

ACOUSTIQUE. — *Cohérence spatiale d'un faisceau ultrasonore après traversée d'une turbulence cinématique.* Note (*) de **Philippe Blanc-Benon** et **Daniel Juvé**, présentée par Michel Combarrous.

Les courbes de corrélation spatiale relatives à des séparations perpendiculaires à l'axe du faisceau acoustique incident peuvent être représentées par une fonction du type $\exp [-(\rho/\rho_f)^{5/3}]$ déduite de l'approximation parabolique. L'échelle ρ_f qui caractérise la cohérence spatiale du champ acoustique transmis est, pour un faisceau gaussien, exprimée en fonction du coefficient de structure de la turbulence, de la fréquence du faisceau incident et de la distance parcourue dans la turbulence.

ACOUSTICS. — Spatial Coherence of an Ultrasonic Beam Propagating in a Turbulent Jet.

The spatial correlation function of the transmitted pressure field for separations ρ in a plane normal to the axis of the acoustic beam is found to be well described by a law of the type $\exp [-(\rho/\rho_f)^{5/3}]$ obtained from the parabolic approximation. The scale ρ_f can be expressed in terms of the parameters of the inertial range of turbulence, the frequency of the acoustic wave and the propagation distance in the turbulence.

La cohérence spatiale du champ de pression recueilli après traversée d'un volume de turbulence est une caractéristique qui intervient dans diverses applications et notamment dans les techniques de localisation des sources à l'aide de réseaux de capteurs (imagerie acoustique dans l'atmosphère). Les informations dont on dispose actuellement sont encore très limitées et proviennent pour la plupart de l'optique (Fante [1]). Dans cette Note nous présentons les résultats obtenus pour un faisceau acoustique collimaté et gaussien (fréquence : 20 à 100 kHz), une turbulence cinématique homogène (échelle intégrale de longueur $l \simeq 6,7$ cm; valeur quadratique moyenne des fluctuations de vitesse $u' \simeq 1$ à 2,2 m/s) et une distance x parcourue dans la turbulence grande devant l'échelle de turbulence ($x=1$ m, $x/l \simeq 15$). Le dispositif expérimental ainsi que les résultats déjà obtenus pour l'atténuation de l'onde cohérente, l'atténuation de l'intensité acoustique et l'élargissement spectral ont été précédemment décrits ([2], [3]).

Les corrélations spatiales considérées ici sont celles qui correspondent à des séparations situées dans le plan perpendiculaire à la direction d'émission du faisceau. Elles sont notées $\Gamma(x, \rho_{\perp})$ et $\Gamma(x, \rho_{\parallel})$, ρ_{\perp} désignant une séparation perpendiculaire à la vitesse moyenne et ρ_{\parallel} , une séparation parallèle à la vitesse moyenne. Dans leur définition, ces corrélations font intervenir l'amplitude complexe $\Phi(x, \rho, t)$ du champ de pression transmis :

$$p(x, t) = \text{Re} \left\{ \Phi(x, \rho, t) \exp(ik_0 x) \exp(2i\pi f_0 t) \right\}$$

et de façon générale elles s'écrivent :

$$(1) \quad \Gamma(x, \rho_s, \rho_d, \tau) = \left\langle \Phi \left(x, \rho_s + \frac{1}{2} \rho_d, t \right) \Phi^* \left(x, \rho_s - \frac{1}{2} \rho_d, t + \tau \right) \right\rangle,$$

où $\rho_s = (1/2)(\rho_1 + \rho_2)$ et $\rho_d = \rho_1 - \rho_2$, les vecteurs ρ_1 et ρ_2 correspondant aux positions des microphones dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Pour les mesures et les estimations théoriques qui suivent, on considère toujours deux points symétriques par rapport à l'axe d'émission ($\rho_2 = -\rho_1$), de sorte que $\rho_s = 0$ et que ρ_d peut être simplement noté ρ . On obtient les corrélations spatiales en faisant $\tau = 0$.

