

港湾技術研究所報告

REPORT OF PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

第5卷1号

Vol. 5 No. 1

(通巻第23号)

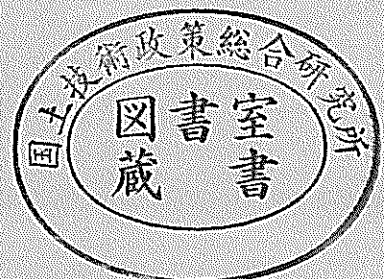
水面上の風速分布(第1報) — 浅水波面上の場合 —

加藤 始 ・ 武村 莞爾

港湾技術研究所報告(欧文編)に発表した論文の概要

1966年1月

運輸省港湾技術研究所



港湾技術研究所報告 第5卷1号

正 誤 表

場	所	誤	正
1頁	上から7行目	fut	but
3頁	左 上から6行目	定義	定数
3頁	左 上から24行目	u_{1*}	u_1
9頁	右 (13)式	$R\theta^{-0.268}$	$R\theta^{-0.268}$
16頁	左 上から25行目	高さ z とともに	高さ z とともに
16頁	左 (15)式	$+ \frac{akg}{u_* t} \frac{\theta_2 - \theta_1}{u_2 - u_1}$	$\frac{akg}{u_* T} \frac{\theta_2 - \theta_1}{u_2 - u_1}$
16頁	左 (16)式	$u_* = \frac{k(u_2 - u_1)}{\ln(z_2/z_1)} [1 - \varepsilon]$	$u_* = \frac{k(u_2 - u_1)}{\ln(z_2/z_1)} [1 - \varepsilon]$
16頁	右 上から7行目	300[5]について $_$ を求め	300[9]について ε を求め
16頁	右 (20)式	$10^{3.17} \frac{\tan \alpha_m}{u_*}$	$10^{3.17} \frac{\tan \alpha_m}{u_*}$
17頁	左 上から27行目	$u_*/z_0/\nu$	$u_* z_0/\nu$

水面上の風速分布 (第1報)

— 浅水波面上の場合 —

加 藤 始
武 村 莞 爾

目 次

1. まえがき	2
2. 物理的背景	2
2-1 滑面上の速度分布	2
2-2 固定粗面上の風速分布	3
2-3 水面上の風速分布への適用	4
3. 実験装置および方法	4
3-1 実験水路	4
3-2 波高および水位変化の測定	5
3-3 風速の測定	6
4. 実験結果	7
4-1 平板上の風速分布	8
4-2 水面上の場合の測定結果	10
4-3 水面上と平板上との比較	13
4-4 水面上の風速分布と対数法則	15
4-5 温度勾配の影響の検討	16
5. 水面粗度と抵抗係数についての考察	16
5-1 z_0 について	16
5-2 γ^2 について	17
6. 結 論	20
謝 辞	20
参考文献	20
港湾技術研究所報告 (欧文編) に発表した論文の概要	23

Wind profiles over the shallow water (Ist Report)

Wind speeds have been measured elaborately over the shallow water (3cm depth) and also over the flat plate in a large wind wave tunnel with the use of a Pitot static tube. The waves formed thus are rather small ($H^{1/3} < 1\text{cm}$). It is checked for the cases over flat plate that a logarithmic law of wall actually holds good over from fifteen to twenty percents' lower portion of the boundary layer. The profiles over the water show not only a logarithmic distribution over the same region next to the surface, but also a close resemblance to those over the plate with regard to the other behavior of the boundary layer.

Assuming the logarithmic law is applicable over water, values of the surface shear stress τ_0 and roughness parameter z_0 are evaluated. The drag coefficient $\gamma^2 (= \tau_0 / \rho_a U_{10}^2)$ has a tendency to depend on the fetch to some extent. It becomes nearly independent of the wind velocity for the longer fetch and varies between 0.9×10^{-3} and 1.0×10^{-3} . It may be inferred that the form drag is reduced considerably.

水面上の風速分布(第1報)

—浅水波面上の場合—

加藤 始
武村 宛爾

1. まえがき

水面上を風が吹くときの風の場の性質は、風から水面への運動量伝達の機構と密接に結びついて、波の発生・発達の研究をする上で十分解明されねばならぬ不可欠の問題である。なかでも風が水面におよぼすせん断力は波の問題のみならず、吹送流や吹き寄せ(wind set-up)とも深い関係を持ち、工学的な面からも重要な事項である。これらについては従来から、室内の風洞水路における実験や、野外での観測によっていろいろと研究が行なわれているが、対象の複雑さや測定のみずかしさのためにまだ十分に知られていない点が多い。

水面にはたらく風からのせん断力は、固定面にはたらくせん断力のように直接測定をすることができない。それは水面勾配の測定による方法や、最近では風速の変動成分の測定による方法などでも求められているが、一般に実験室、野外の両方で行なえて、また最も信頼性があると考えられているのは、水面上の風速分布にいわゆる対数法則を適用して求める方法である。しかしこの対数法則も、元来固定面上の乱流境界層に対して明らかにされたものであるから、これを水面のように波が存在して境界面そのものが変動する場合に適用するにあたっては、その適用性や適用範囲について十分の注意が必要である。その場合、風のもとでの水面はいろいろな状況に応じて複雑に変化するから、主として水面に生じたいろいろな波との関連において、水面上の風速分布の性質をよく知らねばならない。

われわれのところでも、風洞水路による実験的な風波の研究の一環として、主として水面にはたらく風のせん断力を求める目的で水面上の風速分布の測定も行なわれてきたが、水面に生じる波が大きい場合には水面の近くの風速の測定もみずかしく、まだ十分明らかでない点も残っている。

今回行なわれた水深3 cmの実験の場合には、波もはる

かに小さいので、風速分布の測定もかなりくわしく、またより正確に行なわれた。今回の場合水深がごく浅いため、通常の十分に波立つた水面上の風の場とはことなる点もあると思われるが、固定粗面上での結果をすぐに本来の水面上の場合に適用することから考えれば、今回のような中間的な場合の現象をよくつかんでおくことは十分意義のあることである。その意味からもこの報告では、水深3 cmの水面上でえられた風速分布をくわしく示し、同時に測定を行なった平板上の風速分布との比較を行なうとともに、対数法則の適用性を考えてみる。

また、対数法則の適用によってえられた値を使って、今回のような水深の小さい場合と、通常の十分水深のある場合の水面にはたらく風のせん断力についても多少の考察を行なう。

2. 物理的背景

2-1 滑面上の速度分布

滑面上の乱流境界層の性質については古くから pipe flow や channel flow について多くの研究がなされ、かなりその特性が明らかにされている(たとえば Coles (1956))。

定常でかつ2次元の乱流境界層を考えると、その境界層のうち比較的壁の近くの部分では、平均速度の分布はつぎのようないわゆる Law of Wall によって表わされる。

$$\frac{u(z)}{u_*} = f(zu_*/\nu) \dots\dots\dots(1)$$

ここに $u(z)$: 壁から z の距離での平均速度

$$u_* = (\tau_0/\rho)^{1/2}$$

τ_0 : 壁面にはたらくせん断力

ρ, ν : 流体の密度と動粘性係数

この関係は境界層の圧力勾配や、境界層の外側の流れの状態などにほとんど影響されないことが、多くの実験結果から明らかにされている⁴⁾。この Law of wall の成立する範囲は、境界層全体のほぼ10~20%の部分で、この領域は通常、境界層の内部領域と呼ばれる。

* 水工部主任研究官

** 水理研究室

内部領域のうち、 zu_*/ν がおよそ50より大きい範囲に対して、(1)はつぎのような対数分布の形をとることが速度分布や壁面にはたらくせん断力 τ_0 の直接測定などの実験結果からわかっている。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{zu_*}{\nu} \right) + C \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 k および C は実験的に定まる定義で、Nikuradse によると $k=0.40$ 、 $C=5.5$ で、Coles⁽²⁾ のまとめた値では $k=0.40$ 、 $C=5.1$ ととられている。

(2)式は、理論的には Prandtl の混合距離の理論から導かれる関係

$$\tau(z) = \rho l^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \left| \frac{du}{dz} \right| \dots \dots \dots (3)$$

において、さらに壁の近くでは混合距離 l が壁からの距離 Z に比例するという $l = kz$ の関係と、壁の近くでせん断力が一定 ($=\tau_0$) であるという仮定を導入することによって導かれたものである。

また上に述べた範囲よりさらに壁に近い部分では層流底層が存在し、そこでは速度分布は壁からの距離に比例して

$$\frac{u}{u_*} = \frac{zu_*}{\tau} \dots \dots \dots (4)$$

で表わされる。

つぎに乱流境界層のうち壁のごく近くを除いた部分すなわち外部領域では速度欠損法則 (Velocity defect law)

$$\frac{u_1 - u(z)}{u_*} = g \left(\frac{z}{\delta} \right) \dots \dots \dots (5)$$

が成立する。ここに、 u_1 : 境界層の外側の平均速度、 δ : 境界層の厚さ、である。この $g(z/\delta)$ は(1)の f ほど普遍的なものではなく、境界層内の圧力勾配や境界層の外側の流れの乱れの程度などによって影響をうける。

2-2 固定粗面上の風速分布

壁面が滑らかでなく、ある粗度 (roughness) をもつ場合、その上の風速分布に対しても、高さの基準面を粗度の山と谷の間のその粗度に特有のある高さにとることにより、内部領域の速度分布が以下に述べるような対数法則で表わされる。この場合高さの基準面を見出す方法として、内部領域の速度分布が高さに対して対数的に変化するようになる位置へ基準面を移動することも行なわれ、そうして求めた表面のせん断力の値が妥当なものであることも示されている。⁽³⁾ 一般に粗面上の風速分布を表わすのに、つぎの二つの表現がとられている。

Ellison⁽⁶⁾、Ursell⁽²⁷⁾ によると Nikuradse の pipe flow の測定からえられた式

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{z_0} + B_1 \left(\frac{z_0 u_*}{\nu} \right) \dots \dots \dots (6)$$

が用いられている。ここに $K=0.4$ で、 B_1 は図-1 のような値をとる。 z_0 は Nikuradse の場合粗度 (砂粒) の $1/30$ にとられたが、一般には壁面の粗度を表わすパラメータで、roughness length または roughness parameter といわれる。

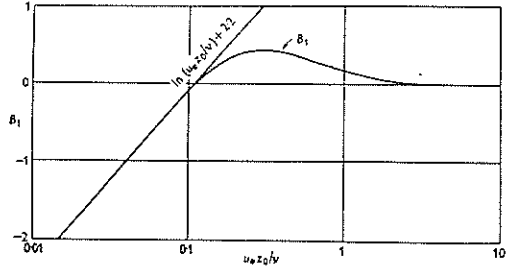


図-1 B_1 の 値

また Clauser⁽¹⁾ などによるとつぎの表現がとられている。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{zu_*}{\nu} + C - \frac{\Delta u}{u_*} \left(\frac{K_1 u_*}{\nu} \right) \dots \dots \dots (7)$$

ここに K_1 は粗度の高さで、 $\Delta u/u_*$ は粗度による滑面上の(2)式からのずれを表わす。

(5)式と(6)式は形は異なるが、後で述べるようにそれは表面上のことで、両者が粗面上の風速分布について特に異った性質を表現したものではない。

壁面が粗面の場合には、粗度の大きさと風速との関係から、上のように表わされた内部領域の風速分布は、つぎの三つの場合にわかれる。

第一は、粗度も風速も比較的小さいため、粗度の高さが層流底層 (laminar sub-layer) の厚さにくらべて小さい場合で、壁面にはたらくせん断力は粘性による粘性抵抗 (friction drag) のみで、流れの状態は滑面上の場合と同じになる。これは aerodynamically smooth な状態といわれる。Nikuradse の表現に従うと

$$\frac{u_* z_0}{\nu} < 0.1$$

の場合で、このとき B_1 の値は近似的に

$$B_1 = 2.2 + \ln(u_* z_0 / \nu)$$

と表わされるから、(5)式はつぎのようになる。

$$\frac{u}{u_*} = 5.75 \log \frac{zu_*}{\nu} + 5.5 \dots \dots \dots (8)$$

つぎに粗度も風速も大きくなると、各粗度の背後での流れの分離 (separation) が生じるようになり、壁面にはたらく力 (drag) は形状抵抗 (form drag) が支配的

