SOCIÉTÉ HYDROTECHNIQUE DE FRANCE

Comité technique — Session n° 127 — Paris — 20 et 21 mars 1985

21 MARS : BRUIT DES TURBOMACHINES
organisé en collaboration avec le Groupement
des Acousticiens de Langue Française (GALF)

Modélisation des sources aéro-hydrodynamiques de bruit dans les turbomachines

*Theoretical models of hydrodynamical
noise sources in turbomachinery*

J.P. Berhault
METRAVIB
64, ch. des Mouilles
69130 Ecully

G. Chatel
SECAV
6, bd de Brazza
13008 Marseille

F. Tephany
EDF
6, quai Watier
78400 Chatou

Simpson a construit un modèle de sources de bruit pour les pompes centrifuges qui s'inspire de certains concepts fondamentaux de l'aérodynamique instationnaire. Depuis, des analyses plus élaborées ont été développées pour l'aérodynamique qui sont rapportées dans ce texte dans le but d'évaluer leur application au cas de sources hydrodynamiques.

On distingue 2 types complémentaires de sources : (1) le bruit à caractère périodique (rotation de l'arbre, interaction rotor-stator à potentiel, interception de sillages visqueux, vibrations d'aubages); (2) le bruit plus large bande imputable à l'interaction du rotor avec une turbulence amont (exemple : turbulence d'entrée et de sillage) ou les instationnarités auto-induites par l'écoulement sur les composants mécaniques de la pompe (hydroélasticité).

Simpson developed a noise source model for centrifugal pumps based on certain fundamental concepts of unsteady aerodynamics. Since then, more sophisticated analyses have been developed for aerodynamics and are reviewed in this paper to evaluate their applicability to hydrodynamic sources : (1) periodic noise (shaft rotation, rotor-stator potential interaction, interception of viscous wakes, blade vibrations); (2) the more wideband noise due to interaction of the rotor with upstream turbulence (e.g. inlet and wake turbulence) or unsteady state self-induced by the flow over the mechanical components of the pump (hydroelasticity).

Modélisation des sources aéro-hydrodynamiques de bruit dans les turbomachines

INTRODUCTION

Cette étude est consacrée aux mécanismes de génération de bruit dans les machines tournantes. Un nombre important de publications existe sur la modélisation des sources de bruit en aérodynamique. Par contre, il y a très peu de documents disponibles dans ce domaine s'agissant des turbomachines hydrauliques. De ce fait, on est amené à examiner les modèles classiques issus de l'aérodynamique instationnaire susceptibles d'être appliqués à l'hydrodynamique.

La distinction entre bruit à large bande et bruit discret procède de la nature de l'excitation, selon qu'il s'agit de la turbulence ou du caractère périodique instationnaire de l'écoulement.

- Bruit de turbulence

LIGHTHILL [3,4] le premier a mis en évidence les mécanismes de génération de bruit par la turbulence, dans un jet en espace libre. Dans ce cas, la source est de nature quadripolaire et l'équation de génération ne vaut que pour une turbulence homogène, loin des parois.

CURLE [1] a repris les travaux de Lighthill dans le cas d'un écoulement en présence d'un profil rigide montrant qu'alors les sources principales sont de nature dipolaire.

La contribution à la production de bruit de frontières solides indéformables, peut être évaluée en répartissant sur leur surface des dipôles acoustiques d'intensité égale aux efforts instationnaires exercés par celles-ci sur le fluide, de sorte que les problèmes d'aéro-hydrodynamique instationnaire et les problèmes d'acoustique peuvent ici être considérés comme équivalents pour les termes sources.

HOMICZ [29] a montré que le bruit rayonné à la fréquence de passage des pales d'un rotor apparaît lorsqu'une turbulence partiellement cohérente est interceptée par plusieurs pales. Les modèles récents associent l'étude de la propagation acoustique à la génération du bruit

provenant de l'interaction du rotor avec la turbulence des sillages du stator ou avec la turbulence de l'écoulement amont. Dans ces modèles, les pales du rotor sont considérées comme des sources dipolaires compactes et les fluctuations d'efforts exercés sur les pales sont en général calculées par la méthode de KEMP et SEARS [9, 10, 13].

- Bruit de raies

Une turbomachine est le siège de plusieurs phénomènes à caractère périodique. Parmi ceux-ci, on distingue :

- . le bruit associé aux décollements tourbillonnaires périodiques, généralement localisés au bord de fuite des aubes.
- . le bruit de charge, c'est-à-dire le bruit engendré par le champ de pression tournant considéré comme stationnaire dans le repère mobile lié à l'aubage.
- . le bruit de l'arbre, dont l'apparition est conditionnée par une asymétrie du système.
- . le bruit de circulation, imputable aux interactions à potentiel, qui comprennent les interactions roue-diffuseur-volute-bec de volute, et les effets des sillages de singularités tourbillonnaires traduisant la conservation de la circulation globale conformément au théorème de KELVIN.
- . le bruit de viscosité, qui provient du défilement des sillages produits par le décollement de la couche limite au bord de fuite des aubes, quand ceux-ci interceptent une cascade de profils située à l'aval.

Il est utile de remarquer que si le bruit de charge n'est produit que par des quantités stationnaires dans le repère mobile (champ tournant), en revanche l'ensemble des autres sources est caractérisé par un aspect instationnaire quel que soit le repère de référence.

I. ELEMENTS D'AERODYNAMIQUE INSTATIONNAIRE

I.1. Efforts aérodynamiques instationnaires induits par la vibration d'un profil

La portance par unité de longueur d'un profil à faible courbure s'exprime par la formule :

$$L = \frac{1}{2} \rho V_o^2 l 2\pi \sin \alpha$$

Si l'on considère un mouvement de translation uniforme ($z, \dot{z}$), tel que z/V_o demeure faible, alors la composante dynamique de la portance peut s'écrire :

$$\tilde{L} = -\pi \rho V_o l \dot{z} \quad \text{flexion quasi-stationnaire}$$

Cette formule peut être étendue à tous les mouvements pour lesquels l'hypothèse quasi-stationnaire est légitime. Le paramètre gouvernant le choix des hypothèses est le paramètre de fréquence réduite. Il compare 2 échelles de temps : la durée d'un cycle du mouvement du corps et le temps de passage d'une particule fluide au voisinage du corps. Pour une vibration harmonique de fréquence Ω , la fréquence réduite est :

$$F_r = \frac{\omega l}{V_o}$$

L'hypothèse de quasi-stationnarité sera généralement garantie lorsque :

$$F_r < 0.1$$

quand $\dot{z}$ est fonction du temps comme c'est le cas lors d'un mouvement d'oscillations, la circulation autour du profil varie avec le temps. Or le théorème de KELVIN stipule que la circulation est conservative, ce qui implique l'émission de tourbillons libres se détachant au bord de fuite du profil et parfois situés à distance finie de celui-ci. Ces tourbillons de sillage modifient l'écoulement autour du profil. La composante dynamique de la portance s'exprime alors par la formule :

$$\tilde{L} = -\pi \rho V_o l \dot{z} \bar{P} \quad \text{flexion instationnaire}$$

$\bar{P}$ est un facteur de correction (fonction de THEODORSEN) [14] (cf. figure 1) introduisant dans l'expression de la portance les effets de mémoire représentés par les tourbillons libres et qui correspondent à des états antérieurs de l'écoulement entraînant donc un déphasage des forces.

