

**RÉPARTITIONS DE PRESSION INSTATIONNAIRE ET PROPAGATION DU BRUIT
DANS LES MANCHES D'ENTRÉE DES TURBOMACHINES**

par Joseph TAILLET, Mariano PERULLI*, Serge LEWY et Jean-Louis PRIEUR

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)
92320 Châtillon (France)

Résumé

Pour vérifier la validité des théories habituellement admises sur l'émission acoustique des rotors, des capteurs de pression miniatures ont été implantés sur les aubes mobiles. La technique de mesure et de traitement du signal mise au point permet de déterminer la structure spatiale du champ de pression sonore dans la manche à air. Des écarts par rapport aux prévisions classiques sont ainsi mis en évidence et sont attribués aux inhomogénéités de l'écoulement. L'étude de l'influence de la qualité de celui-ci est détaillée.

**UNSTEADY PRESSURE DISTRIBUTIONS AND NOISE
PROPAGATION IN TURBOMACHINE INTAKE DUCTS**

Abstract

To verify the validity of commonly acknowledged theories on rotor noise, miniaturized pressure detectors have been implemented. The use of appropriate data processing techniques made it possible to determine the space-time structure of sound pressure fields in the intake duct, to detect the discrepancy with classical methods and to attribute these discrepancies to the aerodynamic non-homogeneity of the incoming flow. The influence of the quality of this flow on the noise radiated by the engine was thus emphasized.

Notations

a	Célérité du son
B	Nombre d'aubes du rotor
f	Fréquence
f_c	Fréquence de coupure dans le conduit
j	Rang de l'harmonique de charge sur une aube du rotor
K	Nombre d'ondes total
k_T	Nombre d'ondes transversal
k_z	Nombre d'ondes longitudinal
L	Intensité sonore en décibels (L_{tot} : totale, L_{coh} : cohérente, L_{im} : du mode (m))
M	Nombre de Mach longitudinal de l'écoulement
m	Nombre d'ondes azimutal
N	Régime de rotation en tours par unité de temps
n	Rang de l'harmonique de la fréquence de passage des aubes
p	Amplitude de la partie fluctuante de la pression
p_c	Pression d'arrêt dans l'écoulement
p_0	Pression statique dans l'écoulement
R	Rayon du conduit
r	Rayon dans le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z)
Δ_F	Signal du capteur fixe
Δ_M	Signal du capteur mobile
t	Temps
$U = aM$	Vitesse longitudinale de l'écoulement
V	Nombre d'aubes fixes
ξ	Axe du conduit, dirigé vers l'amont, normal au plan du rotor
Γ_F	Carré de la valeur quadratique moyenne de Δ_F
Γ_M	Carré de la valeur quadratique moyenne de Δ_M
δ	Direction du déplacement de la sonde mobile
θ	Azimut dans le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z)
$\bar{\varphi}$	Valeur moyenne du produit $\Delta_F \Delta_M$ (\equiv fonction d'intercorrélation de Δ_F et Δ_M sans retard incrémental)
$\omega = 2\pi f$ $= aK$	Fréquence angulaire.

* et Université de Technologie de Compiègne.

I. Rappel de quelques considérations classiques concernant le bruit de raie des turbomachines

L'avènement des moteurs à double flux à taux de dilution élevé a fait évoluer les efforts des spécialistes chargés d'étudier la réduction du bruit des avions vers l'analyse des mécanismes physiques responsables du bruit de raies, essentiellement gênant pour la fraction dirigée vers l'avant, qui constitue dans ce type de moteur le terme prépondérant du bruit.

Le bruit de raies est créé par l'interaction des roues du compresseur avec l'écoulement aérodynamique qui traverse le moteur. Quoiqu'un rotor situé dans un écoulement uniforme soit susceptible de créer une émission sonore de même nature, un poids particulier est à attribuer, pour la génération de ce bruit, aux interactions entre aubes fixes et mobiles : le passage de sillages sur un profil correspond en effet à la génération des pressions fluctuantes, qui constituent la source du bruit de raies. Dans ce mécanisme, les premières roues situées vers l'amont jouent de par leur position un rôle prépondérant puisque leur bruit n'est pratiquement pas arrêté par des obstacles solides, contrairement au bruit des roues en aval qui doit traverser des grilles d'aubes fixes et mobiles avant d'émerger à l'extérieur du compresseur. Ainsi, une soufflante située en tête du rotor est particulièrement gênante.

Il ne faut cependant pas penser que le bruit créé par la soufflante ou les premières roues du compresseur émerge directement dans l'environnement aérodynamique de l'aéronef. Il doit en effet traverser la manche à air qui alimente le moteur avant de rayonner à travers l'entrée d'air. Cette traversée de la manche à air s'effectue à contre courant par rapport à l'écoulement amont. Par ailleurs la structure spatio-temporelle de la source de bruit, que l'on peut en première approximation assimiler à une série d'impulsions d'égale amplitude engendrées par chaque croisement de pales fixes et mobiles, présente une certaine régularité en fréquence de répétition et un certain degré de symétrie axiale. En tenant compte de ces facteurs de régularité et de symétrie, des propriétés de propagation du son dans un écoulement et de sa réflexion sur les parois de la manche à air, on arrive à montrer que dans le cas subsonique une bonne partie de l'énergie sonore engendrée au niveau de la source est incapable d'émerger de la manche à air : tout se passe comme si le tuyau sonore équivalant à ce conduit possédait des propriétés de coupure pour une partie des modes acoustiques azimutaux selon lesquels, par suite des propriétés spatio-temporelles régulières de la source, s'organise la propagation de l'énergie sonore dans le conduit. On peut aussi exprimer ce résultat sous une forme différente en observant que les ondes sonores contenues dans ces modes, en s'additionnant, perdent leur caractère d'ondes progressives pour former une onde évanescence, par un mécanisme assimilable à une interférence d'autant plus destructive que l'on s'éloigne de la source.

L'analyse théorique de ce phénomène conduit à établir des modèles qui permettent de prévoir la distribution spectrale et spatiale du champ de pression instationnaire dans la manche à air. D'une façon plus précise, l'analyse qualitative de Tyler et Sofrin¹ comme les analyses quan-

titatives de Lansing², Lowson^{3,4} ou Ollerhead et Munch⁵ relie la distribution de forces sur les pales d'un rotor (résultant éventuellement d'une interaction avec un stator) à la structure spatiale des ondes hélicoïdales qui apparaissent dans le conduit à la fréquence de passage des aubes et ses harmoniques.

Dans le cas d'un rotor de vitesse de rotation N tours par seconde et comportant B aubes, le spectre harmonique de la fréquence de passage des aubes est défini par la relation :

$$f_n = n.B.N, \quad (1)$$

où n représente le rang de l'harmonique.

La théorie prévoit également qu'à chacune de ces fréquences, caractéristiques du bruit rayonné par une machine, est associée une structure spatiale bien définie. Un compresseur présentant une symétrie axiale, il est commode de repérer le champ de pression dans le conduit par un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) où r est le rayon, θ l'azimut et z l'axe du conduit (figure 1). Dans ce système la pression associée à chacune de ces fréquences caractéristiques f_n est de la forme :

$$p(r, \theta, z, t) = p(r) \cdot e^{i(\omega t - m\theta - k_z z)}, \quad (2)$$

où $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire, m le nombre d'ondes azimutal et k_z le nombre d'ondes axial.

De par les propriétés de symétrie du système, il est montré¹ que le nombre d'ondes azimutal associé à chaque fréquence caractéristique f_n est de la forme :

$$m_n = n.B - j.V, \quad (3)$$

où V représente le nombre d'aubes du stator et j est un entier quelconque.

Dans le cas où l'interaction rotor stator est négligeable, cette relation se réduit à :

$$m_n = n.B. \quad (4)$$

Tyler et Sofrin ont également montré que, compte tenu des propriétés de coupure du conduit, seules peuvent se propager les ondes pour lesquelles la vitesse périphérique est supersonique. En effet, pour un nombre d'ondes azimutal fixé, un conduit se comporte en filtre passe-haut dans la mesure où la longueur du conduit est grande devant la longueur d'onde axiale de l'onde de pression à la fréquence considérée. Dans le cas contraire, l'atténuation attendue serait trop faible et l'onde, au niveau du plan de sortie, aurait une amplitude suffisante pour rayonner efficacement dans le champ lointain.

