

水面に作用する風のせん断力と水面粗度について

光 易 恒*

1. は し が き

1950 年以降、水面におよぼす風の作用の研究という表題のもとに多数の論文が発表されてきたが、風波に関する研究がこの十数年間にめざましい進展をとげたのに対応し、この問題の研究も現在一つの転換期にさしかかっている。これまで高潮、風波または吹送流などの問題に関連して研究されてきたこの問題は現在大気海洋間の相互作用という観点より積極的に研究が始められつつある。

大気海洋間の相互作用という考えは必ずしも新しいものではなく従来の多くの研究も究極には大気と水面との間の運動量の授受の機構を明らかにしようとしたもので、この目的のために数多くの観測結果が集積されてきた。

しかしながら、特にこの数年水面の近くの風に固有な微細構造を水面の運動と同時にとらえようとする試みが盛んとなり各地でこのための測定装置が開発されて系統的な観測が始まりつつある。また一方では、風波の発生および発達に関する研究の進展により波立った水面と気流との相互作用の理論的側面が解明されつつある。

これらは、主として固体壁に沿った乱流境界層に関する流体力学的な研究方法をそのまま適用して現象を解析することによって水面におよぼす風の作用を研究してきた従来の研究段階より一歩ふみだしたものといえよう。

これらの動きとは別に、最近、電子計算機の利用による高潮の一般的な計算方式がほぼ確立されてきたが、これは同時に気圧の場合、風の場の与え方、風のせん断力の表現形式などにより高い精度を要求することになった。

この論文は上述のような段階にさしかかっている水面におよぼす風の作用の問題に関し従来行なわれた研究を検討し、現在明らかにされた点ならびに問題点を浮び上げらせようとするものである。ここでとりあげて検討される従来の研究結果の大部分は乱流構造には立入らないでいわば古典的手法ともいうべき平均風速の分布をもとにして得られたものであるが、現段階でこれらを全般的に眺めることは今後の新しい研究に対してもいろいろな面で寄与するものと思われる。

従来の風のせん断力の研究はおもに ① 平均風速の空

間分布の測定による方法、② 水面勾配の測定による方法、③ 乱れの測定 (Reynolds stress または構造関数など) による方法などによってすすめられてきた。今回ここでは主として平均風速の場合、さらにそれよりせん断力を推定する方法およびせん断力および水面粗度について得られた結果が検討され、それに②および③によるものが一部つけ加えられて議論される。

2. 水面上の風速分布

(1) 乱流境界層内の速度分布¹⁾

水面上の風速分布について議論する前に、まず固定壁に沿った乱流境界層に関し、これまで得られた結果のなかでわれわれの問題に関連ある事項を要約しておくことは有益であろう。なぜならば固体壁に沿った境界層に関しては非常に多くの研究がなされ、水面上の気流の境界層に比して現象がとりあつかいやすいせいもあって現象論的にはその特性がかなり明らかにされている。したがって水面上で得られた風の特性を固体壁上の気流の境界層における特性と比較することによって、境界面が水面であることの影響がどのような形であらわれてくるかを知らるための手がかりを得ることができよう。

a) 平滑な界面上の乱流境界層 乱流境界層内の流れを記述するために便宜上境界層はそれぞれかなり異なった性質を有する 2 つの領域、内部領域と外部領域とに分けて取り扱われる。内部領域は境界層の壁のすぐ近くで全体の厚さの 10 % ないし 20 % を占める部分で、ここでは流速分布は主として壁に作用しているせん断力 τ_0 と流体の性質 ρ, ν などによって決定され、つぎのいわゆる壁の近くの法則 Law of Wall が成立する。

$$\frac{U(z)}{u_*} = f\left(\frac{u_* z}{\nu}\right) \dots\dots\dots (1)$$

$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$: 摩擦速度, $U(z)$: 壁からの距離 z における平均風速, ρ : 流体の密度, ν : 流体の動粘性係数。

外部領域はその外側の境界層の 80~90 % を占める大部分の領域で、流速分布は粘性にはほとんど無関係で壁に作用しているせん断力に関係し、つぎのような速度欠損の法則 Velocity Defect Law が成立する。

$$\frac{U_1 - U(z)}{u_*} = \psi\left(\frac{z}{\delta}\right) \dots\dots\dots (2)$$

U_1 : 境界層の外側の平均風速, δ : 境界層の厚さ。

*正会員 理博 運輸省港湾技術研究所

Milikan (1938) は上記の 2 つの領域は明確に分離されたものではなく、その中間には 2 つの領域が重畳する部分が存在し、そこでは 2 つの法則が同時に満足されなければならないとして、つぎの形の対数法則を混合距離のような仮定を用いなくて導いた。

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{u_* z}{\nu} + C_1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{U_1 - U}{u_*} = C_2 - \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{z}{\delta} \quad \dots\dots\dots (4)$$

κ : Kármán の定数 (温度勾配のないとき一般に 0.4),

C_1, C_2 : 実験的に決定される定数 [$C_1=5.5$ Nikuradse, $C_1=5.1$ Cole (1956)].

