

有圧換気扇羽根車の異常振動について

第1報 理論及び基礎実験

平松 力* 古村義彰* 山本修一**

Vibrations of Axialflow Blower

(1.Theoretical and Experimental Study about Fundamental Frequency)

Tsutomu HIRAMATSU, Yoshiaki KOMURA, Syuichi YAMAMOTO

(Received Aug. 13, 1984)

The vibrations of blower being produced by the mutual action between machinery and fluid, sometimes the blades of blower vibrate remarkably and are taken the stress over the allowable limit. It may be reached to the fatigue, the crack or the broken down by the continuous running. The many papers were reported on the centrifugal blowers, but the papers were not reported too much on the axial blowers. In this paper we achieved the study about the static and dynamic natural frequencies and the theoretical results were good agree with the experimental results for the natural frequencies.

1 結 言

軸流送風機は高効率、高回転で運転できるため、小形軽量、配管が容易など利点が多くその需要は年々増大している。

流体機械は一般に機械系と流体系の相互作用があるため、使用条件によっては羽根が異常振動を起こし、羽根に過大応力が加わり、そのまま連続運転すると疲労・亀裂・破損に至ることがある。このような振動問題の研究は遠心送風機において多く行われている。たとえば、下山ら¹⁾は送風機の排気管のような大尺度の管路を用い管内気柱の振動問題を扱っており、草間ら²⁾はサージング発生時の送風機の動作状態を実験的に明らかにしている。しかし軸流機械においては、羽根破損の因子が非常に多いにもかかわらず研究は少ない。

本研究では、5枚羽根の軸流送風機に吸気ダクトを取付け、異常振動の発生条件を調べ、その原

* 機械工学科

** 松下電器産業㈱

因を解明することを目的としている。第1報では羽根の固有振動数についての理論的解析と基礎実験について述べる。第2報では異常振動の発生状況を観察し、その原因を解明する。

2 羽根の固有振動数計算

2.1 静的固有振動数

羽根の固有振動数の計算は表記法によって行う。羽根をいくつかの部分に分割し、その一端にその部分の質量が集中しているものと考え、 i 断面から $(i+1)$ 断面の間での変形、つりあい等を考える。羽根の長手方向の位置を X 、振動方向への変位を Y 、傾きを φ 、曲げモーメントを M 、せん断力を S とし、 i 断面におけるものを表すために下つき添字 i を付けて表わす。 $i \sim (i+1)$ 断面間の質量 m_i は i 断面に集中しているものと考え、区間内の羽根の長さを l_i とすると、図1のような作用図が得られる。羽根車が回転していないときの羽根の角振動数を ω 、材料の縦弾性係数を E 、区間内の断面二次モーメントを I_i とすると、材料力学の公式を使って次の式(1)が得られる。

$$\left. \begin{aligned} S_{i+1} &= S_i + m_i \omega^2 Y_i \\ M_{i+1} &= M_i + S_{i+1} l_i \\ \varphi_{i+1} &= \varphi_i - S_{i+1} \frac{l_i^2}{2EI_i} - M_i \frac{l_i}{EI_i} \\ Y_{i+1} &= Y_i - \varphi_i l_i + S_{i+1} \frac{l_i^3}{6EI_i} + M_i \frac{l_i^2}{2EI_i} \end{aligned} \right\} (1)$$

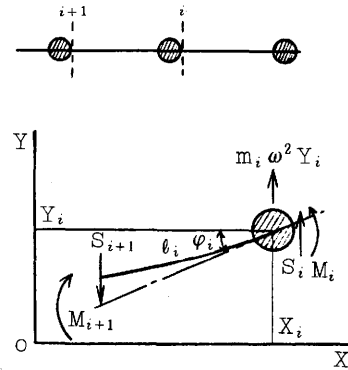


図1 はりの作用図

式(1)は漸化式であるので i 断面の状態量がわかれば、 $(i+1)$ 断面の状態量を計算できる。したがって右端の状態量がわかっているならば左端の状態量を求めることができる。羽根の自由端を $i=1$ 、固定端を $i=11$ とし、羽根を10等分した計算モデルを図2に示す。