La structure spatiale de l'onde émise par le rotor aux raies f_n , compte tenu des propriétés de coupure du conduit, définit le champ

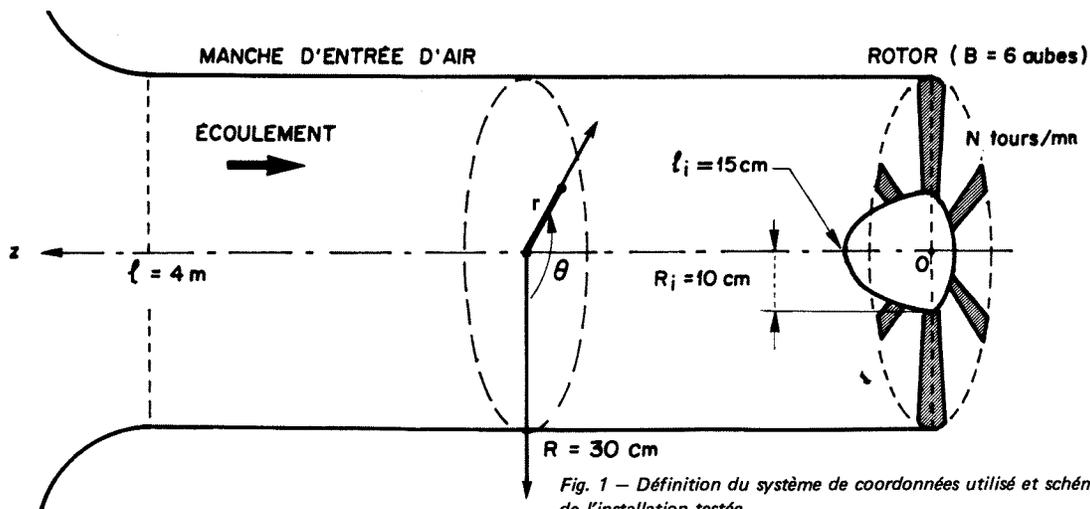


Fig. 1 - Définition du système de coordonnées utilisé et schéma général de l'installation testée.

sonore dans le plan d'entrée (ou de sortie) de la manche à air, c'est-à-dire les conditions initiales pour le calcul du rayonnement. Ceci détermine donc la forme du diagramme de directivité du champ acoustique lointain.

II. Constatations expérimentales et idée fondamentale ayant motivé la présente recherche

Les essais effectués sur des compresseurs maquettes, dans différents laboratoires et en particulier au banc d'essais anéchoïque de la SNECMA (Société Nationale d'Etude et de Construction de Moteurs d'Aviation), mettent en évidence des anomalies qui font ressortir, dans la manche à air, des modes azimutaux non prévus par la théorie de Tyler et Sofrin. Il était donc tentant de rechercher quelle était la distribution des modes acoustiques dans le conduit et, dans le cas où des modes non prévus par la théorie de Tyler et Sofrin étaient réellement observés, de découvrir le mécanisme physique responsable de leur présence en déterminant si leur origine possible est liée à une conversion de mode acoustique ou plus simplement à l'existence d'une source dont les théories classiques ne tiennent pas compte. Cette dernière hypothèse est particulièrement séduisante par sa simplicité. On peut en effet se demander ce qui se passe si les sévères conditions de régularité temporelle d'amplitude et de symétrie géométrique entre les impulsions sonores qui constituent la source de bruit des modèles classiques ne sont plus rigoureusement respectées, ce qui, dans une certaine mesure, doit bien se produire dans la réalité physique.

De là l'idée fondamentale de la recherche entreprise par l'ONERA en étroite collaboration avec la SNECMA et qui consiste à analyser attentivement la distribution modale de l'énergie acoustique dans la manche à air et à étudier ses relations avec les paramètres de la source de bruit tels que l'on peut les mesurer à partir de relevés de pression instationnaire sur aubes mobiles. Pour des raisons de simplicité, l'expérience a été réalisée sur un ventilateur possédant une roue unique, ce qui ne modifie pas la philosophie générale de l'étude.

A ces investigations, correspondent, plus spécialement, trois axes de recherche :

- étude de la propagation d'un champ acoustique dans un conduit tant sous l'aspect théorique que sous l'aspect expérimental : de ce dernier, nous ne présenterons ici que le principe d'une méthode de mesure et de traitement hybride du signal visant à déterminer la structure spatiale des ondes acoustiques dans le conduit ;

- étude théorique qui, reprenant les travaux de Tyler et Sofrin et ceux de Lawson, a pour objectif d'établir une relation entre distribution de forces sur les aubes et structure spatiale des ondes de fréquence f_n en généralisant les calculs (relations 3 et 4) au cas où les conditions de régularité et de symétrie de la source ne sont pas réalisées ;

- développement de capteurs de pression qui, incorporés dans les aubes mobiles, fournissent des informations sur les fluctuations de pression sur les aubes, dans le temps ou dans l'espace de Fourier.

Des considérations élémentaires montrent en effet que l'on peut relier l'évolution de la pression fluctuante vue pendant un tour du rotor par une pale mobile à la distribution spatiale des sources du bruit dans le repère fixe lié à la manche à air : par exemple, dans le cas de l'interaction de deux roues, si les amplitudes des impulsions de pression dues aux croisements d'aubes ne sont pas constantes sur une pale mobile pendant un tour, cela signifie lorsque l'on retourne au repère fixe que les conditions de régularité d'amplitude supposées dans les modèles classiques ne sont pas respectées et que par conséquent des modes azimutaux non prévus par ces théories sont éventuellement créés.

L'existence de ces modes peut avoir une grande importance pratique, puisqu'ils échappent aux propriétés de coupure de la manche à air et par conséquent véhiculent vers l'extérieur une énergie sonore supplémentaire susceptible d'augmenter le bruit rayonné et la nuisance correspondante.

On voit donc ainsi comment une dissymé-

trie de la distribution de sources, par exemple liée simplement à une dissymétrie de l'écoulement amont dans le cas d'une soufflante, peut produire un accroissement du bruit de raies perçu à l'extérieur de la manche à air.

III. Méthode de mesure de la structure spatio-temporelle du champ de pression dans le conduit

III.1. Bases physiques de la méthode

Un capteur de pression placé en un point \vec{r} d'une manche de compresseur fournit un signal $\Delta(\vec{r}, t)$ proportionnel à la partie réelle de la fluctuation de pression $p(\vec{r}, t)$.

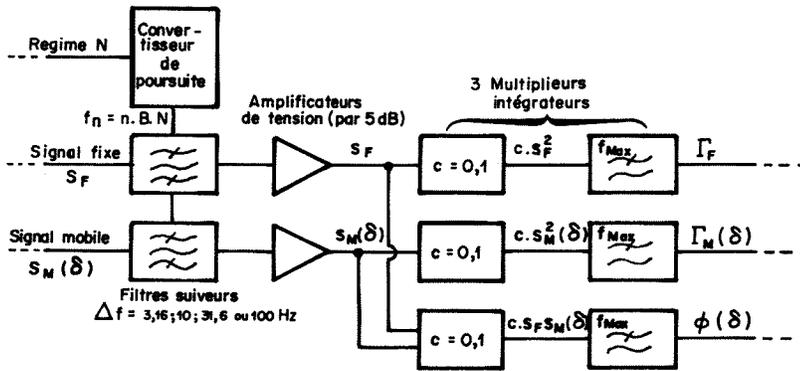
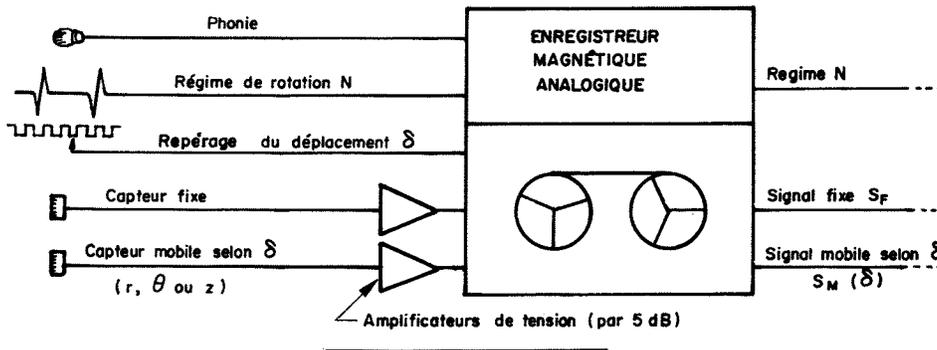
Dans une bande de fréquence bien définie, par exemple entourant chaque raie f_n , deux

capteurs placés respectivement en r_1, θ_1, z_1 et r_2, θ_2, z_2 fournissent des signaux Δ_1 et Δ_2 dont le déphasage est proportionnel à $|\theta_2 - \theta_1|$, compte tenu de la structure de l'onde à la fréquence choisie. De ce fait, la valeur moyenne du produit $\Delta_1 \cdot \Delta_2$ est directement proportionnelle à la phase relative des signaux recueillis et renseigne donc sur la structure spatiale de l'onde. La transformée de Fourier de cette fonction de phase (calculée avec certaines précautions⁶) représente le spectre de nombres d'ondes dans la direction considérée.

