

Prédiction du bruit d'interaction de sillages dans les machines tournantes. Application au fenestron d'hélicoptère

Francette FOURNIER et Michel ROGER

Résumé — Le bruit d'interaction rotor-stator d'une machine tournante axiale est calculé grâce à une méthode originale fondée sur une modélisation des sillages à partir de résultats de mesures. Appliqué aux fenestrons d'hélicoptères munis d'un redresseur, le modèle montre l'importance de cette source au-delà des tout premiers harmoniques de la fréquence de passage des pales.

A model for prediction of the noise of viscous wake interactions in axial-flow machines. Application to the ducted tail rotor of a helicopter

Abstract — This paper offers an analysis of the noise generated by the interaction of the stator with the rotor viscous wakes. Its originality lies in the modelization of the wakes on the basis of the experimental data. This technique permit the present analysis to be used as a prediction method. An application to the ducted tail rotor of a helicopter confirms that this source can be dominant beyond the very first harmonics of the blade passing frequency.

Sur les machines tournantes axiales subsoniques équipées d'un redresseur, le stator, balayé par les sillages des pales du rotor, émet un bruit à large bande duquel émergent des raies à la fréquence de passage des pales et à ses harmoniques. Ce mécanisme est analysé ici à partir d'un modèle simple dont l'originalité réside dans l'utilisation de mesures de sillages tirées de la littérature [5]. Applicable à toute machine tournante axiale, cette approche ne nécessite pas l'introduction de paramètres empiriques et permet donc d'envisager de véritables calculs prévisionnels.

PRINCIPE DU CALCUL. — Les deux composantes spectrales étant bien distinctes, on peut donc considérer que les phénomènes aéroacoustiques qui les produisent sont eux-mêmes bien découplés. On supposera que :

- les raies sont dues aux défauts de vitesse moyenne supposés périodiques;
- le bruit à large bande provient de la turbulence des sillages.

Cette approche ne peut rendre compte des transferts d'énergie entre les deux composantes spectrales et donne accès à un majorant du spectre de raies. Ces inconvénients peuvent être compensés par une modélisation soignée des sillages.

MODÉLISATION DES SILLAGES. — La géométrie du problème (*fig. 1*) montre que :

- dans le plan des interactions, la largeur des sillages à prendre en compte est :

$$(1) \quad 2 Y_s = 2 Y \sin \alpha_r \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_r}{\operatorname{tg}^2 \alpha_r - (v/x_1)^2} \neq 2 Y / \sin \alpha_r;$$

- la composante U_n de la vitesse moyenne n'agit que sur les charges stationnaires et ne produit donc aucun bruit.

De plus la portance instationnaire résulte surtout des fluctuations transversales. Le problème est donc équivalent à celui de la figure 2; la principale simplification consiste à considérer des sillages symétriques dans le plan des interactions.

La difficulté que présentent les mesures de sillages réels nous a conduits à utiliser les résultats de la référence [5] obtenus derrière une grille d'aubes fixes.

Note présentée par Robert DAUTRAY.

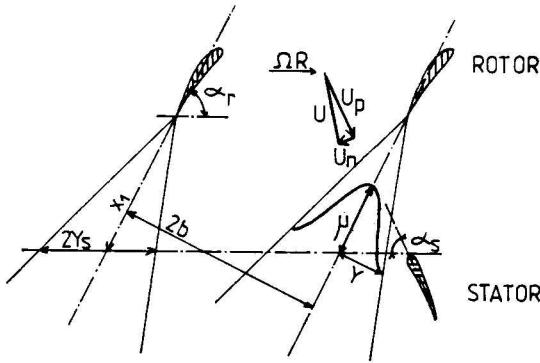


Fig. 1. - Géométrie du problème.
Fig. 1. - Description of the problem.

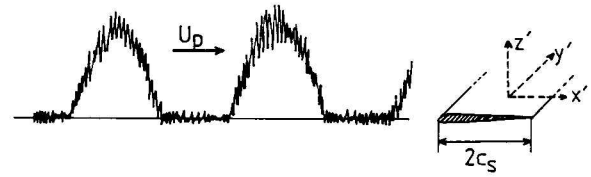


Fig. 2. - Problème simplifié.
Fig. 2. - Simplified problem.

