

ACOUSTIQUE. — *Effet d'un jet turbulent sur le niveau de l'onde cohérente et sur l'intensité d'un faisceau acoustique.* Note (*) de **Philippe Blanc-Benon** et **Daniel Juvé**, transmise par Michel Combarrous.

Cette étude expérimentale concerne les propriétés statistiques en un point d'un faisceau ultrasonore monochromatique après traversée d'un jet turbulent bidimensionnel. Les niveaux de l'onde cohérente et de l'intensité transmise sont reliés aux paramètres de la turbulence et de l'onde acoustique incidente. Les résultats sont comparés aux calculs de Tatarskii fondés sur l'approximation parabolique. On observe un excellent accord pour l'onde cohérente et une prédiction satisfaisante de l'atténuation du faisceau transmis (écart inférieur à 4 dB).

A monochromatic acoustic beam wave was directed across a two-dimensional turbulent jet. The coherent part of the wave as well as the transmitted intensity were obtained as a function of the statistical properties of the turbulent field. The experimental results are in good agreement with the theoretical estimates obtained by Tatarskii using the parabolic approximation.

L'étude effectuée a pour but de préciser le rôle et l'importance d'une turbulence cinématique sur la propagation des ondes sonores dans des conditions de laboratoire bien définies susceptibles de reproduire de façon significative l'influence de la turbulence atmosphérique. On doit alors essentiellement réaliser les deux conditions $\lambda/l \ll 1$ et $x/l \gg 1$, λ , l et x désignant respectivement la longueur d'onde acoustique, l'échelle spatiale de la turbulence et la distance traversée dans la turbulence [1]. Dans le présent montage on a pu obtenir les conditions $0,05 \leq \lambda/l \leq 0,25$ et $x/l \approx 15$. L'émetteur ultrasonore monochromatique qui fonctionne sur le principe de Sell a une surface active de 100 cm². Les lobes latéraux ont été réduits grâce à un manchon et à un baffle en laine de verre. La fréquence est réglable de 20 à 100 kHz. Le champ turbulent est celui d'un jet bidimensionnel issu d'une buse rectangulaire de 8 × 100 cm et utilisé à 150 cm de la buse. Deux baffles partiellement recouverts de laine de verre guident le développement du jet jusqu'à 30 cm de la section d'essai. Dans cette section la vitesse moyenne au centre est réglable de 4,9 à 11 ms⁻¹, l'intensité de turbulence est de 20 % et l'échelle de corrélation est de 6,5 cm. Le faisceau acoustique traverse le jet sur une distance de 1 m, selon une perpendiculaire à la direction de la vitesse moyenne (fig. 1).

Le signal de pression acoustique $p(\mathbf{x}, t)$ est recueilli par un microphone « Bruël et Kjaær » de 6,35 mm de diamètre, placé juste après le volume turbulent. C'est un signal à bande étroite centré sur la fréquence d'émission f_0 . Il présente de fortes modulations d'amplitude et de phase et on peut le décrire par l'une des deux expressions suivantes :

$$p(\mathbf{x}, t) = \text{Re} \{ E(\mathbf{x}, t) \exp(2 i \pi f_0 t) \},$$

$$p(\mathbf{x}, t) = \text{Re} \{ A(\mathbf{x}, t) \exp(iS(\mathbf{x}, t)) \exp(2 i \pi f_0 t) \},$$

où E , A et S sont des fonctions lentement variables dans le temps par rapport à $\exp(2 i \pi f_0 t)$. Ces deux formalismes sont complémentaires; ils permettent de décrire la distorsion du faisceau incident, soit au moyen des moments du champ $E(\mathbf{x}, t)$ soit en fonction des propriétés statistiques des fluctuations de l'amplitude $A(\mathbf{x}, t)$ ou de la phase $S(\mathbf{x}, t)$. Ayant abordé cette dernière décomposition dans des travaux antérieurs [2], nous considérons ici la première description en adoptant le découpage classique de $E(\mathbf{x}, t)$ en partie cohérente (ou moyenne) et partie incohérente (ou fluctuante) :

$$E(\mathbf{x}, t) = \langle E(\mathbf{x}, t) \rangle + E'(\mathbf{x}, t) \quad \text{avec} \quad \langle E'(\mathbf{x}, t) \rangle = 0,$$

