（昭和52年5月　日本造船学会春季講演会において講演）

船の伴流内流速分布の計算（続報）

正員　波多野　修　次*　正員　茂　里　一　紘*
正員　鈴　木　龍　敦*

Calculation of Velocity Distributions in Ship Wake (2nd Report)

by Shuji Hatano, *Member*　Kazuhiro Mori, *Member*
Tatsunori Suzuki, *Member*

Summary

Before the calculation of velocity distributions in ship wake, three kinds of experiments are carried out in order to get theoretical models as to the separation phenomena and the diffusivity coefficient; (a) observation of the limiting streamlines by the oil film method, (b) the velocity measurement near the separation position and (c) the vorticity measurement in ship wake.

The separation position is determined experimentally which can be predicted roughly using some suitable parameters of the boundary layer calculation.

It has been made clear from the velocity measurements that the velocity near the seperation position makes remarkable changes and the newly-generated-vorticity affects very much the down stream pattern.

It has also been made clear that not only the x-axis vorticity but also the y- and z-axis vorticity compose the stern vortex.

Using the measured velocity and vorticity distributions the diffusivity coefficient is determined, which amounts to about 300 times of the molecular one.

The velocity calculation of a tanker model is carried out after these experimental considerations, which shows a fairly well agreements with the measured one.

1　緒　　言

船の伴流内の流速分布を知ることが船の設計上緊要な問題であることについては改めて述べるまでもない。著者らは前報[1]において，(a)伴流内の流速はポテンシャル成分と渦の誘起速度として表わされる粘性成分に分けて取扱うことができる，(b)伴流内の渦は境界層内で生じた渦が剥離位置から流れてきたものであるという二つの仮定に立って，前者は船体等価特異点分布から，後者は境界層方程式と渦の拡散方程式を解くことによって伴流内の流速分布を求める方法を示した。

この考え方は粘性の影響を強く受けている境界層内と伴流域を同一に扱わず，前者は船体表面に沿った渦の生成領域で極く薄いこと，また後者は領域としては広いが，もはや渦の生成がなく拡散現象だけが存在する領域であるというそれぞれのもつ特質に応じた支配方程式によって解くというものである。この方法によれば伴流内の全域で比較的容易に流場を求めることができる。

この両領域の間に存在するのが剥離域であるが剥離によって後流の流場が大きく変わることは十分考えられる。したがってこの考え方を幾何形状が複雑な実用船型に応用するには理論の中に含まれている仮定について十分検討を加える必要がある。境界層方程式やその解法における諸仮定を別とすれば，その中で最も重要なものは先に述べた剥離現象であろう。それに対してどのような理論モデルを考えるかは重要な問題である。また乱流に対する拡散係数としてどんな値が適当かも重要な問題である。さらには剥離近傍およびその後流での船体表面条件の扱い方も問題となろう。これらはその性質上，実際の流場における実験で初めて検証できるものである。

本報では上述の観点から船尾流場に関する諸実験を行ない，その結果をもとに剥離や拡散現象に対する適当な理論モデルを考える。次にそれらを流速計算の中にとり入れ伴流内の流速を求め実測値と比較し検討する。

2　流速の計算式

Fig. 1 に示すように船は固定され，一様流 U がこれに向って流れている。船体中央および静止水面上に原点をもつ，船に固定された直角座標系 x, y, z および船体表面上のポテンシャル流線に沿った流線座標系 x_1, y_1, z_1

* 広島大学工学部船舶工学科

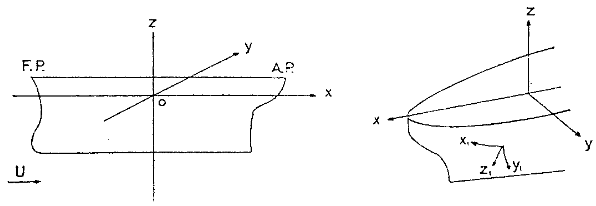

Fig. 1 Co-ordinate Systems

をとる，流速および渦度ベクトルを $\boldsymbol{q}$, $\boldsymbol{\omega}$ とする。$\boldsymbol{q}$, $\boldsymbol{\omega}$ の x, y, z 成分を $(U+u, v, w)$, $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ および x_1, y_1, z_1 成分を (q_1, q_2, q_3), $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ と表わす。

流速計算の考え方は基本的には前報と同じである。伴流内の流速でポテンシャル成分を $\boldsymbol{q}_p$, 渦の誘起速度で表わされる粘性成分を $\boldsymbol{q}_v$ とすれば，これらは速度ポテンシャル ϕ, (x', y', z') における渦度 $\boldsymbol{\omega}'(\omega_x', \omega_y', \omega_z')$ およびその自由表面に対する鏡像 $\boldsymbol{\omega}_0'(\omega_x', \omega_y', -\omega_z')$ を用いて，

$$\boldsymbol{q}_p=\nabla\phi \qquad (1)$$

$$4\pi\boldsymbol{q}_v=\nabla\times\iiint_V\left(\frac{\boldsymbol{\omega}'}{r}-\frac{\boldsymbol{\omega}_0'}{r_0}\right)dx'dy'dz' \qquad (2)$$