Le défaut de vitesse moyenne des sillages est alors modélisé de la façon suivante :

$$(3) \quad w_1 \left(\frac{x'}{U_p} - t, y', z' \right) = \mu \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\chi ((x'/U_p) - t - nT)^2 / \tau_s} \\ = \mu \frac{\tau_s}{T} \sqrt{\frac{\pi}{\chi}} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} e^{-(\pi^2 \lambda^2 \tau_s^2 / \chi T^2)} e^{-i 2\pi\lambda/T ((x'/U_p) - t)}$$

(T : période de passage des pales, $\tau_s = Y_s / \Omega R$: temps de passage d'un sillage, $\chi = 12$).

De même, les bouffées de turbulence ressenties par une aube sont supposées provenir d'une turbulence isotrope filtrée par une enveloppe périodique :

$$(3) \quad w_2 \left(\frac{x'}{U_p} - t, y', z' \right) = \iiint \tilde{w}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{U}_p t)} d\mathbf{k} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 [2\pi/\tau_s ((x'/U_p) - t - nT)]}{[2\pi/\tau_s ((x'/U_p) - t - nT)]^2} \\ = \iiint \tilde{w}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{U}_p t)} d\mathbf{k} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} \frac{\tau_s}{2T} \Lambda_{2/\tau_s}(\lambda/T) e^{i 2\pi\lambda/T ((x'/U_p) - t)}$$

où Λ_{2/τ_s} est une fonction triangle de largeur $4/\tau_s$, $\tilde{w}(\mathbf{k})$ la transformée de Fourier spatiale de la turbulence homogène et \mathbf{k} un vecteur d'onde de composantes k_x, k_y, k_z .

μ, Y_s et la forme des sillages sont données dans la référence [5].

EXPRESSION DES PRESSIONS SURFACIQUES. — Le calcul des sauts de pression sur le profil dus aux fluctuations de vitesse utilise les théories de l'aérodynamique instationnaire. A ce sujet, on suppose que tous les points du bord d'attaque d'une aube ressentent la même défaut de vitesse au même instant. Cette hypothèse, vérifiée pour les pales sans dévers, permet d'utiliser la réponse d'un profil soumis à une rafale parallèle et compressible.

Par contre, la turbulence de sillage doit être traitée par le formalisme plus général d'une rafale oblique et compressible.

Finalement, les sauts de pression ΔP_1 et ΔP_2 dus respectivement au défaut de vitesse moyenne et à une composante de la turbulence de sillage s'écrivent :

$$(4) \quad \begin{cases} \Delta P_1(x', y', z', t) = \frac{4\pi^2 \rho_0 c_s U_p \mu}{T} \frac{\tau_s}{T} \sqrt{\frac{\pi}{\chi}} e^{-\pi^2 \lambda^2 \tau_s^2 / \chi T^2} g_p \left(x', \frac{2\pi\lambda}{TU_p} \right) e^{-i 2\pi\lambda t/T} \\ \Delta P_2(x', y', z', t) = \frac{4\pi^2 \rho_0 c_s U_p}{T} \tilde{w}(\mathbf{k}) \frac{\tau_s}{2T} \Lambda_{2/\tau_s}(\lambda/T) g_0 \left(x', k_x + \frac{2\pi\lambda}{TU_p}, k_y \right) \\ \quad \times e^{-i[(k_x U_p + (2\pi\lambda/TU_p))t + k_y y + k_z z]} \end{cases}$$