になって、粘性の影響は無視できるようになり、風速分布は粗度のみによって支配されるようになる。これは fully (または aerodynamically) rough といわれる。Nikuradse の表現によると

$$\frac{u_* z_0}{\nu} > 3$$

のときは、 $B_1=0$ となり、(6)式はつぎのようなよく使われる形になる。

$$\frac{u}{u_*} = 5.75 \log \frac{z}{z_0} \dots \dots \dots (9)$$

上の二つの中間の場合、すなわち(6)式の表現で

$$0.1 < u_* z_0 / \nu < 3$$

のとき、流れは transitional といわれる。

以上は粗面上の三つの場合を、Nikuradse の表現(6)とその実験値で述べたが、(7)式の表現の場合にも、いろいろな実験値にもとづく定数の少しの差は別として、上に述べたのと同じ結果が導かれる⁽¹⁾。すなわち、 $u_* K_1 / \nu$ がある値以下になると $\Delta u / u_*$ は減少して 0 に近くなり、(7)式は(2)式と同じになる。また、 $u_* K_1 / \nu$ の大きい fully rough な場合には、(7)式の $\Delta u / u_*$ は

$$\frac{\Delta u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{u_* K_1}{\nu} + D, (D \text{ は定数}) \dots \dots (10)$$

の形をとり、(7)式からは粘性の影響が消えて(9)式と同じ形になる。この場合(10)式の D はそれぞれの粗度によって異なる定数であるが、 K_1 のかわりに $K_1' = \alpha K_1$ なる K_1' を使って、(10)式の D が粗度によらない普偏定数となるように、各粗度ごとに α を決めることが出来る。これはそれぞれの粗度が空気力学的に他と同等とみなせるようなある粗度の大きさをもつことを意味する。これら二つの中間の transitional な場合、 $u_* K_1 / \nu$ にたいする $\Delta u / u_*$ の変り方は各粗度によってまちまちで、fully rough な場合のような共通な関係はみられない。また粗度が均一でなく大きさの異なる粗度によって構成された粗面は、その平均粗度と比較すると、均一な粗度で構成された粗面に比べて、はるかに広い範囲にわたって transitional な傾向を示す。

以上は実験室における pipe flow や channel flow の測定からえられたものであるが、野外においても、地上の風速分布の測定や、地表にはたらくせん断力の直接測定もたとえば Sheppard⁽²²⁾ や Rider⁽²⁰⁾ などにより行なわれて、大気の安定度が中立のもとでは(9)式の形の対数法則がかなりよくあてはまり、その場合の定数 K は実験室でえられている 0.40 とあまり変らない値がえられている。

勿論大気中における空気流と実験室の pipe や chan-

* Clauser⁽¹⁾ によると $k=0.41$, $C=4.9$ にとられている。

nel の中での空気流とでは、せん断力の鉛直分布や流れの方向にそっての圧力勾配などにみられるように、それぞれの流れを生じさせる機構の相違はあるけれども、大気中の地表の近くの流れと、実験室の壁の近くの流れの両者において、乱れによるせん断力と境界面の存在とは双方に共通した流れを支配する要素であり、前に述べた境界層の内部領域の普偏的な性質をも考慮に入れると、境界面の近くのいわゆる constant stress layer に対しては十分両者に共通の関係を期待しうる。

2-3 水面上の風速分布への適用

水面上の空気流の場合、室内、野外を問わず固定面上の空気流の場合と最も異なるのは、界面の波が移動し、波高も風速に対応して変化することである。したがってそれを考える場合、固定粗面上の空気流のときのような単純なモデルとしての取扱いでは十分でなく、厳密には、空気流から波への運動量伝達の問題として、水面と空気流との相互作用の機構にもとづいた取扱いが必要であるが、ここ10年来の波の発生発達理論の進展とともに水面上の風の場合の方への注意も高まってきている。

従来からの研究では、後でも述べるように水面上の場合を固定粗面上の場合の延長とみた取扱い方が妥当なものとして行なわれており、それに関連して実験室では波の模型面上の空気流の研究が二・三なされている。

Motzfeld⁽¹⁷⁾の結果については後で述べるが、Moore⁽¹⁶⁾らは小型の風洞を使って、滑面上とゴム板によるつの波形面上で、風速分布の測定と、表面にはたらくせん断力の直接測定を行なって比較している。それによると(9)式を適用して求めた τ_0 と、直接測定による τ_0 とはかなりよい一致を示しており、また両者が最も一致するように決定した K の値は、滑面上で 0.43, standing wave の模型上で 0.39, stationary wave の模型上で 0.37 となっている。

この場合使用された風洞が短いために、模型の波高が 0.51cm なのに対して境界層が平均面上約 3cm までしかのびておらず、前述の境界層の内部領域と外部領域の関係などから、風速分布から求めた τ_0 は多少問題があるかも知れないが、(9)式の適用性を波面上の場合について検討している点で貴重なものではある。

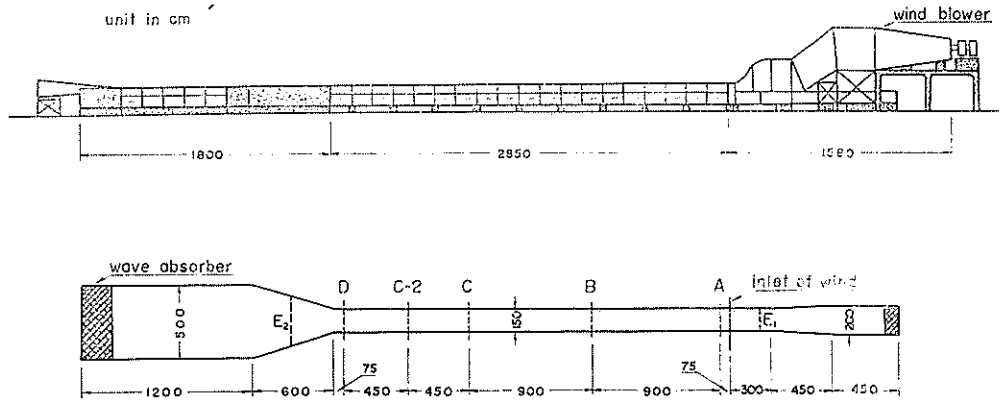
3. 実験装置および方法

3-1 実験水路

実験は当所の大型風洞水路で行なわれた。この水路の略図は図一 2 の通りである。測定の行なわれた一様断面部分は、巾 1.5m, 高さ 1.3m, 長さ 28.5m で、上面と側面の大部分がガラス張りである。この部分の風上側には送

風機部分が接続しており、75馬力の超分巻モーターで駆動される単段軸流送風機によって起こされた風は、こまかい金網や格子、整流板等により、大きな乱れや不均一

な流れが生じないように control され、導風板（水位に応じて高さ可変）により水平に一樣断面部分へ送り込まれる。



図一 2 実験水路見取図

以下に報告する実験においては水深は 3 cm であるが、今まで行ってきた他のシリーズ（水深 50 cm, 15 cm）との対応の関係から水面上の空気流の高さを 80 cm のままにするため、図一 3 に示すように水路の底から 47 cm の高さに板で床をはってあり、その高さの精度は ± 1 mm 以内にある。この床は水路の長さ方向には、風の吹出口から、図一 2 に点線で示した E₂ の位置まで入っている。この下には、図一 2 の E₁ から E₂ の部分について、図一 3 からわかるようにもう一つの床が入っており、この二つの板の間には横桁が入っているため、そこには水路の長さ方向の水の流れは生じないが、下の板と水路の底面との間の空間は、桁はかなり入っているが水は流れられるようになっていいる。これが後で述べるような吹送流がかなり生じ、水面勾配があまりつかな原因になっているようである。また上下二つの水平な板と水路側面のガラス面との間は水密にはなっていないが、その間隔は約 1 mm 以下になっており、実質的影響はなかった。

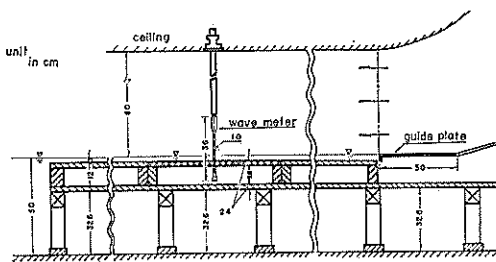
また比較のために同時に行なった平板上（滑面）の測定は、上に述べた場合の水のない状態で行なった。したがって平板上の場合の空気流の高さは 83 cm である。

風速や波高の測定は、図一 2 に示した A, B, C, C-2, D の断面で行なった。以下ではこの表わし方で水路の長さ方向の位置を表わす。ただし A 点は風速のみ、C-2 点は波高のみである。各点の風の吹出口からの距離、すなわち吹送距離は、A (75 cm), B (975 cm), C (1, 875 cm), C-2 (2, 325 cm), D (2, 775 cm) である。

3-2 波高および水位変化の測定

波高は抵抗線式波高計で検出し、ペンオンロで書かせた波形記録からと、前に水深 50 cm で行なわれた実験 (Hamada 他 (1963)) と全く同じ方法によってえられた波形スペクトルから $\overline{v^2} = \int E df$ を求め、Longuet-Higgins (1952) にしたがって $H_{1/3}$ を求めた。

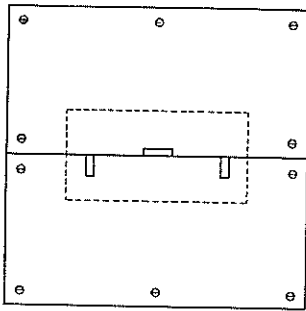
この波高の測定に際しては水深が 3 cm と小さいため、波高計は図一 3 に示すように上の床板を通りぬけて下の水中までそう入せねばならなかった。そのために上の床板は波高測定位置だけは、長さ方向に約 60 cm の部分が水路巾の 1/3 づつ取りはずせるようになっており、波高測定の際にはその位置だけ測定用の床板と交換した。これには波高計が十分入る大きさの矩形の穴（図一 4 の点線）をあけておき、その部分へはまた、厚さが 3 mm で波高計の支持棒と抵抗線が通る部分だけ最小限度切取ったベーク板（図一 4）をはめ込んでビスで固定した。このように波高計は底の床板を通りぬけて支持してあるが、



図一 3 断面見取図

床板には三ヶ所わずかな穴をあけただけなので、そのための影響は無視できる。

静水時と風を吹かせて定常状態になったときの平均水位との変化量も、この波高計の記録をペンオシロに書かせて読みとった。この実験の場合波高が小さいので、実際の水位変化10mmをオシロのフルスケール（片側）の20mmにとって出力を検定しておき、定常状態における波形から、ある時間ごとの平均水位を図式に求めて平均値をとり、それと最初および水が完全に静止の状態にもどってからの静水位との差を求めて、それを水位の変化量とした。得られた変化量の最大値は約3mm（オシロ上で6mm）程度であった。この方法は、平均水位の変化量にくらべて波高があまり大きくない場合には十分使える方法であるが、ただわれわれの場合、水質が変化するとブリッジのバランスがくずれて誤差を生ずる傾向があるので、水質にたいする配慮と、測定の前後的の静水面のチェックが必要であった。