ただし

$$\left.\begin{aligned}r^2&=(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2\\ r_0^2&=(x-x')^2+(y-y')^2+(z+z')^2\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

で与えれらる。ここに V は渦度の存在する領域で境界層内および伴流域を示し，渦度は Navier-Stokes の方程式

$$\boldsymbol{q}\cdot\nabla\boldsymbol{\omega}-\boldsymbol{\omega}\cdot\nabla\boldsymbol{q}=\nu\nabla^2\boldsymbol{\omega} \qquad (4)$$

を満たす必要がある。ここに ν は動粘性係数である。(4)式は ν を拡散係数とする渦度の拡散方程式と考えることができる。

境界層近似が成立する領域では，三次元境界層方程式を解くことによって，(2)式と(4)式を同時に満たすことができるが，それが成立しない剝離位置より後流では，(2)式と(4)式を連立させて解かなければならない。ここでは逐次法でこれを解く。

流速 $\boldsymbol{q}$ の境界条件として自由表面条件と船体表面条件を考える必要がある。自由表面に対しては二重模型近似で考えて差しつかえないとすれば，自由表面における粘性の影響は無視することができ，(2)式はそれを満足しているので，ϕ についてのみ考えれば十分である。また船体表面条件は

$$\boldsymbol{q}=0 \qquad (5)$$

で与えられる。これは No-slip の条件であるが，与えられた流速の初期値に対して(4)式からまずえられる渦度分布を用いて(2)式によって流速を求めるという逐次法では，第一段階の渦度を求める際にはこれを考慮することができない。もちろん計算段階を進めることによって満足させうるが，初期値として適切な流速を与えることと(2)式からえられる流速がなるべく(5)式を満たすように渦度分布を求めることが逐次法による場合肝要である。第二段階以降は(5)式の法線方向成分と接線方向成分がそれぞれ満たされるように $\phi, \boldsymbol{\omega}$ を定めればよい。

三次元乱流境界層の解法は文献 2) の方法により，ポテンシャル成分の計算は文献 3) の方法による。

3 船尾近傍および伴流内の流れ

タンカー船型である GBT 30 とその相似模型である GBT 125 を供試模型として，(a) 剝離位置近傍の限界流線の観測，(b) 境界層内の速度分布の計測，および (c) 伴流内の流速と渦度分布の測定を行なった。

Table 1 と Fig. 2 に供試模型船の主要寸法と正面線図を示す。正面線図にはポテンシャル計算による船体表面流線(x_1 軸)の一部を示した。

実験は GBT 30 については曳航水槽で，GBT 125 は没水状態で回流水槽で行なった。実験速度はそれぞれ $F_n=0.16(R_n\fallingdotseq2.4\times10^6)$, $R_n=10^6(F_n\fallingdotseq0.30)$ である。

Table 1 Principal Dimensions of Used Models

	GBT30	GBT125
L (m)	3.000	1.250
B (m)	0.462	0.192
d (m)	0.157	0.065
C_b	0.836	0.836

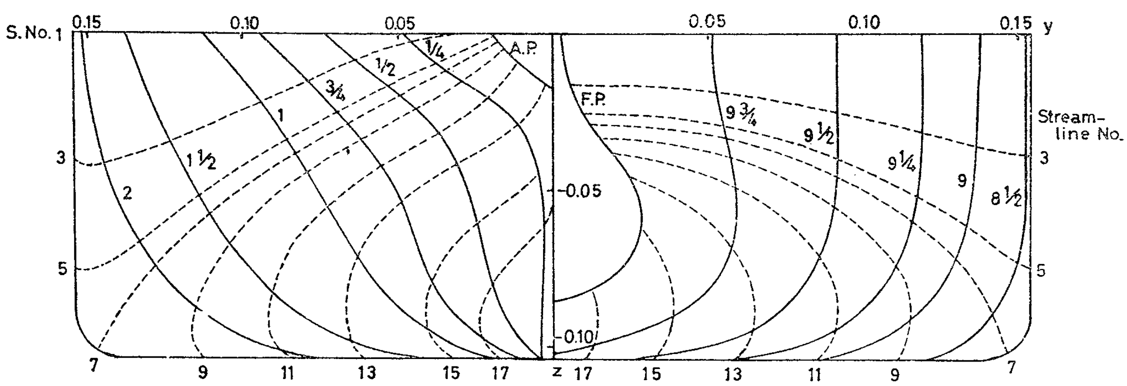

Fig. 2 Body Plan and Streamlines

以下に示す実験値と計算結果は特に断りがない限り流速の次元については U，長さの次元については半船長 $L/2$ で無次元化して示し，記号はそのまま用いる。

3.1 剥離

Fig. 3 は GBT 125 の船尾近傍の限界流線の方向を油膜法で調べたものである。流れはきわめて複雑な様相を呈しているが，$x=0.9$(s.s. 1/2) 付近で限界流線は急峻にポテンシャル流線と直交する交叉流方向 (y_1 軸) に変化し顕著な三次元剥離線を形成している。また明らかに剥離によると考えられるバブル渦領域がみられる。

