

ZONE DE MELANGE D'UN JET PLAN FLUCTUATIONS INDUITES DANS LE CONE A POTENTIEL-INTERMITTENCE

M. SUNYACH† et J. MATHIEU‡

(Reçu le 14 mars 1969)

Résumé—Dans cet article la zone de mélange d'un jet plan dans la région du cône à potentiel a été analysée. Les fluctuations de vitesse induites dans ce cône par le mouvement aléatoire des frontières turbulentes tant intérieures qu'extérieures ont été mesurées. On a pu ainsi montrer que des mouvements induits par ces battements traversent la zone turbulente. L'intermittence a été mesurée à partir d'un signal convenablement traité. Une étude parallèle des paramètres thermiques conduite sur le même jet chauffé a permis des comparaisons mettant en lumière certains aspects spécifiques de chacun des phénomènes.

NOTATION

R_e ,	nombre de Reynolds à la sortie de la buse;	δ_2 ,	cinématique externe; épaisseur de la zone de mélange cinématique interne;
ν ,	coefficient de viscosité cinématique;	δ ,	épaisseur totale de la zone de mélange cinématique;
e ,	largeur de la buse;	Δ ,	épaisseur totale de la zone de mélange thermique;
x_1 ,	distance à la buse dans le sens de l'écoulement;	τ ,	tension entre filets fluides;
x_2 ,	distance au plan médian du jet;	$R_{12}[0]$,	coefficient de corrélation des vitesses $u_1 u_2$ en un point;
Ox_3 ,	direction normale à Ox_1, Ox_2 ;	$R_{11}[\tau_1, t]$,	coefficient de corrélation spatio-temporelle en deux points distants de r_1 suivant l'axe Ox_1 (retard introduit t_d);
ξ_1, ξ_2 ,	coordonnées par rapport à la lèvre inférieure de la buse;	γ ,	coefficient d'intermittence: rapport du temps pendant lequel le signal est turbulent au temps total.
P ,	pression du fluide;	γ_C ,	coefficient d'intermittence cinématique;
U_1° ,	vitesse à la buse;	γ_T ,	coefficient d'intermittence thermique;
U_1, U_2 ,	composantes de la vitesse moyenne locale;	$\Gamma_C[n]$,	coefficient d'intermittence des fréquences supérieures à n dans la turbulence cinématique;
u_1, u_2, u_3 ,	composantes de la vitesse fluctuante $u_i = \sqrt{u_i^2}$;	$\Gamma_T[n]$,	coefficient d'intermittence des fréquences supérieures à n dans la turbulence thermique;
T° ,	température à la sortie de la buse;		
T_l ,	température moyenne locale;		
T^r ,	température ambiante;		
θ ,	température fluctuante $\theta' = \sqrt{\theta^2}$		
δ_1 ,	épaisseur de la zone mélange		

† Cet article contient l'essentiel d'une thèse de Doctorat d'Etat qui sera soutenue ultérieurement par M. Sunyach devant la Faculté des Sciences de Lyon.

‡ Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon, enseignant à l'Ecole Centrale Lyonnaise.

- α , coefficient de sensibilité cinématique;
 γ_{st} , coefficient de sensibilité thermique;
 h , hauteur manométrique.

L'INTÉRÊT technique et fondamental du problème de la génération aérodynamique du son a orienté beaucoup de chercheurs sur l'étude du développement de la zone de mélange des jets. Ce sont, en effet, les écoulements à fort gradients qui rayonnent le plus de bruit (Light-hill [1]). Parmi les travaux les plus récents et les plus détaillés sur les jets de section circulaire évoluant en milieu au repos nous citerons ceux de Davies *et al.* [2] qui ont en particulier mesuré les vitesses de convection turbulentes, Bradshaw *et al.* [3] qui ont étudié en détail l'évolution des spectres de turbulence dans les quatre premiers diamètres, et signalé l'existence des fluctuations de vitesse induites dans la région irrotationnelle du jet. Ce sont précisément ces fluctuations, ainsi que le problème des limites de la zone de mélange du jet plan qui font l'objet de la présente étude.

Ayant tout d'abord examiné les conditions d'équilibre sur les profils de vitesse, on en a déduit la répartition des tensions tangentielles. L'expérience montre alors que les quantités fluctuantes et en particulier les corrélations $\overline{u_1 u_2}$ en un point suivent approximativement un tel équilibre. On vérifie que les températures moyennes ainsi que les fluctuations θ' sont aussi dans un état d'équilibre mais il existe une différence de comportement entre l'évolution des vitesses et des températures fluctuantes dans la région où la vitesse moyenne est constante (cône à potentiel). Cette constatation nous a incité à étudier plus particulièrement ces évolutions. Une interprétation des résultats obtenus est ensuite tentée à partir de l'analyse de Phillips [4], cette dernière étude porte sur l'évolution des fluctuations induites dans un écoulement à potentiel par le mouvement d'une frontière aléatoire dont la position moyenne est un

plan de dimensions infinies et pour les conditions suivantes: $x_2 \rightarrow \infty$ et nombres d'ondes petits Stewart [5] a étendu ces considérations au cas d'une frontière présentant une inhomogénéité dans le sens de l'écoulement (sillages, jet bidimensionnel) mais il n'a pu donner une solution explicite. Suivant ces analyses, l'intensité des fluctuations induites décroît comme $[x_2^o - x_2]^{-4}$ où x_2 représente l'abscisse suivant l'axe normal au plan de la frontière et x_2^o celle de ce plan.

Mis à part quelques essais faits par Townsend [6] dans le cas du sillage, la plupart des essais sur les fluctuations induites ont été effectués pour des couches limites, dans lesquelles leur niveau est faible et où celui de la turbulence libre limite la précision des mesures. Parmi les auteurs qui indiquent l'existence d'une zone de validité pour cette loi, nous citerons Dumas [7], Bradshaw [8] et plus récemment Kibens [9] qui prolonge les mesures dans l'écoulement intermittent, en échantillonnant le signal grâce à un détecteur d'interface. Tous ces résultats montrent des formes asymptotiques très rapidement atteintes, mais si les deux premiers auteurs s'accordent pour donner $x_2^o \simeq 0,65 \delta$ ce qui situe ce point dans la zone intermittente (à 0,8 fois la distance à la paroi du point où $\gamma = 0,5$), le dernier donne $x_2^o \simeq 0,25 \delta$ ce qui pourrait s'expliquer si l'on considère le niveau de turbulence libre trop élevé que les mesures paraissent indiquer.

Dans le cas du cône à potentiel du jet plan, le niveau des fluctuations induites est plus élevé, que pour la couche limite, et nous avons pu alors examiner les autres conséquences des hypothèses de Phillips, à savoir:

$$\overline{u_2^2} = \overline{u_1^2} + \overline{u_3^2} \quad \text{et} \quad \overline{u_1 u_2} = 0$$

Toutefois le caractère bidimensionnel de la position moyenne de la frontière rend la théorie compliquée si non impraticable pour rendre compte des évolutions longitudinales du phénomène. L'étude est ensuite complétée par la mesure de l'intermittence cinématique, ce qui nous permet de préciser les limites de la zone de

mélange que nous avons définies tout d'abord sur l'écoulement moyen. Ces mesures ont été répétées pour l'intermittence thermique du jet chaud à titre de comparaison.

on obtient alors :

$$\left[\frac{\tau}{\rho(U_1^0)^2} \right]_{-\eta_1}^{\eta} = \delta' \int_{-\eta_1}^{\eta} g^2 d\eta$$

$$-\delta' g \int_{-\eta_1}^{\eta} g d\eta + \frac{g}{U_1^0} U_2(-\delta_1).$$

1. EQUILIBRE DES VITESSES ET DES TENSIONS DANS LA ZONE DE MELANGE

Ayant rapporté la zone de mélange aux axes

$0\xi_1\xi_2$, $\xi_1 = x_1$ et $\xi_2 = x_2 + (e/2)$ (Fig. 1)

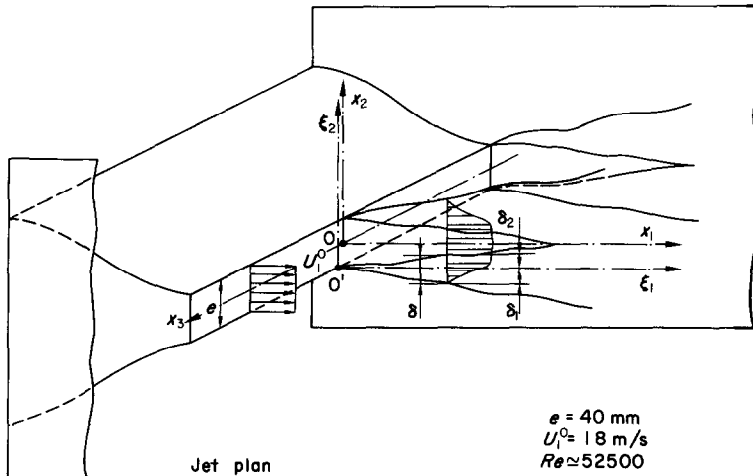


FIG. 1. Vue de l'installation, repères.

on constate l'existence d'un profil d'équilibre pour les vitesses moyennes à partir de $x_1 \approx 1,5 e$, si l'on prend comme vitesse caractéristique la vitesse U_1^0 à la buse, et comme dimension caractéristique l'épaisseur δ de la zone de mélange (Fig. 2).