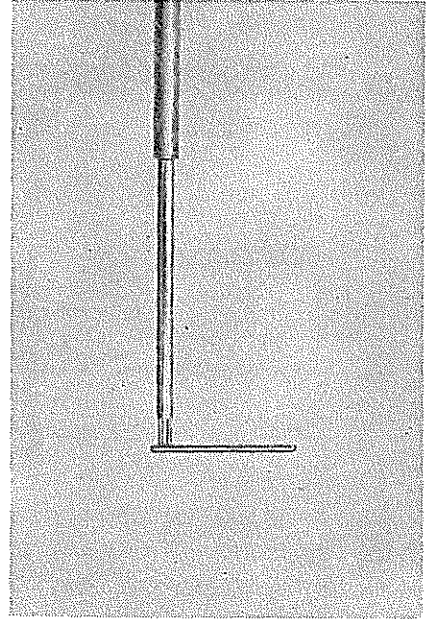
図—4 ベーク板

3-3 風速の測定

風速の測定はピトー静圧管 (Pitot static tube) によって行なった。ピトー管による風速の測定は、通常他型の風速計にくらべて、測定のためにその検定にかなりの時間を要するということがなく、応答の直線性という点でも優れているので、実験室での平均風速の測定には比較的手軽に使えるて便利である。その反面、発達した波の上の空気流の測定などに使う場合には、水面近くの風速の変動がかなり大きくなり、データの読みとりが相当むづかしくなると同時に、速度変動の影響が平均風速にもおよんでくるおそれがある。

この報告で述べる実験の場合には、後の結果で示されるように波高がかなり小さく ($H/λ < 1$ cm) 水面の変動にともなう風速の変動成分ははかり小さい。その定量的な測定は行なっていないが、同時に測定を行なった平板上

(滑面) での測定の場合とくらべても、マノメータにあらわれる速度の変動量にはあまり差は認められなかったので、えられた値にたいする速度変動の影響も無視できるものと思われる。



写真—1 ピトー管

使用されたピトー管は外径8mm、内径2.8mmのもので (写真—1)、長さ27cmの垂直部分の先端が測定用昇降装置の径25mmのパイプに取りつけられている。

ピトー管の差圧はゲッチンゲン型マノメータで読みとった。このマノメータの最小目盛は0.05mmで、各測定点につき10回の読みとりを行ない (所要時間は通常約3分) 平均値を求めた。この場合、マノメータのアルコールの温度変化などによる0点の移動の影響は、風速が小さい場合測定結果の精度を維持する上で無視できないので、特に配慮した。

風速の制御は送風機の廻転数を変えることによって行なわれるが、A点で測った平均風速は、送風機の廻転数 (R. P. M.) の変化に応じて直線的に変化することがすでにわかっている (Hamada⁽¹⁰⁾, Fig-4)。

水面上の風速の測定はR. P. M. 200, R. P. M. 300, R. P. M. 400の3ケースについて行なった。この場合これはA点の平均風速で、だいたい 5.2m/s, 7.7m/s, 10.2m/s に対応している。A点における風速分布の例を図—5、図—6に示してあるが、これからもわかるように、風の吹出口での風速分布の一様性はかなりよい。

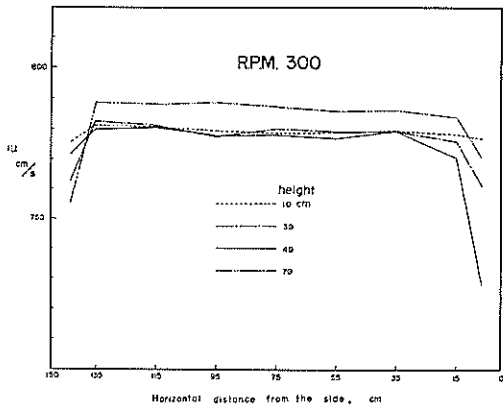


図-5 A点水平方向風速分布 (R. P. M. 300)

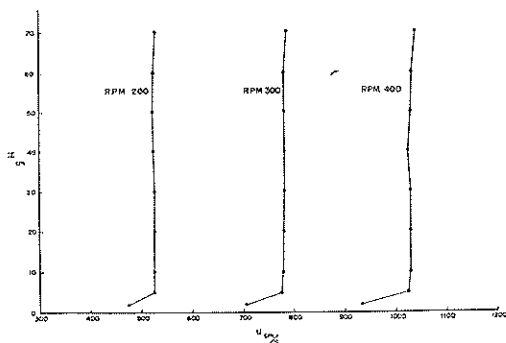


図-6 A点中央断面風速分布 (V-75)

平板上の風速の測定における送風機の廻転数は、空気流の高さの増加を考えて、A点の平均風速を水面上の場合に対応させるために水面上のときの83/80倍して、R. P. M. 208, R. P. M. 311, R. P. M. 415の3ケースについて行なった。この各場合の平均風速の測定は行なっていないが、水面上の場合との対応はだいたいよいようである。

風速の測定は、送風機を廻しはじめてほぼ15分以後に行なった。実験中に送風機の廻転数のわずかな変化があると、それがそのまま風速の変化として現われ、風速分布の勾配を求めるときにかなり影響する場合がある。したがって廻転数は測定中たえず所定の値に保つ必要があり、このためフォトランジスターとカウンターによる廻転計により、送風機の廻転数の測定も風速の測定と同時にしない、そのずれは0.2~0.3%以下に保つようにした。

4. 実験結果

風速分布の測定は、1965年の5月から6月にかけて(平板上のものの一部だけ10月)に行なった。使用する

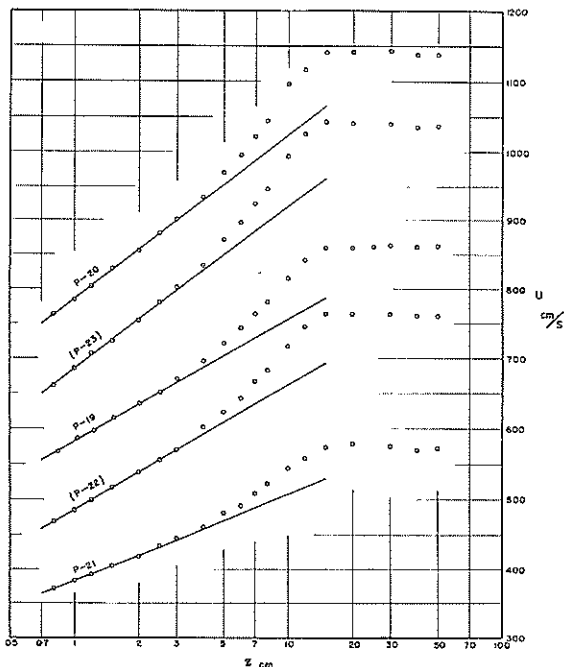


図-7 平板上風速分布B点

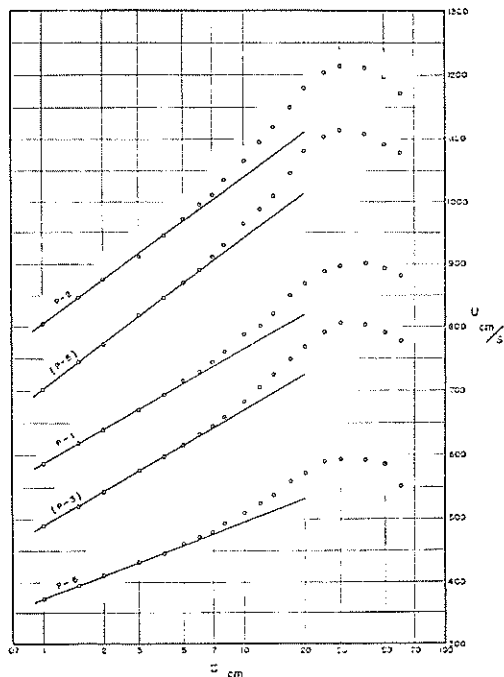
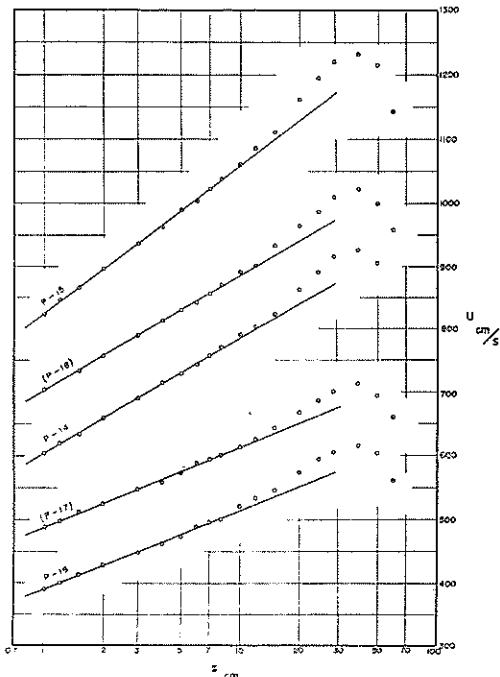


図-8 平板上風速分布C点

波のデータもこの前後に測定されたものである。

われわれの実験の場合、平板上でも水面上の場合にも水路の中にはある程度長さ方向の圧力勾配が生じるが、



図一 9 平板上風速分布D点

(図一25参照) それもあまり大きなものではなく、また2-1で述べたように、以下で問題にする境界層の内部領域はほとんど圧力勾配の影響を受けないことがわかっている。

4-1 平板上の風速分布と対数法則

平板上の風速分布の測定は、B. C. D各点の水路の中央垂直断面 (V-75と表わす) に対してのみ行なった。それらの結果は図一7*, 図一8, 図一9に示してある。図からわかるように、吹出口からの距離と共に境界層は発達していき、それに対応して、壁の近くの速度が対数的に変化するいわゆる内部領域の範囲もB. C. Dと大きくなっている。この部分に対しては、前述のように(2)式の形の対数法則が適用出来るものと期待される。一般に認められている $k=0.40$ を使うと、各ケースについて高さ z_1, z_2 における速度 u_1, u_2 より

$$u_* = \frac{u_2 - u_1}{5.75 \log \frac{z_2}{z_1}} \dots \dots \dots (11)$$

として u_* は求められる。このように風速分布の勾配から u_* を求めるために、形式的に粗面上の式(10)すなわち

$$\frac{u}{u_*} = 5.75 \log \frac{z}{z_0} \dots \dots \dots (10')$$

表一 1 平板上の測定データ

STATION	No.	R. P. M	u_*	z_0	ρa	τ_0
B	P-21	208	21.5	7.87×10^{-4}	0.001216	0.561
	P-19	311	30.1	4.35×10^{-4}	0.001212	1.10
	P-22	311	30.6	4.67×10^{-4}	0.001212	1.13
	P-20	415	41.3	5.17×10^{-4}	0.001215	2.08
	P-23	415	40.8	4.46×10^{-4}	0.001227	2.04
C	P-6	208	21.4	9.46×10^{-4}	0.001191	0.545
	P-1	311	30.8	4.83×10^{-4}	0.001191	1.14
	P-3	311	31.5	5.58×10^{-4}	0.001187	1.18
	P-2	415	40.1	3.67×10^{-4}	0.001197	1.98
	P-5	415	41.4	4.27×10^{-4}	0.001181	2.02
D	P-16	208	21.5	6.98×10^{-4}	0.001217	0.563
	P-17	208	21.8	8.04×10^{-4}	0.001224	0.582
	P-14	311	31.5	4.60×10^{-4}	0.001205	1.19
	P-18	311	31.9	5.28×10^{-4}	0.001216	1.24
	P-15	415	40.8	3.05×10^{-4}	0.001177	1.96

を使うことにし、各ケースで u が $\log z$ に対して直線的变化をしている部分について最小2乗法により u_*, z_0 を求めると表一1に示す値が得られる。その値による直

