表面渦格子法を用いたプロペラ非定常特性解析

正員 山 崎 寿* 正員 池 畑 光 尚*

Numerical Analysis of Unsteady Open Water Characteristics of Marine Propellers by Surface Vortex Lattice Method

by Hisashi Yamasaki, *Member* Mitsuhisa Ikehata, *Member*

Summary

In this paper, the applications of surface vortex lattice method to marine propellers in non-uniform flow are considered.

The surface vortex lattice method based on the general vortex lattice method is possible to simulate the flow around a lifting body including thickness and volume effects by distributing horse-shoe vortices and surface source distributions on the both side surfaces of the blades. The advantage of this method compared to other panel methods is the fact that the Kutta-condition is satisfied automatically in not only steady condition but also unsteady condition by convecting the trailing and the shed vortices. The geometry of the wake using the linear wake model having the geometrical pitch of blades and all shed vortices are convected to new positions step by step with a small time interval.

Three propllers are used to confirm the accuracy of the results of the present method. At first, the fluctuation of the thrust and the torque coefficients of a propeller in harmonic wake are calculated to compare the time derivative term with the results by VLM. And next, the pressure distribution on the blade concerning to two full scale propellers are calculated by the present method.

The results of these calculations are good agreements with experimental results and other theoretical calculations

1. 緒　　言

流体力学の分野では境界要素法や有限要素法を代表とする数値計算法が解析上の計算法の一つのツールとしてだけではなく，最近では計算機やその周辺機器の性能アップも手助けとなって，設計分野でも充分に活用されてきている。

船舶の分野でもその適応例は多く，10年ほど前までには非揚力体にのみ適用が可能であった解析計算も今日では揚力体にも適用が可能となってきた。

複雑な3次元幾何形状を持つ舶用プロペラに対しては，翼厚が薄いというその形状の特性のため揚力面理論が長い間使用され，今日では設計ツールとしても充分な精度で使用されている。しかし，最近の舶用プロペラに対しての特殊化，低振動，低騒音化の要求に伴い，それらに対する解析手法の高精度化が必要とされ，薄翼のプロペラ翼のみを対象にして考えられていた揚力面理論に代り，実際の状態を正確に反映できる揚力体理論に基いたパネル法と呼ばれる方法が使用されるようになってきた。この方法の最大の利点は翼厚の影響等，揚力面理論では扱うことができなかった物体形状までかなり忠実に表現でき，その結果圧力分布等の局所的な物理量まで精度良く計算できると予想されることにある。

今日では舶用プロペラへのパネル法の応用例は定常問題のみに限らず，実際に船体に装備された状態でのシミュレーションの要求に答えて，full scale での非定常問題にまでわたり，今後設計の分野への適用が期待される。現在公表されている非定常問題の解析例としては，境界要素法の直接法を用いた凌[1]，直接速度場から問題を解いた小山[2]，そして航空機の分野で発達した Morino 法[3] を用いた星野[4]

* 横浜国立大学工学部

原稿受理　平成7年7月10日
秋季講演会において講演　平成7年11月16，17日

がある。これらは攪乱速度ポテンシャルや doublet, source のポテンシャルを物体表面上に置いたものである。

一方，本論文で扱われる表面渦格子法は，上記方法と異なり，速度場で定式化を行い，翼面上に馬蹄渦及び吹き出し面分布を置くという方法で，定常問題[5]やキャビテーションのシミュレーション解析[6]にその威力を発揮している。また本方法は揚力面渦格子法の，「翼後縁でクッタの条件が自動的に満足する。」という点をそのまま利用しているため，定常計算だけでなく非定常計算でも各ステップ毎に翼後縁でクッタの条件を満足させるという面倒な反復計算をする必要がないという利点がある。また今回初めて，1翼のみを揚力体とし，それ以外の翼については，揚力面の扱いをする，いわゆる揚力体と揚力面の複合体（以下，複合体と称する）を用いてプロペラ翼面を微小パネルで分割し，計算容量の少量化及び計算時間の短縮化を行った。

本論文では，過去に発表された上記非定常問題を扱った論文でも行われたような，不均一流場中で作動するプロペラの変動特性及び変動圧力を計算し，他計算結果及び実験結果と比較検討した。

最初に，本論文で用いられた表面渦格子法の非定常計算への精度確認のため，以前，著者の一人によって行われた調和伴流中での揚力面渦格子法の計算結果[7]との比較を行った。そして，full scale の比較として，右近ら[8]によって行われた実船での conventional propeller と highly skewed propller の2種類のプロペラの計測結果との比較を行った。

2. 問題の定式化

翼が定常で流体中を運動する時，翼の上下面には連続に分布した spanwise vortex と chordwise vortex が，そして後流中には trailing vortex が生成される。しかし，非定常で流体中を運動する際には，spanwise vortex の強さが時々刻々変化するので，その変化分が後流中に流され，その結果，定常時に加えて，後流中には shed vortex が生成され，対流される。また，渦保存の定理より，簡単に chordwise vortex，trailing vortex 及び shed vortex の循環強さは spanwise vortex の渦強さに関連づけた表現が可能である。

現在舶用プロペラに使われている揚力面渦格子法(VLM) による計算例はこの考え方を基にしており，特にその応用には Kerwin[9] の例が最も有名である。揚力面渦格子法では翼の平均矢高面上にキャンバ効果を表す離散馬蹄渦と排除厚の効果を表す線吹出しを配置し，吹出しの強さは薄翼近似の考え方から決定される。

一方，本報告で用いられている表面渦格子法 (SVLM) は離散馬蹄渦及び吹き出し面分布を翼表面上に置き，この離散的に配置した渦及び吹き出し面分布によりキャンバの影響だけでなく翼厚による排除厚の影響をも表現させる。従って，従来の前述した考え方を踏襲すれば，表面上に配置した離散化された spanwise vortex の強さ及び吹き出し面分布を未知数とすることができる。但し本論文では，未知数をできるだけ少なくするため，吹き出し面分布の強さは既知としている。これについては，後に詳しく述べることとする。

今，考えている物体表面上の i 番目のコントロールポイントに於ける境界条件は以下の通りである。

$$\boldsymbol{V}_i\cdot\boldsymbol{n}_i=0 \tag{1}$$

ここで，$\boldsymbol{V}_i$ は考えている i 番目のコントロールポイントに流入する速度ベクトル，$\boldsymbol{n}_i$ はこの点に於ける単位法線方向ベクトルである。流入速度ベクトル $\boldsymbol{V}_i$ は非攪乱速度成分 $\boldsymbol{V}_{iu}$ と生成された馬蹄渦によって誘導される速度 V_{iG} 及び吹き出し面分布から誘導される速度 V_{iQ} の和であるので，

$$\boldsymbol{V}_i=\boldsymbol{V}_{iG}+\boldsymbol{V}_{iQ}+\boldsymbol{V}_{iu} \tag{2}$$

と表される。

(1)，(2)式より，以下の式が導かれる。

$$\boldsymbol{V}_{iG}\cdot\boldsymbol{n}_i=-\boldsymbol{n}_i\cdot(\boldsymbol{V}_{iu}+\boldsymbol{V}_{iQ}) \tag{3}$$

