

プロペラ揚力面理論の新展開 (第 2 報)

正員 菅井和夫*

Hydrodynamics of Screw Propellers Based on a New Lifting Surface Theory
(The 2nd Report)By Kazuo Sugai, *Member*

Summary

In the 1st Report, the author has introduced the new lifting surface theory to screw propellers and presented a two-dimensional integral equation for obtaining the circulation distributions on propeller blades. In this paper, the integral equation is slightly reformed, and the circulation distributions are represented by the stepwise functions in the radial direction, although these are continuous functions in the chord direction, in order to avoid the difficulties on the numerical integration in the neighborhood of the singularity. In the result, the integral equation is solved and the circulation distributions on the blade are obtained in relation to the working conditions of the propeller. From the circulation distributions, the corresponding camber lines of the two-dimensional wing are calculated and a new conception which is different from so-called camber and pitch corrections is introduced by the present theory.

1 緒 言

著者は、さきに、縦横比が小さい翼では、翼端附近から出る自由渦層がほとんど支配的な影響を持つており、またそれが一般流とほぼ同一方向に流出していることから、束縛循環を一般流に対する投影面上ではなく、翼面そのもの上に分布させるという新しい揚力面モデルを発表した¹⁾。第 1 報では、この揚力面モデルをプロペラに導入し、束縛循環分布を半径方向、翼弦方向ともに連続関数で表わした場合、これを求めるための、2次元積分方程式を導き、その核関数の特異性を検討するとともに数値解法についても、若干の考察を行なった²⁾。しかしながらその後の計算の進展により、第 1 報に述べた数値解法では、特異点近傍の積分を正確に遂行するうへに、さらに工夫を重ねる必要があることが分つて来た。そこで、本論文では束縛循環を翼弦方向には連続関数で表わすが、半径方向には階段状においた新しい積分方程式を導きその数値解法を研究した。このように束縛循環を半径方向には階段状に分布させた結果、前述の特異点近傍の数値積分の困難さは避けられ、積分方程式を数値的に解くことが可能となつた。

揚力面の循環分布を積分方程式を解くことにより求めることは、いわゆるプロペラ理論における第 3 の問題といわれるものである³⁾。従来のプロペラ揚力面理論のほとんどが、第 1 の問題、すなわち、あらかじめ翼面上の循環分布形が与えられている場合のいわゆる最適プロペラを設計しようという立場に終始しているのに対し、第 3 の問題は、循環分布形をプロペラの形状ならびに作動状態の変化に対応して求めようとするもので、より解析的な立場といふことができよう。本論文でのべる解法は、未だ洗煉されたものとはいえず、今後の改良に待つ点も多いが、プロペラ揚力面に関する積分方程式を実用的に解いた最初の試みであるということで、敢えて発表する次第である。

数値計算例としては、まず、均一流中で作動する 4 翼プロペラを Eckhardt & Morgan の方法⁴⁾ にならつて試設計し、このプロペラのいわゆる最適作動状態における束縛循環分布を積分方程式を解くことにより求めた。計算は、従来の Prandtl 揚力面モデルを用いた場合と、新しい揚力面モデルを用いた場合の双方について行ない、その相違を比較した。さらに、新しい揚力面モデルについては作動状態をいろいろ変えた場合、束縛循環分布が

* 船舶技術研究所

いかに変化するかについてもしらべている。

かくして求めた束縛循環分布をもととして、プロペラの性能を計算し、従来の揚力線技法ないしはこれに揚力面修正を加えた結果との比較を行なつた。また、プロペラ翼の各断面位置における循環分布をもとし、これに相当する直進2次元翼の平均矢向曲線がいかなるものになるかを求め、従来のいわゆるキャンパー修正ならびにピッチ修正との比較検討を行なつた。プロペラ揚力面理論により求められた直進2次元翼の平均矢向曲線は、その相当するプロペラ翼素の循環分布形に応じて、翼弦方向に曲率分布が変化するものであり、かつ同時に相当迎角をも与えている点で、従来のいわゆるキャンパー修正ならびにピッチ修正とは異なる概念を導入するものである。

2 積分方程式とその数値解法

2.1 積分方程式

第1報では、新しい揚力面模型を用い、プロペラ翼面上の循環分布を求めるための積分方程式を次のように表わしている。

$$U(\zeta, \xi) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\xi_B}^1 \int_{-1}^1 \bar{\theta}(\xi^*) g(\zeta^*, \xi^*) K(\theta_0; \mu, \mu'; \alpha) d\zeta^* d\xi^* \quad (1)$$