Dans le cas d'un mouvement de torsion, caractérisé par $\dot{\alpha} = \Omega$ x autour d'un axe $x = l/4$, la composante dynamique de la portance s'exprime par la formule :

$$\tilde{L} = -\frac{\pi}{4} \rho V_o l^2 \Omega \bar{P} \quad \text{torsion instationnaire}$$

En adoptant la décomposition proposée par SEARS [13] pour le torseur instationnaire :

P	- L ₀	Contribution quasi-stationnaire	- M ₀	M ₀
o				o
r	- L ₁	Contribution de masse ajoutée	- M ₁	m
t		inertie		e
a				n
n	- L ₂	Contribution du sillage tourbillonnaire	- M ₂	t
e				

On peut écrire les formules de base de THEODORSON - KUSSNER [14, 11], respectivement pour un mouvement de flexion et de torsion pure :

$$L_0 = \pi \rho l V_o \dot{z} \quad M_0 = L_0 \frac{1}{4}$$

$$\text{Translation : } L_1 = \frac{\pi}{4} \rho l^2 \ddot{z} \quad M_1 = 0$$

$$L_2 = L_0 (\bar{P} - 1) \quad M_2 = L_2 \frac{1}{4}$$

$$L'_0 = \frac{\pi}{4} \rho l^2 V_o \Omega \quad M'_0 = 0$$

$$\text{Rotation : } L'_1 = 0 \quad M'_1 = -\frac{\pi}{128} \rho l^4 \dot{\Omega}$$

$$L'_2 = L_0 (\bar{P} - 1) \quad M'_2 = L_0 \frac{1}{4}$$

Et par suite écrire les formules générales d'un mouvement de flexion-torsion autour d'un axe $x = a$, avec $\Omega = \dot{\alpha}$:

$$\begin{cases} M \ddot{z} + S_a \ddot{\alpha} + C_z \dot{z} - L = 0 \\ J_a \ddot{\alpha} + S_a \ddot{z} + C_a \dot{\alpha} - M = 0 \end{cases}$$

$$\text{où } \begin{cases} L = -\frac{\pi}{4} \rho l^2 \left[-V_o \dot{\alpha} + \ddot{z} - \left(\frac{1}{2} - a\right) \ddot{\alpha} \right] \\ -\pi \rho l V_o \left[-V_o \alpha + \dot{z} - \left(\frac{3}{4} - a\right) \dot{\alpha} \right] \bar{P} \\ M = -\frac{\pi}{4} \rho l^2 \left[V_o \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - a\right) \dot{\alpha} \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{8} + a^2\right) \ddot{\alpha} \right] + \frac{\pi}{2} \rho l^2 V_o \left(a + \frac{1}{2}\right) \\ \left[V_o \alpha + \dot{z} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - a\right) \dot{\alpha} \right] \bar{P} \end{cases}$$

I.2. Vibrations auto-induites

Les vibrations auto-induites du type couplage flexion-torsion sur une aile isolée sont souvent dominées par les effets quasi-stationnaires, et l'analyse classique du flottement à 2 degrés de liberté regarde les effets de mémoire de l'écoulement comme négligeables devant les effets de pseudo-raideur aérodynamique. Il reste qu'on pourra toujours utiliser les formules précédentes pour calculer la limite de stabilité.

S'agissant d'un flottement d'aube montée en grille, la première analyse, due à BELLENOT et LALIVE D'EPINAY [5], porte sur une configuration

canonique définie par la sélection d'une seule aube vibrante, toutes les autres aubes de la grille demeurant immobiles.

Elle rapporte le problème à celui d'une aube isolée qui vibre en flexion ou en torsion dans un courant uniforme, et qui subit simultanément un changement d'angle d'attaque dépendant de sa position.

Si la grille droite est définie par la circulation Γ de l'aube isolée placée dans le courant uniforme de vitesse V_0 , l'angle d'attaque α faible, et le pas h , on peut prouver que la portance stationnaire de l'aube montée en grille vaut :

$$L = \rho \frac{\Gamma}{1 + \frac{2\ell\alpha}{h}} V_0$$

On établit ensuite la loi de variation de cette portance stationnaire de l'aube montée en grille au cours des déplacements qu'elle subit du fait de sa vibration (équivalente à une variation à l'angle d'attaque) :

$$L' = L \left(1 + \frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right); \frac{\Delta\alpha}{\alpha} = -2 \frac{\Delta V}{V_0}; \Delta V \approx \frac{4\Gamma z/h}{2\pi h(1 + \frac{2\ell\alpha}{h})}$$

ΔV correspondant à la vitesse induite sur l'aube dans la position qu'elle occupe, par les autres aubes de la grille.

S'agissant d'un mouvement de torsion, la portance stationnaire de l'aube après rotation s'écrit :

$$L' = L \left(1 + \frac{1}{\frac{h}{2\ell} - 1} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)$$

On peut désormais appliquer les lois précédentes de l'aérodynamique instationnaire définies pour un profil isolé, puisqu'on a trouvé une portance équivalente pour l'ailette montée en grille (signalons que certains modèles récents ne tiennent aucun compte de cet aspect). Le schéma de cette analyse figure sur la table I.

Table I

1.3. Efforts aérodynamiques instationnaires induits par une rafale

1.3.1. Rafale transversale - Formules de SEARS - 1941

SEARS a établi que la contribution instationnaire de portance d'un profil isolé se déplaçant à la vitesse V dans une rafale stationnaire transversale a pour expression :

$$L = \pi \rho \ell V_0 V_0 e^{j\omega t} S(\nu)$$

lorsque la rafale a pour expression dans le repère lié à l'ailette et d'axe x parallèle à la corde :

$$v(x,t) = V_0 e^{j\omega(t - \frac{x}{V_0})}; \omega = \frac{2\pi V_0}{c};$$

c longueur de la bouffée

où $\nu = \frac{\omega \ell}{V_0}$ est le paramètre de fréquence réduite, et où :

$$\bar{S}(\nu) = \frac{J_0(\frac{\nu}{2}) K_1(\frac{\nu}{2}) + j J_1(\frac{\nu}{2}) K_0(\frac{\nu}{2})}{K_1(\frac{\nu}{2}) + K_0(\frac{\nu}{2})}$$

est la fonction de SEARS (cf. figure 1).

1.3.2. Rafale longitudinale et rafale de direction quelconque - Formules de HORLOCK - 1968

HORLOCK [8] a étendu le modèle de SEARS au cas plus général d'une rafale de direction quelconque. A cette fin, il a d'abord proposé un modèle de portance instationnaire qui correspond au cas où l'aile se déplace dans une rafale parallèle à la corde (cf. figure 1) :

$$L = \pi \rho \ell V_0 u_0 \alpha e^{j\omega t} T(\nu)$$

lorsque la rafale a pour expression dans le repère lié à l'ailette et d'axe x parallèle à la corde.

$$u(x,t) = u_0 e^{j\omega(t - \frac{x}{V_0})}; \omega = \frac{2\pi V_0}{c};$$

c longueur de la bouffée.

où :

$$\bar{T}(\nu) = \frac{2(J_0 K_1 + j J_1 K_0) + J_0 K_0 + j J_1 K_1}{K_0 + K_1}$$

$$\bar{T}(\nu) = 2 \bar{S}(\nu) + \frac{J_0 K_0 + j J_1 K_1}{K_0 + K_1} \text{ est la fonction de HORLOCK (cf. figure 1)}$$

Le cas général d'une rafale inclinée d'un angle β par rapport à la direction x du courant moyen produit une portance instationnaire obtenue par simple addition des 2 composantes transversale et longitudinale :

$$L = \pi \rho \ell V_0 w_0 e^{j\omega t} \left[\alpha \cos \beta \bar{T}(\nu) + \sin \beta \bar{S}(\nu) \right]$$