渦分布によって誘導される速度 V_{iG} は，従来の渦格子法の手法[9]を用いることによって，未知数である実翼面上に離散的に分布させた spanwise vortex Γ^B_{nmk} と Γ^F_{nmk} によって表され，(3)式は以下の様に書き換えられる。

$$\sum_{k=1}^{K}\left[\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma^B_{nmk}\cdot\left(u^{B\square}_{inmk}+\sum_{n_w=2}^{N_w}u^{Bw}_{in_wmk}\right)\right]+\sum_{k=1}^{K}\left[\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma^F_{nmk}\cdot\left(u^{F\square}_{inmk}+\sum_{n_w=2}^{N_w}u^{Fw}_{in_wmk}\right)\right]=d_i \tag{4}$$

ここで，

$$d_i=-\boldsymbol{n}_i\cdot(\boldsymbol{V}_{iu}+\boldsymbol{V}_{iQ}) \tag{5}$$

K ：プロペラ翼数
M ：半径方向分割数
N ：翼弦方向分割数
N_w ：後流分割数
Γ_{nmk} ：k 番目のプロペラ翼の (n, m) 番目の spanwise vortex の強さ
$u^{\square}_{inmk}$ ：i 番目のコントロールポイントに於ける k 翼目・(n, m) 番目の単位循環強さを持つ ring vortex からの法線方向誘導速度成分
$u^{w}_{in_wmk}$ ：i 番目のコントロールポイントに於ける k 翼目・(n_w, m) 番目の単位循環強さを持つ trailing vortex からの法線方向誘導速度成分
B, F ：各々back side，face side を示す

定常状態を考えた場合，(4)式は単位循環強さを持つ各離散馬蹄渦から誘導される単位法線方向速度成分を行列の要素とする $2\times N\times M$ の連立方程式となる。

また，(5)式中，吹き出し分布からの誘導速度 V_{iQ} に関連する吹き出し強さは以下の式から求められる。

$$Q=-\boldsymbol{n}_i\cdot\boldsymbol{V}_{iu} \tag{6}$$

以上の式は定常問題で用いられる式であり，またすべて

の翼の実翼面の face 面及び back 面ともに分割した場合に適用される。本論文では非定常問題を扱い，加えて，計算容量の少量化及び計算時間の短縮化を図るため，key blade のみに両面に離散馬蹄渦及び面吹き出しを配置し，key blade 以外の翼については揚力面渦格子法の考え方をそのまま踏襲して，平均矢高面上に離散馬蹄渦及び線吹き出しを配置させる。

key blade のみを実翼面両面上に，key blade 以外は平均矢高面上に特異点を分布したとすると，(4)式は以下のように変形される。

$$\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma^{B}_{nm1}\cdot\left(u^{B\square}_{inm1}+\sum_{n_w=2}^{Nw}u^{B}_{in_wm1}\right)$$
$$+\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma^{F}_{nm1}\cdot\left(u^{F\square}_{inm1}+\sum_{n_w=2}^{Nw}u^{Fw}_{in_wm1}\right)$$
$$+\sum_{k=2}^{K}\left[\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma_{nmk}\cdot\left(u^{\square}_{inmk}+\sum_{n_w=2}^{Nw}u^{w}_{in_wmk}\right)\right]=d_i \quad (7)$$

$$d_i=-\boldsymbol{n}_i\cdot(\boldsymbol{V}_{iu}+\boldsymbol{V}_{iQ}+\boldsymbol{V}_{iq}) \quad (8)$$

ここで，$\boldsymbol{V}_{iq}$ は key blade 以外の翼に配置した吹き出し線分布からのコントロールポイントへの流入速度を示す。

次に，(7)式の定常問題に対する定式化を非定常問題に適用させるために以下のように変形する。

$$\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma^{B}_{nm1}(ts)\cdot u^{B\square}_{inm1}+\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma^{F}_{nm1}(ts)\cdot u^{F\square}_{inm1}$$
$$+\sum_{k=2}^{K}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\Gamma_{nmk}(ts)\cdot u^{\square}_{inmk}$$
$$=d_i-\sum_{m=1}^{M}\sum_{n_w=1}^{ts-1}T^{B}_{m1}(ts-n_w+1)\cdot u^{Bw\square}_{in_wm1}$$
$$-\sum_{m=1}^{M}\sum_{n_w=ts}^{Nw}T^{B}_{m1}(1)\cdot u^{Bw\square}_{in_wm1}$$
$$-\sum_{m=1}^{M}\sum_{n_w=1}^{ts-1}T^{F}_{m1}(ts-n_w+1)\cdot u^{Fw\square}_{in_wm1}$$
$$-\sum_{m=1}^{M}\sum_{n_w=ts}^{Nw}T^{F}_{m1}(1)\cdot u^{Fw\square}_{in_wm1}$$
$$-\sum_{k=2}^{K}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n_w=1}^{ts-1}T_{mk}(ts-n_w+1)\cdot u^{w\square}_{in_wmk}$$
$$-\sum_{k=2}^{K}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n_w=ts}^{Nw}T_{mk}(1)\cdot u^{w\square}_{in_wmk} \quad (9)$$

ここで，

$$T_{mk}(ts)=\sum_{n=1}^{N}\Gamma_{nmk}(ts) \quad (10)$$

(9)式左辺は馬蹄渦分布循環強さを未知数とする行列式を表し，右辺は time step index を表す ts を含む既知の量を示す。具体的には，左辺第 1 項目は，key blade 翼背面上に配置された単位循環強さの馬蹄渦分布から誘導される法線方向速度成分を，第 2 項目は同じ翼の正面側からのものを，第 3 項目は，key blade 以外の翼の平均矢高面上に配置された馬蹄渦分布から誘導される法線速度成分を示す。また，右辺第 2 項目は，key blade の back 面で time step＝2 から ts-1 までに発生した放出渦を各 time step 毎に対流させた非定常成分を示す ring vortex からの誘導速度成分を，第 3 項目は，time step＝1 で準定常として計算された trailing vortex の寄与を示す。この trailing vortex も ring vortex と同様に各 time step 毎に対流させる。第 4 項目以降は以上の寄与が key blade の face 面側及び key blade 以外の翼の平均矢高面上に配置された渦分布からのものを示す。

3. 舶用プロペラへの応用

Fig. 1 に示すような座標系を用い，プロペラは X 軸の負方向に進むとして，実際の計算ではプロペラは座標系に固定し，伴流分布及び後流渦を 1 time step で，$d\theta$ 毎に回転移動させるものとする。

3.1 プロペラ翼面及びプロペラ後流渦モデル

3.1.1 プロペラ翼面

プロペラ翼面の内 key blade については湊[10] によって示された式を用いて表し，face 側と back 側の面を各々翼弦方向に N 個，半径方向に M 個とし，key blade 以外の翼については揚力面渦格子法と同じように平均矢高面上を $N\times M$ 分割する。従って，総計 $(K+1)\times M\times N$ の微小パネルに分割する。

翼弦方向は等間隔分割とし，半径方向は星野[4] が用いた以下に示すような方法を採用した。

$$r_m=\frac{1}{2}(r_t+r_h)-\frac{1}{2}(r_t-r_h)\cos\alpha_m \quad (11)$$

$$\alpha_m=\begin{cases}0 & \text{for } m=1\\ \dfrac{(2m-1)\pi}{2(M+1)} & \text{for } m=2,3,\cdots,M+1\end{cases} \quad (12)$$

ここで，r_m は半径方向分割位置，r_t は半径方向 tip までの距離，r_h はボス半径である。

3.1.2 プロペラ後流渦

プロペラ後流渦については，著者ら[5] も表面渦格子法を用いて，反復計算によりその形状を求め，その影響を考察した。本論文でも本来は，反復計算を行ってプロペラ後流渦を計算することが最も良いと思われるが，今回扱うのが非定常計算ということもあって，反復計算を行って実際に即した形状を求めることは非常に困難である。

