turbulence quasi isotrope. Les propriétés de la frontière libre sont précisées au moyen du facteur d'intermittence, de la fréquence d'intermittence et des distributions statistiques des longueurs des échancrures. On a en outre mesuré les vitesses moyennes à l'intérieur et à l'extérieur des bouffées issues de la couche limite ainsi que sur la frontière.

Abstract. — In this experimental study is shown the influence of an isotropic external turbulence on the outer region of a turbulent boundary layer. The statistical properties of the interface are specified by means of the intermittency factor, the bulge rate and the probability function of the length of the indentations. The zone average inside and outside of the bulge and the point average at the interface position are determined.

1. Introduction. — Une caractéristique commune à toutes les régions situées entre un écoulement turbulent inhomogène et un milieu fluide environnant est d'être le siège d'un phénomène d'intermittence. L'existence de ce phénomène est directement liée au mouvement de l'interface séparant le fluide turbulent et le fluide extérieur. Cet interface présente à chaque instant une forme échancrée et sa position est une fonction aléatoire de l'espace et du temps. Aussi, dans une description Eulérienne, un point de mesure est-il placé, de façon intermittente, soit dans le fluide turbulent, soit dans le fluide extérieur.

Depuis la mise en évidence de l'intermittence de frontières par Corrsin en 1943 [1], la plupart des recherches effectuées sont expérimentales. Les objectifs principaux consistent à mieux connaître, d'une part le mécanisme d'entraînement du fluide extérieur vers l'écoulement turbulent, d'autre part les causes du mouvement de l'interface, enfin les fluctuations de vitesses induites par la frontière. Des informations de deux types sont généralement acquises. Les premières précisent les propriétés statistiques et la topographie de l'interface. Les secondes ont pour but d'isoler les propriétés respectives de l'écoulement turbulent et du fluide extérieur et font appel à la technique de l'échantillonnage conditionnel développée par Kovasznay, Kibens et Blackwelder en 1970 [2].

Le cas où un écoulement turbulent évolue en présence d'un milieu fluide qui n'est pas lui-même turbulent a fait l'objet de la majorité des recherches. L'intermittence de frontières a alors un aspect typique très marqué, ce qui réduit quelque peu les difficultés expérimentales. Les résultats obtenus portent sur de nombreux écoulements usuels : couche limite sans gradient de pression [2, 3, 4, 5] et avec gradient de pression [6, 7], jet libre [8, 9, 10, 11, 12], jets pariétaux [13, 14],

zone de mélange [15, 16], sillage derrière un obstacle [17, 18, 19] ou derrière plusieurs obstacles [20].

Cependant, le comportement de deux écoulements turbulents adjacents, et de natures différentes, reste relativement peu connu. Les quelques informations disponibles ne décrivent que la structure turbulente moyenne ([21, 22] par exemple). Le travail expérimental présenté concerne la région intermédiaire entre une couche limite turbulente se développant sur une plaque plane et un écoulement turbulent extérieur.

2. Conditions expérimentales et méthodes de mesure.

— **2.1 INSTALLATION.** — Une description détaillée du montage a été précédemment donnée [23]. La plaque de mesure, plane et lisse, est longue de 2 m, large de 0,5 m et épaisse de 0,012 5 m. Son bord d'attaque est équipé d'un fil de transition. Sa surface est portée à une température supérieure de 20 °C au-dessus de celle du fluide incident. Toutes les mesures sont relevées à une abscisse $X_1 = 0,7$ m en aval du bord d'attaque. L'axe des ordonnées X_2 est perpendiculaire à la plaque.

Deux écoulements extérieurs à la couche limite, de même vitesse moyenne $U_1^0 = 10$ m/s, ont été réalisés. Le premier présente une intensité de turbulence petite ($\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3$ %) le second fortement turbulent est caractérisé, à $X_1 = 0,7$ m, par une intensité \tilde{u}_1^0/U_1^0 de 3,2 % (\tilde{u}_1^0 = valeur efficace de la vitesse fluctuante u_1^0).