On peut donc écrire

$$\frac{U_1}{U_1^0} = g(\eta) \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{\xi_2}{\delta}$$

et calculer les tensions tangentielles à partir des équations simplifiées

$$U_1 \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} + U_2 \frac{\partial U_1}{\partial \xi_2} + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \overline{u_1 u_2} - \nu \frac{\partial^2 U_1}{\partial \xi_2^2} = 0$$

$$\frac{\tau}{\rho} = - \overline{u_1 u_2} + \nu \frac{\partial U_1}{\partial \xi_2}$$

Le calcul de $U_2(-\delta_1)$ est possible en supposant que la vitesse U_1^0 est constante dans le cône à potentiel et que $U_2 = 0$ sur l'axe du jet [10].*

Avec les notations de la Fig. 3 on a :

$$U_2(-\delta_1) \cdot d\xi_1 + \int_{-\delta_1}^{\delta_2} U_1 d\xi_2 - \int_{-\delta_1}^{\delta_2} U_1 d\xi_2 + U_0 d\delta_2 = 0$$

soit

$$U_2(-\delta_1) = U_0 \frac{d\delta_2}{d\xi_1} \left[\int_{-\eta_1}^{\eta_2} g d\eta - 1 \right]$$

* Ce qui correspond à la condition $U_1 U_2 + V_1 V_2 = 0$, les U_i et V_j étant les composantes des vitesses des deux écoulements en présence. Dans notre cas $V_1 = 0$ et $U_1 \neq 0$.

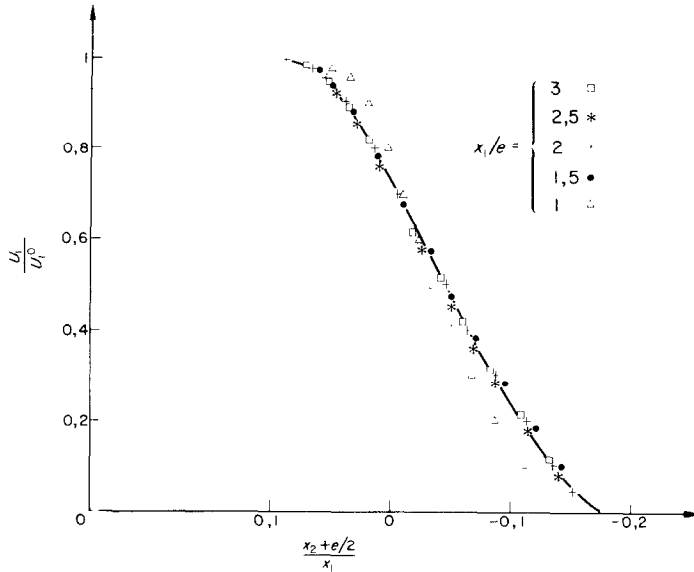


FIG. 2. Distribution de vitesses moyennes.

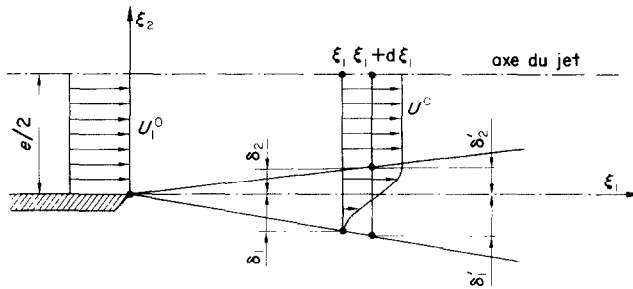


FIG. 3. Notations utilisées dans le calcul du profil des contraintes.

l'expression de τ s'écrit finalement :

$$\left[\frac{\tau}{\rho(U_1^0)^2} \right]_{-\eta_1}^{\eta} = \delta' \int_{-\eta_1}^{\eta} g^2 d\eta + \delta' g \int_{\eta}^{\eta_2} g d\eta - g \delta'.$$

L'hypothèse d'existence d'un profil d'équilibre des contraintes tangentielles se réduit alors à $\delta' = c^{te}$ à condition que

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau}{\rho}(U_1^0, \delta, \xi_2)$$

c'est-à-dire, si les tourbillons qui contribuent à créer la contrainte tangentielle échappent à l'action de la viscosité. Comme on peut le constater sur la Fig. 4, sur laquelle les limites des différentes zones ont été définies comme suit :

$$U_1 > 99,75 U_1^0$$

pour la zone de vitesse constante (cône à potentiel),

$$U_1 < 0,02 U_1^0$$

pour la limite extérieure du jet.

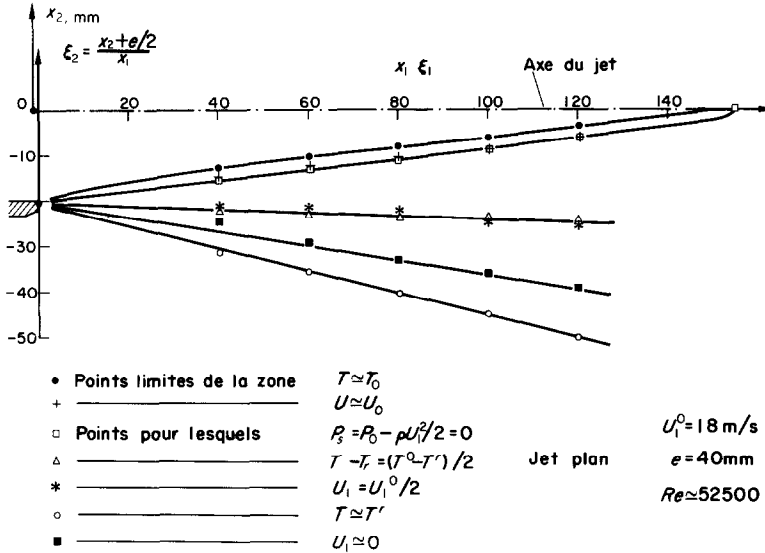


FIG. 4. Limites de la zone de mélange.

Ces considérations sont applicables à partir de $x_1 \approx 1,5 e$ cf. [2] et [11] et la répartition de τ ainsi déduite est donnée sur la Fig. 5. On remarque ainsi sur la Fig. 4 que la limite du cône à potentiel, peut s'identifier à la surface où la

pression est égale à l'atmosphère cf. [11]. On constate également ce résultat sur la Fig. 6 qui donne la répartition de la pression statique dans le jet pour $1 < x_1/e < 3$.

Les Figs. 7-9 montrent l'évolution des quan-

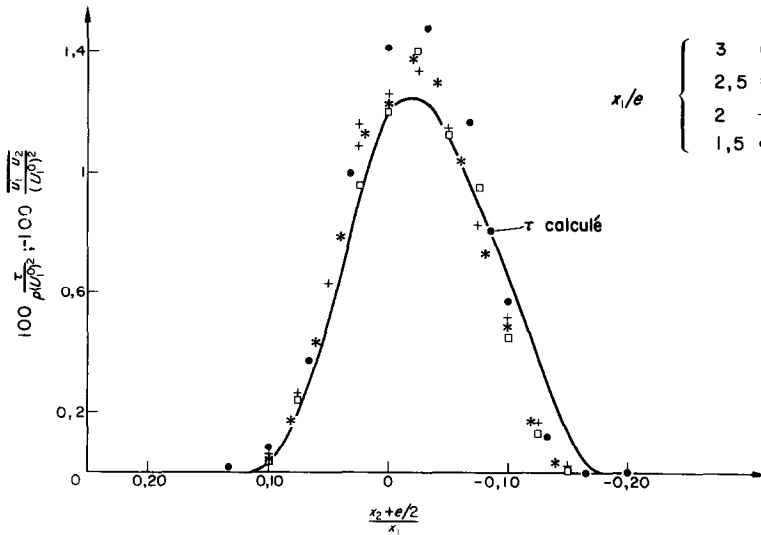


FIG. 5. Distribution des contraintes tangentielles.