Les résultats expérimentaux obtenus pour les conditions suivantes : $\bar{U} = 7,5$ et 10 m/s (soit $u' = 1,5$ et 2 m/s) et $f_0 = 31,25$ et 62,5 kHz sont indiqués sur les figures 1 et 2. La fonction $\Gamma(x, \rho)$ est obtenue à partir de l'intercorrélation entre les deux microphones de réception et elle est normalisée par l'intensité sur l'axe, soit $\Gamma(x, 0)$. Sur les figures 1 et 2, on

note tout d'abord que la perte de cohérence s'effectue presque en totalité sur une distance inférieure à l'échelle intégrale de turbulence; cette décroissance est d'autant plus rapide que la fréquence est élevée et que les fluctuations de vitesse sont importantes. On observe aussi une

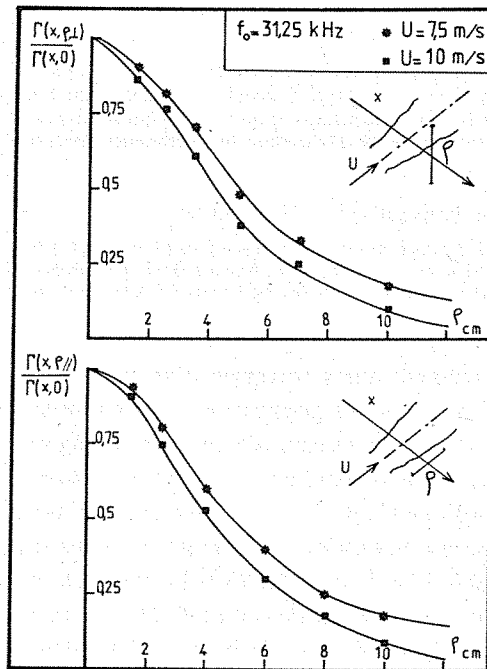


Fig. 1

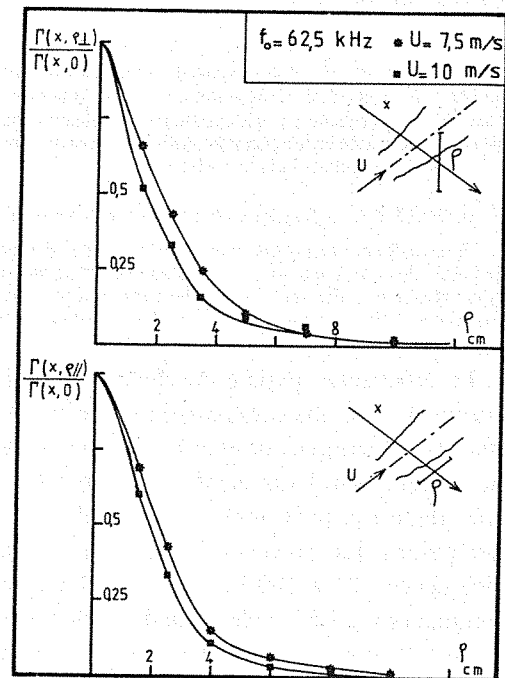


Fig. 2

quasi-indépendance vis-à-vis de la direction ρ_x , ou ρ_y choisie. Pour tenter de regrouper ces différentes courbes, on doit revenir à l'équation qui détermine $\Gamma(x, \rho_s, \rho_d, \tau)$ et qui dans le cadre de l'approximation parabolique et pour une turbulence homogène et isotrope s'écrit [4] :

$$(2) \quad \left\{ 2ik_0 \frac{\partial}{\partial x} + 2\nabla_{\rho_s} \cdot \nabla_{\rho_d} + i \frac{k_0^3}{2} (A(0) - A(|\rho_d - \mathbf{u}\tau|)) \right\} \Gamma(x, \rho_s, \rho_d, \tau) = 0,$$

où $A(\rho)$, qui est la fonction de corrélation de l'indice $\varepsilon = -2u'/c_0$ dans une hypothèse de type delta-corrélée suivant x , est reliée au spectre tridimensionnel de l'énergie cinétique turbulente [4]. Il est alors possible de démontrer les points suivants :

(a) compte tenu des conditions expérimentales de nos essais, on peut, pour le calcul de $A(\rho)$ se limiter à la contribution apportée par la zone inertielle du spectre de turbulence. Les conditions à remplir, notamment sur la distance de propagation, la séparation transversale et les limites de la zone inertielle du spectre sont analysées dans [5].

(b) pour une onde incidente plane, $\Gamma(x, \rho_s, \rho_d, \tau)$ n'est fonction que de la distance $\rho = |\rho_d|$ et la solution de (2) a la forme simple suivante pour $\tau = 0$:

$$(3) \quad \Gamma(x, \rho) = \exp\left(-\frac{k_0^2}{4} [A(0) - A(\rho)] x\right),$$

soit :

$$(4) \quad \Gamma(x, \rho) = \exp\left[-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3}\right],$$

avec :

$$(5) \quad \rho_0 = (1,46 C_e^2 k_0^2 x)^{-3/5}$$

$$C_e^2 = 1,9 \frac{u'^2}{c_0^2} l^{-2/3},$$

coefficient de structure de la turbulence;