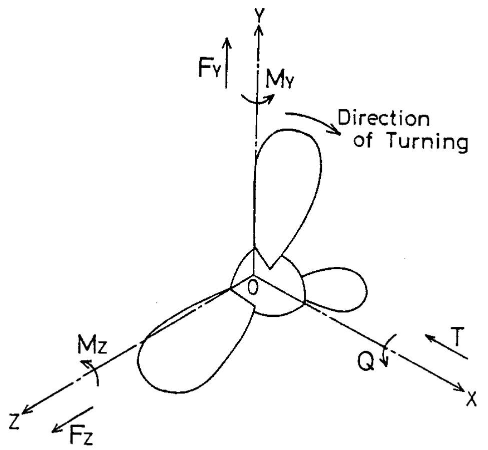


Fig. 1 Coordinate System of Propeller

後流渦の影響を詳細に調査した湯浅等[11]によれば，後流渦の半径位置やピッチ分布をプロペラ翼と同じにとった，いわゆる線形渦モデル（以下クラシカルウエークと呼ぶ）でも広い荷重度の範囲でプロペラ特性に対して十分適用が可能であることが報告されている。また，同文献ではプロペラ後流流速分布についてはクラシカルウエークよりもこれに縮流を考慮したデフォームドウエークの方がより良く実験結果と合うことも報告されている。

以上のような理由で本論文で扱う後流渦形状には湯浅等によって用いられた縮流を考慮したデフォームドウェークを採用し，time step 毎に形状は変化させず，この上に ring vortex を対流させた。尚，縮流は以下のように設定した。

$$
\begin{aligned}
r_{Fn,m} &= r_{Fn,m-1} - \frac{r_G(1-C_r)}{N_F} \quad (\theta_{T.E.} < \theta < \theta_{T.E.} + 2\pi) \\
r_{Fn,m} &= r_G \cdot C_r \quad (\theta_{T.E.} + 2\pi < \theta)
\end{aligned}
\tag{13}
$$

ここで，

C_r：縮流定数

θ：プロペラ直上を基準とした回転角度

$\theta_{T.E.}$：半径 r_G の翼後縁位置角度

N_F：$\theta_{T.E.}$ と $\theta_{T.E.}+2\pi$ の間の後流分割数

3.2 非定常圧力分布及び特性計算

3.2.1 非定常圧力分布

圧力分布は key blade 上のみを計算し，伴流分布を 360°回転させて求めることとする。非定常状態に於ける翼面上のコントロールポイントでの圧力 p はベルヌイの方程式を用いて以下の式で表すことができる。

$$
p = p_0 - \rho\frac{\partial\phi}{\partial t} - \frac{1}{2}\rho(|V_{nm}^T|^2 - |V^I|^2) \tag{14}
$$

ここで，p_0 は無限遠方での静圧，ϕ はプロペラによる擾乱速度ポテンシャル，V_{nm}^T は翼面上 (n, m) 番目のコントロールポイントにおける resultant velocity を，V^I は undisturbed inflow を示す。

resultant velocity V_{nm}^T は次の式で計算をすることができる。

$$
V_{nm}^T = V_{nm}^i + \frac{1}{2}(\gamma_{nm}\cdot K_{Gnm} + \sigma_{nm}\cdot K_{Qnm}) \tag{15}
$$

上式中，$V_{nm}{}^i$ は翼の back 側及び face 側に配置したコントロールポイントに於ける当該パネル以外に分布されている馬蹄渦分布及び吹き出し分布からの誘導速度の総和を，γ_{nm} は当該パネルに於ける渦面分布強さを，K_{Gsm} は，同じ点に於ける渦面分布単位強さ当たりの自己誘導速度ベクトルを，σ_{nm} は吹き出し分布密度強さを，K_{Qnm} は，同じ点に於ける吹き出し面分布単位強さ当たりの自己誘導速度ベクトルを各々示す。

また，(14)式中右辺第2項の擾乱速度ポテンシャルの時間微分項は key blade 上の (n, m) 番目の擾乱速度ポテンシャル ϕ_{nm} を以下のようにして求めた後に，time step に関して5点のスプライン補間をしてその微分値を求めた。

$$
\begin{aligned}
\phi_{nm} &= \int_{s_1}^{s_n} u\,ds \\
&= \sum_l^n (V_{lm}^T\cdot \boldsymbol{\mu}_{lm}) + \frac{1}{2}\sum_{l=1}^n \Gamma_{lm}
\end{aligned}
\tag{16}
$$

ここで，s_1, s_2 は各々 leading edge 及び考えている点での chord 方向の位置を表す index を，u は翼面上の流速を示す。また，$\boldsymbol{\mu}_{lm}$ は chord 方向のパネル上の接線ベクトルを表す。

以上の式を用いることによって，非定常状態での翼面上圧力係数は，以下のように計算される。

$$
\begin{aligned}
C_P &= \frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho N^2 D^2} \\
&= -\frac{1}{N^2D^2}\left(2\frac{\partial\phi}{\partial t} + |V_{nm}^T|^2 - |V^I|^2\right)
\end{aligned}
\tag{17}
$$

上式中，N, D はプロペラの回転数及び直径を示す。

3.2.2 1翼当たりのスラスト，トルク計算

1翼当たりに働くスラスト T_1，トルク Q_1 は前項で求めた key blade 上の各微小パネルに働く圧力を総和し摩擦抵抗成分を加えることにより求めた。

$$
T_1 = \sum_{i=1}^{N_S} P\cdot n_{xi}\cdot \Delta S_i + F_T \tag{18}
$$

$$
Q_1 = \sum_{i=1}^{N_S} P\cdot(n_{yi}\cdot z_i - n_{zi}\cdot y_i)\Delta S_i + F_Q \tag{19}
$$

ここで，ΔS_i は各微小パネルの面積，(n_{xi}, n_{yi}, n_{zi}) は単位法線方向ベクトル成分，(x_i, y_i, z_i) は考えているパネル上のコントロールポイントの座標，また F_T, F_Q は摩擦抵抗成分によるもので以下に示す Thwaites の方法で形状影響を考慮した Prandtl-Schlichting の摩擦抵抗係数 C_F から求められる。

$$
C_F = \left(1 + \frac{t_{\max}}{C}\right)\cdot\frac{0.455}{(\log_{10} R_e)^{2.58}} \tag{20}
$$

ここで，$t_{\max}$ は各翼断面に於ける最大厚さを R_e は各翼素の弦長と平均流入速度を用いたレイノルズ数である。

4. 計算結果

4.1 揚力体と複合体の比較計算

緒言でも述べたように，本論文では，計算容量の少量化及び計算時間の短縮化を図るため，プロペラ翼のすべてを揚力体として扱わず，圧力分布の計算を行う key blade のみを揚力体として扱い他の翼については揚力面として扱う，いわゆる複合体で計算を行うことを試みた。

従って，非定常計算を行う前に定常状態で両者の比較計算を行う必要がある。

今回比較計算を行った舶用プロペラは2種類で，Table 1に要目を示すプロペラの内，CP と HSP を計算手法の精度確認のために計算の対象とした。

この2種類の対象プロペラは，各研究機関で盛んに解析計算及び実験が行われてきている，練習船青雲丸の conventional propeller (以下 CP) と highly skewed propeller

