



**HAL**  
open science

## Modélisation analytique du bruit de raies des hélices contra-rotatives

Arnulfo Carazo, Michel Roger

► **To cite this version:**

Arnulfo Carazo, Michel Roger. Modélisation analytique du bruit de raies des hélices contra-rotatives. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00538342

**HAL Id: hal-00538342**

**<https://hal.science/hal-00538342v1>**

Submitted on 22 Nov 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# 10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

## Modélisation analytique du bruit de raies des hélices contra-rotatives

Arnulfo Carazo<sup>1</sup> et Michel Roger<sup>2</sup>

<sup>1</sup>AIRBUS France, 316 Route de Bayonne B.P. M0112/4, 31060 Toulouse Cedex 09, arnulfo.carazo@airbus.com.

<sup>2</sup>Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, 36 Av Guy de Collongue 69134 Ecully Cedex, michel.roger@ec-lyon.fr.

Les constructeurs aéronautiques envisagent les systèmes de propulsion à hélices contra-rotatives comme une alternative aux turboréacteurs, afin de réduire la consommation de carburant et les émissions de gaz à effet de serre. En raison de l'absence de carénage, la réduction du bruit engendré par de tels systèmes représente un enjeu majeur pour les industriels. En particulier, le bruit de raies dû à l'impact des sillages de l'hélice amont sur l'hélice aval constitue une part significative de l'émission acoustique du système contra-rotatif. L'étude présentée ici décrit une méthode analytique de prédiction de ce bruit d'interaction, intégrant les effets tridimensionnels de la géométrie des pales. Le modèle proposé représente de façon relativement réaliste le sillage d'une pale de l'hélice amont et la géométrie d'une pale de l'hélice aval, tout en préservant les avantages d'une solution analytique. L'espace balayé par une pale est décomposé en tranches annulaires, déroulées pour décrire localement l'interaction en coordonnées cartésiennes. Le segment de pale obtenu est approché par un quadrilatère de forme et d'orientation quelconques. Le sillage est décrit par un modèle tenant compte du vrillage et de l'expansion avec la distance au bord de fuite. Dans chaque tranche le déficit de vitesse ressenti par le segment de pale fait l'objet d'une décomposition de Fourier à deux nombres d'onde. Le calcul de la réponse aérodynamique instationnaire du segment est fait dans le domaine fréquentiel. Il étend des solutions analytiques existantes valables pour un segment rectangulaire, et prend en compte la compressibilité du fluide et la non-compacité des pales. On restitue ainsi les effets de la flèche, du vrillage, de la variation de la corde en envergure et de l'extrémité des pales. Les fluctuations de portance induites sur les différents segments, obtenues par le calcul, sont utilisées pour construire une répartition de sources acoustiques équivalentes sur la surface réelle d'une pale, au sens de l'analogie acoustique. Le bruit en champ lointain est alors calculé selon le formalisme de Ffowcs Williams & Hawkings.

## 1 Introduction

Un doublet d'hélices contra-rotatives (CRP pour Counter-Rotation Propellers) est constitué de deux hélices séparées par une faible distance axiale, sur le même axe de rotation et tournant à des vitesses opposées, comme présenté sur la Fig. 1. Le principal objectif des CRP est de récupérer une source supplémentaire de poussée en redressant la rotation induite sur le fluide par l'hélice amont. En contrepartie, les sources de bruit qui en résultent doivent être réduites. Des études antérieures ont montré que l'interaction entre les sillages de l'hélice amont et l'hélice aval est une des sources de bruit dominantes [3], [4]. La présente étude décrit une méthode analytique de prédiction du bruit de cette source, pouvant être utilisée en avant-projet pour évaluer les tendances globales du bruit généré en champ lointain par une géométrie déterminée. Fondée sur une théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire, la méthode suit les étapes suivantes :

- L'interaction est décrite dans des tranches annulaires définies par des coupes cylindriques à différents rayons. Chaque tranche est déroulée et fait l'objet d'une modélisation 3D en représentation cartésienne.