Figure 1

lorsque la rafale a pour expression dans le repère lié à l'ailette et d'axe x parallèle à la corde :

$$w(x, t) = w_0 e^{j\omega(t - \frac{x}{V_0})}$$

Si on applique ce résultat au cas d'un rotor attaqué par une rafale décomposable en série de Fourier, on trouve que la portance instantanée induite sur une aube par la $n^{\text{ième}}$ harmonique vaut :

$$L_n = \pi \rho \ell V_0 w_0 e^{j\omega t} [S(\nu) - \alpha T(\nu) \cotg \beta]$$

où la perturbation s'exprime par :

$$w = \sum_n w_0 \sin \frac{2\pi n z}{c}, \quad z \text{ direction tangentielle ; } V_0 \text{ vitesse de rotation du rotor.}$$

Cette formule fait apparaître la fonction de HORLOCK généralisée [8] (cf. figure 1) :

$$H(\nu, \alpha, \beta) = \overline{S}(\nu) - \alpha \overline{T}(\nu) \cotg \beta$$

Il est important de noter que la fonction de HORLOCK généralisée H est paramétrée en $\alpha \cotg \beta$, α et β étant des angles liés aux caractéristiques géométriques et dynamiques de la machine. Or si l'on examine l'évolution de $\overline{H}$, on constate que dans une certaine gamme de fréquences réduites, les fluctuations de portance instantanée sont minimum et par conséquent le bruit qui leur est associé. Quand ν est voisine de 0., HORLOCK suggère de choisir $\alpha \cotg \beta = 0.5$. Lorsque ν est supérieure à 1., HOLMES estime qu'il faut choisir $\alpha \cotg \beta = 0.3$.

Ajoutons que les hypothèses restrictives de SEARS sont effacées par HORLOCK - MORFEY [12] en 1970 a même proposé une fonction qui n'exige plus l'hypothèse de rafale "figée". On aura tout intérêt à faire bénéficier les modèles de sillage du caractère général de la fonction de transfert $\overline{H}$.

II. MODELISATION DES SOURCES DE TYPE PERIODIQUE

II.1. Champ tournant (Bruit de Charge)

Le premier modèle de bruit engendré par une machine tournante a été élaboré il y a près d'un demi-siècle par le russe GUTIN dans le cas d'une hélice d'avion à 2 pales : les forces exercées par l'hélice sur l'air environnant produisent du bruit et sont équivalentes à des dipôles acoustiques. Le fluide est ainsi soumis à une distribution de torseurs répartis sur la couronne balayée par le rotor. Chaque point de cette couronne est caractérisé par un torseur non nul lorsqu'il coïncide avec le passage d'une aube et nul aux autres instants. Ce modèle omet les termes quadripôles liés aux tensions de Reynolds présents dans l'équation de Lighthill et n'exprime que le bruit produit par une force d'intensité absolue constante tournant sur le cercle en milieu libre infini (dipôle tournant).

Ce bruit est composé d'une série de raies discrètes correspondant aux multiples de la fréquence de passage des aubes. Le modèle de GUTIN a survécu jusqu'à présent sans grand changement.

Dans le cas des milieux confinés, le modèle de référence est incontestablement celui de TYLER et SOFRIN [19], qui s'applique aux machines axiales et s'attache à analyser les lois du rayonnement et de la propagation à travers la machine des modes acoustiques tournants associés au champ de pression existant dans le rotor, considéré comme stationnaire dans le repère mobile. Ces sources sont assimilables aux effets conjoints du chargement aérodynamique permanent du rotor et de l'épaisseur des aubes. Le champ de pression de périodicité spatiale (répétition d'un motif identique d'un canal à l'autre $[\theta]$) et temporelle (rotation $[\Omega t]$) peut être décomposé en série de Fourier sous la forme :

$$p(r, \theta, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(r) \cos(n\theta - \Omega t) + \phi_n(r)$$

$a_n(r), \phi_n(r)$ distributions radiales

II.2. Décollements tourbillonnaires

Des émissions plus ou moins organisées de vortex peuvent se produire le long des arêtes de sortie des turbomachines et interagir avec les fréquences propres des aubes. Dans la publication CETIM n° 48, M. TOURRET a présenté une synthèse du phénomène. La SHF pour sa part a publié une étude bibliographique complète en 1980.

Jusqu'à un nombre de Reynolds critique, ces tourbillons se détachent alternativement en formant une "allée de KARMAN". Si la vitesse croît, la régularité de l'allée disparaît pour laisser place à un sillage aléatoire. Au-delà de ces Reynolds transcritiques, il est probable que le sillage retrouve une certaine organisation. Du point de vue acoustique, l'obstacle joue le rôle d'une source dipolaire, tandis que les tourbillons forment une source quadripolaire. Les sillages organisés provoquent un bruit bien centré en fréquence (avec harmoniques) mais ne peuvent devenir gênant (nuisance, contraintes) que si un accrochage se produit avec des fréquences propres de la structure mécanique.

II.3. Interaction Rotor-Stator dans un étage de turbomachine axiale

La modélisation des aubes passantes développée par le CETIM en collaboration avec le LMSI [6] est basée sur la méthode des singularités. L'écoulement à potentiel des vitesses généré par des répartitions de simple couche liées aux profils et par des tourbillons libres convectés par le fluide est supposé incompressible et non décollé. Sa nature instantanée est caractérisée par un schéma prédictor-conecteur qui gouverne l'évolution des sillages de tourbillons libres émis aux bords de fuite des ailettes fixes et mobiles du fait des variations de circulation qu'elles enregistrent au cours du temps, et complétée par une méthode de hachage des lames tourbillonnaires issues de la grille

amont lorsque celles-ci viennent percuter la grille aval. Les résultats obtenus par le calcul numérique et complétés par une série d'essais expérimentaux, ont permis de mettre en évidence certaines propriétés qu'il faut mentionner :

- Les forces aérodynamiques instationnaires décroissent lorsqu'on augmente le jeu intergrille.
- Un écart de 2 % autour de l'angle d'attaque optimum se traduit par une augmentation des forces instationnaires de l'ordre de 20 %.
- Si h_1 et h_2 sont les pas respectifs des grilles amont et aval, on constate que les forces aérodynamiques instationnaires croissent lorsque h_1/h_2 croît.
- De faibles variations du jeu intergrille s'accompagnant de variations importantes des efforts instationnaires s'exerçant sur l'ailette aval, il y a lieu de penser que la contribution du sillage visqueux issu de l'ailette amont est prépondérante.
- Les efforts instationnaires diminuent avec l'épaississement du bord d'attaque. Il en est de même de l'effet des sillages visqueux qui se trouve atténué (de 40 % à 25 %) quand le rayon du bord d'attaque augmente. Enfin, l'énergie condensée dans le fondamental pour des bords d'attaques minces se répartit sur le fondamental et les harmoniques 1, 2, 3 quand le bord d'attaque est plus épais.

II.4. Interaction roue-diffuseur-volute à potentiel dans une pompe centrifuge

Avant 1961, l'approche classique du problème de l'écoulement dans une pompe consistait à calculer le champ bidimensionnel produit par une roue débitant en milieu libre, l'écoulement relatif dans la roue étant de cette sorte regardé comme stationnaire.

