

# 無圧開放形ファンに関する研究

## Study of the Exposed Non-Pressure Type Fan

石 沢 進 午\*  
Shingo Ishizawa

### 内 容 梗 概

扇風機、家庭用小形換気扇などに用いられている無圧開放形ファンは、ほかの一般の軸流送風機とは性能上および構造上非常に異なり、従来まとまった研究もあまりなされていないため、その設計に際しては多くの時間を要するとともにその性能向上に当っても合理的な解決は得られなかった。

本研究はこの点を解決し合理的な設計理論をつくる目的で行ったもので、プロペラ理論と同様の解析方法により、運動量理論によって誘導速度を決定した二次元翼素理論、すなわち単純渦理論的手法により、これに翼数の有限なることによって生ずる流れの周期性のための修正を加える方法をとった。

本理論を基礎とした設計法はよく実際と一致し、これに基づいて設計したファンはほかの代表的なファンとの比較においてすぐれた性能を示した。

また扇風機などのファンにおいては、ファン自体の性能のほかに、その後流の状態がきわめて重要であることを示し、その乱流理論的考察の概要について述べた。

### 1. 緒 言

扇風機などに用いられているファンは一応送風機の種類と考えられるが、ほかの一般の軸流送風機と比較すると、次のような点において構造および性能上非常に異なっている。

すなわち

(1) ファンブレード先端にケーシングを有さず、ブレードは大気中に開放されている。したがってブレード後縁からはらせん状の vortex sheet が流出しブレード先端付近の circulation が減少する。すなわちブレードは有限翼幅を有する三次元翼として作動する。

(2) ブレードによって生ぜしめられる流れは、ケーシングによって規整されることのない自由開放の流れであるから、ブレードによって空気に与えられたエネルギーは究極的に(ブレードの前、後十分はなれた位置において) velocity head の上昇となって現われる。すなわち静圧の上昇のない無圧形である。

(3) ファン位置における流速は後流中のらせん状 vortex sheet による誘導速度そのものである。

以上から明らかなように扇風機用ファンなどは一般の軸流送風機としてでなく、一つの静止プロペラとして考えるべきである。(以下このような扇風機ファンのようにファン外周にケーシングを有さず、大気中に開放されており、静翼をもたないファンを無圧開放形ファン(Exposed Non-Pressure type Fan)と総称することにする)

従来このような無圧開放形ファンはその性格の特殊性のために、系統立った理論的研究がほとんどなされないまま現在に至っているため、その設計に当っては経験的な要素を多分に必要とし、種々の形状のものを試作し、いわゆる cut and try に頼るほかなく、したがって性能のよいファンを合理的に設計することができず、またその設計、試作には膨大な時間を要していた。

本研究は以上のように扇風機用などの無圧開放形ファンに関して、プロペラ理論に準拠した解析方法により、その設計理論を確立し、設計手法を合理化するとともに、さらにその性能向上を目的とするものである。

以下その概要につき述べる。

### 2. プロペラ理論の適用上の問題

無圧開放形ファンは以上のようにプロペラ理論的に解析されるべきであるが、現在プロペラ理論としては、運動量理論<sup>(1)~(3)</sup>、翼素理論<sup>(4)~(6)</sup>、単純渦理論<sup>(7)(8)</sup>、渦理論<sup>(9)(10)</sup>などがあり、最後の渦理論が最も厳密である。

しかし、この渦理論を進行率0の静止プロペラとしての無圧開放形ファンに適用するのは、渦理論が

(1) 軽荷重プロペラを前提として誘導速度を無視し、vortex sheet の形状を決定している。

(2) 流れのコントラクションを無視している。

という仮定に立っているのに対し、無圧開放形ファンにおいては、通常翼素角度は20~40度におよびかなりの重荷重タイプであり、またファン位置における流速はプロペラで無視しているところの誘導速度そのものであり、さらに流れのコントラクションは非常に大きいことのため、そのまま適用できないことは明らかである。

さらに本研究においては実用的な設計理論を確立するということが主目的の一つであるので、理論内容としては計算容易で、しかもある程度の精度を要する。

以上のようなことにより、本研究においては翼数無限(すなわち円周方向速度分布一定)の仮定のもとに一般運動量理論によって翼素位置での誘導速度を決定した二次元翼素理論、すなわち単純渦理論的方法により、これに有限翼数のために生ずる流れの周期性のための補正を加えようという方法をとることにした\*。

本理論は純理論的にみればもちろんすっきりしたものではないが、設計理論であるという実用上の点からは有効なものと考えられる。

### 3. 運動量理論的考察

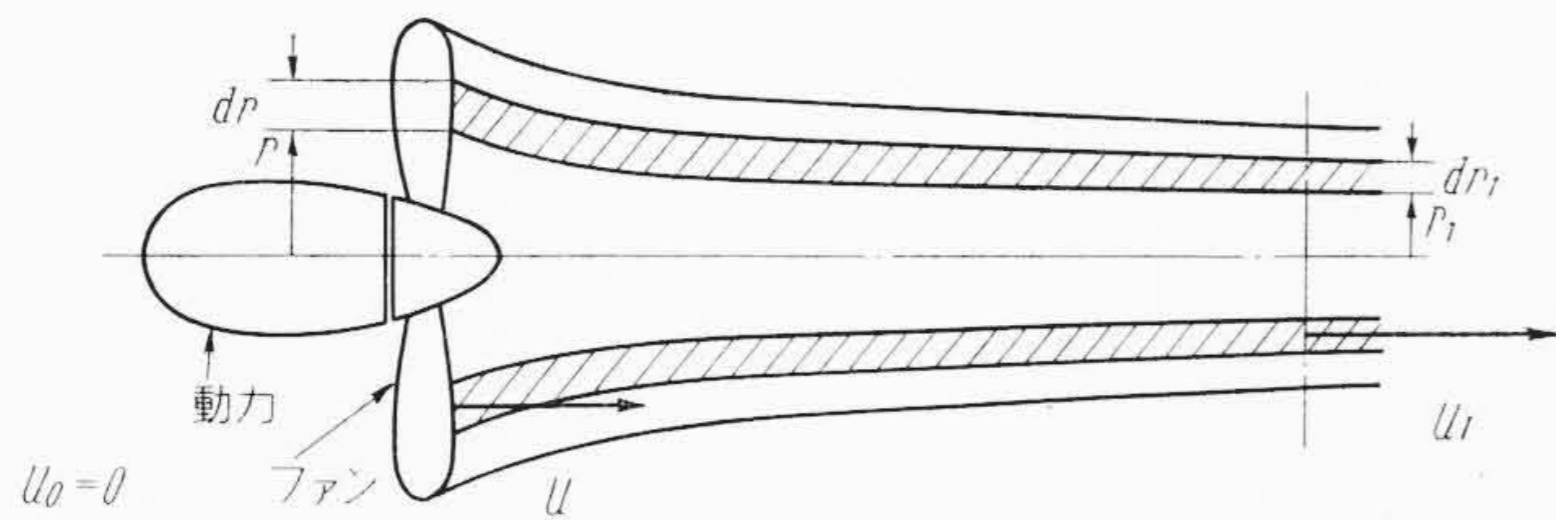
#### 3.1 無次元係数と性能表示基準

ファンの性能を考える場合、いろいろの量を無次元化するとわかりやすいので、まず各種の無次元係数および性能表示の基準について考えよう。

無圧開放形ファンにおいて、ファン面を通過する流量(質量流率)

\* 翼素角度の小さなヘリコプタロータの如きものに比し無圧開放形ファンはかなり重荷重であるので、この流れの周期性の補正を加えないと実際との大きな誤差を生ずる。

\* 日立製作所多賀工場



第1図 ファンの流れ

を  $G$  (kg-s/m), ファン面に作用するスラストを  $T$  (kg), ファンの駆動トルクを  $Q$  (kg-m), 空気に与えられた有効パワーを  $N$  (kg-m/s), ファンの消費パワーを  $P$  (kg-m/s) とする。今流体密度  $\rho$  (kg-s<sup>2</sup>/m<sup>4</sup>) およびファン外半径  $R$  (m) およびファン回転角速度  $\Omega$  (rad/s) を基準にとって, これらの諸量は次のように無次元化できる\*。

$$\left. \begin{aligned} G/[\rho(\pi R^2)(\Omega R)] &= G_c & : \text{流量係数} \\ T/[2\rho(\pi R^2)(\Omega R)^2] &= T_c & : \text{推力係数} \\ Q/[2\rho(\pi R^2)(\Omega R)^2 R] &= Q_c & : \text{トルク係数} \\ N/[2\rho(\pi R^2)(\Omega R)^3] &= N_c & : \text{有効パワー係数} \\ P/[2\rho(\pi R^2)(\Omega R)^3] &= P_c & : \text{消費パワー係数} \end{aligned} \right\} \dots (3.1)$$

$$P = \Omega Q, P_c = Q_c \dots (3.2)$$

さて, ファンの性能表示の基準として, ファンブレードにより空気に与えられたパワー  $N$  を有効パワーと考えればファンの効率  $\eta_F$  は

$$\eta_F = N/P = N_c/P_c = N_c/Q_c \dots (3.3)$$

である。

しかしこのような効率  $\eta_F$  によって常に最適の性能判断が与えられるとは限らず, たとえばヘリコプタロータあるいは静止時プロペラなどにおいては, 与えられたパワーに対してどれだけのスラストを有するかという面から性能判断すべきであり, あるいは扇風機, 家庭用小形換気扇(開放形)などにおいては与えられたパワーに対してどれだけの流量を有するかという面から考えた方が合理的といえる。

そこで, 次にこのような性能判断の基準について考える。(3.1) 式の  $T_c$  と  $P_c$  の式から  $(\Omega R)$  を消去すれば

$$\eta_{TF} = \frac{T_c^{3/2}}{P_c} = \frac{T^{3/2}}{(\rho 2\pi R^2)^{1/2} P} : \text{推力効率} \dots (3.4)$$

が得られ, 同様に  $G_c$  と  $P_c$  の式から  $(\Omega R)$  を消去すれば

$$\eta_{GF} = \frac{G_c^3}{P_c} = \frac{G^3}{\left(\rho \frac{\pi}{\sqrt{2}} R^2\right)^2 P} : \text{流量効率} \dots (3.5)$$

が得られ, これらはそれぞれ推力性能, 流量性能の判断の基準となりうるものである\*\*。

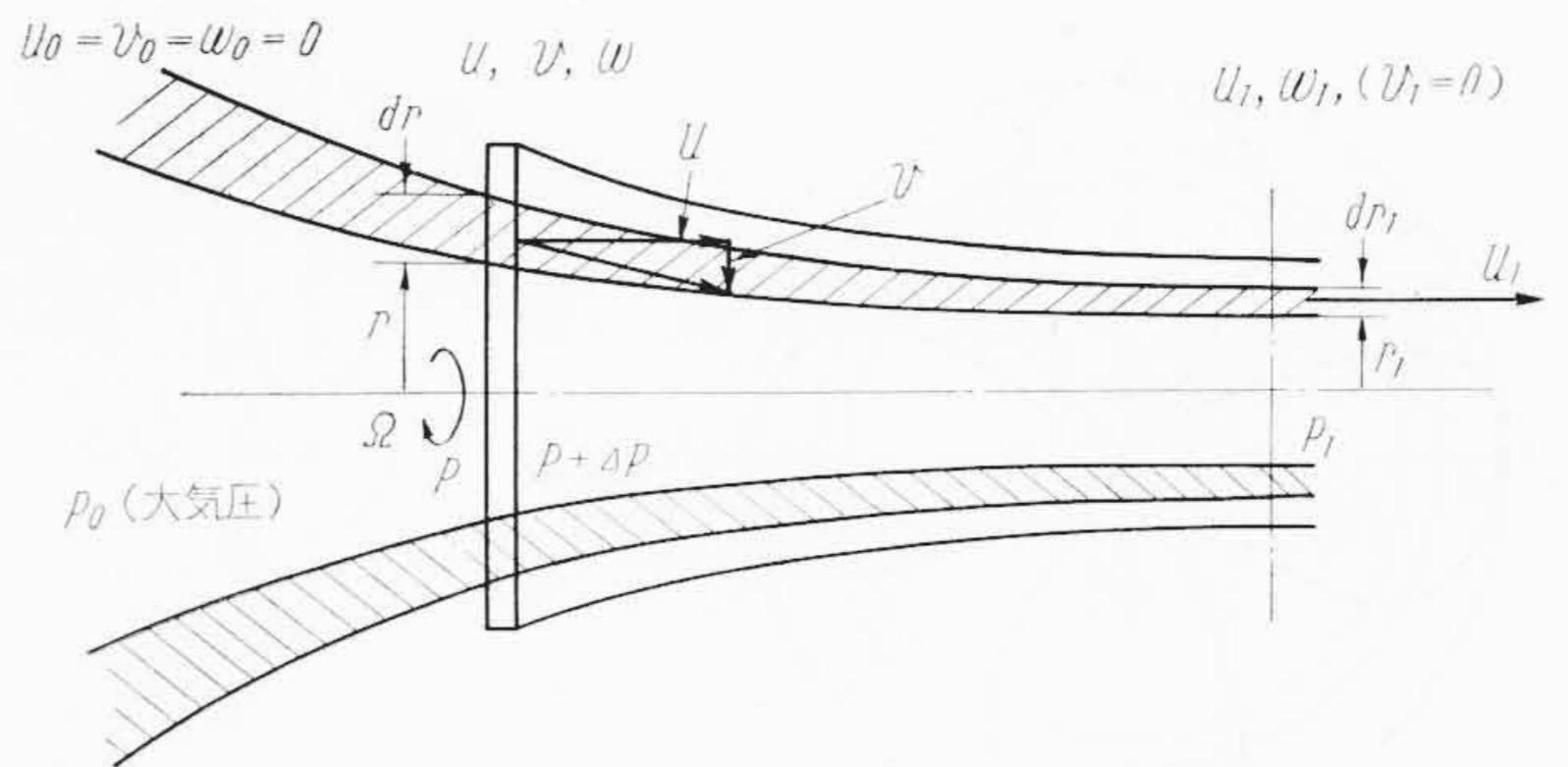
### 3.2 軸方向運動量理論

はじめに簡単のためにファン軸まわりの円周速度成分および径方向速度成分を無視し, 速度は軸方向成分のみを考える。ファン位置において, 半径  $r$ , 幅  $dr$  のリングエレメントをとって考え, 後流の十分下流における相当半径, 相当幅をそれぞれ  $r_1, dr_1$  とする。

\* プロペラにおいてはこれら  $T, Q$  etc. の無次元係数として  $\rho, n, D$  ( $n$ : 回転数  $D$ : ブレード直径) を用いたもの<sup>(11)</sup>, あるいは周速を基準にとって  $\frac{1}{2}\rho V_t^2$  を用いたもの<sup>(12)</sup>などがある。

\*\*  $\eta_{TF}$  はヘリコプタロータにおいて Figure of Merit<sup>(13)</sup>,  $\eta_{TF}^{2/3}$  は静止プロペラにおいて Static Thrust Coefficient<sup>(14)</sup> と称されているものと基本的に同じものである。ただし Static Thrust Coefficient と称されているものは, この他に  $T_c/P_c$  に相当するものもある<sup>(15)</sup>。