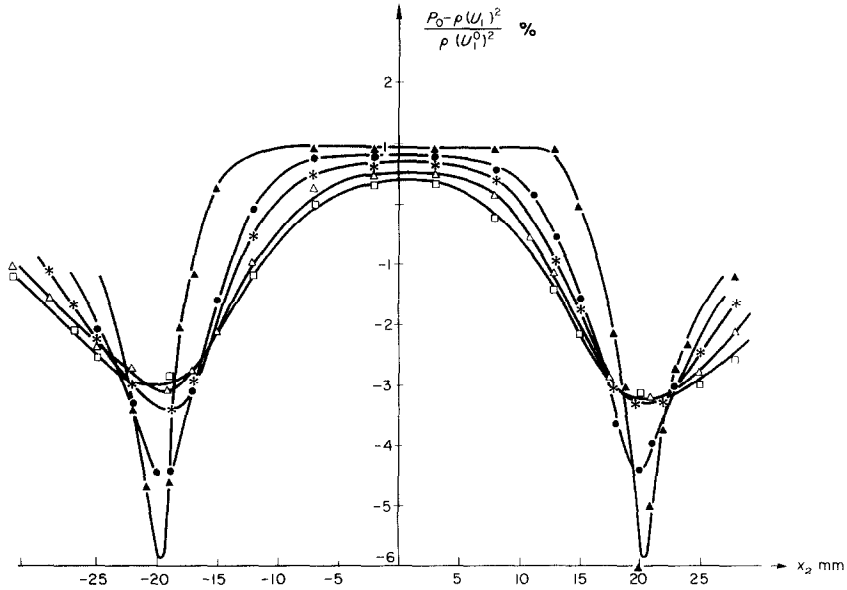


FIG. 6. Distribution des pressions statiques.

tités $(\sqrt{u_1^2})/U_1^0$; $(\sqrt{u_2^2})/U_1^0$; $(\sqrt{u_3^2})/U_1^0$. Dans la zone de mélange, on observe que leurs intensités maximales sont approximativement égales, tandis que dans la région du cône à potentiel $((x_2 + e/2)/x_1 > 0,10$ environ)

$$(\sqrt{u_2^2}) > (\sqrt{u_1^2}) > (\sqrt{u_3^2})$$

cette dernière composante fluctuante étant

nettement plus petite que les deux autres. Les valeurs de la tension tangentielle mesurée $\overline{u_1 u_2} / [U_1^0]^2$ sont comparées aux valeurs calculées sur la Fig. 5, mais, comme le montrent les mesures du coefficient de corrélation $R_{12}[0] = \overline{u_1 u_2} / (\sqrt{u_1^2})(\sqrt{u_2^2})$, la tension n'est pas rigoureusement nulle dans le cône à potentiel (Fig. 10).

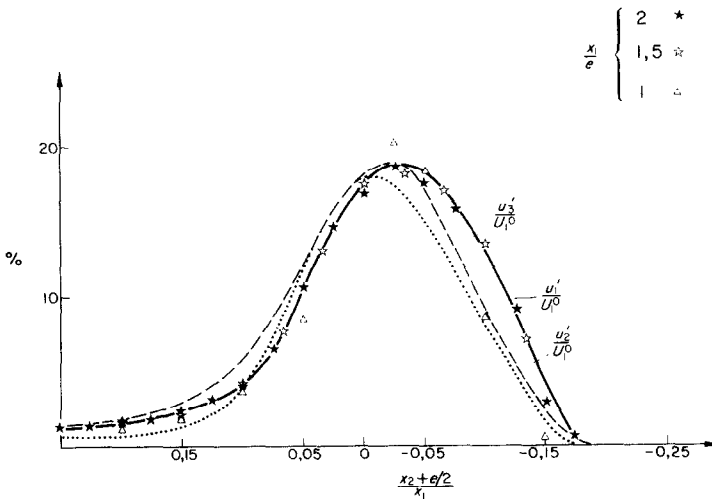


FIG. 7. Distribution des vitesses fluctuantes.

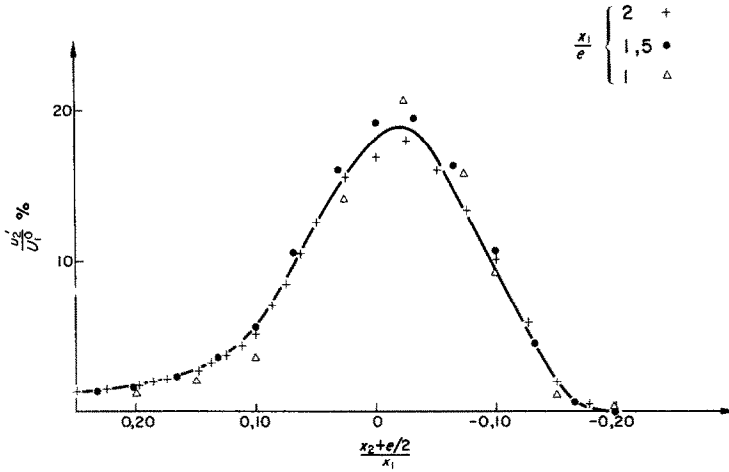


FIG. 8. Distribution des vitesses fluctuantes u'_2 .

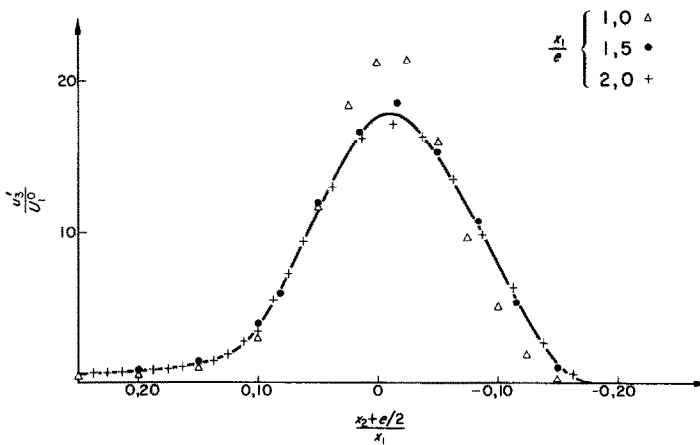


FIG. 9. Distribution des vitesses fluctuantes u'_3 .

2. EQUILIBRE DES TEMPERATURES DANS LA ZONE DE MELANGE

La Fig. 11 présente le relevé des températures moyennes. On constate l'existence d'un profil d'équilibre si l'on prend $T^0 - T^r$ comme échelle, et δ comme dimensions caractéristiques. Les limites des différentes zones de l'écoulement étant définies comme suit :

$$T - T^r > 99,75 [T^0 - T^r]$$

pour la zone de température constante

$$T - T^r < 0,02 [T^0 - T^r]$$

pour la limite extérieure du jet chaud, et reportées sur la Fig. 4, on voit qu'ainsi relevée la zone de mélange thermique s'étend plus que la zone cinématique. Ce résultat a déjà été observé par Corrsin et Uberoi [12] notamment, ainsi que dans d'autres écoulements (Mathieu [13]). Nous y reviendrons à propos de la mesure d'intermittence. On observe ainsi que la largeur Δ de la zone de mélange thermique et aussi proportionnelle à δ . On a donc $\Delta \sim \delta \sim x_1$ ce qui est une condition de l'équilibre des flux thermiques. L'intensité de turbulence thermique

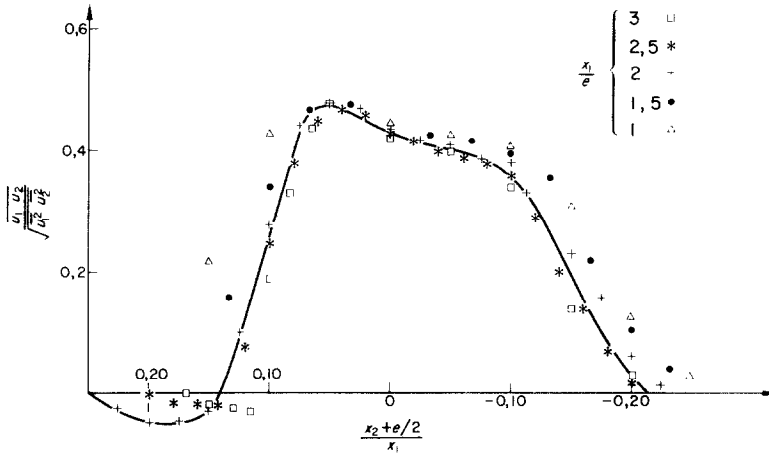


FIG. 10. Distribution du coefficient de corrélation.

$\sqrt{(\theta^2)/(T^0 - T^r)}$ est donnée par la Fig. 12 pour les mêmes sections que les valeurs moyennes. Les courbes présentent deux maxima correspondant à l'apparition de l'intermittence thermique, ce qui s'explique, car les variations de température décelées par la sonde au passage des bouffées participent, comme la turbulence, à la valeur efficace des signaux.