ここで

$$K(\theta_0; \mu, \mu'; \alpha) = \sum_{M=0}^{N-1} \int_{\theta_0}^{\infty} \left[\frac{\mu\mu' + (1+\alpha)\cos(\theta'' + 2\pi(M/N))}{R^3} - \frac{3\{\mu(\alpha\theta_0 + \theta'') - \mu'(1+\alpha)\sin(\theta'' + 2\pi(M/N))\} \{\mu'(\alpha\theta_0 + \theta'') - \mu\sin(\theta'' + 2\pi(M/N))\}}{R^5} \right] d\theta'' \quad (2)$$

$$R = \sqrt{(\alpha\theta_0 + \theta'')^2 + \mu^2 + \mu'^2 - 2\mu\mu'\cos(\theta'' + 2\pi(M/N))} \quad (3)$$

本論文では、計算の便宜上、上記の積分方程式を変形して、次のような表現を用いることにする。

$$U(\zeta, \mu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\mu_B}^1 \int_{-1}^1 \bar{\theta}(\mu') g(\zeta^*, \mu') K'(\theta_0; \mu, \mu'; \alpha) d\zeta^* d\mu' \quad (4)$$

ここで

$$K'(\theta_0; \mu, \mu'; \alpha) = \sum_{M=0}^{N-1} \left[\frac{\mu^2 \sin(\theta - \theta' + 2\pi(M/N)) + (1+\alpha)^2 (\theta - \theta') \cos(\theta - \theta' + 2\pi(M/N))}{R^3} - \frac{d}{d\mu'} \int_{\theta_0}^{\infty} \frac{(1+\alpha - \mu^2)\mu' \cos(\theta'' + 2\pi(M/N)) - (1+\alpha)(\theta'' + \alpha\theta_0)\mu' \sin(\theta'' + 2\pi(M/N)) - (1+\alpha - \mu'^2)\mu}{R^3} d\theta'' \right] \quad (5)$$

2.2 翼面上の束縛循環分布

翼面上の束縛循環分布を与えるいわゆる試験函数のおき方としては、前述のごとく、特異点附近の数値積分の困難さを避けるため、半径方向には階段状の分布形をとることとした。翼弦方向には、Kuttaの流出条件を満足し、かつ、なるべく任意の分布形をとれるような連続函数で表わされるものとした。結局翼面上の束縛循環分布は、

$$g(\zeta^*, \mu') = a_q(\zeta^*) \sqrt{\frac{1-\zeta^*}{1+\zeta^*}} \quad (\mu'_{q>} \geq \mu' \geq \mu'_{q<}) \quad (6)$$

のごとく表わされるものとする。ここで $a_q(\zeta^*)$ は、翼弦方向には Fourier 級数であらわされるような任意な函数であり、半径方向には、小区間 $\mu'_{q>} \geq \mu' \geq \mu'_{q<}$ で一定値をとるものとする。

全く同様に、翼の輪廓形状についても、半径方向に翼弦長が階段状の分布をしているものとする。すなわち、

$$\bar{\theta}(\mu') = \bar{\theta}_q \quad (\mu'_{q>} \geq \mu' \geq \mu'_{q<}) \quad (7)$$

のごとくおかれるものとする。

2.3 半径方向の積分

前節で述べたごとく、束縛循環ならびに翼弦長の半径方向の分布を階段状においた結果、(4)式の積分方程式の中で μ' に関する積分は、半径方向の小区間 $(\mu'_{q>} \geq \mu' \geq \mu'_{q<})$ ごとに解析的に積分可能となり、それらの総和の形式に置換えることができる。すなわち、(6)、(7)式の関係をもとに(4)式に代入し、 μ' 方向に小区間ごとに積分して総和をとると、

$$U_n(\zeta) = \frac{1}{4\pi} \sum_q \int_{-1}^1 \bar{\theta}_q a_q(\zeta^*) \sqrt{\frac{1-\zeta^*}{1+\zeta^*}} M_{nq}(\theta_0; \alpha) d\zeta^* \quad (8)$$