壁面が流体力学的になめらかなときにはいわゆる粘性底層が存在し、そこでは速度分布は次式で与えられる。

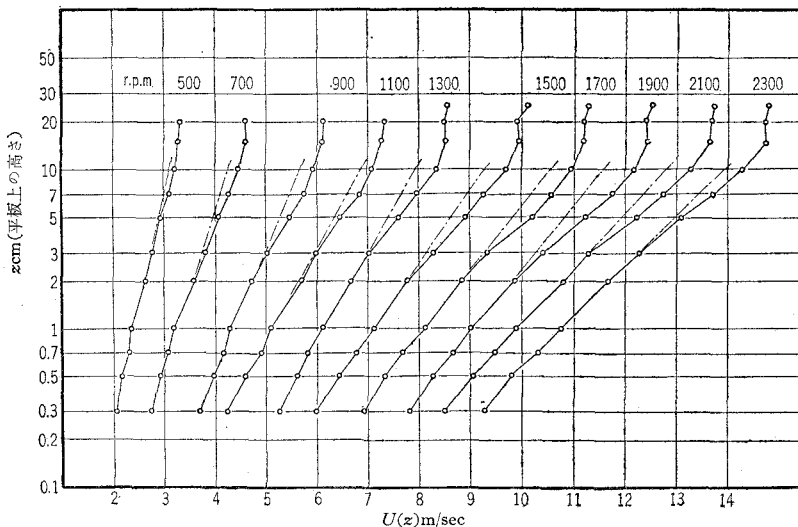
$$\frac{U}{u_*} = \frac{u_* z}{\nu} \quad \dots\dots\dots (5)$$

したがって、流体力学的に平滑な壁面上の乱流境界層の内部領域の速度分布は式 (3) と式 (5) で与えられることになる。

最近の研究によると Law of Wall は最初考えていたよりもはるかに普遍的なもので外部条件たとえば圧力勾配の影響、境界層が平板に沿ったものかパイプ内のものかの差などの影響をほとんど受けないことがわかった。これに反して Velocity Defect Law はかなり外部条件に敏感で圧力勾配、自由流の乱れの特徴などに支配されるので内部領域ほどはっきりした形は定まっていない。Cole (1956) は多数の実験資料を検討し乱流境界層の速度分布が後流のそれに類似していることに注目して補正関数 $\frac{\pi}{\kappa} w\left(\frac{z}{\delta}\right)$ を導入し乱流境界層の外部領域をふくむ速度分布をつぎのように表わした。

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{u_* z}{\nu} + C_1 + \frac{\pi}{\kappa} w\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad (6)$$

図-1 平板上の風速分布



ここで π は壁に作用するせん断力や圧力勾配などに関係するパラメーター、 $w\left(\frac{z}{\delta}\right)$ は普遍的な関数で次式ではば近似される。

$$w\left(\frac{z}{\delta}\right) = 1 + \sin \frac{\left(2 \frac{z}{\delta} - 1\right) \pi}{2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

式 (6) および式 (7) よりわかるように一般に乱流境界層の外部領域では平均速度の分布が内部領域の対数法則の延長による値より大きくなる。そしてその偏寄は Reynolds 数、壁に作用するせん断力、圧力勾配などによって異なる。図-1 はわれわれの実験風洞 (幅 60 cm, 気流断面の高さ 50 cm, 長さ 22 m) で水面を平滑なベニヤ板で覆った際の板上の速度分布の一例を示す²⁾。これより境界層の厚さ約 25 cm の 1/8 くらいに相当する $z=3$ cm 以下にしか対数法則が成立せず、その外側では風速がかなり対数法則よりはるかに速くなっていることがわかる。これらのことより、風速分布の測定より対数法則を適用して壁に作用するせん断力を求める際には法則の適用領域に十分注意しなければならないことがわかる。

b) 粗度の影響 乱流境界層に対する粗度の影響は 2 つの特徴的な形であらわれてくる。その 1 つは風速の鉛直分布の座標標準面のとり方で、境界層の厚さに比して粗度の高さが無視できるほど小さくないときにはどこを基準面にとるかが問題になる。各種の粗度に関するこれまでの実験結果によると、多くの場合座標基準面を粗度の峰と谷との間の適当な位置に移すことによって内部領域の速度分布を対数法則に合致させることができ、そしてそれは壁面に作用するせん断力に関し妥当な値を与えたが、その移動量に関しては一般の場合には試行錯誤によってきめるよりほかない。

