

軸流型流体機械の最適性能の推定法

神元五郎 大島貴充

Estimation of Optimum Performances of Axial Flow Type Fluid Machines

Goro KAMIMOTO, Takamitsu OHSHIMA

この論文は自由渦理論により設計される慣用の型式の軸流型流体機械の最適性能を推定する計算法を述べている。すなわち翼理論をこの型式の流体機械に応用し、翼型の半径に沿う循環分布は一定であるという設計法の下に、この流体機械の一段における圧力係数、速度比（流量係数の逆数）および流体力学的効率を種々のボス比の下に、かつボスにおける翼型の揚力係数と弦節比（Solidity）との積の与えられた制限の下に厳密に計算し、その数値計算の結果を示し、合理的な設計法を導いている。

1. 緒言

軸流型流体機械の理論は既に確立しており、その理論の下に設計法も既にまとめられていると思われるが、案外発表されているものは見当たらない。日本機械学会編集の機械工学便覧においても、軸流ポンプのところでは、簡単な翼素理論⁽¹⁾の概説が、また軸流送風機、圧縮機の項では、ARCのHowell⁽²⁾一派とNACAのFelix⁽³⁾一派の設計法の一部が掲載されているに過ぎない。設計法の論文としては、古く河田三治氏の「空気力学の軸流送風機への応用」という論文⁽⁴⁾がある。この論文では軸流送風機は円筒状のケーシング内で作動するプロペラとして取扱ひ、したがって動翼のもつ循環による円周方向の誘導速度は十分小さいとして、羽根車の推力、トルクが計算されている。ここではこの誘導速度は無視できないとして厳密にこれらの推力、トルクを計算し、さらに案内羽根についても同様に取扱ひ、軸流型流体機械の厳密な性能推定の計算式を誘導している。なおこの誘導速度の大きさを表す助変数として無次元助変数

$$a \equiv N\Gamma\omega/4\pi C_m^2$$

が導入され、またこの助変数 a とボスにおける翼型の揚力係数と弦節比との積 $C_{L0}\sigma_0$ との関係は循環一定の下に羽根車、案内羽根について明らかにし、なお反動度についても検討を加えている。

2. 軸流型流体機械の理論

自由渦理論により設計される慣用の型式の軸流型流体機械の性能を推定する理論について述べる。

2-1. 羽根車による推力 T とトルク M

図1に示す羽根車、案内羽根からなる一段の軸流機械は角速度 ω で作動している。その外径は R 、内径は R_0 と

し、羽根の枚数は羽根車において N 枚とする。任意の半径 r における羽根車、案内羽根の翼断面を平面に展開して、図2に示す速度三角形と翼素理論による揚力、抗力 dL 、 dD から、部分推力 dT は次のように表わされる。