$\eta_{GF}$  または  $\eta_{GF}^{1/3}$  に相当するものは従来用いられたことがない。



第2図 ファンの流れ

またファン位置の軸速度を  $u$ , 十分下流のそれを  $u_1$  とする。ファンの無限前方においては流速 0, すなわち大気状態そのものである(第1図)。

第1図のハッチング部の流環内の流量(質量流率)  $dG$ , ファン面におよぼすスラスト  $dT$  および流環内のパワー  $dN$  は流れの運動量を考慮してそれぞれ次のとおり表わされる。

$$dG = 2\pi\rho r dr = 2\pi\rho u_1 r_1 dr_1 \dots (3.6)$$

$$dT = u_1 dG = 4\pi\rho u^2 r dr \dots (3.7)$$

$$dN = u dT = \frac{1}{2} dG \cdot u^2 = 4\pi\rho u^3 r dr \dots (3.8)$$

また  $u, u_1$  および  $r, r_1$  の間には

$$u = \frac{1}{2} u_1 \dots (3.9)$$

$$r dr = 2 r_1 dr_1, r^2 = 2 r_1^2 \dots (3.10)$$

なる関係がある。

次に(3.6), (3.7), および(3.8) 式をファン全面について積分して(3.3), (3.4), (3.5) 式に代入すればそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \eta_F &= 1 \\ \eta_{TF} &= \frac{[ru^2]^{3/2}}{[ru^3]} \\ \eta_{GF} &= \frac{[ru]^{3/2}}{[ru^3]} \end{aligned} \right\} \dots (3.11)$$

$$\text{ただし } [ru] = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi u r dr \text{ (流量平均)}$$

$$[ru^2] = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi u^2 r dr \text{ (head 平均)}$$

$$[ru^3] = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi u^3 r dr \text{ (パワー平均)}$$

となる。この場合損失となるパワー成分はまったく考えていないから,  $\eta_F = 1$  は当然であり, またこのようにパワー損失がまったくない場合にも推力性能および流量性能は常に最大となるとはいえず, 上式のとおりの  $u$  の径方向分布形によって影響されることがわかる。これら  $\eta_{TF}, \eta_{GF}$  が最大となる条件は明らかに  $u = \text{const.}$  の場合であってこのとき

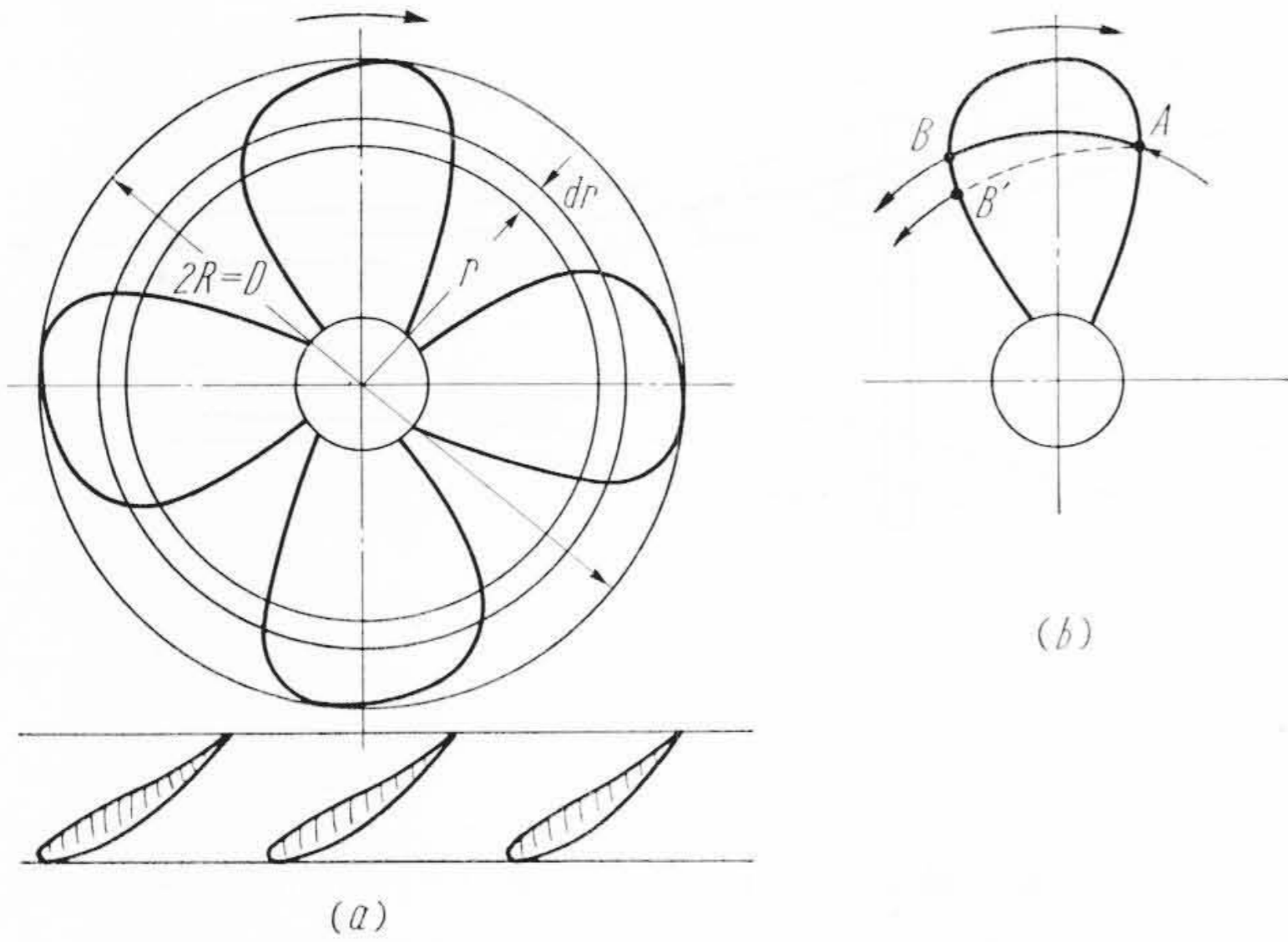
$$\eta_{TF}, \eta_{GF} = 1, \text{ max.}$$

となる。

### 3.3 一般運動量理論

以上においては後流の円周方向および径方向速度成分を無視し, 軸方向成分のみについて考えたが, 実際にはこれら円周方向および径方向成分が存在し, ファントルクはその反作用として生じているわけである。以下このような場合につき考える。

第2図において, ファン面半径  $r$ , 幅  $dr$  のリングエレメントを通過する流れについて考える。ファンは回転角速度  $\Omega$  で回転しており, 流れはファン前方無限遠で速度 0, 圧力  $p_0$  (大気圧) それより次第に速度を得てファン面に至り軸速度  $u$ , 径方向速度  $v$ , 圧力  $p$



第3図 ファンの翼列翼素

を有するようになる。ファン前方では流れは回転していないが、ファン面を通過する際突然  $\omega$  なる角速度を生じ、圧力は  $(p + \Delta p)$  と変化し、十分後流においてはそれが  $\omega_1, p_1$  となる。また十分下流ではコントラクションを完了した状態であるから径方向速度  $v_1 = 0$  であり軸速度は  $u_1$  となる。

プロペラにおける前進速度  $V = 0$  となっただけでほぼプロペラの場合と同様の方法<sup>(16)</sup>により

$$dQ = 2\pi\rho u\omega r^3 dr \dots\dots\dots (3.12)$$

$$dT = 2\pi\rho(\Omega - \frac{1}{2}\omega)\omega r^3 dr \dots\dots\dots (3.13)$$

あるいは

$$\mu = \frac{u}{R\Omega}, \quad \xi = \frac{\omega}{\Omega}, \quad x = \frac{r}{R}, \quad \mu_1 = \frac{u_1}{R\Omega}, \quad \xi_1 = \frac{\omega_1}{\Omega}, \quad x_1 = \frac{r_1}{R} \dots\dots\dots (3.14)$$

と無次元化し、さらに(3.1)式を用いれば

$$dQ_c = \mu\xi x^3 dx \dots\dots\dots (3.12')$$

$$dT_c = (1 - \frac{1}{2}\xi)\xi x^3 dx \dots\dots\dots (3.13')$$

が得られる。流量に関する関係は前の(3.6)式と同一である。

$$dG_c = 2\mu x dx \dots\dots\dots (3.6')$$

次にファン位置および十分下流の流れの状態を結びつける関係式は、結果のみ示せば次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \mu x dx &= \mu_1 x_1 dx_1 \\ \xi x^2 &= \xi_1 x_1^2 \\ \frac{d}{dx_1} [\frac{1}{2}\mu_1^2] &= (1 - \xi_1) \frac{d}{dx_1} [\xi_1 x_1^2] \\ (1 - \frac{1}{2}\xi)\xi x^3 dx &= \frac{1}{2}\mu_1^2 x_1 dx_1 + (1 - \frac{1}{2}\xi_1)\xi_1 x_1^3 dx_1 \\ (\text{または } \frac{1}{2}\mu_1^2 \mu &= \mu_1 (1 - \frac{1}{2}\xi)\xi x^2 - \mu (1 - \frac{1}{2}\xi_1)\xi_1 x_1^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.15)$$

境界条件

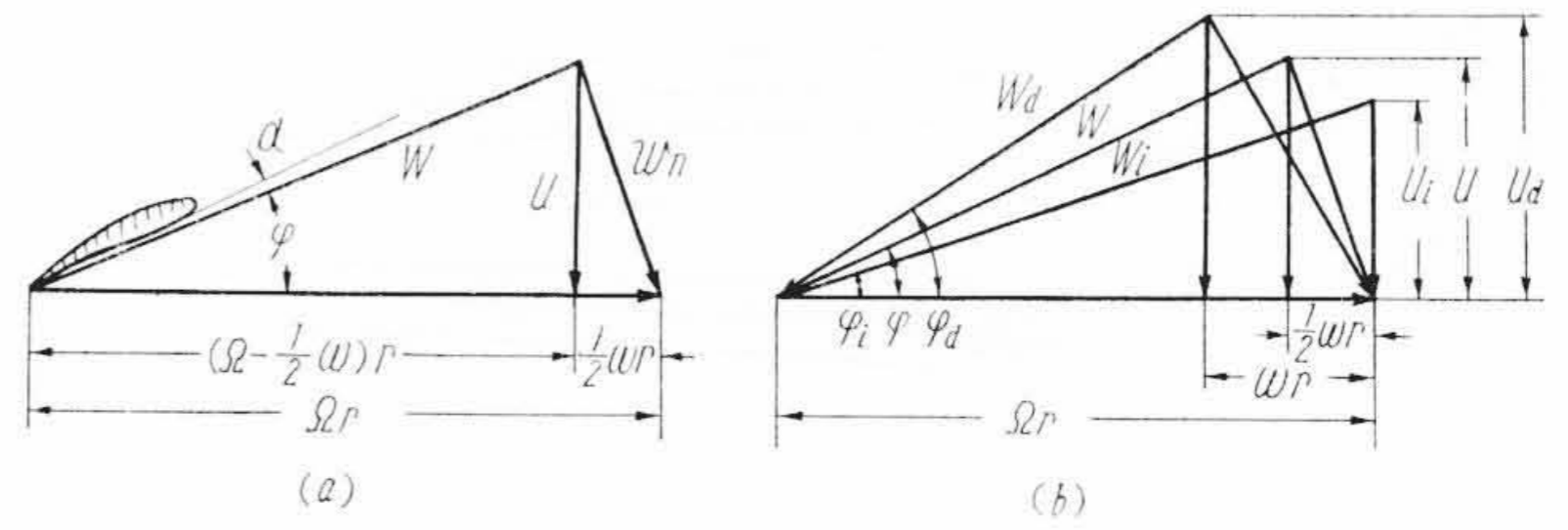
$$\left\{ \begin{aligned} x=0: & x_1=0 \\ x=1: & \frac{1}{2}\mu_1^2 = (1 - \frac{1}{2}\xi_1)\xi_1 x_1^2 \\ & \text{ただし } x_1|_{x=1} = x_{1B}, \mu_1|_{x=1} = \mu_{1B}, \xi_1|_{x=1} = \xi_{1B} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.16)$$

後流中の半径方向の静圧分布と回転速度成分による遠心力の釣合に関しては、従来プロペラにおいては十分下流における釣合のみ考えている<sup>(16)</sup>が、((3.15)式の第3式)、ファン出口における釣合条件は筆者の計算によれば

$$\xi x^2 = \kappa, \text{ const.} \dots\dots\dots (3.17)$$

すなわち自由渦形となって、軸流多段圧縮機における結論<sup>(17)</sup>と同じになる。

このような自由渦形に関して(3.15)式を解けば次のような結果を



第4図 速度線図

うる。

$$\left. \begin{aligned} x^2 &= \left(\frac{4}{2+\kappa}\right)x_1^2, & x_{1B} &= \left[\frac{1}{2}\left(1 + \frac{\kappa}{2}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \\ \mu_1 &= \left[2\left(\frac{2-\kappa}{2+\kappa}\right)\kappa\right]^{\frac{1}{2}} \cong [2(1-\kappa)\kappa]^{\frac{1}{2}} \\ \mu &= \left[\frac{1}{8}(2+\kappa)(2-\kappa)\kappa\right]^{\frac{1}{2}} \cong \left[\frac{\kappa}{2}\right]^{\frac{1}{2}} \\ \xi &= \frac{\kappa}{x^2} \\ \xi_1 &= \frac{\kappa}{x_1^2} = \frac{4\kappa}{(2+\kappa)x^2} \cong (2-\kappa)\frac{\kappa}{x^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.18)$$

(ただし  $\cong$  は  $\kappa \ll 1$  として近似)

したがって  $\mu$  と  $\xi$  との関係は次のようになる。

$$\mu \cong \left[\frac{\kappa}{2}\right]^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{2}\xi x^2\right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (3.19)$$

なおこの(3.19)式の関係は前の(3.8)式と(3.12)式  $\times \Omega$  とを等置することによっても近似的に同様な結果が得られる。したがって(3.19)の関係は自由渦形以外の流れについても ( $\xi x^2$ ) があまり大きくない場合は常に近似的に成立すると考えてよい。なお以上のような自由渦形は理想的な場合であって、特に中心部の状態は実在しないことはいうまでもない。流れ中心部を固体の柱体でおきかえ、これに種々の形状を与えた場合につき(3.15)式を解けば、パワ効率、流量効率、および推力効率の上にきわめて興味ある結果が得られるのであるが、その詳細はここでは省略する。

#### 4. 単純渦理論的考察

ファンを半径  $r$  の円筒で切って展開すると第3図(a)のような無限減速翼列が得られる。いま翼数が非常に多い場合、すなわち円周方向の速度分布が一様であると仮定すると、この翼素には前の運動量理論で考えた  $u, \omega$  が作用する。(厳密には特にブレード先端付近においては流れのコントラクションのため、第3図(b)のように円筒方向  $AB$  でなくそれより若干中心に向いた  $AB'$  方向に流れるのであるが、その影響は小さいと考えてよく、ここでは簡単に円筒方向に流れるとしておく)