粗度の第 2 の影響は速度分布を平滑面上での対数法則より下方に平行移動させることで、浜 (1954) によって最初に求められた表現式による

速度分布は次のようになる。

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{u_* z}{\nu} + C_1 - \frac{\Delta U}{u_*} \quad \dots\dots\dots (8)$$

この $\frac{\Delta U}{u_*}$ は一般には $\frac{u_* k}{\nu}$ の関数で粗度の高さ k に関する Reynolds 数 $\frac{u_* k}{\nu}$ が大きく層流底層が完全に消失したときにはつぎのような形をとることが考えられる。

$$\frac{\Delta U}{u_*} = A \log \frac{u_* k}{\nu} + D \quad \dots\dots\dots (9)$$

しかしこれは必ずしも普遍的

な関係ではなく $A \approx 5.6$ ではほぼ一定しているが D は粗度の種類により多少異なる。

粗面上の境界層の速度分布の内部領域は、またつぎのような式で記述することもできる。

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{z}{z_0} \dots\dots\dots (10)$$

この式を使用すれば粗面上の境界層の速度分布はつぎのように記述される。

粗な界面は粗度に固有な鉛直座標の基準面と粗度定数 z_0 を有し

$$\frac{z_0 u_*}{\nu} < 0.1 \text{ ならば平滑面の法則が成立し,}$$

$$\frac{z_0 u_*}{\nu} > 3 \text{ ならば粗面となり風速分布は流体の粘}$$

性係数 ν には無関係で内部領域での風速分布は固有の座標基準面と粗度定数を使用すれば式 (10) で表現され,

$$0.1 < \frac{z_0 u_*}{\nu} < 3 \text{ は遷移領域である。}$$

容易にわかるように z_0 と $\frac{4U}{u_*}$ との間にはつぎのような一義的な関係がある。

$$\frac{4U}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{z_0 u_*}{\nu} + C_1 \dots\dots\dots (11)$$

$z_0 = \alpha k$ (α : 粗度に固有の定数) とおけば次式を得る。

$$\frac{4U}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{u_* k}{\nu} + \frac{2.3}{\kappa} \log \alpha + C_1 \dots\dots\dots (12)$$

α は一般に粗度の種類および形状などに依存する定数であるから式 (12) と式 (9) を比較すれば D が粗度の種類により変化することがわかる。

(2) 波型界面上の風速分布

a) Motzfeld の研究 Motzfeld (1937)³⁾ は小型の実験風洞を使用して 4 種類の波型の固体壁上でそれぞれ風速分布、圧力分布および波型界面に作用するせん断力の測定を行なった。風速分布の測定結果によると予期されるように風速の鉛直分布は波面上の位置、たとえば峯、谷またはその中間の位置などで相当異なっている。その差異のあらわれる範囲は峯が丸い波面の場合にはほとんど境界層の端までおよんでいるが峯が尖った波面の場合には約 $3H$ (H : 波高) までしかおよんでいないのは興味深い。

Motzfeld は波面上の各点の風速の鉛直分布よりその平均としての風速分布を求め、その風速分布が外部領域で対数法則にしたがい、しかもそれより求めたせん断力が直接に別の方法で求めた波面に働く全せん断力 (接線応力 + 形状抵抗) に等しくなるように鉛直座標の基準面を移動した。

外部領域の風速分布を対数法則に合わせたことは前述の乱流境界層の特性から考えて問題があるが彼の求めたこの移動量 C は峯の尖った波について峯の上 $H/3$, 峯

が丸味をおびた波については峯の下 $H/4 \sim H/2$ であった。この新しい座標原点を使用した風速分布式 (10) の z_0 を求めるとつぎのようになった。

$$z_0/H = 1/7.25 \text{ (峯の尖った No. 4 の波)} \dots\dots\dots (13)$$

$$z_0/H = 1/3 \left(\frac{u_* H}{\nu} \right)^{-1} 10^{18.2 \tan \alpha_m} \text{ (峯の丸い波)} \dots\dots\dots (14)$$