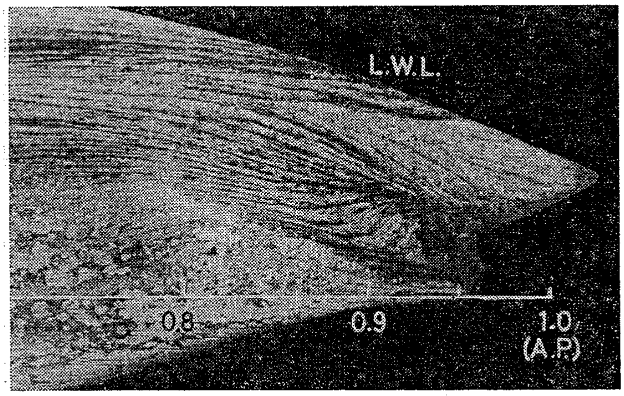

Fig. 3 Limiting Streamlines on Hull Surface

Fig. 4 は GBT 125 の No.7 流線と No.9 流線に沿って，流れの方向を探しながら全圧管で計測した境界層内の流速 q_1 と q_2 を示したものである (Us は境界層外端流速)。三つの位置における流速分布をみると q_1, q_2 がともに $x=0.9$ で特徴的な変化をしている。すなわち q_1 は壁面近くでその境界層の厚さ方向 (z_1 軸) の変化が上流のものと比べ非常に小さくなっている。また q_2 は急峻にビルジ方向に大きな値をとっている。q_2 のこのような変化は Fig. 3 の結果とも対応する。流速がこのような特徴的な変化をする位置を剥離位置とみなすならば，$x=0.9$ 付近を剥離位置と考えることができる。

剥離位置近くでの境界層内速度分布のこのような特徴的な変化は，奥野の実験[4] や熱線流速計による計測[5] でもみられるが，$x=0.9$ 付近での境界層厚さ δ は GBT 125 の場合約 50～60mm 程度であるから，その範囲はせいぜい境界層厚さの 1～2 割程度である。このことは，剥離近傍の流れを取扱うには，境界層内の壁面近くにさらに剥離層とも称せられる薄い層を考える方法が有効であることを示唆している。

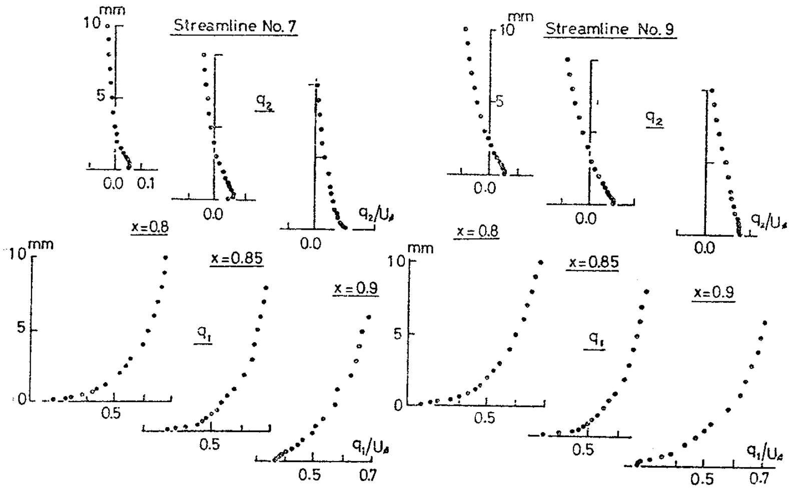

Fig. 4 Velocity Profiles near the Seperation Position

剥離による速度変化は当然渦度における変化に対応する。$x=0.9$ での q_1 の分布から，壁面近くで $\partial q_1/\partial z_1$ が小さくなっていくことがわかったが，このことは y_1 方向に軸をもつ ω_2 がこの位置でゼロに近づき，新たな ω_2 の生成がなくなることを意味する。また q_2 の変化は，ω_1 の変化に対応する。剥離によって大きく変化した渦が剥離位置から一斉に放出され，船尾渦を形成する。したがって伴流の問題を考える場合，剥離現象を無視して論ずることはできない。

剥離位置の推定については多くの研究がある[6]。しかしその多くは二次元剥離に関するものである。Fig. 5 は

$$H=\delta^*/\theta \qquad (6)$$

$$\Gamma_a=-\rho Us\frac{\partial Us}{\partial s}\cdot\frac{\theta}{\tau_w} \qquad (7)$$

で定義される形状係数 H と流速に対する減衰力係数に相当する Γ_a[7] (Buri のパラメータの一部) の GBT 125 に対する計算値と実測値を示したものである。ここに δ^* は境界層の排除厚さ，θ, τ_w はそれぞれ流線方向の運動量厚さおよび表面摩擦応力である。また ρ は密度，s は x_1 方向の線分を表わす。