したがって翼素中心に対する速度線図は第4図(a)のようになる。すなわち翼素中心に対する軸速度は  $u$ 、流れの円周方向速度はファン直前で0、直後で  $\omega r$  であるから翼素中心には  $\frac{1}{2}\omega r$  が作用する。 $W$  は翼素中心に対する相対速度、 $w_n$  は絶対速度である。また翼素入口および出口においては

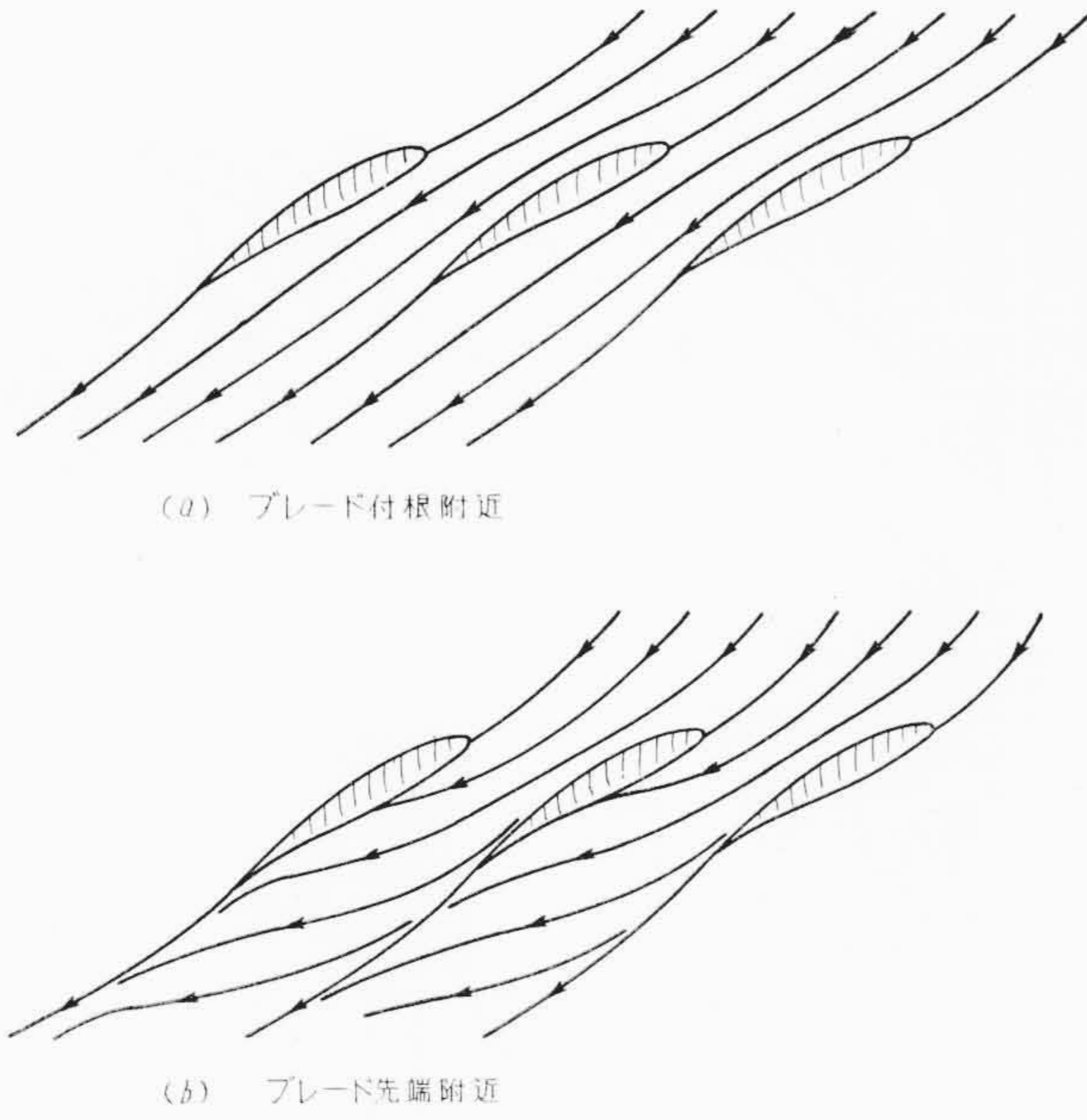
$$\left. \begin{aligned} u_i &= k_{ui} \cdot u & k_{ui} < 1 \\ u_d &= k_{ud} \cdot u & k_{ud} > 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.1)$$

ここに  $u_i, u_d$ : それぞれ翼素入口、出口における軸速度

$k_{ui}, k_{ud}$ : 係数

であって、それらの速度線図は第4図(b)のようになる。

以上のように翼素中心に対する速度線図がきまれば、この翼素に作用するスラストおよびトルクは次のとおり表わされる。



第5図 翼列翼素のまわりの流れ

$$dT = \frac{1}{2} Bc\rho W^2 (C_{L\infty} \cos \varphi - C_{D0} \sin \varphi) dr \dots\dots\dots (4.2)$$

$$dQ = \frac{1}{2} Bc\rho W^2 (C_{L\infty} \sin \varphi + C_{D0} \cos \varphi) r dr \dots\dots\dots (4.3)$$

ここに  $W^2 = u^2 + (\Omega - \frac{1}{2}\omega)^2 r^2$ ,  $B$ : 翼数,  $c$ : 翼弦長  
 $C_{L\infty}$ : 翼数無限の場合の二次元翼列翼揚力係数  
 $C_{D0}$ : 翼形状抗力係数,  $\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{u}{(\Omega - \frac{1}{2}\omega)r}\right)$

この場合の流れは翼形の形状抗力損失を含んでいるため、翼素直後の円周方向速度成分は形状抗力損失のない場合に比し損失分だけ増大する。すなわち

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \dots\dots\dots (4.4)$$

ここに、 $\omega_0$ : 形状抗力損失のない場合の翼素直後の流れの回転角速度

$\Delta\omega$ : 形状抗力損失による回転角速度増分

前に求められた  $u$  と  $\omega$  の関係 (3.19) 式はこの場合次のように  $\omega_0$  に対して成立する。

$$u^2 = \frac{1}{2} \Omega \omega_0 r^2 \dots\dots\dots (4.5)$$

また一つの翼素まわりの circulation を  $\Gamma_\infty$  とすれば

$$B\Gamma_\infty = 2\pi\omega r^2 = 2\pi(\omega_0 + \Delta\omega) r^2 = B(\Gamma_{\infty 0} + \Delta\Gamma_\infty) \dots (4.6)$$

であり、また前の一般運動量理論におけるトルクの式 (3.12) は損失があっても成立するから\* (4.3) 式と等置して次式をうる<sup>(18)</sup>。

$$B\Gamma_\infty = 2\pi\omega r^2 = \frac{1}{2} BC_{L\infty} Wc (1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi)$$

または  $C_{L\infty} = \frac{2\Gamma_\infty}{Wc(1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi)} = \frac{2\Gamma_\infty}{Wc} - C_{D0} \cot \varphi$

..... (4.7)

ここに  $\varepsilon_{0\infty} = C_{D0}/C_{L\infty}$ : 抗揚比

したがって (4.5), (4.6) および (4.7) 式より

$$u = \left(\frac{BC_{L\infty} Wc \Omega}{8\pi}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{B\Gamma_\infty \Omega}{4\pi(1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi)}\right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots (4.8)$$

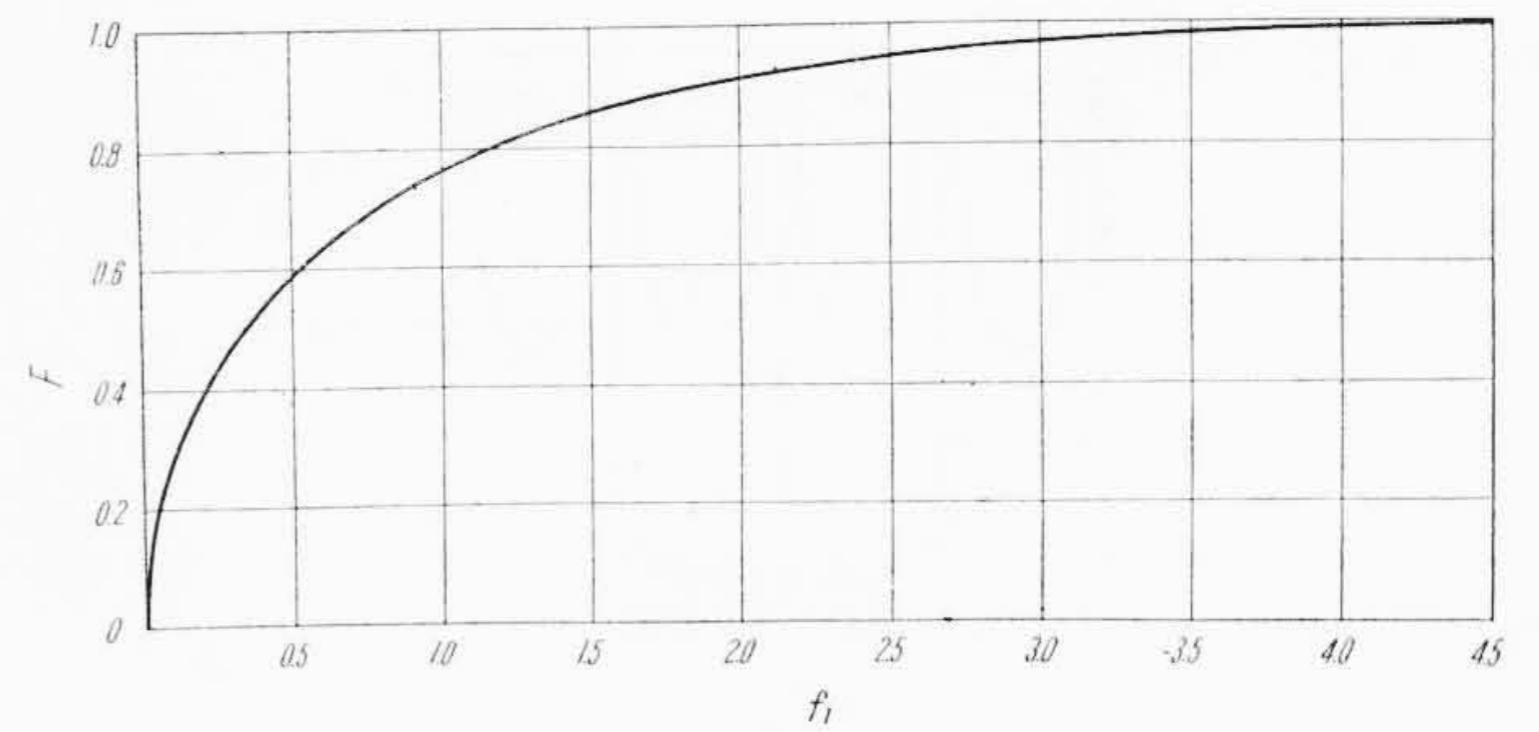
$$\omega = \frac{BC_{L\infty} Wc}{4\pi r^2} (1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi) = \frac{B\Gamma_\infty}{2\pi r^2} \dots\dots\dots (4.9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \omega_0 &= \frac{BC_{L\infty} Wc}{4\pi r^2} = \left(\frac{B\Gamma_\infty}{2\pi r^2}\right) \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}\right) \\ \Delta\omega &= \frac{BC_{L\infty} Wc \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}{4\pi r^2} = \left(\frac{B\Gamma_\infty}{2\pi r^2}\right) \left(\frac{\varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}{1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}\right) \end{aligned} \right. \dots\dots\dots (4.10)$$

\* スラストの式 (3.13) はベルヌーイの単純式より求められているので、損失のある場合は成立しない。

Approximate Correction Factor  $F(f_1)$

$$F(f_1) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} e^{-f_1} \quad f_1 = \frac{R}{2} - \frac{R-r}{R \sin \varphi_1}$$



第6図 Prandtl の修正係数

が得られる。したがって (4.2), (4.3) 式は次のようになる。

$$dT = dT_{0\infty} - dT_f = \rho B\Gamma_\infty \left(\Omega - \frac{B\Gamma_\infty}{4\pi r^2}\right) r \left(\frac{1 - \varepsilon_{0\infty} \tan \varphi}{1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}\right) dr \dots\dots\dots (4.11)$$

$$dQ = dQ_{0\infty} + dQ_f = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\Omega}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} (B\Gamma_\infty)^{\frac{3}{2}} r \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}\right)^{\frac{1}{2}} dr \dots\dots\dots (4.12)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに } dT_{0\infty} &= \rho B\Gamma_\infty \left(\Omega - \frac{1}{2}\omega\right) r \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}\right) dr \\ dQ_{0\infty} &= \rho B\Gamma_\infty u r \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_{0\infty} \cot \varphi}\right) dr \\ dT_f &= \frac{1}{2} \rho BC_{D0} Wc u dr \\ dQ_f &= \frac{1}{2} \rho BC_{D0} Wc (\Omega - \frac{1}{2}\omega) r^2 dr \end{aligned} \right\} \text{: 揚力項}$$

$$\left. \begin{aligned} & \\ & \\ & \\ & \end{aligned} \right\} \text{: 形状抗力項}$$

5. 有限翼数の場合に対する修正

5.1 有限翼数と流れの周期性

5.1.1 Prandtl の近似的修正

以上までの考案は翼数がきわめて多いとして翼素理論と運動量理論を結合させた。すなわち流れは円周方向に一様であるという仮定のもとになされている。

しかるに実際有限の翼数をもつファンの場合には、翼素近傍と、相となる翼素の中間部との流れの状態は異なったものとなり、流れの速度は円周方向に周期性を有するようになる。この傾向は特にブレード先端部において著しい(第5図)。このような状態においては今までの考察における流れの状態は翼素近傍においてのみ実現され、翼素中間部の流れはこれと異なったものとなる。

ヘリコプタロータのような軽荷重タイプにおいてはこのような流れの周期性を考慮しないで、いままでの理論のままでもかなり実際とよく合うが、ファンのように重荷重タイプではこれを考慮しないと実際との大きな差異を生ずることになるのである。