ただし $\tan \alpha_m$ は波面の最大勾配である。式 (13) および式 (14) によると峯の鋭い波は粗面として作用するが峯の丸味をおびた波はその波型勾配 H/λ が $1/10$ 程度であるにもかかわらず滑面に類似した性質を示していることがわかる。平均的な風速の鉛直分布自体についてみると気流の中心部より波面に近づくにつれていちじるしく対数法則によりはずれてはやくなっている。

b) Moore の研究 Moore (1957)⁴⁾ は Motzfeld と同様に小型風洞において底面にゴム板で作った波面をおき、それに作用する風のせん断力の直接測定とその上の風速分布 (基準面は波高中分面) の測定とを行なった。この場合も波面の近くでは風速がかなり対数法則よりはずれてはやくなっている。風速の鉛直分布が壁に近い所で対数法則にしたがうものとして決定した z_0 の値は Stationary wave ($H/\lambda = 0.51 \text{ cm}/2.54 \text{ cm}$ でゴム板を波面の振幅最大の所に静止したもの) のとき、 $z_0/H = 1/5.3$, Standing wave ($H/\lambda = 0.51 \text{ cm}/2.54 \text{ cm}$ でゴム板が重複波に類似した運動をしている) について $z_0/H = 1/8.4$ でこれらは Motzfeld の実験の峯の尖った波の場合の値に比較される。

c) 波型界面上の風速分布の特性 上述の 2 つの研究結果よりわかるように波型界面上の風速分布は一般の滑面または粗面の場合と異なって複雑な性質を示す。すなわち波面の近くの鉛直風速分布は対数法則よりはずれて速くなる傾向を有し、それはわずかの座標基準面の移動では解決できそうもないこと、波面の峰が尖っているときには波面は粗面としての特性を示すが峯が丸味をおびている場合には、あるときは粗面としての特性を示すが、あるときは滑面に類似した特性を示し、それは H/λ のようなパラメーターだけでは区別できそうもないことなどである。

さらにまた波型の界面上の風速分布、または一般の粗面上の風速分布の測定に関しては個々の測定誤差についても注意しなければならない。ピトー管を使用する場合には気流の変動が大きいと変動風速の自乗平均が加算される。プロベラまたはカップ型の風速計の場合にも風の息があるときには回りすぎることが報告されている⁵⁾。

(3) 水面上の風速分布

Rosby (1936)⁶⁾ により海面上の風速分布に固体壁上の境界層内の風速分布と同様に対数法則を適用できることが提唱されて以来、この基本的な考えは現在も使用されている。すなわち、海面がなめらかなときには水面の

すぐ上には層流底層が存在し、その上方の風速分布は式(3)にしたがう。風速が増大し海面が粗となった場合の風速分布は、

$$\frac{U}{u_*} = 5.75 \log \frac{z+z_0}{z_0} \dots\dots\dots (10a)$$

にしたがう。Rossby 自身はこの考えが正しいことを当時の観測資料を用いて示し、風速がかなり大きいときには $z_0=0.6 \text{ cm}$ に近い値を得た。 $z_0=0.6 \text{ cm}$ を式(10a)に代入するとせん断力 τ_0 の表現式として次式が得られる。

$$\tau_0 = 2.8 \times 10^{-3} \rho_a U_{10}^2 \dots\dots\dots (15)$$

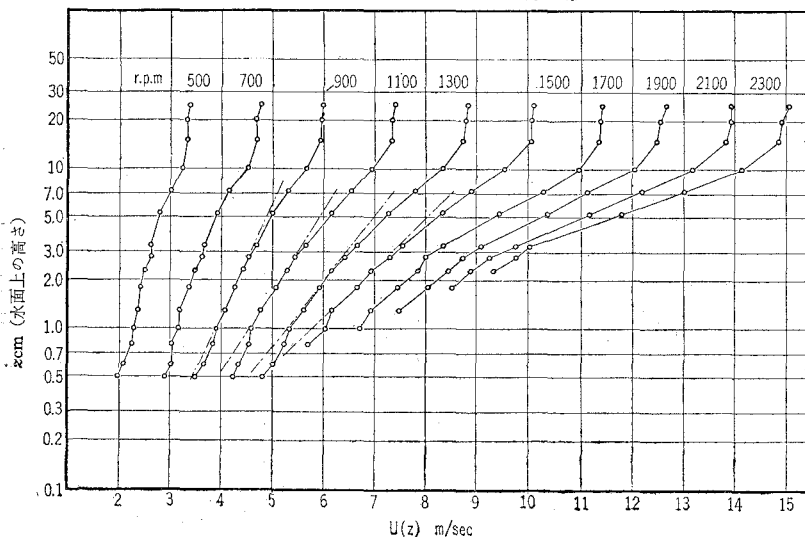
ここで ρ_a は空気密度、 U_{10} は $z=10 \text{ m}$ の所の平均風速をそれぞれ示す。後述するようにこの表現式(15)は最近の観測結果によく合うものである。