モデルの羽根は片持はりと考えられるので、右端($i=1$)は自由端であり、 $S_1=0$ 、 $M_1=0$ 、 $\varphi_1=\varphi$ 、 $Y_1=1.0$ という状態量で計算を始め、左端($i=11$)における状態量を求める。式(1)から、 S_i 、 M_i 、 φ_i 、 Y_i は φ の一次式で表わされることがわかるので、左端での状態量が次の式(2)で求まったとする。

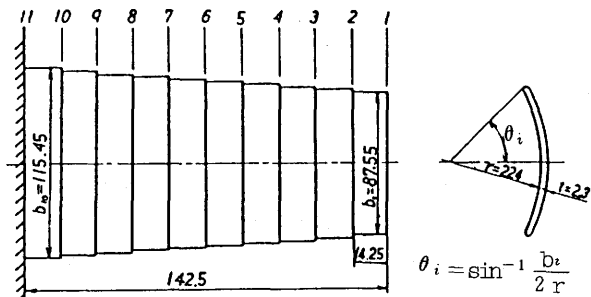


図2 羽根の計算モデル

$$\left. \begin{aligned} S_{11} &= a_1 + b_1 \varphi \\ M_{11} &= a_2 + b_2 \varphi \\ \varphi_{11} &= a_3 + b_3 \varphi \\ Y_{11} &= a_4 + b_4 \varphi \end{aligned} \right\} (2)$$

ただし、 a_n, b_n ($n = 1 \sim 4$) は ω^2 の関数である。

ここで $i = 11$ は固定端であるから $\varphi_{11} = 0, Y_{11} = 0$ となる。したがって次式(3)が成立する。

$$\left. \begin{aligned} 0 &= a_3 + b_3 \varphi \\ 0 &= a_4 + b_4 \varphi \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(3)が成立するためには次の行列式が成立しなければならない。

$$\begin{vmatrix} a_3 & b_3 \\ a_4 & b_4 \end{vmatrix} = 0 \quad (4)$$

式(4)は振動数方程式と言われるもので、この式は ω^2 の関数である。この式(4)を満足するような ω を求めれば、これらが固有角振動数 ω_0 になる。

なお、断面二次モーメント I_i は、図3のように羽根を薄板で作った円弧の一部とみなして計算すると次式(5)のようになる。

$$I_i = r_i^3 t \left(\theta_i + \cos \theta_i \sin \theta_i - \frac{2 \sin^2 \theta_i}{\theta_i} \right) \quad (5)$$

ただし、 r_i : i 断面における羽根の曲率半径、 t : 羽根の板厚、 θ_i : i 断面における羽根の断面の円弧角の半分

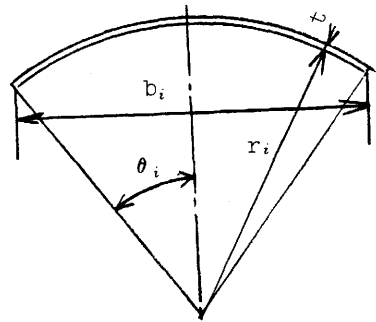


図3 羽根の断面

本項の計算で求められる固有角振動数 ω_0 は羽根車が回転していないときの値である。羽根車が回転すると遠心力の影響で固有振動数は高くなる。

2.2 羽根車回転時の固有振動数

回転する一様なはりに対する振動数方程式を無次元化して表わすと式(6)のようになる。³⁾

$$\eta u'''' - \{ (1 - X^2) u' / 2 \}' - \alpha \{ (1 - \alpha) u' \}' - \mu u' = 0 \quad (6)$$

ただし、 $\eta = EI / m \Omega^2 L^4$, $u = \bar{u} / L$, $X = \bar{x} / L$, $\alpha = R / L$, $\mu = (\omega / \Omega)^2 + \sin^2 \delta$