3. FLUCTUATIONS DE VITESSE DANS LE CÔN À POTENTIEL

La comparaison des Figs. 12 et 7-9 fait apparaître la différence entre l'évolution des fluctuations de température et celle des fluctuations de vitesse du cône à potentiel. Ces dernières croissent en effet continuellement lorsqu'on s'éloigne du centre du jet $[(x_2 + e/2)/x_1 = 0,25]$

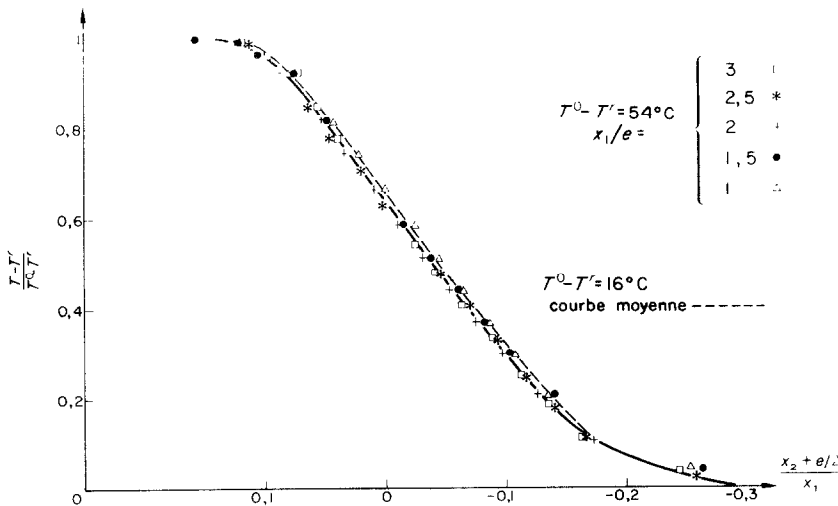


FIG. 11. Répartition des températures moyennes.

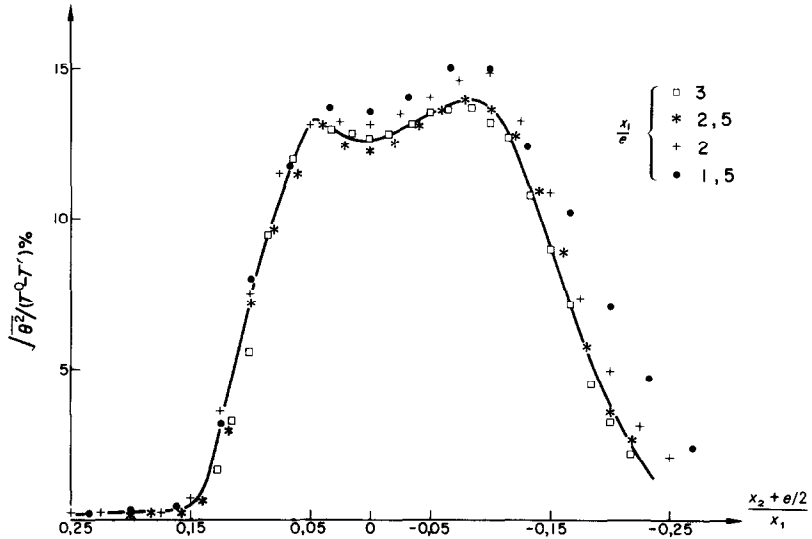


FIG. 12. Répartition des fluctuations de temps.

pour $x_1 = 80 \text{ mm}$], alors que le niveau des premières reste à peu près constant. La même comparaison peut être faite suivant l'axe x_1 (Fig. 13). Si l'on cherche à représenter l'intensité des fluctuations par une loi de décroissance $(x_2^0 -$

$x^2)^{-m}$, on constate (Fig. 14) que la valeur de m , qui convient à l'intervalle $(x_2^0 - x_2)$ le plus grand, est voisine de 4. De même que pour les résultats obtenus par d'autres auteurs dans le cas de la couche limite, la forme de la loi de

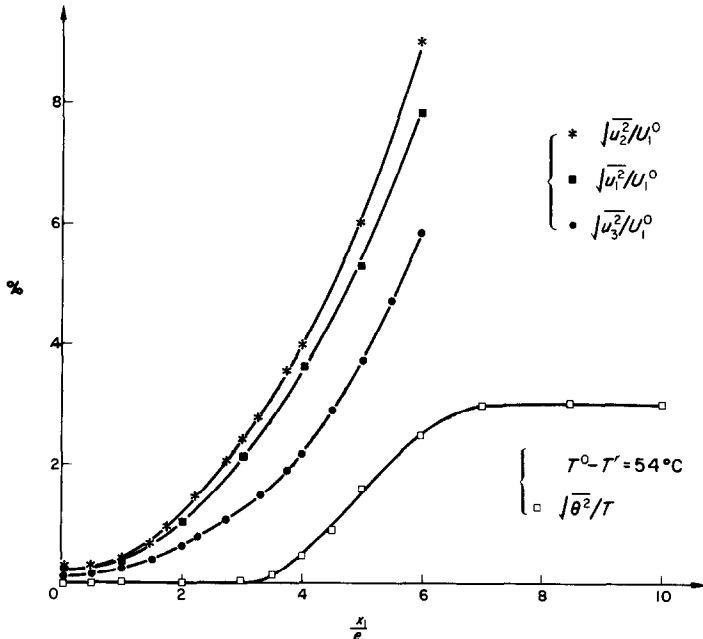


FIG. 13. Evolution des fluctuations $u'_1, u'_2, u'_3, \theta'$, dans le cône à potentiel.

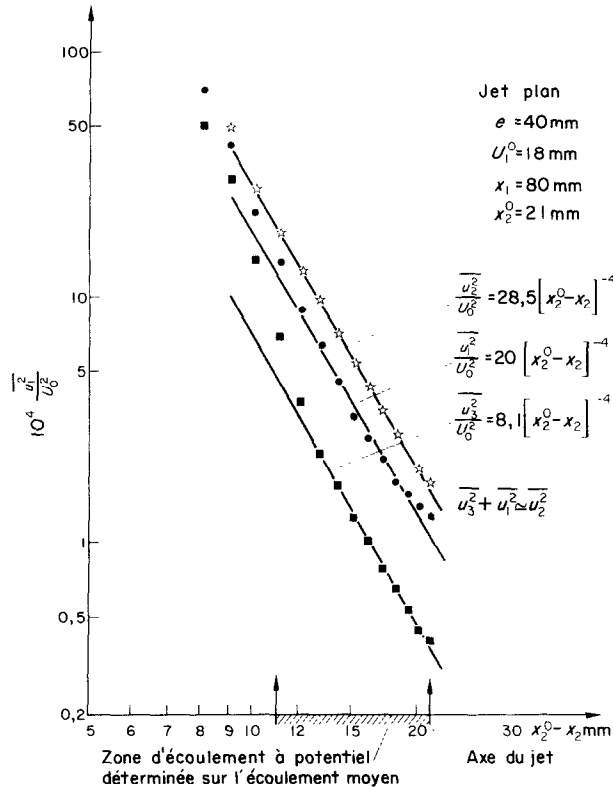


FIG. 14. Vérification de la loi de puissance quatrième.

puissance est rapidement atteinte, ce qui nous amène à considérer une "origine fictive" d'ordonnée x_2^0 qui se situe pour notre cas dans la partie centrale de la zone de mélange.

Lorsque l'on examine la contribution de différentes bandes de fréquences de valeurs centrales croissantes, l'origine fictive des fluctuations se déplace vers l'axe du jet. Le tableau annexé à la Fig. 15 présente un certain nombre de ces résultats. La loi en $|x_2 - x_2^0|^{-4}$ est moins bien vérifiée lorsque l'on considère des fréquences encore plus élevées, mais leur contribution au spectre de ces fluctuations est très faible. On a cherché à vérifier l'hypothèse suivant laquelle les fluctuations induites dans le cône à potentiel résulteraient de la composition de l'action combinée des deux frontières de la zone de mélange. On peut penser en effet comme

Bradshaw [14] que ce type de fluctuations existe aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la zone turbulente. Comme l'examen des enregistrements photographiques fait apparaître que l'ordre de grandeur de la fréquence moyenne de passage des bouffées turbulentes est trois à quatre fois plus élevée pour la zone frontière II que pour la zone I, on a tenté de séparer les fréquences en deux bandes. La Fig. 15 montre que la validité de la loi de Phillips apparaît nettement pour chaque bande et que les origines fictives se situent bien dans le voisinage des zones I et II. Il faut remarquer aussi que la vitesse de convection des fluctuations induites est de l'ordre de $0,6 U_1^0$ (Fig. 16), comme l'a d'ailleurs mesuré Davies [2], alors que Bradshaw [8] et Kibens [9] indiquent une vitesse de convection supérieure à $0,9 U_1^0$ pour les fluctuations

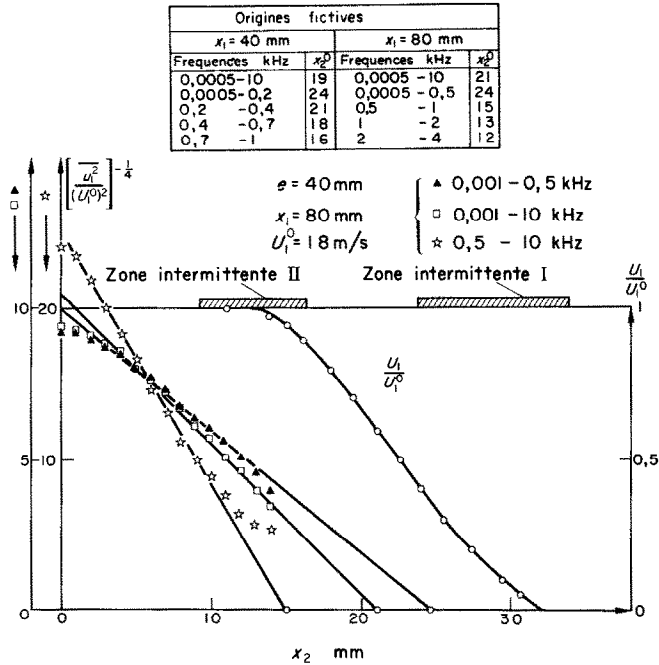


FIG. 15. Évolution de l'origine fictive des fluctuations en fonction du domaine des fréquences analysées.