$$dT = NdL \cos\beta - N dD \sin\beta \quad (1)$$

ここに β は図2の速度三角形において示される角で、

$$\cos\beta = (U - \frac{C_u}{2}) / W.$$

$$\sin\beta = \frac{C_m}{W}$$

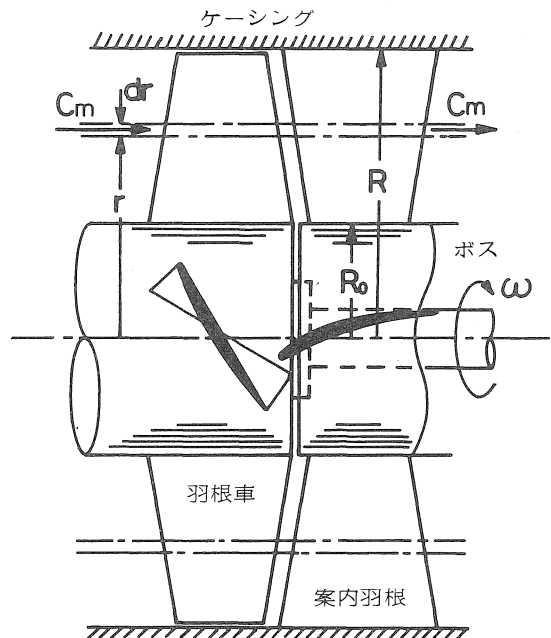


図1 軸流圧縮機の段の断面

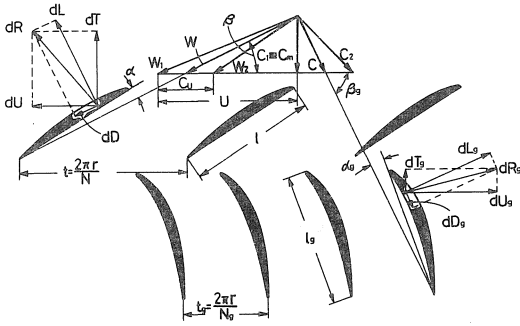


図2 翼の配列と速度三角形

である。U は周速度， C_m は軸流速度，W は平均相対速度である。

また，揚，抗力はこの平均相対速度Wで定義され，

$$dL = C_L \frac{\rho}{2} W^2 l dr = \rho \Gamma W dr$$

$$dD = C_D \frac{\rho}{2} W^2 l dr$$

となる。 C_L ， C_D は揚力係数，抗力係数， ρ は流体の密度， l は翼弦長である。そして羽根車の回転により誘導される速度 C_u は翼の周りの循環を Γ とすると

$$C_u = \frac{\Gamma}{t} = \frac{N\Gamma}{2\pi r}, \quad W = \sqrt{C_m^2 + \left(U - \frac{C_u}{2}\right)^2}$$

であるから，(1)式の dT は

$$dT = \rho N \Gamma W r dr - \rho \frac{N^2 \Gamma^2}{4\pi} \frac{dr}{r} - N C_d \frac{\rho}{2} \sqrt{C_m^2 + \left(U - \frac{C_u}{2}\right)^2} C_m l dr \quad (2)$$

となる。よって推力 T は，循環 Γ が半径に沿い一定とし，かつ弦長 l も一定とすると，自由渦理論により軸流速度 C_m もまた一定であるから，

$$T = \int_{R_0}^R dT = \rho N \Gamma \left[\omega \frac{R^2 - R_0^2}{2} - \frac{N\Gamma}{4\pi} \log_e \frac{R}{R_0} \right] - T_f \quad (3)$$

ここに

$$T_f = N C_d \frac{\rho}{2} C_m^2 l \int_{R_0}^R \sqrt{1 + \left(\frac{\omega r}{C_m} - \frac{N\Gamma}{4\pi r C_m}\right)^2} dr \quad (4)$$

である。ここでさらに

$$\frac{N\Gamma}{4\pi r C_m} = \frac{N\Gamma\omega}{4\pi C_m^2} \frac{C_m}{\omega r} \equiv \frac{a}{x}$$

とおき，

$$a = \frac{N\Gamma\omega}{4\pi C_m^2} \quad (5)$$

$$x = \frac{\omega r}{C_m} \quad (6)$$

と定義すると，

$$T_f = N C_d \frac{\rho}{2} \frac{C_m^3}{\omega^2} l \int_{\mu_0}^{\mu} \sqrt{1 + \left(x - \frac{a}{x}\right)^2} dx \quad (7)$$

ここに

$$\mu = R\omega/C_m, \quad \mu_0 = R_0\omega/C_m \quad (8)$$

で， μ, μ_0 は羽根車の外径，内径における速度比であり，この逆数は流量係数 $\varphi = C_m/R\omega$ ， $\varphi_0 = C_m/R_0\omega$ である。(7)式は積分の結果次のようになる。

$$T_f = \frac{1}{4\omega} C_d \rho N C_m^3 l \tau_1 \quad (9)$$

但し

$$\begin{aligned} \tau_1 = & \sqrt{\mu^4 + (1-2a)\mu^2 + a^2} - \sqrt{\mu_0^4 + (1-2a)\mu_0^2 + a^2} \\ & + \frac{1-2a}{2} \log_e \left\{ \frac{1-2a+2\mu^2+2\sqrt{\mu^4+(1-2a)\mu^2+a^2}}{1-2a+2\mu_0^2+2\sqrt{\mu_0^4+(1-2a)\mu_0^2+a^2}} \right\} \\ & - a \log_e \left\{ \frac{2a\sqrt{\mu^4+(1-2a)\mu^2+a^2} + 2a^2 + (1-2a)\mu^2}{2a\sqrt{\mu_0^4+(1-2a)\mu_0^2+a^2} + 2a^2 + (1-2a)\mu_0^2} \right. \\ & \left. \cdot \frac{\mu_0^2}{\mu^2} \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