線は図一7~図一9の中にも引いてある。また後での比較のために z_0 と z_* との関係を示すと図一10の通りである。同図には、つぎの(8)式の場合の関係

$$z_0 = \frac{\nu}{9 u_*} \dots \dots \dots (12)$$

* 各図で、ケース番号に()のついたものは、100 cm/s だけ上または下へずらしてある。

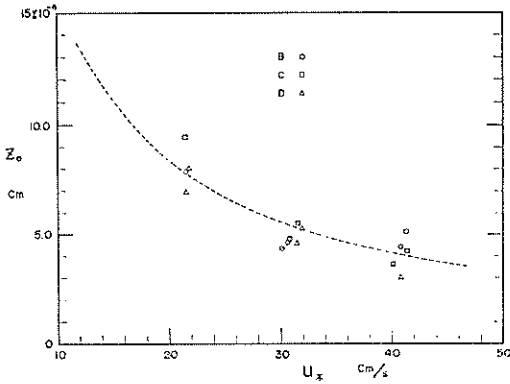


図-10 平板上の u_* と z_0 の関係

を ν のおよその平均値 $\nu=0.150$ を使って示してあるが、各ケースごとの ν で補正すると、この一致はさらによくなる。

つぎに yu_*/ν と u/u_* との関係をプロットすると図-11、図-12、図-13のようになる。これらの図の中に(8)式の関係、すなわち

$$\frac{u}{u_*} = 5.75 \log \frac{zu_*}{\nu} \dots\dots\dots(8)$$

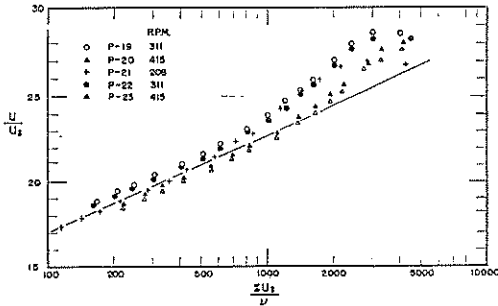


図-11 平板上B点

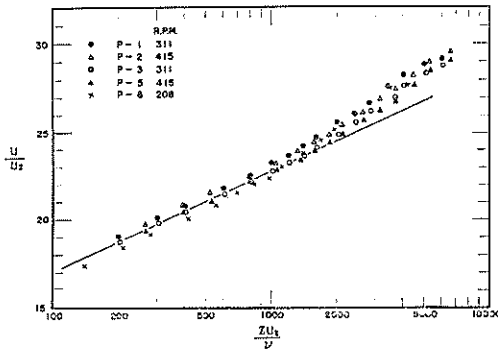


図-12 平板上C点

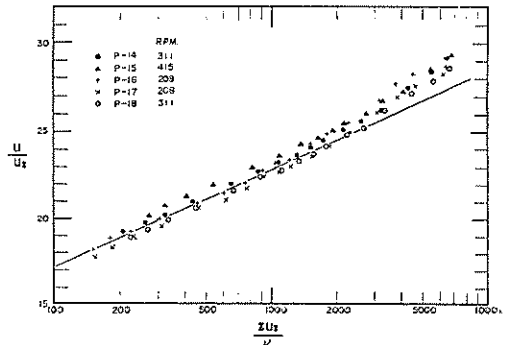


図-13 平板上D点

の直線を入れてあるが、測定値とこの直線とはかなりよく一致している。

つぎに Ludwig & Tillmann⁽¹⁴⁾ による式

$$C_f = 0.246 \times 10^{-0.678H} Re^{-0.268} \dots\dots(13)$$

$$\tau_0 = \frac{1}{2} C_f \rho a u_1^2 \dots\dots\dots(14)$$

ここに

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{u_1} \left(1 - \frac{u}{u_1}\right) dZ, \quad \delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_1}\right) dZ$$

$$H = \delta^*/\theta$$

u_1 : 境界層の外側の速度, δ : 境界層厚

によって u_* を求めると表-2 のようになる。この値と風速分布の勾配から求めた表-1 の u_* の値とを比較すると、前者の方が後者よりやや大きくなる傾向はあるけれども、両者はかなりよく一致することがわかる。

表-2 Ludwig Tillmannの式による U_* の値

R. P. M	B		C		D	
	NO	U_*	NO	U_*	NO	U_*
208	P-21	22.3	P-6	21.7	P-16	21.7
					P-17	21.6
311	P-19	31.0	P-1	32.2	P-14	32.1
	P-22	32.0	P-3	32.4	P-18	32.3
415	P-20	41.3	P-2	42.2	P-15	42.4
	P-23	41.5	P-5	42.2		

以上二つのことから、平板上の場合壁の近くでは2-1で述べた(2)式の形の対数法則が成り立つことが確かであるが、その対数法則の対象となる範囲は、前の図-7~図-9における実測値と各直線との関係からわかるよ

うに、B、C、Dと境界層の厚さが増すほど、範囲も広く
なっている。その境界層中でしめる割合については、4
—3においてくわしく比較する。

つぎに平板上の風速分布で対数法則からはずれる部分
についてみると、この部分はいわゆる境界層の外部領域
に入るわけであるが、その u の値は対数法則に合った直
線を延長した値よりもかなり速くなっている。その速く
なり方は各点で同じではなく、B点でのずれが一番大き
く、B、C、Dの順に小さくなる傾向を示している。

4—2 水面上の場合の測定結果

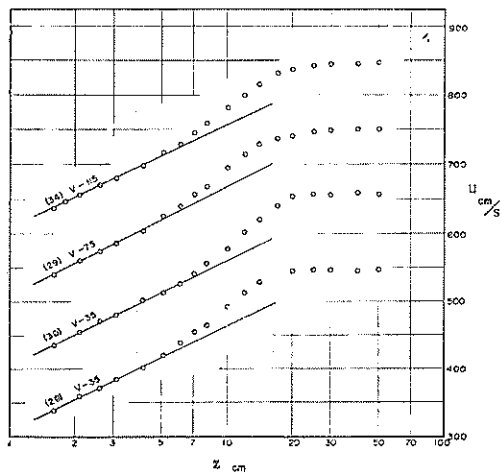
水面上の風速分布はB、C、Dの各点ごとに水路の中央
(V—75)、風下に向って中央から左へ40cmの位置(V—
35)、同じく右へ40cmの位置(V—115)の3垂直断面に
おいて、波の上の測定可能な高さからだいたい60cmの高
さまでについて測定を行なった。この高さの基準は最初
の静水面にとった。

風が水面上を吹き始めて5~10分程度すぎると、水面
勾配のために各点の平均水位は最初の静水面から少し変
位する。この平均水面の移動量はB、C、D各点の水路中
央の位置で、各廻転数ごとに何回か前述の方法で測定を
行なった結果、表—3のような値をえた。

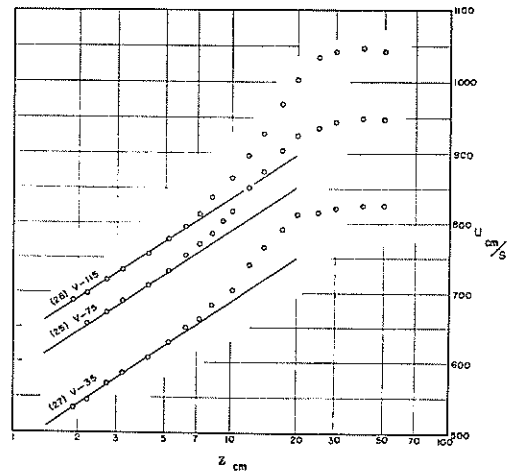
表—3 水位変化量

Station	R. P. M	200	300	400
B		-1.2mm	-2.2	-2.8
C		-0.5	-0.8	-1.0
D		+0.3	+0.4	+0.6

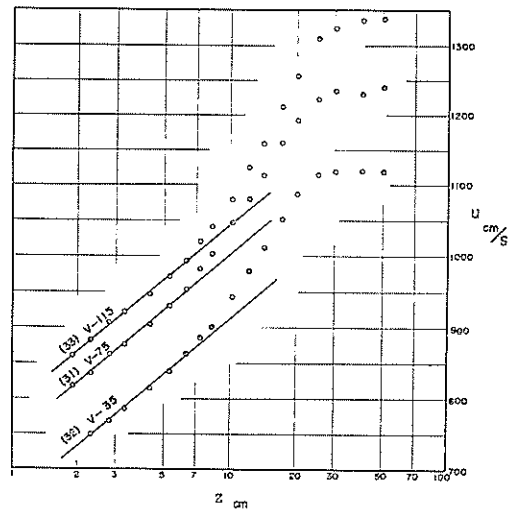
風速分布の測定結果に、この値による補正を加えて高
さの基準を平均水面に直してプロットしたものを図—14