Figure 2 :
Représentation d'une pompe centrifuge
par des singularités
(d'après D.M. COPLEY)

Avec PRESTON [25], apparaît le premier modèle visant à calculer les fluctuations induites par le diffuseur sur l'écoulement au sein de la roue. Celle-ci est alors réduite à une cascade de tourbillons dont l'intensité vaut la circulation autour de chaque pale, et qui se déplace devant une rangée de tourbillons symbolisant d'une manière analogue les aubes du diffuseur. Le plan de calcul est défini par transformation conforme.

Le modèle de D.M. COPLEY [22], s'inspire des travaux de PRESTON, mais s'applique dans le plan physique et néglige l'influence de la volute. La principale difficulté du modèle réside dans le calcul du point de localisation des singularités tourbillonnaires représentant les aubes de la roue (cf. figure 2).

Dans un papier célèbre, SIMPSON en 1966 [26] (cf. figure 3) a eu le mérite de faire la synthèse des différents modèles d'écoulement instationnaire existant alors, et de les assembler dans un calcul complet, jusqu'à aboutir à une corrélation générale de prédiction du bruit hydraulique des pompes, incluant les contributions des bruits de circulation dus aux diverses interactions à potentiel, et du bruit de sillage visqueux.

Les hypothèses principales du modèle sont les suivantes :

- les aubes de la roue et du diffuseur, ainsi que le volute, sont de forme logarithmique, afin d'être transformés en segments dans le plan Z défini par la transformation de PRESTON (cf. figure 3).

Figure 3
Modèle de SIMPSON et transformation de PRESTON
(d'après SIMPSON)

- les interactions à potentiel sont du premier ordre, à savoir la circulation instationnaire induite sur la roue par les circulations stationnaires des aubes du diffuseur et de la volute, et les circulations instationnaires induites sur les aubes du diffuseur et sur la volute par l'écoulement relatif stationnaire au sein de la roue.

- le modèle de sillage visqueux est celui de KEMP et SEARS [10], transformé dans le plan de calcul (cf. figure 16).

Il faut remarquer le traitement particulier de la volute, considérée comme équivalente à un diffuseur comportant une seule aube et porteur seulement de circulation.

Schématiquement, la pompe centrifuge est représentée comme une triple cascade infinie telle que :

$$N_R h_R = N_D h_D = h_V$$

$\left\{ \begin{array}{l} R, D, V : \text{roue, diffuseur, volute} \\ N, h : \text{nombre d'aubes et pas de la grille.} \end{array} \right.$

L'évaluation des circulation instationnaires induites sur chacune des cascades par les 2 autres s'inspire de la méthode développée par KEMP et SEARS dans l'article de référence [9]. Parmi les résultats énoncés par SIMPSON et CLARK, le plus remarquable (mais il est controversé) concerne la relation existant entre le bruit de rotation (fréquence de l'arbre) et le bruit de fréquence de passages des aubes : en faisant croître une dissymétrie de l'écoulement dans la roue, caractérisée par le blocage partiel d'un canal, on augmente le bruit de rotation au détriment du bruit centré sur la fréquence de passage, cependant leur somme reste constante (cf. figure 4).

Figure 4

Effet d'une assymétrie de l'écoulement sur le niveau de bruit produit à la fréquence de passage des aubes. (dB réf. 1 μ bar) (d'après SIMPSON)

Les 2 principales contributions au bruit des pompes sont celles-là même qui ont été modélisées, bruit de circulation et bruit de viscosité. La surface de la volute est en revanche une source de bruit négligeable.

Le calcul met aussi en évidence que la circulation des aubes est très sensible à la géométrie du bec de volute, caractérisée assez sommairement chez SIMPSON par un angle et une distance (cf. figure 5).

Espace entre l'extrémité de la roue et le bec de volute (pouces)
Vitesse de rotation de la pompe :
1492 tours/mn ; 3000 tours/mn

Figure 5

Niveau de bruit en fonction de l'espace roue-bec de volute. Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux. Vitesse de rotation de la pompe : 1492 tours/mn ; 3000 tours/mn ; régime nominal ;

- (—) bruit théorique à la fréquence de passage des aubes de la roue.
- (-x-) bruit global expérimental.
- (-o-) bruit expérimental à la fréquence de passage des aubes.
- (---) bruit de circulation à l'exclusion de l'interaction avec les volutes.
- (----) contribution de la volute.
- (-----) contribution des sillages visqueux (d'après SIMPSON)

Au vu de ces éléments, il est intéressant d'examiner les modèles plus récents de calcul instationnaire bidimensionnel dans les pompes centrifuges, fondés sur la théorie du potentiel et utilisant la méthode des singularités, et qui permettent de prédire de façon plus précise que SIMPSON les variations de circulation induites sur les différents composants d'une pompe.

Le CETIM en collaboration avec le LIMSI a développé en 1975 [23] un code de calcul dans le cadre de l'hypothèse de quasi-stationnarité de l'écoulement, qui opère directement dans le plan physique et modélise la pompe centrifuge à l'aide de différents types de singularités réparties de la façon suivante (cf. figure 6) :

Figure 6
Modèle de CORNIGLION
(d'après CORNIGLION)

- un terme source au centre de la roue fournit le débit, un tourbillon produit la prérotation
- une distribution de densités linéiques de doublets sur le squelette des aubes, complétée par un tourbillon isolé situé au bord de fuite de chaque aube constitue la roue et de façon analogue le diffuseur
- une distribution de sources et de doublets, complétée par un tourbillon unique situé à l'extrémité de la volute constitue la volute

Les résultats obtenus par ALBANO [23] confirment ceux de SIMPSON, avec une précision meilleure : l'instationnarité de l'écoulement est la plus importante au voisinage du bec de volute et dépend fortement pour un calcul sans diffuseur de la distance existant entre la roue et le bec (cf. figure 7, 8, 9).

Figure 7
Répartitions de pression sur une aube
à deux instants séparés d'une demi-période
(d'après ALBANO)

Figure 8
Répartition des vitesses et
des pressions moyennes sur la volute
(d'après ALBANO)

Figure 9
Instationnarité de l'écoulement dans
la région (points A et B) du bec de volute
(d'après ALBANO)

Enrichissant la méthode précédente, IMAICHI en 1980 [24] a effectué le calcul purement instationnaire d'une pompe comportant roue et volute seulement. Les effets instationnaires sont traduits par l'existence de sillages de tourbillons libres convectés par l'écoulement. Les singularités sont réparties de la façon suivante (cf. figures 10, 11).

Figure 10
Géométrie de la pompe
(d'après IMAICHI)

Figure 11
Distribution de vitesse sur une aube
(d'après IMAICHI)

- un terme source au centre de la roue fournit le débit
- une distribution de densités linéiques de tourbillons sur le squelette des aubes de la roue et sur la volute complétée par une distribution de sources à la sortie de la volute constitue la pompe
- enfin, une série de tourbillons libres sont émis au bord de fuite des aubes, respectant une condition de KUTTA spéciale déduite de l'équation de BERNOUILLI instationnaire, identique à celle appliquée dans le modèle des aubes passantes de CORNIGLION [6]. Par contre, il n'y a pas de prédiction-correction sur la convection de ces tourbillons, ce qui introduit un retard à caractère numérique peu important.

Les différents types de calcul, quasi-stationnaire et instationnaire sont représentés sur la figure 12. On remarque que l'hypothèse de quasi-stationnarité conduit à surestimer très sensiblement les variations de circulation, tandis que le calcul instationnaire, en dépit des simplifications apportées pour le modèle convectif, fournit d'excellents résultats. La figure 13 représente l'évolution des distributions de vitesse sur l'aube en fonction de θ (passage au droit du bec de volute : $\theta = 0$).