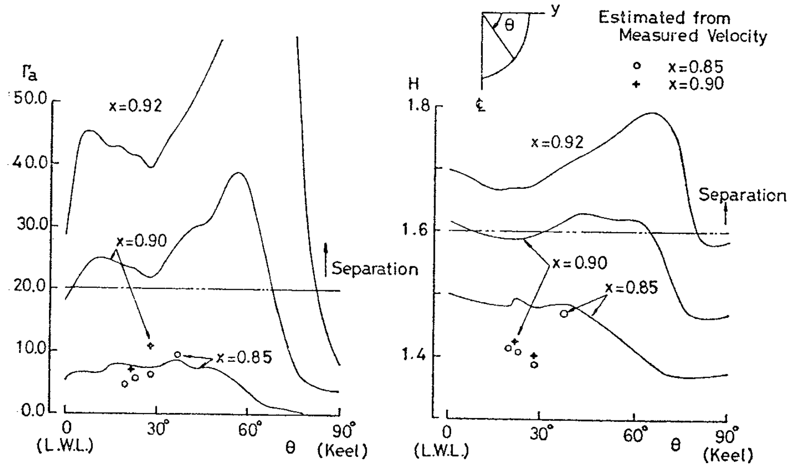

Fig. 5 Criteria of the Separation

二次元流れでは，通常 $H>1.8$ が剥離

の基準とされている。しかし明らかに剥離が生じていると考えられる $x=0.9$ や $x=0.92$ でも H は1.6ないし1.7 程度で非常に小さい。一方，境界層内で運動量損失を生ずるには相当の摩擦力が必要である。しかし圧力勾配の大きい所では流線方向のこの釣合が崩れ流れは圧力の小さい方向に急激に流向を変えるが，これにより三次元剥離が生ずると考えられる。このような考えに立てば Γ_a が大きな値をとる流線方向の流れはありえぬことになる。剥離前の $x=0.85$ では Γ_a の計算値と実測値はほぼ等しいが，$x=0.9$ では計算値が非常に大きくなり，実測値とまったく異なっている。このことはここではもはや理論計算のような流れが存在しないこと，すなわち剥離の可能性を示しているといえよう。

以上の考察に基づけば H については約 1.6，Γ_a では 15～20 が一応の剥離基準と考えられる。しかしながらその物理的裏付けをするためにはより詳細な実験を行なう必要がある。

3.2　伴流域の渦

剥離によって伴流域に放出された渦は，相互の誘起速度や対流および拡散によって複雑にその位置と強さを変化させながら後流に流されていく。Fig. 6 は計測流速の微分でえられた GBT 30 の渦度分布で，その模様を示したものである。船尾近くでは，限界流線写真(Fig. 3)で三次元剥離線やバブル渦がみられた $z=-0.06$～-0.09 の渦度がかなり大きい。船尾後流におけるタフトグリッドによる実験では ω_x だけが観察されるため，ω_x が船尾渦の主要なものと考えられるきらいがあるが，Fig. 6 によれば ω_y や ω_z も船尾渦の大きな部分を占めていることがわかる。

しかしながら大きな渦度は後流に流れるに従い急激に減衰し，一つの穏かなパターンになっていく。$x=1.16$ では，伴流はほぼ二次元的な流れになっていることがその渦度分布より伺える。

これらのことから後方での伴流内の流れに対しては漸近的な扱いも可能であるが，船尾近傍ではそれは不可能であり剥離の影響などを考慮する必要があるといえる。

3.3　渦の拡散係数

船の流場はレイノルズ数が大きいため当然乱流である。(4) 式の拡散方程式は Navier-Stokes の方程式から導かれたもので，ν は動粘性係数である。乱流の場合，乱れによる拡散が分子粘性によるそれをはるかに越えるため，(4) 式の ν の代りに乱流拡散係数 ν_e を用いるのが普通である。これは乱れによる運動量損失が形式的に摩擦応力による損失の形で表わすことができ，その比例定数は場所と方向によらないとする考えである。

したがって ν_e の値を求めるにはその定義式に戻り，流れの乱れと関連づけなければならない。しかしながら船の伴流のように非常に複雑な流場での乱れを定量的に計測することはほとんど不可能であり，また伴流の全域にわたって ν_e を一定としていることからも，厳密に求めることがはたしてどの程度意義をもつか疑問である。

そこで，ここでは Fig. 6 で示した伴流内の渦度の拡散の様子から逆に ν_e を決定する。すなわち (4) 式の $\boldsymbol{q}$, $\boldsymbol{\omega}$ に計測値を与えることにより ν_e の値を求める。

Table 2 は $R_n \fallingdotseq 2.4\times10^6$ における流場から (4) 式のそれぞれの成分ごとに最小二乗法によってえられた結果である。この ν_e を用いたレイノルズ数（相当レイノルズ数）は実レイノルズ数のほぼ 1/300 程度である。拡散の方向によって若干の差はあるが，この違いや，さらには船型などによる違いは，ν_e を一定とする仮定のもとでは無視すべき性質のものであろう。