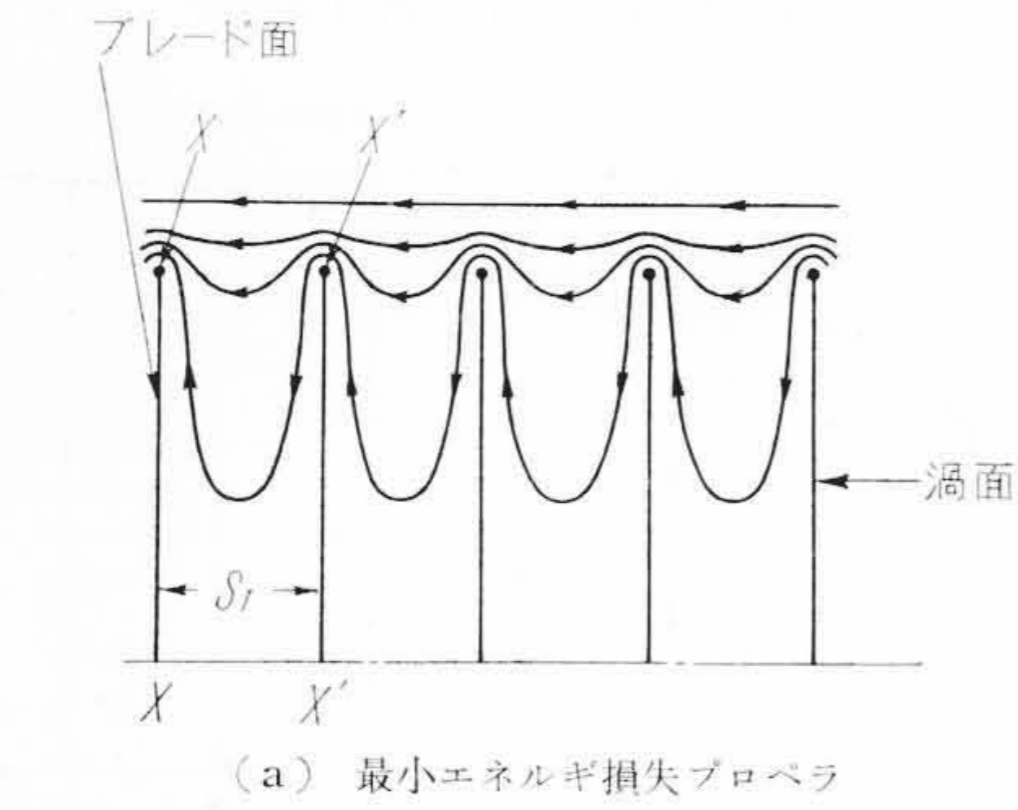
このような有限翼数に対する修正理論としては、現在プロペラに関して Prandtl<sup>(19)</sup>, および Goldstein<sup>(20)</sup> のものがあり、また渦理論<sup>(9)(10)</sup> からも翼数無限のものに対する修正という形で誘導することができる。Goldstein, あるいは渦理論によるものは厳密ではあるがこの場合適用上の実際問題において適当でない。本研究においては近似理論ではあるがかなり精度よく、実用上も便利な Prandtl のものを基礎として用いることにした。

Prandtl の修正係数  $F$  は次のものである。

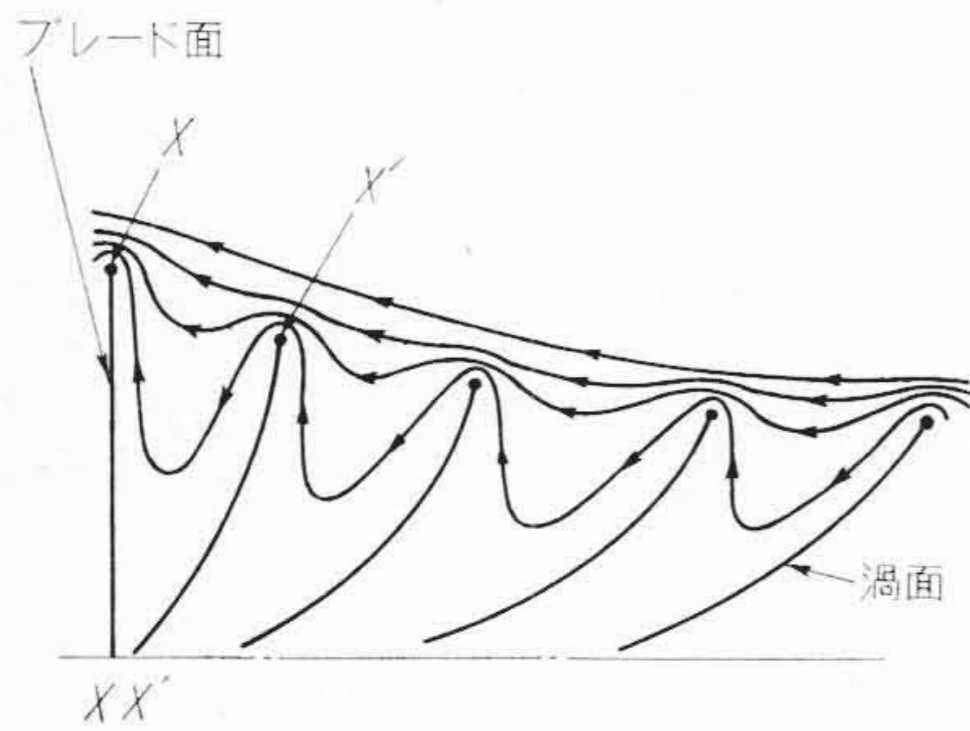
$$F(f_1) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} e^{-f_1}, \quad f_1 = \pi \left(\frac{R-r}{S_1}\right) \dots\dots\dots (5.1)$$

ここに  $R$ : ファン外半径

$$S_1 = \left(\frac{2\pi R}{B}\right) \sin \varphi_1: r=R \text{ における vortex sheet 間隔}$$

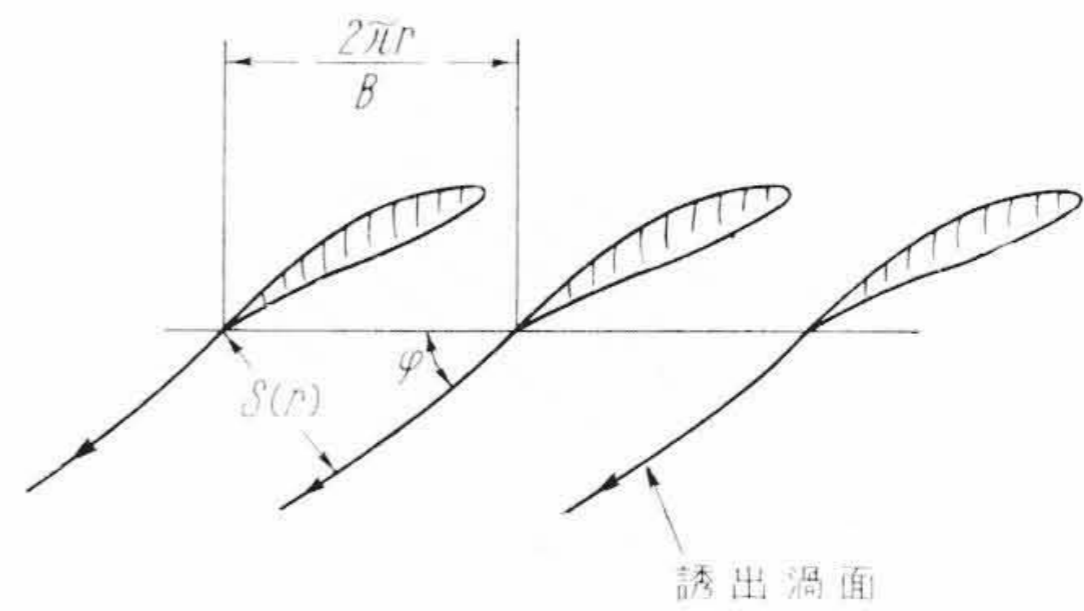


(a) 最小エネルギー損失プロペラ

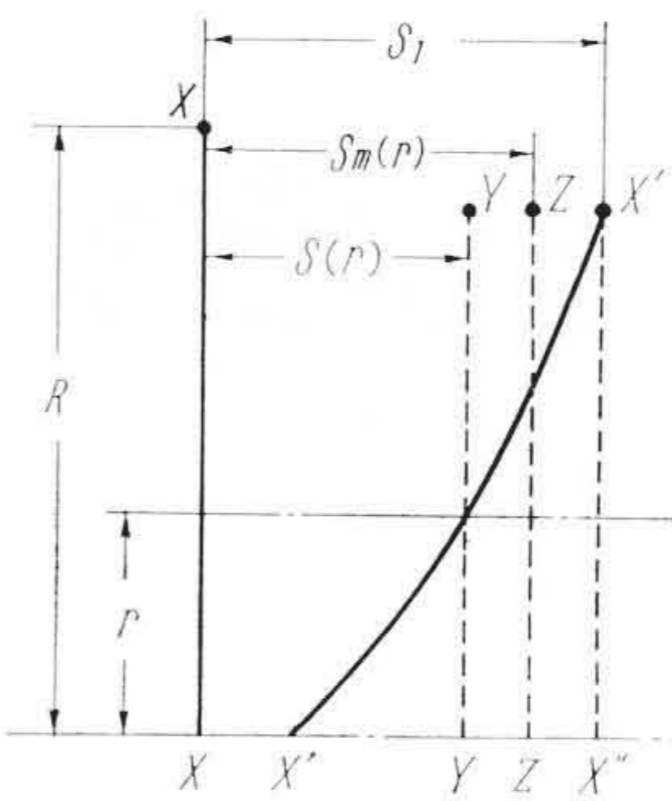


(b) 無圧開放形ファン

第 7 図 vortex sheet の形状



(a)



(b)

第 8 図 ファンの vortex sheet

$\varphi_1$ :  $r=R$  における誘出渦面角  
 函数  $F(f_1)$  の形を第 6 図に示す。

5.1.2 Prandtl の修正理論の改良

Prandtl の修正理論は軽荷重最小エネルギー損失プロペラを対象としたものであって、ブレードから流出したらせん状 vortex sheet は剛体のように変形せずに後方に移動する場合について考えている。すなわちプロペラ軸を含む一つの平面についての断面をとった場合、第 7 図(a)のように渦面の断面は軸に垂直な等間隔平行線群となる場合であって、Prandtl の修正においては、このような状態のねじれて連続したらせん状 vortex sheet を、ブレード先端の渦面間隔に等しい間隔をもった等間隔平行平板列におきかえている。

しかるにファンの場合渦面の断面形は通常第 7 図(b)のように上記の状態とはかなり異なったものであって、渦面間隔は下流に行くにしたがって流れのコントラクション・増速にともなって漸次増大するとともに、その断面形状はブレードの circulation 分布\* のいかによって  $X'-X'$  のように、ブレード面  $X-X$  に平行な状態とはかなり異なったものとなり、平行に近い状態となる場合はきわめてまれである。

以上のように軽荷重最小エネルギー損失プロペラの場合に比しきわめて異なった状態の vortex sheet をもつファンに対して、Prandtl の修正理論を適用する場合の問題点を考えてみる。

第一に、ブレード数に等しい枚数の、らせん状にねじれて連続した形状の vortex sheet を、軸に垂直な平板列におきかえる点に関しては、プロペラもファンも基本的に同一な近似であって、進行率があまり大きくない場合（ファンにおいては具体的には翼角度のあまり大きくない場合）Goldstein の厳密解析<sup>(20)</sup>に比して十分よい近似を有することが知られている<sup>(21)</sup>ので問題ない。

第二にファンの場合第 7 図(b)のように渦面が下流に行くにしたがい漸次変形し渦面間隔が増大する点に関しては、翼素位置に

おける誘導速度におよぼす影響は翼素近くの渦面によるものが大部分で翼素からはなれた後方の影響は少ないので、下流における渦面の変形は無視して、ブレード出口付近における渦面形状のみについて考えても大きな誤差は生じない。

第三にブレード出口付近の渦面形状が第 7 図(b)の  $X'-X'$  のように、ブレード面  $X-X$  に平行な状態と非常に異なる場合に関しては第 7 図(a)の場合に比し修正係数の値はかなり異なってくる。したがってこの点に関してはファンの実際の状態に適合するように Prandtl の修正理論を改良する必要がある。

本研究においては、この第三の点に関して次のように簡単な改良を行ったが、実験の結果実際との一致はかなりよいようである。

第 8 図において半径  $r$  の位置の翼素出口における誘出渦面の間隔  $S(r)$  は

$$S(r) = \left( \frac{2\pi r}{B} \right) \sin \varphi(r) \dots \dots \dots (5.2)$$

ただし  $S(R) = S_1 = \left( \frac{2\pi R}{B} \right) \sin \varphi_1$ ,  $\varphi_1 = \varphi(R)$

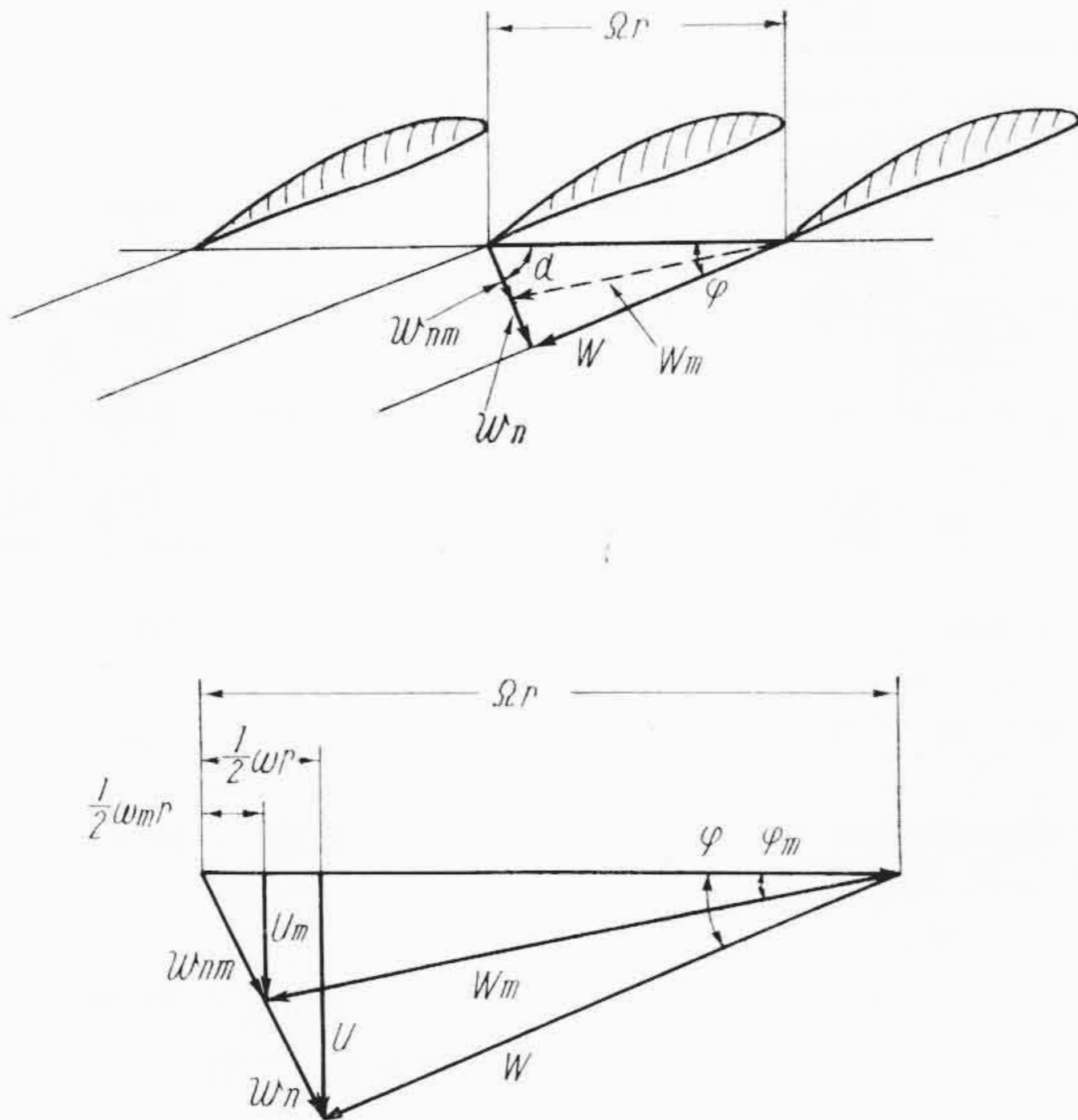
であるが、Prandtl の修正において考えている平行平板を第 8 図(b)のように間隔  $S(r)$  を有する曲板  $X'-X'$  におきかえて考える。(5.1)式の  $F(f_1)$  は 1 ピッチ間の平均流速の、翼素位置における最大流速に対する減小率を表すが、この場合半径  $r$  における減小率  $F$  がどうなるかについて考える。