III.2. Description de la méthode

La figure 2 montre le schéma général de la chaîne de mesure⁷.

ENREGISTREMENT ANALOGIQUE



TRAITEMENT NUMÉRIQUE

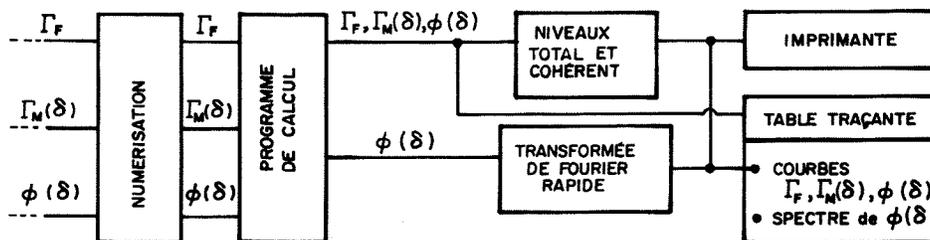


Fig. 2 - Schéma du système de traitement hybride du signal pour la mesure de la structure spatiale d'ondes.

Les signaux du capteur fixe Δ_F et du capteur mobile Δ_M sont envoyés après mise à niveau et filtrage asservi à la fréquence de rotation du rotor dans trois multiplieurs intégrateurs donnant respectivement :

- le carré de la valeur quadratique moyenne Γ_F du signal fixe Δ_F ;

- le carré de la valeur quadratique moyenne $\Gamma_M(\delta)$ du signal mobile $\Delta_M(\delta)$ au cours de son déplacement δ

- la fonction produit des deux signaux, $\Psi(\delta)$, fonction du déplacement.

Les deux premières informations servent à normer la troisième et, après numérisation, un calcul par ordinateur fournit :

- l'intensité sonore globale dans la bande de fréquence considérée ;

- l'intensité cohérente ;

- la transformée de Fourier de $\Psi(\delta)$ mise à l'échelle, donc le spectre de nombres d'ondes dans la direction considérée.

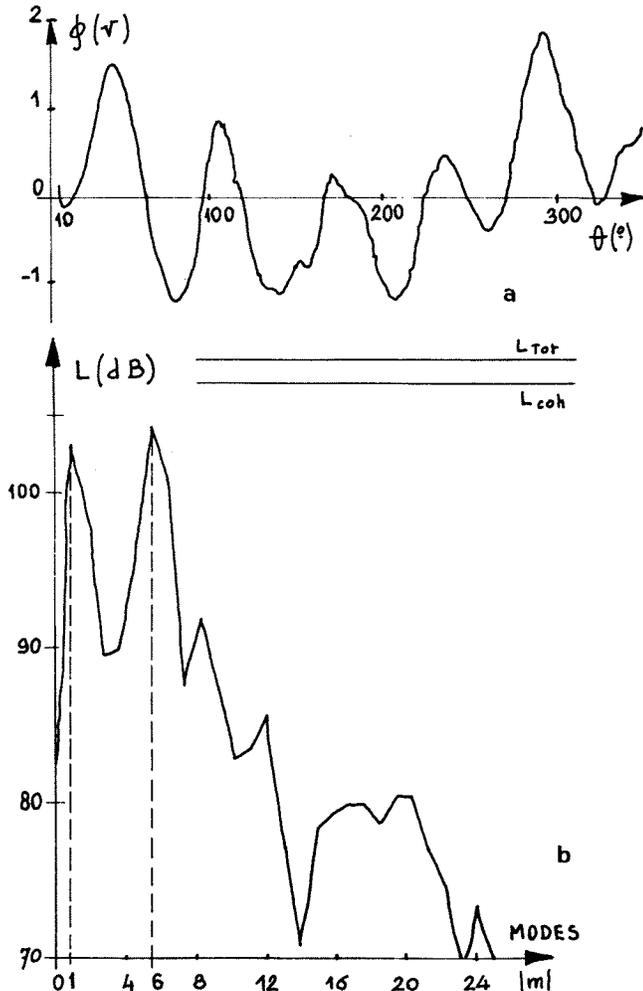


Fig. 3 - Exemple d'exploration azimutale : $N = 4500$ tours/mn, $f_1 = 450$ Hz, $\delta f = 10$ Hz, $r = 23$ cm, $z = 20$ cm.

a) Variation de la fonction de phase avec l'azimut.

b) Spectre de nombres d'ondes azimutaux.

Un exemple typique est présenté sur la figure 3 :

- la courbe 3a représente $\Psi(\delta)$,

- la courbe 3b représente le spectre de nombres d'ondes.

Les droites placées en haut de la figure 3b indiquent :

- l'intensité totale égale à la moyenne le long du déplacement δ de $\Gamma_M(\delta)$;

- l'intensité cohérente égale au carré de la valeur quadratique moyenne en δ de $\Psi(\delta)$ normalisée par Γ_F .

IV. Rappels théoriques sur la propagation dans les conduits

Avant de discuter des exemples concrets d'application rappelons succinctement les propriétés de coupure d'un conduit acoustique¹. Pour cela nous considérons la situation idéalisée d'un écoulement homogène et uniforme afin de simplifier la présentation ; les conclusions que nous en déduisons sont conservées dans le cas où l'on considère le profil réel de l'écoulement.

Des équations linéarisées de conservation de la masse et de la quantité de mouvement on déduit, compte tenu de l'hypothèse d'adiabaticité, l'équation de propagation des ondes acoustiques qui s'écrit :

$$\left[\frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 - \Delta \right] p(\vec{r}, t) = 0, \quad (5)$$

où U est la vitesse de l'écoulement axial dans ce modèle, a la vitesse du son et Δ est l'opérateur laplacien. En géométrie cylindrique cet opérateur s'écrit :

$$\Delta \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Dans l'espace de Fourier, (pour des champs acoustiques de la forme $p(\vec{r}) \exp[i(\omega t - m\theta - k_z z)]$) qui correspondent aux fonctions propres de (5) pour la géométrie considérée, l'équation (5) s'écrit :

$$\left[(k - M k_z)^2 - (k_z^2 + k_r^2) \right] p(r, m, k_z, \omega) = 0 \quad (6)$$

où

$$(k - M k_z)^2 - (k_z^2 + k_r^2) = 0 \quad (7)$$

représente la relation de dispersion que doivent satisfaire les composantes du champ pour que la relation (6) ne se réduise pas à la relation triviale $p \equiv 0$. k_r est défini par les conditions aux limites à la paroi du conduit (en $r = R$).

De plus, nous savons que l'opérateur Δ en coordonnées cylindriques admet comme fonctions propres physiquement acceptables sur l'axe ($r=0$)

$$J_m(k_r r, r/R). \text{ D'où:}$$

$$p(r, m, k_z, \omega) = P J_m(k_r r, r/R) \cdot e^{i(\omega t - m\theta - k_z z)},$$

où à chaque nombre d'ondes azimutal m correspond un k_r dépendant des propriétés de la paroi.

La relation de dispersion (7), dans laquelle $K = \frac{\omega}{a}$, le nombre de Mach $M = \frac{U}{a}$ et k_r sont des grandeurs fixées, est une équation du second degré en k_z dont la solution s'écrit :

$$k_z = \frac{-M.K \pm \sqrt{K^2 - (1-M^2)k_r^2}}{1-M^2}; \quad (8)$$

k_z est complexe lorsque :

$$K \equiv \frac{\omega}{a} < k_r \cdot \sqrt{1-M^2}, \quad (9)$$

ce qui définit la fréquence de coupure dans le conduit $f_c = \frac{a}{2\pi} k_r \sqrt{1-M^2}$.

Sur la figure 4 la relation de dispersion $k_z = F(K; M, m)$ est tracée :

- dans la région 1, la vitesse de phase $\frac{\omega}{k_z}$ et la vitesse de groupe $\frac{\partial \omega}{\partial k_z}$ (égale à l'inverse de la pente de la tangente en chaque point de la courbe) sont toutes deux négatives : le mode acoustique correspondant se propage à contre-courant (mode amont) ;

- dans la région 2 ces deux vitesses sont de signe contraire : comme la vitesse de groupe est positive, l'énergie de l'onde se propage dans le sens de l'écoulement (mode amont inverse) ;

dans la région 3 ces deux vitesses sont toutes deux positives : le mode acoustique se propage dans le sens de l'écoulement (mode aval).