である。ここで誘導速度は小さい ($C_u \ll C_m$) とすれば

$$\begin{aligned} \lim_{a \rightarrow 0} \tau_1 \equiv \sigma_1 = & \mu \sqrt{1+\mu^2} - \mu_0 \sqrt{1+\mu_0^2} \\ & + \frac{1}{\mu} \log_e \left\{ \frac{\mu + \sqrt{1+\mu^2}}{\mu_0 + \sqrt{1+\mu_0^2}} \right\} \quad (10') \end{aligned}$$

となって，河田の式と一致する。

次に羽根車のトルク M について求めよう。

$$\begin{aligned} M = & \int_{R_0}^R dU r \\ = & \rho N \Gamma C_m \int_{R_0}^R r dr + \frac{N}{2} \rho C_d l \int_{R_0}^R \sqrt{C_m^2 + \left(U - \frac{C_u}{2}\right)^2} \\ & \cdot \left(U - \frac{C_u}{2}\right) r dr \\ = & \rho N \Gamma C_m \frac{R^2 - R_0^2}{2} + M_f \quad (11) \end{aligned}$$

となる。ここに

$$\begin{aligned} M_f = & \frac{N}{2} \rho C_d C_m^2 l \int_{R_0}^R \sqrt{1 + \left(\frac{\omega r}{C_m} - \frac{C_u}{2C_m}\right)^2} \\ & \cdot \left(\frac{\omega r}{C_m} - \frac{C_u}{2C_m}\right) r dr \\ = & \frac{N}{2} \rho C_d \frac{l C_m^4}{\omega^2} \int_{\mu_0}^{\mu} \sqrt{1 + \left(x - \frac{a}{x}\right)^2} \left(x - \frac{a}{x}\right) x dx \\ = & \frac{1}{8\omega^2} C_d \rho N C_m^4 l (\tau_2 - 2a\tau_1) \quad (12) \end{aligned}$$

と表わされ、 τ_2 は次のように求められる。

$$\begin{aligned} \tau_2 = & \frac{2\mu^2 + (1-2a)}{2} \sqrt{\mu^4 + (1-2a)\mu^2 + a^2} \\ & - \frac{2\mu_0^2 + (1-2a)}{2} \sqrt{\mu_0^4 + (1-2a)\mu_0^2 + a^2} \\ & - \frac{1-4a}{4} \log_e \left\{ \frac{(1-2a) + 2\mu^2 + 2\sqrt{\mu^4 + (1-2a)\mu^2 + a^2}}{(1-2a) + 2\mu_0^2 + 2\sqrt{\mu_0^4 + (1-2a)\mu_0^2 + a^2}} \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

この τ_2 もまた $a \rightarrow 0$ の極限において

$$\lim_{a \rightarrow 0} \tau_2 \equiv \sigma_2 = \mu \sqrt{(1+\mu^2)^3} - \mu_0 \sqrt{(1+\mu_0^2)^3} - \frac{1}{2} \sigma_1 \quad (13')$$

となり、これも河田の式と一致する。

かくして羽根車の受ける推力 T とトルク M が助変数 a とボス比 $\nu (= R_0/R)$ の下に速度比 μ の関数として、従って流量係数 $\varphi (= 1/\mu)$ の関数として求められた。

2-2. 案内羽根の受ける推力 T_g

案内羽根についても同様に翼理論を適用し、図2の速度三角形と揚抗力とから推力 T_g は次のように求められる。

$$\begin{aligned} T_g = & \int_{R_0}^R dT_g \\ = & \rho \frac{(N_g \Gamma_g)^2}{4\pi} \log_e \left(\frac{R}{R_0} \right) - T_{fg} \end{aligned} \quad (14)$$

ここに N_g は案内羽根の枚数、 Γ_g は案内羽根の周りの循環環であって、

$$N_g \Gamma_g = N\Gamma \quad (15)$$

であるから

$$T_g = \rho \frac{N^2 \Gamma^2}{4\pi} \log_e \left(\frac{R}{R_0} \right) - T_{fg} \quad (16)$$

