

LES MÉTHODES DE MESURE PHYSIQUE DE LA TURBULENCE

G. COMTE-BELLOT

Laboratoire de Mécanique des Fluides, Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France

Résumé. — On examine les principales techniques de mesure qui permettent d'étudier les fluctuations de vitesse, de température, de concentration, ..., dans les écoulements turbulents : anémométrie à fil ou film chaud, anémométrie laser à effet Doppler, diffusion Raman, autres méthodes optiques (en particulier strioscopie ou interférométrie avec faisceaux croisés), diffusion du son, sondes à conductibilité électrique, sondes à induction magnétique, méthodes électrochimiques, techniques de visualisation et de marquage.

Abstract. — The main experimental techniques employed in the investigation of velocity, temperature, or concentration fluctuations in turbulent flows are examined : hot-wire (or hot-film) anemometry, laser Doppler velocimetry, Raman scattering, various optical methods (e. g. schlieren or interferometry with crossed beams), sound scattering, electrical conductivity probes, electromagnetic induction, electrochemical methods, flow visualisation and particle tracing.

1. Introduction. — La turbulence se manifeste sur toutes les quantités qui interviennent dans la définition des écoulements et dans leurs propriétés fondamentales et appliquées. Son investigation expérimentale nécessite donc la mesure instantanée de nombreuses grandeurs de la physique : vitesse, température, pression, masse volumique, concentration en constituants, en phases ou en particules chargées, indice de réfraction, champ électrique...

Les situations à aborder dans les mesures sont variées. Il y a d'abord celles que l'on crée au laboratoire et qui sont relativement bien définies : couches limites, jets, sillages, modèles de turbulence isotrope ou anisotrope. Il y a ensuite les situations plus complexes que l'on rencontre dans les réalisations techniques actuelles (réacteurs, turbomachines,...) ou celles qui apparaissent dans la nature (couche limite atmosphérique, turbulence de ciel clair, nébuleuses, courants marins...).

La gamme des fréquences rencontrées est relativement vaste, de 0,01 Hz à 100 kHz approximativement. Elle est souvent prévisible, compte tenu des échelles propres à la turbulence et du défilement imposé par la vitesse moyenne \bar{U} (hypothèse de Taylor). La limite inférieure est de l'ordre de \bar{U}/ℓ où ℓ est l'échelle intégrale de longueur ; la limite supérieure est approximativement \bar{U}/η où η est l'échelle de Kolmogorov. En outre, $\eta/\ell \approx (u' \ell/\nu)^{-3/4}$, où u' est la valeur efficace des fluctuations de vitesse et ν la viscosité cinématique du fluide.

La description d'un champ turbulent peut être faite au moyen de moyennes statistiques globales (valeurs efficaces, spectres, corrélations...), les moyennes sur un ensemble de réalisations du champ étant remplacées par des moyennes temporelles (ou quelquefois spatiales) plus accessibles aux mesures. Des phénomènes importants échappent cependant à cette analyse.

L'intermittence qui apparaît à la frontière libre d'un écoulement turbulent exige en effet la séparation des caractéristiques propres au champ turbulent considéré et à l'écoulement extérieur [1]. A l'intérieur même d'un champ turbulent existent de grandes structures organisées en liaison avec les instabilités et déformations imposées par le champ de vitesse [2]. En outre, les zones où l'énergie cinétique est dissipée en chaleur sont concentrées en certaines régions effilochées à travers le champ [3]. Toutes ces structures particulières retiennent actuellement l'attention des chercheurs [4]. Pour les atteindre, il faut, d'une part, disposer de capteurs fournissant des signaux continus et, d'autre part, réaliser les circuits électroniques aptes à fournir les traitements appropriés (moyennes conditionnelles, échantillonnages...).

Dans ce rapport, nous nous proposons de nous limiter au problème liminaire qui se pose, à savoir celui de la détection des diverses fluctuations existant à tout instant en un point du champ turbulent. Les deux méthodes classiques, anémométrie à fil (ou film) chaud, et anémométrie laser à effet Doppler, sont d'abord envisagées. Plusieurs autres techniques sont ensuite présentées. L'accent est mis sur le principe des méthodes et sur leurs limitations.

2. Anémométrie à fil chaud. — L'élément sensible est un fil fin (diamètre $d \sim 0,5$ à $5 \mu\text{m}$) et court (longueur $2l \sim 0,3$ à 1 mm), chauffé par effet Joule. Placé dans un écoulement, il est refroidi par convection, le plus souvent forcée, de sorte que sa température θ , et par suite, sa résistance électrique R , dépendent de la vitesse, de la température et des propriétés physiques du fluide incident. Les lois d'échange en régime permanent sont assez bien connues. Elle ne font intervenir que la composante de vitesse normale

au fil, U_n , si l'allongement $2l/d$ de ce dernier est suffisamment grand [5]. Le plus souvent, elles correspondent à un régime visqueux car le nombre de Reynolds relatif au fil est petit ($Ud/\nu \lesssim 10$). On considère en général que les lois sont utilisables en régime transitoire car la plus petite échelle de temps présente dans la turbulence est plus grande que les temps de diffusion dans le fil et comparable à ceux de la zone visqueuse environnante [5]. Pour les expressions explicites de ces lois (celle de King par exemple), nous renvoyons à une récente synthèse relative à l'anémométrie à fil chaud [6].

Les éléments sensibles peuvent être incorporés à deux types de montage :

A) Anémomètre à intensité constante où le fil est alimenté par une tension constante à travers une grande résistance ; la différence de potentiel aux bornes du fil fournit alors le signal utile ;

B) Anémomètre à température constante où le fil est placé dans un pont de Wheatstone maintenu en équilibre par un asservissement ; l'intensité du courant d'alimentation (ou de la différence de potentiel aux bornes du pont) traduit les fluctuations cherchées.

La différence entre ces montages, dont le principe remonte à 1929 pour le premier et à 1934 pour le second, est liée à l'inertie thermique du fil. Considérons par exemple le cas d'un fluide incident incompressible et isotherme, et présentant des fluctuations de vitesse. Un fil qui serait susceptible de suivre parfaitement ces fluctuations aurait une résistance R^* donnée par :

$$O = R^* I^2 - (R^* - R_a) f(U_n) \quad (2.1)$$

tandis que la résistance R du fil réel est donnée par

$$\frac{mc}{R_a \chi} \frac{\partial R}{\partial t} = R I^2 - (R - R_a) f(U_n) \quad (2.2)$$

(avec mc capacité calorifique du fil ; R_a , résistance du fil à la température ambiante θ_a ; χ coefficient de variation de la résistivité du fil en fonction de la température dans une loi linéaire ; I , intensité du courant dans le fil ; $f(U_n)$, fonction de U_n . L'élimination de $f(U_n)$ entre (2.1) et (2.2) fournit alors :

$$\frac{1}{R_a I^2} \frac{1}{R_a \chi} \frac{d(R - R_a)}{dt} + \frac{R - R_a}{R^* - R_a} = 1 \quad (2.3)$$

qui est une équation différentielle du premier ordre à coefficients non constants ($R^* - R_a$ est une fonction aléatoire du temps). Dans le montage à intensité constante, on linéarise l'éq. (2.3), les fluctuations de résistance r^* et r du fil idéal et du fil réel étant supposées très petites devant les valeurs moyennes de R^* et R , soit \bar{R}^* et \bar{R} . Cela fournit la classique équation différentielle linéaire du premier ordre à coefficients constants :

$$M \frac{dr}{dt} + r = r^* \quad (2.4)$$

où apparaît la constante de temps M du fil. On a, par exemple, $M = 4 \times 10^{-4}$ s pour $d = 5 \mu\text{m}$, $\bar{U} = 10$ m/s, $\chi = 4 \times 10^{-3} \text{ d}^{\circ-1}$ (tungstène) et $(\bar{R} - R_a)/R_a = 0,5$. L'amplificateur associé à l'anémomètre à intensité constante possède alors un circuit résistance-capacité capable de compenser la diminution d'amplitude et le retard de phase dus à l'inertie du fil. Dans le cas d'un anémomètre à température constante, le circuit d'asservissement a l'exceptionnelle propriété de diminuer considérablement la constante de temps M' caractérisant la réponse de l'ensemble fil-anémomètre. Lorsqu'on ne se soucie pas de la stabilité du circuit, et que l'on suppose les fluctuations petites, on obtient aisément :

$$M' = \frac{M}{1 + 2G \frac{\bar{R} - R_a}{R_a} \frac{\bar{R}}{\bar{R} + R_1} \frac{R_2}{R_2 + R_3}} \quad (2.5)$$

où G est le gain de l'amplificateur, $(\bar{R} - R_a)/R_a$ la surchauffe du fil et R_1, R_2, R_3 des résistances du pont de Wheatstone. En pratique, $G \approx 500$, $R_1 \approx \bar{R}$ et $R_2 \approx R_3$ de sorte que $M' \approx 0,01 M$ lorsque

$$(\bar{R} - R_a)/R_a = 0,5.$$

L'éq. (2.3) perd alors son caractère différentiel, pour devenir algébrique, et un linéarisateur peut être adjoint à l'anémomètre pour que la relation

$$I \sim [f(U_n)]^{1/2}$$

à $R = \text{Cte}$ devienne linéaire par rapport à U_n . Il est toutefois important de noter que l'asservissement perd de plus en plus de son efficacité lorsque $(\bar{R} - R_a)/R_a$ décroît.