- Le déficit de vitesse moyenne de la portion de sillage correspondante est ramené à des rafales à deux nombres d'onde par décomposition de Fourier.
- Les charges instationnaires induites sur le tronçon d'hélice aval sont déduites de la réponse d'un profil mince d'envergure infinie à une rafale quelconque.
- Le bruit en champ lointain est calculé par l'analogie de Ffowcs Williams-Hawkings selon la formulation de Hanson [5]. L'hélice aval est considérée comme un réseau de dipôles tournants défini dans l'étape précédente.

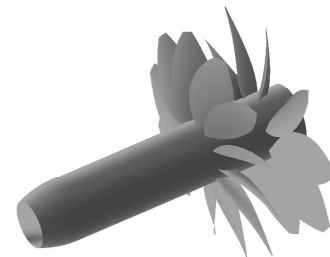


FIGURE 1 – Système à hélices contra-rotatives (CRP).  
Avancement de droite à gauche.

## 2 Formule du bruit en champ lointain

Le bruit de raies rayonné par un doublet de CRP du fait de l'interaction de sillages a été formulé par Hanson [5] pour un observateur en champ lointain et en faisant l'hypothèse que les charges sur les pales ne présentent pas de composante radiale. L'analyse montre que le bruit de raies comprend toutes les fréquences ( $mB_2\Omega_2 + kB_1\Omega_1$ ), où  $m$  et  $k$  sont les indices du mode de bruit et de charge,  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les vitesses angulaires des hélices amont et aval et  $B_1$  et  $B_2$  les nombres de pales correspondants. La position de l'observateur est

$$p = \frac{-i\rho_0 c_0^2 B_2 D \sin \theta}{8\pi r_1 (1 - M_a \cos \theta)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ i(mB_2 - kB_1) (\phi - \phi^{(2)} - \pi/2) + i(mB_2\Omega_2 + kB_1\Omega_1) \left( \frac{r}{c_0} - t \right) \right\} \quad (1)$$

$$\times \int_0^1 M_r^2 e^{i(\phi_0 + \phi_s)} J_{mB_2 - kB_1} \left[ \frac{mB_2 + kB_1\Omega_1 z_0 M_T \sin \theta / \Omega_2}{1 - M_a \cos \theta} \right] \left\{ k_y \frac{C_{Lk}}{2} \Psi_{Lk}(k_x) + k_x \frac{C_{Dk}}{2} \Psi_{Dk}(k_x) \right\} dz_0$$

définie par la distance  $r_1$  au centre de l'hélice, l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe ( $\theta = 0$  vers l'avant) et l'angle  $\phi$  autour de l'axe. La pression résultante est donnée par l'Eq. (1) où  $D$  représente le diamètre de l'hélice aval;  $M_a$  et  $M_T$  sont les nombres de Mach d'avancement de l'avion et de vitesse tangentielle en bout de pale;  $\phi_0$  et  $\phi_s$  traduisent les décalages angulaire et axial liés à la flèche et l'inclinaison des pales;  $\phi^{(2)}$  est la position angulaire d'une pale de référence à l'instant  $t = 0$ ;  $z_0$  définit la coordonnée radiale de l'élément, normalisée par le rayon du bout de la pale ( $z_0 = 2r/D$ );  $(k_x, k_y)$  sont des paramètres définis par Hanson [5],  $(C_{Lk}, D_{Lk})$  et  $(\Psi_{Lk}, \Psi_{Dk})$  sont les facteurs d'amplitude des charges induites et leurs intégrales normalisées sur la corde, pour les efforts axiaux et tangentiels, non détaillées ici.

L'équation (1) néglige l'interaction avec l'hélice amont (potentielle et effet d'écran). Une équation équivalente peut être écrite pour la composante radiale des charges qui ne peut pas être négligée dans le cas où les pales sont déversées [6]. Les charges instationnaires, regroupées dans la dernière accolade, représentent l'inconnue du problème. Leur détermination approchée est l'objet de la présente étude.