Figure 12
Circulation d'une aube de la roue
(d'après IMAICHI)

Figure 13
Distribution de vitesse sur une aube
(d'après IMAICHI)

Figure 14
Fluctuation de pression sur la volute due
à l'interaction avec les sillages visqueux
(d'après IMAICHI)

Si le modèle d'interaction à potentiel d'IMAICHI, bâti dans le même esprit que celui de SIMPSON, mais bénéficiaire des moyens de calcul moderne, contribue à améliorer de façon très nette l'évaluation du bruit de circulation, en revanche le modèle de sillage visqueux (cf. figure 14), celui de KEMP et SEARS déjà employé par SIMPSON, qu'il utilise date d'une trentaine d'années et comporte un certain nombre de défauts et d'hypothèses restrictives déjà mentionnés. Il y aurait donc avantage à construire enfin un modèle de sillage propre aux roues de pompe, qui tiendrait compte en particulier du phénomène de "jet-sillage" mis en évidence sur les compresseurs centrifuges (figure 15) : les sillages sont en effet plus larges que sur les machines axiales.

Figure 15

Ils peuvent suivant la charge de la machine et l'importance des écoulements secondaires, conduire au blocage partiel de la section débitante ; au-delà d'un certain facteur de diffusion, la couche limite décolle sur la face en dépression, favorisant le déplacement de l'écoulement vers la face en pression, et produisant de la sorte une figure de jet contigüe à une figure de sillage.

II.5. Efforts aérodynamiques instationnaires dus aux sillages visqueux

II.5.1. Modélisation du sillage - Formules de SILVERSTEIN - 1939 et de BENZAKEIN - 1968

On propose 2 corrélations semi-empiriques de sillage visqueux, l'une et l'autre construites à partir de celle proposée par SILVERSTEIN en 1939 [33] pour un profil isolé par cambré (cf. figure 16) :

celle de KEMP et SEARS [17], qui vaut pour les profils isolés peu cambrés (type aubage de compresseur axial) et corrige la forme cosinusoidale du sillage silversteinien par une gaussienne (cf. table II).

celle de BENZAKEIN - KAZIN [17], qui vaut pour les profils cambrés à bord de fuite épais (type aubage de turbine), et montés en grille (cf. table II).

	Profil mince isolé peu cambré	Profil cambré à bord de fuite épais monté en grille plane infinie
$\frac{U}{U_c}$	$\exp \left[-\pi \frac{y}{Y}^2 \right]$	$\cos^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{y}{Y} \right]$
Y	$0.962 l \left[C_D (x-0.7\frac{l}{2}) / \frac{l}{2} \right]^{1/2}$	$0.4 c \left[C_D (\frac{h}{l})(x+0.21)/l \right]^{1/2}$
$\frac{U_c}{V_o}$	$-2.42 C_D^{1/2} / \left[(x-0.7\frac{l}{2}) / \frac{l}{2} + 0.3 \right]$	$-0.615 (c_D \frac{h}{l})^{1/2} / \left[(x+0.31)/l \right]$

U déficit de vitesse dans le sillage
 U_c déficit de vitesse sur l'axe du sillage
 Y 1/2 largeur du sillage
 C_D coefficient de traînée respectivement pour le profil isolé et pour le profil monté en grille

table II

II.5.2. Application à un étage de turbomachine - Formules de KEMP et SEARS - 1955 -

Les sillages visqueux qui interceptent la roue aval d'un étage de turbomachine axiale produisent une circulation instationnaire sur son aubage. Connaissant les sillages issus de la roue amont, il est possible d'estimer la vitesse induite sur la roue aval. En se rapportant alors aux formules établies pour le problème type de l'aile soumise à une rafale, on obtient les quantités instationnaires de l'aubage aval dues aux sillages visqueux.

Le modèle de référence est dû à KEMP et SEARS [10] (SIMPSON l'emploiera in extenso). Il consiste à appliquer les résultats de l'aile isolée à une cascade d'aubes : en calculant la circulation instationnaire, les effets induits par les autres aubes de l'étage sont négligés. Les hypothèses restrictives sont au nombre de 3 :

- la configuration des sillages issus de la grille amont est décrite comme la superposition de sillages issus de profils isolés.
- l'incidence relative sur la roue aval est nulle à chaque instant.
- les effets induits par les variations de circulation enregistrées par les autres aubes sont négligés, de sorte que seuls les effets stationnaires d'induction mutuelle sont pris en compte.

KEMP et SEARS ont alors établi que la vitesse de perturbation due aux sillages s'exprime par formule :

$$\begin{cases} v(x,t) = \frac{1}{2\pi} V_o \sum_{m=1}^{\infty} G_m e^{j\nu_r^m (t - \frac{x}{V_o})} \\ G_m = 4\pi \frac{V_s}{V_o} \frac{2.42 \sqrt{C_D^s} \sin \beta}{\frac{2x'}{ls} + 0.3} \cdot \frac{0.68 \frac{ls}{hs}}{\sqrt{2} \cos \alpha_s} \sqrt{\frac{C_D^s x'}{\frac{ls}{2}}} \cdot \exp \left[-\pi m^2 \frac{C_D^s x'}{\frac{ls}{2}} \frac{0.68 \frac{ls}{hs}}{\sqrt{2} \cos \alpha_s} \right] \end{cases}$$

Il reste à appliquer les résultats obtenus par l'aile soumise à une rafale transversale pour obtenir la contribution de portance instationnaire :

$$\tilde{L} = \frac{1}{2} \rho V_o^2 l \sum_{m=1}^{\infty} G_m S(m\omega) e^{jm\nu t}$$

Ce type de modèle peut être amélioré si l'on tient compte des travaux effectués par BENZAKEIN pour la General Electric Company et si l'on remplace la fonction de transfert de SEARS par la fonction de HORLOCK généralisée. Seule la troisième hypothèse restrictive demeure.

Figure 16
Profil d'un sillage visqueux suivant le modèle de SILVERSTEIN (d'après KEMP et SEARS)

- v : vitesse de perturbation (déficit de vitesse du sillage)
 x : direction de la corde du stator x_s
 $\nu_r = \frac{2\pi U}{h}$ fréquence de passage des aubes du stator dans le repère relatif
 C_D^s : coefficient de traînée d'une aube statorique
 $x' = \left(\frac{b}{\cos \alpha_s} + x \frac{v_s}{v_o} \right) - 0.7 \frac{1}{2}$

Figure 17

Diagramme représentant un écoulement en cascade et des sillages de stator (d'après KEMP et SEARS)

III. BRUIT IMPUTABLE A L'INTERACTION ENTRE ROTOR ET TURBULENCE

III.1. Quadripole et dipole acoustique

III.1.1. Source quadripolaire

Cette source modélise l'émission acoustique due aux fluctuations de vitesse des couches limites turbulentes d'un fluide en mouvement.

FFOWCS WILLIAMS [30] a montré que l'interaction d'un écoulement amont non uniforme avec le champ d'écoulement autour des pales donne des sources de bruit ayant les caractéristiques de quadripôle.

La source quadripôle est dominée par la dérivée seconde du tenseur de REYNOLDS : $\rho v_i v_j$

Dans le présent contexte, une des vitesses est associée au champ d'écoulement autour des pales U_i , l'autre est associée à la vitesse instationnaire de l'écoulement amont v_j .