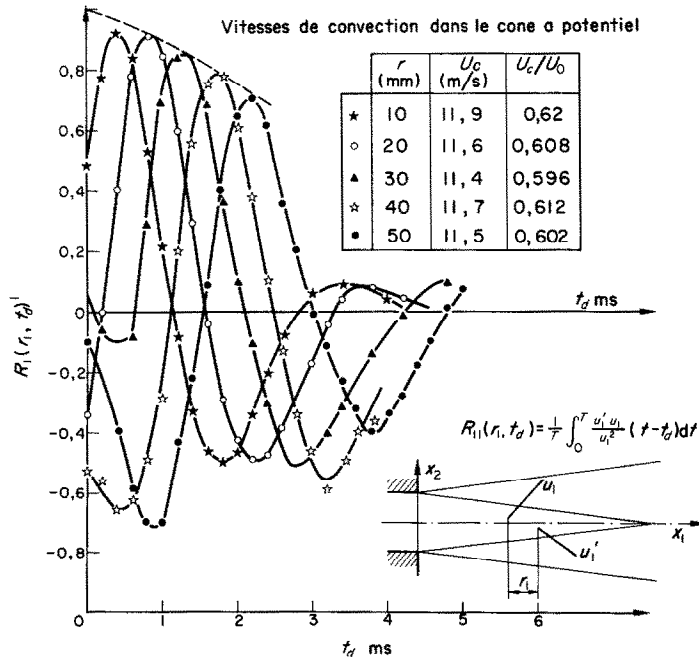


FIG. 16. Corrélations spatio-temporelles.

induites par la couche limite. Un tel résultat nous confirme dans l'idée que les fluctuations du cône à potentiel ne proviennent pas de la seule frontière interne de la zone de mélange (zone II). Il est difficile cependant d'évaluer les effets des deux zones frontières car la transmission des fluctuations côté interne doit se faire d'une manière complexe. Des mesures de longueur de corrélation $L_{11}[r_2]$ créditent l'idée que les plus grandes structures turbulentes sont de dimensions comparables à δ .

La relation $\overline{u_2^2} = \overline{u_3^2} + \overline{u_1^2}$ qui, suivant la théorie de Phillips, lie les fluctuations de vitesse dans l'écoulement irrotationnel est approximativement vérifiée (Fig. 17). On note toutefois.

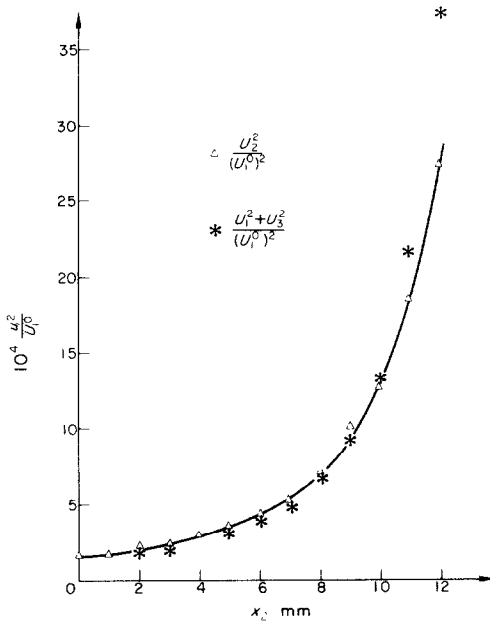


FIG. 17. Courbes de $\overline{u_2^2}$ et $\overline{u_1^2} + \overline{u_3^2}$.

que $\overline{u_1^2} > \overline{u_3^2}$ (alors que les hypothèses de Phillips conduisent à $\overline{u_1^2} = \overline{u_3^2}$). A défaut d'un calcul on peut dire que le processus d'entraînement qui crée un flot d'écoulement instationnaire dans le sens Ox_1 nécessairement lié (par continuité) à un flot dans le sens Ox_2 , détruit la symétrie du modèle de Phillips suivant les directions Ox_1 et Ox_2 . Les intensités $\overline{u_1^2}$ et $\overline{u_2^2}$ se trouvent alors augmentées. La relation $\overline{u_1 u_2} = 0$

n'est pas non plus vérifiée. Bien que ces mesures de $\overline{u_1 u_2}$ soient très délicates (comme nous le dirons dans la note sur l'exécution des mesures) il paraît bien que la tension ne soit pas rigoureusement nulle. On peut montrer, comme le fait Stewart [5] pour le sillage bidimensionnel que la tension turbulente peut être compensée par les gradients de pression et par conséquent sans action sur l'écoulement moyen. Un tel calcul ne nécessite que les hypothèses, $\overline{u_2^2} = \overline{u_3^2} + \overline{u_1^2}$, action de la viscosité négligeable, écoulement irrotationnel, et $\partial/\partial x_3[] = 0$. Dans ces conditions on peut écrire

$$U_k \frac{\partial U_1}{\partial x_k} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_k} u_1 u_k = 0$$

or

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{u_1 u_k}] &= \overline{u_k \frac{\partial u_1}{\partial x_k}} = \overline{u_k \frac{\partial u_k}{\partial x_1}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_k u_k} = \frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_2^2} \end{aligned}$$

de sorte que :

$$\begin{aligned} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_2^2} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{U_1^2}{2} + \frac{U_2^2}{2} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_2^2} &= 0 \end{aligned}$$

soit

$$P + \rho \overline{u_2^2} + \frac{1}{2} \rho (U_1^2 + U_2^2) = c^{te}.$$

Dans le cas du cône à potentiel

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \overline{u_2^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_1} = 0$$

ou ce qui revient au même

$$\frac{\partial(\overline{u_1 u_2})}{\partial x_2} = - \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{P}{\rho} + \overline{u_1^2} \right).$$

Nous n'avons pu malheureusement vérifier ces relations que d'une manière qualitative.

4. INTERMITTENCE DES FRONTIÈRES DE LA ZONE DE MÉLANGE

La frontière qui sépare la zone de mélange

cinématique du cône à potentiel (frontière interne) présente un caractère intermittent nettement marqué, malgré les fluctuations de vitesse induites, et ceci à cause de la différence qui existe entre les fréquences apparentes des fluctuations et celles de la turbulence. On peut voir sur les enregistrements que, pour la frontière interne, les bouffées turbulentes correspondent toujours à une diminution de vitesse $U_1 + u_1$ (entraînement du fluide appartenant à la zone de mélange par celui du cône à potentiel) tandis que $U_2 + u_2$ ext toujours dirigé vers l'extérieur pendant les périodes non turbulentes, ce qui établit une liaison entre le processus d'extension de la zone de mélange et le passage des bouffées turbulentes. On a ainsi, pour la frontière du cône à potentiel située dans le demi-plan $x_2 > 0$.

$$\begin{aligned} \overline{u_2(t)} \text{ turbulent} + \overline{u_2(t)} \text{ extérieur} &= 0 \\ \partial/\partial t [\overline{u_2(t)}] \text{ turbulent} &< 0 \text{ et} \\ \partial/\partial t [\overline{u_2(t)}] \text{ extérieur} &> 0. \end{aligned}$$

Il ne se produit rien d'analogue pour la frontière externe, parce que la vitesse moyenne tend vers zéro. De ce fait, l'intermittence y apparaît avec moins de netteté.

En régime thermique le relevé de la température instantanée montre un caractère intermittent, mais il y a très peu de fluctuations dans le cône à potentiel. Les enregistrements montrent la forte dissymétrie du signal, et la seule différence entre les deux frontières apparaît liée à l'existence de variations à grande échelle de la température moyenne à l'extérieur du jet.