## 3 Réponse d'un profil à une rafale oblique

L'analogie acoustique [13] stipule que la source dominante de bruit se trouve dans les fluctuations de portance induite sur chaque tronçon de l'hélice aval par la portion de sillage correspondante. Ces fluctuations apparaissent comme une distribution de dipôles acoustiques équivalents, qu'il convient de déterminer en module et phase avec une précision suffisante. Le point de départ d'un tel calcul est le problème de Sears généralisé : déterminer la réponse d'une plaque d'épaisseur nulle, définie dans le plan  $P(y_1, y_2)$  pour  $-c/2 < y_1 < c/2$  et allongée infiniment dans le sens de son envergure  $y_2$ , à une rafale sinusoïdale de la forme  $\tilde{w}(k_1, k_2) \exp\{i(k_1 y_1 + k_2 y_2 - \omega t)\}$ , convectée selon  $y_1$ .

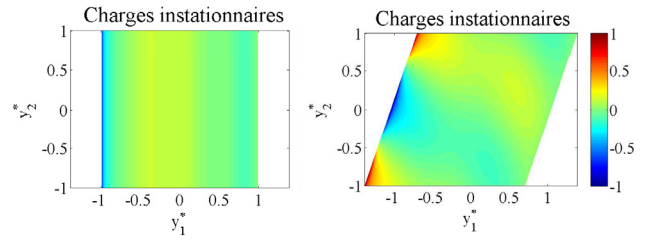


FIGURE 2 – Distribution de charges instationnaires pour une rafale verticale sur une plaque carrée (gauche) et un parallélogramme de 20° de flèche (droite).  $f = 1080\text{Hz}$ ,  $c = 0.4\text{m}$ ,  $w = 10\text{m/s}$ ,  $U_x = 150\text{m/s}$ .

La solution proposée par Amiet [8] et reprise ici fait usage de la technique de Schwarzschild. Le problème est donc traité comme un problème de diffraction d'onde par un écran. Les effets du bord d'attaque et du bord de fuite sont alors calculés séparément comme les contributions de deux demi-plans. Dans le cas d'une rafale convectée perpendiculairement à l'envergure, cette technique a fourni d'excellents résultats pour la prédiction du bruit à large bande des profils fixes [9]. Pour l'application aux CRP, des configurations plus générales sont requises. A titre d'exemple, une mise en flèche mène à considérer un parallélogramme et un écoulement incident oblique. Dans ce cas, les densités surfaciques de portance non-stationnaire associées aux bords d'attaque et de fuite, respectivement  $\tilde{\ell}_1$  et  $\tilde{\ell}_2$ , sont données par les Eqs. (2) et (3) :

$$\tilde{\ell}_1(k_1^*, k_2^*) = \frac{2\rho_0 U_0 \tilde{w} e^{i\pi/4}}{\sqrt{\pi(k_1^{*2} + \beta_0^2 \kappa)}(y_1^* + 1)} \times e^{i\Psi} \quad (2)$$

$$\tilde{\ell}_2(k_1^*, k_2^*) = -\frac{2\rho_0 U_0 \tilde{w} e^{i\pi/4}}{\sqrt{2\pi(k_1^{*2} + \beta_0^2 \kappa)}} \quad (3)$$

$$(1 - (1 + i)E^*[2i\kappa(1 - y_1^*)]) \times e^{i\Psi}$$

avec

$$\Psi = \left\{ \left( \kappa - \frac{M_0^2}{\beta_0^2} k_1^* \right) (y_1^* + 1) + k_2^* y_2^* - \omega t \right\},$$

$$E^*[x] = \int_0^x \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}} dt \quad \text{et} \quad \kappa = \left[ \frac{k_2^{*2}}{\beta_0^4} \left( \frac{M_0^2}{\sin^2 \alpha} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Les notations  $U_0$ ,  $M_0 = U_0/c_0$  et  $\beta_0^2 = 1 - M_0^2$  font ici référence à la vitesse de convection de la rafale selon la corde considérée à rayon constant ( $y_1$ ). Les variables avec étoile sont adimensionnées par la demi-corde du profil,  $b$ . L'angle  $\alpha$  est défini entre la normale aux fronts

d'onde et la corde du profil. Ces expressions correspondent exactement aux résultats déduits par Adamczyk avec la technique de Wiener-Hopf [1]. Elles s'appliquent en principe à un profil d'envergure infinie, c'est-à-dire que les effets d'extrémité sont négligés.