le symbole $\langle \rangle$ désignant l'opérateur moyenne temporelle. Le fait que la distance traversée par le faisceau dans le jet soit grande devant l'échelle intégrale de la turbulence nous permet d'atteindre un état quasi asymptotique pour les propriétés du faisceau. On peut alors faire varier les fluctuations de E , A et S dans des domaines suffisamment larges pour éprouver la validité de certaines hypothèses relatives à la diffusion multiple dans le cadre de l'approximation parabolique [1]. Ces résultats complètent les travaux effectués en laboratoire pour lesquels les distances traversées sont faibles. Ho et Kovaszny [3] se sont intéressés aux modulations en amplitude et en phase d'un faisceau monochromatique dans le but d'atteindre les caractéristiques statistiques de la turbulence d'un jet; Candel, Guedel et Julienne [4], à partir d'essais dans une soufflerie à veine ouverte ont étudié la diffusion simple d'une onde sonore par les structures à grande échelle dans les zones de mélange des jets.

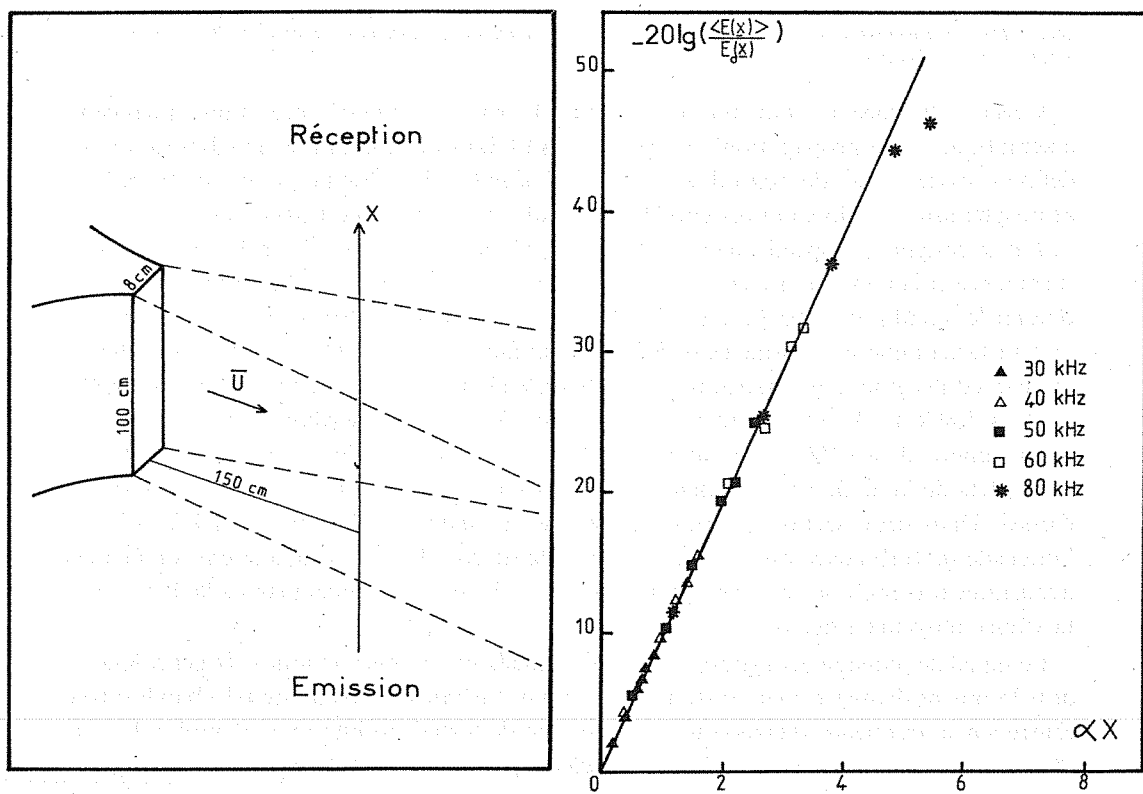


Fig. 1

Fig. 2

Le moment d'ordre 1 en un point du champ acoustique $\langle E(x) \rangle$ est obtenu à l'aide de la fonction d'intercorrélation $R_{pe}(x, \tau) = \langle p(x, t) e^*(x, t + \tau) \rangle$ entre le signal reçu $p(x, t)$ et le signal émis à la source $e(x, t)$. Le rapport des valeurs maximales de l'intercorrélation entrée-sortie en présence d'écoulement (donc de turbulence) et en l'absence d'écoulement est en effet relié au champ moyen par :