ここで

$$M_{nq}(\theta_0; \alpha) = M_{nq>}^{(1)}(\theta_0; \alpha) - M_{nq<}^{(1)}(\theta_0; \alpha) - M_{nq>}^{(2)}(\theta_0; \alpha) + M_{nq<}^{(2)}(\theta_0; \alpha)$$

$$M_{nq>}^{(1)}(\theta_0; \alpha) = \sum_{M=0}^{N-1} \frac{\{\mu_q - \mu_n \cos(\theta - \theta' + 2\pi(M/N))\} \{\mu_n^2 \sin(\theta - \theta' + 2\pi(M/N)) + (1+\alpha)^2(\theta - \theta') \cos(\theta - \theta' + 2\pi(M/N))\}}{\{\mu_n^2 + (1+\alpha)^2(\theta - \theta')^2 - \mu_n^2 \cos^2(\theta - \theta' + 2\pi(M/N))\} \times \{(1+\alpha)^2(\theta - \theta')^2 + \mu_n^2 + \mu_q^2 - 2\mu_n \mu_q \cos(\theta - \theta' + 2\pi(M/N))\}^{1/2}} \quad (10)$$

$$M_{nq>}^{(2)}(\theta_0; \alpha) = \sum_{M=0}^{N-1} \int_{\theta_0}^{\infty} \frac{(1+\alpha - \mu_n^2) \mu_q \cos(\theta'' + 2\pi(M/N)) - (1+\alpha)(\alpha\theta_0 + \theta'') \mu_q \sin(\theta'' + 2\pi(M/N)) - (1+\alpha - \mu_q^2) \mu_n d\theta''}{R^3} \quad (11)$$

となる。ここで $\mu_n = \frac{1}{2}(\mu_{n>} + \mu_{n<})$ である。すなわち境界条件を満足する点は、半径方向の各小区間の中央線上にある。

2.4 核の特異性

ここでは、(8) 式の積分方程式の中に出て来る核 $M_{nq}(\theta_0; \alpha)$ 特異性について検討することにする。 $M=0$ 以外の翼によるものには、明らかに特異性は存在しない。また(9) 式の右辺第3項および第4項には特異性は存在しない。また、第1項および第2項は全く同じ形をしているから結局、(10) 式の $M=0$ の場合だけを検討すればよいことになる。 $\theta \rightarrow \theta'$ とおくと、(10) 式は

$$\lim_{\theta \rightarrow \theta'} M_{nq>}^{(1)} \Big|_{M=0} = \lim_{\theta \rightarrow \theta'} \frac{\{\mu_q - \mu_n \cos(\theta - \theta')\} \{\mu_n^2 \sin(\theta - \theta') + (1+\alpha)^2(\theta - \theta') \cos(\theta - \theta')\}}{\{\mu_n^2 + (1+\alpha)^2(\theta - \theta')^2 - \mu_n^2 \cos^2(\theta - \theta')\} \times \{(1+\alpha)^2(\theta - \theta')^2 + \mu_n^2 + \mu_q^2 - 2\mu_n \mu_q \cos(\theta - \theta')\}^{1/2}}$$

$$= \frac{\text{sgn}|\mu_q - \mu_n|}{\theta - \theta'} \quad (12)$$

となる。したがって、核函数 $M_{nq}(\theta_0; \alpha)$ には、 $M=0$ で $\mu_{n>} > \mu_n > \mu_{n<}$ にある場合、 $\theta = \theta'$ なる点に特異点を有し、それは1位の極であることがわかった。

このようにして、(8) 式は、いわゆる特異積分方程式といわれるものであることがわかった。したがって、これを解くには、核函数を変形し、

$$M_{nq}(\theta_0; \alpha) = \frac{\bar{M}_{nq}(\theta_0; \alpha)}{\zeta - \zeta^*} \quad (13)$$

のごとき分離形の核函数を導入するのが便利である。

2.5 数値解法

ここでは、(8) 式の積分方程式の数値解法について考えることにする。

(13) 式で示したごとき分離形の核函数を導入し、かつ $\zeta = -\cos \varphi$, $\zeta^* = -\cos \varphi^*$ とおくと、(8) 式は

$$U_n(\varphi) = \frac{1}{4\pi} \sum_q \bar{\theta}_q \int_0^\pi a_q(\varphi^*) \sqrt{\frac{1+\cos \varphi^*}{1-\cos \varphi^*}} \frac{\bar{M}_{nq}}{\cos \varphi^* - \cos \varphi} \sin \varphi^* d\varphi^* \quad (14)$$

のごとく書きあらわされる。ここで $\varphi_m = \frac{m\pi}{i+1}$, $\varphi_p = \frac{p\pi}{i+1}$ とし、

$$\bar{\theta}_q a_q(\varphi^*) \bar{M}_{nq}(\varphi^*) = \frac{2}{i+1} \sum_{p=0}^{i+1} \varepsilon_p \bar{\theta}_q a_q(\varphi_p) \bar{M}_{nq}(\varphi_p) \times \sum_{k=0}^{i+1} \varepsilon_k \cos k\varphi_p \cos k\varphi^* \quad (15)$$