L'emploi simultané de plusieurs fils chauds, convenablement disposés par rapport à l'écoulement, permet la détection de plusieurs composantes des fluctuations de vitesse (ainsi des fils croisés en X fournissent la composante de vitesse portée par la vitesse moyenne et la composante de vitesse contenue dans le plan des fils et perpendiculaire à la vitesse moyenne). Lorsqu'ils sont peu chauffés, les fils tendent à se comporter comme des thermomètres à résistance, ce qui permet la mesure directe des fluctuations de température présentées par l'écoulement incident [7]. Lorsque la surchauffe $(\bar{R} - R_a)/R_a$ augmente, les coefficients de sensibilité des fils aux fluctuations de vitesse et de température augmentent, sans être proportionnels entre eux, propriété qui est mise à profit dans la séparation des fluctuations (vitesse, température, ...) qui apparaissent dans les écoulements non isothermes ou dans les fluides compressibles [8, 9, 10]. L'emploi de fils de diamètres différents permet d'atteindre les fluctuations de concentration [7]. Toutes ces séparations exigent cependant que les fluctuations soient petites.

Les limitations de l'anémométrie à fil chaud ont essentiellement les origines suivantes :

1. L'allongement $2l/d$ du fil n'est pas infini et la composante de vitesse parallèle au fil intervient dans

les échanges thermiques par convection. Une partie de l'énergie fournie au fil est cédée aux supports (de l'ordre de 6 %) et l'on doit en tenir compte dans la recherche des lois d'échange.

2. La loi d'échange thermique, en régime permanent, n'est pas linéaire par rapport à la vitesse U_n . Par exemple, l'expression de King est du type

$$RI^2/(R - R_a) = A + B\sqrt{U_n}.$$

Des harmoniques naissent donc dans la réponse du fil dès que l'amplitude des fluctuations est trop grande.

3. L'équation différentielle (2.3) est à coefficients non constants et des harmoniques apparaissent à nouveau, cette fois par excitation paramétrique, dès que les fluctuations de vitesse ne sont plus petites [5]. Les erreurs qui en résultent dans un anémomètre à intensité constante ont pu être évaluées par un montage analogique [11]. Le cas des anémomètres à température constante a également été considéré [12]. Des travaux complémentaires sont cependant nécessaires car des écarts, jusqu'ici inexpliqués, subsistent entre les deux types d'anémomètre (mesure de $\overline{u^3}/(\overline{u^2})^{3/2}$).

4. L'inertie thermique des fils introduit une limite dans la résolution temporelle des capteurs. Dans le cas des anémomètres à température constante, on a pu effectuer récemment un contrôle direct de la réponse en soumettant le fil au rayonnement d'un faisceau laser modulé par une cellule de Bragg (travaux effectués à l'Institut Franco-Allemand de Recherches de St-Louis, en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'E. C. L.). Les résultats sont comme on peut s'y attendre, très sensibles au réglage du circuit d'asservissement (Fig. 1).

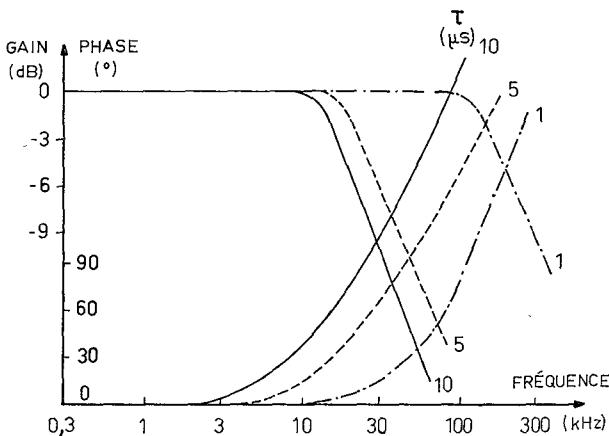


FIG. 1. — Réponse en fréquence d'un anémomètre DISA 55 M01 équipé d'un fil de tungstène de 5 μm , pour différents réglages de l'asservissement (τ durée de l'impulsion lors du contrôle avec un signal carré). Vitesse de l'écoulement : 20 m/s. Surchauffe : 0,5. Constante de temps du fil seul : $M \approx 4 \times 10^{-4}$ s.

5. La longueur non infiniment petite du fil entraîne un effet de moyenne sur les fines structures du champ. Des formules de correction ont été établies pour une turbulence homogène et isotrope [13]. Les erreurs

dépendent essentiellement de la forme du spectre et du rapport entre la longueur du fil et l'échelle de Kolmogorov. La figure 2 est relative aux erreurs qui affectent le spectre unidimensionnel $E_{11}(k_1)$ des fluctuations

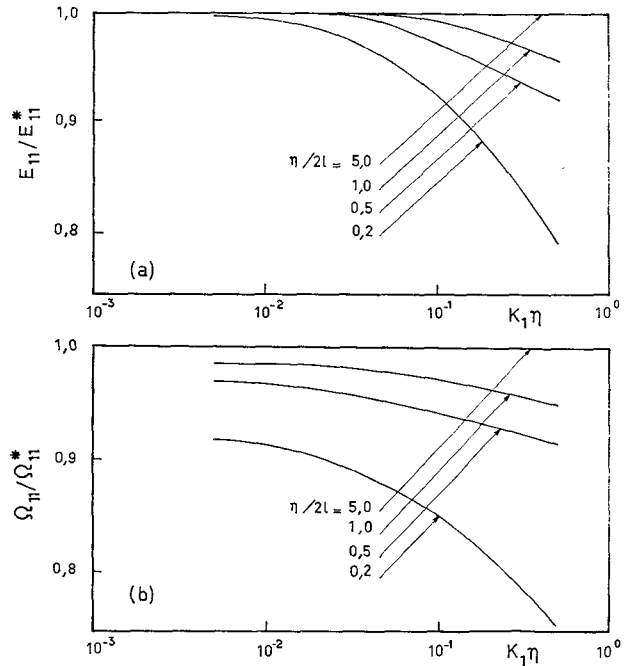


FIG. 2. — Résolution spatiale des fils chauds : a) sur le spectre unidimensionnel des fluctuations de vitesse, b) sur le spectre unidimensionnel des fluctuations du tourbillon (k_1 : composante longitudinale du nombre d'onde, η échelle de Kolmogorov ; $2l$ longueur du fil).

longitudinales de vitesse et le spectre unidimensionnel $\Omega_{11}(k_1)$ des fluctuations longitudinales du rotationnel dans le cas où le spectre tridimensionnel de l'énergie cinétique turbulente a la forme :

$$E(k) = \frac{3}{2} (\bar{\varepsilon})^{2/3} k^{-5/3} \exp \left[-\frac{9}{4} (k_n)^{4/3} \right] \quad (2.6)$$

qui concerne de grands nombres de Reynolds [14] ($\bar{\varepsilon}$ est l'énergie cinétique turbulente dissipée par unité de temps et de masse, k est le module du vecteur nombre d'onde \mathbf{k} de composantes k_1, k_2, k_3).

E_{11} et Ω_{11} sont liés à E par :

$$E_{11}(k_1) = \int_{k_1}^{\infty} \frac{E(k)}{k} \left(1 - \frac{k_1^2}{k^2} \right) dk \quad (2.7)$$

$$\Omega_{11}(k_1) = \int_{k_1}^{\infty} k^2 \frac{E(k)}{k} \left(1 - \frac{k_1^2}{k^2} \right) dk. \quad (2.8)$$

On constate que l'erreur qui affecte Ω_{11} est importante même à des valeurs de k relativement petites, à cause de la pondération en k^2 qui apparaît dans (2.8). L'échelle de Taylor où intervient en particulier

$$\int_0^{\infty} k_1^2 E_{11} dk_1$$

est donc difficile à déterminer avec précision. En outre, la mesure des composantes du rotationnel exige des fils dont la longueur n'excède pas l'échelle de Kolmogorov [15].

6. Les sondes peuvent perturber les écoulements si elles ne sont pas convenablement construites. Des essais ont été effectués au moyen d'une sonde témoin, auprès de laquelle on a approché les différents éléments constituant les sondes usuelles [16, 17]. Des erreurs de l'ordre de 10 % peuvent affecter la mesure des intensités de turbulence et des tensions de Reynolds.

7. La proximité d'une paroi entraîne un refroidissement parasite du fil [18] et toutes les mesures (vitesse moyenne, grandeurs turbulentes) peuvent être considérablement affectées dans le film visqueux.