2.2 SONDE DE MESURE. — Deux composantes de la vitesse, $U_1 + u_1$ et $U_2 + u_2$, et de la température $\Theta + \theta$ sont relevées à chaque instant au point de mesure. On utilise une sonde constituée par deux fils chauds, de diamètre 5 μ , croisés en X et un fil de diamètre 2 μ . Chaque fil de 5 μ est connecté à un anémomètre DISA 55D01. Le fil de 2 μ , alimenté par un

courant constant de petite intensité, n'est sensible qu'à la température. Des combinaisons linéaires des trois signaux de sortie fournissent trois signaux respectivement liés à $U_1 + u_1$, $U_2 + u_2$ et $\Theta + \theta$. Les coefficients de sensibilités sont déterminés empiriquement.

2.3 DÉTECTION DE L'INTERMITTENCE. — Le but à atteindre est d'obtenir un signal représentant la fonction intermittence $I(t)$. ($I(t) = 1$ lorsque la sonde de mesure est dans la couche limite, = 0 autrement). Les analyses spécifiques ([24] à [28]) consacrées à la détermination expérimentale de I soulignent l'importance du choix de la grandeur de détection. Pour l'intermittence de frontière entre deux écoulements turbulents adjacents, les méthodes de détection construites sur des caractéristiques cinématiques paraissent inadéquates. Nous avons donc eu recours à un marquage thermique inactif de la couche limite et le signal de température sert de grandeur de détection. L'identité des frontières cinématique et thermique a été préalablement vérifiée [29].

Par comparaison analogique du signal

$$(\Theta + \theta)^* = \Theta + \theta - (\text{Minimum de } \Theta + \theta)$$

à un seuil de mesure S , on obtient $I(t)$, soit :

$$I(t) = 1 \text{ si } (\Theta + \theta)^* \geq S,$$

$$I(t) = 0 \text{ autrement.}$$

Le facteur d'intermittence γ est égal à la moyenne temporelle de $I(t)$ et la fréquence d'intermittence f_γ est obtenue en comptant le nombre de passages de 0 à 1 de $I(t)$ durant une seconde.

On désigne par bouffées issues de la couche limite toutes les régions telles que $I(t) = 1$. Si T^i représente l'intervalle de temps séparant le passage du front d'une bouffée (saut de 0 à 1 pour $I(t)$) et le passage du dos de la bouffée (saut de 1 à 0 pour $I(t)$), la longueur L^i de la bouffée considérée est sensiblement $T^i U_1$. On définit de façon semblable les grandeurs T^e et L^e pour le fluide extérieur compris entre deux bouffées.

2.4 MOYENNES CONDITIONNELLES. VALEURS ÉCHANTILLONNÉES. — La moyenne conditionnelle de $U_j + u_j$ à l'intérieur des bouffées de la couche limite, soit U_j^i , est donnée par :

$$U_j^i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\gamma T} \int_0^T I(t) [U_j + u_j(t)] dt.$$

La moyenne conditionnelle U_j^e à l'extérieur des bouffées s'obtient en remplaçant I par $1 - I$ et γ par $1 - \gamma$.

Des informations supplémentaires sont obtenues en échantillonnant $U_j + u_j$ dans les bouffées de la couche limite à des instants décalés d'une valeur constante τ par rapport aux instants t_f de passage des fronts. Introduisons la fonction $\hat{F}(t, \tau)$ telle que :

$$\hat{F}(t, \tau) = 1$$

lorsque

$$t_f + \tau \leq t < t_f + \tau + \varepsilon < t_f + T^i,$$

et $\hat{F}(t, \tau) = 0$ autrement. On mesure la quantité :

$$\hat{U}_j(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{(1-P) \cdot f_\gamma \cdot T \cdot \varepsilon} \int_0^T \hat{F}(t, \tau) \cdot [U_j + u_j(t)] dt$$

où $1 - P$ est la probabilité pour que T^i soit supérieur à τ et par suite :

$$U_j^i = \left[\int_0^\infty [1 - P(\tau)] d\tau \right]^{-1} \times \left[\int_0^\infty \hat{U}_j(\tau) \cdot [1 - P(\tau)] d\tau \right].$$

Pour l'écoulement extérieur, on introduit de façon similaire \check{F} et \check{U}_j .