のごとく、 $a_q(\varphi^*) \bar{M}_{nq}(\varphi^*)$ が最小自乗法的に Fourier 余弦級数であらわされるものとする、(14) 式は

$$U_n(\varphi_m) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{i+1} \sum_q \bar{\theta}_q \sum_{p=0}^{i+1} \varepsilon_p a_q(\varphi_p) \bar{M}_{nq}(\varphi_p) \sum_{k=0}^{i+1} \varepsilon_k \cos k\varphi_p \times \int_0^\pi \frac{(1+\cos \varphi^*) \cos k\varphi^*}{\cos \varphi^* - \cos \varphi} d\varphi^* \quad (16)$$

となり、結局

$$U_n(\varphi_m) = \frac{1}{2} \sum_q \bar{\theta}_q \sum_{p=0}^{i+1} C_p a_q(\varphi_p) \bar{M}_{nq}(\varphi_p) \quad (17)$$

のごとき代数方程式の形に変換される。ただし

$$C_m^p = \frac{\varepsilon_p}{i+1} \left\{ \frac{1 - (-1)^{p \pm m}}{2} \cdot \frac{1 + \cos \varphi_m}{\cos \varphi_p - \cos \varphi_m} + \frac{1}{2} \right\} \quad (18)$$

である。

3 数値計算例

3.1 試設計プロペラ

まず、均一流中で作動する4翼プロペラを Eckhardt & Morgan の方法にならつて試設計し、このプロペラについて数値計算を行なうことにした。

試設計したプロペラの形状および要目等を Fig.1 および Table 1 に示す。

DESIGNED PROPELLER	
NUMBER OF BLADE	4
EXPANDED AREA RATIO	0.528
BOSS RATIO	0.200
SECTION OF BLADE	NACA-16 $\alpha = 0.8$
PITCH RATIO (AT $0.7r$)	1.135
DESIGNED ADVANCE CONSTANT	0.794

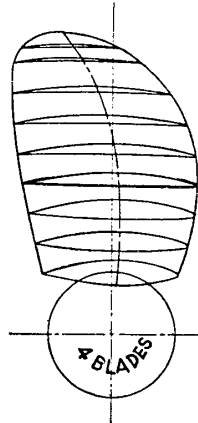


Table 1 CHARACTERISTICS OF PROPELLER				
r/r_0	P/D	l/D	t/D	m/l
0.2	1.137	0.220	0.0418	0.0237
0.3	1.136	0.249	0.0357	0.0293
0.4	1.135	0.271	0.0301	0.0328
0.5	1.135	0.284	0.0248	0.0348
0.6	1.135	0.289	0.0199	0.0354
0.7	1.135	0.284	0.0153	0.0344
0.8	1.131	0.260	0.0110	0.0319
0.9	1.126	0.209	0.0069	0.0290
1.0	1.117	0	0.0030	-

r/r_0 RADIAL POSITION
 P/D PITCH RATIO
 l/D SECTION LENGTH RATIO
 t/D THICKNESS FRACTION
 m/l CAMBER RATIO

Fig.1 The shape of designed propeller

3.2 翼面上の循環分布

(8) 式の積分方程式を解くことにより、翼面上の循環分布を求めることができ、これから、プロペラの流力的性能をいろいろしらべることができる。解法は、(17) 式に示すごとく代数方程式の形に変換して行なつたわけであるが、具体的には、半径方向に8点、翼弦方向に9点、合計72点で境界条件を満足させることとした。したがって最終的には、72元の連立方程式を解いた。

計算は大量に行なう必要があるため、もちろん電子計算機を利用したが、プログラム開発は主として、船舶技術研究所運動性能部の FACOM 230-10 で行ない、実際の演算は、航空宇宙技術研究所および日本電子工業振興協会の HITAC-5020 で行なつた。

まず、試設計プロペラの最適作動状態における翼面上の循環分布を求めた。計算は、従来の Prandtl 揚力面模型を用いた場合と、新しい、揚力面模型を用いた場合の双方について行ない、これらの比較を行なうこととした。結果は、半径方向の各断面位置における翼弦方向の揚力分布の形に直して、Fig.2 に示してある。ここで縦軸にとつた無次元揚力分布は、これを翼弦方向に積分すれば、その断面位置における揚力係数となるものである。なお、翼の前縁では、完全に shock free entry となつている場合、揚力零ということもあり得るが、普通正の無限大か負の無限大のいずれかになる。図中、前縁近くで、揚力分布曲線が上向きに画いてあるのは、前縁で正の無限大を意味し、下向きは負の無限大を意味する。