8. Les poussières présentes dans l'écoulement sont à l'origine d'importantes dérives et doivent être éliminées.

Dans les liquides, on utilise des films chauds qui sont plus robustes que les fils. Ils sont constitués par un dépôt de platine (épaisseur $\approx 1 \mu\text{m}$) sur un support de quartz (cylindre de diamètre 25 à 100 μm). Un film de quartz ($\approx 2 \mu\text{m}$) recouvre le film métallique pour l'isoler des effets électro-chimiques. Dans l'ensemble, la réponse est semblable à celle des fils chauds, les limitations (1), (4) et (6) sont toutefois plus sérieuses. En particulier, les échanges thermiques avec le support de quartz nuisent considérablement aux mesures dans l'air. Les fluides non-Newtoniens échappent aussi à l'anémométrie à film chaud à cause des diverses configurations prises par les macromolécules. Lorsque le fil est perpendiculaire à la vitesse moyenne, la déformation pure liée à l'écoulement au point d'arrêt allonge les macromolécules, ce qui entraîne une augmentation de la viscosité et une réduction des transferts thermiques [19]. Les films chauds sont utilisés avec succès dans l'eau. Leur emploi dans des liquides à très petit nombre de Prandtl et de Péclet (mercure) posent différents problèmes : oxydation ; fidélité ; augmentation de l'inertie thermique et perte de directionnalité à cause de la grande épaisseur de la zone de diffusion thermique. Dans des écoulements diphasiques (liquide-vapeur) les films chauds peuvent détecter le passage des bulles lorsqu'il y a une grande variation du taux de transfert de chaleur entre les deux phases. La vitesse du liquide peut aussi être obtenue.

Des films chauds sont parfois incorporés à des parois dans le but d'atteindre les fluctuations du gradient de vitesse $\partial U/\partial y$ (U : composante longitudinale de la vitesse instantanée, y coordonnée perpendiculaire à la paroi). La méthode suppose que la couche limite thermique sur le film soit bien plus fine que la sous-couche visqueuse de la couche limite à étudier [20]. La relation entre le flux de chaleur et la tension à la paroi $\tau_0 \equiv \mu(\partial U/\partial y)_{y=0}$ (μ , viscosité) est alors semblable à celle que l'on indiquera au paragraphe 9 à propos du flux de masse relatif à une électrode de paroi (signal électrique proportionnel à $\tau_0^{1/3}$).

Enfin, dans quelques tentatives, on a remplacé les films chauds par des thermistances [21]. On obtient des coefficients de sensibilité plus grands ainsi qu'un meilleur rapport signal/bruit. Il y a toutefois des problèmes dus à la conduction et la réalisation des sondes est délicate.

3. **Anémométrie laser à effet Doppler.** — Dans cette méthode, on mesure une vitesse au moyen de l'effet Doppler qui se manifeste dans la fréquence de la lumière diffusée par une fine particule entraînée par l'écoulement (Fig. 3). Si la particule P, animée d'une

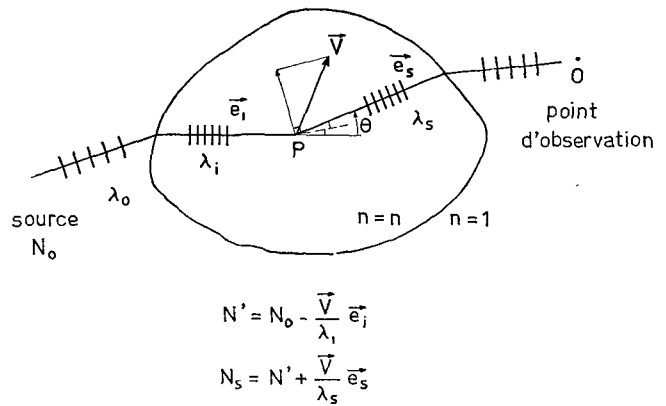


Fig. 3. — Principe de l'anémométrie laser à effet Doppler pour une particule P mobile dans un milieu d'indice n (N' fréquence d'illumination de la particule ; $\lambda_i = \lambda_0/n$; $\lambda_s \approx \lambda_i$).

vitesse V , est éclairée dans la direction \vec{e}_i (vecteur unitaire) par un faisceau laser de longueur d'onde λ_0 en espace libre, la lumière diffusée dans la direction \vec{e}_s (vecteur unitaire) présente un décalage de fréquence donné par [22] :

$$\Delta N_D \equiv N_s - N_0 = \frac{n}{\lambda_0} V(\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (3.1)$$

avec

- n : indice du milieu où évolue la particule,
- N_0 : fréquence du faisceau incident,
- N_s : fréquence du faisceau diffusé.

Introduisant l'angle θ entre \vec{e}_s et \vec{e}_i et la composante de V selon $\vec{e}_s - \vec{e}_i$, soit V_n , on a encore :

$$\Delta N_D = \frac{2n}{\lambda_0} V_n \sin \frac{\theta}{2}. \quad (3.2)$$

A titre indicatif, $\Delta N_D \approx 2 \text{ kHz}$ pour $V_n = 1 \text{ cm/s}$ et $\theta = 6^\circ$. Les premiers travaux concernant cette méthode remontent à 1964 environ [23]. Des exposés de synthèse sont fournis par [22, 24, 25, 26 et 27].

La relation (3.2) montre les deux avantages de l'anémométrie laser, à savoir la linéarité de sa réponse et le fait qu'aucun étalonnage préalable n'est nécessaire. La composante de vitesse directement mesurée est alors celle qui est portée par la bissectrice extérieure aux vecteurs \vec{e}_i et \vec{e}_s .

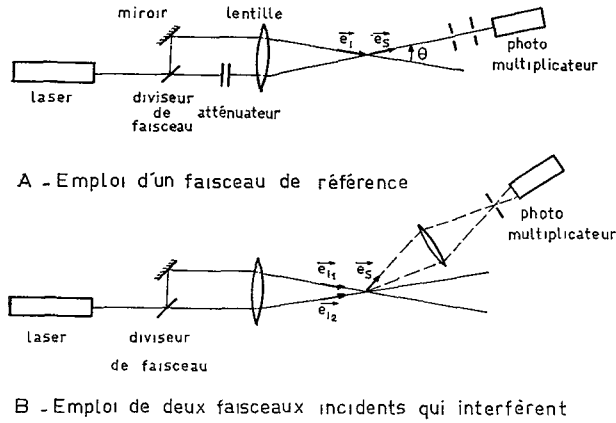


FIG. 4. — Principaux montages de l'anémométrie laser à effet Doppler.

Pour détecter le décalage ΔN_D , on utilise essentiellement l'un des deux montages suivants (Fig. 4) :

A : emploi d'un faisceau de référence ;

B : emploi de deux faisceaux incidents qui interfèrent.

L'optique de réception a une très petite ouverture pour le montage A. Dans le montage B, la direction du faisceau diffusé n'intervient pas et la lumière diffusée peut être collectée dans un grand angle solide. On a en effet :

$$\begin{cases} N_{S_1} - N_0 = \frac{n}{\lambda_0} \mathbf{V}(\mathbf{e}_S - \mathbf{e}_{i_1}) \\ N_{S_2} - N_0 = \frac{n}{\lambda_0} \mathbf{V}(\mathbf{e}_S - \mathbf{e}_{i_2}) \end{cases} \quad (3.3)$$

$$\Delta N \equiv N_{S_2} - N_{S_1} = \frac{n}{\lambda_0} \mathbf{V}(\mathbf{e}_{i_1} - \mathbf{e}_{i_2}). \quad (3.4)$$

Ce mode de fonctionnement peut être interprété au moyen du réseau de franges existant dans la zone commune aux deux faisceaux (Fig. 5). La composante de vitesse mesurée, V_n , qui est portée par la bissectrice extérieure aux vecteurs \mathbf{e}_{i_1} et \mathbf{e}_{i_2} , est ainsi perpendiculaire au réseau de franges. La particule qui traverse le réseau n'est visible que lorsqu'elle est dans une frange claire, et la fréquence qu'elle émet alors est proportionnelle à V_n et inversement proportionnelle à la distance entre franges.

En pratique, le choix entre les montages A et B dépend essentiellement du nombre α de particules dont on dispose dans l'écoulement [28]. Lorsqu'il y a beaucoup de particules ($\alpha \approx 10$ dans le volume de mesure) le montage A permet une augmentation du rapport signal/bruit malgré la petite ouverture de l'optique de réception ; l'intensité de la lumière diffusée peut aussi être augmentée par une bonne focalisation du faisceau laser incident. Lorsque peu de particules sont dans le volume de mesure (au maximum $\alpha = 1$), le montage B permet un bon rapport signal/bruit, avec

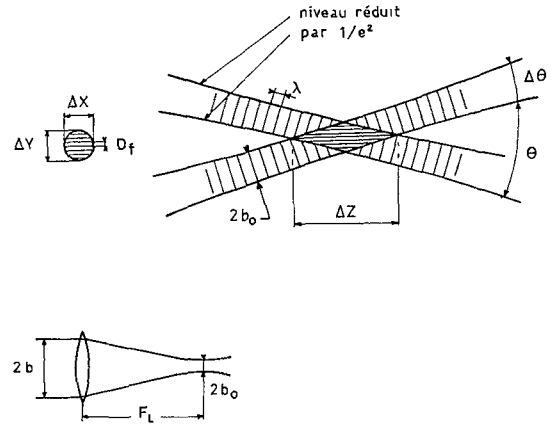


FIG. 5. — Volume de mesure dans le cas du montage B ($\theta \approx 6^\circ$, $2b_0 \approx 100 \mu\text{m}$).

$$2b_0 = \frac{4F\lambda}{\pi 2b} \quad \Delta X = 2b_0$$

$$D_f = \frac{\lambda}{2 \sin \theta/2} \quad \Delta Y = \frac{2b_0}{\cos \theta/2}$$

$$\Delta Z = \frac{2b_0}{\sin \theta/2}$$

une optique de grande ouverture. Si plusieurs particules étaient présentes, des déphasages destructeurs apparaîtraient.