Le bruit en champ lointain, dans un repère lié au tronçon, en est déduit par la formule du rayonnement d'un dipôle fixe dans un écoulement uniforme [10] et par l'intégration en corde et en envergure sur la surface effective du tronçon, donc entre deux rayons de découpe. Le tronçon est un rectangle pour une pale droite et un parallélogramme pour une pale déversée, si la corde est constante. Dans le dernier cas, on montre que la pression acoustique perçue par un observateur en champ lointain, au point de coordonnées  $(x_1, x_2, x_3)$ , s'écrit :

$$\tilde{p}(\vec{x}, \omega) = -\frac{ik_a x_3}{2\pi S_0^2 \sqrt{1 + \text{tg}^2 \varphi}} \text{sinc} \left[ \frac{L}{2} \left( k_2 - \frac{k_a}{\beta_0^2 S_0} (\beta_x^2 x_2 - S_0 M_y) \right) \right] \mathcal{L}(x_1, x_2, k_1^*, k_2^*), \quad (4)$$

avec  $S_0^2 = \beta_y^2 x_1^2 + \beta_x^2 x_2^2 + \beta_0^2 x_3^2$ , où  $\beta_{x,y}^2 = 1 - M_{x,y}^2$ . Les indices 0,  $y$  et  $x$  correspondent au module de la vitesse de convection (selon  $y_1$ ) et à ses projections dans le sens de l'envergure et dans le sens perpendiculaire à l'envergure, respectivement.  $k_a = \omega/c_0$  est le nombre d'onde acoustique,  $\varphi$  et  $L$  sont l'angle de dévers (défini entre  $y_2$  et la direction de l'envergure, positif dans le sens horaire) et l'envergure du parallélogramme. Le sinus cardinal représente l'intégrale en envergure et  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2$  l'intégrale de rayonnement en corde, exprimée comme la somme des contributions des bords d'attaque et de fuite, données par :

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{e^{-i\theta_2}}{\pi} \sqrt{\frac{2}{(k_1^* + \beta_x^2 \kappa)\theta_1}} E[2\theta_1] \quad (5)$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{e^{-i\theta_2}}{\pi \theta_1 \sqrt{2\pi(k_1^* + \beta_x^2 \kappa)}} \left[ i(1 - e^{2i\theta_1}) - (1 + i) \left\{ E[4\kappa] - \sqrt{2\kappa/\theta_3} e^{2i\theta_1} E[2\theta_3] \right\} \right], \quad (6)$$

où

$$\theta_1 = (\kappa - M_x^2 \sigma) + b \left\{ \text{tg} \varphi k_2 - \frac{k_a}{\beta_0^2 S_0} [\beta_y^2 x_1 - S_0 M_x + \text{tg} \varphi (\beta_x^2 x_2 - S_0 M_y)] \right\},$$

$$\theta_2 = \theta_1 + (M_x^2 \sigma - \kappa) - \pi/4, \quad \theta_3 = 2\kappa - \theta_1,$$

$$E[x] = \int_0^x \frac{e^{+it}}{\sqrt{2\pi t}} dt \quad \text{et} \quad \sigma = k_1^*/\beta_x^2.$$

Les intégrales de rayonnement pour le cas du profil rectangulaire [7] peuvent être retrouvées à partir des Eqs. (5) et (6), pour  $\varphi = 0$ ,  $M_y = 0$  et  $\beta^2 = \beta_x^2$ . La réponse à une rafale convectée dans la direction  $y_1$  et dont les fronts d'onde sont parallèles à la direction  $y_2$ , est présentée sur la Fig. 2, pour un profil rectangulaire et un

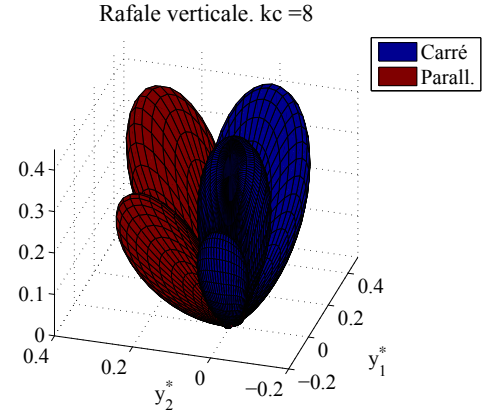


FIGURE 3 – Lobes de directivité en champ lointain pour les profils présentés sur la Fig. 2.

profil en forme de parallélogramme. Les lobes de directivité associés sont présentés sur la Fig. 3. On constate que pour une même excitation la mise en dévers du tronçon a une influence notable sur le rayonnement. Elle doit alors être prise en compte.