La source quadripolaire est de la forme :

$$\partial^2(\rho U_i v_j) / \partial x_i \partial x_j$$

L'importance relative de cette source de bruit augmente avec le nombre de Mach de l'écoulement. Pour les écoulements à faible nombre de Mach, la source quadripolaire n'est pas prédominante.

La présence d'une surface rigide dans un écoulement crée des termes quadripôles et dipôles dont l'importance relative dépend de la vitesse de rotation et des paramètres géométriques des rotors.

III.1.2. Source dipolaire

L'interaction d'une turbulence amont avec une surface en mouvement telle qu'une pale, engendre des sources dipôles prédominantes et ceci pour de faibles vitesses de rotation des rotors et un petit nombre de pales.

La source dipolaire est dérivée d'une distribution de forces extérieures s'exerçant sur la pale, de la forme : $\partial F / \partial x$

Dans le cas présent, F est la portance de l'écoulement non uniforme sur la pale.

Le dipôle est la source de bruit dominante dans les turbomachines avec écoulement à air, et constitue dans la plupart des études théoriques la seule source de bruit prise en considération.

III.1.3. Pale identifiée à un point dipôle en mouvement

FARASSAT [31] a montré qu'il est possible de remplacer la distribution de sources dipôles sur la surface d'une pale en mouvement par un simple point dipôle dont la force $\vec{f}$ est égale à la somme des forces de l'ensemble des dipôles répartis sur la surface de rayonnement.

Pour obtenir $\vec{f}$ ISHIMARU [32] procède à un maillage de chaque pale en N éléments de longueur R et calcule $\vec{f}$ somme des portances sur les N éléments de chacune des pales du rotor ayant une vitesse de rotation :

$$(1) \quad \vec{f} = \sum_{m=1}^B \sum_{n=1}^N l_{mn}(\tau) \delta(\theta - \Omega \tau - \phi_m) \delta(z) \delta(R - R_n) \frac{\Delta R_n}{R}$$

- B : nombre de pales
 l_{mn} : poussée sur le n ème élément de la m ème pale
 R, θ, ϕ : coordonnées sphériques de l'observateur

ISHIMARU utilise la fonction de SEARS comme fonction de transfert de la pale à un écoulement sinusoïdal :

$$(5) \quad l_{mn}(\tau) = 2b H(k_1) A_3(k_1) e^{jk_1 U_1 \tau}$$

l_{mn} : poussée sur le n ème élément de la m ème pale

Pour deux éléments de pale, le calcul des spectres de l_{mn} et l_{kl} ainsi que la transformée de Fourier de l'intercorrélation S_{mnkl} permettent de calculer les niveaux sonores au point d'observation en utilisant l'approche de Lighthill comme modèle de propagation acoustique.

III.2. Rayonnement acoustique d'un dipôle en rotation

En considérant :

- le point d'observation loin de la zone source, de telle façon que l'on puisse séparer les termes propagation et source dans l'équation de propagation des ondes,
- un milieu calme au point d'observation,
- un champ infini,

il est possible d'utiliser l'équation de HELMHOLTZ en milieu constant parfait pour une source force :

$$C \nabla^2 p - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\partial F}{\partial x_1}$$

Avec l'aide des solutions fondamentales de cette équation, on obtient l'expression de la pression instantanée au point d'observation :

$$(6) \quad p(M, \theta, \phi, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\text{vol.}} (\nabla_0 \cdot \vec{f}) \delta\left(\tau - t + \frac{D}{a}\right) \frac{1}{D} R \, dR \, d\theta \, d\phi \, d\tau$$

En remplaçant $\vec{f}$ par sa valeur, équation (1), on obtient le spectre d'intensité acoustique au point d'observation en fonction de S_{mnkl} :

III.3. Elongation et contraction de l'écoulement

MANI [34] applique la méthode de calcul à un écoulement amont contenant une turbulence homogène et isotrope. L'interaction de cet écoulement avec le rotor produit une augmentation de niveau à la fréquence de passage des pales en forme de légère bosse sur l'analyse spectrale.

Le son à tonalité bien marquée à cette fréquence, communément mesuré sur les turbomachines, apparaît dans ce modèle pour une échelle de longueur de la turbulence démesurément grande.

Une explication de ce phénomène a été apportée par CUMPTSY [8] qui a montré une diminution importante de bruit à la fréquence de passage des pales au cours d'essais en vol.

Dans le cas de faible vitesse d'écoulement, le rapport de contraction du fluide est de plusieurs centaines, de telle façon qu'il y a un

changement de l'échelle de distorsion de la turbulence produisant des tourbillons très allongés dont la longueur est proportionnelle au rapport de contraction du fluide.

RIBNER [36] a calculé l'augmentation de l'échelle de longueur et d'intensité de la turbulence pour un écoulement d'entrée présentant une contraction.

ISHIMARU a introduit les résultats de RIBNER dans son modèle mathématique afin d'obtenir le niveau sonore engendré par l'interaction de l'écoulement turbulent sur le rotor avec et sans phénomène de contraction.

IV. HYDROELASTICITE - GENERALITES (d'après LEDUCQ)

IV.1. Pression hydrodynamique et pression acoustique

Pour l'eau en présence de parois, celles-ci ne peuvent plus être toujours considérées comme infiniment rigides : quand on tente de comprimer ou dilater un liquide enfermé dans une enceinte les parois se déforment souvent ! Or l'onde acoustique qui se propage dans le fluide traduit une compression ou une dilatation de celui-ci, et son comportement "élastique".

Les phénomènes acoustiques traduisent une "vibration" du fluide. Le module d'élasticité est représenté par le produit ρC^2 , ou densité de l'eau vaut 10^3 et $C \approx 1400$ m/s. Ce produit atteint 10^9 soit sensiblement $\frac{1}{100}$ du module de l'acier.

Quant aux impédances caractéristiques qui traduisent la résistance plus ou moins forte du milieu à la propagation d'une perturbation, elles s'expriment par le produit ρC qui vaut $1,4 \times 10^6$ pour l'eau et 4×10^7 pour l'acier. L'énergie vibratoire va donc se répartir entre la structure et le fluide, et le formalisme de Lighthill ou de Curle ne s'applique pas à l'hydrodynamique comme il pouvait s'appliquer à l'aérodynamique.

Lorsque la pression varie en un point (ou une région) d'un fluide elle peut engendrer deux phénomènes différents :

- la mise en mouvement du fluide, qui se déplace des hautes pressions vers les basses pressions. L'équation, classique en hydrodynamique, de Bernoulli traduit ce phénomène :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + p + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{cste}$$

il y a écoulement, déplacement de matière d'un point à un autre sous l'effet du gradient de pression.

- la compression ou la dilatation du volume fluide sans mise en écoulement moyen. Les particules fluides sont animées de mouvements vibratoires d'ensemble de très faibles amplitudes (quelques microns par seconde) et restent en moyenne immobiles s'il n'existe pas de gradient moyen de pression susceptible de les mettre en mouvement.

Figure 18

Niveau sonore transmis au point d'observation pour une hélice à trois pales et pour une valeur fixe du paramètre sans dimension $U_3/\Lambda_1 \Omega = 0,217$ (d'après ISHIMARU)

Figure 19

Niveau sonore transmis au point d'observation pour une hélice à trois pales et pour une valeur fixe du paramètre sans dimension $U_3/\Lambda_1 \Omega = 0,0542$. La comparaison avec la figure N° 18 montre l'augmentation du niveau sonore à la fréquence de passage des pales pour une augmentation de l'échelle de longueur de la turbulence à l'entrée.

