

## ACOUSTIQUE. — Structure azimutale du champ acoustique lointain d'un jet subsonique.

Note (\*) de Daniel Juvé et Michel Sunyach, présentée par M. Edmond-A. Brun.

On étudie les corrélations en bande large entre les fluctuations de pression en deux points séparés en azimut du champ acoustique lointain d'un jet subsonique. Ces corrélations sont décomposées en série de Fourier spatiale et on étudie l'importance relative des différents modes azimutaux pour trois valeurs caractéristiques de l'angle d'observation  $\theta = 30^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ . On trouve que le nombre de modes à prendre en compte pour représenter l'énergie acoustique augmente avec  $\theta$ .

*Two-point space correlations of fluctuating pressure are investigated for azimuthal separations. The relative magnitude of the azimuthal modes is obtained by Fourier analysis of the correlations. Three directivity angle have been considered ( $\theta = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ ). It is found that the number of modes to be taken into account increases with the directivity angle.*

Un jet circulaire de diamètre de sortie 20 mm et de vitesse 135 m/s (nombre de Mach  $M=0,4$ ) débouche dans la chambre anéchoïque de l'École centrale de Lyon. Deux microphones « B & K 4133 » de 1,27 cm de diamètre sont placés sur un cercle (rayon = 1 m) centré sur l'axe  $O x_1$  du jet, et séparés d'un angle azimutal  $\varphi$  (fig. 1). Les signaux de pression acoustique sont amplifiés par deux analyseurs « B & K 2107 » et transmis à un corrélateur numérique « HP 3721 A ». Les coefficients de corrélation spatiale  $R_{p_1 p_2}(\varphi)$  ont été mesurés

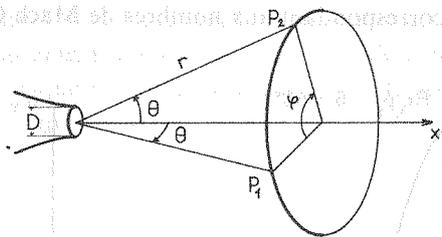


Fig. 1

pour trois valeurs caractéristiques de l'angle d'observation  $\theta$  :  $30^\circ, 60^\circ$  et  $90^\circ$ , dans le champ lointain, la distance des microphones à la buse étant respectivement de 100, 80 et 60 diamètres. La limite supérieure de la bande passante du système de mesure est d'environ 50 kHz, ce qui correspond à une valeur du nombre de Strouhal  $St$  (fréquence adimensionnée par le diamètre et la vitesse de sortie du jet) égale à 7 et assure que plus de 95 % de l'énergie acoustique est prise en compte.

Le jet étant circulaire et ne présentant pas de rotation autour de l'axe  $O x_1$ , le coefficient de corrélation  $R_{p_1 p_2}$  est une fonction périodique paire de la séparation angulaire  $\varphi$ , que l'on peut décomposer en une série de Fourier azimutale

$$R_{p_1 p_2}(\varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m \cos m\varphi, \quad \text{avec} \quad \sum_{m=0}^{\infty} a_m = 1.$$

Le coefficient  $a_m$  représente donc la contribution relative du mode d'ordre  $m$  à l'énergie acoustique correspondant à l'angle d'émission  $\theta$ . Une telle décomposition modale a été proposée par Michalke<sup>(1)</sup>, pour les corrélations ou les densités interspectrales de puissance,

comme base d'une théorie du bruit des jets dérivée de l'analogie acoustique de Lighthill. Cette approche ne présente cependant d'intérêt que dans la mesure où un petit nombre de modes suffit à décrire de façon satisfaisante le champ de pression. Dans le champ proche et même à l'intérieur de l'écoulement, il semble qu'il en soit ainsi <sup>(2)</sup>; cependant dans le champ

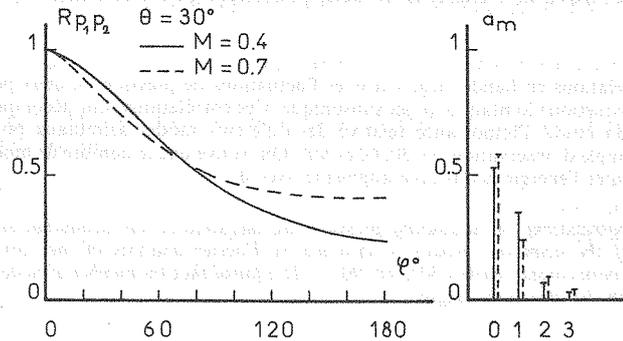


Fig. 2

lointain les seuls résultats publiés sont dus à Maestrello <sup>(3)</sup> qui a mesuré des corrélations de type  $R_{p_1 p_2}(\varphi)$  pour des valeurs du nombre de Mach compris entre  $M=0,6$  et  $M=1$ . Nos résultats étendent ainsi les siens vers les vitesses plus faibles et fournissent en outre la décomposition modale correspondant aux nombres de Mach 0,4 et 0,7.