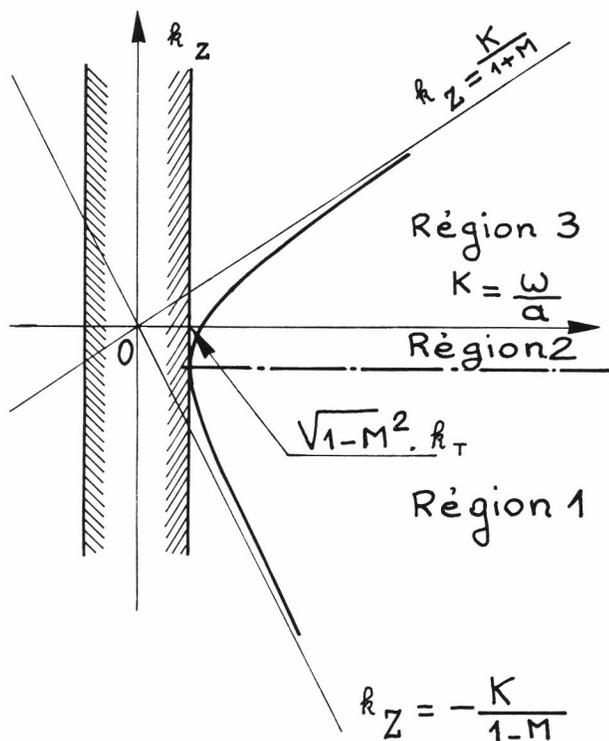


Fig. 4 - Courbe de dispersion d'un mode pour $0 < M < 1$.

Toute onde, de nombre d'ondes azimutal m fixé, dont la fréquence f est inférieure à la fréquence de coupure f_c possède un nombre d'ondes axial k_z complexe et est donc évanescente, avec un coefficient d'amortissement d'autant plus grand que f est petite devant f_c .

V. Mesure de la structure spatiale d'ondes acoustiques

Dans le ventilateur caréné de l'ONERA (figures 1 et 5), on a mesuré la structure spatiale des modes acoustiques qui existent dans le conduit.

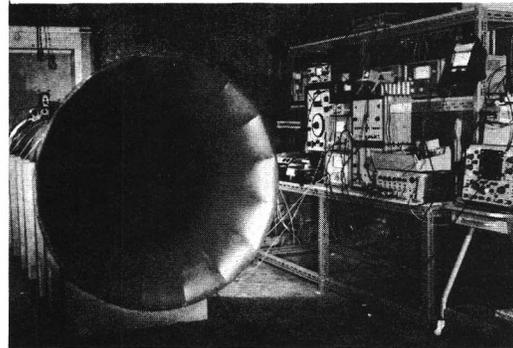


Fig. 5 - Vue du ventilateur caréné de Palaiseau.

Ce ventilateur est constitué d'un rotor à $B = 6$ aubes et la vitesse maximale de rotation est de 5 000 tours/mn.

Des spectres de fréquence mesurés dans le conduit à 10 cm et 2 mètres du plan du rotor sont présentés sur la figure 6 : les raies $f_n = n.B.N$ prévues par la relation (1) ressortent bien.

Pour chacune d'elles la structure spatiale a été mesurée suivant la procédure décrite au paragraphe 3.

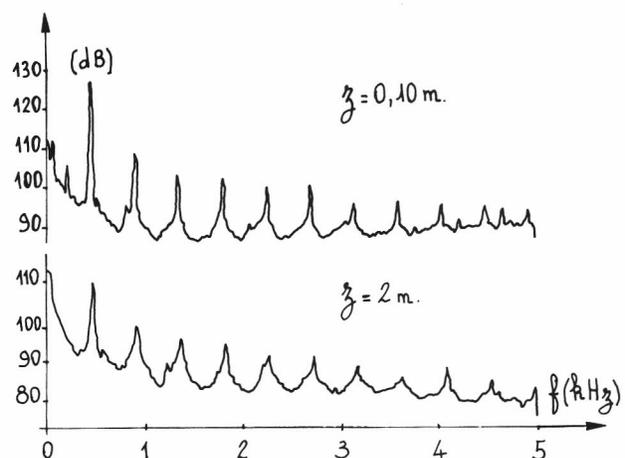


Fig. 6 - Evolution spectrale du champ sonore dans le conduit en amont du rotor, à un rayon de 22,5 cm, pour le régime $N = 4500$ tours/mn ($f_n = n.450$ Hz).

D'après le modèle de Tyler et Sofrin, les nombres d'ondes azimuthaux devraient être des multiples de 6 puisque $m_n = n \cdot B$; or, à 2 m du plan du rotor, on a trouvé seulement des nombres d'ondes inférieurs aux valeurs attendues et compatibles avec l'existence d'ondes progressives (figure 7).

mode $m = 6$ vaut 1 350 Hz. Comme la fréquence fondamentale reste inférieure à 500 Hz, la relation (9) montre que ce mode est évanescent. Or, les nombres d'ondes azimuthaux trouvés sont $m = 0$ et $|m| = 1$. Sur le tableau I les résultats de ces mesures sont consignés pour deux positions axiales différentes de l'exploration azimuthale.

En effet, la fréquence de coupure du

TABLEAU 1

Structure azimuthale du champ sonore à 46,5 cm et à 197 cm en mont du rotor à un rayon de 25 cm

Rang n de l'harmonique	Fréquence $f_n = nBN$ (KHz)	46,5 cm en amont du rotor			197 cm en amont du rotor		
		Nombre d'ondes azimuthal $ m $	Intensité modale $L_{ m }$ (dB)	Degré de cohérence %	Nombre d'ondes azimuthal $ m $	Intensité modale $L_{ m }$ (dB)	Degré de cohérence %
1	0,4	0 1	92 102	81	0 1	91 102	78
2	0,8	0 3	92 100	78	0 3	89 99	73
3	1,2	5	98	71	5	97	66
4	1,6	6	84	68	6	93	53
5	2,0	3 6	89 90	60	3 6	88 89	48

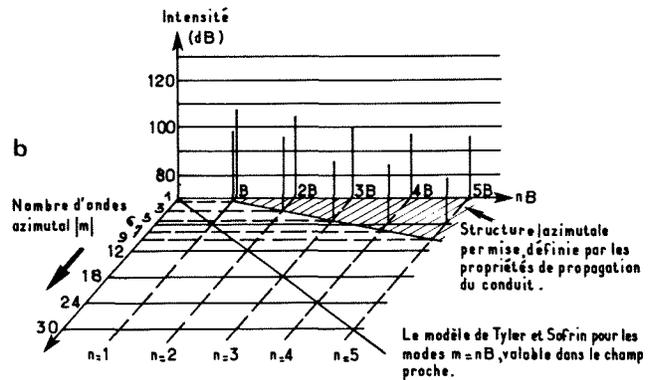
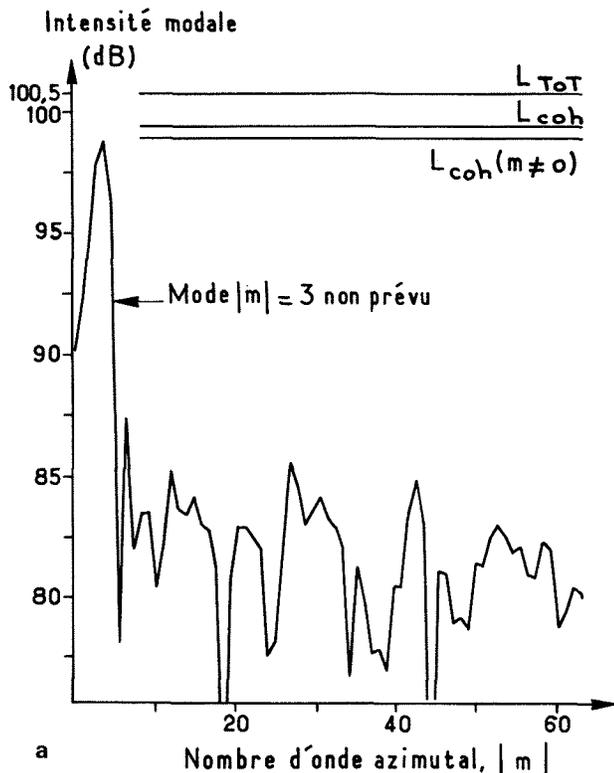


Fig. 7 - Structure spatio-temporelle azimuthale mesurée à 197 cm en amont du rotor à un rayon de 25 cm.

a) Exemple de spectre de nombres d'ondes azimuthaux à $f_2 = 2BN = 0,8$ KHz.
b) Résumé synoptique des mesures.