となる。ここに

$$\begin{aligned} T_{fg} = & \frac{N_g}{2} C_{dg} l_g \rho \frac{C_m^3}{\omega} \int_{\mu_0}^{\mu} \sqrt{1 + \left(\frac{a}{x}\right)^2} dx \\ = & \frac{1}{2} N_g C_{dg} l_g \rho \frac{C_m^3}{\omega} \tau_3 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \tau_3 = & \sqrt{a^2 + \mu^2} - \sqrt{a^2 + \mu_0^2} \\ & - a \log_e \left\{ \frac{a + \sqrt{a^2 + \mu^2}}{a + \sqrt{a^2 + \mu_0^2}} \right\} \end{aligned} \quad (18)$$

である。なお C_{dg} 、 l_g はそれぞれ案内羽根翼型の抗力係数、翼弦長である。そして τ_3 も $a \rightarrow 0$ の極限では

$$\lim_{a \rightarrow 0} \tau_3 \equiv \mu - \mu_0$$

となり、従来のものと一致する。

2-3. 一段の流体力学的効率 η_h

以上の結果から羽根車、案内羽根の二組からなる一段の流体力学的効率 η_h は、二重円筒内を旋回しながら軸方向に流れる水力学的損失を無視して次のように求められる。

$$\eta_h = \frac{(T + T_g) C_m}{M \omega} \quad (19)$$

(3)式の T と(10)式の T_g とから

$$T + T_g = \rho N \Gamma \omega \frac{R^2 - R_0^2}{2} - (T_f + T_{fg}) \quad (20)$$

であるから、(19)式の η_h は

$$\begin{aligned} \eta_h = & \frac{\rho N \Gamma \omega \frac{R^2 - R_0^2}{2} - (T_f + T_{fg})}{\rho N \Gamma C_m \frac{R^2 - R_0^2}{2} + M_f} \times \frac{C_m}{\omega} \\ = & \frac{1 - \Delta \eta_{Tf}}{1 + \Delta \eta_{Pf}} \end{aligned} \quad (21)$$

と表わされる。ここに

$$\begin{aligned} \Delta \eta_{Tf} = & \varepsilon_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\mu_0 - \frac{a}{\mu_0}\right)^2}} \frac{\tau_1}{\mu^2 - \mu_0^2} \\ & + 2 \varepsilon_{0g} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\mu_0 - \frac{a}{\mu_0}\right)^2}} \frac{\tau_3}{\mu^2 - \mu_0^2} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\Delta \eta_{Pf} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\mu_0 - \frac{a}{\mu_0}\right)^2}} \frac{\tau_2 - 2a\tau_1}{\mu^2 - \mu_0^2} \quad (23)$$

であり、かつ ε_0 、 ε_{0g} はボス径における羽根車、案内羽根翼型の揚抗比である。これらの式の誘導にあたっては、(10)式の条件式の他に

$$\left. \begin{aligned} \Gamma = \frac{1}{2} C_L W l = \frac{1}{2} C_{L0} W_0 l \\ \Gamma_g = \frac{1}{2} C_{Lg} C l_g = \frac{1}{2} C_{L0} C_0 l_g \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

を用いている。ここで $a \rightarrow 0$ の極限の流体力学的効率 η_h を求めると次の如くなる。

$$\lim_{a \rightarrow 0} \eta_h \equiv \frac{1 - \Delta \eta'_{Tf}}{1 + \Delta \eta'_{Pf}} \quad (21')$$

ここに

$$\begin{aligned} \Delta \eta'_{Tf} \equiv & \lim_{a \rightarrow 0} \Delta \eta_{Tf} = \varepsilon_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \mu_0^2}} \frac{\sigma_1}{\mu^2 - \mu_0^2} \\ & + 2 \varepsilon_{0g} \frac{1}{\mu + \mu_0} \end{aligned} \quad (22)'$$

$$\Delta \eta'_{Pf} \equiv \lim_{a \rightarrow 0} \Delta \eta_{Pf} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \mu_0^2}} \frac{\sigma_2}{\mu^2 - \mu_0^2}$$