Table 2　Diffusivity Coefficients and Equivalent Reynolds Numbers

	ν_e	R_e
for ω_x	2.7×10^{-4}	7.5×10^3
ω_y	2.4	8.2
ω_z	1.6	13.0
Mean	2.2	9.0

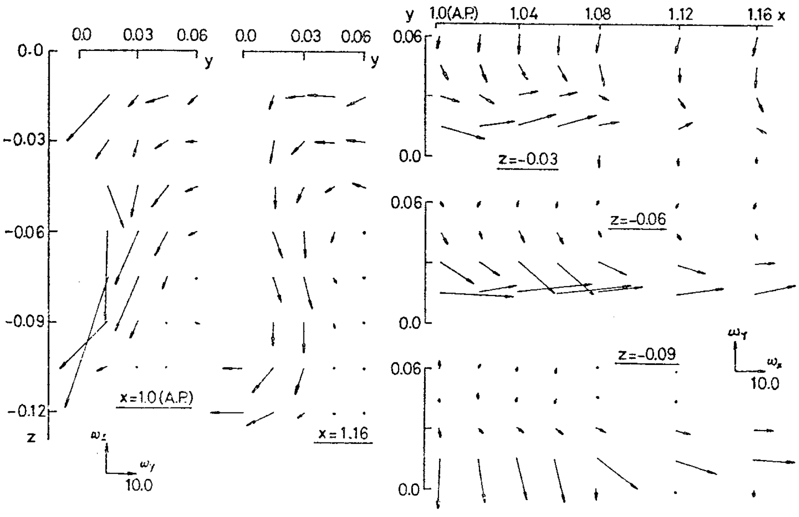

Fig. 6　Vorticity Distributions in Ship Wake

4　流速分布の計算

4.1　剥離モデル

すでにみたように，剥離は伴流内の流速に大きな影響を及ぼす。したがって伴流内の流速を求めるには実験結果などをもとにその理論モデルをつくり理論計算の中にとり入れる必要がある。

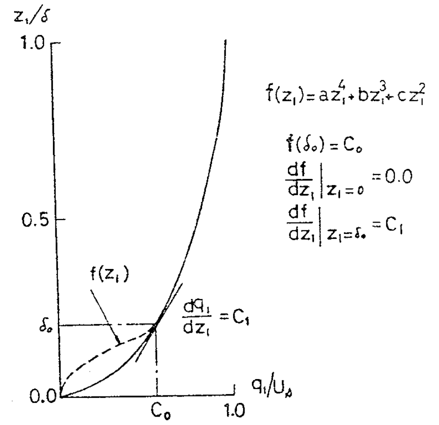

Fig. 7 Velocity Modification at the Separation Position

剥離位置での流速の計測結果によれば，境界層厚さの1〜2割にわたって速度変化を受けていた。そこで剥離位置での q_1 を Fig. 7 で示すような流速分布で表わす。これは壁面近くの $0<z_1<0.2\delta$ で q_1 が z_1 の四次式

$$f(z_1)=az_1{}^4+bz_1{}^3+cz_1{}^2 \tag{8}$$

で表わされ，それより離れたところでは剥離による流速変化は全く受けないと仮定するものである。(8)式中の定数 a, b, c は実験値にみられた

$$\left.\frac{\partial q_1}{\partial z_1}\right|_{z_1=0}=0 \tag{9}$$

と，$z_1=\delta_0$ で流速と渦度が連続になる関係から定める。

一方，交叉流方向の流速 q_2 もそれに応じて変化させる必要がある。しかし q_2 の剥離位置における変化はすでにみたように非常に複雑である。その方向と強さは付近の圧力分布とも強く関係していると考えられその定量的モデルを定めるにはより詳細な実験が必要と思われる。今回の実験はそのような意味では必ずしも十分なものではない。q_2 の変化は ω_1 の変化に対応し伴流内の船尾渦に対する影響は小さくないと考えられるがここでは上述の理由により特に考慮しない。

Fig. 8 にこの理論モデルを用いて計算した GBT 30 の剥離位置における渦度分布を，それを考慮しない場合の結果および実測値と比較して示す。ω_y, ω_z については若干過大修正のきらいはあるが，実測値と合う方向に修正されている。q_2 に対する速度修正を考慮していないためそれだけなお不一致が残されていると考えられる。

4.2 拡散方程式の解法

剥離位置や剥離に伴う流場の変化は一般に流線ごとに異なる。また 2.で述べたように，逐次法で流速を求めるには渦度を求める段階で流速がなるべく船体表面条件を満たすように解くことが重要である。そのため(4)式を流線座標系で解くことが考えられる。剥離位置より後流でポテンシャル流れの流向と流速がどの程度意味をもつか問題ではあるが，流線座標系によれば上述の問題が扱いやすいのみならず比較的容易に適当な形で流速の初期値を与えることができる。

流線座標系における曲線座標の規格量を h_1, h_2, h_3 とするとき渦度を求める範囲では近似的に

$$h_3=1,\quad \partial h_1/\partial z_1=0,\quad \partial h_2/\partial z_1=0 \tag{10}$$