ここで、 L : 羽根の長さ、 m : 羽根の単位長さ当りの質量、 Ω : 軸回転角速度、 \bar{u} : 羽根任意断面 X における変位 $\bar{u}(x)$ 、 \bar{x} : 羽根根本から任意断面までの長さ、 R : ボス半径、 ω : 回転時の羽根の固有角振動数、 δ : 図5に示すオフセット角

この微分方程式から羽根の固有角振動数を求めるということは、与えられた境界条件を満足する様な μ を見つけるという固有値問題ということになる。

本研究における羽根は片持はり型であるので、境界条件は次の式(7)のようになる。

$$\left. \begin{aligned} u(0) &= 0 \\ u'(0) &= 0 \\ u''(L) &= 0 \\ u'''(L) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ここで、 u および μ を微小量 $\eta^{1/2}$ の級数に展開すると式(8)のように表わせる。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + u_1 \eta^{1/2} + u_2 \eta \dots \dots \dots \\ \mu &= \mu_0 + \mu_1 \eta^{1/2} + \mu_2 \eta \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

一般に η が 1 に比べてはるかに小さいとき、 η の $1/2$ 次以上の項は微小として式(8)を式(6)に代入

すると式(9)のようになる。

$$\mu_0 u_0 + \left\{ \left[\alpha(1-X) + (1-X^2)/2 \right] u_0' \right\}' = 0 \quad (9)$$

$\alpha = 0$ に対して, 変位の境界条件は η のオーダーで μ に影響するだけである。⁴⁾したがって,

$$u_0(0) = 0 \quad (10)$$

式(10)は $\alpha \neq 0$ に対しても成立すると仮定する。以下 α の大小で区分けして考えるために, $\lambda = \mu_0$, $v = u_0$ と置きかえて式(9)を書きなおすと(11)のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \lambda v + \left\{ \left[\alpha(1-X) + (1-X^2)/2 \right] v' \right\}' &= 0 \\ v(0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(i) $\alpha \ll 1$ のとき

変数 λ , v を α のべき級数に展開すると

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \alpha + \lambda_2 \alpha^2 + \dots \quad (12)$$

$$v = v_0 + v_1 \alpha + v_2 \alpha^2 + \dots$$

式(12)を式(11)に代入して, α のべきごとに取り出すと次のようになる。

$$\alpha^0: \lambda_0 v_0 + \left[(1-X^2) v_0' / 2 \right]' = 0 \quad (13)$$

$$\alpha^1: \lambda_0 v_1 + \left[(1-X^2) v_1' / 2 \right]' = -\lambda_1 v_0 - \left[(1-X) v_0' \right]' \quad (14)$$

ここで, $v_0(0) = 0$ に対する解は奇数次ルジャンドルの多項式となる。一次モードに対しては $n = 1$ として, $v_0 \lambda_0$ は次のようになる。

$$v_0 = P_{2n-1}(X) = X \quad (15)$$

$$\lambda_0 = n(2n-1) = 1$$

ここで求めた $v_0 = X$ は, 式(14)の右辺に対して区間 $(0, 1)$ で直交しなければならないので

$$\int_0^1 \left\{ \lambda_1 v_1 + \left[(1-X) v_1' \right]' \right\} v_0 dx = 0 \quad (16)$$

したがって

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \int_0^1 (1-X) v_1'^2 dx / \int_0^1 v_1^2 dx \\ &= \int_0^1 (1-X) dx / \int_0^1 X^2 dx \\ &= 3/2 \end{aligned} \quad (17)$$

式(17)を式(12)に代入すれば, λ は式(18)のように表わせる。

$$\lambda = 1 + 3\alpha/2 \quad (18)$$

(ii) $\alpha \gg 1$ のとき

α が大きい場合は $v = \lambda/\alpha$, $\varepsilon = 1/\alpha$ とおくと, 式(11)は式(19)になる。

$$v v + \left\{ \left[(1-X) + \varepsilon(1-X^2)/2 \right] v' \right\}' = 0 \quad (19)$$

$$v = v_0 + \varepsilon v_1$$

$$v = v_0 + \varepsilon v_1$$

$$v_0(0) = v_1(0) = 0$$

(20)