Table 1 Principal Particulars of Model Propellers

Propeller Type	CP	HSP	AU5-50
Diameter (m)	0.300	0.300	0.250
Boss ratio	0.2133	0.2133	0.180
Pitch ratio	0.95(const)	0.944(0.7R)	1.00(const)
Exp. Area ratio	0.65	0.70	0.500
Angle of rake	6.00	-3.03	10.0(const.)
B-T ratio	0.0442	0.04961	0.050
Number of blades	5	5	5
Blade section	MAU	SRI-B(mod.)	AU

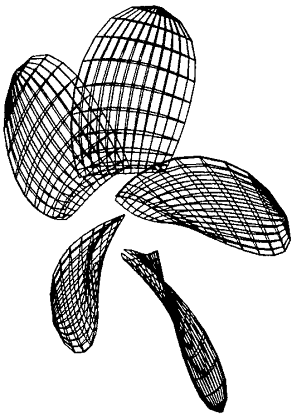


Fig. 2 Arrangement of SVLM (5 Blades) for CP (Model)

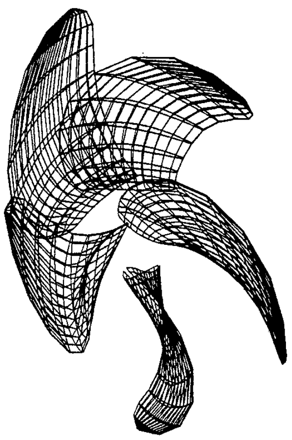


Fig. 3 Arrangement of SVLM (5 Blades) for HSP (Model)

(以下 HSP)の 1/12 縮尺の模型プロペラである。比較計算は，2 種の表面渦格子法の精度確認の意も含めて，凌の境界要素法による計算の結果[10]も比較のために示す。

全翼を揚力体として表面渦格子法で計算した場合の 2 種のプロペラの翼面の分割を Figs. 2，3 に，複合体として計算されたプロペラ翼の分割を Figs. 4，5 に各々示す。また，Figs. 6，7 に CP の 0.7 R 及び 0.8 R での圧力分布の計算結果を，Figs. 8，9 に HSP の 0.7 R 及び 0.8 R での圧力分布の計算結果を示す。

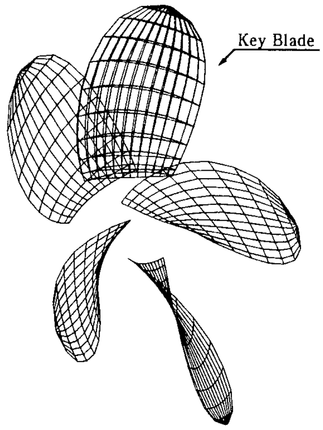


Fig. 4 Arrangement of SVLM (Key Blade) and VLM (4 Blades) for CP (Model)

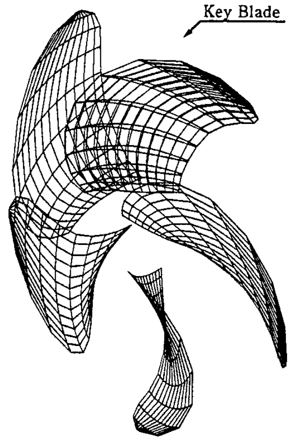


Fig. 5 Arrangement of SVLM (Key Blade) and VLM (4 Blades) for HSP (Model)

4 種の計算結果の図中，各々○●印は凌による BEM の計算結果，△▲印は全翼を表面渦格子法で計算した結果を，実線は key blade のみを表面渦格子法で他の 4 翼を揚力面渦格子法で計算した結果である。

どの計算結果をみても本方法による計算結果と BEM によるものの一致度は高く，本計算結果の精度が確認された。また，揚力体と複合体の計算結果の比較では，すべての計算点で 2 者の差は本図では判別できない程小さいことがわかる。従って，圧力分布のようなかなりミクロな物理量についてさえも，複合体での計算結果は精度が高いことがわかった。

4.2 調和伴流中での 1 翼当たりのスラスト・トルク変動

非定常状態での計算結果の精度確認のため，以前著者の一人が行った，調和伴流中に於ける舶用プロペラの揚力面

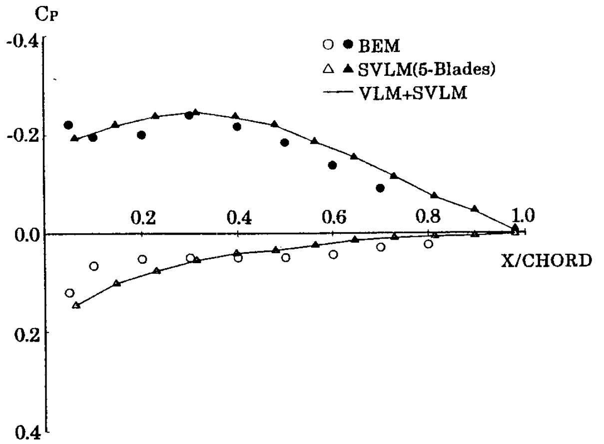


Fig. 6 Chordwise Pressure Distribution on CP (J=0.66, 0.7R)

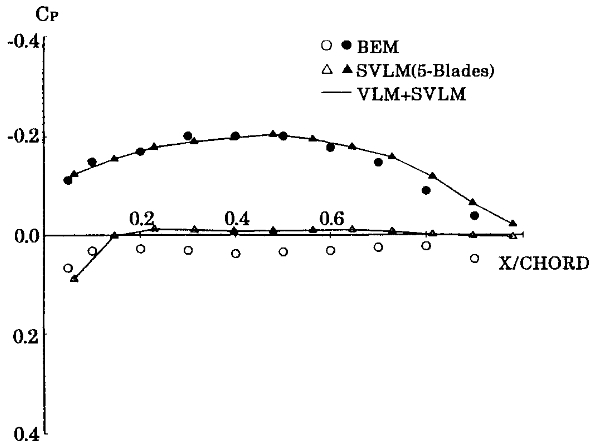


Fig. 8 Chordwise Pressure Distribution on HSP (J=0.66, 0.7R)

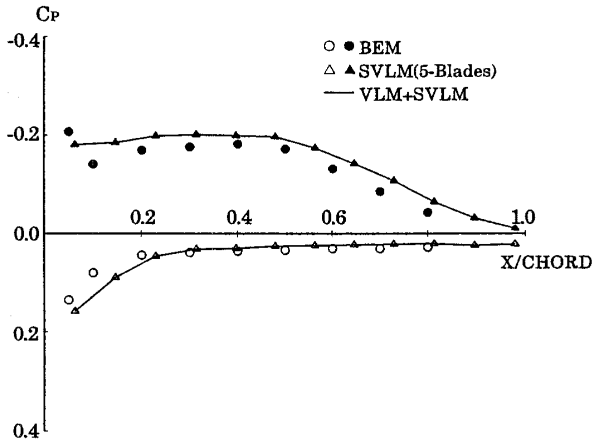


Fig. 7 Chordwise Pressure Distribution on CP (J=0.66, 0.8R)

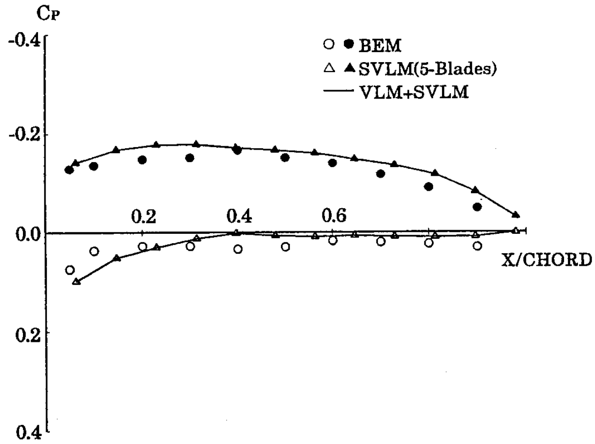


Fig. 9 Chordwise Pressure Distribution on HSP (J=0.66, 0.8R)