海面が流体力学的になめらかな状態から粗な状態に移り変わる限界風速が存在し、これを境にして抵抗係数も急激に増大するということがMunk (1947)⁷⁾ により示された。以来これを支持する資料ならびにこれに反対する論文が数多く発表されたが、後述するように少なくとも抵抗係数に関しては不連続な増大はみられないようである。滑面より粗面への遷移も少なくとも風洞水槽における実験結果によれば、もう少し低風速 $U_{10}=2\sim4 \text{ m/sec}$ で生じるように見える^{2), 8), 9)}。低風速で水面がなめらかなとき式(3)が成立することは、水面にかかる風のせん断力を水面を覆った表面活性剤の単分子層を利用して測定した Vines (1959)¹⁰⁾ の研究および水面上の風速分布とともに水の表層流の分布を測定し双方より界面のせん断力を求めた国司 (1957)⁸⁾ の研究によりほぼ確認される。中くらいの風速について行なわれた Roll (1956)¹¹⁾、Hay (1955)¹²⁾ らの観測によると大気の大安定度が中立のときには風速分布は対数分布にきわめて近いことが示さ

れている。しかしながら、最近になって水面上の風速分布の観測資料が増加するにつれて水面近くの風速分布が対数法則よりはずれる場合が多いことが見出されるようになってきた。最近 Fleagle (1958)¹³⁾ が測定した海面上の風速分布は局部的に奇妙な変化を示し、武田(1963)¹⁴⁾ が測定した海面上の風速分布は水面上 2m 付近より上ではほぼ対数法則に近いが、2m 付近から下ではかなり偏寄して速くなっている。図-2 はわれわれの実験結果²⁾ で図-1 に示されたものと同様な条件でただ水面を覆ったベニヤ板をとって水面上で測定された風速分布を示す。これよりも、平滑なベニヤ板上では比較的規則的だった風速分布が水面上ではかなり複雑なものとなり一般的な傾向としては水面の近くの風速がいくぶん速くなることがわかる。これに対する一つの原因は前に述べた粗な界面上または波形の界面上の境界層に固有な問題である鉛直座標の基準面のとりかたにあるものかもしれない。しかしながら、座標基準面を移動することによってつじつまの合った結果を得ることのできた粗な固体壁上の風速分布の^{11), 15)} の場合とは異なって波の場合は事情が少し複雑なようにみえる。上記のわれわれの実験結果および武田の観測においては座標基準面は静水面にとらわれているが、これを移動することによっても風速分布を対数法則に合わせ得ないものが多い。この原因として考えられることは波により気流が乱された結果(それは単に波型の界面としてのみならず相互作用によりエネルギーを授受することにより) 生じた固有の現象ではないかということで、これに関する一つの見解は Stewart (1961)¹⁶⁾ により提出された。この場合、波のスペクトル幅が周波数、方向ともに狭く波が比較的規則的であれば波と気流の相互作用の生ずる高さ interaction height が比較的一定しているため風速分布に明瞭な影響があらわ

れるということは予期される。これに反して波のスペクトル幅が広くいろいろな方向に進む波が存在するときには相互作用の起こる高さに種々雑多なものが重なり風速分布に特異な性質があらわれにくいかもしない(Lighthill)¹⁷⁾。しかしながら、波型の界面自体が気流におよぼす影響がよくわかっていないこと、測定に固有の誤差の入る可能性のあることなどを考えるとはっきりしたことはいえない。この問題を解明するためには水面の運動と同時に水面上の気流の場の特性を、より

図-2 水面上の風速分布



精密に調べる一方、波型界面上の気流の場の特性を明らかにすることが必要であろう。

3. 水面に作用する風のせん断力と水面粗度

水面におよぼす風の作用に関する従来の研究の大部分はこの風のせん断力の決定に重点をおいたのであるが、水面に作用するせん断力を直接測定することが困難なため今に至るも数々の疑問が残されている。

従来、水面に作用する風のせん断力の測定は多くの場合 2 つのまったく異なった方法で行なわれ、場合によるとこの方法の差により異なった傾向を示す結果が得られた。したがって以下それぞれの方法とその結果を検討してみる。

(1) 風速分布および圧力分布の測定による方法

水面上の気流の場より水面に作用するせん断力を求める一般的な方法としては 2 次元の運動量方程式を使用するものがあげられる。しかしながら、この方法は、たとえば幅のあまり広くない長方形断面の風洞などに適用すると、2 次流の発生により大きめのせん断力を与える場合があるので注意しなければならない³⁾。

第 2 の方法としてはよく知られた風速分布の対数法則を使用するもので風速分布が式 (3) で表わされるものとして、風速分布の測定値より u_* さらに τ_0 を求める方法である。そしてこれまでに報告された大部分の研究はこの方法によっている。壁面がなめらかな固体壁の場合にはほとんど問題がなく、たとえば 図-1 に示したわれわれの風速分布の $z=3\text{ cm}$ (約 $\delta/8$) 以下に対数法則を適用して求めた平板の抵抗係数は妥当な値を与えた (Ludwig-Tillman の式による値を標準として)。しかしながら前章にのべたように壁面が粗面、波型の面さらに波立った水面となるにつれていろいろとやっかいな問題が生じてくる。すなわち、鉛直座標の基準面のとり方、対数法則がどの高さでどの範囲で成立するかといったことが問題となってくる。