Pratiquement, \hat{U}_j et \check{U}_j sont obtenues à l'aide d'une chaîne analogique de traitement (Fig. 1). La valeur retenue pour ε (0,5 ms) implique l'emploi d'échantillonneurs bloqueurs.

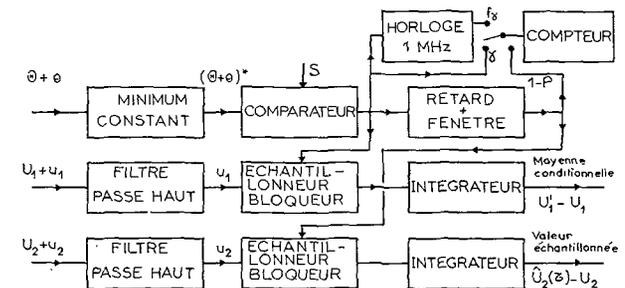


FIG. 1. — Chaîne analogique de traitement des tensions de mesure.

3. Caractéristiques de la frontière libre de la couche limite. — **3.1 FACTEUR ET FRÉQUENCE D'INTERMITTENCE** (Fig. 2). — La répartition transversale du facteur γ est correctement approchée par une fonction

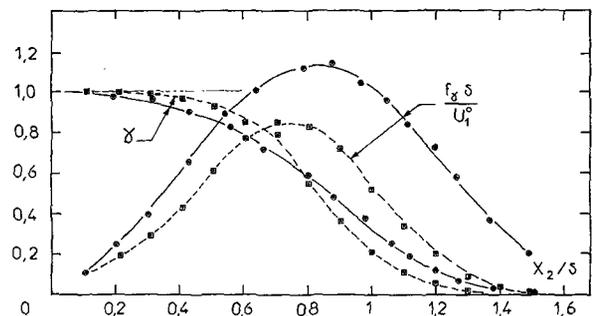


FIG. 2. — Distributions du facteur d'intermittence γ et de la fréquence d'intermittence f_γ pour différentes intensités de turbulence extérieure ; δ : épaisseur conventionnelle de la couche limite ; — — \square — — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3 \%$, $\delta = 3,9$ cm ; — — \circ — — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2 \%$, $\delta = 4,47$ cm.

erreur, ce qui reflète une loi de probabilité gaussienne pour la position transversale instantanée X_2^i de la frontière libre de la couche limite. L'effet de la turbulence se traduit par une augmentation de la profondeur moyenne relative σ/δ de l'interface (σ écart-type de X_2^i). Par contre, la position moyenne X_2^i apparaît peu affectée.

A une même position transversale réduite X_2/δ , on constate un accroissement sensible de $f_\gamma \delta/U_1^0$ avec \tilde{u}_1^0/U_1^0 . La relation $\bar{L}^i \approx \gamma U_1^0/f_\gamma$ fournit une valeur approchée de la longueur moyenne des bouffées. Pour $X_2/\delta \lesssim 1$, on observe essentiellement une décroissance de \bar{L}^i/δ quand \tilde{u}_1^0/U_1^0 augmente tandis que le sens de variation opposé s'observe pour $X_2/\delta > 1$. (A $X_2/\delta = 0,6$, $\bar{L}^i/\delta = 1,1$ pour $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3\%$, $\bar{L}^i/\delta = 0,84$ pour $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2\%$.)

3.2 DISTRIBUTION STATISTIQUE DES LONGUEURS DE BOUFFÉES. — Les lois de Probabilités $P(L^i)$ et $P(L^e)$ des dimensions longitudinales L^i et L^e des échancrures de l'interface sont données par les figures 3a et 3b. Le système de coordonnées choisi montre que $P(L^i)$ et $P(L^e)$ suivent sensiblement des lois exponentielles impliquant un processus de Poisson pour le nombre de passages des fronts ou des dos de bouffées.