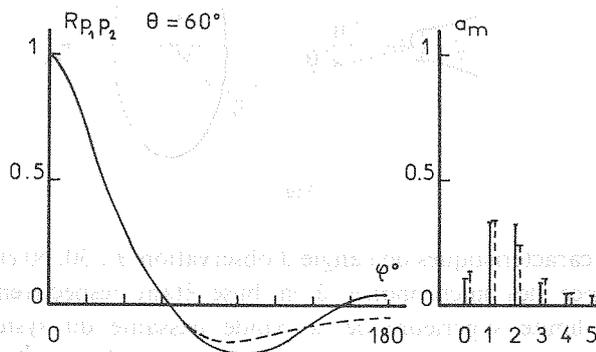


Fig. 3

La figure 2 montre la corrélation azimutale obtenue pour  $\theta = 30^\circ$  ainsi que la répartition modale correspondante. On constate que la décroissance de  $R_{p_1 p_2}$  avec  $\varphi$  est relativement lente, et que les fluctuations de pression restent « en phase » sur tout le pourtour du jet. Les modes d'ordre 0 et 1 dominent largement le champ et la contribution de chacun des modes d'ordre supérieur à 3 est inférieure au pourcent. On voit également que pour  $\varphi = 180^\circ$  par exemple la corrélation obtenue à  $M=0,4$  est plus faible que celle mesurée par Maestrello à  $M=0,7$ , ce qui se traduit dans nos résultats par un transfert d'énergie du mode 0 au mode 1; cela confirme la tendance, déduite des mesures de Maestrello par Fuchs et

Michel (<sup>4</sup>), de la décroissance de l'importance du mode axisymétrique lorsque la vitesse du jet diminue. Pour  $\theta = 60^\circ$ , la décroissance du niveau de corrélation est beaucoup plus rapide que pour  $30^\circ$ , la corrélation devenant même négative au-delà de  $\varphi = 60^\circ$ . Les écarts avec les mesures de Maestrello sont faibles, le plus significatif étant que pour  $M = 0,4$  la corrélation redevient positive pour  $\varphi = 180^\circ$  alors qu'elle reste négative pour  $M = 0,7$ . Sur le plan modal on constate que le mode 0 ne représente plus que 11 % de l'énergie et que les modes 1 et 2 dominent avec un niveau pratiquement identique voisin de 33 %. Pour  $\theta = 90^\circ$ , la

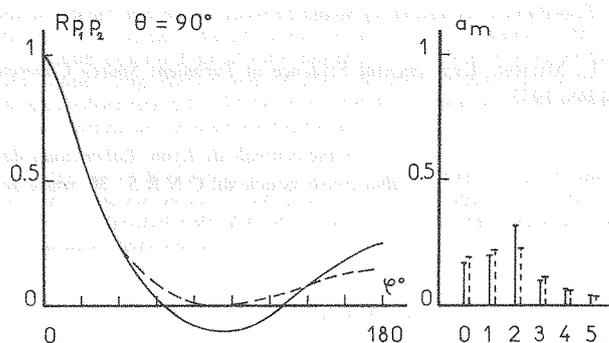


Fig. 4

corrélation obtenue ressemble fortement à celle observée pour  $\theta = 60^\circ$  tant que l'écart angulaire reste inférieur à  $100^\circ$ . La corrélation redevient cependant plus nettement positive pour  $\varphi = 180^\circ$ , ce qui correspond, dans le domaine modal, à la prédominance du mode d'ordre 2; les modes d'ordre 3, 4 et 5 prennent en outre une certaine importance.

Afin de montrer plus clairement le glissement constaté de l'énergie du mode 0 vers les modes d'ordre supérieur lorsque l'angle d'observation croît, nous avons reporté dans le tableau les contributions cumulées  $a_0 + a_1$  et  $a_0 + a_1 + a_2$ . On constate ainsi que, sauf

TABLEAU

$\theta$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$
$a_0 + a_1$	0,87	0,44	0,37
$a_0 + a_1 + a_2$	0,94	0,77	0,70

pour  $\theta = 30^\circ$ , les modes 0 et 1 représentent moins de la moitié de l'énergie du champ acoustique. Ils ne permettent donc pas une description correcte du champ contrairement à ce qu'avaient supposé Fuchs et Michel (<sup>4</sup>). La prise en compte du mode  $m = 2$  semble donc indispensable et même alors la contribution cumulée des trois premiers modes ne donne que 70 % de l'énergie pour  $\theta = 90^\circ$ .

Cette modification de l'importance relative des différents modes lorsque l'angle d'observation croît peut être rapprochée de l'évolution parallèle du spectre de pression acoustique. On sait en effet que ce dernier est beaucoup plus riche en hautes fréquences à  $90^\circ$  qu'à  $30^\circ$ . La perte de cohérence azimutale du champ lointain pour  $\theta = 90^\circ$ , reflétée par la