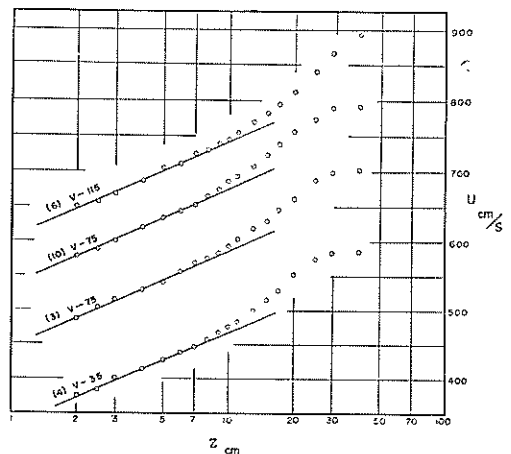
図—14 水面上B点, R. P. M. 200



図—15 水面上B点, R. P. M. 300



図—16 水面上B点, R. P. M. 300



図—17 水面上C点, R. P. M. 200

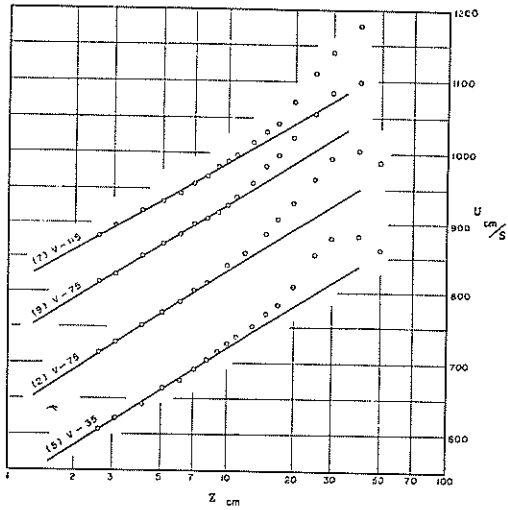


図-18 水面上C点, R. P. M. 300

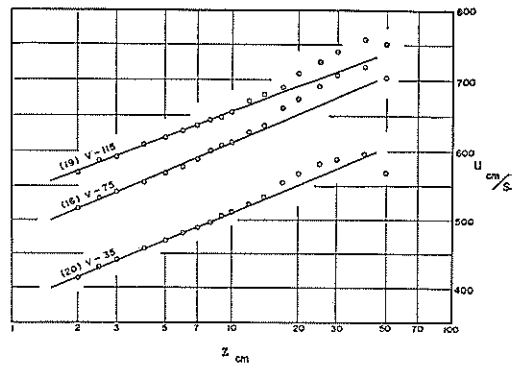


図-20 水面上D点, R. P. M. 200

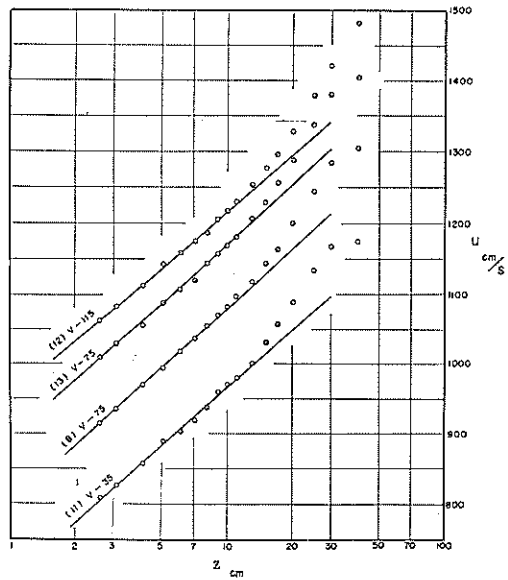


図-19 水面上C点, R. P. M. 400

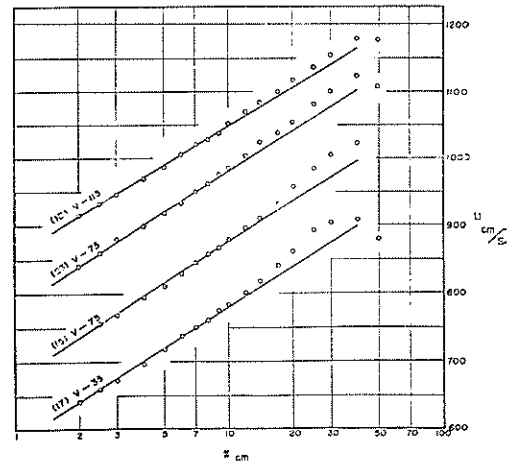


図-21 水面上D点, R. P. M. 300

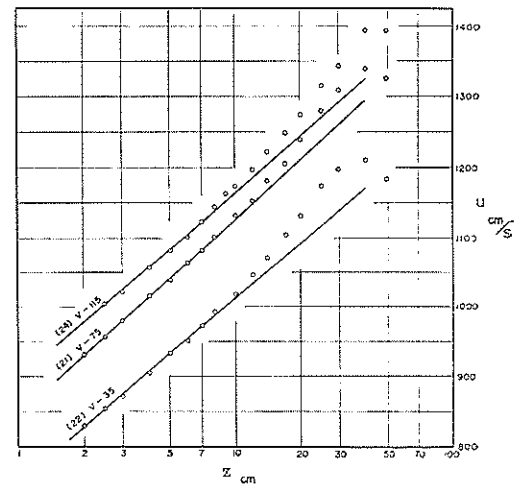


図-22 水面上D点, R. P. M. 400

から図-22までに示してある。この場合の補正量はB点 R. P. M. 400を-3.0mm, B点 R. P. M. 300を-2.0mm, B点 R. P. M. 200およびC点 R. P. M. 300と400とを-1.0mmとして他は無視してある。これらの図のたて座標の数値は一番下のケースにのみ対応しており、他は下から順に 100cm/s ずつずらしてある。

これらの分布をみると、V-35, V-75, V-115の3つの断面について分布は必ずしも同じではない。V-75(中央断面)の風速が他の2つより少し速くなる傾向を

もつのは当然のことであるが、V-115の水面上20cmまでの風速が他の2つにくらべて一般に小さくなっておりこの原因はよくわからない。しかし同じケースを日を変えて2度測定した例も何回か含まれているが、その場合の2回の測定値は通常非常によく一致しており、実験の

条件が一定に保たれていることを示している。

風速測定時の室温と水温および空気の密度 ρ_a （測定の前後の平均値）は表-4に示す。この水温と室温との関係はまちまちであるが、これによる温度勾配の影響については後で検討する。

表-4 水面上の風速測定データ

STATION	R. P. M	NO	横 方 向 の 位 置	室 温	水 温	ρ_a	U_*	Z_0	τ_0	
B	200	28	V-35	26.6	20.4	0.001187	27.1	1.08×10^{-2}	0.874	
		30	"	19.8	19.8	0.001206	27.0	1.09×10^{-2}	0.887	
		29	V-75	26.9	19.9	0.001181	27.3	1.09×10^{-2}	0.880	
		34	V-115	25.2	20.3	0.001183	25.7	8.30×10^{-3}	0.874	
	300	27	V-35	24.6	20.3	0.001196	36.8	5.68×10^{-3}	1.62	
		25	V-75	26.0	19.6	0.001187	36.5	5.18×10^{-3}	1.58	
		26	V-115	26.2	19.9	0.001189	35.8	8.26×10^{-3}	1.53	
	400	32	V-35	23.1	19.0	0.001196	44.4	2.70×10^{-3}	2.35	
		31	V-75	20.6	19.6	0.001202	44.5	3.02×10^{-3}	2.38	
		33	V-115	24.8	19.7	0.001188	44.2	4.82×10^{-3}	2.32	
	C	200	4	V-35	20.7	17.4	0.001219	23.8	3.80×10^{-3}	0.692
			3	V-75	21.5	17.2	0.001212	24.4	3.44×10^{-3}	0.719
10			"	23.2	18.6	0.001198	24.2	3.89×10^{-3}	0.700	
6			V-115	20.4	17.4	0.001204	23.8	5.89×10^{-3}	0.684	
300		5	V-35	19.0	17.2	0.001212	34.1	2.12×10^{-3}	1.41	
		2	V-75	19.5	16.9	0.001220	34.8	2.24×10^{-3}	1.48	
		9	"	24.5	18.6	0.001181	33.6	1.75×10^{-3}	1.33	
		7	V-115	18.3	16.9	0.001204	31.3	1.56×10^{-3}	1.18	
400		11	V-35	24.5	19.3	0.001193	47.8	3.10×10^{-3}	2.73	
		8	V-75	21.3	17.9	0.001195	49.2	3.50×10^{-3}	2.90	
		13	"	23.0	18.5	0.001202	48.2	3.18×10^{-3}	2.79	
		12	V-115	21.5	18.2	0.001208	45.6	3.24×10^{-3}	2.51	
D	200	20	V-35	26.1	19.4	0.001183	23.5	1.67×10^{-3}	0.652	
		16	V-75	20.2	16.5	0.001204	23.3	1.56×10^{-3}	0.654	
		19	V-115	24.8	18.4	0.001190	21.0	1.70×10^{-3}	0.527	
	300	17	V-35	23.0	17.4	0.001194	34.8	1.27×10^{-3}	1.44	
		15	V-75	22.5	18.8	0.001178	35.0	1.41×10^{-3}	1.44	
		23	"	19.2	18.4	0.001194	35.1	1.39×10^{-3}	1.47	
		18	V-115	19.7	17.6	0.001209	33.9	1.48×10^{-3}	1.39	
	400	22	V-35	25.5	20.8	0.001181	46.4	1.62×10^{-3}	2.55	
		21	V-75	24.3	20.5	0.001186	48.5	2.14×10^{-3}	2.79	
		24	V-115	19.7	18.3	0.001192	47.1	2.77×10^{-3}	2.65	

サーミスタ温度計によって測定した、水面上の空気流内での垂直方向の温度分布の例を図-23、図-24に示す。図-23は風速の測定と同時に各高さの温度を測定したものであるが、測定の途中で室温の変化を補正するため

に、各高さで測ると同時に水路の上端の一定の位置で温度を測っておき、最後に補正をほどこしたものである。ばらつきが多いのはかなりの時間がかかっているのも、その間の室温の変化を上の方法では補正しきれないのと

短時間に温度計を何度も上下させたので誤差も入りやすいためと思われる。図-24の方は風速の測定とは別に温度分布のみを測ったので、短時間にかつ正確に行なうことができたが、測定日が少し後になって気温も高くなった時期だったので、温度勾配も風速を測定したときよりも大きめになっている。(水路中の空気流の温度勾配は、水面での水温と気温との差だけで生じるのではなく、平板上の空気流でも温度勾配は存在し、それは気温が高いほど大きい) 表-4 および図-24にある室温は、実験室内の水路の外で気圧と同時に測ったものであるが、これは通常水路中の水面上10cmの空気流の温度とよく一致していた。

各ケースごとの波高 ($H^{1/3}$) は表-5に示す通りである。これは3-2で述べた方法で、水路の中央と、中央

から左右に50cmづつ離れた位置の3点で求められたものの平均値である。これからわかるように、今回の水深3cmの場合には、吹送距離や風速の増加に対応する波高の増加はかなり少なく、風速が大きいときC点からD点にかけてはほとんど増加を示していない。

表-5 各断面平均波高, $H^{1/3}$ (cm)

station	B	C	C-2	D
R. P. M				
200	0.612	0.809	0.868	0.903
300	0.767	0.884	0.854	0.866
400	0.757	1.02	0.931	0.938

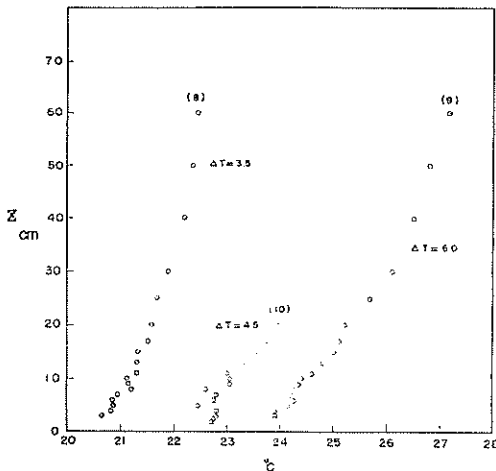


図-23 温度分布 (水面上, C点)

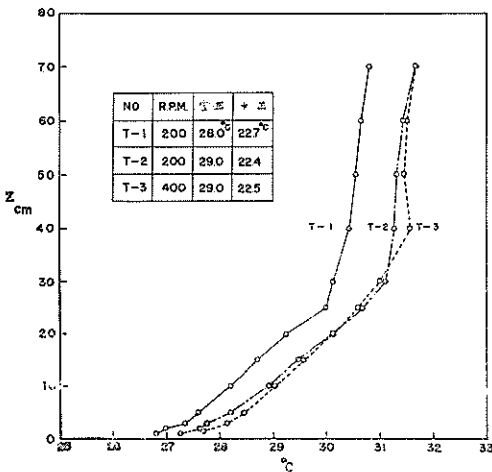


図-24 温度分布 (水面上, C点)

また今回の場合、3-1で述べた水路の特殊性によるものと思われるが、かなりの吹送流を生じた。比重1.0のたま(四塩化炭素とトルオールの混合液)を流して測定したところ、水深3cmのうち上方の約2cmの部分ではほとんど流速は一定で風速に比例し、約11cm/s (R.P.M. 200) から約23cm/s (R.P.M. 400) 程度ありB.C.Dの順で少しだけ増加していた。

各点、各風速での波の峯の波速も前の水深50cmのときの実験⁽¹⁰⁾と同様にして得られているが、その見かけ上の波速は約50cm/sから80cm/sで、風速と吹送距離が増すほど速くなっている。

4-3 水面上と平板上の比較

図-7~図-9に示された平板上の風速分布と図-14から図-22までの水面上の風速分布を比較してみる。まず平板上の場合みられた吹送距離と共に境界層が発達していく様子と同じことが、水面上の場合にもみられる。ただし同じ場所についてみると、平板上よりも水面上の方が境界層はより広くなる傾向を示している。また境界層の発達に対する風速の影響は、平板上と同様に水面上でもあまりないようである。

平板上の場合には、一般に知られているような境界層の内部領域と外部領域が明瞭にみとめられ、この内部領域に対しては(2)式の形の対数法則があてはまることも確かめられたが、水面上の分布でも、平板上の場合の内部領域と外部領域に非常によく対応するような変化を示している。すなわち、水面上ある高さまでの風速 u は、 $\log z$ に対して非常によく直線的に変化しており、またある点から上の風速はこの直線の値よりも速くなっている。この直線的変化の部分に対しては、その平板上との類似からも(2)式または(9)式の形の対数法則が適用できる

ことが期待されるが、いま水面上のV-75の分布と平板上の分布について、この直線分布の上限の高さ z_i と境界層の厚さ δ ($\frac{\partial u}{\partial z} = 0$ の点) を求めると表-6 のようになる。水面上のB点などでは平板上ほど δ が明瞭でなかったが、V-35, V-115 も参考にして求めた。これで見るとB点, C点では明らかに水面上の方が z_i/δ が大きくなっている。すなわち、水面上の方が境界層の発達も大きく、またその割合以上に内部領域の直線部分の範囲が広がっている。

つぎに風速分布の外部領域についてみると、水面上の場合にも、その風速は水面の近くの直線部分を延長した値よりもかなり速くなっており、そのずれもB点, C点で大きく、D点ではかなり小さくなっていて、これらすべての点で、平板上の場合とよく似ている。

両者ともD点の外部領域が、B, C点とかなり相違する点に関連して、水面上と平板上との水路内の静圧分布の比較を図-25に示す。これは風速測定終了後に、図-3の上の床板が取り除かれた後で、水深3cmのときと平板上とで測定を行なったもので、風速を測定したときの水面上R. P. M. 200とR. P. M400に対応するようにR. P. M. をとってある。各断面内では静圧分布はほぼ一様である。これによって平均風速が等しいときの、水面上と平板上との圧力勾配のつき方が一応わかるが、それに