と仮定して式(19)に代入する。任意の ε に対して成立しなければならないので次のようになる。

$$\varepsilon^0: v_0 v_0 + \left[(1-X) v_0' \right]' = 0 \quad (21)$$

$$\varepsilon^1: v_0 v_1 + \left[(1-X) v_1' \right]' = -v_0 v_0 - \left[(1-X^2) v_0' / 2 \right]' \quad (22)$$

上式に対する解は、ベッセル関数を含み次のように表れされる。

$$\nu_0 = J_0 \left(2\sqrt{\nu_0(1-X)} \right) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\nu_0)^n (1-X)^n}{(\pi!)^2} \tag{23}$$

式(23)に対して変位の境界条件 $\nu_0(0) = 0$ を代入して、数値計算を行うと次の結果を得る。

$$\nu_0 = 1.445796491 \tag{24}$$

式(22)の右辺も上で求めた式(23)の ν_0 と区間(0, 1)に対して直交しなければならない。したがって次式(25)が得られる。

$$\begin{aligned} \nu_1 &= 1/2 \int_0^1 (1-X^2) \nu_0'^2 dx / \int_0^1 \nu_0^2 dx \\ &= 1.038163742 \end{aligned} \tag{25}$$

したがって

$$\begin{aligned} \lambda &= \alpha \nu = \alpha (\nu_0 + \nu_1 \epsilon) = \alpha \nu_0 + \nu_1 \\ &= 1.445796491 \alpha + 1.038163742 \end{aligned} \tag{26}$$

ここで、式(18)と式(26)を比較すると、非常に類似していることがわかる。(i)と(ii)における類似性を利用して、 α が1から離れているときについて、 λ を1つの式で表わしてみることにする。 λ を次の形で表わせるものと仮定して、 a, b を求めることにする。

$$\begin{aligned} \lambda &= \alpha \nu_0 + \nu_1 + e^{-\alpha} (a + b\alpha) \\ &= \alpha \nu_0 + \nu_1 + (1 - \alpha + \dots) (a + b\alpha) \end{aligned} \tag{27}$$

$\alpha \gg 1$ のときは $\lambda = \alpha \nu_0 + \nu_1$ となって当然成立するので、 $\alpha \ll 1$ のときに成立する様にすればよい。

(i)の結果から $\lambda = \lambda_0 + \lambda_1 \alpha$ だから

$$\left. \begin{aligned} a &= \lambda_0 - \nu_1 \\ b &= \lambda_0 + \lambda - \nu_0 - \nu_1 \end{aligned} \right\} \tag{28}$$

したがって、小さな η に対する式(6)の最小の固有値 μ_0 は近似的に、式(29)で与えられることになる。

$$\mu_0 = \alpha \nu_0 + \nu_1 + g(\alpha) \tag{29}$$

ここで、 $g(\alpha) = e^{-\alpha} \{ \lambda_0 - \lambda_1 + (\lambda_0 + \lambda_1 - \nu_0 - \nu_1) \alpha \}$

図4は式(29)で求めた $\alpha - \mu_0$ の関係である。厳密解⁴⁾と比べて $\alpha = 1$ のところで最大0.3%の誤差がみられるだけである。

(iii) すべての α に対する拡張

小さな η に対して、次式を仮定してみる。

$$\mu = \mu_0(\alpha) + \mu_1(\alpha) \eta^{1/2} \tag{30}$$

$\alpha = 0$ に対しては文献[4]、 $\alpha = O(\eta^{1/2})$ に対しては文献[5]から、いずれの場合に対しても $\mu_1(\alpha)$ は式(31)で表わされる。

$$\mu_1(\alpha) = 3/\sqrt{2} \tag{31}$$

したがって、すべての α に対して μ は次式(32)で表わされる。

$$\mu = \nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\alpha) + (3/\sqrt{2}) \eta^{1/2} \tag{32}$$