Pour le traitement des signaux émis, le premier élément est un photo-multiplieur, quel que soit le montage utilisé. Sa réponse quadratique permet en effet de faire apparaître le décalage Doppler proprement dit [22]. La bande de fréquence admissible est d'environ 200 MHz. Ensuite, dans le cas du montage A, on utilise un suiveur de fréquence, qui fournit la vitesse après conversion digitale analogique. Une fréquence limite existe toutefois pour ces suiveurs, approximativement 15 MHz (soit au mieux 75 m/s). Quant à la concentration des particules, elle doit évidemment être très grande pour qu'un signal quasi-continu existe. Pour le montage B, on mesure la fréquence individuellement offerte par les particules qui traversent le volume de mesure. Les vitesses ainsi que les fluctuations de vitesse peuvent être plus grandes que dans le cas précédent. En outre, un circuit logique peut éliminer les signaux erronés, tels que ceux qui proviennent de particules trop grosses (celles-ci ne suivent pas correctement l'écoulement et sont aisément reconnues à leur excès de lumière diffusée) ou de particules qui sont passées sur le bord du volume de mesure (insuffisance du nombre de franges traversées).

Le caractère linéaire de la relation (3.2) incite à utiliser l'anémométrie laser à effet Doppler pour de grandes fluctuations de vitesse. Toutefois, tels qu'ils viennent d'être décrits, les montages ne permettent pas de détecter la direction de la vitesse V_n , un écart de fréquence n'étant mesuré qu'en valeur absolue. Cette ambiguïté de direction peut être éliminée de différentes façons [27], mais la plus fréquente est celle

du décalage de fréquences [26, 29]. On produit alors un décalage constant ΔN_0 de la fréquence d'un des faisceaux laser incidents. Pour le montage B par exemple, on a ainsi :

$$\Delta N \equiv N_{S_2} - N_{S_1} = \Delta N_0 + \frac{n}{\lambda_0} \mathbf{V}(\mathbf{e}_{i_1} - \mathbf{e}_{i_2}). \quad (3.5)$$

Le décalage ΔN_0 est obtenu au moyen de cellules de Bragg (modulateurs acousto-optiques) ou de cellules de Kerr et de Pockels (modulateurs électro-optiques), la gamme des décalages permis est environ 20 kHz-200 MHz.

Ces méthodes peuvent être étendues à la détermination simultanée de deux composantes de la vitesse. Dans le montage A, on examine le faisceau diffusé selon deux directions différentes. Dans le montage B, on forme deux réseaux perpendiculaires de franges avec des longueurs d'ondes différentes. La technique du décalage des fréquences peut aussi être judicieusement utilisée [29], trois faisceaux incidents pouvant être produits à partir d'un seul laser et d'une seule cellule de modulation. Deux des faisceaux subissent alors un décalage de fréquence différent de sorte qu'un seul photomultiplicateur peut être utilisé sans risque de recouvrement des indications fournies par chaque réseau.

Les limitations de l'anémométrie laser à effet Doppler ont essentiellement les causes suivantes :

1) Le signal fourni est discontinu dans le temps, puisqu'il n'existe que lorsqu'une particule au moins passe dans le volume de mesure. Dans le cas du montage B (réseau de franges) tout traitement en temps réel du signal est quasi-impossible. La détermination des moments statistiques nécessite le tracé des courbes de densité de probabilité (ce qui est toutefois une caractéristique importante à connaître). Quant aux corrélations dans le temps, elles ne sont accessibles aux petits décalages temporels (inférieurs au temps entre passages des particules) que si l'on met en place un deuxième circuit de mesures [30], ce qui est possible puisque la direction d'observation n'intervient pas dans le montage. Les spectres sont alors obtenus par transformée de Fourier des corrélations. Dans le cas du montage A (suiveur de fréquences), l'obtention continue d'une vitesse n'est envisageable que si le taux d'absence du signal (*dropout*) est suffisamment petit ($\lesssim 10\%$). On peut alors ordonner au système électronique de répéter le signal reçu, en absence de nouveau signal. Un dépouillement précis des mesures doit tenir compte de ces répétitions, ou des absences du signal. En outre, le support basse fréquence qui correspond au temps de traversée du volume de mesure par les particules (*pedestal*) doit être éliminé ; un filtre passe-haut est en général suffisant. Des difficultés proviennent enfin du bruit de phase.

2) Le flux de particules dans le volume de mesure est proportionnel à la vitesse V_n , et il peut en résulter, dans certains cas, une distorsion systématique des

courbes de densité de probabilité qui deviennent trop riches en grandes vitesses. C'est ce qui se produit dans le cas du montage B si on utilise toutes les particules qui ont traversé le volume de mesure. Une pondération par l'inverse de la composante de vitesse mesurée peut être un palliatif à cette erreur [31]. Il est toutefois bien préférable de régler la fréquence de lecture indépendamment de celle d'arrivée des particules [30]. On peut alors chercher à choisir une fréquence d'échantillonnage correcte par comparaison avec celle de Shannon. Ces problèmes sont très importants dans la zone frontière des écoulements turbulents libres sans vitesse extérieure. Dans le cas du montage A, la situation est différente. Plusieurs particules se trouvent en effet dans le volume de mesure ; le signal transmis est une moyenne sur l'ensemble des particules, de sorte que leur nombre exact n'intervient pas.

3) Les dimensions du volume de mesure introduisent une limitation spatiale et temporelle. L'erreur qui en résulte par exemple sur le spectre unidimensionnel dans le cas du montage A [32] est indiquée figure 6. Le spectre de turbulence choisi est le même que celui utilisé dans le cas du fil chaud (éq. (2.6)).

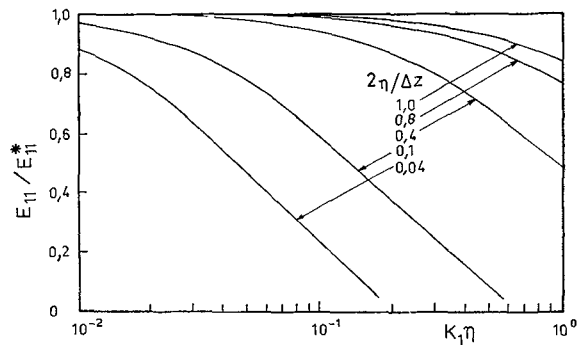


FIG. 6. — Résolution spatiale d'un anémomètre laser à effet Doppler dans le cas du montage A, d'après [32]. La plus grande dimension du volume de mesure est $\Delta Z/\sqrt{2}$, avec ΔZ défini figure 5.

4) Les particules ne suivent pas exactement le mouvement du fluide [33, 34, 35]. L'équation qui gouverne le mouvement d'une particule sphérique est de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\pi D^3}{6} \rho_p \frac{du_p}{dt} &= 3 \pi \nu D \rho_f (u_f - u_p) \\ &+ \frac{\pi D^3}{6} \rho_f \frac{du_f}{dt} \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\pi D^3}{6} \rho_f \left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_p}{dt} \right) \\ &+ \frac{3}{2} \sqrt{\pi \nu} D^2 \rho_f \int_{t_0}^t \frac{\left(\frac{du_f}{dt} - \frac{du_p}{dt} \right)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau \quad (3.6) \end{aligned}$$

avec :

u_p : vitesse absolue de la particule,
 u_f : vitesse absolue du fluide,
 D : diamètre de la particule,
 ρ_p : masse volumique de la particule,
 ρ_f : masse volumique du fluide
 t : temps.