渦格子法による計算結果と比較を行うことにした。調和伴流中における舶用プロペラの特性計算結果との比較を行う理由の一つは，(14)式右辺第2項の非定常状態の計算で重要な要素となる攪乱速度ポテンシャルの時間微分項が正しく求められるかを確認することである。著者の一人によって導かれた計算方法[7]では，調和伴流中の計算に於いて攪乱速度の時間微分項は解析的に求めることができる。

今回の計算で用いられた調和伴流におけるプロペラに流入する速度は以下の式で表される。

$$V_X=1.75-0.75\cos n\theta \tag{21}$$

上式中，n は調和伴流の次数を表し，本論文では $n=1$ 及び2で計算を行った。また，θ はプロペラ後流からみて，反時計回りを正方向とし，プロペラ直上を $\theta=0$ とする角度位置である。

尚，計算方法は，(9)式で示されるように，time step=1で準定常として計算を行い，time step=2から各 time step 毎に伴流分布を $d\theta=6°$ 毎回転させ，shed vortex を放出し，3周期目から圧力分布の計算を行った。

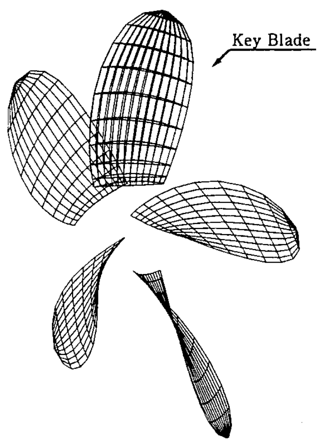


Fig. 10 Arrangement of SVLM (Key Blade) and VLM (4 Blades) for AU5-50

本計算の対象模型プロペラは AU 5-50 でその主要目を Table 1 に，Fig. 10 に本計算における翼分割を示す。前項

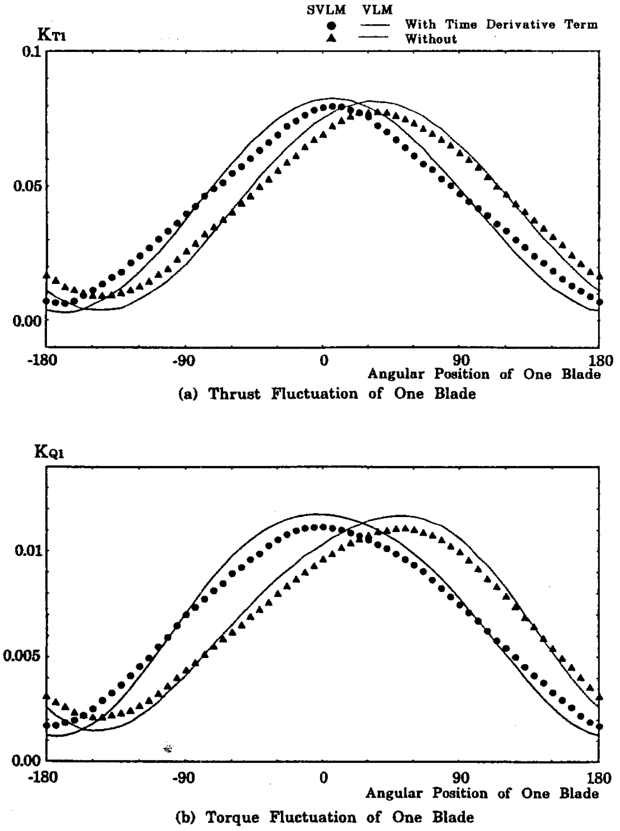


Fig. 11(a)(b) Thrust and Torque Fluctuations of One Blade in Harmonic Wake COS θ

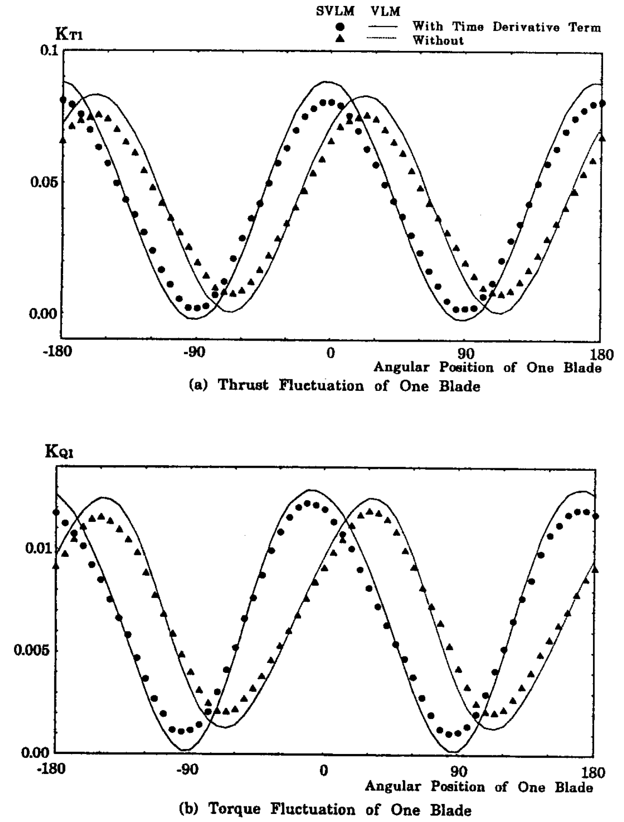


Fig. 12(a)(b) Thrust and Torque Fluctuations of One Blade in Harmonic Wake COS 2θ

で述べたような，複合体で計算を行っている。

Fig. 11(a)，(b)に key blade で計算された，$n=1$ におけるスラスト係数及びトルク係数の変動を，Fig. 12(a)，(b)に $n=2$ の状態での計算結果を各々示し，横軸は，key blade の翼角位置を表す。図中，$-180°$及び $180°$は bottom を示す。

また，2 種の計算では後流渦形状が異なるため，そのまま表面渦格子法で計算を行うと，絶対量が両者で異なり比較しにくい。そこで，定常状態の計算において，前述した縮流係数を変更することによって，スラスト値及びトルク値を VLM の計算値に一致させた。図中，実線及び破線は VLM による結果を，●及び▲は本計算結果を示す。

本図では，攪乱速度ポテンシャルの時間微分の大きさは，渦格子法では実線と破線，表面渦格子法では●と▲の同翼角位置における差で表される。Fig. 11 に示す次数 $n=1$ におけるスラスト，トルク変動では，表面渦格子法による結果の変動幅が若干小さいが，渦格子法との位相の一致度は良い。また攪乱速度ポテンシャルの時間微分の大きさについては，表面渦格子法の結果と渦格子法のそれはほぼ同程度と思われる。また，時間微分の値がより大きい，次数 $n=2$ における Fig. 12 に示す計算結果でも，$n=1$ の場合と同じように表面渦格子法による計算結果と渦格子法による変動計算の結果は良い一致を示し，攪乱速度ポテンシャルの時間微分についても，ほぼ同量の値を得ることができた。

Table 2 Principal Particulars of Full Scale Propellers

Propeller Type	CP	HSP
Diameter (m)	3.600	3.600
Boss ratio	0.1972	0.1972
Pitch ratio	0.95(const)	0.944(0.7R)
Exp. Area ratio	0.65	0.70
Angle of rake	6.00	-3.03
B-T ratio	0.0442	0.0496
Number of blades	5	5
Blade section	MAU	SRI-B(mod.)