次に大きな η 、 $\alpha = O(1)$ のとき、 $\epsilon = 1/\eta$ 、 $r = \mu/\eta$ とおくと式(6)は式(33)となる。

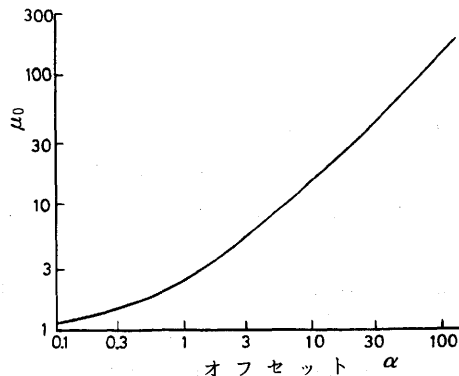


図4 $\alpha - \mu_0$ の関係

$$u''' - \varepsilon \left[(1-X^2) u' / 2 \right]' - \alpha \varepsilon \left[(1-X) u' \right]' - \tau u = 0 \tag{33}$$

ここで, u, τ を ε のべき級数に展開して,

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + u_1 \varepsilon + u_2 \varepsilon^2 + \dots \\ \tau &= \tau_0 + \tau_1 \varepsilon + \tau_2 \varepsilon^2 + \dots \end{aligned} \right\} \tag{34}$$

これを式(33)に代入して, ε のべき乗ごとに比較すると次式(35), (36)が得られる。

$$\varepsilon^0 : u_0''' - \tau_0 u_0 = 0 \tag{35}$$

$$\varepsilon^1 : u_1''' - \tau_0 u_1 = \left[(1-X^2) u_0' / 2 \right]' + \alpha \left[(1-X) u_0' \right]' + \tau_1 u_0 \tag{36}$$

式(35)に境界条件式(7)を代入して一次モード形を求めると, 次式(37)が得られる。

$$u_0 = \cosh \beta_1 X - \cos \beta_1 X - \xi_1 (\sinh \beta_1 X - \sin \beta_1 X) \tag{37}$$

$$\tau_0 = \beta_1^4, \beta_1 = 1.87504069, \xi_1 = 0.7340955138$$

式(36)の右辺は式(37)の u_0 と区間 $(0, 1)$ で直交しなければならないので

$$\tau_1 = \left\{ \frac{1}{2} \int_0^1 (1-X^2) u_0'^2 dx + \alpha \int_0^1 (1+X) u_0'^2 dx \right\} / \int_0^1 u_0^2 dx = A + B\alpha \tag{38}$$

$$A = 1.193336374, B = 1.570878190, \tag{39}$$

が成立する。式(35), (37)から $u_0''/u_0 = \tau_0 = \beta_1^4$, 式(34)の ε の一次の項までとると $\tau = \tau_0 + \tau_1 \varepsilon = \beta_1^4 + \tau/\eta$ となり $\tau = \mu/\eta$ を使えば

$$\begin{aligned} \mu &= \beta_1^4 \eta + \tau_1 \\ &= \beta_1^4 \eta + A + B\alpha \end{aligned} \tag{40}$$

式(40)は η が大きいときには任意の α について成り立つので, 任意の η について文献⁴⁾と式(32), 式(40)を参考にして, 次の式(41)を仮定する。

$$\mu = \beta_1^4 \eta + \nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\alpha) + (3\sqrt{2}/\pi) \eta^{1/2} \tan^{-1} \left[\pi (a + b\alpha) / (3\sqrt{2} \eta^{1/2}) \right] \tag{41}$$

$\eta \ll 1$ のとき上式は次式のようになり, 式(32)と一致する。

$$\mu = \nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\alpha) + (3\sqrt{2}) \eta^{1/2} + O(\eta) \tag{42}$$