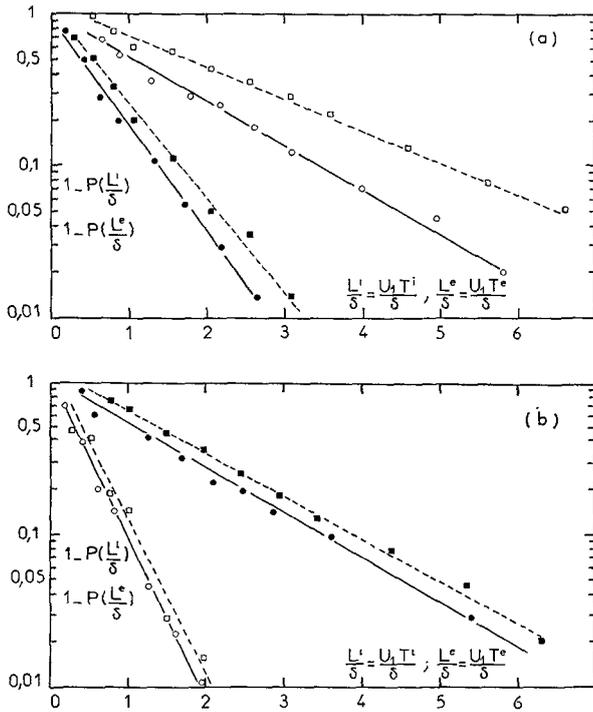


FIG. 3. — Répartitions statistiques des dimensions longitudinales des échancrures de la frontière libre ; $P(L)$ = Probabilité (Dimension $< L$) ; indice i relatif à l'intérieur des bouffées issues de la couche limite ; indice e relatif à l'extérieur des bouffées ; U_1 : composante longitudinale de la vitesse ; (a) : $\gamma = 0,25$; (b) : $\gamma = 0,75$; ■, ● : intérieur ; □, ○ : extérieur ; — — — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3\%$; — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2\%$.

En outre, la probabilité d'existence de grandes longueurs réduites L^i/δ et L^e/δ diminue quand \tilde{u}_1^0/U_1^0 augmente. On vérifie que cette tendance, discrète pour γ grand, s'accroît quand on s'éloigne de la couche limite.

4. Répartition des vitesses moyennes à l'intérieur et à l'extérieur des bouffées issues de la couche limite. —

4.1 MOYENNES CONDITIONNELLES DE LA VITESSE. — Les répartitions à travers la couche limite des vitesses

moyennes conditionnelles U_1^i , U_1^e , U_2^i , et U_2^e ont été données antérieurement [30]. A même valeur X_2/δ , les écarts $U_1^e - U_1^i$ et $U_2^e - U_2^i$ des composantes de la vitesse moyenne mesurées dans la couche limite et dans l'écoulement extérieur augmentent avec l'intensité de la turbulence extérieure (par exemple à $X_2/\delta = 0,6$, les valeurs respectives de $(U_1^e - U_1^i)/U_1^0$ et de $(U_2^e - U_2^i)/U_1^0$ sont égales à 0,003 8 et 0,012 pour $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3\%$ et à 0,004 6 et 0,019 pour $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2\%$).

4.2 VALEURS ÉCHANTILLONNÉES DE LA VITESSE. — Lorsque le retard τ est petit devant la durée moyenne de passage des bouffées γ/f_γ , la vitesse $\tilde{U}_j(\tau)$ échantillonnée à l'intérieur de la couche limite constitue une information statistique qui fait intervenir toutes les bouffées et qui caractérise les régions situées au voisinage amont des fronts. Pour τ grand devant γ/f_γ , seules les plus grandes bouffées sont prises en compte et les régions situées au voisinage aval des dos sont décrites. La figure 4 donne, à titre d'exemple, deux

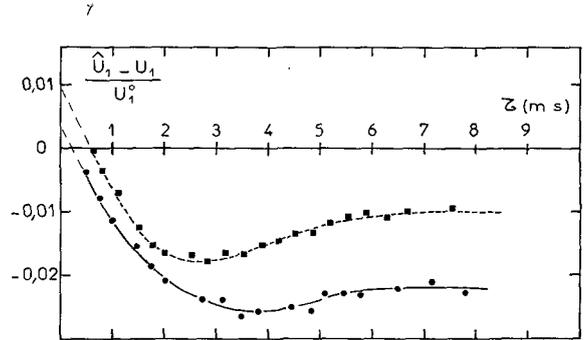


FIG. 4. — Composante longitudinale de la vitesse moyenne échantillonnée à l'intérieur des bouffées issues de la couche limite et à des instants retardés de τ par rapport aux instants de passage des fronts ; $\gamma = 0,20$; U_1^0 = vitesse de l'écoulement extérieur ; ■ : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3\%$; ● : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2\%$.