このような細部の点をひとまず別として、この方法で従来得られた特徴的な結果はつぎの式で定義される水面の抵抗係数 r^2 が風速とともに増大する傾向を示すことである。

$$\tau_0 = \rho a r^2 U^2 \dots\dots\dots (16)$$

多くの場合、風速分布の基準面は静水位にとられ、 $z=10\text{ m}$ の高さの風速 U_{10} に対して r^2 がきめられる。たとえば Deacon (1962)¹⁸⁾ により集約された結果に示されているように、 r^2 は風速 $U_{10}=4\text{ m/sec}$ 付近における $r^2=0.0010\sim 0.0015$ より 風速 $U_{10}=12\text{ m/sec}$ 付近における $r^2=0.0015\sim 0.0020$ まではほぼ連続的に増大している。国司 (1963)⁹⁾ や筆者らによって風洞水槽を使用して求めた結果は r^2 の U_{10} に対する変化の模様がいくぶん吹送距離に依存するが全般的な傾向は海で得られた

結果と一致している。またこれらの短水域の風洞実験に関するかぎり低風速の領域 $U_{10}<2\text{ m/sec}$ では水面は流体力学的に平滑ではほぼ平板の抵抗係数に近い値をとることが示された。もう 1 つの量である水面の粗度係数 z_0 に関しては Charnock (1955)¹⁹⁾ や Ellison (1956)²⁰⁾ によって指摘されたようにつぎの関係式が大局的には満されているように思われる。

$$gz_0/u_*^2 = \text{const.} \dots\dots\dots (17)$$

(吹送距離が短いときは const. は吹送距離に依存)

しかしながら国司 (1963)²¹⁾ による詳細な研究によると細部に関しては z_0 は波の発達段階に応じてきわめて複雑な変化を示している。

(2) 水面勾配の測定による方法

水面に対する風のせん断力を調べる一つの目的が、海岸または湖岸における風による水位上昇を推定することにあつた関係もあり一連の研究が湖または水槽で風によって生じた水面勾配を測定する方法でなされた。そして水面勾配より水面に作用するせん断力 τ_0 を求める際にはつぎの式が多くの場合使用された^{22), 24), 25), 26)}。

$$\frac{dh}{dx} = \frac{\tau_0 + \tau_b}{\rho g d} = n \frac{\tau_0}{\rho g d} \dots\dots\dots (18)$$

ただし $n=1+\frac{\tau_b}{\tau_0}$, h は静水面上の水位上昇量, τ_b は水底に作用するせん断力, ρ は水の密度, g は重力加速度, d は水深をそれぞれ表わす。

この式は長い一様水深で比較的浅いく形水域に一様な風が長時間作用して水の運動が定常状態に達した場合、水の 2 次元の運動方程式より慣性項その他微小なオーダーと考えられる項を無視して導かれたもので、結果的には静的なつり合いを表わす式にほかならない。

静的なつり合いの条件その他が満足される場合には、この式で求まる τ_0 が広い範囲にわたって平均された値であるような点は別として、この方法はもっとも直接的な τ_0 の決定法といえよう。しかしながら実際には、①水底にかかるせん断力 τ_b を知らねばならぬこと、②静振その他の振動がわずかの水面勾配を覆いかくす可能性があること、③水域が広くなれば水の温度差または密度差の影響を受けること、④風速風向が変動すること、⑤低風速では水面勾配自体がきわめて小さいこと、など様々な困難が生じてくる。

Neuman (1948, 1956)^{22), 23)} はこの方法で得られた過去の各種の資料を集約して水面の抵抗係数が風速の増大とともに $1/\sqrt{U}$ に比例して減少することを提唱した。この Neuman の結論は低風速における資料の数が少ないこと、たしかに滑らかな平板の抵抗係数は、Reynolds 数、したがって風速とともに減少するが、水槽²⁴⁾または比較的小さな池²⁵⁾で同様に水面勾配を測定して求めた抵抗係数は後述するように Reynolds 数は Neuman の場合より小さいにもかかわらず低風速でそれほど大きな値