Il est à remarquer qu'une exploration azimutale effectuée à courte distance du rotor (figure 8 et tableau II) a permis de mettre en évidence les modes prévus et en particulier les modes $m = nB$, mais avec une amplitude fortement décroissante avec la distance à la source, ce qui

s'explique puisque ces modes sont évanescents. C'est pourquoi ces modes ne sont pas mis en évidence à $r_s = 46,5$ cm et 197 cm (figure 9). On a vérifié par ailleurs que la variation spatiale de l'amplitude de ces modes est définie par le coefficient d'amortissement de bruit de (8).

TABLEAU 2
Structure azimutale du champ de pression à 8 cm en amont du rotor à un rayon de 25 cm

Rang n de l'harmonique	Fréquence $f_n = nBN$ (KHz)	Nombre d'ondes azimutal m	Intensité modale $L_{ m }$ (dB)	Degré de cohérence %
1	0,4	6	130	96
2	0,8	12	124	97
3	1,2	18 5	119 112	93
4	1,6	24 6	113 113	90
5	2,0	30 6	112 113	85

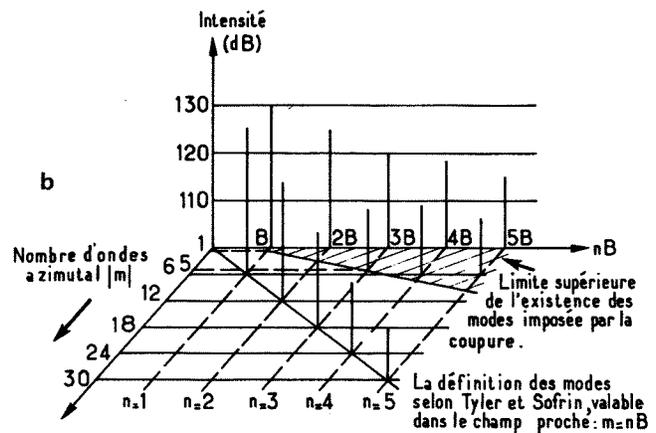
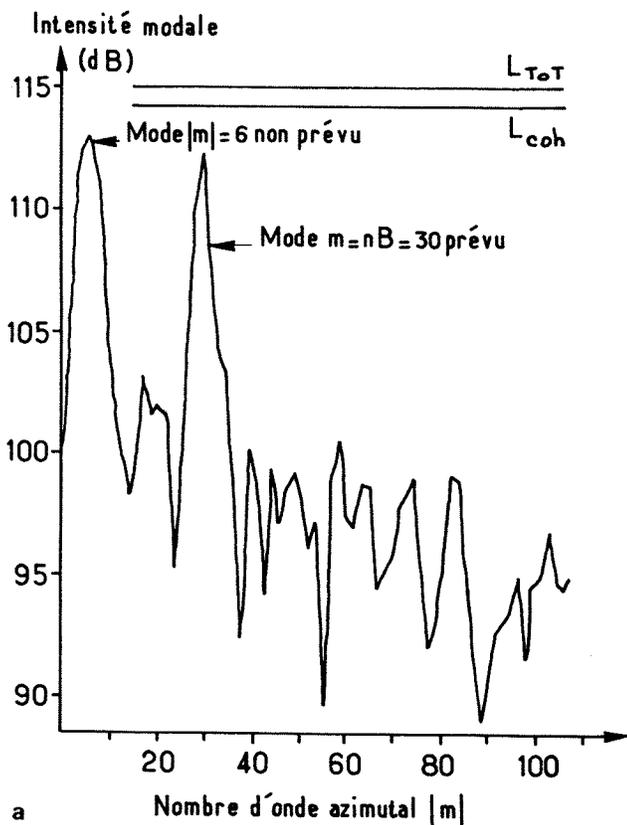


Fig. 8 - Structure spatio-temporelle azimutale mesurée à 8 cm en amont du rotor à un rayon de 25 cm.
a) Exemple de spectre de nombres d'ondes azimutaux à $f_s = 5 BN = 2$ kHz.
b) Résumé synoptique des mesures.

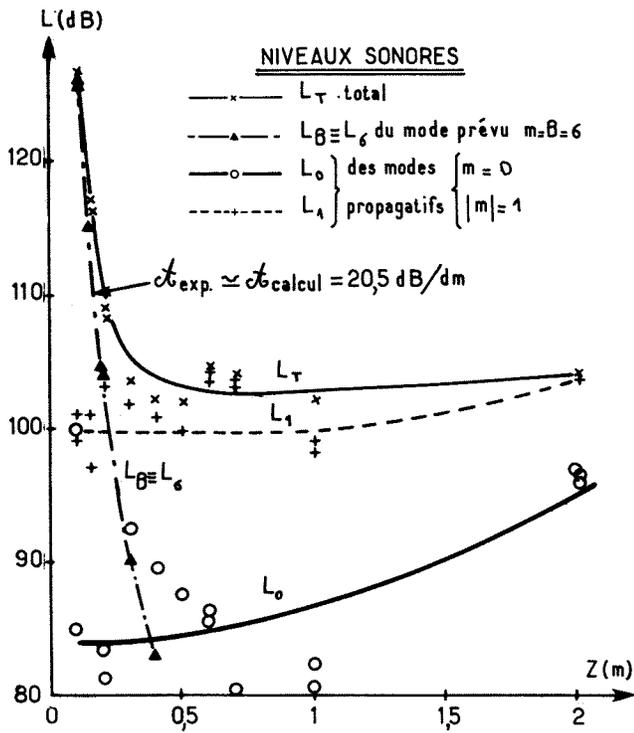


Fig. 9 - Evolution longitudinale du champ sonore dans le conduit pour $N = 4500$ tours/mn sur $f_1 = 450$ Hz avec $\delta f = 10$ Hz au rayon $r = 23$ cm.

VI. Essais d'interprétation de la distribution azimutale trouvée

Les modèles théoriques présentés au paragraphe 1 conduisent à une distribution spatiale bien définie du champ acoustique de fréquence f_n en supposant une symétrie axiale parfaite de la machine, tant sur le plan mécanique que sur le plan aérodynamique. Les résultats du paragraphe 5 conduisent à une alternative :

- existence des modes effectivement observés dans le conduit au niveau des aubes ;

- mécanisme d'interaction non linéaire entre champ acoustique et écoulement puisqu'en réalité celui-ci est inhomogène et, en général, à composantes instationnaires.

Dans le premier cas on devrait trouver sur les aubes une distribution de forces différentes de celle utilisée pour arriver aux conclusions du paragraphe 1.

Dans le second cas, la distribution de forces sur aubes serait conforme aux prédictions théoriques et il existerait dans le conduit des mécanismes de transfert d'énergie entre modes spatiaux de même fréquence.

Simultanément, différentes équipes^{9 à 12}, dont celle de l'ONERA, ont développé des moyens de mesure appropriés afin de connaître la distribution spectrale de la fluctuation de pression sur aubes. Nous retiendrons de ces travaux plus spécialement ceux de Siddon et Leggat¹². Ces auteurs ont placé des capteurs sur un ventilateur à carénage de longueur négligeable et ont mesuré d'une part la distribution spectrale de la pression sur les aubes et d'autre part le spectre du champ

acoustique, en chambre anéchoïque, dans le champ lointain et sur l'axe.

L'intérêt de mesures sur l'axe est lié à la position symétrique du point de mesure par rapport au plan du disque. Lorsque celui-ci est parfaitement symétrique en distribution de forces, l'interférence des différentes composantes du champ fluctuant au niveau du rotor a une résultante nulle. En revanche toute dissymétrie conduira à une résultante d'amplitude non nulle. C'est le cas en particulier du décollement tournant, qui engendre une fréquence caractéristique.

La figure 10, extraite de la référence 12, montre l'existence, au niveau des aubes, d'une distribution spectrale harmonique de la fréquence de rotation ($f_j = j.N$).

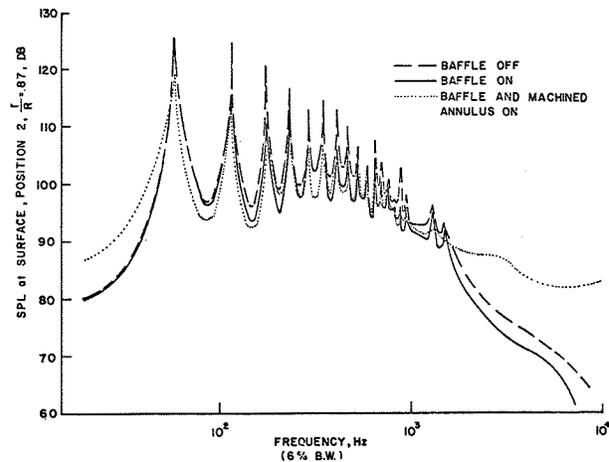


Fig. 10 - Spectre de la pression sur une aube mobile. (extrait de la référence [12]).