が成り立つ。ただし

$$\left.\begin{aligned} h_1{}^2&=\left(\frac{\partial x}{\partial x_1}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)^2+\left(\frac{\partial z}{\partial x_1}\right)^2\\ h_2{}^2&=\left(\frac{\partial x}{\partial y_1}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial y_1}\right)^2+\left(\frac{\partial z}{\partial y_1}\right)^2\\ h_3{}^2&=\left(\frac{\partial x}{\partial z_1}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial z_1}\right)^2+\left(\frac{\partial z}{\partial z_1}\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

q_3, ω_3 を無視できるとすれば，(4)式は各成分ごとに，

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial m}(q_1\omega_2-q_2\omega_1)=\nu_e\Big[&\frac{\partial^2\omega_1}{\partial s^2}+\frac{\partial^2\omega_1}{\partial m^2}\\ &-\frac{\partial}{\partial s}(K_1\omega_1+K_2\omega_2)+\frac{\partial}{\partial m}(K_1\omega_2-K_2\omega_1)\\ &+\frac{\partial^2\omega_1}{\partial z_1{}^2}\Big] \end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial s}(q_1\omega_2-q_2\omega_1)=\nu_e\Big[&\frac{\partial^2\omega_2}{\partial s^2}+\frac{\partial^2\omega_2}{\partial m^2}\\ &-\frac{\partial}{\partial s}(K_1\omega_2-K_2\omega_1)-\frac{\partial}{\partial m}(K_1\omega_1+K_2\omega_2)\\ &+\frac{\partial^2\omega_2}{\partial z_1{}^2}\Big] \end{aligned} \tag{13}$$

$$K_2\frac{\partial}{\partial s}(q_1{}^2+q_2{}^2)-K_1\frac{\partial}{\partial m}(q_1{}^2+q_2{}^2)=0 \tag{14}$$

で表わされる。(14) 式は K_1 と K_2 の関係を与えるだけで，$\boldsymbol{\omega}$ に対する支配方程式は (12) 式と (13) 式である。ここで $ds=h_1dx_1$, $dm=h_2dx_2$ および $K_1=-h_2{}^{-1}$

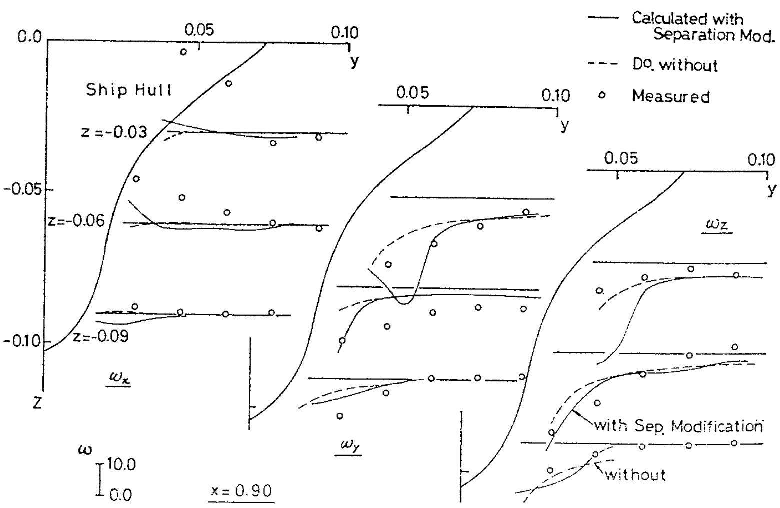

Fig. 8 Vorticity Distributions at the Separation Position

$\partial h_2/\partial s$, $K_2=-h_1^{-1}\partial h_1/\partial m$ である。

mに関する微分を

$$\partial/\partial m=-\tan\alpha\cdot\partial/\partial s \qquad (15)$$

で近似し，(14) 式の関係および $q_1\omega_2 \gg q_2\omega_1$ を考慮すると，(12)，(13) 式はそれぞれ，

$$\tan\alpha\frac{\partial}{\partial s}q_1\omega_2=\nu_e\Big[(1+\tan^2\alpha)\Big(\frac{\partial^2\omega_1}{\partial s^2}-\frac{\partial}{\partial s}K_1\omega_1\Big)$$
$$+K_1(\omega_2-\omega_1\tan\alpha)\frac{\partial}{\partial s}\tan\alpha+\frac{\partial^2\omega_1}{\partial {z_1}^2}\Big] \qquad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial s}q_1\omega_2=-\nu_e\Big[(1+\tan^2\alpha)\Big(\frac{\partial^2\omega_2}{\partial s^2}-\frac{\partial}{\partial s}K_1\omega_2\Big)$$
$$-K_1(\omega_1+\omega_2\tan\alpha)\frac{\partial}{\partial s}\tan\alpha+\frac{\partial^2\omega_2}{\partial {z_1}^2}\Big] \qquad (17)$$