Fig.2 より、新しい揚力面模型を用いたものは、Prandtl 模型に比べて揚力分布が僅かに低く出ているが、その分布形は非常に類似していることがわかる。このように大した相違が現われないのは、最適作動状態が比較的軽荷重であるためと考えられる。ただ自由渦の強い翼端部および翼根部では、前縁附近で揚力が低いにもかかわらず翼弦中央よりやや後縁よりではむしろ高めに突出するという新しい揚力面模型の特徴が僅かながらも現われているようである。

また、同図から、翼端部および翼根部を除いた $0.4r_0$ から $0.8r_0$ にかけては、揚力分布が、ほぼ楕円に近い形をしており、大凡理想的な設計になつていることが確かめられる。これらの部分では、キャビテーションが発生するとすれば、翼端に近い翼弦中央附近の背面側であろう。これに対し、翼端および翼根部では、揚力分布は前縁附近が際立つて大きい平板翼の分布形に近い形をしており、したがって翼端部の前縁附近背面側にキャビテー

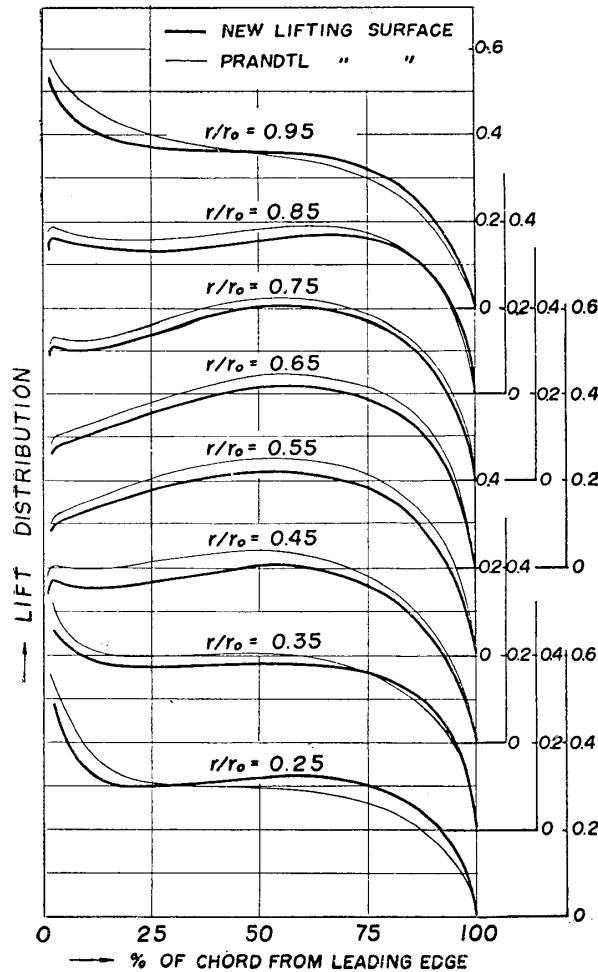


Fig. 2 The lift distribution on the propeller blade in the optimum working condition

3.3 作動状態

前節では、最適作動状態について計算したが、ここでは、さらに重荷重で作動させた場合、揚力分布がいかに変化するかについてしらべてみよう。

Fig. 4 は、前進常数を最適作動状態の 0.8 倍および 0.6 倍にとつた場合、揚力の翼弦方向の分布形がいかに変化するかを代表的な断面位置について示したものである。この図から、最適作動状態では、大凡楕円分布に近い形をしていた揚力分布も重荷重になると前縁付近で急激な揚力の上昇が見られるようになり、また翼端部では、さらにこの傾向が激しくなることがわかる。

Fig. 5 は、これら揚力分布の結果をもととして、推力常数を求めたものであり、Eckhardt & Morgan の方法に比べ、高目に出ている。Eckhardt & Morgan の方法が概して実験点よりやや低目に出る傾向にあることを考え合わせると、本理論による結果は実験点よりやや高目にあることが予想される。