(d'après ISHIMARU)

Dans le premier cas il s'agit de la composante hydrodynamique de la pression : on considère que le fluide est incompressible, et se déplace de façon à rétablir l'équilibre des pressions, dont le champ reste uniforme, en moyenne, dans le cas de fluctuations hydrodynamiques turbulentes. L'équation qui régit cette composante $p^{(0)}$ de pression s'écrit :

$$\nabla^2 p^{(0)} = - \rho_0 \frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j}$$

(c'est l'équation de Lighthill où on a fait $\rho c^2 = \infty$, $\rho_0 = \text{cste}$)

Dans le second cas il s'agit de la pression acoustique, c'est la réaction élastique du fluide sous l'effet de la partie non équilibrée par mouvement hydrodynamique de pression. C'est aussi la composante en phase sur une section donnée (normale à l'écoulement moyen) de la pression fluctuante, à une fréquence de fluctuation donnée. En effet, les composantes déphasées les unes par rapport aux autres vont avoir tendance à s'équilibrer hydrodynamiquement sous l'effet du gradient de pression locale, et seront convectées par l'écoulement moyen en s'amortissant rapidement. Ce dernier aspect est mis en évidence et utilisé par GIBERT dans sa modélisation des bruits de singularités.

IV.2. Action locale des fluctuations de pression et conditions d'accrochage d'une structure

Les fluctuations de pression hydrodynamique véhiculées au-dessus de la paroi vont engendrer des forces de surface fluctuantes susceptibles de la faire vibrer. C'est cette vibration qui à son tour va engendrer dans le fluide adjacent (liquide interne et externe) des ondes de pression acoustique.

Le mécanisme :

fluctuation locale de pression hydrodynamique → vibration des structures → bruit rayonné est un mécanisme essentiel de production de bruit par la turbulence.

La structure joue vis-à-vis du fluide le rôle d'un transformateur hydrodynamique et d'un filtre simultanément.

Une paroi déformable en présence d'un champ de pression fluctuant et sous l'effet de l'excitation forcée de ce dernier ne retransmet pas linéairement cette excitation.

Il peut y avoir un effet "intégrateur" d'équilibre entre deux perturbations voisines opposées, un effet amortisseur, ou un effet amplificateur si on provoque une résonance d'une partie de la structure : c'est dans ces conditions que l'on peut avoir accrochage et que la structure devient le transformateur hydrodynamique-acoustique le plus efficace.

L'accrochage peut se produire dans différentes situations :

- la coïncidence en fréquence : lorsque le spectre de fluctuations de pression hydrodynamique locale contient à un niveau

suffisant (effet de seuil) de l'énergie dans une bande de fréquence entourant un mode en fréquence de la structure : $\omega_{ex} = \omega_s$.

- la coïncidence en nombre d'onde : le champ spatial d'excitation correspond à un mode de structure en nombre d'onde : coïncidence des ventres et noeuds de pressions avec les ventres et noeuds de déformées modales : si U est la vitesse de convection des perturbations hydrodynamiques, on a alors :

$$\frac{\omega_{ex}}{U} = \frac{\omega_s}{C_s}$$

C_s étant la vitesse du son dans la structure suivant la direction de U . Cette relation entraîne entre autres $\omega_{ex} > \omega_s$. Ce mécanisme est peu différent en fait de celui de la génération de bruit dans le fluide, sous réaction des parois, dans un cas on a localement un volume fluide où la pression varie : à la frontière de ce volume se trouve soit un autre volume fluide, soit une structure solide qui va se mettre à vibrer sous l'effet des forces de pression résultant de l'écart à l'équilibre des fluctuations moyennées sur l'ensemble du volume.

IV.3. Echelle intégrale et surface de corrélation

La remarque précédente met à nouveau l'accent sur un point essentiel du mécanisme d'action de la turbulence locale.

Ce sont les perturbations "en phase", ou corrélées sur des distances suffisantes (qui ne se seront donc pas neutralisées localement) qui auront le plus d'efficacité.

La force instantanée agissant sur une surface de la structure s'écrit : $F(S) = \int_S p' dS$: plus p'

est corrélée sur les deux dimensions de S plus $F(S)$ sera grande. D'où la notion d'échelle intégrale et de surface de corrélation (faisant intervenir les corrélations spatiotemporelles) que l'on retrouve dans certains modèles.

Certaines échelles intégrales joueront un rôle particulier, et seront les plus "efficaces" sur le plan excitation de structure, ce seront celles qui seront égales ou voisines des longueurs d'onde de modes propres de la structure : on retrouve le concept de coïncidence en nombre d'onde par une approche un peu différente, mais équivalente.

En conclusion, la turbulence hydrodynamique homogène, développée ne participe efficacement à la fluctuation de bruit d'écoulement que par le mécanisme : excitation hydrodynamique de la structure $\rightarrow$ vibration de la structure $\rightarrow$ rayonnement acoustique.

La transformation excitation hydrodynamique $\rightarrow$ vibration de la structure est fonction de l'organisation spatiale et temporelle du champ de pression, et des modes (fréquences et nombres d'onde) de la structure.

Toute action tendant à organiser et structurer le champ de pression fluctuant va aller dans le sens d'une augmentation du niveau de bruit, toute action tendant à désorganiser un peu plus ces perturbations et à diminuer leur "taille" et

leur "durée de vie" va aller dans le sens d'une diminution du niveau de bruit.

CONCLUSION

Les progrès réalisés dans le domaine des calculs d'écoulement en turbomachine, dont on a vu quelques illustrations bidimensionnelles à fluide parfait, mais qui connaissent aujourd'hui des développements tridimensionnels et visqueux, ainsi que l'amélioration des moyens de mesure et d'analyse de données, devrait permettre à moyen terme de préciser davantage notre connaissance des sources de bruit dans les machines tournantes.

Il reste cependant à définir un programme, soit dans la perspective de perfectionner les modélisations classiques évoquées ordonnant la décomposition des sources et susceptibles d'analyses paramétriques relativement simples, soit avec l'objectif global du calcul complet tridimensionnel instationnaire visqueux qui intégrera l'ensemble des contributions au champ de pression hydrodynamique régnant dans la roue et le corps de pompe, mais qui présente l'inconvénient, outre la complexité du problème, d'être très lourd à manier.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 CURLE, N., (1955) : The influence of Solid Boundaries Upon Aerodynamic Sound. Proc. Roy. Soc. London, A231, 1955, pp. 505.514
- 2 FFOWCS WILLIAMS, J.E., and HAWKINGS, D.L., (1969) : Theory relating to the Noise of Rotating Machinery. Journal of Sound and Vibration, Vol. 10, N° 1, 1969, pp. 10-21
- 3 LIGHTHILL, M.J., (1952) : On Sound Generated Aerodynamically ; I. General Theory. Proc. Roy. Soc. Series A211, 564 - 1952
- 4 LIGHTHILL, M.J. (1954) : On Sound Generated Aerodynamically ; II. Turbulence as a Source of Sound. Proc. Roy. Soc. Series A222, 1 - 1954

Notions d'Aérodynamique
Instationnaire

V.P.I. : Vibration de profil isolé
V.A.I. : Vibrations auto-induites
I.A.P. : Interactions à potentiel
P.I.R. : Portance induite par rafale
P.I.S. : Portance induite par sillage