La figure 11, également extraite de la référence 12, montre, dans le champ lointain, (à 6 diamètres et sur l'axe du rotor), une distribution spectrale harmonique de la fréquence de passage des aubes ($f_n = m.B.N$).

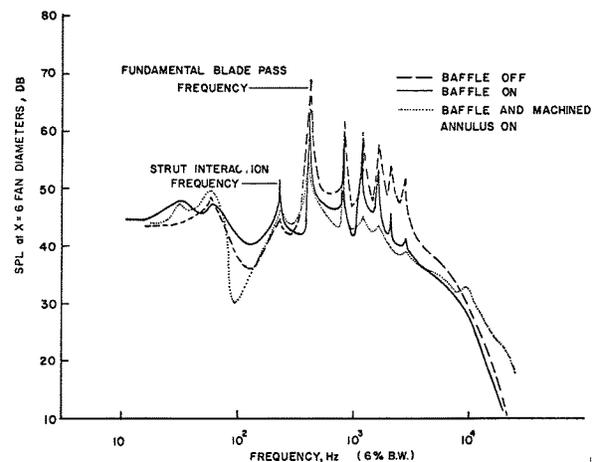


Fig. 11 - Spectre mesuré dans le champ lointain sur l'axe du rotor. (extrait de la référence [12]).

Dans le cas de nos expériences nous bénéficions de l'influence de l'effet de coupure ; pour tenter d'expliquer schématiquement une des

raisons possibles pour laquelle la structure azimutale trouvée sur les harmoniques de la fréquence de passage des aubes est différente et inférieure à $m_n = nB$ et compatible avec l'existence d'ondes progressives, on peut effectuer le raisonnement suivant, qui a été établi avec rigueur par ailleurs.

Considérons le spectre de fréquence mesuré sur un capteur monté sur aube mobile. Ce spectre est identique à celui qui serait observé si devant le rotor était disposé un stator virtuel irrégulier formé de pales produisant un effet d'interaction susceptible d'être décomposé en une somme de modes azimutaux d'importance inégale, chaque harmonique correspondant au mode de même rang. Nous raisonnerons donc par la suite isolément sur chacun de ces modes.

Leur rôle consiste essentiellement à moduler la puissance sonore émise par chaque pale à une fréquence égale au produit du rang du mode par la vitesse de rotation et le nombre de pales, exactement comme dans le cas de l'interaction rotor stator. La différence est qu'ici, il existe l'équivalent de toute une série de stators virtuels symétriques : pour chacun de ces systèmes les relations de Tyler et Sofrin sont valables. Il faut bien remarquer que ce modèle ne donne pas les mêmes distributions en modes azimutaux que l'application brutale des formules de Tyler et Sofrin au cas du rotor seul.

Dans le cas de nos expériences et des résultats montrés dans le paragraphe précédent, par exemple :

à $f_1 = 6N, m = 0$ est lié, dans le repère mobile
à $f_j = 6N$,
 $|m| = 1$ est lié, dans le repère mobile,
à $f_j = 5N$ et $7N$;

à $f_2 = 12N, m = 0$ est lié, dans le repère mobile,
à $f_j = 12N$,
 $|m| = 3$ est lié, dans le repère mobile,
à $f_j = 9N$ et $f_j = 15N$;

etc.

VII. Vérification expérimentale

Dans le but de vérifier cette hypothèse théorique qui permet de généraliser en quelque sorte le modèle de Tyler et Sofrin¹, l'ONERA a développé différents types de capteurs^{13 à 15} en vue d'application au banc d'essais de compresseurs en chambre anéchoïque de la SNECMA-Villaroche.

Des capteurs à effet électret du type 20 H 222 ont été placés sur des aubes du ventilateur caréné de l'ONERA (figure 12). Ces capteurs capacitifs ont l'avantage de ne pas nécessiter de tension continue de polarisation permanente puisque les membranes métallisées utilisées conservent des charges de volume déposées par un traitement approprié (effet électret). La figure 13 montre des vues de ce capteur et la figure 14 en indique le principe de la réalisation (grossissement de l'ordre de 10). (Ces deux figures sont extraites de la référence 14).

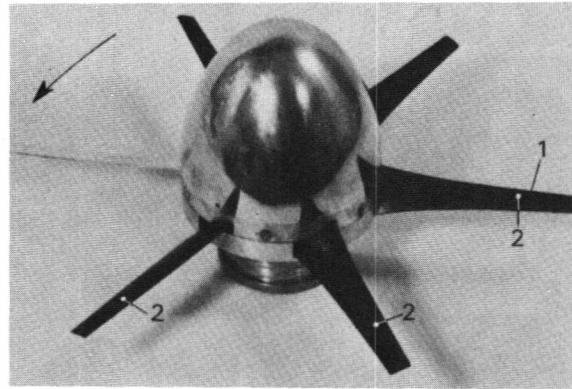


Fig. 12 — Rotor équipé de capteurs de pression vu de l'arrêt (diamètre du rotor : 60 cm, diamètre du moyeu : 20 cm). - 1 et 2 capteurs.

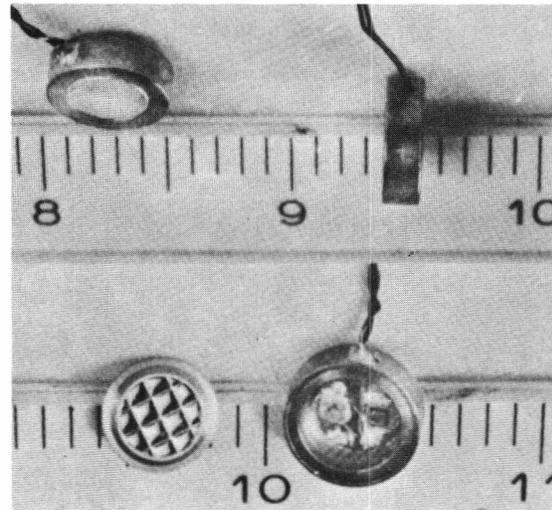


Fig. 13 — Vues du capteur à effet électret 20 H 222 (extrait de la référence [14]).

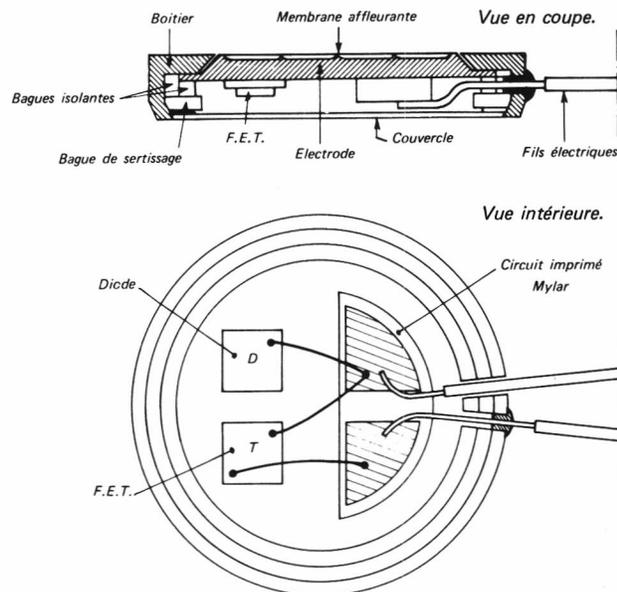


Fig. 14 — Principe de la réalisation du capteur à effet électret 20 H 222. (extrait de la référence [14]).

Un exemple typique du signal électrique fourni par un tel capteur équipant une aube mobile est présenté sur la figure 15. L'oscilloscope de mesure est synchronisé de telle sorte qu'à un balayage correspond une rotation de la roue. Le temps de pose est tel que plus de cent balayages successifs sont superposés ; on constate une bonne concordance de phase entre chacun d'eux. Un spectre typique correspondant à ce signal est présenté sur la figure 16 ; il comprend les raies harmoniques de la fréquence de rotation : $f_j = jN$; la forme de l'enveloppe de ce spectre, comme celle du signal de la figure 15, est expliquée par les considérations suivantes.