となる。ここでαは流線と水線のなす角である。(16)式の右辺では $\partial^2\omega_1/\partial {z_1}^2$ が卓越していること，およびほとんどの部分で $\tan\alpha<1$ であることを考慮すると(16)，(17) 式から s 方向の前進差分式，

$${\omega_1}^{i+1}=\frac{\tan\alpha^{i+1}}{\nu_e}\frac{1}{\Delta s^2}\iint_V({q_1}^{i+1}\cdot{\omega_2}^{i+1}-{q_1}^{i}\cdot{\omega_2}^{i})$$
$$\times dz_1dz_1+c_1z_1+c_2 \qquad (18)$$

$${\omega_2}^{i+1}=\Big[{\omega_2}^{i}\Big\{2{q_1}^{i}-{q_1}^{i+1}+\nu_e(2{K_1}^{i}-{K_1}^{i+1})$$
$$-\frac{2\nu_e}{\Delta s_1}\Big\}+\Delta s_2\frac{\partial^2{\omega_2}^{i}}{\partial {z_1}^2}$$
$$+2\nu_e\frac{\Delta s_2}{\Delta s_1\Delta s_{12}}{\omega_2}^{i-1}\Big]\Big/\Big(q_1+\nu_eK_1^{\,i}-\frac{2\nu}{\Delta s_{12}}\Big) \qquad (19)$$

をうる。ここで添字 i は $s=s^i$ における諸量を示し，$\Delta s_1=s^i-s^{i-1}$，$\Delta s_2=s^{i+1}-s^i$，$\Delta s_{12}=s^{i+1}-s^{i-1}$ である。

(19) 式で第一近似として q_1 を適当に与えれば他の諸量はすべて既知量なので流量ごとに ${\omega_2}^{i+1}$ を求めていくことができる。次に (18) 式によって ${\omega_1}^{i+1}$ を求めることができる。積分定数 c_1, c_2 は V の外端 (${\omega_2}^i\fallingdotseq 0$ となる z_1) と船体壁面で $\omega_1=0$ より定める。

流線が船体を離れた後は $0-xyz$ 座標系で計算する。v, $w\ll U+u$ とすれば，拡散方程式として

$$(U+u)\frac{\partial\omega_x}{\partial x}-\Big(\omega_x\frac{\partial u}{\partial x}+\omega_y\frac{\partial u}{\partial y}+\omega_z\frac{\partial u}{\partial z}\Big)=\nu_e\nabla^2\omega_x \qquad (20)$$

$$(U+u)\frac{\partial\omega_y}{\partial x}=\nu_e\nabla^2\omega_y \qquad (21)$$

$$(U+u)\frac{\partial\omega_z}{\partial x}=\nu_e\nabla^2\omega_z \qquad (22)$$

をうる。(20)式左辺の第2項中の $\omega_y\partial u/\partial y+\omega_z\partial u/\partial z$ は通常オーダーが等しくかつそれぞれが逆符号をとるので省略してさしつかえない。(20)～(22)式より(18)，(19)式でえられたω_1, ω_2 を初期値として流線が船体を離れた後の渦度分布を求めることができる。

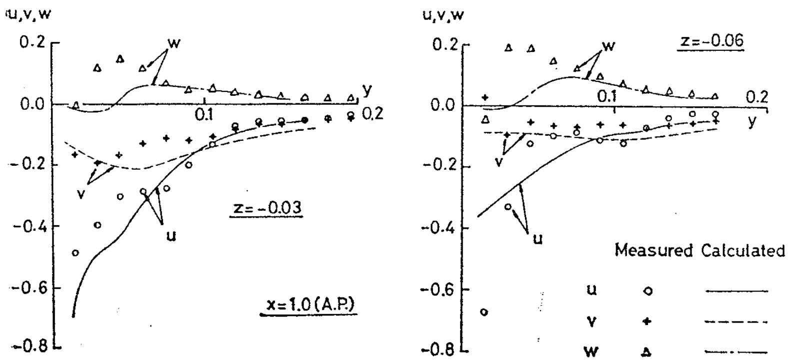

Fig. 9　Velocity Distributions at A. P. (F_n=0.16)

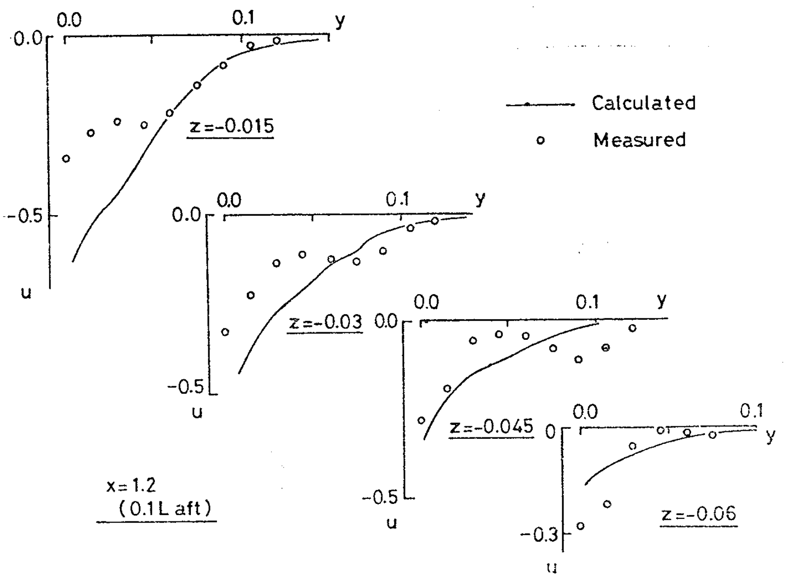

Fig. 10　Wake Distributions at 0.1 Lpp Aft from A. P. (F_n=0.16)