4.2.1 Full Scale Propeller の非定常計算

今回計算を行った舶用プロペラは 2 種類で，Table 2 に示す要目を持つものである。

2 種のプロペラは前述した模型プロペラの full scale propeller で，通常型として練習船青雲丸の conventional propeller (以下 CP)，highly skewed propeller として同じく青雲丸の HSP[13] である。

Figs. 13，14 にそれぞれ翼面分割の様子を示す。2 種のプロペラ共翼弦方向に $N=12$ 分割，半径方向に $M=10$ 分割とした。また，プロペラ流入速度分布は文献[12] の資料集 (Table A 13) で示されたものをそのまま入力値とした。な

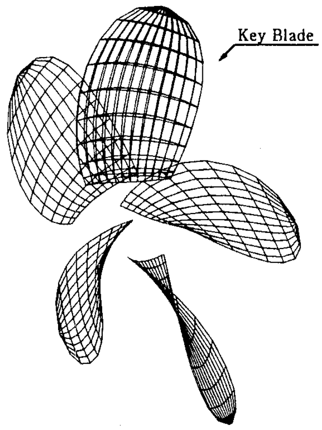


Fig. 13 Arrangement of SVLM (Key Blade) and VLM (4 Blades) for CP (Full Scale)

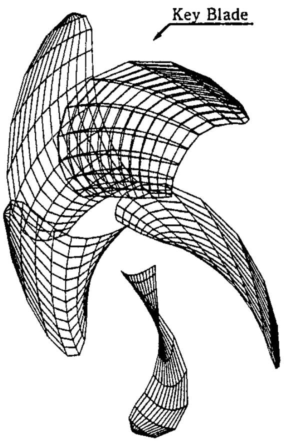


Fig. 14 Arrangement of SVLM (Key Blade) and VLM (4 Blades) for HSP (Full Scale)

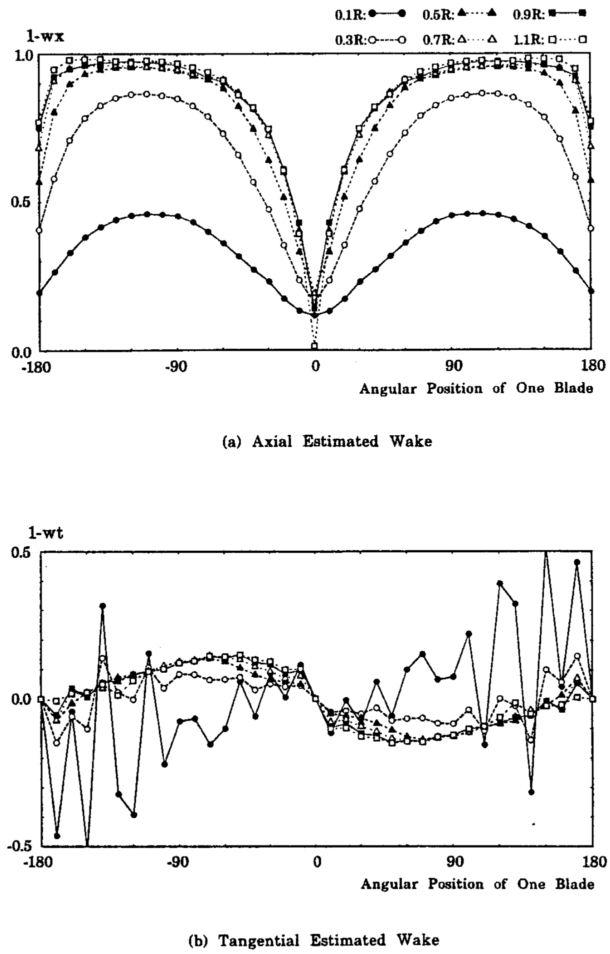


Fig. 15 Estimated Wake Distribution of "Seiuu-Maru"

お，各半径位置での軸方向伴流分布及び円周方向伴流分布を Fig. 15 に示す。

本手法による CP 及び HSP の不均一流中に於ける CP の翼弦方向圧力分布の計算結果 (0.7 R 及び 0.9 R) で $\theta=$ 0, 90, 180, 270(deg.) を Fig. 16(a)～(d)，0.4 chord 位置での半径方向分布を Fig. 17(a)～(d)に，HSP については同様にそれぞれ，Fig. 18(a)～(d)，Fig. 19(a)～(d) に示す。本図には右近等による実船での計測結果[13]も比較のため示す。

Fig. 16(a)～(d)に示す CP の翼弦方向圧力分布については両者の結果は定量的に一致している。但し，$\theta=0$ deg. の 0.9 R における本方法の計算値は計測値に比べて，翼前半部で back 側では小さく，face 側では大きな値を示している。これについての原因の詳細は不明であるが，同じ翼角位置の 0.7 R での結果や他の翼角位置での 0.9 R における結果は非常に良好であることから，高荷重度・tip 付近での本計算方法の見直しをする必要があるのかもしれない。

Fig. 17(a)～(d)に示す CP の半径方向圧力分布についてもは両者の一致は良い。$\theta=0$ deg. 及び 90 deg. の face 側の 0.9 R 付近で大きなピークを持つ。

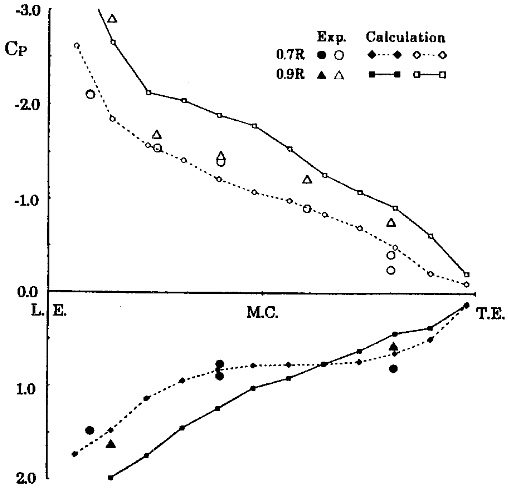
Fig. 18(a)～(d)に示す HSP の翼弦方向圧力分布についても両者の結果は良い一致を示している。CP の計算で結果が悪かった $\theta=0$ deg. の 0.9 R においても，HSP では荷重度が低いためなのか，両者の一致度は非常に高い。

Fig. 19(a)～(d)に HSP の半径方向圧力分布について示す。

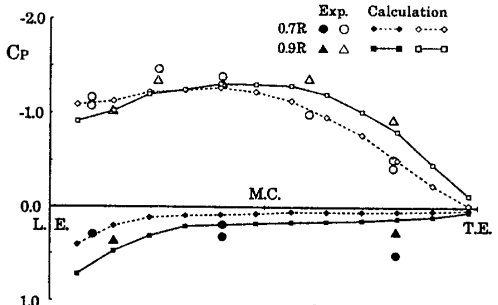
CP と異なり，midspan から tip にかけてほぼ横ばいの圧力分布となることがわかる。この計算結果についても計測値との差はあまり大きくなく，良い結果を得られたことがわかる。