である。

3. 助変数 a , 圧力係数 ψ および $C_{L0}\sigma_0$ の値

まず助変数 $a \equiv N\Gamma\omega/4\pi C_m^2$ について検討しよう。この助変数 a は翼の周りの循環 Γ , Γ_g がボス径より先端に至るまで一定であるという条件から決まる。(18), (24)式から

$$a \equiv \frac{N\Gamma\omega}{4\pi C_m^2} = \frac{N_g\Gamma_g\omega}{4\pi C_m^2} \\ = \frac{1}{4} C_{L0} \sigma_0 \sqrt{1 + (\mu_0 - \frac{a}{\mu_0})^2} \mu_0 \quad (25)$$

で与えられる。よって

$$\left\{ \left(\frac{4}{C_{L0}\sigma_0} \right)^2 - 1 \right\} a^2 + 2\mu_0^2 a - \mu_0^2 (1 + \mu_0^2) = 0$$

となるから

$$a = \frac{\mu_0^2}{(4/C_{L0}\sigma_0)^2 - 1} \\ \left\{ \sqrt{1 + \left\{ (4/C_{L0}\sigma_0)^2 - 1 \right\} \left(1 + \frac{1}{\mu_0^2} \right)} - 1 \right\} \quad (26)$$

を得る。ここに平方根の前の負号は採用しない。従って助変数 a の値はボス径における $C_{L0}\sigma_0$ の値と μ_0 によって決まる。

次に圧力係数 ψ を次の如く定義する。いま一段の圧力上昇 ΔP について

$$\psi = \Delta P / \frac{\rho}{2} U^2 \\ = \frac{T}{\pi R^2 (1 - \nu^2)} / \rho \left(\frac{R\omega}{2} \right)^2 \\ = \frac{N\Gamma}{\pi R^2 \omega} \frac{2(T_f + T_{fg})}{\rho \pi R^4 \omega^2 (1 - \nu^2)} \quad (27)$$

よって

$$\psi = \frac{4a}{\mu^2} - \Delta\psi_f$$

ここに

$$\Delta\psi_f = C_d \sigma_0 \frac{\mu_0}{\mu^2 - \mu_0^2} \frac{\tau_1}{\mu^2} \\ + C_{dg} \sigma_{0g} \frac{\nu}{\mu^2 + \mu_0^2} \quad (28)$$

である。ここに C_{dg}, σ_{0g} は案内羽根の翼型の抗力係数、弦節比のボスにおける値である。さらに一段の圧力上昇 ΔP に対する羽根車の圧力上昇の比を反動度 r と定義すると、

$$r = \frac{P_2 - P_1}{\Delta P} = \frac{1}{1 + (T_g/T)} \\ 1 + \frac{a}{\mu^2 - \mu_0^2} \log_e \nu - \frac{1}{4} C_d \frac{\sigma_0}{a} \frac{\mu_0}{\mu^2 - \mu_0^2} \tau_1 \\ = \frac{1 - \frac{1}{4} C_d \frac{\sigma_0}{a} \frac{\mu_0}{\mu^2 - \mu_0^2} \tau_1 - \frac{1}{2} C_{dg} \frac{\sigma_{0g}}{a} \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0}}{\quad} \quad (30)$$

で与えられる。

自由渦理論では、一段の圧力上昇 ΔP は半径に無関係であるが、羽根車における圧力上昇 $P_2 - P_1$ は半径に沿って一定でないで、この反動度 r はその平均値をとっている。

さらに $a \rightarrow 0$ の極限では

$$\frac{1}{4} C_d \sigma_0 \frac{\mu_0}{\mu^2 - \mu_0^2} \tau_1 \\ \lim_{a \rightarrow 0} r \equiv \frac{1}{4} C_d \sigma_0 \frac{\mu_0}{\mu^2 - \mu_0^2} \tau_1 + \frac{1}{2} C_{dg} \sigma_{0g} \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \\ = \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{C_{dg}}{C_d} \right) \left(\frac{\sigma_{0g}}{\sigma_0} \right) \left(\frac{\mu - \mu_0}{\tau_1} \right)} \quad (30')$$

である。

以上軸流型流体機械の最適条件の設計には、流体力学的効率 η_h の最大値における速度比 μ (または流量係数 φ) の下に、ボス径における翼型の揚力係数と弦節比の積 $C_{L0}\sigma_0$ の値によって助変数 a が決まり、以下圧力係数 ψ , 反動度 r などのすべての性能特性値が決まる。このように $C_{L0}\sigma_0$ の値は軸流型流体機械の設計上もっとも重要な因子で、この値は翼列実験によって決まる。しかるに翼列実験⁽⁵⁾では、翼性能は相対流入速度 W_1 で表示されている。