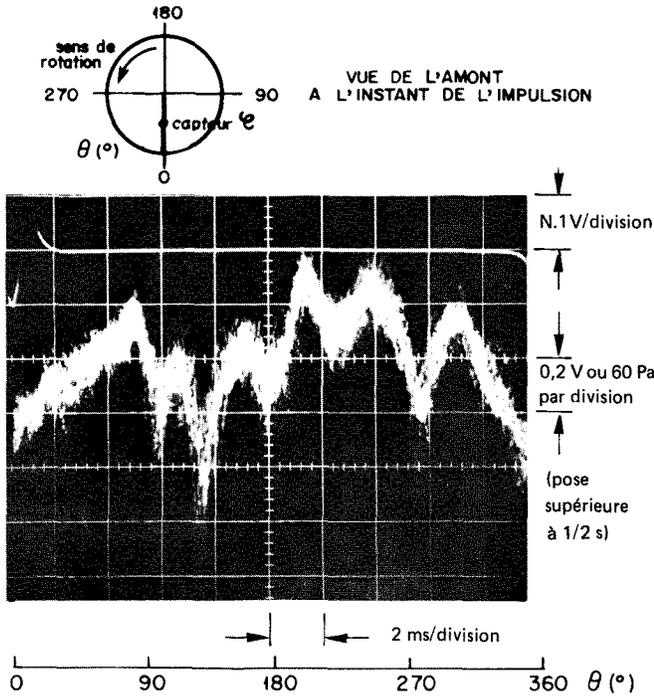


Fig. 15 - Signal fourni par un capteur sur aube mobile.

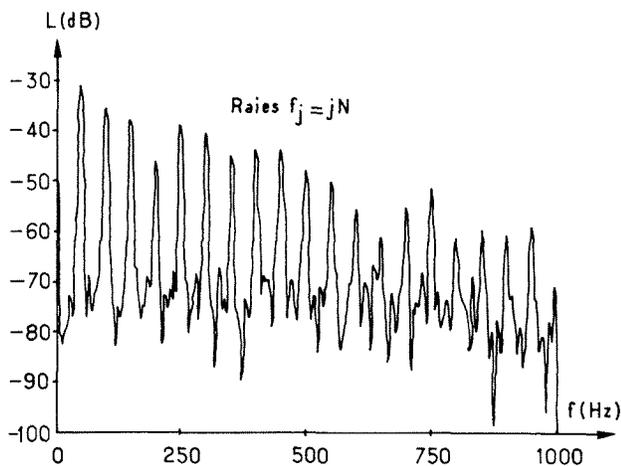


Fig. 16 - Spectre typique du signal fourni par un capteur sur une aube mobile à $N = 3000$ tours/mn = 50 tours/s.

Une des hypothèses possibles est l'influence d'une inhomogénéité de l'écoulement en

amont du rotor. Pour la vérifier, nous avons effectué une exploration azimutale de la pression différentielle (pression d'arrêt moins pression statique), dont on déduit la vitesse longitudinale de l'écoulement (figure 17). La distorsion azimutale de ces grandeurs est de l'ordre de 25 % pour la pression donc de 12,5 % pour la vitesse. Il existe en outre une ressemblance remarquable entre la forme des signaux des figures 15 et 17, ce qui montre l'importance de l'effet de l'inhomogénéité de l'écoulement dont on retrouve l'empreinte au niveau du rotor. Ceci confirme l'image proposée du stator fictif qui, dans ce cas, est défini simplement par la distorsion spatiale de l'écoulement moyen.

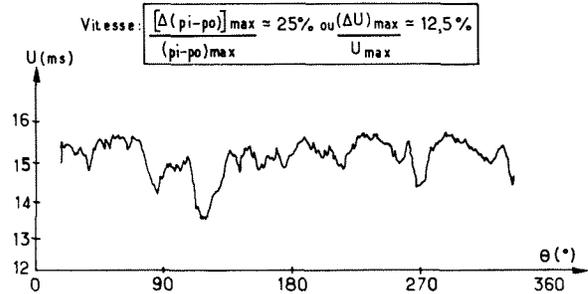


Fig. 17 - Variation azimutale de la pression différentielle ou de la vitesse longitudinale mesurée à $r = 24$ cm, $z = 32$ cm, $N = 3000$ tours/mn.

Pour confirmer ce point, nous avons placé un obstacle à l'entrée de la manche à air. Le signal fourni par un capteur sur aube fait alors apparaître une distorsion importante (figure 18) ; il a été vérifié que la position azimutale de celle-ci est bien la même que celle de l'obstacle. Les spectres correspondants sont évidemment modifiés : la présence de l'obstacle accroît les premiers harmoniques de la fréquence de rotation d'environ 10 dB (figure 19b par rapport à la 19a).

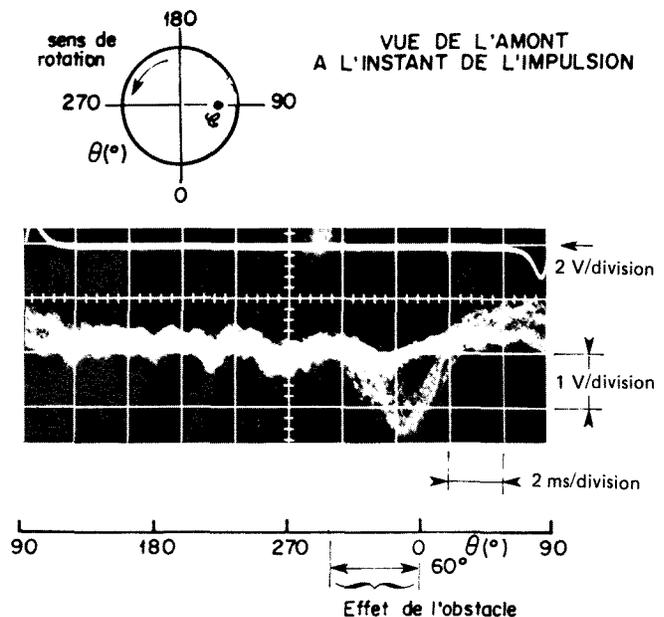


Fig. 18 - Comparaison des signaux sur aubes mobiles avec et sans obstacle à $N = 3000$ tours/mn = 50 tours/s.

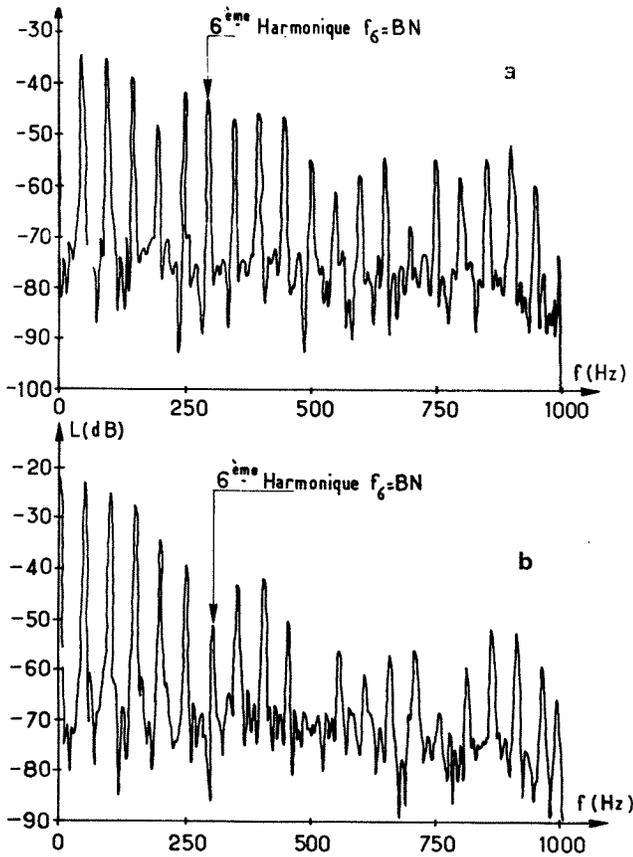


Fig. 19 - Spectre du signal sur aube mobile à $N = 3000$ tours/mn = 50 tours/s.
a) sans obstacle b) avec obstacle.

Mais ce qui est surtout remarquable dans l'exemple choisi, c'est que l'amplitude du sixième harmonique de la fluctuation de pression sur aube décroît de 5 dB avec l'obstacle. Or le seul mode propagatif dans le conduit à la fréquence de passage des aubes $f_1 = \Omega \cdot N = 300$ Hz a un nombre d'ondes azimutal $m = 0$. Donc, selon le raisonnement du paragraphe 6, l'amplitude de ce mode est proportionnelle à celle du sixième harmonique du spectre sur aube mobile : or nous avons effectivement vérifié qu'elle a décroît également de 5 dB.