Plus généralement, la découpe d'une pale peut engendrer des tronçons qui se ramènent à des trapèzes du fait que la corde varie avec le rayon. Des extensions du formalisme d'Amiet-Schwarzschild sont possibles dans ce cas de figure, de même que pour prendre en compte l'effet de l'extrémité d'une pale. Ces extensions, discutées par ailleurs [2], permettront d'évaluer in fine une géométrie réaliste en 3D.

## 4 Modélisation des sillages par rafales obliques

Un outil de calcul de la réponse d'un tronçon à une rafale une fois mis au point, il reste à traduire l'impact d'un sillage incident en rafales équivalentes. Ceci requiert une connaissance du déficit moyen de vitesse à n'importe quelle position. En principe une telle information peut être déduite d'une simulation 3D de l'écoulement de l'hélice amont. En l'absence de résultats de ce type, on peut recourir à un modèle inspiré de la littérature.

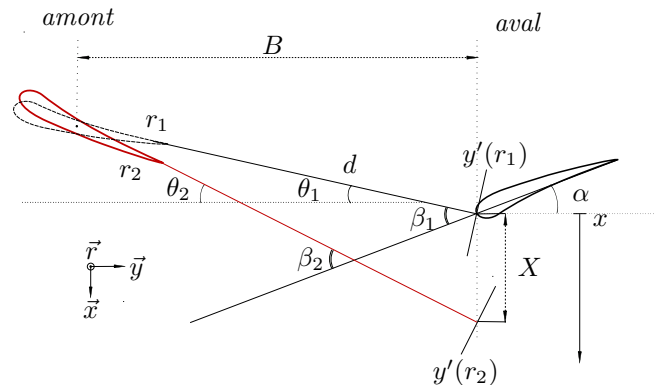


FIGURE 4 – Projection de la géométrie sur le plan  $(x, y)$ .

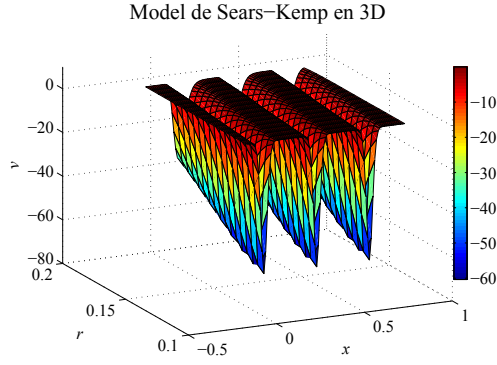


FIGURE 5 – Sillage vu par le bord d’attaque d’élément aval.

Les tronçons d’hélice aval sur lesquels sont calculées les charges instationnaires doivent être excités par un sillage en 3D. Les modèles de sillage existants peuvent fournir une approximation de ce type d’excitation, à condition de trouver une relation entre la distance de l’origine du sillage au bord d’attaque de l’hélice aval  $d$ , le rayon  $r$  et la distance tangentielle parcourue par l’hélice aval relativement à l’hélice amont  $x$ . A titre indicatif, on fait le choix d’utiliser le modèle de Sears-Kemp [12]. Des modèles plus réalistes pourraient être implémentés par la suite.