また, $\eta \gg 1$ のとき式(41)は次式(43)のようになる。

$$\mu = \beta_1^4 \eta + \nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\alpha) + a + b\alpha + O(1/\eta) \tag{43}$$

上式が式(40)と一致するように a, b を定めると次のようになる。

$$A + B\alpha = \nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\alpha) + a + b\alpha \tag{44}$$

したがって

$$a = A - \nu_1 - g(\alpha), b = B - \nu_0 \tag{45}$$

式(45)を式(41)に代入すれば, すべての η, α に対する式が次のように得られる。

$$\begin{aligned} \mu &= \beta_1^4 \eta + \nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\omega) + (3\sqrt{2}/\pi) \eta^{1/2} \tan^{-1} \\ &\quad \left\{ \pi / (3\sqrt{2} \eta^{1/2}) [A - \nu_1 - g(\omega) + (B - \nu_0) \alpha] \right\} \end{aligned} \tag{46}$$

$$\begin{aligned} \tau &= \beta_1^4 + [\nu_0 \alpha + \nu_1 + g(\omega)] \bar{\Omega}^2 + (3\sqrt{2}/\pi) \bar{\Omega} \tan^{-1} \\ &\quad \left\{ (\pi \bar{\Omega} / 3\sqrt{2}) [A - \nu_1 - g(\omega) + (B - \nu_0) \alpha] \right\} \end{aligned} \tag{47}$$

ここで, $\beta_1^4 = 12.36236337, \nu_0 = 1.445796491,$

$\nu_1 = 1.038163742, \lambda_0 = 1, \lambda_1 = 3/2,$

$$g(\omega) = e^{-\alpha} [\lambda_0 - \nu_1 + (\lambda_0 + \lambda_1 - \nu_0 - \nu_1) \alpha],$$

表1 $\alpha = 1.105$ に対する $\bar{\Omega} - \tau, \mu$ の関係

$\bar{\Omega}$	τ	μ
0	12.36	—
0.03	12.36	0.0111
0.10	12.39	0.1239
0.3	12.77	1.756
1.0	15.29	1.529
3.0	38.41	345.7
10.0	290.8	29076
30.0	2436	2192500

$$A = 1.193336374, \quad B = 1.570878190, \quad \gamma = \mu / \eta = (mL^4 / EI) (\omega^2 + \Omega^2 \sin^2 \theta)$$

$$\bar{\Omega} = \eta^{1/2} = \Omega \sqrt{mL^4 / EI} \tag{48}$$

本研究では $\alpha = 1.105$ の羽根車を使用するので、このときの $\bar{\Omega}$ と γ , μ の関係を表 1 に示す。

3 羽根の固有振動数 (理論計算)

羽根は鋼板のプレス製品であるので、縦弾性係数を $E = 207 \text{ GPa}$, 密度を $\rho = 7700 \text{ kg/m}^3$ として、振動方程式 (4) を MELCOM70-30 で解き、最低の角振動数を求める。これが羽根車が回転していないときの羽根の一次の固有角振動数 ω_0 である。計算結果は一次の固有角振動数 $\omega_0 = 782.3 \text{ rad/s}$ となり、固有振動数 $f_0 = 124.5 \text{ Hz}$ となった。

図 5 に羽根車の寸法、羽根のオフセット角等を示す。次に回転時の羽根の固有角振動数を式 (47), 式 (48) から、無次元回転数 $\bar{\Omega}$, 無次元パラメータ γ , 無次元振動数 ω / ω_0 を使用して求める。ただし軸回転時の羽根の固有振動数を求める式では、同一断面形状の羽根として計算しているので、羽根断面形状の変化も考慮して計算した前述の固有角振動数 $\omega_0 = 782.3 \text{ rad/s}$ が羽根車の回転速度 $\Omega = 0$ のときの固有振動数に等しいとして、 $EI / mL^4 = 49504.4 \text{ 1/s}^2$ と決める。羽根は当然のことであるが、図 5 のようにボスにオフセット角 $\delta = 28.5^\circ$ の角度で取り付けられている。したがって、式 (48) を次のように変形して振動数比を求める。