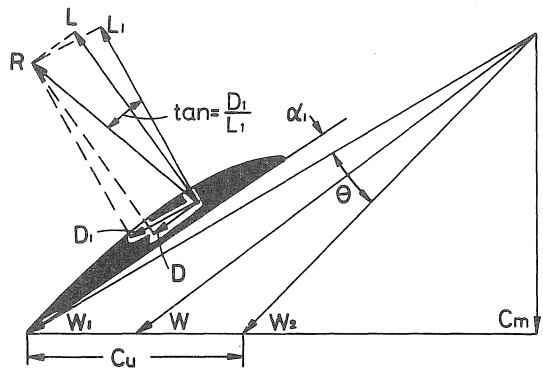


図3 速度三角形と翼列実験における揚力、抗力

すなわち揚力係数 C_{L1} は、

$$C_{L1} = \frac{L_1}{\frac{\rho}{2} W_1^2 l}$$

で定義されているから、図3に示す速度三角形と揚、抗力との関係から、ボス径における2つの揚力係数 C_L と C_{L1} との関係が求められる。翼列実験における流れの転向角 θ は

$$\theta|_0 = \tan^{-1} \left(\frac{1}{\mu_0 - \frac{a}{\mu_0}} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{1}{\mu_0} \right) \quad (31)$$

で、二つの揚力の比 $(L_1/L)_0$ はこの轉向角 θ によって決まる。

$$\left(\frac{L_1}{L}\right)_0 = \left(\frac{1}{\cos\theta} \frac{1}{1 + \varepsilon_1 \tan\theta}\right)_0 \quad (32)$$

ここに ε_1 は相対流入速度 W_1 で表わした揚抗比である。
 (32)式に(31)式を用いると

$$\left(\frac{L_1}{L}\right)_0 = \frac{\sqrt{\mu_0^2(\mu_0^2 - a + 1)^2 + a^2}}{\mu_0(\mu_0^2 - a + 1) + \varepsilon_1 a} \quad (33)$$

となり、従って

$$\begin{aligned} \left(\frac{C_{L1}}{C_L}\right)_0 &= \left(\frac{L_1}{L}\right)_0 \left(\frac{W}{W_1}\right)^2 \\ &= \left(\frac{\sqrt{\mu_0^2(\mu_0^2 - a + 1)^2 + a^2}}{\mu_0(\mu_0^2 - a + 1) + \varepsilon_1 a}\right) \left\{\frac{1 + (\mu_0 - \frac{a}{\mu_0})^2}{1 + \mu_0^2}\right\} \quad (34) \end{aligned}$$

で与えられる。このようにして与えられた翼列実験結果による揚力係数 C_{L1} と揚抗比 ε_1 とから、本計算法における重要な因子 $C_{L0}\sigma_0$ が決まり、助変数 a が決まる。

4. 数値計算例

機械工学便覧では、 $C_{L0}\sigma_0 < 1.1 \sim 1.3$ と与えられているが、ここでは $C_{L0}\sigma_0 = 1.00$ を採用し、かつ $\varepsilon_0 = \varepsilon_{90} = 0.02$ として、ボス比 $\nu = 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$ の下に計算を行ない、効率 η_h 、圧力係数 ψ 、反動度 r を流量係数 φ ($= 1/\mu$) に対して表わした。