3.4 平均矢向曲線

いままでは、プロペラの翼面上の循環分布形を求めて来たが、ここではこのような循環分布を持つ直進 2 次元翼の平均矢向曲線がいかなるものになるかを求めてみよう。

直進 2 次元翼の吹下しは、

$$w(x) = -\frac{1}{2\pi} \int \frac{\gamma(x')}{x-x'} \quad (19)$$

のごとく与えられる。したがって、(19) 式の $\gamma(x')$ の代りに、プロペラのある断面位置における循環分布を入れてやると、相当する直進 2 次元翼の翼弦方向の吹下し分布が求められるから、これを積分することによりその平均矢向曲線を求めることができる。

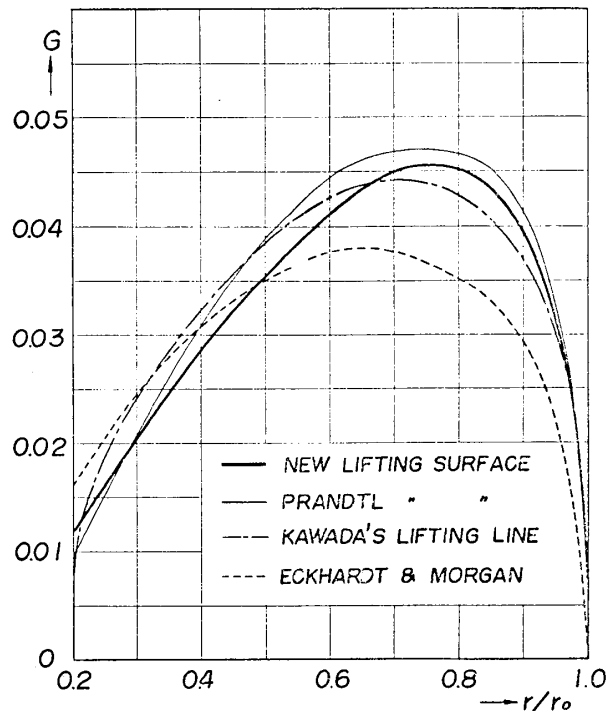


Fig. 3 Non-dimensional circulation distribution in radial direction

ションが発生し易いことがわかる。これらの部分でいわゆる shock free entry にするには、nose のキャンパーをさらにきつくしてやる必要がある。

Fig. 3 は、半径方向の無次元循環分布 G を示したもので、新しい揚力面理論は、Eckhardt & Morgan の方法にくらべてかなり高く、むしろ河田教授の揚力線理論に近い形をしていることがわかる。

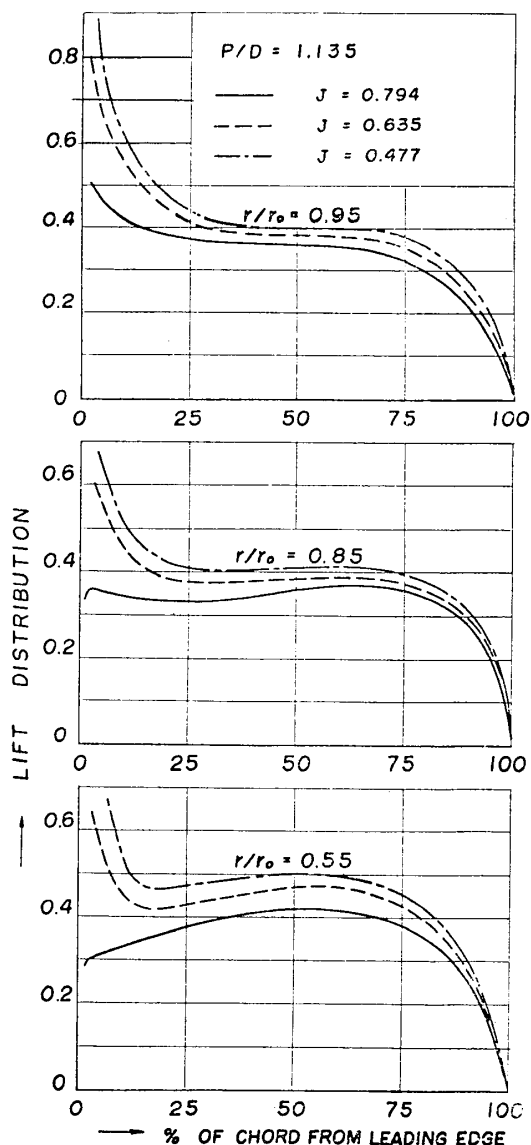


Fig. 4 The lift distributions on the propeller blade in various working conditions