répartitions de \hat{U}_1 . Quelles que soient X_2/δ et \tilde{u}_1^0/U_1^0 , \hat{U}_1 et \hat{U}_2 demeurent indépendants de τ pour

$$\tau f_\gamma / \gamma > 6.$$

En conséquence, au voisinage de leurs dos, seules les bouffées de plus grande dimension sont animées de vitesses approximativement égales. Cette constatation est également vérifiée pour le fluide extérieur compris entre les bouffées.

Les valeurs $\hat{U}_j(0)$ et $\tilde{U}_j(0)$ représentent les composantes de la vitesse moyenne mesurées sur les fronts et les dos des bouffées. Pour $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3\%$ et pour $X_2/\delta > 0,8$, la longueur des bouffées tend à s'accroître dans le temps car \hat{U}_1 au front est supérieure à \tilde{U}_1 au dos. Cette tendance semble s'inverser plus près de la paroi ($X_2/\delta < 0,8$) (Fig. 5). Pour $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2\%$, la différence des vitesses longitudinales des fronts et des dos conserve un même signe à travers la couche limite. Les valeurs négatives de $\hat{U}_2(0) - \tilde{U}_2(0)$ reflètent le

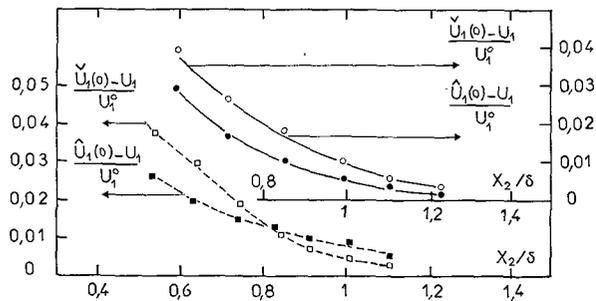


FIG. 5. — Composantes longitudinales des vitesses moyennes mesurées sur les fronts et sur les dos des bouffées issues de la couche limite ; ■, ● : fronts ; □, ○ : dos, — — — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3 \%$; — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2 \%$.

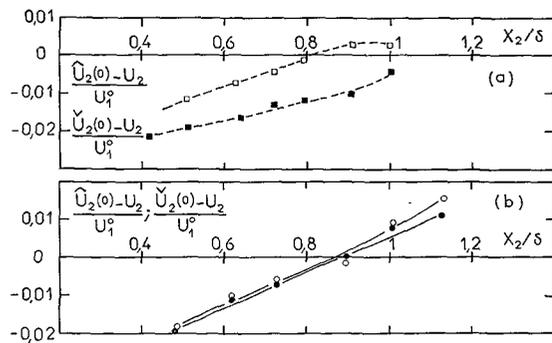


FIG. 6. — Composantes transversales des vitesses moyennes mesurées sur les fronts et sur les dos des bouffées de la couche limite ; ■, ● : fronts ; □, ○ : dos ; — — — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 0,3 \%$; — : $\tilde{u}_1^0/U_1^0 = 3,2 \%$.

mouvement de rotation des bouffées lié aux gradients transversaux de vitesses. Lorsque \tilde{u}_1^0/U_1^0 augmente, cet effet paraît réduit (Fig. 6).

5. Conclusion. — La région externe d'une couche limite turbulente dépend de l'intensité \tilde{u}_1^0/U_1^0 de la turbulence de l'écoulement extérieur. Lorsque \tilde{u}_1^0/U_1^0 augmente :

— les échancrures de la frontière libre ont, par rapport à l'épaisseur de la couche limite, une profondeur qui croît et une longueur qui diminue,

— l'écart des vitesses moyennes conditionnelles mesurées à l'intérieur et à l'extérieur des bouffées issues de la couche augmente,

— et les déplacements longitudinaux des fronts et des dos des bouffées semblent moins différents tandis que le mouvement de rotation des bouffées paraît plus réduit.