を示さず、中くらいの風速では風速とともに増大していることなどから考えると理解しがたいものである。しかし一方では、Hellström(1953)²⁶⁾の結果のように風速 9~30 m/sec 間で Neuman のものと同様な傾向を示すものもあるし、風速分布より求めた r^2 の測定値にも Roll (1956)¹¹⁾ のように風速とともに減少する例がある。また、この Neuman の結論に近い結果が前にのべた Moore(1957)⁹⁾ の研究で得られたことは注意されなければならないだろう。Moore の研究ではゴム板でできた波型の面に作用するせん断力が風速分布より求めたものは $U_1^{2.1} \sim U_1^{2.3}$ (U_1 は風洞内の最大風速) に比例しているのに、直接に測定して求めた τ_0 は $U_1^{1.60} \sim U_1^{1.67}$ に比例している。もちろん風速に無関係に一定した形状を示す波型の界面と風速により状態が変化する水面とでは事情がかなり異なるが風速分布より求めた値もかなりの誤差を含んでいる可能性のあることを Moore の研究は示している。

(3) 2 つの方法による結果の比較

Neuman (1956)²³⁾ および Deacon (1962)¹⁸⁾ によりそれぞれ集約された水面の抵抗係数に関する結果をみると上述のように低風速では互いに相反する性質を示し、高風速 ($U_{10}=15 \sim 30$ m/sec) では水面勾配より求めた抵抗係数は散乱しているがほぼ $r^2=0.0015 \sim 0.0030$ の値を示すが、これに対応する風速分布より求めた値がない。しかしながら、風洞水槽を利用し、規則的な条件で、洗剤を使用し波の発生をおさえた場合とそうでない場合とについて水面勾配の精密測定を行なった Keulegan²⁴⁾ の結果、さらに Keulegan の手法を用いて野外の池 (水深約 2 m, 長さ約 220 m) で同様な測定を行なった Van Dorn²⁵⁾ の結果が風速分布より求めた抵抗係数にきわめて近い値を示すことは興味ある事実である。

両者の結論にしたがうと、少なくとも吹送距離が 200 m 付近までの範囲では水面勾配 $\frac{dh}{dx}$ は十分な精度でつぎの式で表わされることになる。

$$\frac{dh}{dx} \div \frac{S}{L} = \frac{1}{gd} \alpha^2 U^2 + \frac{1}{gd} \beta^2 (U - U_c)^2 \dots (19)$$

ここでは S は風上に対する風下側の水位上昇、 L は 2 点間の距離、 α^2 および β^2 は実験的に決定される定数、 U_c は波のみに原因する水位上昇を第 2 項のように風速の自乗に比例するようにする実験的に決定される風速で、風波が発生する限界風速に関係する。また右辺の第 1 項は波がたたないと生じずる水面勾配、第 2 項は波による付加的な水面勾配に対応する。Van Dorn は U_{10} に対する値として $\alpha=1.1 \times 10^3$, $\beta=1.5 \times 10^3$, $U_c=5.6$ m/sec をそれぞれ得た。

* Van Dorn は τ_b を直接測定して彼の測定条件ではそれがほとんど無視できることを見出した。したがって $\tau_b=0$ より $n=1$ となる。

これらの数値を式 (19) に代入し式 (16) および式 (18) で $n=1^*$ としたものを使用し、さらに Van Dorn の測定条件 $L=220$ m, $H=2$ m および $\rho_a=1.17 \times 10^{-3} \rho$ を使用すれば結局抵抗係数の表現式として次式が得られる。

$$r^2 = 1.04 \times 10^{-3} + 1.92 \times 10^{-3} \left(1 - \frac{560}{U_{10}} \right)^2 \dots (20)$$

ただし $U_{10} < 560$ cm/sec では第 2 項は 0 である。

この式によると水面の抵抗係数 r^2 は $U_{10}=560$ cm/sec 以下の低風速では $r^2=1.04 \times 10^{-3}$ で一定値をとり、それより高風速に向かって徐々に増大して、 $r^2 \div 3 \times 10^{-3}$ に漸近する。彼の測定は風速 $U_{10} \div 13$ m/sec 付近までしか行なわれてないが、この範囲においては風速分布より求めた r^2 の値にかなりよく一致する。

これらを総合すると水域が比較的短いときには抵抗係数が風速とともに増大するということはほぼ間違いないようである。しかしながら最近水域が逆にきわめて長く (数十 km) となると $r^2 \div 0.001$ 近辺の値をとり $U_{10}=3 \sim 14$ m/sec の範囲でたいして変化しないことが報告されている¹⁸⁾。一方で水域が長くても、 r^2 が風速に比例するという例²⁷⁾も報告されていて問題は必ずしも解決されていない。

(4) 乱れの測定による方法

乱れの水平成分 u' , 垂直成分 w' の相関を測定することにより次式によりせん断力を求めることができる。

$$\tau_0 = -\rho_a \overline{u'w'} \dots (21)$$

海面上で乱れを精密に測定することが従来は困難であったため現在までに報告されている資料は比較的少ない。Deacon (1961)¹⁸⁾, McIlroy (1955)¹⁸⁾, Vinogradova (1959)²⁸⁾ らの測定によると r^2 は風速分布より求めた値に近いが、これより風速分布より求めた値の精度を判定するまでには至らない。