図4は流体力学的効率 η_h と流量係数 φ との関係を示すが、効率最大の位置はボス比によって異なり、流量計数

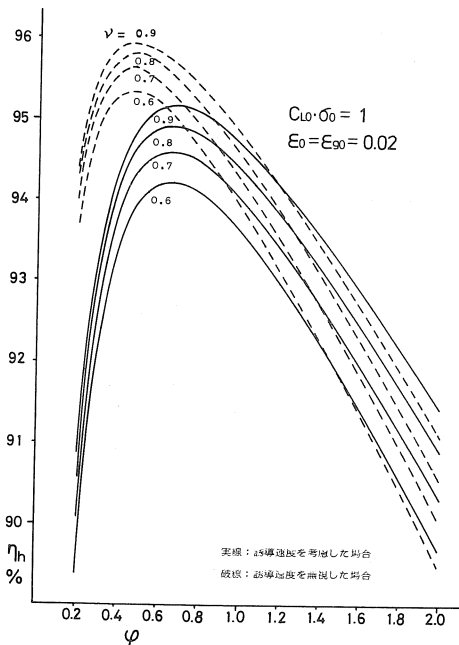


図4 流量係数と流体力学的効率の関係

φ の 0.6~1 の間にあることが判る。そして誘導速度 C_u を小さいとした従来の計算の結果(破線)に比べて効率最大の位置が流量係数 φ の大きい方に偏れており、また効率の値も従来の方法では過大に見積ることになることを示している。

図5は同じ条件の下に圧力係数 ψ の流量係数 φ に対する関係を示し、図6にはその場合の反動度 r の値を示

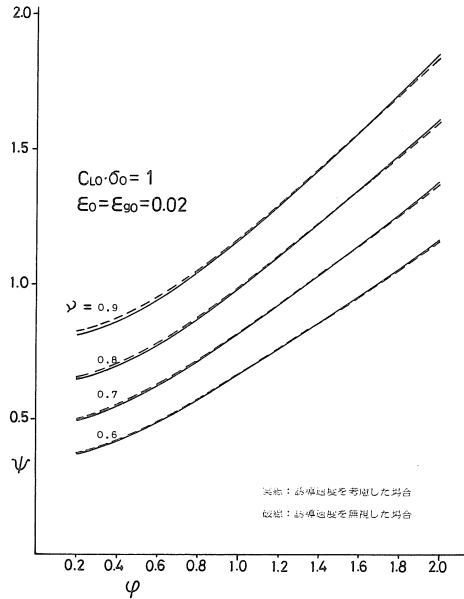


図5 流量係数と圧力係数の関係

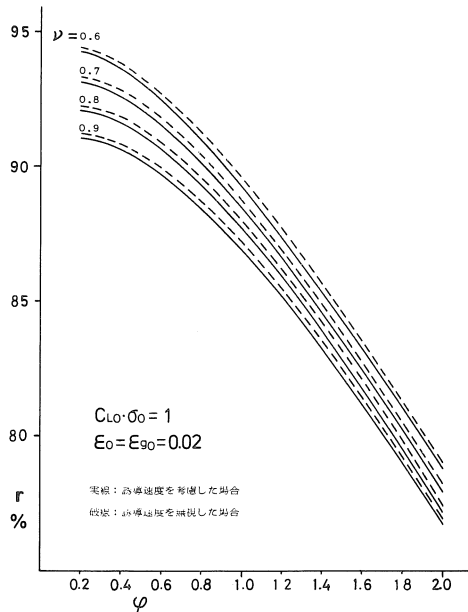
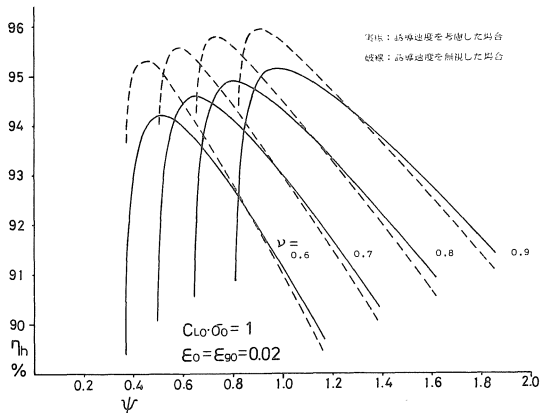


図6 流量係数と反動度の関係

す。圧力係数と反動度に関しては、 C_u を小さいとして無視した場合との間に大差はない。図4の流体力学的効率の最大値とその顕われる位置 φ とをさらに明らかに示すために、図7にこの効率 η_h を圧力係数 Ψ との関係で示す。同一条件の下に、この論文の計算値と河田氏の場合との間に差があることが判る。