5. 結 論

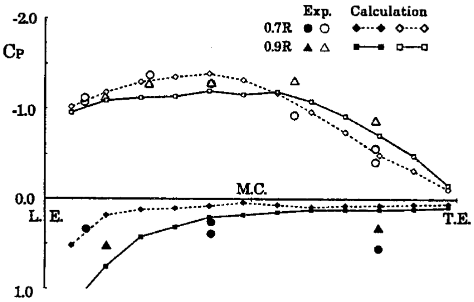
今回，複合体としてプロペラ翼面を分割し，表面渦格子法＋揚力面渦格子法を用いて 2 種のプロペラに対して計算を行い，すべての翼を揚力体として分割した表面渦格子法



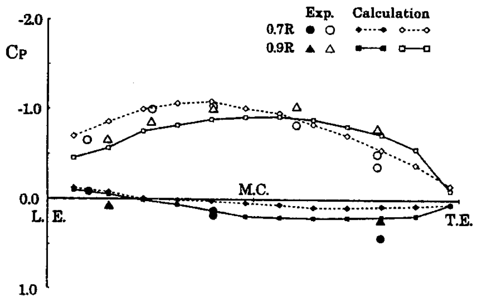
(a) $\theta=0^{\circ}$



(b) $\theta=90^{\circ}$

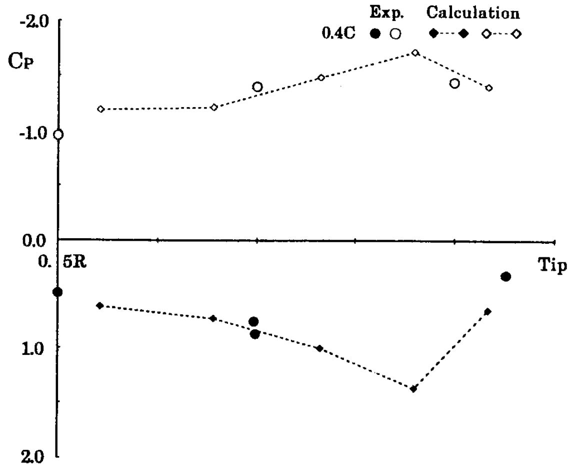


(c) $\theta=180^{\circ}$

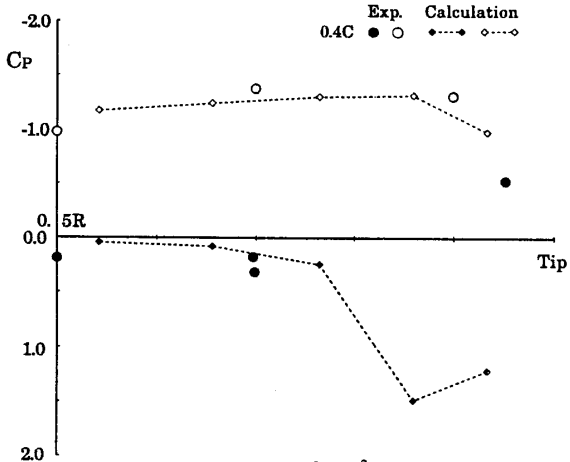


(d) $\theta=270^{\circ}$

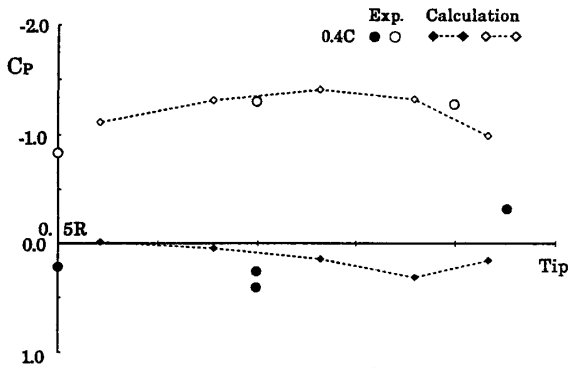
Fig. 16 (a) (b) (c) (d)
Chordwise Pressure Distribution at 0.7 and 0.9 Radius of CP



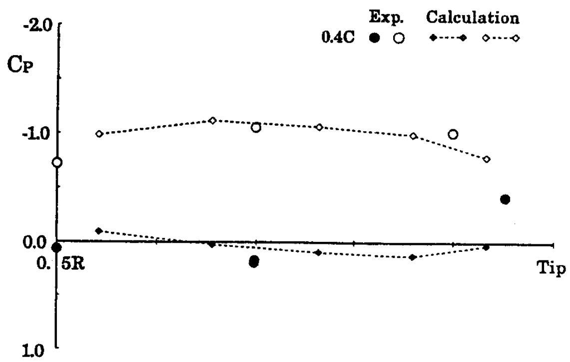
(a) $\theta=0^{\circ}$



(b) $\theta=90^{\circ}$

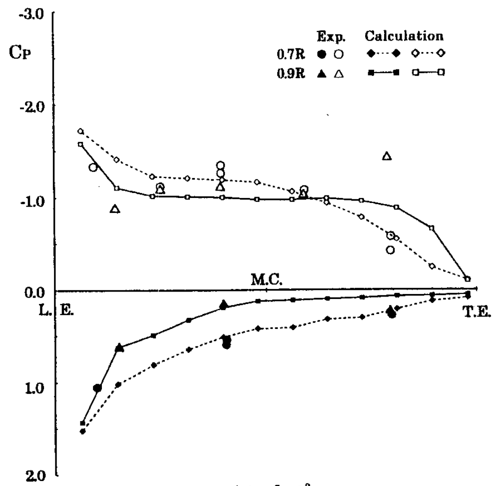


(c) $\theta=180^{\circ}$

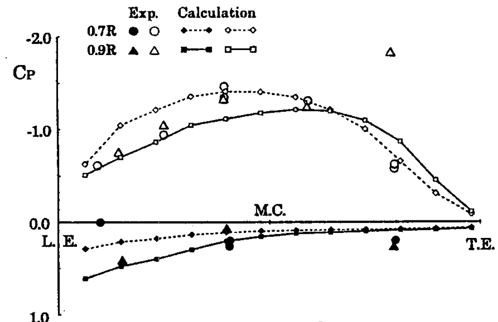


(d) $\theta=270^{\circ}$

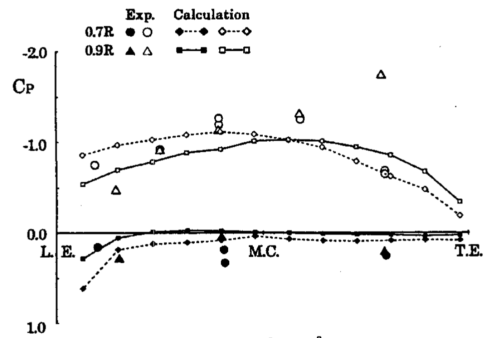
Fig. 17 (a) (b) (c) (d)
Radial Pressure Distribution at 0.4 Chord of CP