Les différents termes du 2^e membre de (3.6) représentent respectivement : la traînée visqueuse de Stokes, la force de poussée exercée par le champ de pression due à l'accélération du fluide, la force nécessaire pour accélérer la masse de fluide qui entoure la particule et qui se déplace avec elle, la force de Basset liée à l'histoire des mouvements. L'éq. (3.6) requiert plusieurs hypothèses, en particulier que la particule reste dans un volume cohérent de turbulence [33] et qu'on ne considère qu'une composante des champs de vitesse et d'accélération. Dans ce cas, la solution complète de l'éq. (3.6) a pu être comparée aux solutions obtenues moyennant diverses approximations du second membre [33]. En particulier, pour les particules utilisées en anémométrie laser dans l'air ($\rho_p/\rho_f \approx 1,000$), on pourrait approcher (3.6) par :

$$\frac{\pi D^3}{6} \rho_p \frac{du_p}{dt} \approx 3 \pi \nu D \rho_f (u_f - u_p) \quad (3.7)$$

si le nombre de Stokes $[\nu/\omega D^2]^{1/2}$ est supérieur à 8, soit :

$$\frac{D^2}{18 \nu} \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{du_p}{dt} + u_p = u_f \quad (3.8)$$

forme qui met en évidence la constante de temps des particules :

$$M'' \equiv D^2 \rho_p / 18 \nu \rho_f.$$

On a, par exemple, $M'' \approx 4 \times 10^{-6}$ s pour $D = 1 \mu\text{m}$ et $\nu = 15 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

Les réponses en fréquence données figure 7 correspondent à la solution de l'éq. (3.6) sans le terme de

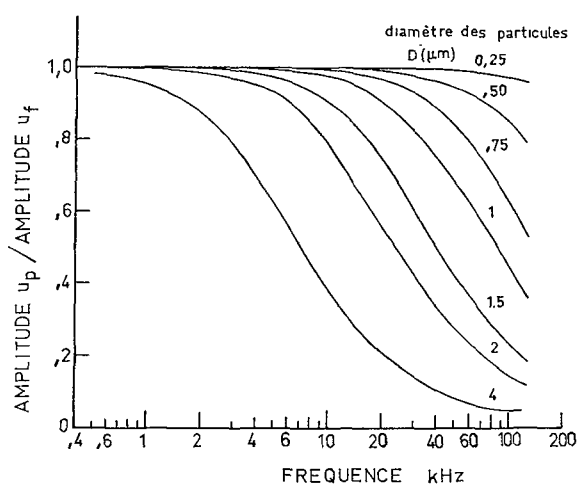


FIG. 7. — Influence de la dimension des particules sur leur aptitude à suivre des fluctuations de vitesse sinusoïdale, d'après [35] (masse volumique 1 g/cm³, vitesse moyenne 15 m/s).

Basset [35]. Les résultats sont encourageants, mais on ne doit pas oublier les hypothèses de départ. En particulier, une étude des corrélations Lagrangiennes [36] n'assurerait pas l'hypothèse du maintien d'une particule dans une structure turbulente. Les particules qui suivent mal l'écoulement fournissent en effet des corrélations Lagrangiennes trop petites, ce qui ne serait explicable que si les particules passent d'une structure turbulente à l'autre. Quant à l'hypothèse de collinéarité des champs de vitesse et d'accélération, elle est à reconsidérer lorsqu'une rotation existe (écoulement dans les turbomachines par exemple). Par ailleurs, pour le choix du diamètre D , on doit prendre en compte le nombre de Knudsen des particules et l'intensité de la lumière diffusée [37, 26].

Malgré ces limitations, l'anémométrie laser à effet Doppler est un utile complément à l'anémométrie à fil chaud, lorsque les intensités de turbulence sont grandes (zones décollées, bords libres...), ou lorsque des sondes ne peuvent pas être placées dans les écoulements (flames, fluides non-newtoniens...) ou enfin lorsque plusieurs fluctuations étant présentes, on cherche à isoler celle qui correspond à la vitesse. Des fibres optiques permettent même d'atteindre des emplacements de mesures inaccessibles autrement. Le voisinage d'une paroi demeure toutefois rebelle à l'anémométrie laser à effet Doppler car des forces électrostatiques font adhérer les particules aux parois.

4. Diffusion Raman. — L'observation de la diffusion Raman permet des mesures locales, de concentration, de masse volumique, et de température [25]. Le principe réside dans le fait qu'une molécule frappée de façon inélastique par un photon d'énergie $h\nu_L$ (ν_L , fréquence du faisceau laser incident ; h , constante de Planck) peut émettre un photon possédant l'énergie $h\nu_L \pm \Delta\varepsilon$, où $\Delta\varepsilon$ correspond à des changements de l'énergie de rotation, et aussi de l'énergie de rotation-vibration, de la molécule. La fréquence de la diffusion Raman est alors $\nu_L - \Delta\nu$ (raies et bandes de Stokes) et $\nu_L + \Delta\nu$ (raies et bandes anti-Stokes). Les raies correspondent à des changements de l'énergie de rotation pure de la molécule ($\Delta\nu \approx 10^{10} - 10^{12}$ Hz), les bandes à des changements de l'énergie de rotation et vibration ($\Delta\nu \approx 10^{14}$ Hz). L'intensité lumineuse I émise est de la forme :

$$I \sim (\nu_L + \Delta\nu)^4 \mathcal{F} \mathcal{N}^2 \exp(-\varepsilon/kT) \quad (4.1)$$

où \mathcal{F} est la probabilité de transition du changement d'énergie $\Delta\varepsilon$, \mathcal{N} le nombre de molécules diffusantes, T la température et k la constante de Boltzmann.

La détermination d'une concentration (par exemple celle de O₂, N₂, CO₂, H₂O, SO₂... dans l'atmosphère jusqu'à plusieurs km [38], ou de O₂, N₂, NO, CO, SO₂... dans une flamme [39]) s'effectue alors en choisissant, pour chaque gaz, une bande $\Delta\nu$ convenable et en mesurant l'intensité I . Par comparaison avec un étalonnage réalisé dans les mêmes conditions de

température et de pression (valeurs écrites avec l'indice 0) on déduit \mathcal{N} par la relation $\mathcal{N} = \mathcal{N}_0 I/I_0$. La mesure d'une masse volumique revient à celle d'une concentration dès que la nature du fluide est fixée [40]. Pour obtenir une température, on utilise deux raies Raman relatives à un constituant chimique donné [40]. Ces techniques commencent à être appliquées à la turbulence particulièrement dans les problèmes de mélanges de gaz [41]. Une résolution spatiale de 1 mm^3 peut être espérée au Laboratoire. Toutefois la résolution temporelle est encore très insuffisante (1 s.).

5. Autres méthodes optiques. — Les variations de densité d'un champ turbulent apparaissent nettement dans la classique méthode des ombres car cette méthode traduit les dérivées secondes spatiales de l'indice de réfraction lesquelles sont précisément grandes, au moins par endroits, dans un champ turbulent. Si l'écran où l'on observe les ombres est suffisamment près de la zone turbulente, on peut relier les propriétés statistiques du champ bidimensionnel des ombres sur l'écran aux propriétés statistiques du champ turbulent tridimensionnel supposé homogène et isotrope [8]. La fluctuation de l'intensité lumineuse I est reçue sur l'écran est donnée par :

$$\frac{I_0 - I(x, y)}{I(x, y)} = G\Delta \int_{-z}^z \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \right) dz \quad (5.1)$$

où ρ est la fluctuation de densité, Δ la distance entre la zone turbulente et l'écran, G la constante de Gladstone, ZZ l'épaisseur du champ turbulent, x, y des coordonnées parallèles au plan de l'écran et I_0 l'intensité lumineuse non perturbée. Après transformations [8], on obtient :

$$k^4 F(k) = \text{Cte} \int_0^\infty \xi \mathcal{R}(\xi) J_0(k\xi) d\xi \quad (5.2)$$

où F est le spectre tridimensionnel des fluctuations de densité, \mathcal{R} la corrélation spatiale double de la fluctuation d'intensité lumineuse dans le plan des ombres, et J_0 la fonction de Bessel d'ordre zéro. Une application aux milieux stratifiés (gradients de température ou de concentration) est possible [42].

La méthode interférentielle reçut un accueil plutôt défavorable au début de son emploi en turbulence [8]. Actuellement, grâce à une technique de faisceaux focalisés [43], on peut éliminer en grande partie l'effet d'intégration de l'indice le long du chemin optique. Le principe réside dans le fait que tous les rayons qui passent par le foyer, situé dans l'écoulement, sont porteurs d'informations relatives à ce point et que ces informations se cumulent lorsqu'on compare l'ensemble des signaux avec le signal de référence. Des expériences ont été effectuées dans un jet turbulent subsonique et fournissent en particulier les corrélations pression-vitesse qui interviennent dans le bilan de l'énergie cinétique turbulente [43]. Cette mesure directe est très

intéressante car les corrélations pression-vitesse étaient jusqu'ici déduites des autres termes du bilan. La réponse en fréquence semble toutefois être encore limitée.

La méthode interférentielle a aussi été utilisée pour déterminer les fluctuations de pression à la paroi d'une couche limite turbulente [44]. Le montage consiste en un interféromètre de Michelson dans lequel un des miroirs est remplacé par une paroi flexible formée de nombreuses petites membranes indépendantes (650 capteurs de 2,5 mm de diamètre) dont le déplacement est proportionnel à la pression locale exercée. Le réseau de franges est photographié avec une caméra rapide et dépouillé par voie digitale.