$$\frac{R_{pe}(x, \tau)}{R_{pe}^0(x, \tau)} = \langle E(x) \rangle,$$

l'indice « 0 » étant relatif à une vitesse d'écoulement nulle. Les résultats obtenus pour six vitesses moyennes (4,9, 7,3, 8,6, 9,8, 10,3, 10,8 ms^{-1}) sont indiqués sur la figure 2. La décroissance de l'onde cohérente, qui correspond dans le domaine spectral à la disparition

progressive de la raie initiale de la fréquence f_0 au profit d'un élargissement spectral, est bien représentée par l'expression théorique :

$$(1) \quad \langle E(x) \rangle = E_0(x) \exp(-\alpha x) \quad \text{avec} \quad \alpha = k_0^2 \frac{u'^2}{c_0^2} l,$$

jusqu'à une diminution du niveau initial E_0 voisine de 40 dB (k_0 nombre d'onde acoustique, u' valeur efficace des fluctuations de vitesse, c_0 célérité du son, x distance traversée).

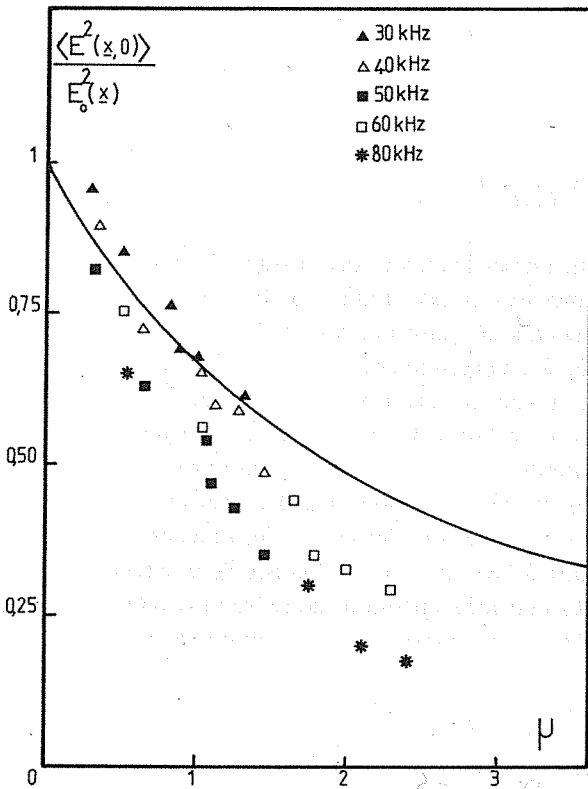


Fig. 3

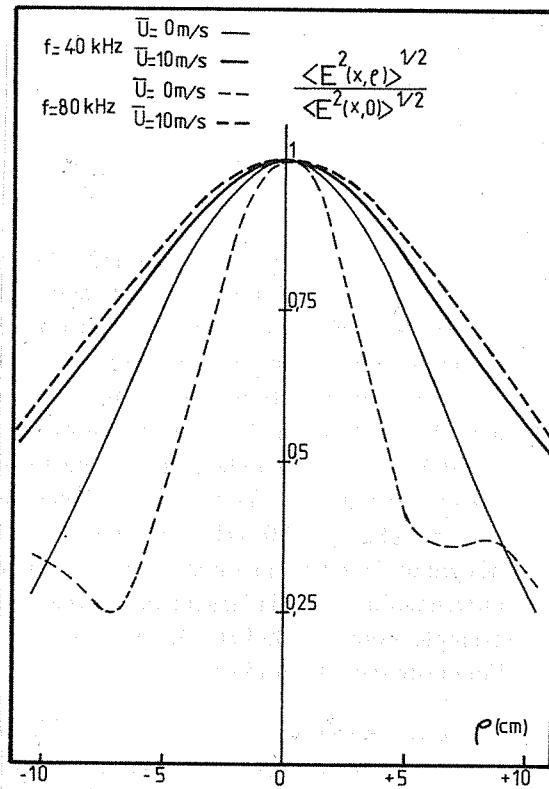


Fig. 4

L'expression (1) due à Tatarskii [1] et à Wenzel et Keller [5] suppose que l'atténuation de l'onde cohérente sur un parcours égal à une échelle intégrale doit rester assez faible :

$$k_0 \frac{u'}{c_0} l \ll 1.$$

Nos résultats montrent que cette condition peut être moins stricte puisque la coïncidence avec la théorie se conserve jusqu'à des valeurs de $k_0 l u' / c_0$ de l'ordre de 0,75.