いま

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \pi \left( \frac{R-r}{S_1} \right) = \frac{B}{2} \frac{R-r}{R \sin \varphi_1} \\ f_r &= \pi \left( \frac{R-r}{S(r)} \right) = \frac{B}{2} \frac{R-r}{r \sin \varphi(r)} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5.3)$$

とおけば、第 8 図(b)において  $F(f_1)$  は渦面が間隔  $S_1$  の  $X'-X'$  なる平行平板の場合の  $F$  に相当し、 $F(f_r)$  は同様に間隔  $S(r)$  の  $Y-Y$  なる平行平板の場合に相当する。実際の渦面は  $X'-X'$  なる曲面であって、半径  $r$  における減小率  $F$  は明らかに  $F(f_r)$  よりも小さくまた  $F(f_1)$  よりも大きい。

\* ファンの場合、ブレードの径方向 circulation 分布は通常、ブレード付根付近の設計的困難のために、一定分布に近いものはほとんどなく、実在するファンのほとんどすべては  $r^2$  比例形あるいはそれに近い分布をもっている。



第9図 有限翼数の場合の速度線図

そこで  $X' \sim X'$  なる曲板は半径  $r$  において、近似的に間隔  $S_n(r) = \frac{1}{2}(S_1 + S(r))$  をもった平行平板  $Z-Z$  におきかえることができる。

$$\left. \begin{aligned} S_m(r) &= \frac{1}{2}(S_1 + S(r)) = \frac{\pi}{B}(R \sin \varphi_1 + r \sin \varphi(r)) \\ f_m &= \pi \left( \frac{R-r}{S_m(r)} \right) = B \left( \frac{R-r}{R \sin \varphi_1 + r \sin \varphi(r)} \right) \\ F(f_m) &= \frac{2}{\pi} \cos^{-1} e^{-f_m} \end{aligned} \right\} \dots (5.4)$$

したがって無圧開放形ファンにおいて(5.4)の  $F(f_m)$  を用いれば、ブレードのいかなる circulation 分布、すなわちいかなる vortex sheet の形状に関しても近似的に流れの周期性に関する修正を行うことができるわけである。

5.2 有限翼数に関する修正

以上述べた有限翼数に対する修正係数  $F(f_m)$  を用いて、4章の考察に対して修正を加える。前の4章までに考えてきた流れの状態を、この場合(翼数有限)における翼素近傍の流れの状態に等しくとれば、第4図および第9図において、ファン面中心における誘導速度(絶対速度)  $w_n$  は翼素位置での最大値であって、1ピッチ間の平均値は  $w_{nm}$  となる。(但しこゝでは簡単のため  $1 \gg \varepsilon_0 \cot \varphi$ ,  $\omega_0 \gg \omega$  として近似的に述べる)

$$w_{nm} \cong w_n \cdot F(f_m) \dots (5.5)$$

したがって  $u$ ,  $\omega$  の1ピッチ間の平均値も同様に

$$\left. \begin{aligned} u_m &\cong u \cdot F(f_m) = \left( \frac{B\Gamma_\infty \Omega}{4\pi(1 + \varepsilon_0 \cot \varphi)} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot F(f_m) \\ \omega_m &\cong \omega \cdot F(f_m) = \left( \frac{B\Gamma_\infty}{2\pi r^2} \right) \cdot F(f_m) \end{aligned} \right\} \dots (5.6)$$

となり、翼素に対する平均の速度は

$$\left. \begin{aligned} W_m &= \sqrt{u_m^2 + (\Omega - \frac{1}{2}\omega_m)^2 r^2} \\ \varphi_m &= \tan^{-1} \left[ \frac{u_m}{(\Omega - \frac{1}{2}\omega_m)r} \right] \end{aligned} \right\} \dots (5.7)$$

となる。

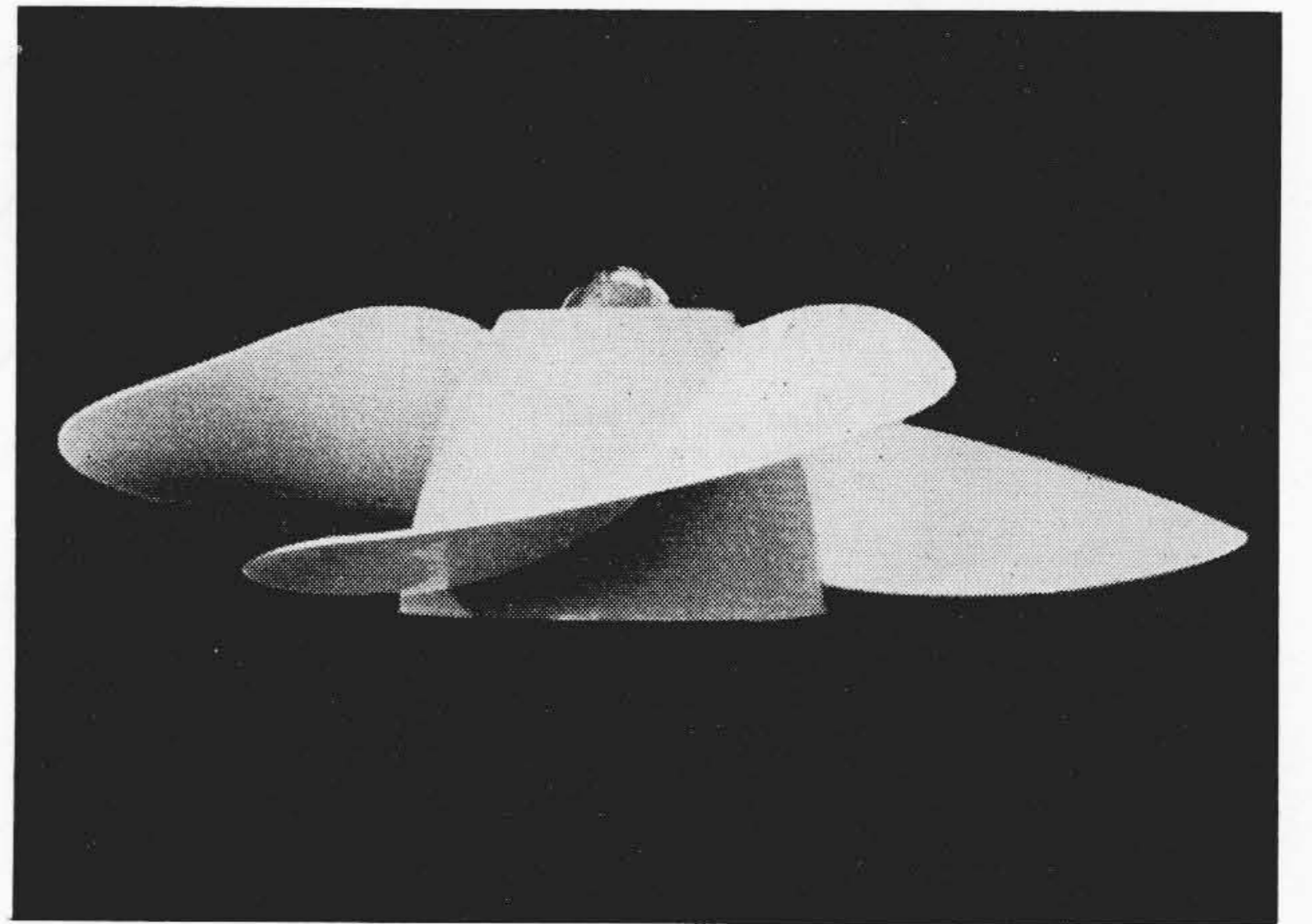
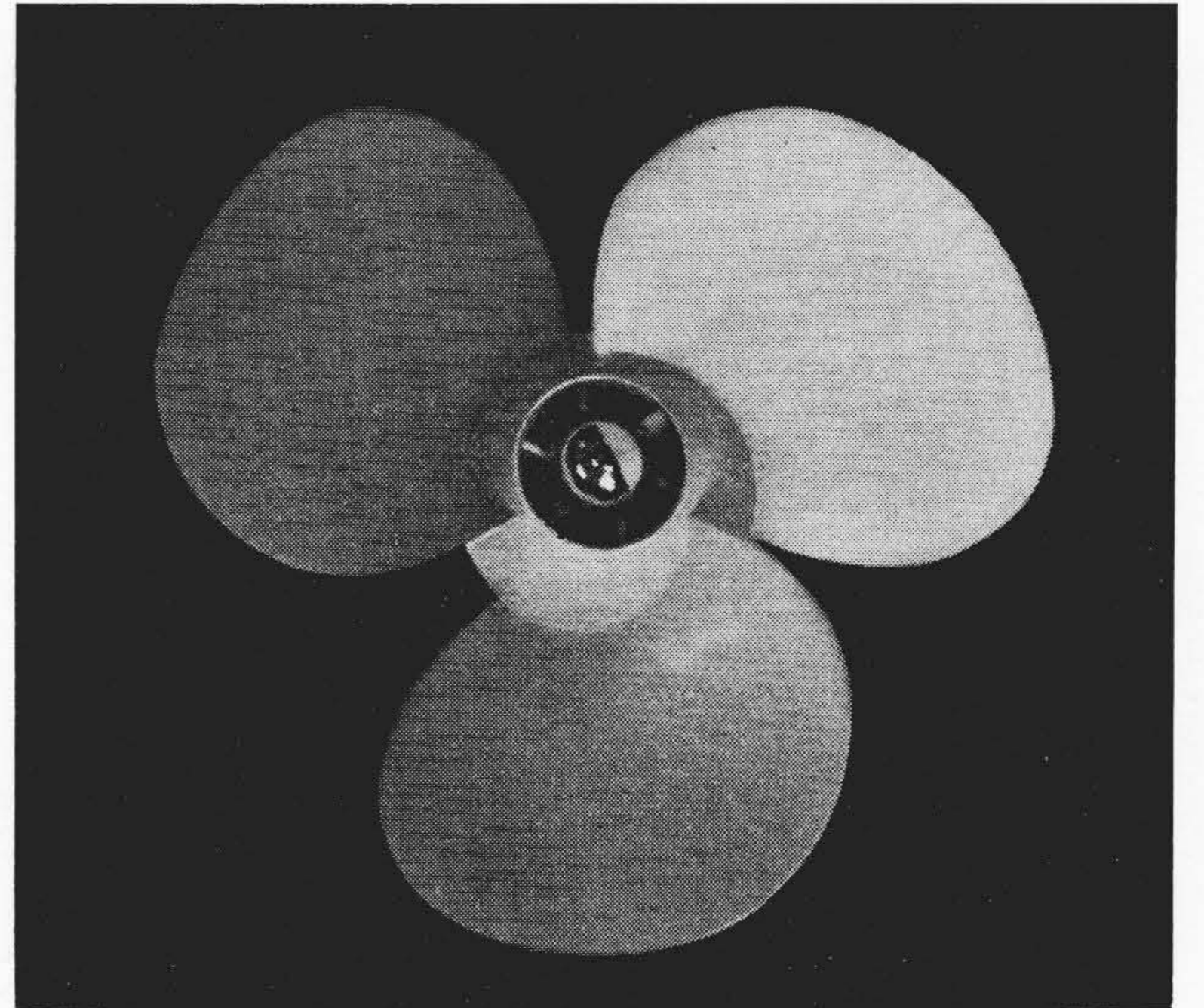
この場合の一つの翼素のまわりの circulation を  $\Gamma$  とすれば

$$B\Gamma = 2\pi\omega_m r^2 \cong 2\pi\omega r^2 \cdot F(f_m) \dots (5.8)$$

したがって(4.6)式と比較して

$$\Gamma \cong \Gamma_\infty \cdot F(f_m) \dots (5.9)$$

となり、circulation は翼数無限の場合に比し  $F(f_m) (<1)$  倍に減小



第10図 設計例

することになる。

次にこのような流れの状態においてもトルクの運動量式(3.12)は成立するから

$$dQ_m \cong 2\pi\rho u_m \omega_m r^3 dr \cong 2\pi\rho u \omega F^2(f_m) r^3 dr \dots (5.10)$$

(ただし 二乗平均根  $\cong$  一乗平均 とする)

となる。一方翼素に関するトルクの式(4.3)は

$$\left. \begin{aligned} dQ &= \frac{1}{2} \rho B C_{L\infty} W_m c u_m r dr + \frac{1}{2} \rho B C_{D0} W_m c (\Omega - \frac{1}{2}\omega) r^2 dr \\ \left\{ \begin{aligned} dQ_{0\infty} &= \frac{1}{2} \rho B C_{L\infty} W_m c u_m r dr && \text{揚力項} \\ dQ_f &= \frac{1}{2} \rho B C_{D0} W_m c (\Omega - \frac{1}{2}\omega) r^2 dr && \text{形状抗力項} \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \dots (4.3')$$

と変形できるが、揚力項  $dQ_{0\infty}$  については、この場合翼素には1ピッチ間の平均の流速  $W_m$ ,  $u_m$  が作用すると考えるべきであるから\*

$$dQ_0 \cong \frac{1}{2} \rho B C_L W_m c u_m r dr \cong \frac{1}{2} \rho B C_L W_m c u F(f_m) r dr \dots (5.11)$$