Pour mesurer le coefficient d'intermittence, nous n'avons pas utilisé la méthode récente de Kovaszny et Kibens [15] à cause de l'exigüité de l'écoulement. Toutefois, après avoir examiné différents traitements qui rendent le signal issu de l'anémomètre positif ou nul suivant que le fil chaud se trouve à l'intérieur ou à l'extérieur d'une bouffée turbulente, nous avons choisi d'analyser en amplitude l'un des signaux

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}(u_1 \text{ filtré}) \right]^2 \text{ ou } \left[\frac{\partial}{\partial t}(u_2 \text{ filtré}) \right]^2.$$

Les fonctions de répartition de ces signaux présentent une cassure caractéristique de l'intermittence, et cette méthode évite le choix arbitraire qui est fait, en général, pour le seuil à partir duquel on considère que le signal est turbulent [16] et [17]. L'effet de bande passante que l'on constate Fig. 18 peut s'expliquer par

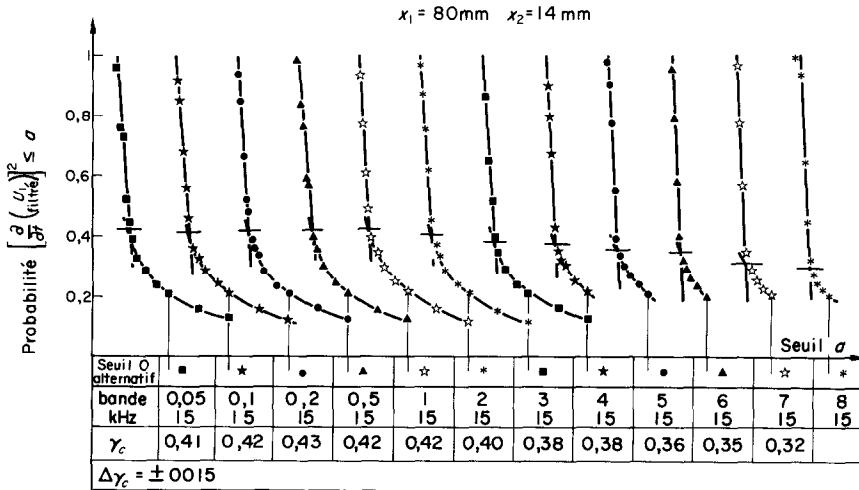


FIG. 18. Probabilité de $[\partial/\partial t(u_1)]^2 \leq a$ en fonction de la bande passante.

l'inhomogénéité de la répartition des fréquences du signal turbulent, à l'intérieur même des bouffées [18]. $\Gamma_c(n)$ représentant cette inhomogénéité mesurée comme ci-dessus, mais en un point du champ turbulent supposé compact,

($x_2/e = 0,5$ région centrale de la zone de mélange),

on peut corriger approximativement les valeurs $\gamma_c(n)$ trouvées en appliquant la formule suivante :

$$\gamma_c \text{ corrigé} = (\gamma_c \text{ mesuré})/\Gamma_c(n).$$

Les résultats reportés Fig. 19 confirment la valeur de l'hypothèse formulée.*

La mesure du coefficient d'intermittence thermique se présente de façon plus simple. Le niveau des fluctuations de température dans la région du cône à potentiel est comme nous l'avons vu très faible, et le signal fortement dissymétrique. Une analyse en amplitude portant sur $\theta(t)$ doit permettre en principe de mesurer le coefficient d'intermittence thermique. Il est plus commode d'analyser $[\partial\theta/\partial t]^2$ parce que l'on peut ainsi affranchir des variations de la température ambiante. La Fig. 20 montre le résultat de ces analyses pour différentes valeurs de γ_T .

Les Figs. 21 et 22, sur lesquelles on a rappelé

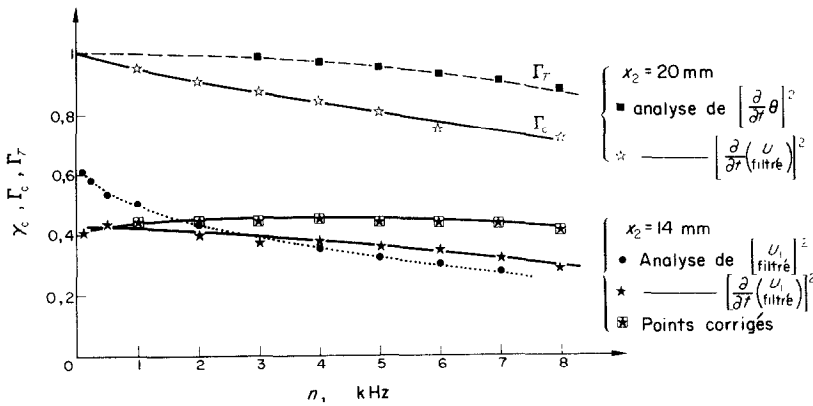


FIG. 19. Coefficients d'intermittence.

Exemples de détermination de γ_T $x_1=80$ mm

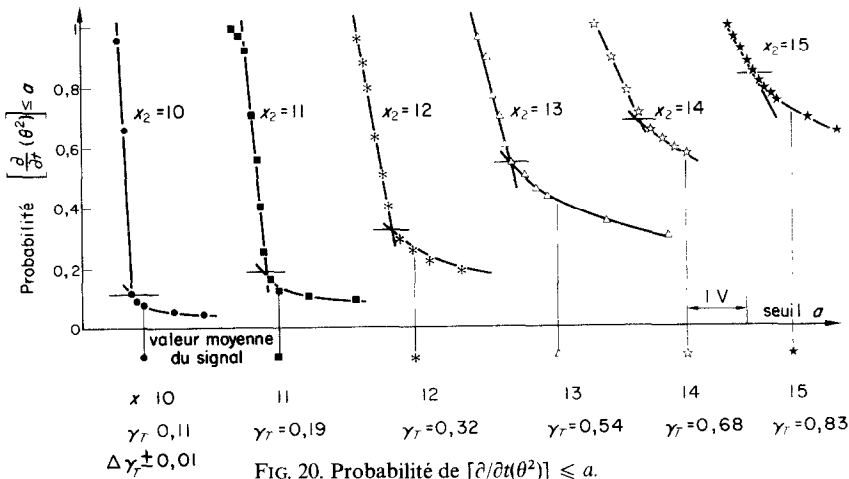


FIG. 20. Probabilité de $[\partial/\partial t(\theta^2)] \leq a$.

* On a déterminé $\Gamma_c(n)$ en $\xi_2 = 0$ ce qui revient à admettre que les bouffées intermittentes n'atteignent pas cet axe. Dans l'impossibilité de détecter valablement par notre méthode une intermittence correspondant à une valeur de γ supérieure à 0,95 environ, nous avons crû pouvoir adopter cette hypothèse.

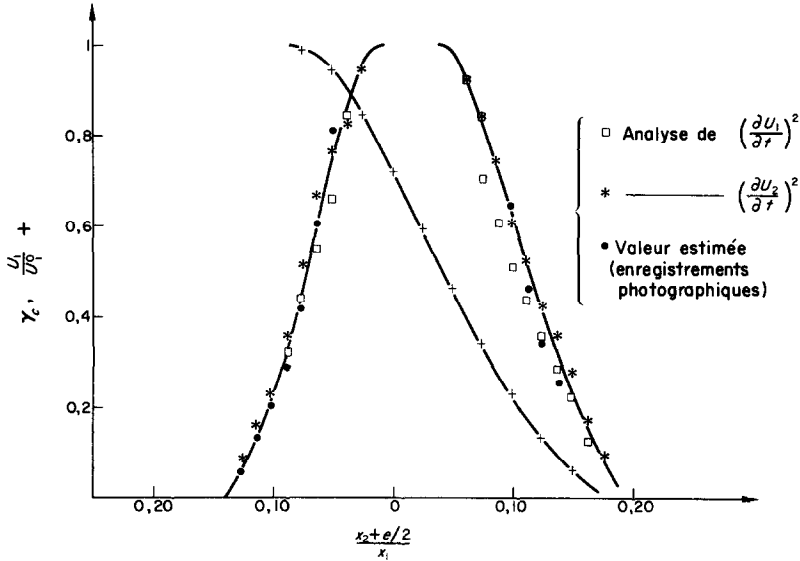


FIG. 21. Distribution de l'intermittence cinématique.