L'intensité acoustique transmise est proportionnelle au moment d'ordre deux du champ de pression mesuré $p(x, t)$; elle est obtenue à partir de la valeur à l'origine de la fonction d'autocorrélation $R_{pp}(x, \tau) = \langle p(x, t) p^*(x, t + \tau) \rangle$ du signal reçu, par la relation :

$$R_{pp}(x, 0) = \langle E^2(x) \rangle.$$

Sur la figure 3 nous présentons les résultats obtenus pour l'évolution de l'intensité transmise sur l'axe du faisceau en fonction d'un paramètre μ défini dans les travaux de Tatarskii [2]. Rappelons qu'à la différence de l'expression qui donne $\langle E(x) \rangle$ la forme initiale du faisceau ultrasonore intervient sur le moment d'ordre deux et d'ailleurs également sur les moments d'ordre supérieur. Ainsi pour un faisceau collimaté de forme gaussienne et de largeur $2a$, l'évolution théorique de $\langle E^2(x) \rangle$ s'exprime par :

$$(2) \quad \langle E^2(x) \rangle = E_0^2(x) \cdot 2 \cdot \int_0^\infty u \exp\left(-u^2 - \frac{1}{2}\mu u^{5/3}\right) du,$$

avec :

$$\mu = 1,9 \cdot 10^{-5} \cdot u'^2 \cdot l^{-2/3} \cdot k_0^2 \cdot x \cdot a^{5/3} \cdot \left(1 + \frac{k_0^2 a^4}{x^2}\right)^{-5/6}$$

et :

$$E_0^2(x) = E_0^2 \left(1 + \frac{x^2}{k_0^2 a^2}\right).$$

La figure 3 montre que l'expression [2] sous-estime un peu le taux de décroissance quelle que soit la fréquence. Toutefois l'écart entre nos mesures et les prédictions formulées, qui pourrait être dû à l'hypothèse sur la forme gaussienne du faisceau, reste inférieur à 4 dB. L'atténuation de l'intensité acoustique est liée à l'élargissement du faisceau en raison de la conservation du flux d'énergie acoustique suivant la direction de propagation (ceci dans l'hypothèse où l'énergie rétrodiffusée par le volume de turbulence est négligée). Sur la figure 4 nous indiquons la répartition latérale de $(\langle E^2(x, \rho) \rangle)^{1/2}$ rapportée à sa valeur maximale $(\langle E^2(x, 0) \rangle)^{1/2}$. Les mesures ont été effectuées pour deux fréquences types ($f_0 = 40$ kHz, $f_0 = 80$ kHz) en présence d'écoulement et en l'absence d'écoulement (ρ désignant l'écartement suivant une perpendiculaire à l'axe des x). L'influence de la vitesse moyenne du jet sur la largeur du faisceau est très marquée surtout à haute fréquence (par exemple pour $f_0 = 80$ kHz on passe de 5,8 à 16 cm en considérant une diminution de l'intensité dans le rapport $1/e$).

(*) Remise le 28 septembre 1981.

[1] V. I. TATARSKII, *The Effects of Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, I.P.S.T., Jerusalem, Keter Press, 1971.

[2] Ph. BLANC-BENON et D. JUVE, *Revue du CETHEDC* NS 80-1, 1980, p. 137-143.

[3] C. M. HO et L. S. G. KOVASZNY, *J.A.S.A.*, 60, n° 1, 1976, p. 40-45.

[4] S. CANDEL, A. GUEDEL et A. JULIENNE, *Radiation, Refraction and Scattering of Acoustics Waves in a Free Shear Flow* (A.I.A.A. Paper n° 76-544), 1976.

[5] A. R. WENZEL et J. B. KELLER, *J.A.S.A.*, 51, n° 3, 1971, p. 911-920.

École centrale de Lyon,
Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Aérodynamique,
Laboratoire associé au C.N.R.S., 36, avenue Guy-de-Collongue, 69130 Ecully.