さらにこの報告で導入した助変数 a の同一条件の下での速度比 μ に対する関係は図8に示され、上記の最高効率を示す最適性能の速度比においては a の値はボス比によって異なるが、大体0.2~0.8の範囲にある。最後に図9には、翼列実験における揚力係数 C_{L1} への修正量 $(C_{L1}/C_{L1})_0$ の値が速度比 μ に対して示されている。ただしこの場合の実験揚抗比 ϵ_1 は0.02としている。この結果か

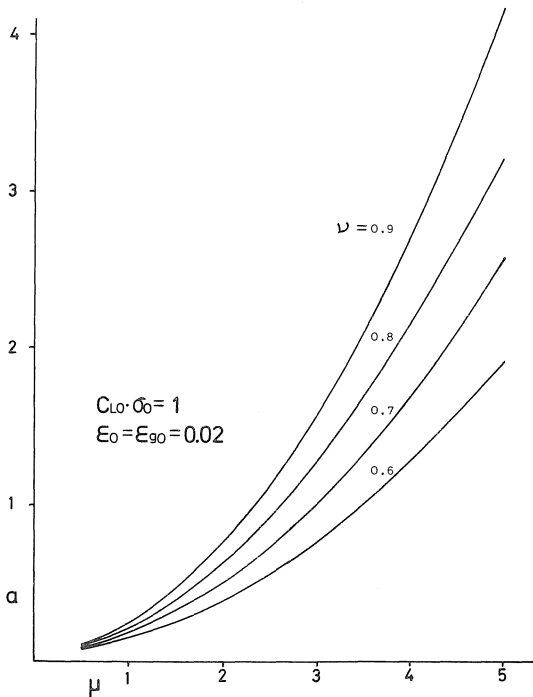


図8 速度比と助変数の関係

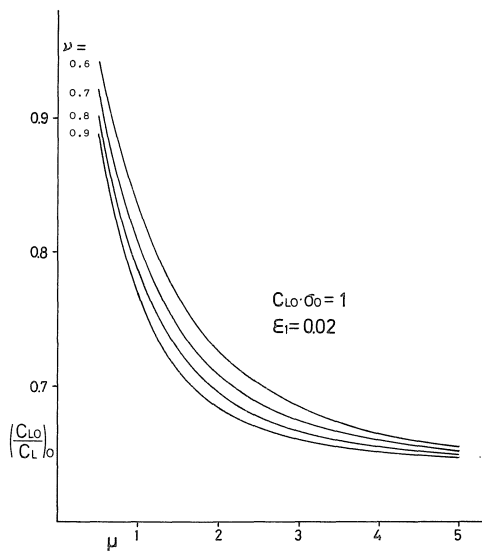


図9 速度比と修正量の関係

ら上記の最適性能におけるこの修正量は0.7~0.8の範囲にあるので、

この場合の $C_{L1}\sigma_0=1.00$ の値はさらにもうすこし大きい値をとってもよいと思われる。つまり与えられた翼型の翼列実験において C_{L1} の最大値が、揚抗比0.02を保つ迎角の範囲において、どれだけの数値をとり得るかが、この型式の流体機械の最適性能を決めるのに重要な鍵を与えることになる。

5. 結 論

自由渦理論の下に軸流型流体機械の最適性能を推定する理論式を厳密に導き、従来の方法と比較した。その結果流体力学的効率の最高値とその場合の速度比の値は従来の方法では何れも過大に推定されていることが明らかにされた。なお式の誘導にあたって羽根車の回転に伴う誘導速度を表わす無次元助変数を定義し、この助変数の値を翼の循環分布一定の条件からボス径における $C_{L1}\sigma_0$ の積と関係づけるとともに、この揚力係数 C_{L1} と翼列実験の場合の揚力係数 C_{L1} との関係を与え、与えられた翼列翼型の性能実験における問題点は $C_{L1}\sigma_0$ の最大値を求める点にあることを示した。

この報告における数値計算の遂行にあたっては、卒研生青木正志、伊藤秀治、坂本利光、嶋田直博君らの御協力を得たことを付記し、ここに謝意を表わす。

参 考 文 献

- (1) 機械工学便覧；9篇30頁（改訂第6版）
- (2) A. R. Howell；RdM No. 2095（1942）
- (3) A. R. Felix；NACA TN No. 3913（1957）
- (4) 河田三治；日本機械学会誌，42巻，264号145頁（昭14）
- (5) L. J. Herrig et al.；NACA TN No.3916（1957）