4.3　計算結果と考察

GBT 30 に対して，F_n=0.16 における x=1.0(A.P.) および x=1.2 (0.1L A.P. 後方) の流速を計算した。

剥離位置は x=0.90 とし，拡散方程式と $\boldsymbol{q}$ の初期値として与えたものは次のとおりである。

(i)　0.90≦x≦1.00；流線座標系による (18)，(19) 式，

$$q_1=U_s\Big[\frac{1}{2}+\frac{z_1}{\delta}-\frac{1}{2}\Big(\frac{z_1}{\delta}\Big)^2\Big] \qquad (23)$$

(ii)　1.00≦x≦1.40；直角座標系による (20)，(21)，(22) 式，

$$U+u=0.40\frac{1}{x}e^{(-1/x)(165y^2+189z^2)} \qquad (24)$$

$\boldsymbol{q}$ の初期値は第一段階での計算をより妥当にするために (23)，(24) 式のような形で与えた。渦の拡散係数としては全域で動粘性係数の 300 倍の値を用いた。

第一段階の計算結果を Fig. 9，Fig. 10

に示す。

A.P. での計算結果は船体の極く近傍を除けば実測値によく合っている。船体近傍での不一致は v や w において特に顕著であるが，これは剝離位置における q_2 の変化を考慮することによって改善されるものと思われる。$z=-0.06$ の結果が $z=-0.03$ の結果ほどよい一致を示していないのは，吃水の深いところでは流線が粗くなることや，微小項として省略した項の影響などがあるためと考えられる。

$x=1.2$ について v, w はが非常に小さいので u のみを示した。またポテンシャル成分の流速計算は省略した。A.P. での計算結果と同様の傾向がみられる。u についてはそのほとんどが粘性成分であるため，このような近似計算でも十分である。

GBT 30 のプロペラ半径は 40.2mm ($2r/L=0.0268$) であるので，今回の計算結果から直ちにプロペラ面内の流入速度を求めることはできないが，伴流内のおおよその流速分布を知ることができよう。

今回の計算結果はすべて逐次計算における第一段階のものであるため，伴流内における複雑な渦の挙動やそれに伴う流速の変化をみることができない。また船体表面条件は必ずしも満足されていないが，これは計算段階を進めることによってさらに改善されるものと思われる。

5 結　　言

船尾近傍の流れを調べることにより，剝離位置の推定法，剝離に対する理論モデルおよび渦の拡散係数について検討した。その結論をもとにタンカー船型の伴流内流速分布を求めたところ，船体に極く近い部分や吃水の深いところでなお若干問題があるものの，実測値に対して比較的良好な一致をみた。

船尾における剝離現象は船尾流場に決定的影響を及ぼす現象である。これを考慮することなく伴流の問題は扱うことはできない。しかも剝離に関しては解析的な方法だけでは論ずることはできないので，今後基本的な船型についてより詳細な実験を行なうことによって，その機構を明らかにしていく必要があるものと思われる。

本研究での計算プログラムは前報の共著者である福島雅博（三井造船(株)），山崎礼二（日立造船(株)）両氏作製のものを骨子に改編したものであることを記し謝意を表する。本研究の一部は赤堀幸彦，鈴木龍敦両君の卒業研究として行なったものである。また境界層内流速分布の計測は徳永啓三（三菱重工業(株)），山岸直人（石川島播磨重工業(株)）両氏の労に負う。計算は広島大学計算センター HITAC 8700 によった。

参 考 文 献

1) 波多野修次，茂里一紘，福島雅博，山崎礼二：船の伴流内流速分布の計算，日本造船学会論文集，第138号（昭 50.12），pp. 54.
2) 波多野修次，仲渡道夫，堀田多喜男，松井志郎：三次元境界層理論による船の摩擦抵抗の計算，日本造船学会論文集，第130号，(昭 46.12)，pp. 1.
3) 波多野修次，茂里一紘，玉島正裕，伊藤政光：波形解析による船型の特異点分布表示とその二，三の応用，西部造船会々報，第 51 号，(昭 51.3)，pp. 287.
4) 奥野武俊：船体表面の摩擦応力分布および境界層内の2次流れに関する研究，日本造船学会論文集，第139号，(昭 51.6)，pp. 1.
5) 川島敏彦，土井康明：船尾流場に関する研究，広島大学卒業論文，(昭 52.3).
6) 例えば P.K. Chang : Separation of Flow，第1版，Pergamon Press Ltd.，(1970)，pp. 139.
7) A. J. Reynolds : Turbulent Flows in Engineering，第1版，William Clowers & Sons Limited，(1974)，pp. 404.