よると両者で多少静圧分布に違いがあるが、両者とも吹出口からC点までは圧力勾配はほぼ一定で、D点の近くでかなり圧力勾配の増加がみられる。

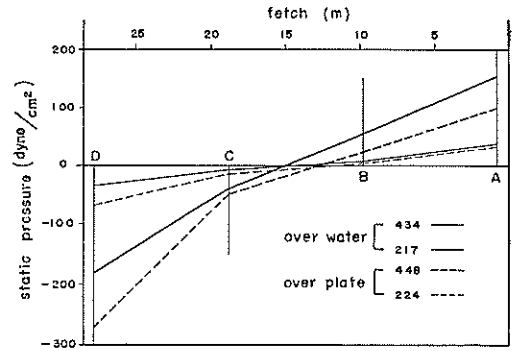


図-25 静圧分布

前に述べたように(2-1)、境界層の内部領域はほとんど圧力勾配の影響をうけないのに反して、外部領域はかなり敏感に圧力勾配の影響を受けて変化することが知られている。今回の風速分布の外部領域の性質に関して、D点のものが他のB, C点と異なる傾向を示すのは、上に述べたD点付近の圧力勾配の相異によるものと思われる。

表 6 風速分布の内部領域の比較

Station	水 面 上					平 板 上				
	R. P. M	NO	δ	z_i	z_i/δ	R. P. M	NO	δ	z_i	z_i/δ
B	200	[29]	20	4.1	0.21	208	P-21	15	2.5	0.17
	300	[25]	30	5.2	0.17	311	P-19 P-22	15 15	2.6 2.8	0.17 0.19
	400	[31]	30	6.0	0.20	415	P-20 P-23	11 17	2.7 2.5	0.18 0.15
C	200	[3 10]	30 32	7.0 7.0	0.23 0.22	208	P-6	28	4.6	0.16
	300	[2 9]	36 40	8.0 10.0	0.22 0.25	311	P-1 P-3	32 30	5.0 5.0	0.16 0.17
	400	[8 13]	40 40	8.0 11.0	0.20 0.28	415	P-2 P-5	30 30	4.8 5.4	0.16 0.18
D	200	[16]	40	10.0	0.25	208	P-16 P-17	38 40	8.0 10.0	0.21 0.25
	300	[15 23]	40 40	9.0 8.0	0.23 0.20	311	P-14 P-18	38 38	8.0 7.5	0.21 0.20
	400	[21]	40	8.0	0.20	415	P-15	40	10.0	0.25

4-4 水面上の風速分布と対数法則

一般に、固定粗面上の風の場に対しては適用できることわかっている(9)式の形の対数法則も、厳密な意味で十分波のある水面上の風速分布に対しても適用できること、すなわち、(9)式を適用して求めた u_* が水面にはたらくせん断力を与えるということを明確に示した例はない。実験室の水路で、2~3 m/s 以下の低風速でほとんど波のない場合には、Kunishi⁽¹²⁾による表層流の測定による方法や、Vines⁽²⁰⁾による表面被膜層の勾配の測定からそれぞれ水面にはたらく τ_0 が求められ、(8)式の形の対数法則が成立することが確かめられている。しかし水面が十分波立っている場合には、固定面の場合や上の方法に匹敵するような τ_0 の測定法がないからである。通常は中立な状態にある海面上の場合も、実験室の場合も、水面の近くの風速分布の高さに対し対数的な変化をする部分、すなわち、 u と $\log z$ でプロットして直線的になる部分に対して、(9)式が適用できるものとみなして u_* を求め、 τ_0 を得ている。さらにはこの方式にもとずき、水面上の2点 z_1 、 z_2 の風速 u_1 、 u_2 のみをくわしく求めて、(9)式またはそれに大気の安定度の補正を加えたものから u_* 、 τ_0 を求めている例もある。^{(9)、(14)}

事実、Roll⁽²¹⁾、Hay⁽¹¹⁾、Fleagle⁽⁷⁾、Takeda⁽²⁶⁾ などにより海面上での観測から得られた風速分布は、大気の安定度が中立のとき、かなりよい対数的な分布を示している。ただし Takeda⁽²⁶⁾ による平均水面上5 mまでの風速分布では、水面上1~2 mの部分で折れる場合が多く、それ以下の風速は、それ以上の部分の延長した値より速くなる傾向が示されている。

実験室の風洞水路においても、水面上の風速分布が対数的な変化をすることが Sibul⁽²⁴⁾、Kunishi⁽¹²⁾ などによって報告されており、また一般的傾向として水面のごく近くで風速が対数的変化からはずれていくぶん速くなるのが光易⁽¹⁵⁾によって指摘されている。

Stewart⁽²⁰⁾は風から水面への波の momentum の伝達を議論し、interaction の起る effective height が水面ではなく、波速よりも速い風速の生ずる高さであり、このため水面の近くの風速分布では $\partial u/\partial z$ が減少するなどの影響が現われるのであろうと推定した。その後多くの人により、これに関連して水面の近くの風速分布の特異性や水面にはたらくせん断力についての議論がされているが、われわれの実験の場合波速は見かけ上でも50~80 cm/s と風速の約1/10以下に小さいので、あまり関係のないものと思われる。

室内の実験水路での風速分布の場合には、前に述べた乱流境界層の性質から、固定粗面上の外部領域に対応す

る部分、すなわち(9)式の形の対数分布よりも速くなる部分が存在すると考えられるし、また水面の波高が大きい場合には、水面のごく近くの風速は波のために測定できないことが多い。したがって(9)式を適用するとしても固定粗面上の内部領域に対応して(9)式の対象となるべき範囲が、実際にはかなりせばめられていることが考えられる。また固定面上とちがって波の大きい水面上の気流では速度の変動も大きく、得られた風速分布も固定面上のものほど smooth でなくばらつきを示しやすい。これらのことから、実際に得られた風速分布のどの部分に(9)式を適用すべきかははっきりしない場合も生ずる。

Sibul⁽²⁴⁾は風速分布と同時に水面勾配の測定も行なって両方の方法から求めた τ_0 を比較している。それによると*、水深が0.05'、0.07'、0.10'と小さいときは両者はかなりより一致しているが、水深が0.20'~0.37'と大きい場合には、風速が速くなるにつれて水面勾配から求めた τ_0 の方がだんだん大きくなり、最大では倍以上の差も示されている。同時に測定された波高の記録をみると、要するに波高が小さいときは両者の一致がよく、波高が大きくなるほど両者の差が大きくなっているようである。

われわれの実験の場合にも、一応各点の水位の変化量から水面勾配は求められるが、われわれの場合には前述のようなかなりの吹送流が生じ、これに対応して水面勾配はかなり小さくなっており、通常水面勾配から τ_0 を求めるために行なわれているような簡単な方法で τ_0 を求めることはできなかった。

しかし十分波立った水面上の風の場の取扱いがむづかしく、不明確な点も多いのにくらべて、今回の実験の場合は波高も表-5のように小さいため、風速の測定は吹送距離が一番長いD点においてもかなり水面の近くまで行なうことができ、前述のように平板上の風速分布との比較も容易であった。

つぎに表-6にあげた水面上の場合の内部領域に対して、通常行なわれているのと同様に(9)式の形の対数法則を適用して u_* 、 z_0 を求め、以下の考察を行なう。今回の場合波高が小さいために、水面近くの波の存在による影響もかなり小さいとみられ、また2-2に述べた固定粗面上の風速分布の性質を考慮し、4-3で検討した平板上の風速分布と水面上の分布との非常によく似た性質から判断すると、このようにして(9)式を適用して求めた値は、かなり妥当なものと考えられる。

* Sibul は $\lambda=1+\tau_b/\tau_0$ (τ_b : 底面のせん断力) を使って、水面勾配からの値としては $\lambda\tau_0$ を示しているが Van Dorn⁽²⁸⁾、Francis⁽¹⁹⁾ の結果からみて、ここでは $\lambda=1.0$ とする。

ところで(9)式, すなわち

$$\frac{u}{u_*} = 5.75 \log \frac{z}{z_0} \dots\dots\dots(9)'$$

の関係は, 大気不安定度が中立の場合にのみ成立するもので, 野外の観測では Hay⁽¹¹⁾, Fleagle 他⁽⁷⁾ などの結果にみられるように, 温度勾配があるときは風速分布はかなりこの関係からはずれることがわかっているので, この温度勾配の影響に対するチェックを次項に示してあるが, われわれの場合その補正は必要ないことがわかる。

そこで平板上の場合と同様に, おのおの前述の直線的变化の部分に対して(9)式を適用し, 最小2乗法により, u_* , z_0 を求めると表一4 のようになる。また, こうして求められた値による(9)式の直線をそれぞれ図一14から図一22の中に入れてある。

4-5 温度勾配の影響の検討

風速測定時における室温と水温とは表一4 に示されているように最大 7°C の範囲でかなり差のある場合が多く, それにともなって水面上の空気流にも高さ方向の温度勾配が存在する。

Deacon & Webb⁽⁶⁾ によると, 温度勾配のあるとき風速分布は近似的に次式で表わされる。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} (1 + \alpha R_i) \dots\dots\dots(15)$$

$$R_i = \frac{g\theta/\partial z}{T(\partial u/\partial z)^2}$$

g : 重力の加速度, θ : 空気の温度 (°C)

T : 空気の絶対温度, α : 定数 (=4.5)

R_i は高さ z とともに急速に増大するが, われわれが対象とする $z < 10\text{cm}$ 程度の範囲では大体 $R_i < 0.01$ 程度とかなり小さい。したがって(15)式の第2項は無視してもいい程度であるが, 一応その影響を調べてみる。高さ z_1, z_2 における温度を θ_1, θ_2 風速を u_1, u_2 とすると近似的に

$$\frac{\partial u}{\partial z} \doteq \frac{u_*}{kz}, \quad R_i = \frac{g}{T} \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\theta_2 - \theta_1}{u_2 - u_1}$$

となるから, これを(15)に入れると

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{k} \left[\frac{1}{z} + \frac{\alpha k g}{u_*^2} \frac{\theta_2 - \theta_1}{u_2 - u_1} \right]$$

これを高さ z_1 から z_2 で積分すると次の結果が得られる。

$$u_* = \frac{k(u_2 - u_1)}{\ln(z_2 - z_1)} [1 - \varepsilon] \dots\dots\dots(16)$$

$$\varepsilon = \frac{\alpha g}{T} \frac{(\theta_2 - \theta_1)(z_2 - z_1)}{(u_2 - u_1)^2} \dots\dots\dots(17)$$

(16)式で $\varepsilon = 0$ とおくと温度勾配のない場合, すなわち(9)式から求めた結果と同じになる。またこの(16)式の結果は, Shepard⁽¹²⁾が

$$L = -u_*^3 T c_p \rho_a / k g H \dots\dots\dots(18)$$

ここに H : heat flux, c_p, ρ_a : 空気の比熱, 密度の scale length を使って, u と θ の分布が相似であるとして (これはわれわれの場合の θ の分布においても大体認められる) 求めた結果と一致する。

いま, $\partial\theta/\partial z$ のかなり大きいC点, V-75, R. P. M. 300[5]についてを求めてみると,

$$z_1 = 3, z_2 = 8 \text{ にたいして}$$

$$u_1 = 625, u_2 = 707, \theta_2 - \theta_1 = 0.4, T = 297$$

(18)式から ε を求めると $\varepsilon = 0.0044$ となる。すなわち, 温度勾配の u_* におよぼす影響は0.5%にすぎず, すべての測定値を考えても, われわれの実験の範囲内では高々1%程度にすぎないので, 以上に行なったのが近似計算であることを考慮に入れても, 温度勾配の影響は無視してもさしつかえない。