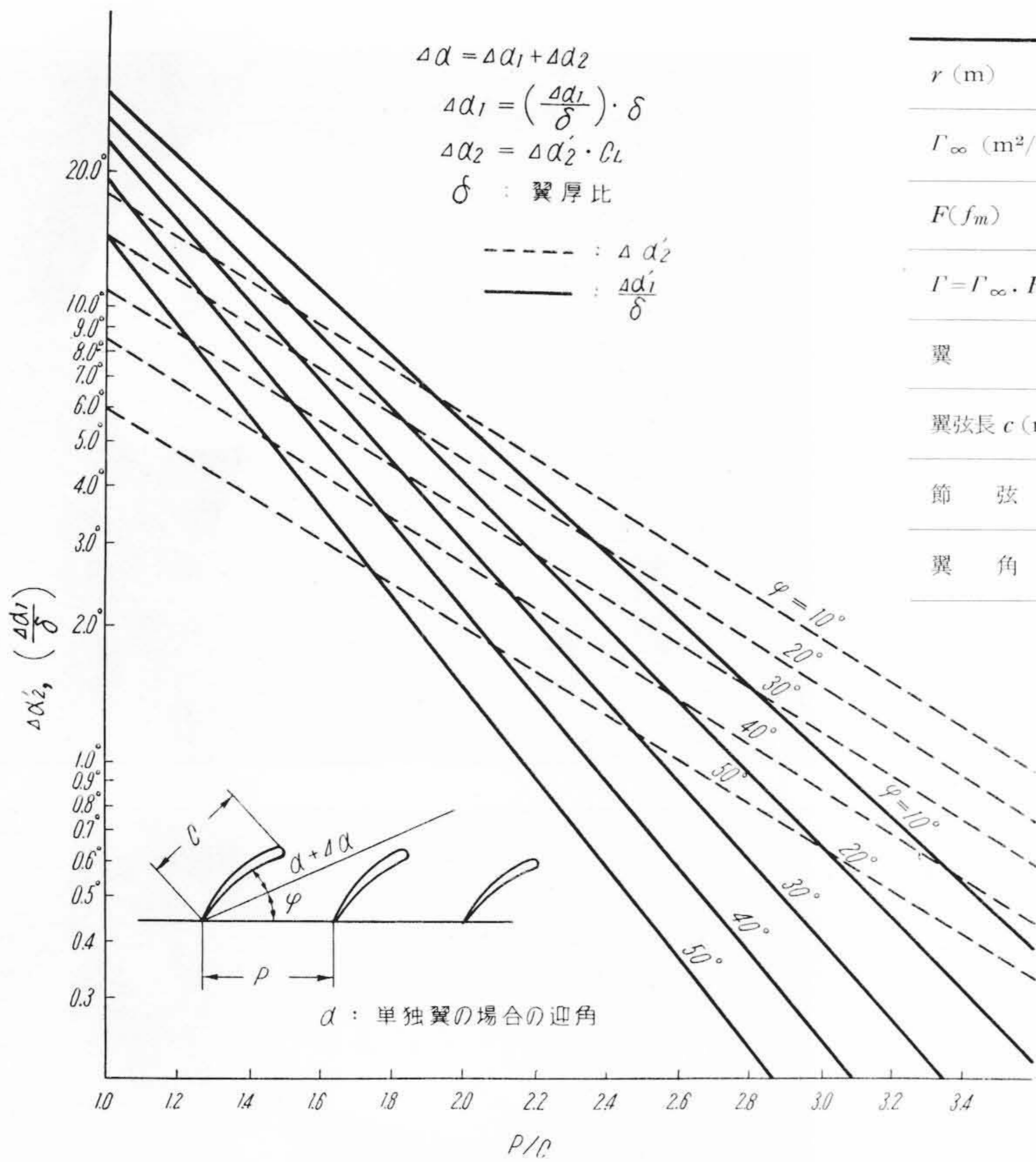
ここに  $dQ_0$ : 有限翼数の場合のトルクの揚力項

$C_L$ : 有限翼数の場合の翼素揚力係数

$$W_m \cong W$$

とすることができ、また形状抗力項  $dQ_f$  については、これは翼形表面の摩擦抵抗および後流の伴流抵抗によるものであるもので、その大きさは翼素付近の流れのみによってほぼきまり、翼素からはなれたピッチ中間部分の流れの影響は大きくないと考えられるので、こ

\* この場合翼素には第5図のように1ピッチ間でねじれた流れが作用することになり、いろいろの論議もあるところであるがここでは深くは触れない。



第 11 図 翼列干渉による修正迎角  $\Delta\alpha$  と  $P/C$  の関係

第 1 表 ブレード断面諸元

|                                       |               |               |               |           |           |                     |
|---------------------------------------|---------------|---------------|---------------|-----------|-----------|---------------------|
| $r$ (m)                               | 0.05          | 0.07          | 0.09          | 0.11      | 0.13      | 0.15<br>(tip 0.155) |
| $\Gamma_\infty$ (m <sup>2</sup> /s)   | 0.255         | 0.334         | 0.372         | 0.378     | 0.380     | 0.380               |
| $F(f_m)$                              | 1.0           | 1.0           | 0.99          | 0.95      | 0.84      | 0.45                |
| $\Gamma = \Gamma_\infty \cdot F(f_m)$ | 0.255         | 0.334         | 0.368         | 0.359     | 0.319     | 0.175               |
| 翼形                                    | NACA-640(4.5) | NACA-440(3.2) | NACA-240(2.5) | NACA-2402 | NACA-2402 | NACA-2402           |
| 翼弦長 $c$ (mm)                          | 123           | 146           | 175           | 175       | 165       | 111                 |
| 節弦比                                   | 0.85          | 1.0           | 1.1           | 1.3       | 1.65      | 2.8                 |
| 翼角度                                   | 36°50'        | 30°0'         | 24°20'        | 18°20'    | 14°10'    | 10°20'              |

に用いる無圧開放形ファンは以上の理論を基礎とし、これに種々実験資料を加えて設計しているが、次にその 1 設計例として現在 30cm 扇風機の主流製品に採用しているファンを上げる (第 10 図)。その仕様は次のとおりである。

- ファン外径:  $D = 310$  mm
- 翼数:  $B = 3$
- 翼形: NACA 4 桁系修正形
- ファン位置流量:  $G_0 = 0.202$  m<sup>3</sup>/s
- ファン消費動力:  $P = 0.76$  kg-m/s  $\cong 7.4$  Watts
- 正規回転数:  $n = 1,300$  rpm ( $\Omega = 136$  rad/s)

パワー効率:  $\eta_F = \int_{\text{Boss}}^{\text{Tip}} dN / \int_{\text{Boss}}^{\text{Tip}} \Omega dQ = 0.62$

またその各ブレード断面の諸元は第 1 表のとおりである。

翼形断面は NACA 4 桁系のテールエンド付近の肉厚を多少厚くした修正形を用いた。また肉厚比は第 1 表のように 4.5~2% ときわめて薄く、このような薄翼のデータは NACA の Report にはないので、既存データ<sup>(22)</sup>から外そうによって求めた。また揚力係数および抗力係数は Reynolds 数によって変化するが、この場合  $R = 10^5 \sim 2 \times 10^5$  であってかなり小さいので、この点も考慮した<sup>(23)</sup>。

次に、このような単独翼形のデータから減速翼列の場合への修正に関しては第 11 図<sup>(24)</sup>を用いた。

なお本設計のファンの材質は熱可塑性 Plastic を用いたので翼形断面の成形などは容易に高精度のものができる。

### 6.2 実験結果の概略

まず正規回転数  $n = 1,300$  rpm におけるトルク、スラストおよび流量について実験値と設計値とを比較すると第 2 表のとおりである。これでわかるとおり、設計値と実験値の一致はきわめてよい。しかし本設計における理論、および実験資料の精度より考えて、あらゆる場合にこの程度の一致は得られず、むしろ一般的にはかなりの誤差を伴うであろうことは当然考えられることである。事実現在までの多数の設計実績によると、トルク  $Q$  はかなりよい一致を示すが、流量  $G_0$  およびスラスト  $T$  については、ファンのタイプいかんにより 10~20% 程度の誤差を生じているので、現在これらの資料を整理して設計の精度向上につとめるとともに、有限翼数に対する修正理論の改善、薄翼、低 Reynolds 数の翼形データの獲得、減速翼列に

第 2 表 設計値と実験値の比較

| 測定項目                         | 実験値    | 設計値     |
|------------------------------|--------|---------|
| スラスト $T$ (kg)                | 0.159  | 0.157   |
| トルク $Q$ (kg-m)               | 0.0056 | 0.00558 |
| 流量 $G_0$ (m <sup>3</sup> /s) | 0.206  | 0.202   |

の場合この項は  $C_{D0}$  の値が多少変化するだけでは不変としてよい。

結局この場合のトルクの式は

$$dQ_m \cong \frac{1}{2} \rho B C_L W c u F(f_m) r dr + \frac{1}{2} \rho B C_{D0m} W c (\Omega - \frac{1}{2} \omega) r^2 dr \dots (5.12)$$

となる。(5.12)式と(5.10)式を等置すれば揚力係数  $C_L$  は次のとおり求められる。

$$C_L \cong \frac{2\Gamma}{Wc \left(1 + \left(\frac{\epsilon_0}{F(f_m)}\right) \cot \varphi\right)} = \frac{2\Gamma}{Wc} - \left(\frac{C_{D0m}}{F(f_m)}\right) \cot \varphi \dots (5.13)$$

ここに  $C_{D0m}$ : 翼数有限の場合の形状抗力係数

$\epsilon_0 = C_{D0m} / C_L$ : 翼数有限の場合の抗揚比

$\Gamma \cong \Gamma_\infty \cdot F(f_m)$

次にスラストの式(4.2)も(5.2)式と同様にして次のようになる。

$$dT_m \cong dT_0 - dT_f = \frac{1}{2} \rho B C_L W c (\Omega - \frac{1}{2} \omega F(f_m)) r dr - \frac{1}{2} \rho B C_{D0m} W c u dr \dots (5.14)$$

したがって(5.12), (5.14)式に(5.13)式を代入すれば結局有限翼数の場合のスラスト、およびトルクの式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} dT_m &\cong \frac{\rho B \Gamma_\infty (\Omega - \frac{1}{2} \omega F(f_m)) F(f_m) r}{1 + \left(\frac{\epsilon_0}{F(f_m)}\right) \cot \varphi} dr - \frac{1}{2} \rho B C_{D0m} W c u dr \\ dQ_m &\cong \frac{\rho B \Gamma_\infty u F^2(f_m) r}{1 + \left(\frac{\epsilon_0}{F(f_m)}\right) \cot \varphi} dr + \frac{1}{2} \rho B C_{D0m} W c (\Omega - \frac{1}{2} \omega) r^2 dr \end{aligned} \right\} \dots (5.15)$$

## 6. 実験結果の概要

### 6.1 設計例

現在日立製作所において扇風機、家庭用小形換気扇(開放形)など

第3表 本設計ファンと他のファンとの性能比較

| ファン種別 | ファン外径 (mm) | $\Gamma_\infty$ 分布 | 翼形          | $\eta_F^*$ | $\eta_{TF}$ | $\eta_{GF}$ | $G_0$ (m <sup>3</sup> /s) | $G'_0$ (m <sup>3</sup> /s) | ファン消費動力 $P$ (kgm/s(Watts)) | 正規回転数 rpm | 消費パワ係数 $P_c$ |
|-------|------------|--------------------|-------------|------------|-------------|-------------|---------------------------|----------------------------|----------------------------|-----------|--------------|
| 本設計例  | 310φ       | Boss 付近を除き Const.  | NACA 4 桁修正形 | 0.62       | 0.61        | 0.51        | 0.206                     | 0.65                       | 0.76(7.4)                  | 1,300     | 0.0046       |
| A 形   | 300φ       | $\propto r^2$      | 円弧翼形板状肉厚分布  | —          | 0.53        | 0.43        | 0.190                     | 0.69                       | 0.80(7.8)                  | 1,250     | 0.0060       |
| B 形   | 300φ       | $\propto r^2$      | 円弧翼形板状肉厚分布  | —          | 0.45        | 0.20        | 0.142                     | 0.62                       | 0.71(7.0)                  | 1,340     | 0.0043       |
| C 形   | 300φ       | $\propto r^2$      | 円弧翼形板状肉厚分布  | —          | 0.51        | 0.23        | 0.144                     | 0.60                       | 0.66(6.5)                  | 895       | 0.0135       |

ここに  $G_0$ : ファン出口における容積流量

$G'_0$ : ファンより 1m 後方における容積流量

\*:  $\eta_F$  は設計値, 他  $\eta_{TF}$ ,  $\eta_{GF}$  は測定値

関する実験などを行ってより満足な設計法をつくり上げるようにつとめている。

次に本設計ファンと、ほかの現在存在する代表的なファンとして同じく 30 cm 扇風機用のもの 3 種 (A, B, C 形) を選んで諸性能を測定, 比較した結果を第 3 表に示す。ファン C 形のみは 6 極モータを使用しているため回転数がほかより低く、したがって消費パワ係数  $P_c$  は大きくなる。ファン消費パワ  $P$  は表にみるとおり通常の 30 cm 扇風機では 0.65~0.8 kg-m/s 程度であってきわめて小さい。

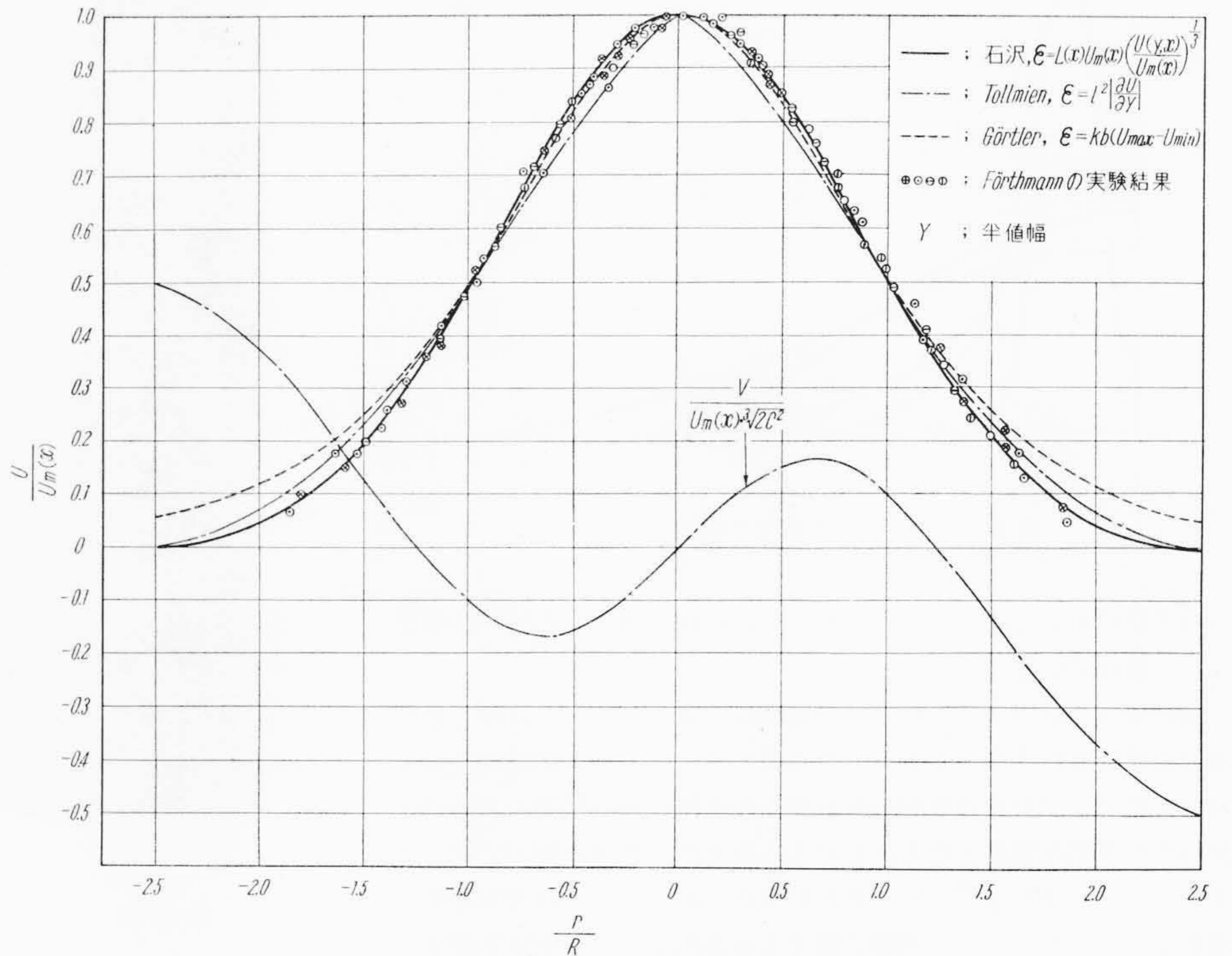
$\eta_F$  は測定がむずかしくこの実験では測定していない。推力効率  $\eta_{TF}$  および流量効率  $\eta_{GF}$  をみれば、いずれも本設計のものが最もすぐれていることがわかる。ファン位置流量  $G_0$  もしたがって本設計のものが最も大きい。ファンから 1m はなれた位置においては、いずれも大差なくなり、また  $G_0$  の大きなものが  $G'_0$  も大きいとは限らない。このことは次の 7 章に述べるようにファン後流の乱流拡散がファンタイプによって異なることを示すものである。また扇風機の場合人体の涼感に及ぼす効果は複雑で  $G'_0$  のように流量のみではその効果をきめることはできず、流速あるいは流れの有するパワ、さらには流れの乱れ状態を考慮しなければならない。