VIII. Origine des phénomènes mis en évidence

De nombreuses causes peuvent être responsables d'une faible distorsion de l'écoulement aspiré par la machine tournante :

- existence d'une dissymétrie de l'écoulement de par la position de la machine dans la salle d'essais ;

- allongement de la turbulence atmosphérique naturelle par l'aspiration (figure 20).

De ce fait, les conditions d'alimentation d'un compresseur peuvent être notablement différentes lors d'essais en vol ou lors d'essais statiques. Ce point particulier a fait l'objet d'une étude assez systématique de Hodder¹⁷. En effet l'influence des effets de sol comme ceux de la turbulence atmosphérique ont été mis en évidence par cet auteur à l'aide d'un banc d'essais de

compresseur au Centre de l'U.S. Army à Ames (figure 21). Des capteurs ont été placés en ras de paroi de la manche à différents azimuts d'une même section droite. La figure 21 résume et présente la dispersion des mesures en fonction de la hauteur au sol du banc d'essais et de nids d'abeilles placés dans la manche. L'ensemble de ces résultats montre la difficulté de déduire, à partir d'essais statiques, des informations représentatives du bruit rayonné dans des conditions réelles d'utilisation. En particulier en ce qui concerne l'influence d'un stator, de compresseurs multi-étages, de la forme et de l'angle d'incidence des aubes, etc, un effort important doit être mené pour améliorer les bancs d'essais existants et concevoir des expériences types en vol afin de disposer d'éléments d'information de base sur lesquels on pourrait s'appuyer.

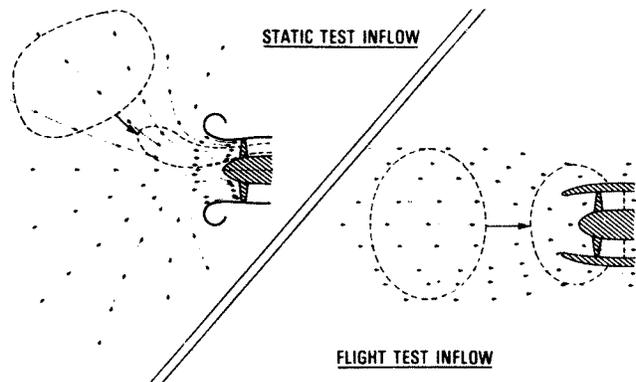


Fig. 20 - Comparaison de l'écoulement en statique et en vol avec distorsion allongée dans le premier cas. (extrait de la référence [16]).

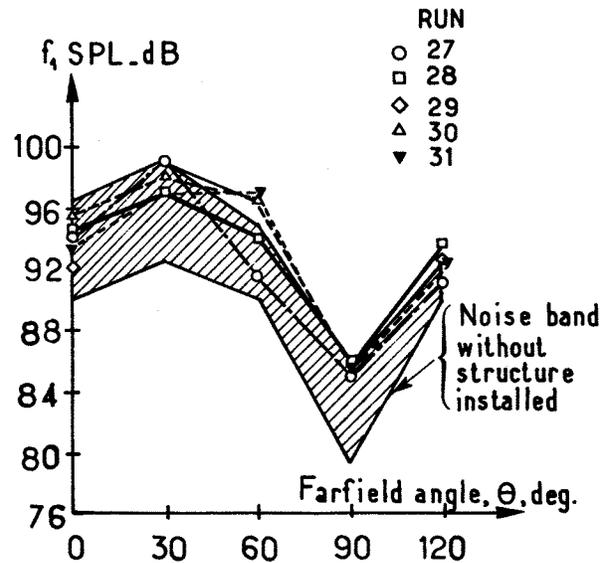


Fig. 21 - Effet de la structure du banc d'essais sur le champ sonore lointain. (extrait de la référence [17]).

IX. Conclusion

L'analyse à la fois théorique et expérimentale des modes acoustiques présents dans la manche à air d'un compresseur, rapprochée de l'observation des fluctuations temporelles de la pression enregistrée sur la paroi d'une aube mobile du disque source du bruit, ont conduit à ex-

pliquer certaines différences entre les phénomènes prévus à partir d'une application brutale des théories classiques de la propagation dans les manches à air et les phénomènes observés. Ces considérations montrent l'importance, pour le calcul prévisionnel du bruit rayonné, d'une bonne connaissance de la distribution modale de l'énergie sonore du conduit et, pour cela, d'une bonne connaissance des propriétés de symétrie de la source.

Il apparaît en particulier que toute inhomogénéité de l'écoulement amont, soit à faible nombre azimutal, soit à nombre azimutal voisin du nombre de pales du rotor, introduira à la fréquence de passage d'aubes des modes de faible nombre azimutal dans l'énergie sonore du conduit. Ces modes ayant d'autant plus de chances d'être propagatifs que le nombre azimutal correspondant est faible, les distorsions de l'écoulement à faible nombre azimutal en particulier, contribuent donc à augmenter le rayonnement sonore et par conséquent la nuisance du moteur.

Ce phénomène est particulièrement sensible dans le cas des essais au banc, où l'effet de sol introduit le mode $|m|=1$, avec un accroissement correspondant du bruit par rapport à celui que l'on pourrait observer en vol.

- [1] - Tyler J.M. et Sofrin T.G.
Axial flow compressor noise studies.
Society of Automotive Engineers Transactions, Vol. 70, p. 309-332 (1962).
- [2] - Lansing D.L.
Exact solution for radiation of sound from a semi-infinite circular duct with application to fan and compressor noise.
NASA SP-228, Analytic method in aircraft aerodynamics, p. 323-334 (1970).
- [3] - Lowson M.V.
Theoretical studies of compressor noise.
NASA Contractor Report CR-1287 (march 1969).
- [4] - Lowson M.V.
Theoretical analysis of compressor noise.
The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 47, n° 1, part 2, p. 371-385 (january 1970).
- [5] - Ollerhead J.B., Munch C.L.
An application of theory to axial compressor noise.
NASA Contractor Report CR-1519 (april 1970).
- [6] - Harel P., Perulli M.
Measurement, in a duct, of the space-structure of the discrete-frequency noise generated by an axial compressor.
Journal of Sound and Vibration, Vol. 23, n° 4, p. 487-506 (august 1972).
- ou
Détermination de la structure spatio-temporelle du champ sonore dans une manche à air de compresseur.
La Recherche Aérospatiale, n° 1972-5, p. 261-277 (septembre-octobre 1972).
- [7] - Lévy S.
Abaque relatif à la structure des ondes acoustiques dans un conduit.
4ème Colloque d'Acoustique Aéronautique, Paris (mars 1974).
Revue d'Acoustique, n° 31, p. 34-44 (1974).

- [8] - Harel P., Pérulli M.
The influence of a stationary uniform axial flow on the propagation of acoustic modes of vibration in a cylindrical duct.
Journal of Sound and Vibration, Vol. 15, n° 4, p. 455-474 (april 1971).
- [9] - Heller H.H., Widnall S.E.
The role of fluctuating forces in the generation of compressor noise.
NASA Contractor Report CR-2012 (may 1972).
- [10] - Hanson D.B.
Spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence.
The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 56, n° 1, p. 110-126 (july 1974).
- [11] - Hanson D.B.
A study of subsonic fan noise sources.
AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference, AIAA Paper 75-468 (march 1976).
- [12] - Siddon T.E., Leggat L.J.
Tip load modulation as a source of discrete frequency fan noise.
Inter-Noise 73 Proceedings, p. 176-185, Copenhagen (august 1973).
- [13] - Taillet J.
Méthodes expérimentales d'analyse des sources de bruit des compresseurs et des jets.
7ème Congrès de l'ICAS, Rome septembre 1970) l'Aéronautique et l'Astronautique, n° 24, p. 57-67 (août 1970).
- [14] - Alliot J.C.
Capteur de pression miniature à effet électret. Application à des sondes microphoniques.
4ème Colloque d'Acoustique Aéronautique, Paris (mars 1974).
Revue d'Acoustique, n° 31, p. 76-83 (1974).
- ou
Application de l'effet électret aux capteurs miniaturisés.
La Recherche Aérospatiale, n° 1974-2, p. 95-105 (mars-avril 1974).
- [15] - Berry J., Alliot J.C.
Capteur de pression pelliculaire pour application aux mesures aérodynamiques.
4ème Colloque d'Acoustique Aéronautique, Paris (mars 1974).
Revue d'Acoustique, n° 31, p. 84-92 (1974).
- [16] - Lowrie B.W.
Simulation of flight effects on aero-engine fan noise.
AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference, AIAA Paper 75-463 (march 1975).
- [17] - Hodder B.K.
An investigation of possible causes for the reduction of fan noise in flight.
AIAA 3rd Aero-Acoustics Conference (july 1976).