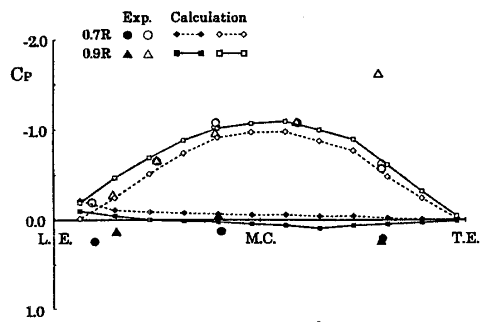
(a) $\theta=0^\circ$



(b) $\theta=90^\circ$

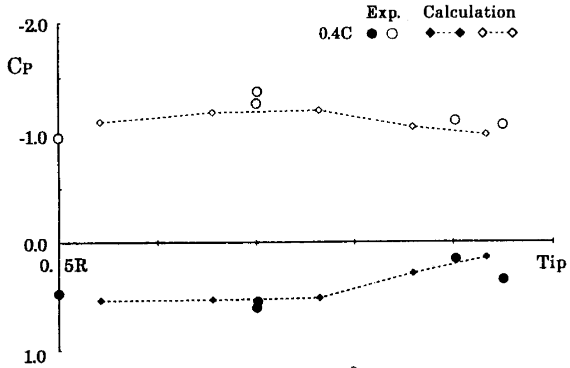


(c) $\theta=180^\circ$

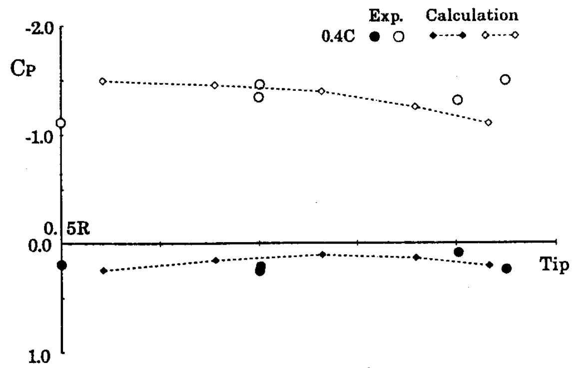


(d) $\theta=270^\circ$

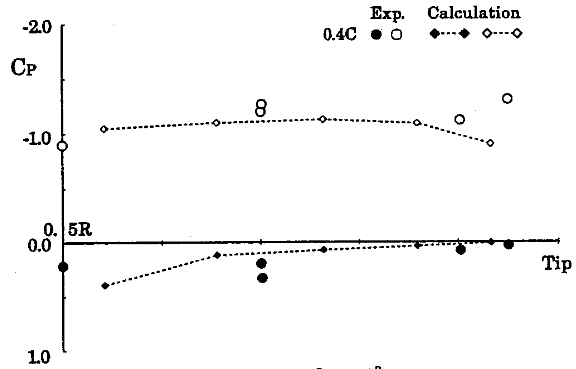
Fig. 18(a)(b)(c)(d)
Chordwise Pressure Distribution at 0.7 and 0.9 Radius of HSP



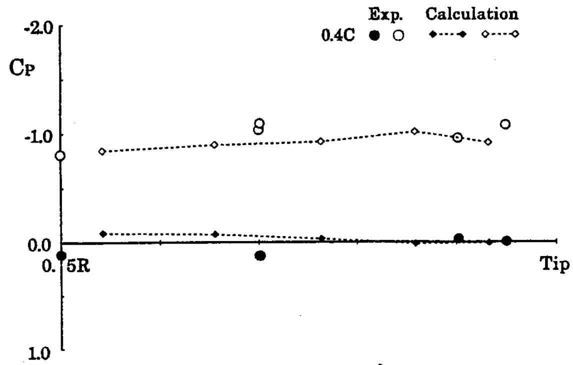
(a) $\theta=0^\circ$



(b) $\theta=90^\circ$



(c) $\theta=180^\circ$



(d) $\theta=270^\circ$

Fig. 19(a)(b)(c)(d)
Radial Pressure Distribution at 0.4 Chord of HSP

の計算結果と比較を行った。また，非定常計算を3種のプロペラについて行い，内1種類については攪乱速度ポテンシャルの時間微分の精度確認のために，以前行った調和伴流における計算結果と比較した。また2種の full scale プロペラについては，実船にて行われた翼面上圧力分布の計測結果と比較した。

以上の比較計算から得られた結論は以下の通りである。

1. 複合体として計算された結果は従来から行われてきた，全翼を揚力体として計算された結果とほとんど変わらない。

2. 調和伴流に於ける計算結果から，本計算法により数値的に計算された攪乱速度ポテンシャルの時間微分の値は解析的に計算された方法とほぼ同程度である事を確認した。

3. 2種の full scale プロペラの不均一流中での計算結果から，非定常状態での表面渦格子法の精度は十分であることが確認された。

4. 高荷重度・tip 付近において本計算方法に何らかの弱点が有ると思われ見直しを必要とする。

尚，本研究の数値計算には RS 6000-IBM 43 P Workstation (RAM：128 MB) 及び Apple Power Macintosh 9500 Personal Computer (RAM: 512 MB) を利用した。各々の計算機による計算時間は，RS 6000 で揚力体の計算が約8時間，複合体の計算が約40分，また Macintosh による計算では，揚力体の計算が約1.5時間，複合体の計算が約15分であった。

終わりにあたって，本研究に対して懇切なるご指導とご教示を賜った横浜国立大学工学部鈴木和夫助教授及び岡田功技官に感謝申し上げます。また，快く長時間にわたって，最新の計算機を使わせて下さった(株)ライトウェルの村上氏並びに富士和興(株)の森田氏に厚く御礼申し上げます。

参考文献

1) 凌志浩, 佐々木康夫, 髙橋通雄：境界要素法の直接法によるプロペラまわりの三次元流れ解析 (第2報：定常な船尾伴流中), 日本造船学会論文集, 第159号 (1986) pp. 44-58

2) Koyama, K.: Application of a Panel Method to the Unsteady Hydrodynamic Analysis of Marine Propellers, 19th Symposium on Naval Hydrodynamics, in Korea Aug. 1992 pp. 817-836

3) Morino, L. Chen, L. T. and Sciu, E. O.: Steady and Oscillatory Subsonic and Supersonic Aerodynamics around Complex Configurations, AIAA Journal Vol. 13, March 1975 pp. 368-374

4) Hoshino, T.: Hydrodynamic Analysis of Propellers in Unteady Flow Using a Surface Panel Method, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol. 165, 1989 pp. 55-70

5) 山崎 寿, 池畑光尚：表面渦格子法を用いたプロペラ定常特性解析, 日本造船学会論文集, 第172号 (1992), pp. 203-212

6) 山崎 寿, 池畑光尚：表面渦格子法によるキャビテーション状態におけるプロペラの性能解析, 西部造船会会報, 第89号 (1995) pp. 21-32

7) 池畑光尚, 安藤正裕, 丸尾 孟：渦格子揚力面モデルによる調和伴流中のプロペラ非定常特性解析, 日本造船学会論文集, 第153号 (1983) pp. 54-67

8) Ukon, Y. Kudo, T. Yuasa, H. and Kamiirisa, H.: Measurement of Pressure Distribution on Full Scale Propellers, Proceedings of the Propellers/Shafting '91 Symposium, the Society of Naval Architects and Marine Engineers, Virginia Beach, Sep. 1991 pp. 13- (1-15)

9) Kerwin, J. E. Lee, C. S.: Prediction of Steady and Unsteady Marine Propeller Performance by Numerical Lifting-Surface Theory, SNAME, 86, (1978) pp. 218-253

10) 凌志浩：境界要素法を用いた舶用プロペラの流力特性に関する研究, 学位論文, 昭和63年5月

11) 湯浅 肇, 石井規夫, 上入佐光：プロペラ後流に関する一考察, 三井造船技報, 第117号, 昭和58年1月

12) 右近 良孝：流体力学的特性－翼面圧力分布－, ハイリースキュード・プロペラの実船性能, 研究成果発表会 (第206研究部会), 社団法人 日本造船研究協会, 平成3年11月

13) 日本造船研究協会第183研究部会：船尾振動・騒音の軽減を目的としたプロペラ及び船尾形状の研究, 資料 No. 358 (1983)