Considérons sur la Fig. 4 un tronçon d’hélice amont entre les rayons  $r_1$  et  $r_2$ , et le tronçon de l’hélice aval qui lui correspond. Leur mouvement relatif est une translation dans la direction tangentielle. L’envergure est parallèle à la direction radiale pour le tronçon amont, alors que le tronçon aval peut présenter une orientation quelconque. L’origine de  $x$  sur la Fig. 4 correspond à l’endroit où le tronçon aval commence à entrer dans le sillage du tronçon amont. Etant donné le vrillage de ce dernier, l’ensemble des lignes de corde de ses profils représente une surface oblique à l’encontre du tronçon aval. Ceci a deux effets importants : la distance d’interaction  $d$  est fonction du rayon et le sillage présente dès lors une vitesse de balayage dans le sens de l’envergure de l’élément aval. Le nombre d’onde des rafales constituant le sillage présentera donc une composante dans cette direction.

D’après la Fig. 4, et en sachant que le sillage est généré à une distance de  $0.35c_f$  en amont du bord de fuite, selon le modèle retenu, on trouve :

$$d(x) = \frac{B}{\cos \theta(x)} - 0.7 \frac{c_f}{2} \quad (7)$$

avec

$\theta(x) = \arctg(\operatorname{tg} \theta_1 + x/B)$  et  $c_f$  la corde du tronçon amont. A chaque valeur de  $r$  correspond une seule valeur  $x_c$ , lieu d’intersection entre le bord d’attaque et la surface contenant les cordes de l’élément amont. Ce point d’intersection, qui est également l’origine de l’axe  $y'(r)$ , est défini par la relation bijective :

$$x_c(r) = \frac{r - r_1}{r_2 - r_1} [B(\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1) - a] \quad (8)$$

$a$  étant la correction à apporter à la distance  $X$  lorsque l’élément aval présente une inclinaison quelconque. Il s’ensuit que  $y'(x, r) = (x_c(r) - x) \cos \theta(r)$ . Finalement,

Réconstitution par rafales.  $m=n=[-5,5]$

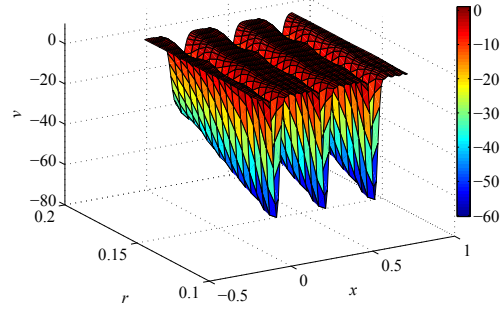


FIGURE 6 – Synthèse du sillage par ses composantes de Fourier.

le déficit de vitesse sur l’élément d’hélice aval est donné par :

$$\frac{u}{u_c}(x, r) = \exp \left\{ -\pi (x_c(r) - x)^2 \frac{\cos^2 \theta(r)}{Y(r)^2} \right\} \quad (9)$$

avec  $Y = 0.68\sqrt{2}b(C_D d/b)^{1/2}$ ,

$u_c = -V(2.42C_D^{1/2})/(0.3 + d/b)$  et  $V = U \cos \theta(r)$ , où  $C_D$  est le coefficient de traînée de la pale et  $U$  la vitesse de convection du sillage, selon le modèle de Kemp-Sears. En supposant que la largeur des sillages est inférieure à la distance tangentielle qui sépare deux pales de l’hélice amont  $x_s$ , le déficit total vu par l’élément d’hélice aval est donné par :

$$\frac{u_T}{u_c}(x, r) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\pi (x_c(r) - x - nx_s)^2 \frac{\cos^2 \theta(r)}{Y(r)^2} \right\} \quad (10)$$

Sur la Fig. 5 est présenté un sillage de Sears-Kemp en 3D et périodisé dans le sens tangentiel. La simulation a été réalisée pour  $r_1 = 0.1\text{m}$ ,  $r_2 = 0.2\text{m}$ ,  $\theta_1 = 20^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$ ,  $c_f = 0.16\text{m}$ ,  $c_r = 0.1\text{m}$  (corde du tronçon aval),  $B = 0.16\text{m}$ ,  $x_s = 0.3\text{m}$ ,  $\alpha = 40^\circ$  et  $V = 120\text{m/s}$ . Le résultat simulé montre que l’intensité et la concentration du sillage décroissent quand la valeur du rayon augmente, ce qui est dû à l’évolution de  $d$  avec  $r$ .