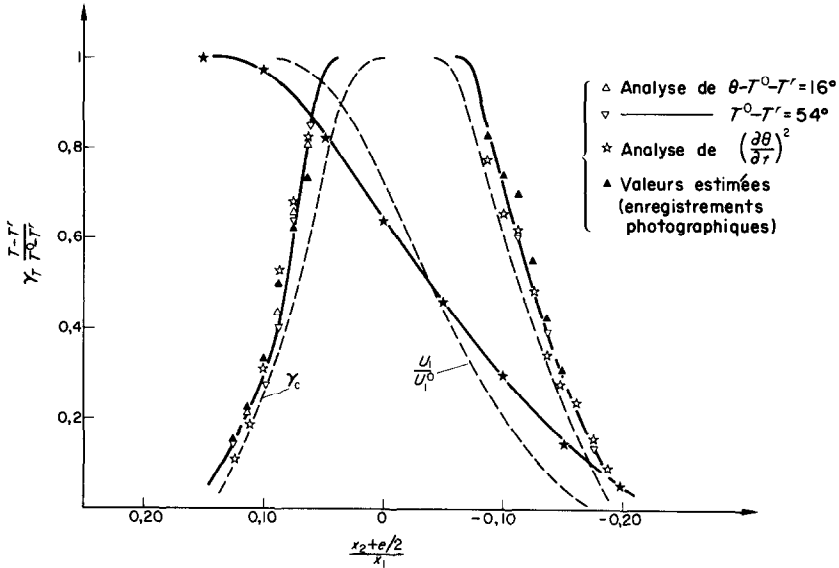


FIG. 22. Distribution de l'intermittence thermique.

les profils moyens donnent les résultats de ces mesures d'intermittence pour $x_1 = 2e = 80$ mm. On observe d'abord que la zone de mélange thermique apparaît comme un peu plus étendue que la zone de mélange cinématique (Fig. 22). De plus la largeur de la région où $\gamma = 1$ est

nettement plus étroite pour les vitesses que pour les températures. Il semble alors que les bouffées thermiques turbulentes ont une extension plus grande que les bouffées cinématiques correspondantes.

Par ailleurs l'inhomogénéité constatée pour

les fréquences apparentes des signaux turbulents est plus faible dans le cas thermique que dans le cas cinématique. On a reporté sur la Fig. 19 les valeurs $\Gamma_\tau(n)$ trouvées.

CONCLUSION

L'étude entreprise nous a permis de vérifier l'existence de régimes d'équilibre pour les profils moyens de vitesses et de température, et aussi pour les données fluctuantes u'_i , $\overline{u_1 u_2}$ et θ' . La contrainte tangentielle τ que l'on peut déduire du champ de vitesses moyennes dans la zone de mélange recoupe assez bien les résultats obtenus par mesure directe des corrélations $\overline{u_1 u_2}$.

Les frontières de l'écoulement induisent des fluctuations de vitesses en particulier dans la région du cône à potentiel. Plusieurs arguments viennent apporter la preuve que ces fluctuations ne sont pas le seul fait du déplacement de la frontière interne par rapport à l'écoulement à vitesse constante. D'une part leur niveau est plus élevé dans le cône à potentiel que celui relevé à l'extérieur d'une couche limite et leur origine semble située dans la zone même de mélange. D'autre part leur vitesse relative de convection rapportée à la vitesse maximum est plus faible ($0,6 U_1^0$ contre $0,95 U_1^0$). Une analyse plus détaillée utilisant un processus de discrimination en fréquence laisse penser à une superposition de fluctuations les unes liées au mécanisme d'entraînement aux frontières du cône à potentiel, les autres à ce même mécanisme mais dans la région située à l'extérieur de la zone de mélange.

En ce qui concerne le phénomène thermique, on ne décelé pratiquement pas de fluctuations de température induites. L'écart entre profils moyens de vitesse et de température est sans doute lié au fait que les mécanismes d'extension des structures turbulentes qui contrôlent l'intermittence thermique sont plus actifs que ceux qui déterminent l'extension cinématique. Le fait que l'homogénéité du champ thermique dans un domaine turbulent compact soit supérieure à celle du champ cinématique, le positionnement

par rapport aux champs moyens respectifs des points où γ est pratiquement égal à l'unité corroborent assez bien ce point de vue.

Note concernant l'exécution des mesures

L'installation utilisée se compose essentiellement

- d'un ventilateur
- d'un filtre à poussière
- d'une batterie de chauffe de 30 Kw dont une partie variable peut être commandée par un régulateur par tout ou rien (pyrectron).
- d'un caisson de tranquillisation avec filtres antigiratoires et grillages.
- d'un convergent final dont la rapport de contraction pour l'expérience décrite est de 12.

La vitesse du groupe ventilateur est stabilisée à l'aide d'un variateur électronique à $\pm 1/1000$. La vitesse maximum à la buse est de 36 m/s. La température de l'écoulement chauffé peut varier de $\pm 1^\circ\text{C}$ autour de la valeur affichée. Un régime de quasi-équilibre peut être cependant obtenu par un réglage correct de la puissance de chauffage, ce qui permet de réaliser des séries de mesures avec $|\Delta T^\circ| < 0,2^\circ\text{C}$. Hors de ce régime, la stabilité de la température de déclenchement du pyrectron est voisine de $0,1^\circ\text{C}$. Cette constatation nous a été utile pour les étalonnages, et en particulier pour la mesure du coefficient de sensibilité à la vitesse α des sondes de température.

Mesure des valeurs moyennes

La mesure des vitesses moyennes est effectuée avec une prise de pression totale. Une correction de pression statique est effectuée pour chaque point, mais il n'a pas été tenu compte des effets des fluctuations turbulentes sur la réponse de la prise de pression totale. La mesure des températures moyennes est fait à $\pm 0,1^\circ\text{C}$ avec un couple thermoélectrique fer-constantan.

Mesure de l'intensité de turbulence

Les grandeurs fluctuantes sont mesurées au moyen d'anémomètres à fil chaud. Les deux

genres, à intensité ou à température constante ont été mis en oeuvre pour obtenir $\overline{u_1^2}$ le premier seulement pour $\overline{u_2^2}$ et $\overline{u_3^2}$, le dernier pour $\overline{u_1 u_2}$. Lorsque nous avons utilisé les deux méthodes, les valeurs trouvées sont en bon accord, on observe seulement quelques différences aux faibles vitesses, (sur le bord extérieur du jet). Le fil employé est du Wollaston décapé sur 0,8 mm, sa partie sensible a un diamètre de 5 μ et les gaines sont soudées sur les broches de sonde distantes de 3,5 mm. L'isolement de u_2 et u_3 est obtenu à l'aide de fils croisés. Nous avons remarqué en mesurant $\overline{u_1 u_2}$ à l'aide d'une sonde portant un fil droit (sensible à u_1) et un fil incliné à environ 45° par rapport à l'écoulement que les fils inclinés soudés dans le plan des broches sont sensibles au sillage de celles-ci : Dans le cas du jet les réponses sont totalement modifiées suivant que la broche la plus avancée dans l'écoulement se trouve côté axe ou côté extérieur (seules ces dernières ont une apparence d'exactitude). La réponse obtenue pour la traversée du jet est alors dissymétrique, et les anomalies se retrouvent dans la partie opposée lorsque l'on retourne la sonde de π , ce défaut est supprimé si l'on dispose les fils en anse de panier à l'intérieur des broches, ce qui nous permet de rapprocher les fils à des distances comprises entre 1 et 0,5 mm. Le rapport signal sur bruit est toujours supérieur à 8 dans la buse où $(\sqrt{u_1^2}) \simeq 0,25 \cdot 10^{-2} U_1^0$. Nous avons constaté que les vibrations des fils se produisent à des vitesses plus élevées que celles de l'expérience.

Mesure des tensions turbulentes

Les tensions turbulentes sont évaluées directement par la détermination du coefficient de corrélation $R_{12}(0)$. Les signaux u_1 et u_2 sont isolés, par addition et soustraction pondérée des tensions fournies par les anémomètres à température constante correspondant à chacun des fils croisés. Un contrôle du déphasage est effectué à l'aide d'un phasemètre de précision inséré entre les deux sorties, en faisant passer un même courant rectangulaire à 1 kHz dans chacun des fils. Les deux réponses sont amenés

à égalité de phase en effectuant les réglages habituels : bande passante, gain de la boucle de contre-réaction, et compensation de self de câble. Sans ces précautions le déphasage peut être de l'ordre de 4-5° à 1 kHz ce qui introduit une erreur sur R_{12} de l'ordre de 0,08 (pour cette fréquence). En plus de l'influence du sillage de broche et du déphasage entre anémomètre, nous avons rencontré d'autres causes d'erreur. Il est vraisemblable que la sensibilité à u_3 d'un fil qui ne serait pas suffisamment parallèle au plan 1,2 (cas de la mesure de R_{12}) introduit aussi une corrélation parasite. Cette exigence de parallélisme est sans doute la principale difficulté rencontrée dans l'exécution de ce type de sonde. Nous avons également constaté que les parties sensibles des fils ne doivent pas être trop proches, 0,5-1 mm nous semble une distance convenable.