Des techniques d'absorption (ou d'émission) de rayonnement peuvent aussi être utilisées. L'extraction de mesures quasi-locales est alors obtenue à l'aide de faisceaux croisés, dont on forme la covariance [45]. Des jets chauds peuvent par exemple être étudiés au moyen de leur émission infra-rouge [46]. La résolution spatiale fait essentiellement intervenir les échelles intégrales de longueur du champ turbulent et non pas seulement le volume commun aux faisceaux optiques.

Dans les méthodes strioscopiques, on a aussi avantage à utiliser la corrélation qui existe entre deux faisceaux déviés par l'intégrale du gradient transversal de masse volumique le long du chemin parcouru dans l'écoulement [47]. L'emploi de diverses orientations pour les deux couteaux permettrait d'atteindre la rotation présentée par les structures turbulentes au cours de leur déplacement moyen.

Diverses techniques de diffusion peuvent aussi être utilisées pour des mesures transitoires de concentration dans des mélanges binaires : diffusion élastique de Rayleigh [25, 48], voire interaction inélastique turbulence-lumière (ou onde électromagnétique) [49], selon un principe semblable à celui qu'on verra pour les ondes sonores.

Enfin, de fines fibres optiques coudées ($\approx 40 \mu\text{m}$) permettent la détection locale des bulles dans un écoulement diphasique par réflexion d'un faisceau lumineux dès qu'une bulle arrive sur la sonde [50].

6. Diffusion des ultra-sons. — La turbulence est capable de diffuser (de façon inélastique) un faisceau ultra-sonore. Ce phénomène intervient dans la propagation des ondes sonores dans les milieux aléatoires. Il a été clairement analysé en 1957 par Batchelor [51] qui schématise le problème en considérant un faisceau d'ondes sonores planes qui frappent un petit volume de turbulence homogène. Utilisant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, il forme alors une équation aux dérivées partielles dans laquelle figurent, au premier membre, un Dalemberdien relatif à la masse spécifique et comportant la vitesse du son a_0 en espace non perturbé, et au second membre, les termes de l'interaction acoustique-turbulence. La solution en champ lointain est alors

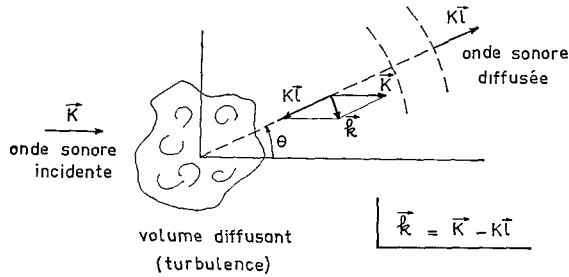


FIG. 8. — Nombre d'onde de la turbulence intervenant dans la diffusion des ondes sonores par la turbulence.

obtenue et la puissance acoustique diffusée peut être exprimée en fonction du tenseur spectral φ_{ij} des fluctuations de vitesse, de la direction d'observation \mathbf{l} (angle θ , Fig. 8) et du nombre d'onde κ du faisceau incident. La puissance diffusée par unité d'angle solide et par unité de volume de turbulence, rapportée à la puissance acoustique incidente par unité de surface est ainsi :

$$\sigma(\mathbf{l}) = \frac{2\pi\kappa^4}{a_0^2} \cos^2 \theta \frac{\kappa_i \kappa_j}{\kappa^2} \varphi_{ij}(\kappa - \kappa\mathbf{l}). \quad (6.1)$$

Le nombre d'onde $\kappa - \kappa\mathbf{l}$ est le seul pour lequel les phases des ondes diffusées par les différents éléments du volume peuvent se combiner pour produire, en champ lointain, une variation sinusoïdale de phase dans la direction \mathbf{l} . Si la turbulence est isotrope (6.1) devient :

$$\sigma(\mathbf{l}) = \frac{\kappa^2}{8a_0^2} \frac{\cos^2 \theta}{\text{tg}^2 \theta/2} E \left(2\kappa \sin \frac{\theta}{2} \right) \quad (6.2)$$

et dans le cas des fluctuations de quantités scalaires (température, masse volumique) $\sigma(\mathbf{l})$ est donnée par :

$$\sigma(\mathbf{l}) = \frac{\pi}{2} \kappa^4 \cos^2 \theta F \left(2\kappa \sin \frac{\theta}{2} \right) \quad (6.3)$$

où F est le spectre tridimensionnel de la quantité considérée.

Cette diffusion, qui a été à peine contrôlée en laboratoire [52], est utilisée pour la détection à distance de la turbulence atmosphérique [53]. Le décalage Doppler du faisceau diffusé, observé le plus souvent en rétro-diffusion ($\theta \approx 180^\circ$), peut être utilisé pour étudier la composante verticale de la vitesse dans les panaches thermiques et les inversions [54] ; le volume de mesure est environ de $7 \times 7 \times 17 \text{ m}^3$ à 100 m d'altitude.

Le faisceau transmis présente une atténuation qui peut être estimée par intégration de (6.2), selon θ . Les modulations en phase ou en amplitude qu'il présente traduiraient les fluctuations de vitesse dans la direction du faisceau incident [55].

7. Sondes à conductibilité électrique. — Elles permettent essentiellement la mesure locale des fluctuations de concentration en phase liquide, solution de chlorure de sodium par exemple [42, 56, 57], ou celle d'un taux de présence de bulles dans un écoulement

diphase [50]. La détermination d'une concentration dans un petit volume exige une grande densité de courant dans le volume et par suite un conducteur de mesure en forme de pointe fine (≈ 10 à $70 \mu\text{m}$), l'autre conducteur étant relativement grand et situé au loin [58]. La sonde qui a une grande impédance (résistance $\approx 10^6 \Omega$, capacité $100 \mu\text{F}$) est de préférence alimentée par une tension alternative, ce qui diminue les effets électrochimiques. Une petite résistance de charge est en série avec la sonde et la différence de potentiel à ses bornes est le signal utile. Les intensités de fluctuation de concentration détectables sont de 0,003 %. En ce qui concerne la résolution spatiale, le signal est atténué de 50 % environ pour des longueurs d'onde égales à 10 fois le diamètre de la sonde [57]. Des sondes de même type sont utilisées dans les milieux diphasiques. Le liquide doit toutefois avoir une conductibilité électrique nettement plus grande que celle de la vapeur. C'est le cas de l'eau, mais non celui des fréons. On utilise alors d'autres capteurs, par exemple des sondes optiques [50].

8. Anémomètre à induction électromagnétique. — Un fluide conducteur qui se déplace dans un champ magnétique constant, imposé de l'extérieur, induit un champ électrique \mathbf{E} tel que :

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi = \mathbf{B} \wedge \mathbf{V} + \frac{\mathbf{I}}{\Sigma} \quad (8.1)$$

où \mathbf{V} est le vecteur vitesse, \mathbf{B} le champ magnétique, \mathbf{I} le champ du courant induit, Σ la conductibilité électrique du fluide et φ le potentiel électrique. Dans le cas où \mathbf{I}/Σ est négligeable, on a simplement

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \wedge \mathbf{V},$$

ce qui permet de relier linéairement \mathbf{E} et \mathbf{V} . En pratique, on mesure $\text{grad } \varphi$ au moyen de deux fines électrodes disposées successivement selon les trois axes de coordonnées. L'emploi de cette méthode pour les écoulements turbulents semble n'avoir été suggéré qu'en 1952 [59]. Le terme \mathbf{I}/Σ n'est toutefois pas négligeable, *a priori*, et il crée des difficultés [60]. Par exemple, dans le cas d'un écoulement turbulent en conduite d'axe Ox , et pour un champ magnétique parallèle à Oz , les valeurs quadratiques moyennes des composantes de $\text{grad } \varphi$ sont :

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 &= \frac{\overline{i_z^2}}{\Sigma^2} \\ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 &= B^2 \overline{u^2} + \frac{2B}{\Sigma} \overline{ui_y} + \frac{\overline{i_y^2}}{\Sigma^2} \\ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 &= B^2 \overline{v^2} + \frac{2B}{\Sigma} \overline{vi_x} + \frac{\overline{i_x^2}}{\Sigma^2} \end{aligned} \right\} \quad (8.2)$$

et la détermination de $\overline{u^2}$ et $\overline{v^2}$ (u composante de la fluctuation de vitesse selon Ox et v composante de la fluctuation de vitesse selon Oy) nécessite des hypo-

thèses sur le carré moyen des composantes i_x, i_y, i_z des fluctuations i du courant induit et sur leurs corrélations avec le champ de vitesse fluctuant.

Toutefois, cette méthode électromagnétique a l'intéressante propriété, même si \mathbf{I}/Σ n'est pas négligeable, de permettre la mesure de $\mathbf{r} = \text{rot } \mathbf{V}$. En effet, prenant la divergence des deux membres de (8.1), on a :

$$\Delta^2 \varphi = \text{div} (\mathbf{V} \wedge \mathbf{B}) \quad (8.3)$$

car $\text{div } \mathbf{I} = 0$ par conservation de la charge électrique, soit encore :

$$\Delta^2 \varphi = \mathbf{B} \cdot \text{rot } \mathbf{V} - \mathbf{V} \cdot \text{rot } \mathbf{B} \quad (8.4)$$

$$\Delta^2 \varphi = \mathbf{B} \cdot \text{rot } \mathbf{V} \quad (8.5)$$

si le champ \mathbf{B} est uniforme. La détection de $\Delta^2 \varphi$ au moyen de quatre électrodes permettrait alors d'atteindre la composante de Ω parallèle à \mathbf{B} . Aucune tentative expérimentale ne semble toutefois avoir été fructueuse.