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{\sqrt{\gamma - (\Omega \tan \delta)^2}}{3.51602} \tag{49}$$

羽根車の軸回転数 n は 0 と実用回転数範囲の 800 ~ 2400 rpm として、計算した結果を表 2 に示す。

4 羽根の固有振動数測定

4.1 インパクト試験による羽根の固有振動数

ひずみゲージを貼付した羽根をテストハンマで打撃して、そのときの羽根のひずみ信号をデータ解析装置で解析した。その代表例を図 6, 7 に示す。図 6 は羽根先端を打撃したときのオートスペクトルである。図

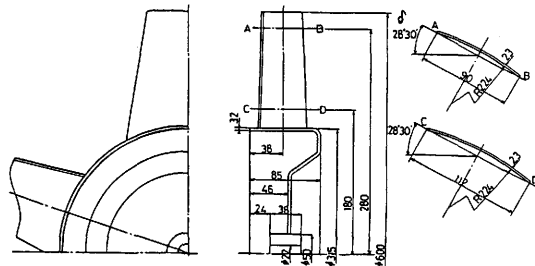


図 5 羽根及び羽根車の寸法図

表 2 $\alpha = 1.105$ に対する軸回転数と振動数比の関係

軸回転数 n rpm	無次元 回転数 $\bar{\Omega}$	無次元パラ メータ γ	振動数比 ω / ω_0
0	0	12.3624	1.0
800	0.3765	12.7776	1.015
1000	0.4707	13.0111	1.023
1200	0.5648	13.2963	1.033
1400	0.6590	13.6334	1.045
1600	0.7531	14.0221	1.059
1800	0.8472	14.4624	1.074
2000	0.9413	14.9543	1.090
2200	1.0355	15.4977	1.108
2400	1.1296	16.0925	1.128

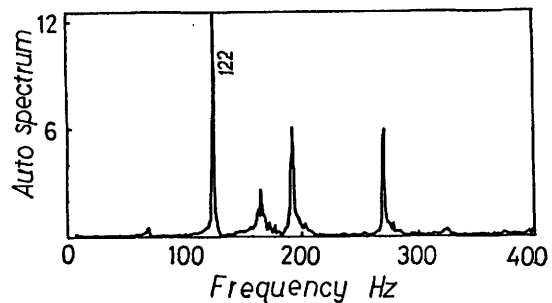


図 6 羽根 1 の先端を打撃したときのオートスペクトル

7は他の羽根の中央を打撃したときのものである。これらのインパクト試験の結果をまとめると表3のようになる。これらの図と表から、羽根の固有振動数は羽根1では122 Hz、羽根2では120 Hzであることがわかる。本解析の場合のデータ解析装置（デジタル）の分解能は1.6Hz程度であるため同一であると見なせる。よって平均の121 Hzを羽根の静的固有振動数とする。

表3 オートスペクトルがピーク値をとる周波数

打撃点	羽根 1			羽根 2		
	先端	中央	ボス	先端	中央	ボス
ピーク	66	66	66	67	67	67
Hz	122	122	122	120	120	120
	163	163	—	163	163	—
	189	189	189	192	192	192
	269	269	269	269	269	269

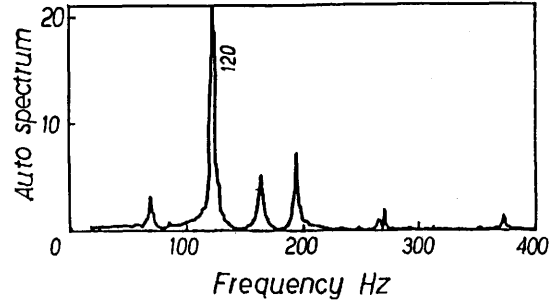


図7 羽根2の中央を打撃したときのオートスペクトル

4.2 回転時の羽根の固有振動数

羽根車を回転させ、そのときのひずみゲージからの信号をデータ解析装置で解析した。図8, 9は軸回転数 $n = 1000\text{rpm}$ および 1600rpm についての記録である。実験した回転数は 1000rpm から 1800rpm までの 100rpm 毎の9種類及び振動の大きい 1650rpm で行った。得られた記録の顕著なピークは一次の固有振動によるものと思われる。このように実験で得られた固有振動数と先に計算で得られた固有振動数及び実験値からの偏差を百分率で示したのが表4である。