(c) dans le cas d'un faisceau, où il n'existe pas de solution analytique simple, Fante [1] a fourni une forme approchée qui s'exprime par :

$$(6) \quad \Gamma(x, \rho) = \Gamma(x, 0) \exp\left(-\left(\frac{\rho}{\rho_f}\right)^{5/3}\right),$$

avec :

$$(7) \quad \rho_f^2 = \rho_0^2 \left[1 + \frac{x^2}{4k_0^2 a^4} \left(1 + \frac{4a^2}{3\rho_0^2} \right) \right] / \left[1 + \frac{x^2}{12k_0^2 a^4} \left(1 + \frac{a^2}{\rho_0^2} \right) \right],$$

où ρ_0 est toujours défini par (5) et où $2a$ est la largeur du faisceau incident. La quantité ρ_f , qui correspond à une diminution de $\Gamma(x, \rho)$ de $1/e$, définit une échelle de longueur caractérisant la perte de cohérence spatiale du champ acoustique transmis.

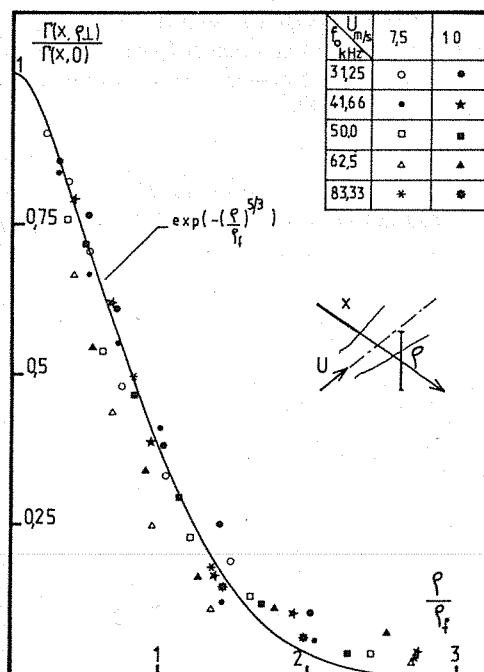


Fig. 3

Dans le tableau ci-dessous, nous comparons les valeurs de ρ_f mesurées, $\rho_{//}$, et ρ_{\perp} , lorsque la vitesse U est de 10 m/s, avec les valeurs théoriques de ρ_0 et ρ_f déduites des expressions (5) et (7) :

TABLEAU

f_0 (kHz)	$2a$ (cm)	ρ_0 (cm)	ρ_f (cm)	$\rho_{//}$ (cm)	ρ_{\perp} (cm)
31,25	8,3	4,3	4,9	5,1	5,2
50,00	5,8	2,4	3,1	3,1	2,9
83,33	4,9	1,3	1,8	1,5	1,7

Nous observons un accord assez satisfaisant entre les résultats expérimentaux et les évaluations théoriques de ρ_f . Il convient de noter que les valeurs de ρ_f sont toujours supérieures à celles de ρ_0 et qu'ainsi la perte de cohérence transversale est moins rapide pour un faisceau que pour une onde plane.

L'ensemble des mesures relatives à $\Gamma(x, \rho_\perp)/\Gamma(x, 0)$ est regroupé sur la figure 3. L'échelle ρ_f qui intervient pour rendre adimensionnelles les abscisses est la valeur théorique calculée par l'expression (7). Nous observons un bon regroupement de tous les points expérimentaux sur les courbes $\exp(-(\rho/\rho_f)^{5/3})$, un résultat analogue est obtenu pour les corrélations $\Gamma(x, \rho_{//})$ (Blanc-Benon [5]).

Une fonction du type $\exp(-(\rho/\rho_f)^{5/3})$ permet donc de traduire de façon très satisfaisante l'effet d'une turbulence cinématique lorsque c'est la zone inertielle qui prévaut dans l'interaction acoustique-turbulence.

(*) Remise le 3 mai 1982.

[1] R. L. FANTE, *Propagation in Turbulent Media*, a review of recent papers, NTIS-US, Department of Commerce, 1975.

[2] Ph. BLANC-BENON et D. JUVE, *Comptes rendus*, 293, série II, 1981, p. 493.

[3] Ph. BLANC-BENON et D. JUVE, *Comptes rendus*, 293, série II, 1981, p. 551.

[4] A. ISHIMARU, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press, New York, 2, 1978.

[5] Ph. BLANC-BENON, *Effet d'une turbulence cinématique sur la propagation des ondes acoustiques* (Thèse de Docteur-Ingénieur École centrale Lyon, 81-02, 1981).

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