9. Méthode électrochimique. — Une réaction électrochimique contrôlée par la diffusion au niveau d'une micro-électrode permet d'effectuer des mesures de transfert de masse à un interface liquide-solide [61]. La réaction généralement utilisée est celle d'un couple rédox rapide (par exemple, ferricyanure-ferrocyanure, iode-iodure...) au niveau d'électrodes qui sont souvent en platine. La concentration en redox est petite ($\approx 10^{-2}$ mole/l). Un grand excès d'électrolyte qui ne prend pas part à la réaction est ajouté à la solution (par exemple soude à 1 mole/l) de sorte que la migration des ions sous l'effet d'un gradient de potentiel est négligeable. Le courant électrique qui apparaît provient alors uniquement des ions qui, par diffusion, atteignent les électrodes. Son intensité I est telle que :

$$\frac{I}{\beta F A} = - \mathcal{D} \frac{\partial C}{\partial y} \quad (9.1)$$

où C est la concentration, y la distance à l'électrode, \mathcal{D} la diffusivité moléculaire de la matière, β le nombre d'électrons par ion réagissant à l'électrode, A la surface de l'électrode et F la constante de Faraday. Le gradient de concentration étant indépendant de y dans le film de diffusion, on a :

$$\frac{I}{\beta F A} \approx \frac{\mathcal{D}(C_\infty - C_0)}{\delta} = h(C_\infty - C_0) \quad (9.2)$$

où C_∞ est la concentration de la solution loin de l'électrode, C_0 la concentration au niveau de l'électrode, δ une épaisseur effective de film et h un coefficient d'échange. Le choix d'un potentiel convenable pour la cathode permet de réaliser $C_0 \approx 0$. Tous les ions qui arrivent alors à l'électrode réagissent et le courant présente une intensité limite qui dépend de la vitesse de l'écoulement (Fig. 9). Au-delà d'une certaine vitesse d'écoulement, la réaction n'est pas assez rapide pour suivre tous les ions qui arrivent et le palier de courant

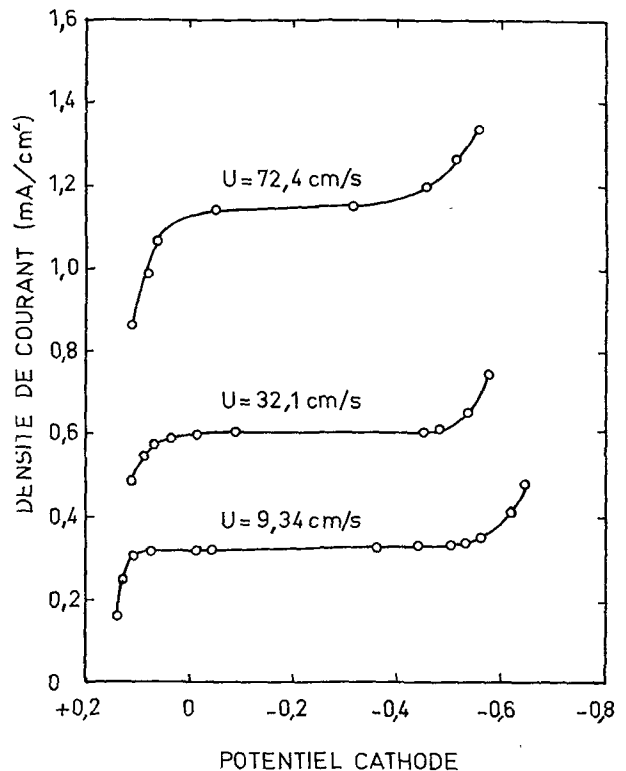


Fig. 9. — Courant limite dans la réduction du ferricyanure, d'après [62].

disparaît [62]. Dans une gamme convenable, on peut donc mesurer les fluctuations du flux de masse à la paroi à partir des fluctuations du courant.

Dans ces expériences, le nombre de Schmidt ν/\mathcal{D} est généralement grand ($\approx 10^3$), ce qui permet l'établissement d'une relation approchée entre les fluctuations du flux de masse à la paroi et les fluctuations de la tension de cisaillement à la paroi [63, 64]. La couche limite de vitesse étant bien plus épaisse que la couche limite de concentration on peut en effet admettre que le profil de vitesse instantané de vitesse est linéaire près de l'électrode :

$$\bar{U} + u = [\bar{S}(x) + s(x, t)] y. \quad (9.3)$$

A l'aide de l'équation de conservation de la masse des ions :

$$\frac{\partial(\bar{C} + c)}{\partial t} + (\bar{U}_i + u_i) \frac{\partial(\bar{C} + c)}{\partial x_i} = \mathcal{D} \frac{\partial^2(\bar{C} + c)}{\partial x_i \partial x_i} \quad (9.4)$$

et de diverses hypothèses simplificatrices [63], on trouve que \bar{I} est lié à \bar{S} par :

$$\frac{\bar{I}}{C_\infty \beta A F} = \frac{1,5}{9^{1/3} \Gamma(4/3)} \left(\frac{\mathcal{D}^2 \bar{S}}{L} \right)^{1/3} \quad (9.5)$$

et que, pour une fluctuation s sinusoïdale et de pulsation ω , l'amplitude de i serait donnée par :

$$|i| = \left(\frac{1}{3} \frac{s}{\bar{S}} \frac{\bar{I}}{C_\infty \beta A F} \right) \left[1 + 0,06 \left(\frac{\omega L^{2/3}}{\mathcal{D}^{1/3} \bar{S}^{2/3}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (9.6)$$

L étant l'extension de l'électrode dans la direction de l'écoulement (axe Ox). Dans ces mesures, les sondes ont l'avantage d'être incorporées aux parois de sorte qu'elles ne perturbent pas l'écoulement. Plusieurs contingences existent cependant : emploi de liquides spéciaux, manipulation en atmosphère neutre, restriction à des petites vitesses. Sur le même principe, des mesures de fluctuations de vitesse ont été effectuées au sein d'un écoulement turbulent, dans un tuyau ou une cuve à agitation entretenue [61]. Dans ce contexte, la réponse d'une couche limite laminaire à une perturbation extérieure est intéressante à considérer [65].

10. Visualisations et marquages. — L'identification d'une particule fluide est utile pour les mesures de type Lagrangien dans lesquelles on désire connaître ce qu'il advient des structures turbulentes, suivies dans leur déplacement aléatoire vrai. Diverses possibilités existent :

— émission d'une ligne de bulles d'hydrogène, par électrolyse, à partir d'un fil fin tendu dans l'écoulement ; l'aspect contourné pris par la ligne au cours de son évolution dans le temps peut être analysé en fonction de l'allongement et de la déformation angulaire des filets fluides [66]. Cette simple technique de visualisation a aussi révélé l'existence des éjections (*bursts*) qui apparaissent près des parois et qui sont liées aux structures organisées des couches limites ;

— marquage thermique à l'aide d'un fil fin chauffé ; aux petits temps, le repérage des battements du sillage laminaire du fil sous l'effet de la composante transversale de vitesse peut servir à la mesure de cette composante ; un chauffage pulsé peut aussi être utilisé [67]. Aux temps ultérieurs, la distribution des températures en aval du fil permet de connaître la dispersion latérale due à la turbulence [68] ;

— émission d'un gaz traceur, l'étude du panache permettant encore d'atteindre les propriétés dispersantes de la turbulence ; l'application à des problèmes de pollution est immédiate [69] ;

— émission de fines particules qui sont suivies sur des distances très grandes (plusieurs mètres) par photographie. L'analyse des trajectoires permet d'atteindre directement des corrélations lagrangiennes de vitesse [36] ;

— ionisation d'un gaz au voisinage d'une électrode ; une antenne placée en aval détecte la diffusion des charges au sein du fluide [70]. Les distances longitudinales utilisables paraissent toutefois être très limitées (≈ 8 cm). Au sujet de cette technique de marquage, signalons que quelques tentatives ont été effectuées pour déterminer la vitesse locale du fluide à l'aide d'une décharge produite entre deux électrodes [71].

11. Conclusion. — De la diversité des situations où se manifeste la turbulence, sont nées de multiples méthodes d'investigation expérimentale. Cet exposé n'a pas l'ambition d'être exhaustif. Il a permis de préciser le contexte actuel de la technique la plus ancienne, celle de l'anémométrie à fil chaud, technique qui apparaît comme relativement simple, souple et peu onéreuse. Le choix d'une autre technique est en général motivé par des exigences particulières. Dans toutes ces méthodes, les structures fines sont difficiles à atteindre.