5. 水面粗度と抵抗係数についての考察

5-1 z_0 について

水面上の風速分布において(9)式による z_0 は, 風から水面への momentum の伝わり方と関係した, 一つのパラメータとみることが出来る。それは風のもとでの水面の状態に応じて異なった性質を示す。

Motzfeld⁽¹³⁾ は小型風洞で4種類の波形面上の風速分布と圧力分布の測定を行ない, 圧力分布から波形面上に作用するせん断力を求めた。それによると, 波頂角120°の峯の尖った波形面上では波形面上では流れの波面からの separation が起り, 全せん断力 (friction drag + form drag) のうち form drag が87~88%をしめており, この場合の風速分布の z_0 は波高Hに比例して

$$z_0 = H/7.25 \dots\dots\dots(19)$$

の関係があることが見出された。一方峯の丸い波形面上 (正弦波2, トロコイド波) の場合には, separation は生ぜず, せん断力も逆に tangential friction drag の方が波形勾配に応じて全体の56~82%と支配的になり, z_0 は

$$z_0 = \frac{\nu}{3u_*} 10^{3.17} \frac{\tan \alpha_m}{u_*} \dots\dots\dots(20)$$

の関係で求められている。ここに $\tan \alpha_m$ は波面の最大勾配で, この指数部の値は小さいので $z_0 \doteq \nu/3u_*$ となる。これは2-2の分類でいうと transitional な領域に入る。

一般に, 十分速い風速のもとにある波立った海面は, fully rough な状態にあると考えられており⁽¹⁷⁾, このことは Hay⁽¹¹⁾ による観測結果でも示されている。実験室の水路においてもある程度以上の風速のもとでは水面は fully rough であることが見出されている⁽¹²⁾。しかしこ

れは風速だけによるのではなく、その風速によって水面に十分な波が生じることと密接に関係している。

Roll⁽²¹⁾ は水深が175cm以下でかなり広い範囲にわたって平坦な浅瀬で行なった風と波の観測から、transitionalな結果を報告している。この場合、波の峯の上4~200cmの6点について風速の同時測定を数多く行ない、2mでの風速の大きさ(250~890cm/s)で6グループに分けて平均して、6つの風速分布とした。高さの基準面を各々半波高だけ下げた面にとって、(9)式を用いて u_* 、 z_0 を求め、 z_0 が u_* の逆数に比例する関係

$$z_0 = \nu / 2.1 u_* \dots\dots\dots(21)$$

を見出している。これは Motzfeld の峯の丸い波形のときの関係(2)と対応するもので、また z_0 と波高との比例関係はないことが報告されている。各グループの平均波高は7.4~12.2cmときわめて小さく、この点でもわれわれの場合との比較がおもしろい。

一方 fully rough な場合には、海面では水の粘性は重要でなくなり、次元解析から $gz_0/u_*^2 = \text{const}$ (g : 重力の加速度)となることが期待され、Ellison⁽⁶⁾は Hay⁽¹¹⁾の観測値からこの関係の成り立つことを示している。室内においても、今回と同じ水路で水深は50cmで行われた実験でも、吹送距離の大きいときこの関係の成り立つことが示されている⁽¹⁰⁾。また Kunishi⁽¹²⁾によると上のconstが吹送距離と共に大きくなっているが、同一点については大体上の関係が満足され、また z_0 は波高と密接な比例関係をもつことも報告されている。

われわれの実験の場合、 $u_*/z_0/\nu$ の値は0.23と1.9の間にあり、全て transitional な領域にある。したがって、もし Nikuradse による表現の(6)式

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{z_0'} + B_1 \left(\frac{z_0' u_*}{\nu} \right)$$

の z_0' を考えるならば、図-1の B_1 の値を使って trialの方法で z_0' は求めうるが、それは z_0 より少し大きくなるだけで、以下に述べる傾向にはほとんど影響せず、 $u_* z_0' / \nu$ の値が0.35~2.0と変るだけなので以下では最初の(9)式から求めたままの z_0 を使う。

z_0 と u_* との関係は図-26に示す。これによると u_* の小さいとき z_0 は吹送距離とともに減少する傾向を示し、またB点のみについてみると、 z_0 は u_* とともに減少している。このB点で u_* が小さいとき(R. P. M. 200)、 z_0 が他より特に大きな値をもつ傾向は、前の水深50cmで波高の大きい場合にもあらわれており、波の発達段階とも関係しているものと思われる。

図-26の結果で特に目立つことは、各点の R. P. M. 400で u_* が大きくなっても z_0 がほとんど大きくならな

いことである。これは表-5にみられるように風速が大きくなって(したがって u_* も大きくなって)も波高があまり大きくならないことと密接な関係があると考えられるが、個々に z_0 と波高($H/2$)との関係を調べても、両者の間に比例関係は見出せない。これらは同じように波高の小さい Roll⁽²¹⁾の結果ともよく一致している。図-26の点線は、Rollによる(2)式の関係をも $\nu=0.150$ と仮定して書き入れたものである。われわれの場合の ν は0.149~0.157の範囲にあった。

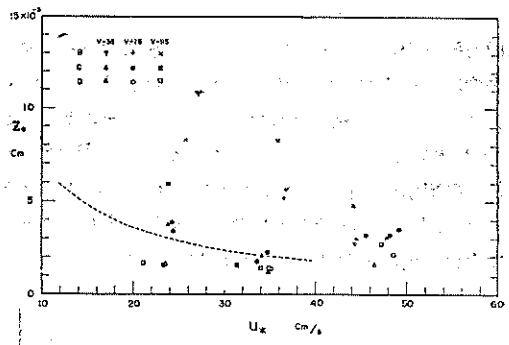


図-26 水面上の u_* と z_0 の関係

前述の Motzfeld の実験は固定面上でのものであり、その結果をそのまま水面上の場合に適用することはできないかも知れないが、双方の z_0 についての類似からも、われわれの実験の場合の水面上の空気流は、Motzfeldの二つの場合のうち、峯の尖った波形の場合よりも、むしろ峯の丸い波形の場合に近い性質をもつであろうと考えられる。すなわち以上のことから、われわれの場合の水面上にはたらくせん断力は、通常の波高の大きい場合にくらべて form drag としての性質がより少なく、friction drag としての性質をより多くもつであろうと考えられる。

5-2 γ^2 について

水面に作用するせん断力 τ_0 は、通常水面上10mの高さの風速 U_{10} にたいする抵抗係数(drag coefficient) γ^2 を使って、

$$\tau_0 = \rho_a \gamma^2 U_{10}^2 \dots\dots\dots(22)$$

の形で表現され、この γ^2 の値が今日までいろいろと問題にされてきている(たとえば Willson (1960))。 γ^2 を求めるには τ_0 を求めねばならないが、これは従来主として風速分布から求める方法と、水面勾配から求める方法によって行なわれている。

固定面と違って、水面は風速による表面の波の変化が著しいので、通常 γ^2 と風速との関係が調べられ、たとえ

ば Deacon & Webb⁽⁶⁾ の集約した結果にみられるように、全体としては γ^2 が風速とともにゆるやかに増加する傾向を示しているが、得られた個々の場合についてみるとかなりの差もみられる。これは γ^2 が風速だけによるのではなく、吹送距離や水深など他の条件の影響をうけることにもよると思われる。Deacon & Webb は一応平均的な値として

$$\gamma^2 = (1.00 + 0.07 U_{10}) \times 10^{-3}, \quad (U_{10} \text{ in m/s})$$

.....(23)

の関係を示している。

Van Dorn⁽²⁸⁾ は野外の人工の池 (約 $240 \times 60 \times 2\text{m}$) で水面勾配を測定して表面のせん断力 τ_0 を求めたが、洗剤を表面に入れて波をおさえたとき、 τ_0 は減少して $\tau_0 \propto U_{10}^2$ となることを見出された (図-27)。そのデータから γ^2 を求めると $\gamma^2 = 1.0 \times 10^{-3}$ となる。Van Dorn は、これが接線摩擦抵抗 (tangential friction drag) によるもので、図-27の洗剤を入れないときから入れたときへの減少量が波による form drag に対応するとした。

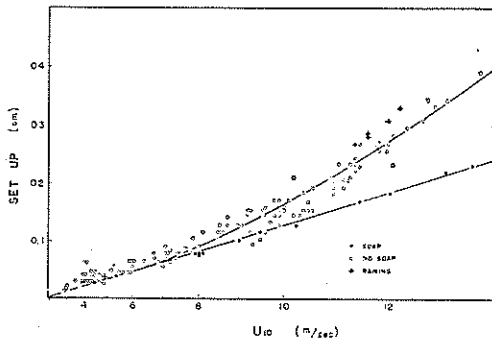


図-27 Van Dorn (1953) の測定値
(U_{10} は 10m の高さの風速)

Munk⁽¹⁸⁾ は Jeffreys の sheltering の考えにもとづいて、スペクトルをもった海面と form drag の関係を取扱い form drag が波高その他の roughness length よりも、むしろ表面の mean square slope に関係づけられることを示した。そして Van Dorn などによる水面に洗剤を入れた場合の form drag の減少が、その場合の波のスペクトルの高周波成分の減少によって説明出来るとした。

Francis⁽⁶⁾ も、室内の風洞水路で、風だけによる波の場合と特殊な造波装置で同時に波を起した場合の両方について水面勾配の測定から τ_0 を求め、波の大きさがかなり違ってても τ_0 の値はそれほど差を示さないことから、風が水面におよぼすせん断力の機構は、大きな波によってではなく、むしろ小さな ripple によって支配されると考えた。彼は水面の近くの風速分布を延長して 10m

の高さの風速 U_{10} を求め、それに対応する γ^2 を求めて、それが野外における観測から得られた値とかなりよく一致することを示した。

最近室内の風洞水路で得られた Kunishi⁽¹²⁾, Hamada⁽¹⁰⁾ らの結果では、 $U_{10} = 10\text{m/s}$ で $\gamma^2 = 1.5 \times 10^{-3}$, $U_{10} = 20\text{m/s}$ で $\gamma^2 = 2.0 \times 10^{-3}$ となり、(23) 式よりもやや γ^2 の増加する割合は小さくなっているが、どちらも (23) 式と似た傾向を示している。

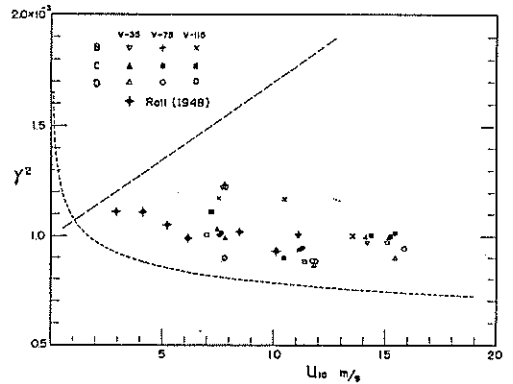
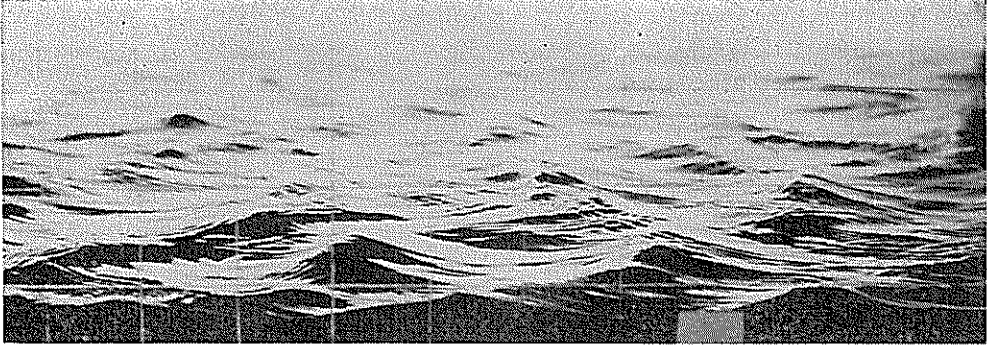