参考文献

主としてつぎの本を参照した。文献は特にあげない。

- 1) Clauser, F.H.: The turbulent boundary layer, Advances in Appl. Mech., 4, 1-51, Academic Press, 1956.
Hinz, J.O.: Turbulence, McGraw-Hill, 1959.
Schubauer, G.B. & Tchen, C.M.: Turbulent flow, Princeton Univ. Press, 1961.
- 2) 光易 恒: 22 m 風洞付水路による空気流の実験, 第 17 回運輸技術研究所研究発表会, 1959. (詳細は港湾技術研究所報告に発表の予定)
- 3) Motzfeld, H.: Die turbulente Strömung an welligen Wänden, Z. angew. Math. Mech. 17, 193-212, 1937.
- 4) Moore, G.H. & Laird, A.D.K.: Direct shear stresses and air velocity profiles on a mechanical wave boundary, Trans. A.G.U., Vol. 38, No. 5, 1957.
- 5) 佐貫亦男: 地上気象器械, 共立全書, 昭和 28.
- 6) Rossby, C.G. & Montgomery, R.B.: The layer of frictional influence in wind and ocean currents, Papers Phys. Oceanog. Met., Mass. Inst. Tech. and Woods Hole Oceanog. Inst., 3, No. 3, 1935.

- 7) Munk, W.H. : A critical wind speed for air-sea boundary process, *J. Mar. Res.*, 6, 203-218, 1947.
- 8) 国司秀明 : 風洞水槽による風波の研究 (1) —表面境界層流について—京大防災研究所年報第1号, 1957.
- 9) Kunishi, H. : An experimental study on the generation and growth of the wind waves, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Bulletin No. 61, 1963.
- 10) Vines, R.G. : Wind stress on water surface : Measurements at low wind speeds with the aid of surface films, *Q.J. Roy. Met. Soc.*, 85, 159-162, 1959.
- 11) Roll, H.U. : Wind distribution over sea waves, Bulletin Beach Erosion Board, Vol. 10, No. 1, 1956.
- 12) Hay, J.S. : Some observations of air flow over the sea, *Q.J. Roy. Met. Soc.*, 81, 307-319, 1955.
- 13) Fleagle, R.G. et al : Vertical distribution of wind speed, temperature and humidity above a water surface, *J. Mar. Res.* Vol. 17, 141-157, 1958.
- 14) Takeda, A. : Wind profiles over sea waves, *The J. Oceanog. Soc. Japan*, Vol. 19, No. 3, 1963.
- 15) Perry, A.E. & Joubert, P.N. : Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients, *J. Fluid. Mech.*, 17, 193-211, 1963.
- 16) Stewart, R.W. : The wave drag of wind over water, *J. Fluid Mech.*, 10, 189-194, 1961.
- 17) Lighthill, M.J. : Physical interpretation of the mathematical hematical theory of wave generation by wind, *J. Fluid Mech.*, 14, 385-398, 1962.
- 18) Deacon, E.L. & Webb, E.K. : Interchange of properties between sea and air, small scale interactions, *The sea* Vol. 1, Interscience Publishers, 1962.
- 19) Charnock, H. : Wind stress on a water surface, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 81, 639, 1955.
- 20) Ellison, T.H. : Atmospheric Turbulence, *Surveys in Mechanics*, Cambridge Univ. Press, 400-430, 1956.
- 21) Kunishi, H. : An experimental study on the generation and growth of wind waves (second paper), Geophysical papers dedicated to Professor Kenzo Sassa, 1963.
- 22) Neuman, G. : Über den Tangentialdruck des Windes und die Rauigkeit der Meeresoberfläche, *Z. Meteor.*, 2, Heft 7/8, 1948.
- 23) Neuman, G. : Wind stress on water surfaces, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 37 (5), 1956.
- 24) Keulegan, G. : Wind tides in small closed channels, Research paper 2207, Natl. Bur. Standards, U.S., 1951.
- 25) Van Dorn, W.G. : Wind stress on an artificial pond, *J. Mar. Res.*, 12, 249-276, 1953.
- 26) Hellström, B. : Wind effect on Ringkøbing Fjord, *Trans. A.G.U.*, 34, 194-200, 1953.
- 27) Sheppard, P.A. : The distribution of wind speed, temperature and humidity in air flowing over water, Symposium on interaction between ocean and atmosphere, XIII General assembly I.U.G.G. Berkeley, 1963.
- 28) Vinogradova O.P. : Tangential wind stress above a disturbed sea surface, *IZV. Geophys. Ser.* 1959, pp 1646-1655.