Mesure des fluctuations de température

Pour la mesure des fluctuations de température θ on a utilisé des fils de 2 μ décapés sur 1,5 mm de largeur, et parcourus par un courant constant de 2,7 mA. γ_s représentant le coefficient de sensibilité du fil à la température

$$\left(\Delta E = \alpha \frac{u}{U} + \gamma_s \frac{\theta}{T} \right),$$

l'étalonnage fournit des valeurs de γ_s/α voisines de 170. D'après les résultats des mesures de $\sqrt{u_1^2}/U_1^0$ et $\sqrt{\theta^2}/T$ on peut alors évaluer la contamination de θ par le signal de vitesse. On trouve environ 20 pour cent pour le cône à potentiel et 6 pour cent pour la zone de mélange. Ces chiffres sont confirmés par l'exploration du jet froid avec une telle sonde. Il se trouve en effet que la sensibilité α à $h = c^{te}$ dépend très peu de la température (cf. [19]). Comme ces mesures mettent en jeu des tensions très faibles (20 μV dans le cône à potentiel) le bruit de fond doit être réduit au minimum. Nous avons alimenté le fil par une pile et utilisé un préamplificateur. Dans les conditions de l'expérience (toutes installations en fonctionnement) le bruit de fond ramené à l'entrée ne dépasse pas 1 μV .

Mesure du coefficient d'intermittence

Nous avons indiqué que le coefficient d'intermittence a été évalué à partir de l'analyse en amplitude de $[u_1(\text{filtré})]^2$. Le filtrage est destiné à atténuer les basses fréquences qui constituent la partie principale des fluctuations induites. La dérivation complète cet effet, mais son rôle principal est de rendre le signal plus symétrique, de façon à ce que le niveau moyen soit atteint lorsque le fil chaud est situé dans une zone non turbulente. La tension peut alors être élevée au carré par rapport à sa valeur moyenne, puis analysée en amplitude. Pour éviter tout effet de constante de temps susceptible d'altérer le signal fortement dissymétrique issu du circuit quadratique, la liaison avec l'analyseur peut se faire de manière à passer la tension continue. Cette précaution a une grande importance lorsque l'on mesure les valeurs de γ élevées ou l'intermittence des fréquences apparentes du signal turbulent. Sans elle, le niveau du signal "non turbulent" suit, à la constante de temps près, les variations du niveau moyen du signal total, et l'incertitude qui en résulte pèse notablement sur la détermination des premiers points de la courbe de répartition des amplitudes. (Notons à ce sujet que les niveaux correspon-

dants à chacun de ces premiers points sont espacés de 0,1 volt, parfois de 0,05 volt, alors que le signal à analyser dépasse toujours 10 volt crête). Avant d'utiliser cette méthode, nous avons tenté de déterminer γ_c à partir de l'analyse en amplitude de $[u_1 \text{ filtre}]^2$ mais la cassure présentée par les fonctions de répartition de cette grandeur conduisait à une valeur γ_c continûment dépendante de la fréquence inférieure de coupure du filtre passe-bas. La Fig. 23 présente les résultats de ces premiers essais que nous avons reportés à titre de comparaison sur la Fig. 19, à côté des résultats obtenus au même point par l'analyse de $[(\partial/\partial t)u_1 \text{ filtré}]^2$. Celle-ci montre clairement l'intérêt de la méthode retenue.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. J. LIGHTHILL, On sound generated aerodynamically— Part II. *Proc. R. Soc. A222*, 1 (1954).
2. P. O. A. L. DAVIES, M. J. FISHER et M. J. BARRATT, The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. *J. Fluid Mech.* 15, 337-367 (1963).
3. P. BRADSHAW, D. H. FERRISS et R. F. JOHNSON, Turbulence in the noise-producing region of a circular jet. NPL Aero Report 1054. (1963).
4. O. M. PHILLIPS, The irrotational motion outside a free-turbulent boundary, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 51, 220 (1955).
5. R. W. STEWART, Irrotational motion associated with free turbulent flows, *J. Fluid Mech.* 1, 593 (1956).

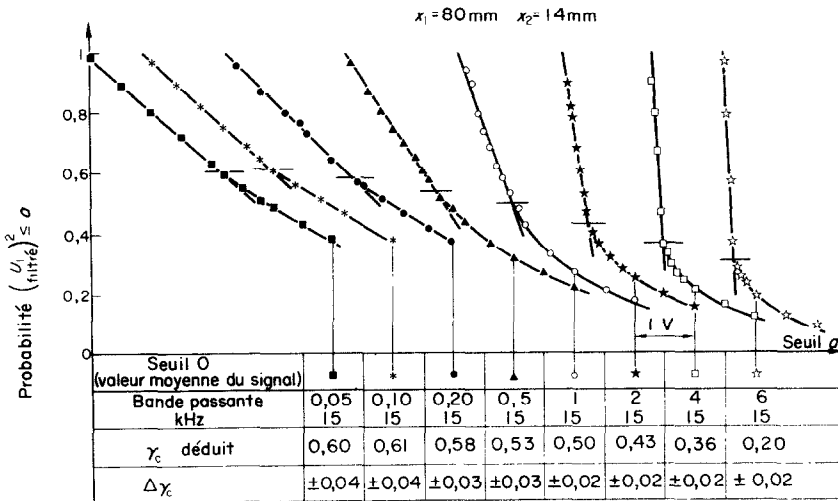


FIG. 23. Probabilité de $(u_1)^2 \leq a$.

6. A. A. TOWNSEND, The fully developed turbulent wake of a circular cylinder. *Austr. J. Scient. Res. A*, 451-468 (1949).
7. R. DUMAS, Contribution à l'étude des spectres de turbulence. Thèse soutenue le juli 1962. Faculté des Sciences de Marseille.
8. P. BRADSHAW, Irrotational fluctuations near a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* 27, 209-230 (1967).
9. V. KIBENS, The intermittent region of a turbulent boundary layer. Phil. Doct. The Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland, (1968).
10. R. D. MILLS, Numerical and experimental investigations of the shear layer between two parallel streams. *J. Fluid Mech.* 33, 591-616 (1968).
11. P. FLORENT: Thèse présentée le avril 1966. Faculté des Sciences de l'Université de Poitiers.
12. S. CORRISIN et M. S. UBEROI, N.A.C.A. Tech. Rep. 998 (1950).
13. J. MATHIEU, Contribution à l'étude aérothermique d'un jet plan évoluant en présence d'un paroi. P.S.T. Ministère de l'air, 374, (1961).
14. P. BRADSHAW, Inactive motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* 30, 241-258 (1967).
15. L. S. G. KOVASZNYI et V. KIBENS, Detailed measurements in the intermittent zone of a turbulent boundary layer, 20th Anniversary Meeting of the Division of Fluid Dynamics, Amer. Phys. Soc. at Lehigh University, November 1967.
16. J. P. FLEURQUIN, J. MATHIEU et J. TACUSSEL, Détermination de certaines caractéristiques turbulentes d'un écoulement. *Compt. Rend. févriér 1964*.
17. S. CORRISIN et A. L. KISTLER, Free stream boundaries of turbulent flows. NASA Rep. 1244, (1955).
18. J. K. BATCHELOR et A. A. TOWNSEND, The nature of turbulent motions at large wave numbers. *Proc. R. Soc. A* 199 238 (1949).
19. G. COMTE-BELLOT et J. MATHIEU, Sur la détermination expérimentale des coefficients de sensibilité aux fluctuations de vitesse et de température des anémomètres à fil chaud. *Compt. Rend. t 246*, pp. 3219-3222 (1958).

Abstract—In this paper the mixing region and the potential core of a two-dimensional jet have been investigated. The velocity fluctuations induced in the potential core by the random motion of both external and internal boundaries have been measured; it has thus been possible to show that such induced fluctuations cross the turbulent domain. The intermittency factor has been obtained from a conveniently processed signal. Thermal parameters have been investigated in a similar way for the same jet when it is heated.

This has allowed comparisons setting out some specific aspects of both these phenomena.

Zusammenfassung—In dieser Arbeit wird die Mischzone und der Potentialkern eines zweidimensionalen Strahles untersucht. Es wurden die Geschwindigkeitsschwankungen gemessen, die im Potentialkern durch die Bewegung der äusseren und inneren Berandungen hervorgerufen werden; auf diese Weise konnte gezeigt werden, dass die so verursachten Geschwindigkeitsschwankungen das turbulente Strömungsgebiet überqueren. Der Einflussfaktor wurde durch ein günstig reproduziertes Signal erhalten. Die thermischen Parameter wurden in ähnlicher Weise für den selben Strahl untersucht, indem dieser erhitzt wurde, Dadurch konnten Vergleiche angestellt werden, die einige spezifisch Aspekte dieser beiden P Phänomene aufzeigen.

Аннотация—В данной работе исследовалась область смешения и потенциальное ядро двухмерной струи. Измерены колебания скорости, вызванные в потенциальном ядре хаотическим движением как внешних так и внутренних границ; это позволило показать, что индуцированные таким образом колебания пересекают турбулентную область. Подобным же образом исследовались тепловые параметры для той же, но нагретой струи. Это позволило провести сравнение и выявить некоторые специфические стороны обоих явлений.