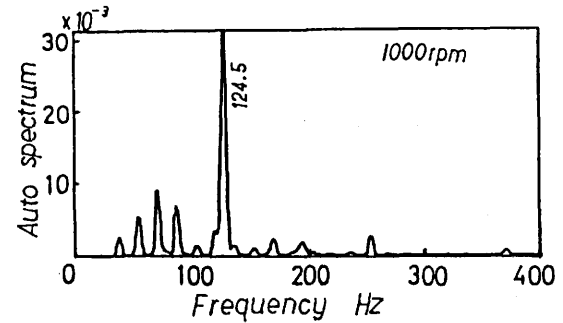


図8 羽根車回転時のオートスペクトル

表4 回転時の羽根の一次の固有振動数

軸回転数 rpm	固有振動数(実験) Hz	固有振動数(計算) Hz	偏差 %
0	121.0 (1.000)	124.5	2.9
1000	124.5 (1.028)	127.4	2.3
1100	124.7 (1.031)	128.0	2.6
1200	125.7 (1.039)	128.7	2.4
1300	126.2 (1.043)	129.4	2.5
1400	127.1 (1.050)	130.1	2.4
1500	127.8 (1.056)	130.9	2.4
1600	128.2 (1.060)	131.8	2.8
1650	128.7 (1.064)	132.2	2.7
1700	129.2 (1.068)	132.7	2.7
1800	130.0 (1.074)	133.7	2.8

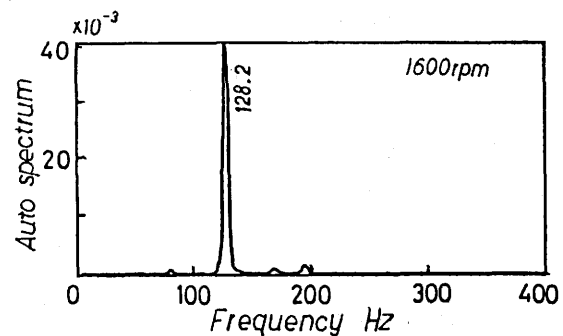


図9 羽根車回転時のオートスペクトル

固有振動数の実験値と計算値は非常によく一致しており、最高でも2.9%（静止時）の偏差である。固有振動数（実験）の後の（）内数値は静止時のものに対する比であり、表2の値に非常に近いことから、上述の偏差は静的固有振動数の計算による偏差がそのまま表われたものと考えられる。

5 結 言

本報告では羽根の静的固有振動数及び羽根車回転時の固有振動数を理論計算と実験によって求め次の結論を得た。

1. 表記法による静的固有振動数は、実験で得られたものより2.9%大きく計算された。
2. 羽根車回転による固有振動数上昇の計算は、実験による上昇率とよく一致した。
3. 羽根の振動は一次の固有振動が顕著に表われ、他の振動数の振幅はあまり大きくない。

以上のようなことを基礎にして第2報では、ファンケーシングに吸入ダクトを取り付けたときの振動特性について検討する。

参 考 文 献

- 1) 下山・伊藤, 日本機械学会論文集, 23-125 (昭32-1), 25.
- 2) 草間・辻・押田, 日本機械学会論文集, 22-117 (昭31-5), 360.
- 3) D.H.Hodges, J. of Sound and Vibration, 77-1 (1981), 11.
- 4) D.A.Peters, NASA TMX-6229 (1973)
- 5) D.A.Peters and D.H.Hodges, J. of Applied Mechanics, 47 (1980), 398.