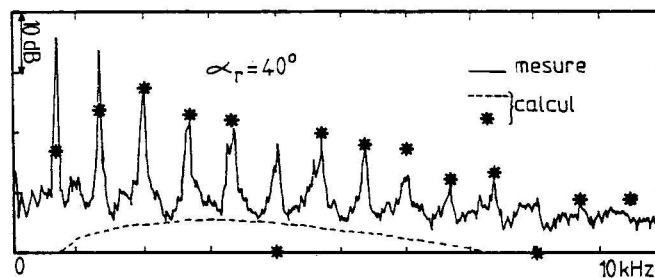
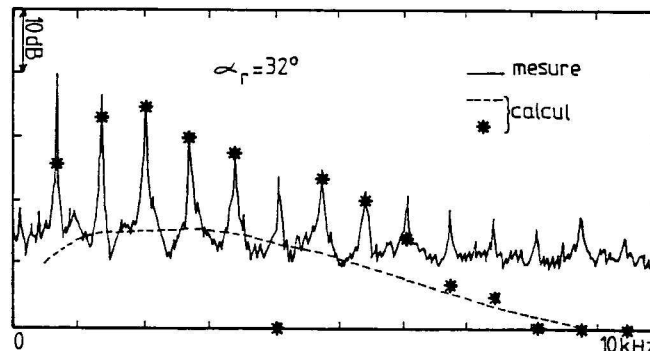


Fig. 3. — Comparaison des spectres théoriques et expérimentaux.

Fig. 3. — Comparison of theoretical and experimental spectra.



avec ρ_0 : masse volumique de l'air, c_s : demi-corde du profil, g_p et g_0 les portances d'un profil dues respectivement à une rafale parallèle et à une rafale oblique.

L'interspectre des pressions surfaciques s'obtient alors de la façon suivante :

$$(5) \quad S_1 = \frac{\text{T.F.}(\Delta P_1) \times \text{T.F.}(\Delta P_1^*)}{2}, \quad S_2 = \text{T.F.}[\overline{\Delta P_2(x'_1, y'_1, 0, t_1) \Delta P_2^*(x'_2, y'_2, mZ, t_2)}]$$

où T.F. signifie la transformée de Fourier, ΔP^* le conjugué de ΔP et $\bar{\quad}$ la moyenne d'ensemble. Z est la distance entre deux aubages successifs projetée suivant z' .

ÉMISSION ACOUSTIQUE DU STATOR. — Source et observateur étant fixes, la pression acoustique $P(\mathbf{r}, \omega)$ perçue en champ lointain et due à une force $F(\omega)$ est donnée par

$$(6) \quad P(\mathbf{r}, \omega) = \frac{-i\omega}{4\pi c_0 r^2} \mathbf{r} F(\omega) e^{i\omega r/c_0},$$

où \mathbf{r} est un vecteur joignant la source à l'observateur ($r = \|\mathbf{r}\|$), c_0 la vitesse du son et ω la pulsation.

Le défaut de vitesse moyenne étant déterministe, le spectre de raies est obtenu par une méthode similaire à celle utilisée par Hanson [4]. On obtient :

$$(7) \quad S_R(\mathbf{r}', \lambda B \Omega) = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda B \Omega \rho_0 c_s \mu \sqrt{\pi} \tau_s}{2 r' c_0 U_p \chi T} \right)^2 \left| L_p \left(\frac{2\pi\lambda}{TU_p} \right) \right|^2, \quad Z(\theta, \varphi, \lambda B \Omega)$$

avec B : nombre de pales du rotor, $L_p = \int_{-c_s}^{c_s} g_p(x_0, (2\pi\lambda/TU_p)) dx_0$ (r', θ, φ) position de l'observateur, $Z(\theta, \varphi, \lambda B \Omega)$ terme de directivité identique à celui obtenu par Hanson.