Remerciements. — MM. X. Bouis et J. Haertig de l'Institut de Recherches Franco-Allemand de St-Louis ont bien voulu réaliser les essais reportés figure 1 et faire part de suggestions relativement au paragraphe 2. M. J.-N. Gence a effectué les calculs de correction de longueur des fils. M. C. Mari a relu une version provisoire et M^{lle} J. Kreiss s'est chargée de l'exécution des figures.

Bibliographie

- [1] KOVASZNAV, L. S. G., KIBENS, V. et BLACKWELDER, R. F., *J. Fluid. Mech.* **41** (1970) 283.
 [2] LU, S. S. et WILLMARTH, W. W., *J. Fluid. Mech.* **60** (1973) 481.
 [3] KUO, A. Y. et CORRSIN, S., *J. Fluid. Mech.* **56** (1972) 447.
 [4] LAUFER, J., *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **7** (1975) 307.
 [5] CORRSIN, S., *Handbuch der Physik* (Berlin Springer-Verlag) 1963, p. 523.
 [6] COMTE-BELLOT, G., *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **8** (1976) 209.
 [7] CORRSIN, S., *Rev. Sci. Instrum.* **18** (1947) 469.
 [8] KOVASZNAV, L. S. G., *High speed Aerodyn. and Jet Propulsion*, Vol. IX (Princeton Univ. Press) 1954, p. 211.
 [9] MORKOVIN, M. V., *AGARDograph* **24** (1956).
 [10] SANDBORN, V. A., *NASA TMX* 62337 (1974).
 [11] COMTE-BELLOT, G. et SCHON, J. P., *Int. J. Heat Mass Transfer* **12** (1969) 1661.
 [12] FREYMUTH, P., *Rev. Sci. Instrum.* **40** (1969) 258.
 [13] UBEROI, M. S. et KOVASZNAV, L. S. G., *Q. Appl. Math.* **10** (1953) 375.
 [14] PAO, Y. H., *Phys. Fluids* **8** (1965) 1063.
 [15] WYNGAARD, J. C. et PAO, Y. H., *Statistical Models and Turbulence*, Lecture Notes in Physics **12** (Springer-Verlag) 1972, p. 384.
 [16] COMTE-BELLOT, G., STROHL, A. et ALCARAZ, E., *J. Appl. Mech.* **38E** (1971) 767.
 [17] STROHL, A. et COMTE-BELLOT, G., *J. Appl. Mech.* **40E** (1973) 661.
 [18] ALCARAZ, E. et MATHIEU, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **280A** (1975) 737.
 [19] LUMLEY, J. L., *J. Polym. Sci., Macromol. Rev.* **7** (1973) 263.
 [20] BELLHOUSE, B. J. et SCHULTZ, D. L., *J. Fluid. Mech.* **32** (1968) 675.
 [21] LUMLEY, J. L., *Symp. Measurement in unsteady flow*. A. S. M. E. (1962) 75.
 [22] LENNERT, A. E., BRAYTON, D. B., CROSSWY, F. L., GOERTHER, W. H. et KALB, H. T., Paper 11, *AGARD Lect. Ser.* n° 49 (1971).
 [23] YEH, Y. et CUMMINS, H. Z., *Appl. Phys. Lett.* **4** (1964) 176.
 [24] DURST, F., MELLING, A. et WHITELAW, J. H., *J. Fluid. Mech.* **56** (1972) 143.
 [25] PENNER, S. S. et JERSKEY, T., *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **5** (1973) 9.

- [26] TROLINGER, J. D., *AGARDograph* 186 (1974).
- [27] RIETHMULLER, M. L., *Laser Doppler velocimeter*, Lecture Series 73, Von Karman Institute, Belgique (1975).
- [28] DRAIN, L. E., *J. Phys. D, Appl. Phys.* **5** (1972) 481-495.
- [29] ADRIAN, R. J., *J. Phys. E* (to be published).
- [30] BOUIS, X., HAERTIG, J., HANCY, J. P. et KOERBER, G., *Rapp. Inst. Rech. St-Louis* (1975).
- [31] McLAUGHLIN, D. K. et TIEDERMAN, W. G., *Phys. Fluids* **16** (1973) 2082.
- [32] GEORGE, W. K. et LUMLEY, J. L., *J. Fluid. Mech.* **60** (1973) 321.
- [33] HJELMFELT, A. T. Jr et MOCKROS, L. F., *Appl. Sci. Res.* **16** (1966) 149.
- [34] MELLING, A. et WHITELAW, J. H., *DISA Information* n° **15** (1973) 5.
- [35] MAXWELL, B. R. et SEASHOLTZ, R. G., *NASA Tech. Note* D-7490 (1974).
- [36] SNYDER, W. H. et LUMLEY, J. L., *J. Fluid. Mech.* **48** (1971) 41.
- [37] MAZUMDER, M. K. et KIRSCH, K. J., *Appl. Opt.* **14** (1975) 894.
- [38] INABA, H. et KOBAYASI, T., *Nature* **224** (1969) 170.
- [39] LAPP, M., GOLDMAN, L. M. et PENNEY, C. M., *Science* **175** (1972) 1112.
- [40] HILLARD, M. E. Jr, HUNTER, W. W. Jr, MEYERS, J. F. et FELLER, W. V., *AIAA J.* **12** (1974) 1445.
- [41] HARTLEY, D. L., *AIAA J.* **12** (1974) 816.
- [42] PAO, Y. H., *Boeing Sc. Labs Document* D1-82-0959 (1970).
- [43] WEHRMANN, O. H., Paper 15, *Proc. AGARD Conf.* n° 93 on *Turbulent Shear Flows* (1972).
- [44] EMMERLING, R., MEIER, G. E. A. et DINKELACKER, A., Paper 24, *Proc. AGARD Conf.* n° 131 on *Noise Mechanisms* (1974).
- [45] FISCHER, M. J. et KRAUSE, F. R., *J. Fluid. Mech.* **28** (1967) 705.
- [46] BELLEVAL, J. F. et PERULLI, M., *T. P.* n° 1277, ONERA (1973).
- [47] FUNK, B. H., *NASA Tech. Note* D-6029 (1970).
- [48] GRAHAM, S. C., GRANT, A. J. et JONES, J. M., *AIAA J.* **12** (1974) 1140.
- [49] CHRISTIANSEN, D. E., PhD Princeton Univ. (1967).
- [50] GALAUP, J. P., Thèse Dr-Ing., Univ. Grenoble (1975).
- [51] BATCHELOR, G. K., *Naval Hydrodynamics* **16** (1957) 409.
- [52] BAERG, W. et SCHWARZ, W. H., *J. Acoust. Soc. Am.* **39** (1966) 1125.
- [53] MORRIS, A. L. et HALL, F., *Atm. Techn. Nat. Center Atm. Res. Boulder* (1974-1975) 84.
- [54] BERAN, D. W., LITTLE, C. G. et WILLMARTH, B. C., *Nature* **230** (1971) 160.
- [55] HO, C. M. et KOVASZNYI, L. S. G., *Tech. Rep.* F 44-620-69-C 0023, Johns Hopkins Univ. (1974).
- [56] MANNING, F. S. et WILHELM, R. H. *AIChE J.* **9** (1963) 12.
- [57] GIBSON, C. H. et SCHWARZ, W. H., *J. Fluid. Mech.* **16** (1963) 357.
- [58] LAMB, D. E., MANNING, F. S. et WILHELM, R. H., *AIChE J.* **6** (1960) 682.
- [59] GROSSMAN, L. M. et CHARWAT, A. F., *Rev. Sci. Instrum.* **23** (1952) 741.
- [60] GROSSMAN, L. M., LI, H. et EINSTEIN, H. A., *J. Hydr. Div., Proc. A. S. C. E.*, **83** Paper 1394 (1957).
- [61] MIZUSHINA, T., *Adv. in Heat Transfer* **7** (1971) 87.
- [62] LIN, C. S., DENTON, E. B., GASKILL, H. S. et PUTNAM, G. L., *Ind. Eng. Chem.* **43** (1951) 2136.
- [63] MITCHELL, J. E. et HANRATTY, T. J., *J. Fluid. Mech.* **26** (1966) 199.
- [64] PY, B., *Int. J. Heat Mass Transfer* **16** (1973) 129.
- [65] LIGHTHILL, M. J., *Proc. R. Soc. A* **224** (1954) 1.
- [66] CORRSIN, S. et KARWEIT, M. J., *J. Fluid. Mech.* **39** (1969) 87 et **55** (1972) 289.
- [67] BRADBURY, L. J. S. et CASTRO, I. P., *J. Fluid. Mech.* **49** (1971) 657-691.
- [68] SCHLIEN, D. J. et CORRSIN, S., *J. Fluid. Mech.* **62** (1974) 255-271.
- [69] SCHON, J. P., SOLAL, J., MATHIEU, J., *All Union Heat and Mass Transfer Conference*. MINSK (15-19 mai 1972).
- [70] ANDRÉ, P., Thèse 3° Cycle, Univ. Paris VI (1975).
- [71] CADY, W. M., *High speed aerodyn. and jet propulsion*, vol IX (Princeton Univ. Press) 1954, p. 139.