Toutefois, les répartitions statistiques des longueurs des bouffées suffisamment grandes suivent toujours des lois exponentielles.

Remerciements. — Cette étude a bénéficié du support financier de la Direction des Recherches et des Moyens d'Essais (D. R. M. E.) M. Melinand a participé à la réalisation de l'appareillage et à l'exécution des mesures.

Bibliographie

[1] CORRSIN, S., N. A. C. A., A. R. C. n° 3 L 23, 1943.
 [2] KOVASZNAY, L. S. G., KIBENS, V. et BLACKWELDER, R. F., *J. Fluid Mech.* **41** (1970) 283.
 [3] KAPLAN, R. E. et LAUFER, J., *Proceedings of the 12th Int. Cong. Appl. Mech.* (Springer) 1969, p. 236.
 [4] ANTONIA, R. A., *J. Fluid Mech.* **56** (1972) 1.
 [5] HEDLEY, T. B. et KEFFER, J. F., *J. Fluid Mech.* **64** (1974) 645.
 [6] FIEDLER, H. et HEAD, M. R., *J. Fluid Mech.* **25** (1966) 719.
 [7] BOLDMAN, D. R., NEUMANN, H. E. et EHLERS, R. C., *N. A. S. A. Tech. Note D*, 6043 (1970).
 [8] HESKESTAD, G., *J. Appl. Mech. Trans. A. S. M. E.* **E 32** (1965) 721.
 [9] WYGNANSKI, I. et FIEDLER, H. E., *J. Fluid Mech.* **38** (1969) 577.
 [10] JENKINS, P. E. et GOLDSCHMIDT, V. W., Purdue University report HL 74-75, 1974.
 [11] ANTONIA, R. A., *Proceedings 5th Int. Cong. Heat Transf. Conf.* (Soc. Chem. Eng., Tokyo) 1974, p. II-95.
 [12] SUNYACH, M., BEAUMONT, L. et MATHIEU, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris A* **271** (1970) 465.
 [13] PAIZIS, S. T. et SCHWARZ, W. H., *J. Fluid Mech.* **63** (1974) 315.
 [14] PAIZIS, S. T. et SCHWARZ, W. H., *J. Fluid Mech.* **68** (1975) 297.
 [15] WYGNANSKI, I. et FIEDLER, H. E., *J. Fluid Mech.* **41** (1970) 327.
 [16] SUNYACH, M., Thèse de Doctorat ès Sciences, Lyon (1971).
 [17] THOMAS, R. M., *J. Fluid Mech.* **57** (1973) 549.
 [18] LARUE, J. C. et LIBBY, P. A., *Physics of Fluids* **17** (1974) 873.
 [19] KOVASZNAY, L. S. G. et ALI, S. F., *Proceedings 5th Int. Cong. Heat Transf. Conf.* (Soc. Chem. Eng., Tokyo) 1974, p. II-99.
 [20] BRAGG, G. M. et SESHAGIRI, B. V., *Int. J. Heat Mass Transfer* **16** (1973) 1531.
 [21] HUFFMAN, G. D., ZIMMERMAN, D. R. et BENNETT, W. A., *AGARDograph* **164** (1972) 91.
 [22] EVANS, R. L., *Aero Res. Coun.* 34586 (1972).
 [23] CHARNAY, G., Thèse de Doctorat ès Sciences, Lyon (1974).
 [24] BRADSHAW, P. et MURLIS, J., I. C. Aero Report 74-04 (1974).
 [25] LARUE, J. C., *Physics of Fluids* **17** (1974) 1513.
 [26] HEDLEY, T. B. et KEFFER, J. F., *J. Fluid Mech.* **64** (1974) 625.
 [27] ANTONIA, R. A. et ATKINSON, J. D., *J. Fluid Mech.* **64** (1974) 679.
 [28] KIBENS, V., KOVASZNAY, L. S. G. et OSWALD, L. J., *Rev. Sci. Instrum.* **45** (1974) 1138.
 [29] DUMAS, R., FULACHIER, L. et ARZOUMANIAN, E., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris A* **274** (1972) 267.
 [30] CHARNAY, G., COMTE-BELLOT, G. et MATHIEU, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris A* **275** (1972) 615.