L’objectif est maintenant de décomposer ce déficit de vitesse en rafales sinusoïdales. En appliquant la Formule de sommation de Poisson à l’Eq. 10, on obtient l’excitation totale :

$$v(x, r) = u_c(r) \sin \beta(r) \frac{\sqrt{\pi}}{K(r)} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left[ -\frac{\pi^2 m^2}{K^2(r)} - \frac{2\pi i m x_c(r)}{x_s} \right] e^{i m k_x x} \quad (11)$$

avec  $K(r)^2 = \pi \cos^2 \theta(r) x_s^2 / Y^2$  et  $k_x = 2\pi/x_s$ . Un nombre d’onde dans le sens radial ne peut être défini, à partir de l’Eq. 11, que si une périodisation artificielle est réalisée dans cette direction. Le résultat n’a de sens que localement pour le tronçon considéré, dans la région  $r_1 < r < r_2$ . La période fictive peut être arbitraire, par

exemple  $T = 2(r_2 - r_1) = 2R$ , ce qui correspond à la valeur  $k_r = \pi/R$ . L'excitation totale est finalement donnée par :

$$v(x, r) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_{mn} e^{imk_x x} e^{ink_r r} \quad (12)$$

avec l'amplitude modale complexe

$$V_{mn}(x, r) = \frac{\sqrt{\pi}}{2R} \int_{r_1}^{r_2} \frac{u_c(r) \sin \beta(r)}{K(r)} \times \exp \left[ -\frac{\pi^2 m^2}{K(r)^2} - \frac{2\pi i m x_c(r)}{x_s} - \frac{i n \pi r}{R} \right] dr. \quad (13)$$

A l'Eq. 12 doit être enlevée la valeur moyenne pour respecter la continuité du flux à travers l'hélice amont. Il a été vérifié que cette procédure permet de retrouver la forme des sillages d'origine par transformation de Fourier inverse, comme montré sur la Fig. 6.

## 5 Exemple de réponse de l'hélice aval

Le calcul des charges instationnaires est réalisé sur la plaque qui approche le mieux la région du bord d'attaque de chaque tronçon d'hélice aval, où les charges sont le plus concentrées, au sens des moindres carrés. Un exemple de cette procédure est illustré sur la Fig. 7, où la région correspondant à 10% de la corde de chaque élément (marquée avec les points rouges) a été interpolée.

La réponse de l'hélice aval à une perturbation peut être approchée par la réponse de son équivalence en segments plans. Les charges ainsi obtenues sont ensuite redistribuées sur la surface de la pale. L'effet de la cambrure est donc négligé, ce qui est propre à la théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire, mais il peut être réintroduit lors du calcul du rayonnement acoustique.

Cette méthodologie fournit typiquement les charges instationnaires que l'on peut représenter sous la forme

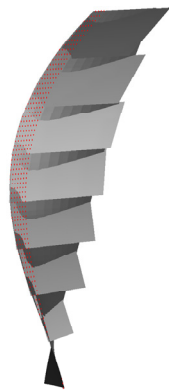


FIGURE 7 – Exemple d'interpolation d'une surface de pale d'hélice aval par des tronçons en parallélogrammes. 8 éléments de découpe.

d'une cartographie, comme sur la Fig. 8. Le résultat met en évidence la forte concentration des charges dans la région du bord d'attaque, ainsi que la répartition en phase sur toute la surface de la pale. Dans la pratique la répartition obtenue est corrélée sur toute la pale et conditionne les interférences qui régissent le bruit rayonné.