ンバーはあまり変化せず、相当迎角が大きくなるのがわかる。

以上のごとく、プロペラ揚力面理論の応用により、ある断面位置における循環分布が求められると、これをもととして相当直進2次元翼の平均矢向曲線と迎角を同時に求めることができる。これらは、プロペラの作動状態のいかにかわらなくとも求めることができ、従来のキャンパー修正およびピッチ修正が最適作動状態にのみ着目していたのと相違している。また、従来のキャンパー修正が、あらかじめ翼弦方向の循環分布形を仮定し、単に翼弦長中点におけるいわゆる“曲がり修正”のみを行なっているのに対し、揚力面理論では、平均矢向曲線が翼弦方向に変化する曲率分布の形で与えられている。さらに、従来のピッチ修正が揚力面とした場合、翼弦方向の吹下し分布の変化により生ずる迎角の修正分であるのに対し、揚力面理論では、これらと離れて、直進2次元翼の相当迎角を求めるという立場に立っている。したがって、プロペラ揚力面理論から求められる相当平均矢向曲線は、従来のキャンパー修正ないしは、ピッチ修正とは異なる概念に基づくものであるということが出来る。

3.5 数値解法の問題点

前述のごとく、数値解法としては、具体的には、72元の連立方程式を解いた訳であるが、この境界条件を満足させる点の数およびその位置の選択方法は、きわめて難しい問題である。求める精度を満足できるような最小の数の点を最良の位置で選択するいわゆる最適選点法は、プロペラ揚力面の場合未だ決定的なものは見つかって

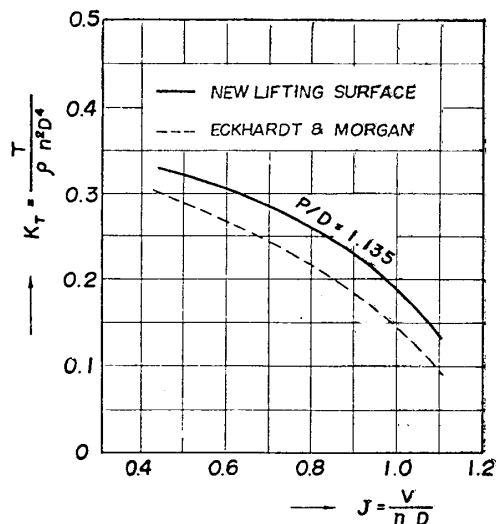


Fig. 5 The curves of the thrust coefficient

Fig. 6 および Fig. 7 に、かくして求めた平均矢向曲線の例を示す。Fig. 6 は最適作動状態におけるもので、Eckhardt & Morgan のキャンパー修正を加えたものとほぼ近い形になっていることがわかる。しかしながら、キャンパー修正の半径方向分布について比較してみると、Fig. 8 に示すごとく新しい揚力面理論により求められたキャンパー修正は、半径方向にほぼ平坦であり、Eckhardt & Morgan の方法とは翼根部で相違がでている。なお、平均矢向曲線の前縁と後縁を結んだ直線が基準線となす角は、相当迎角をあらわしており、最適作動状態では、これがほとんど零に近く(図では縦軸を10倍に拡大してあるため大きく見えるが実際には殆んど零である。)、揚力はほとんどキャンパーにより生じていることがわかる。

Fig. 7 は、作動状態を変化した場合の平均矢向曲線を求めたものであるが、荷重が大きくなっても、キャン

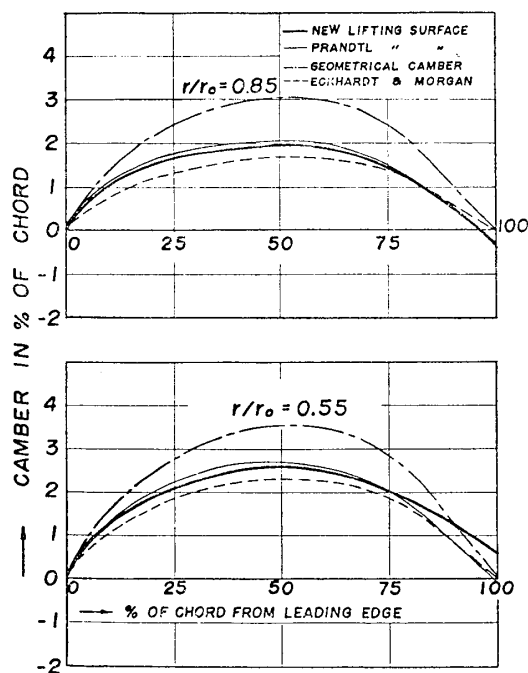


Fig. 6 The corresponding camber lines of the two-dimensional wing in the optimum working condition of the propeller