- (VAI) 5 BELLENOT C., et LALIVE D'EPINAY J., (1950) : Vibration auto-excitées des aubes de Turbomachines. Revue Brown Boveri - Octobre 1950.
- (IAP) 6 CORNIGLION J., et JOUANNET J.C., (1977) : Aubes passantes - Méthodes de calcul de l'écoulement instationnaire dans un étage de turbomachine (2ième partie). Mémoires du CETIM - N° 30 - Paris - Juin 1977.
- (VAI) 7 GARREAU D. et TEPHANY F., (1985) : Unsteady Flow Calculation in a Vibrating Cascade and Aerodynamic Damping Prediction. ASME, ASME Gas Turbine Conference, Houston, Texas, March 17-21, (1985).
- (PIR) 8 HORLOCK, J.H., (1968) : Fluctuating Lift Forces on Aerofoils Moving through Transverse and chordwise Gusts. Journal of Basic Engineering, Trans. ASME, Series D, Vol. 90, 1968, pp. 494-500.
- (IAP) 9 KEMP, N.H., and SEARS, W.R., (1953) : Aerodynamic Interference Between Moving Blade Rows. Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 20, N° 9, 1953, pp. 585-597.
- (PIS) 10 KEMP, N.H., and SEARS, W.R., (1955) : The Unsteady Forces due to Viscous Wakes in Turbomachines. Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 22, N° 7, 1955, pp. 478-483.
- (VPI) 11 KUSSNER, H.G., (1936) : Zusammenfassender Bericht über den instationären Auftrieb von Flügeln. Luftfahrtforschung, Bd. 13, page 410 - 1936.
- (PIR) 12 MORFEY, C.L., (1970) : Lift Fluctuations Associated with Unsteady Chordwise Flow Past an Airfoil. Journal of Basic Engineering, Trans. ASME, Series D, Vol. 92, 1970, pp. 663-665.
- (VPI) 13 SEARS, W.R., (1941) : Some Aspect of Non Stationnary Airfoil Theory and its Pratical Application Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 8, 1941, pp. 104-108.
- (VPI) 14 THEODORSEN, Th., (1935) : General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flut-ter. NACA Technical Report N° 496, 1935
- Machines Axiales
- 15 CUMPSTY, N.A., (1977) : Review - A Critical Review of Turbomachinery Noise. Journal of Fluids Engineering, June 1977, pp. 278-293. Transactions of the ASME.
- 16 GUTIN, L., (1936) : On the Sound Field of Rotating Propeller. Phys. Z. Sow. U. 9, 57. Trans. N.A.C.A. Tech. Memo. 1195 (1948).
- 17 KAZIN, S.B. and MATTA, R.K., Turbine Noise Generation, Reduction and Prediction. AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference - Hampton, Va./ March 24-26, 1975.
- 18 MANI, R., (1970) : Discrete Frequency Noise Generation from an Axial Flow Fan Blade Row. Journal of Basic Engineers - March 1970 - pp. 37-43. (ASME Conference, Evanston, Ill., June 16-18, 1969 - paper No. 69-FE-12.
- 19 MORFEY, C.L., (1971) : Sound Transmission and Generation in Ducts with Flow. Journal of Sound and Vibration - Vol. 14, Part 1, 1971, pp. 37-55.
- 20 TYLER, J.M., and SOFRIN, T.G., (1961) : Axial Flow Compressor Noise Studies. Society of Automotive Engineers, Vol. 70, 1962, pp. 309-332.

Pompes Centrifuges

- 21 BERHAULT, J.P., (1980) : Relations entre le champ de Pression Dynamiques du Fluide et le Bruit Rayonné par les Systèmes Hydrauliques Industriels. Journées SHF Hydraulique et Bruit.
- 22 COPLEY, D.M., (1962) : The fluctuating Flow in Centrifugal Pumps and the Possible Causes of Vibration. BHRA - RR747 - November, 1962.
- 23 CORNIGLION, J., ALBANO, G., et LUU, T.S., (1975) : Méthodes de calcul de l'Ecoulement dans les Pompes Centrifuges. CETIM, 1975.
- 24 IMAICHI, K., TSUJIMOTO, Y., YOSHIDA, Y., (1980) : A two-Dimensional Analysis of the Interaction Effects of Radial Impeller in Volute Casing-AIRH. Symposium 1980 - TOKYO.
- 25 PRESTON, J.H., (1961) : The Non-Steady Irrotational Flow of an Inviscid, Incompressible Fluid, with Special Reference to changes in total Pressure through Flow Machines. The Aeronautical Quarterly, Vol. 12, Part 4, pp. 343-360 November, 1961.
- 26 SIMPSON, H.C., CLARCK, T.A., WEIR, G.A., (1966) : A Theoretical Investigation of Hydraulic Noise in Pumps. Journal of Sound and Vibration - 1967.5(3), pp. 456-488.
- 27 SIMPSON, H.C., MACASKILL, R., and CLARCK, T.A., (1966) : Generation of Hydraulic Noise in Centrifugal Pumps. Proc. Instn. Mech. Engrs. 1966-1967 - Vol. 181. Pt 3A.
- 28 YUASA, T., and HINATA, T., (1979) : Fluctuating Flow behind the Impeller of Centrifugal Pump. Bulletin of the JSME, Vol. 22, N° 174, December, 1979.

- 29 HOMICZ, G.F., - Broadband and discrete Frequency Noise Radiation from Subsonic Rotors. Cornell University, 1973.
- 30 FFOWCS WILLIAMS, J.E., - Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 264A, 1969.
- 31 FARASSAT, F., - Theory of Noise Generation From Moving Bodies with an Application to Helicopter Rotors, NASA TR-451, 1975.

Discussion

Président : M. J. ROUX

Le Président : Qui veut prendre la parole sur cet exposé ?

M. SMADJA ayant eu l'occasion de travailler il y a quelque temps sur des turbines à basse pression demande si, dans l'étude bibliographique qui a été faite, on a trouvé des travaux concernant ce type de machine.

M. BERHAULT répond que cette étude porte essentiellement sur les phénomènes aérodynamiques et que, par conséquent, il y a peu de données appliquées à tel ou tel type de machine. La démarche a été de rassembler un grand nombre de documents, puis de faire une sélection restreinte en cherchant à suivre les modèles proprement aérodynamiques

M. TOURRET remarque que l'on trouve relativement peu d'articles sur les machines centrifuges indépendamment du modèle décrit ici. Il est difficile de savoir s'il existe d'autres travaux liés à l'expérience. En fait, on trouve peu de références sur la confrontation des modèles avec l'expérience et, en matière d'hydraulique, c'est une lacune énorme. On éprouve beaucoup de difficultés pour recaler les modèles par rapport aux expériences.

M. BERHAULT ajoute que les travaux décrits dans son intervention sont parfois très récents mais qu'en effet très souvent, ces documents sont de véritables exploitations de modèles et manquent d'éléments de comparaisons avec des expériences. Des raisons pourraient être avancées pour expliquer cette lacune. La technologie ne permet pas toujours d'accéder facilement aux grandeurs physiques traitées par ces modèles à cause de leur caractère local ou de leur spécificité. Pourtant ces grandeurs interviennent de façon évidente dans les modèles aérodynamiques. En fait, la façon de décrire la physique dans les modèles ne correspond pas forcément à des quantités que l'on peut approcher facilement. Cette question a déjà été discutée en d'autres lieux. Il est certain que si l'on avait des résultats expérimentaux « compatibles » avec les modèles cela éclairerait le débat.

Le Président. S'il n'y a pas d'autres questions je vous propose de faire une pause de 5 minutes.

Vue à vol d'oiseau du canal Saint-Martin, de la place et du quartier de la Bastille, prise de la rive droite de la Seine.