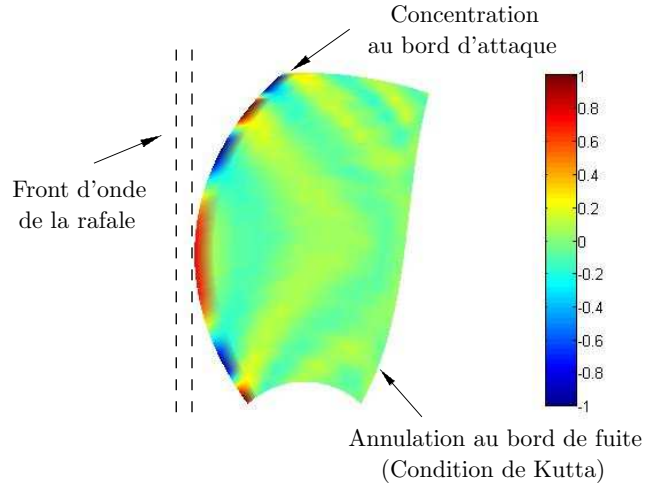


FIGURE 8 – Exemple de réponse aérodynamique de l'hélice aval à une rafale sinusoïdale avec  $0^\circ$  d'incidence.  $f=440\text{Hz}$ ,  $U_x=220\text{m/s}$ ,  $\tilde{w} = 10\text{m/s}$ , 24 éléments de découpe.

## 6 Conclusion et perspectives

Le principal avantage de l'approche proposée réside dans la prise en compte du caractère tridimensionnel de la géométrie des pales, contrairement aux approches classiques basées sur une distribution linéique des caractéristiques aérodynamiques. Comme l'a montré l'effet de la mise en flèche, tout écart par rapport à la configuration canonique d'un tronçon rectangulaire peut avoir une influence significative sur le bruit rayonné. Un modèle de sillage plus réaliste peut être utilisé pour améliorer les prédictions, ainsi que la prise en compte de l'effet d'extrémité et de la variation en corde sur chaque élément. L'implémentation du calcul du rayonnement d'un système CRP, à partir des charges décrites dans la Fig. 8 est actuellement en cours. Il devrait mener à l'élaboration d'un outil de pré-dimensionnement réaliste.

## Références

- [1] Adamczyk J. J., "The Passage of an Infinite Swept Airfoil through an Oblique Gust", NASA Contractor Report, NASA CR-2395, May 1974.
- [2] Roger M. et Carazo A., "Blade-Geometry Considerations in Analytical Gust-Airfoil Interaction Noise Models", à paraître pour la '16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference'. Sotockholm, June 2010.
- [3] Janardan B. A. et Gliebe P., "Acoustic Characteristics of Counterrotating Unducted Fans from Model Scale Tests", Journal of Aircraft, Vol 27 (3) p. 268-275, 1989.

- [4] Fujii S., Nishiwaki H. et Takeda K., “Noise and Performance of a Counter-Rotation Propeller”, *Journal of Aircraft*, Vol 23 (9) p. 719-724, 1986.
- [5] Hanson, D. B., “Noise of Counter-rotation Propellers”, *AIAA Journal*, Vol 22 (7) p. 609-617, 1985.
- [6] Hanson, D. B., “Propeller Noise Caused by Blade Tip Radial Forces”, 10th AIAA Aeroacoustics Conference. Seattle, July 1986.
- [7] Roger, M., “On broadband jet-ring interaction noise and aerofoil-turbulence interaction noise predictions”, à paraître dans le ‘*Journal of Fluid Mechanics*’, 2010.
- [8] Amiet R. K., “High Frequency Thin-Airfoil Theory for Subsonic Flow”, *AIAA Journal*. Vol 14 (8) p. 1076-1082, 1975.
- [9] Amiet R. K., “Acoustic Radiation for an Airfoil in a turbulent Stream”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol 41(4) p. 407-420, 1975.
- [10] Goldstein M. E., “Aeroacoustics”, McGraw-Hill Book Co., New York, 1976.
- [11] Roger M., “Sur l’utilisation d’un modèle de sillages pour le calcul du bruit d’interaction Rotor-Stator”, *ACUSTICA*, Vol 80 p. 238-246, 1994.
- [12] Sears W. R. and Kemp H. N., “The Unsteady Forces Due to Viscous Wakes in Turbomachines”, *Journal of Aeronautical Sciences*, Vol 22 p. 478-483, 1955.
- [13] Ffowcs Williams, J. E. and Hawkings D. L., “Sound Generation by Turbulence and Surfaces in arbitrary Motion”, *Proc. Roy. Soc.* 264 p. 321-342, 1969.