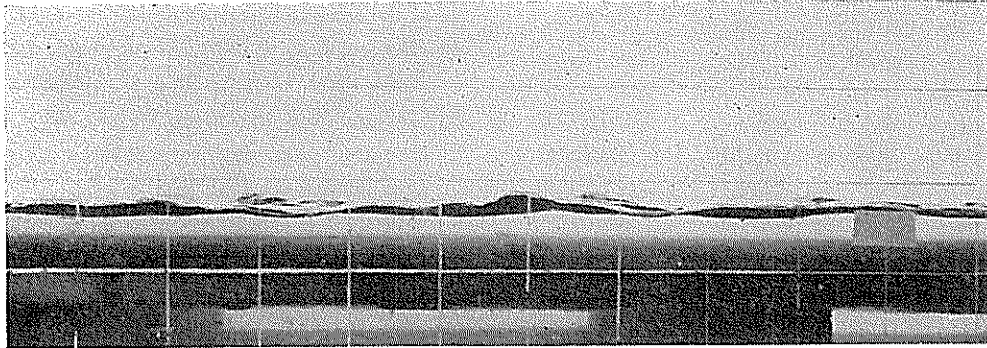
図-28 γ^2 の値

われわれの今回の実験では、 γ^2 に関しては図-28のような結果が得られた。それによると、吹送距離が増すほど γ^2 の値が減少する傾向がみられるが、 z_0 のときにも述べた吹送距離の短いときの異なる傾向を考えて、C, D 点から得られた結果に注目すると、 γ^2 はおよそ 0.9×10^{-3} から 1.0×10^{-3} とかなり小さく、 U_{10} が $7 \sim 11\text{m/s}$ のときやや減少し、 $11 \sim 15\text{m/s}$ でやや増加しているが、全体としてみると風速によってほとんど変化を示していない。5-1 で比較した Roll⁽²¹⁾ の場合の γ^2 の値も図-28の中に示してあるがかなりよく一致している。また同図には滑面上の場合の(8)式から得られる値も下の点線で示してあるが、それよりも2割程度大きいだけである。なお上の直線は(23)式の関係を示す。

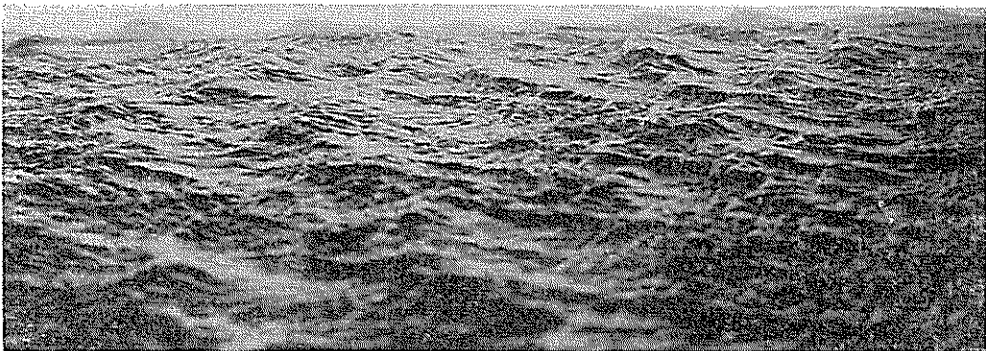
今回の γ^2 の値を、同じような水路でただ水深が大きくなったがって波高も大きい場合について得られた Kunishi⁽¹²⁾ Hamada⁽¹⁰⁾ の値とくらべると、その関係は前述の Van Dorn によって示された洗剤を入れたときと、入れないときで τ_0 に明らかな差の生じた関係と対応している。すなわち今回の場合には、通常存在する form drag からの寄与が相当に減少したために τ_0 が小さくなり、 γ^2 の値も小さくなって、Van Dorn による値 $\gamma^2 = 1.0 \times 10^{-3}$ と非常に近い値になったものと考えられる。このことは 5-1 で述べた z_0 の性質とも一致することである。



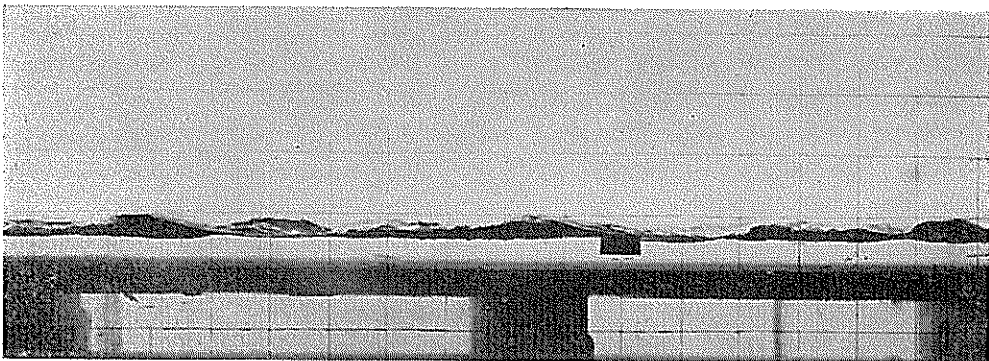
写真— 2 R. P. M (200)



写真— 3 $\frac{1}{2}$ R. P. M (200)



写真— 4 R. P. M (400)



写真— 5 R. P. M (400)

ただしわれわれの場合と、Van Dornによる場合とでは水面の波は必ずしも同じではないと思われる。参考のために今回の場合のC点におけるR. P. M. 200と400に相当する波(前の静圧測定と同じ状態)を写真2~5に示す。R. P. M. 400ではやや部分砕波ぎみであるが、水面に洗剤を入れたときの波(たとえば Van Dorn⁽²⁸⁾の Fig. 6)とはこの波のスペクトルもかなり違うようである。この点で今回の γ^2 の小さいこと、すなわち form dragが減少したと思われる原因を、小さな ripple あるいはスペクトルの高周波成分の減少によって説明できるかどうかはよくわからない。これらのことに関してはさらに form drag の性質について調べていく必要がある。

6. 結 論

以上大型風洞水路で水深が3cmとごく小さい場合の水面上の風速分布の測定を行ない、それと平板上の風速分布との比較から通常用いられている対数法則(9)式を適用して u_* , z_0 を求め、以後の検討を行なってきたが、これらを要約すると次の通りである。

- (1) 平板上の風速分布に対しては、壁面から境界層の約15~20%の高さまでの部分で通常認められている対数法則が成り立っている。
- (2) 水面上の風速分布においても、測りえた最低の点から境界層の約20%の高さまでの部分で、速度 u は $\log z$ にたいしかなりはっきりと直線的な変化を示し、水面のごく近くにおいても異常は見出されなかった。
- (3) 水面上の分布で(2)の直線部分より上の部分では、風速は直線部分の延長より早くなるが、そのあらわれ方は同じ点の平板上の分布と非常に類似している。
- (4) (9)式を適用する際の温度勾配の影響は、野外的場合の補正の仕方にしたがうと全く無視できる。
- (5) z_0 と波高 $H/2$ との特別な比例関係はみられず、また水面は transitional の範囲に入るが、 z_0 と u_* との関係からもかなり滑面上の流れに近い性質がみられる。
- (6) γ^2 の値は吹送距離で少し減少する傾向がみられるが吹送距離の大きいところではほとんど風速に無関係で大体 $0.9 \sim 1.0 \times 10^{-3}$ とかなり小さな値をとる。これは同じ水路実験による水深の大きい場合の値に比較してもだいぶ小さく、今回の場合は主として波高が小さいために form drag が相当に減少したためと思われる。

謝 辞

最後にこの実験と報告書作成に際し、終始御指導を頂きました浜田水理研究室長に深く感謝致します。また実験中いろいろとお世話になった柴山主任研究官、および実験とデータの整理に尽力してくれた松田光弘君をはじめ

水理研究室の人達に対してここに深謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Clauser, F. H. (1956): The turbulent boundary layer. *Advances in Appl. Mech.*, 4, 1-51, Academic Press.
- 2) Coles, D. (1956): The law of the wake, in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 1, 191-226.
- 3) Deacon, E. L., P. A. Sheppard and E. K. Webb (1956): Wind profiles over the sea and the drag at the sea surface. *Austral. J. Phys* 9, 511-541.
- 4) Deacon, E. L. (-1962): Aerodynamic roughness of the sea *J. Geophys. Res.*, 67, 3167-3172
- 5) Deacon, E. L. and E. K. Webb (1962): Interchange of properties between sea and air, small scale interaction. *The sea I.*
- 6) Ellison, T.H. (1956): *Atmospheric Turbulence, Surveys in Mechanics*, Cambridge Univ. Press, 400-430.
- 7) Fleagle, R. G., J.W. Deardorff and F.I. Badgley (1958): Vertical distribution of wind speed, temperature and humidity above a water surface. *J. Mar. Res.* 17, 141-157.
- 8) Francis, J. R. D. (1951): The aerodynamic drag of a free water surface. *Proc. Roy. Soc. A*, 208, 387-406.
- 9) Francis, J. R. D. (1953): A note on the velocity distribution and bottom stress in a wind-driven water current system. *J. Mar. Res.*, 12, 93-98
- 10) Hamada, T., A. Shibayama and H. Kato (1963): An experimental study of development of wind waves. Report of Port and Harbour Tech, Res. Inst. No. 2
- 11) Hay, J. S. (1955): Some observations of air flow over the sea. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 81, 307-319
- 12) Kunishi, H. (1963): An experimental study on the generation and growth of wind waves. *Bull. Disas. Prev. Res. Inst.*, No. 61.
- 13) Longuet-Higgins, M.S. (1952): On the statistical distribution of the heights of sea waves. *J. Mar. Res.* 11, 245-266.
- 14) Ludwig, H. and W. Tillman (1949)
- 15) 光易恒 (1964): 水面に作用する風のせん断力と水

- 面粗度について, 第11回海岸工学講演集, 42-48.
- 16) Moore, G. H. and A. D. K. Laird(1957): Direct shear stresses and air velocity profiles on a mechanical wave boundary, *Trans. A.G. U.* **38**, 681-687.
 - 17) Motzfeld, H. (1937): Die turbulente Strömung an welligen Wänden, *Z. angew. Math. Mech.*, **17**, 193-212.
 - 18) Munk, W. (1955): Wind stress on water an hypothesis. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **81**, 320-332.
 - 19) Perry, A. E. and P. N. Joubert (1963): Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients. *J. Fluid Mech.*, **17**, 193-211.
 - 20) Rider, N. E. (1954): Eddy diffusion of momentum, water vapour and heat near the ground. *Phil. Trans. A*, **246**, 481-501.
 - 21) Roll, H.U.(1948): Wassernahes Windprofil und Wellen auf dem Westenmeer. *Ann. Met. Hamburg*, **4**, 269-286.
 - 22) Sheppard, P. A. (1947): The aerodynamic drag of the earth's surface and the value of von Kármán's constant in the lower atmosphere. *Proc. Roy. Soc. A*, **188**, 208-222.
 - 23) Sheppard, P. A. (1958): Transfer across the earth's surface and through the air above. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **84**, 205-224.
 - 24) Sibul, O.(1955): Water surface roughness and wind shear stress in a laboratory wind-wave channel. *Beach Eros. Board. Tech. Mem.*, No. 74.
 - 25) Stewart, R. W. (1961): The wave drag of wind over water *J. Fluid Mech.*, **10**, 189-194.
 - 26) Takeda, A. (1963): Wind profiles over sea waves. *J. Oceanog. Soc. Japan*, Vol. 19, No.3 16-22.
 - 27) Ursell, F. (1956): Wave generation by wind. *Surveys in Mech.*, Cambridge Univ. Press, 216-249.
 - 28) Van Dorn, W. G. (1953): Wind stress on an artificial pond *J. Mar. Res.* **12**. 249-276.
 - 29) Vines, R. G. (1959): Wind stress on a water surface: measurements at low wind speeds with the aid of surface films. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **85**, 195-162.
 - 30) Willson, B. W. (1960): Note on surface wind stress over water at low and high wind speed. *J. Geophys. Res.*, **65**, 3377-3382

(昭和41年1月31日受付)