以上総合して本設計例が最もすぐれているということはいえるが、しかしこれのみによって  $\Gamma_\infty$  分布が一定分布に近いものが  $r^2$  比例形そのほかのタイプよりすべてにおいてまさるということはいえない (このような問題についてはここでは深く触れない)。

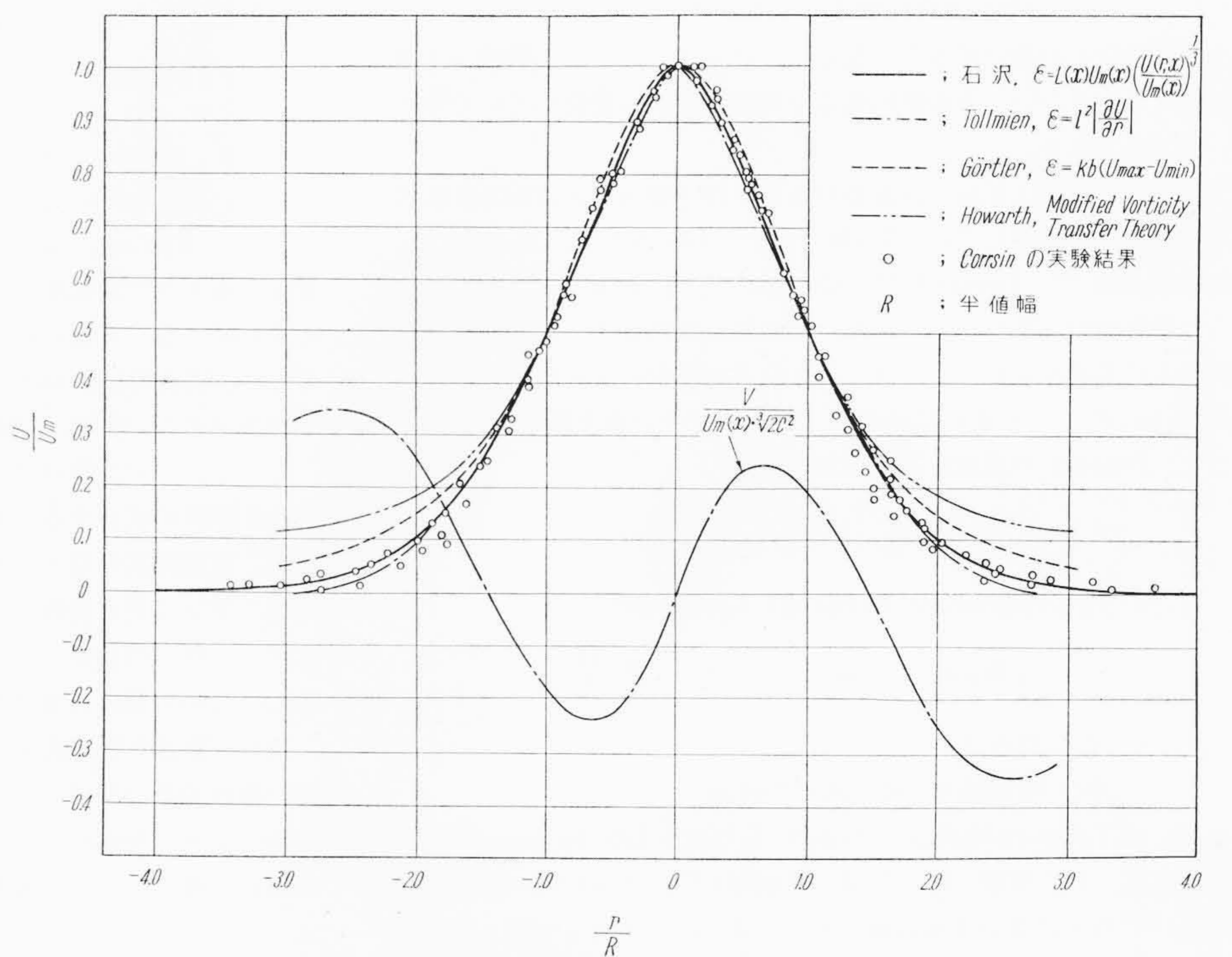
### 7. ファン後流の乱流自由拡散

#### 7.1 概 説

いままでに述べた理論によって無圧開放形ファンに関する性能が明らかになり、これによってファンを設計することができるわけであるが、ただこれ

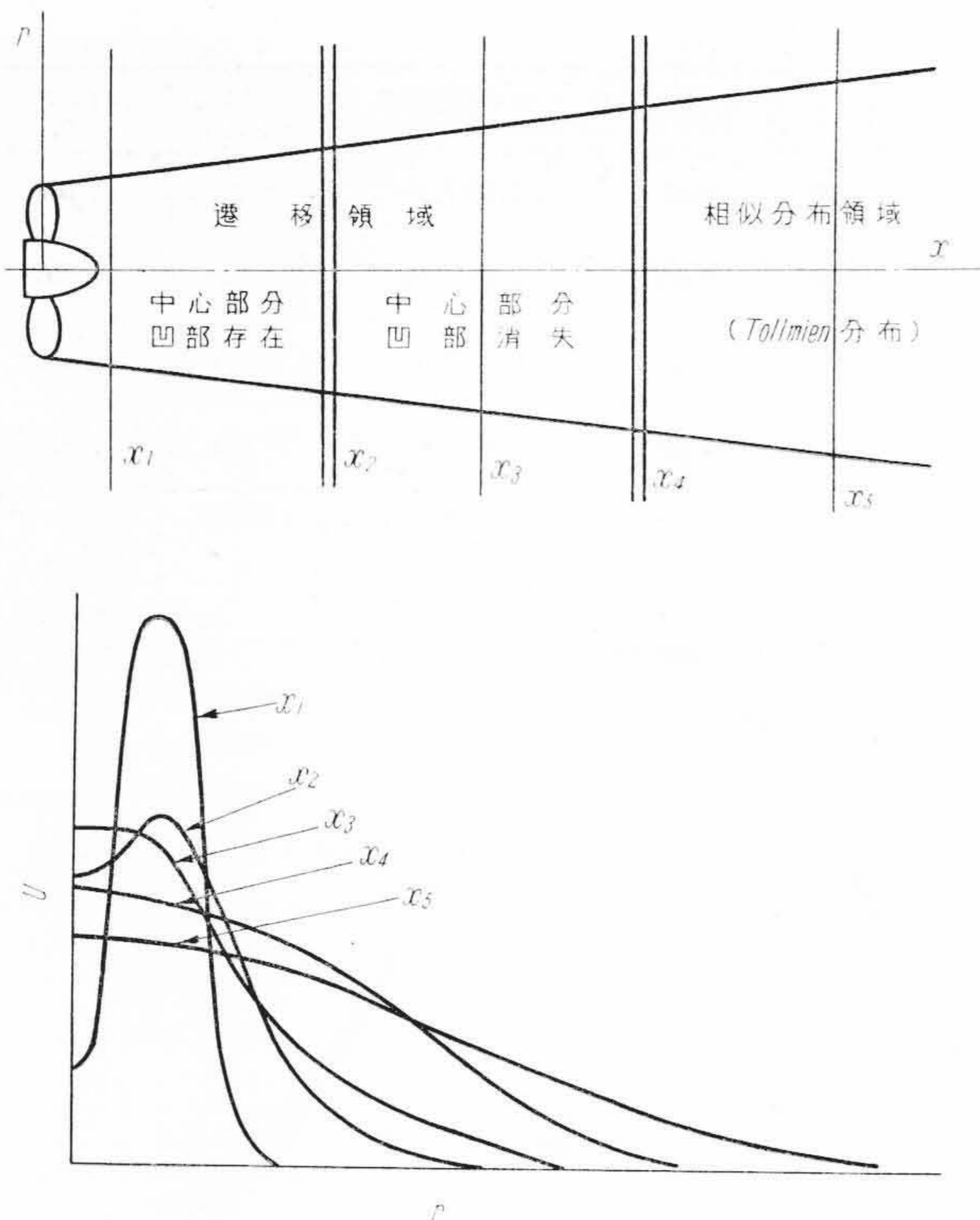


第 12 図 2次元平面乱流噴流の平均流速分布



第 13 図 軸対称円形 2次元乱流噴流の平均流速分布





第14図 ファン後流平均流速分布形

らの考察においてはもちろん流れの乱れに伴う諸現象についてはまったく触れていない。

実際のファンの流れ、特にその後流は大気中においてはげしい乱流自由拡散を行うのであるが、ある種のファン、特に扇風機などにおいてはファン自体の性能のほかこの後流の流れ状態そのものがきわめて重要な要素となる。このようなファン後流に関してはいまでもなく乱流理論<sup>(25)</sup>的に考えねばならぬが、これは現在非常に困難な問題である。この問題に関する理論的ならびに実験的研究の詳細は稿を改めて報告することとし、ここには概略的は説明のみにとどめておく。

7.2 一つの円形乱流自由噴流としてのファン後流

扇風機などの場合最も重要なことはファンから出た後流が下流に行くにしたがい、その平均流速分布形をいかに変化していくかということである。

現在まで噴流、伴流、速度差のある平行一様流など自由な乱れの平均流速分布に関しては、Tollmien<sup>(26)</sup>、Görtler<sup>(27)</sup>、Kueth<sup>(28)</sup>、Schlichting<sup>(29)</sup>、Howarth<sup>(30)</sup>、Corrsin<sup>(31)</sup>、Townsend<sup>(32)</sup>などによって現象論的に研究されている。特に静止周囲域中への円形噴流に関する代表的なものとしては、乱れの Reynolds せん断応力  $\tau = -\overline{\rho u'v'}$  ( $u', v'$ : それぞれ噴流の軸方向および径方向変動速度成分)として、Prandtl の運動量輸送理論の結論

$$\tau = -\overline{\rho u'v'} = \rho \varepsilon \frac{\partial U}{\partial r} = \rho l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial r} \right| \left| \frac{\partial U}{\partial r} \right| \dots (7.1)$$

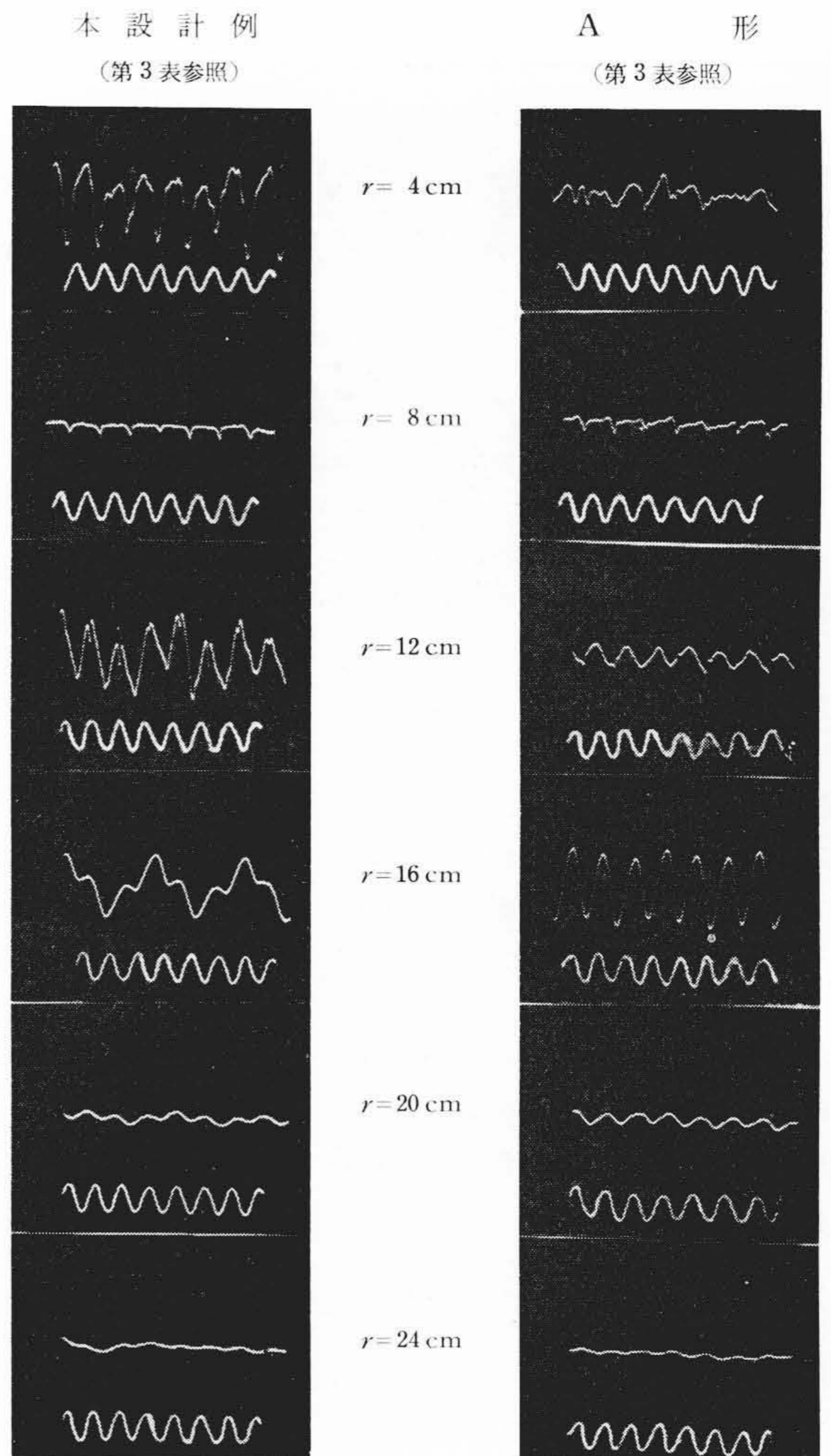
ここに  $\varepsilon$ : Turbulent Exchange Coefficient

$$\text{運動量輸送理論においては } \varepsilon = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial r} \right|$$

$l$ : 混合長

$U$ : 噴流軸方向時間的平均流速

を用いた Tollmien の計算<sup>(26)</sup>があり、そのほか Görtler ( $\varepsilon = \kappa b(U_{\max} - U_{\min})$ ),  $\kappa$ : 常数,  $b$ : 乱流混合域幅<sup>(27)</sup>, Howarth (渦度輸送理論)<sup>(30)</sup>などによっても計算されているが、いずれも実際との一致において一長一短がある。