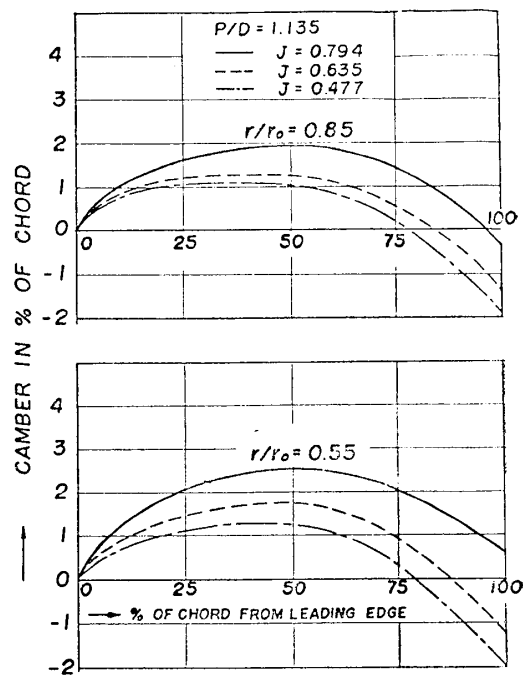


Fig. 7 The corresponding camber lines of the two-dimensional wing in various working conditions

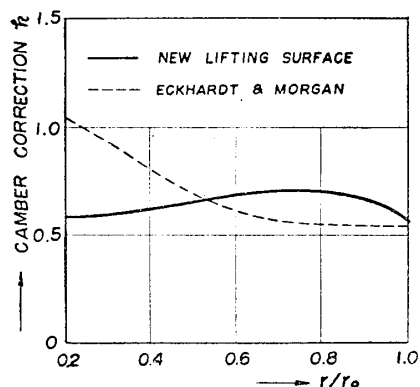


Fig. 8 Comparison of camber corrections

いない。

本論文では、翼弦方向には Multhopp が揚力線技法で用いたと同じ最小自乗法的選点を行ない、また半径方向には等間隔選点を行なつて、積分方程式を数値的に解いたが、その結果、求められた翼弦方向の循環分布には、後縁附近の計算点に多少のバラつきを生じた。しかしながら、このバラつきは、後縁が零となることもわかつており、容易に Fairing することができる⁵⁾。なお、さらにバラつきの少ない循環分布形を求める必要があるときには、他の各断面位置における循環分布に Fairing した後の分布形を一次近似として与え、その断面のみについて、もう一度積分方程式を解き直せばよい。

4 結 言

第1報では、新しい揚力面モデルをプロペラに導入し、翼面上の循環分布を求める2次元積分方程式を導いた。本論文では、これを数値的に解くため、循環分布を翼弦方向には連続分布とするが、半径方向には階段状分布をとるものに置換えた。その結果、特異点附近の数値積分の困難さが避けられ、積分方程式を実用的に解くことに成功した。このように、プロペラの流力的性能を積分方程式を解くことにより求めようとする立場は、プロペラの形状および作動状態との関係が明確に把握できる点で、より解析的な方法といえることができる。

数値計算例としては、いろいろな作動状態における翼面上の循環分布を求め、これをもととして、従来の方法より求めたプロペラ性能との比較を行なつた。また、これら循環分布をもととして、相当直進2次元翼の平均矢向曲線を求め、従来のキャンパー修正ないしピッチ修正とは異なる概念を導入した。

本研究にあたり、船舶技術研究所花岡博士には終始懇切なるご指導を賜わつた。また東京大学乾教授には、本研究の構成、進行に種々ご指導を賜つた。ここに厚くお礼申上げる次第である。また、電子計算機の利用に種々ご便宜をはかつていただいた航空宇宙技術研究所市川室長のご好意に深く感謝の意を表す。

参考文献

- (1) 菅井和夫：“小縦横比揚力面に対する新しい線型近似法” 造船協会論文集第117号 (1965)
 - (2) 菅井和夫：“プロペラ揚力面理論の新展開 (第1報)” 造船協会論文集第119号 (1966)
 - (3) 花岡達郎：“プロペラ理論概要” 船用プロペラに関するシンポジウム (1955)
 - (4) Eckhardt & Morgan：“A Propeller Design Method” SNAME Voi. 63 (1955)
 - (5) Ashley, Windall and Landahl：“New Directions in Lifting Surface Theory” AIAA Journal Vol. 3, No. 1 (1965)
-