Le calcul du bruit à large bande est similaire à celui d'un rotor soumis à un écoulement pré-turbulent effectué par Amiet [1]. Ici, on obtient :

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} S_{LB}(\mathbf{r}', \omega) &= \sum_{M=0}^{V-1} \left(\frac{\omega z_M \rho_0 c_s U_p \tau_s}{c_0 r'^2 T} \right) \frac{d_s}{Z U_p} \\ &\sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \Phi_{ww}(\mathbf{K}_x^{(\lambda)}, \mathbf{K}_y, \mathbf{K}_z^{(m)}) |L_0(\mathbf{K}_x, \mathbf{K}_y, U_p/c_0)|^2 \Lambda_{2/r_s}^2 \left(\frac{\lambda}{T} \right) \end{aligned} \right.$$

avec : V = nombre d'aubes du stator, z_M = distance entre la source et l'observateur projetée sur l'axe z' , d_s = envergure d'une aube du stator.

$$\mathbf{K}_x^{(\lambda)} = \frac{\omega}{U_p} - \frac{2\pi\lambda}{U_p T}; \quad \mathbf{K}_x = \frac{\omega}{U_p}; \quad \mathbf{K}_y = \frac{\omega}{c_0} \cos \theta \sin \varphi; \quad \mathbf{K}_z^{(m)} = \frac{2\pi m}{Z};$$

$$L_0(\mathbf{K}_x, \mathbf{K}_y, U_p/c_0) = \int_{-c_s}^{c_s} g_0(x_0, \mathbf{K}_x, \mathbf{K}_y, U_p/c_0) e^{ix_0 \mathbf{K}_y / t g \varphi} dx_0$$

$\Phi_{ww}(\mathbf{k})$ est le tenseur spectral de la turbulence de sillage. On utilise le modèle de Von Kàrmàn défini à partir du taux de turbulence, donné dans la référence [5], et de l'échelle de longueur, prise ici égale à Y_s .

APPLICATION AU FENESTRON D'HÉLICOPTÈRE. — Le présent calcul a été appliqué au fenestron d'hélicoptère muni d'un redresseur. Lors d'une étude complète du bruit des fenestrons [2], des mesures acoustiques ont été effectuées à l'Aérospatiale-Marignane. Les spectres théoriques et expérimentaux obtenus à forte aspiration sont portés sur la figure 3. Ils montrent que :

- les deux premières raies ne proviennent pas des interactions de sillages; elles résultent des interactions potentielles étudiées par ailleurs [3];
- les harmoniques de rangs 3 à 9 sont bien prédits (les écarts sur les 6^e et 12^e pics résultent de $Z(\theta, \varphi, \lambda B \Omega)$ qui présente alors un minimum);
- une incertitude demeure quant aux harmoniques élevés, ce qui provient de l'hypothèse de symétrie des sillages;
- le bruit à large bande mesuré ne peut être attribué aux interactions de sillages.

Lorsque le fenestron fonctionne à calage nul, les sillages ne sont plus distincts dans le plan des interactions. Le calcul n'est donc plus applicable. Cependant, dans le cas extrême où $Y_s = \pi R/V$, le calcul aboutit à une nette sous-estimation. En fait, le spectre est alors dû au bruit d'interactions potentielles et au bruit du rotor évoluant dans son propre sillage [2].

En conclusion, le modèle présenté ici est apte à la prédiction du bruit d'interactions de sillages des machines axiales subsoniques équipées de stator. Appliqué au fenestron d'hélicoptère, il met en évidence l'importance de cette source aux harmoniques intermédiaires.

Note remise le 5 décembre 1988, acceptée le 6 janvier 1989.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] R. K. AMIET, *Noise due to rotor turbulence interaction*, N.A.S.A. Conference Publication 2052, 1978, p. 109-126.
- [2] F. FOURNIER, *Mise au point d'une méthode de calcul adaptée au bruit des fenestrons d'hélicoptères*, Thèse Nouveau Régime ECL, n° 88-09, École centrale de Lyon, 1988.
- [3] F. FOURNIER et M. ROGER, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 308, série II, 1989 (à paraître).
- [4] D. B. HANSON, *Unified Analysis of Fan stator noise*, *J. Acous. Soc. of Am.*, 54, (6), 1973, p. 1571-1591.
- [5] R. RAJ et B. LAKSHMINARAYANA, *Characteristics of the wake behind a cascade of Airfoils*, *J. of Fluid Mech.*, 61, (4), 1973, p. 707-730.

École centrale de Lyon, Centre acoustique, 36, avenue Guy-de-Collongue, B.P. n° 163, 69131 Ecully Cedex.