$x = 4.8 \text{ cm}$  一定  $n = 1,330 \text{ rpm}$  (変動波形の下の波形は 75 c/s 正弦波)

第15図 羽根出口における主流方向乱れ変動波形

筆者の計算によれば、Turbulent Exchange Coefficient  $\varepsilon$  として次の形

$$\varepsilon = L(x) U_m(x) \left( \frac{U(r, x)}{U_m(x)} \right)^{1/3} \dots (7.2)$$

ここに  $L(x)$ : 混合域の characteristic length

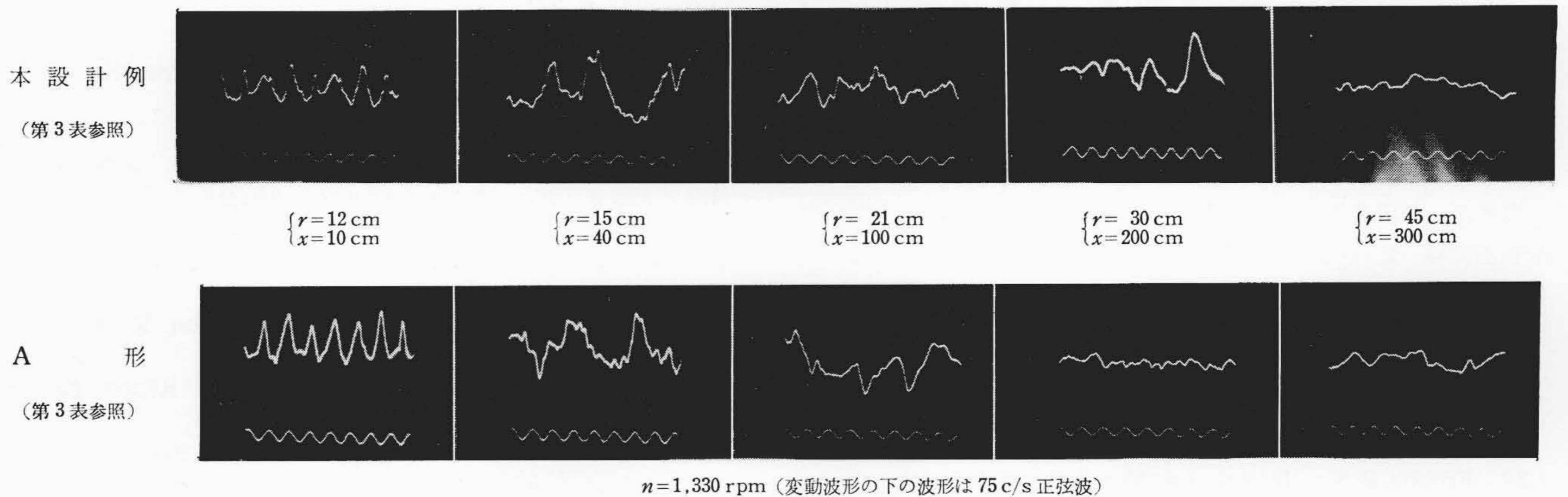
$U_m(x)$ : 噴流最大平均流速

$U(r, x)$ : 噴流内平均流速

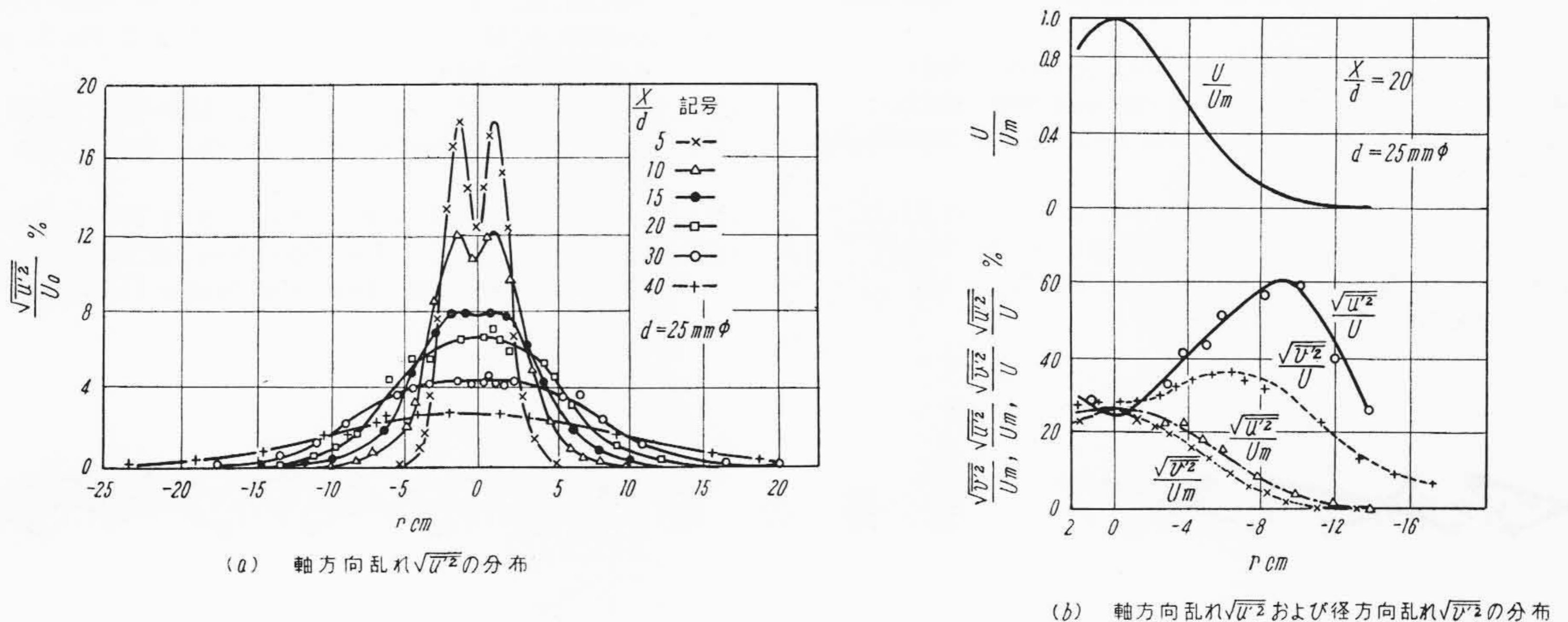
を与えるとき二次元平面噴流および軸対象円形噴流において実際とのきわめてよい一致が得られ、噴流中心における不連続性 (Tollmien), 噴流周辺における実際との不一致 (Görtler, Howarth) などが改善された(第12, 13図)。

しかし以上の計算はすべて平均流速分布形の遷移の完了した、力学的相似性の成立するきわめて下流においてのみ成立するものであるが、実際扇風機などにおいてはファンから 0.5~1 m 以内のきわめてファンに近い範囲がむしろ重要であり、このようなファン出口において種々の流速分布を有するものの平均流速分布形の遷移領域についての計算は簡単でない(第14図)。

次に、筆者の熱線風速計(10  $\mu$  白金線使用)による実験結果によれば、乱れ変動波形は、ファン出口においては、さきに述べたとおり特にブレード先端付近において、有限翼数のためにブレードの通過回数に一致した大きな脈動が生じているが、まだ短波長乱れはほとんどなく、それが  $x/D \cong 1.3$  ( $x$ : ファン出口よりの軸距離,  $D$ : ファン直径)までの間に短波長乱れが大きく成長し、それ以降ははやく



第16図 ファン後流中の主流方向乱れ変動波形



(S. Corrsin<sup>(31)</sup>の実験結果)  
第17図 乱流円形噴流の乱れ分布

も乱れは減衰していくことが確かめられた (この傾向はいろいろのタイプのファンに共通にみられる)。

主流方向の乱れ変動波形のオシロスコープ単掃引写真の一例を第15図および第16図に示す。

以上のように  $x/D$  のかなり小さなところですでに乱れが著しく減衰することは通常のノズル噴流<sup>(28)(31)</sup> に比較してファン後流はその乱れ状態の力学的機構がかなり異なったものであることがわかる (第17図)。そしてこのように乱れの減衰が早いにもかかわらず平均流速分布形は  $x/D > 10$  (正確には測定不能) においても相似性を有するようにはならない\*。

次に流れの運動量流率, エネルギー流率および質量流率(流量)はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} M &= 2\pi\rho \int_0^{R(x)} U^2 r dr && \text{運動量流率} \\ E(x) &= \pi\rho \int_0^{R(x)} U^3 r dr && \text{エネルギー流率} \\ G(x) &= 2\pi\rho \int_0^{R(x)} U r dr && \text{質量流率} \end{aligned} \right\} \dots (7.3)$$

ここに  $R(x)$ : 流れ外周半径

\* 単純なノズル噴流の場合は Corrsin の実験結果<sup>(31)</sup>によれば平均流速分布が相似性を有するようになるのは  $x/D > 10$  においてであり, さらに乱れ分布をも含めた真の力学的相似性が成立するのはさらにもっと下流になる (第17図)。

また Townsend<sup>(32)</sup>によれば乱れ分布の相似性は  $x/D > 40$  においても成立しない。

$U$ : 流れの軸方向平均流速

であるが, これらが  $x$  軸方向にいかに変化するかについてみると, まず  $M$  は圧力の変化が無視できる場合は明らかに

$$M = \text{const} \dots (7.4)$$

であり  $E(x), G(x)$  については流れの力学的相似性の成立する十分下流においては Reynolds 方程式より

$$E(x) \propto \frac{1}{x} \dots (7.5)$$

$$G(x) \propto x \dots (7.6)$$

と求められる。またこのような状態においては Tollmien などの計算よりわかるとおり

$$R(x) \propto x \dots (7.7)$$

$$U_m(x) \propto \frac{1}{x} \dots (7.8)$$

ここに  $U_m(x)$ : 噴流中心の最大平均流速である。ファンあるいはノズル近くの遷移領域においてはこれらの関係はもっと複雑なものとなる<sup>(28)</sup> のであるが, 扇風機などにおいてはこのような問題も十分に考える必要がある。

### 8. 結 言

以上扇風機, 家庭用小形換気扇などに用いられる無圧開放形ファンに関して, その理論的考察の概要を述べ, それが設計理論として十分用いることができることを示した。本設計法を用いることにより, 従来行われてきた設計法に比し高性能のファンの設計が可能と

なったこと、および設計の所要時間が著しく短縮されたことなどは本研究によるファン設計の合理化としての主要なる成果であった。

また扇風機などのファンにおいては、ファン自体の性能のほかにその後流の外界域との乱流混合による拡散が重要な問題であることを示し、その乱流理論的見地からの考察の概要を述べた。

最後に、日頃懇篤なるご指導を賜っている東北大学高速力学研究所長沼知福三郎教授に深く感謝するとともに、熱心なるご指導、ご援助をいただいた日立製作所中央研究所明山部長、日立製作所多賀工場久米部長に感謝申しあげる。

参 考 文 献

- (1) Rankine, J. M.: Trans. Inst. of Naval Architects, vol. 6, p. 13 (1865)
- (2) Froude, R. E.: Ibidem, vol. 30, p. 390 (1889)
- (3) Betz, A.: Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorl. 11, 105 (1920)
- (4) Froude, W.: Trans. Inst. of Naval Architects, vol. 19, p. 47 (1878)
- (5) Drzewiecki, S.: Bulletin del'Association Technique Maritime, (1892)
- (6) Lanchester, F. W.: Aerodynamics, London (1907)
- (7) Glauert, H.: A. R. C. R. and M. 786 and 869 (1922)
- (8) Pistolesi, E.: Vorträge aus dem Gebiete der Hydro-und Aerodynamik (1922, Innsbruck)
- (9) 守屋富次郎: 日本航空学会誌 第3巻 第9号 (昭11-1)
- (10) 河田三治: 日本航空学会誌 第2巻 第8号 (昭10-11)
- (11) Glauert, H.: Aerodynamic Theory, vol. IV, p. 174
- (12) 航空工学便覧 p. 559 (昭15)

- (13) (11) p. 311
- (14) 機械工学便覧 p. 1624 (昭12)
- (15) Diehl, W. S.: Static Thrust of Airplane Propellers, NACA Report No. 447 (1933)
- (16) (11) pp. 191~193
- (17) 小笠原光信: 機械工学講座 3-C 空気機械 (共立出版)
- (18) 大塚新太郎: 東京大学理工学研究所報告 2巻 7, 8号 (1948)
- (19) Prandtl, L.: Göttinger Nachr. p. 193 (1919)
- (20) Goldstein, S.: Roy. Soc. Proc. (A) 123, 440 (1929)
- (21) (11) pp. 265~266
- (22) Jacobs, E. N. & Ward, K. E. & Pinkerton, R. M.: NACA Report No. 460 (1933)
- (23) Jacobs, E. N. & Sherman, A.: NACA Report No. 586, (1937)
- (24) 山県昌夫: Trans. Inst. N. A. 76, 387 (1934)
- (25) たとえば 谷一郎: 乱流理論  
Pai, S. I.: Viscous Flow Theory II-Turbulent Flow, etc.
- (26) Tollmien, W.: ZAMM Bd. 6, pp. 468~478 (1926)
- (27) Görtler, H.: ZAMM 22, Nr. 5, pp. 244~254 (Okt. 1942)
- (28) Kuethe, A. M.: Jour. Appl. Mech. Vol. 2, No. 3, pp. A87~A 95 (Sept. 1935)
- (29) Schlichting, H.: Ing. Arch. 1 pp. 533~571 (1930)
- (30) Howarth, L.: Proc. Cambridge Phil. Soc. 34, pp. 185~194 (1938)
- (31) Corrsin, S.: NACA Wartime Report W-94 (Dec. 1943)
- (32) Townsend, A. A.: The Structure of Turbulent Shear Flow, pp. 190~192 (1956, Cambridge University Press)



新 案 の 紹 介



実用新案第487007号

木暮健三郎・山内章正

液圧スルースバルブの二段動作開閉装置

液圧スルースバルブの開閉速度は全行程にわたって一定であるのが普通であるが、停電などによるポンプ急停止時に発生する管内の水柱分離を少なくし、これの逆流圧による衝撃の緩和をはかるためには、スルースバルブの最初の行程でおそくしめ、次の行程ではやくしめることが望ましい。この考案はこの二段動作を行わせる装置である。

停電すると電磁弁が作動して圧油を急停止シリンダに送り、配圧弁を切換えてスルースバルブのシリンダの上部に圧油を送り、スルースバルブを閉じ方向に操作する。一方これと同時に、圧油が電磁弁から切換弁を経て自動弁に作用し、自動弁を閉じる。このためスルースバルブのシリンダに送られる圧油は自動弁の側路の絞り弁を経て送られるから、スルースバルブの閉じ行程の最初の速度はおそい。スルースバルブが適当なところまでしまってくると、弁軸上のカムが切換弁を切換えて自動弁の圧油を抜き、自動弁を開いてスルースバルブの閉じ速度をはやくする。

低揚程で送水距離の長いポンプの配管系では、水柱分離の逆流で発生する衝撃は相当大きくなるから、この考案はこのような性質をもっている水道用配管系のスルースバルブやロータリバルブの操作装置として用いられる。(鳥塚)

