

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 18 NO. 3 SEPT. 1979

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第18巻 第3号 (Vol. 18, No. 3), 1979年9月 (Sept. 1979)

目 次 (CONTENTS)

1. 前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験
..... 加藤 始・安間 清・土肥俊満..... 3
(Experiments on Wind Boundary-Layer and Skin Friction
Coefficient Downstream of a Forward-Facing Step
..... Hajime KATO, Kiyoshi AMMA, Toshimitsu Dor)
2. 第Ⅲ種設計法によるPCスラブの空港舗装への適用性に関する研究
..... 福手 勤・佐藤勝久・山崎英男..... 37
(A Study on the Applicability of III Class PC Slab for
Airport Pavements
..... Tsutomu FUKUTE, Katsuhisa SATO, Hideo YAMAZAKI)
3. 出入港時における大型タンカーの操船および航跡について
—鹿島港における実船調査報告— 上田 茂・柳沢雄博..... 65
(Entrance and Departure Manueverings and Trails of VLCC
at the Deep Water Terminal
..... Shigeru UEDA, Katsuhiko YANAGISAWA)
4. 港湾計画における財政に関する研究 (第二報)
—財政モデルの基本構造と試算結果— 矢島 道夫・中村 松子..... 155
(The Financial Model of Port Management Body
..... Michio YAJIMA, Matsuko NAKAMURA)

1. 前向き段差をもつ地形上の風の境界層 と摩擦抗力係数の実験

加藤 始*・安間 清**・土肥俊満***

要 旨

本報告においては、前向き段差をもつ地形上の風の境界層と表面摩擦抗力係数を調べるために行った風洞実験の結果について述べる。実験は高さ1.3 m、幅1.5 mの断面をもつ風洞水路の測定部に、底面から17.5 cmの高さの床板を12 m区間だけ設け、その上に高さ $h=15$ cmの大型浮体の模型および $h=1.8$ cmの単純な段差模型をおいて行った。この場合、大気境界層の条件に近づけるため、風上側の床板上に人工粗度をつけて風の境界層厚さ δ を増大させたが、実験ではこの粗度を取除いて段差だけとした $h=1.8$ cmのケース、およびそれぞれの場合に段差を取除いた基準風のケースについても測定を行っている。

測定項目は平均風速分布と静圧分布、および風の乱流成分とレイノズル応力の分布などで、ピトー管と差圧計および熱線風速計を使っている。風の表面摩擦抗力係数は風速分布に対数法則を適用して求めるとともに、ピトー静圧管をプレストン管として使う方法によっても測定している。

実験結果からは、段差上に再発達する風の境界層のいろいろな性質が平板境界層との比較の下に示される。とくに、段差上の風の境界層はその風上における風の境界層の性質を強く受けることや、段差のすぐ後では風速分布に適用される壁法則の定数に変化することなどが明らかにされた。

段差上の風の摩擦抗力係数 c_f の値は、風洞の一様な風の中おかれた平板上の c_f の値とは非常に異なることが示される。しかしながら平板境界層についての $u_*\delta/\nu$ (u_* : 摩擦速度) と c_f との関係は段差上の境界層についても適用しうることがわかった。

* 海洋水理部 水理研究室長
** 海洋水理部 水理研究室
*** 前海洋水理部水理研究室

1. Experiments on Wind Boundary-Layer and Skin Friction Coefficient Downstream of a Forward-Facing Step

Hajime KATO*

Kiyoshi AMMA**

Toshimitsu DOI**

Synopsis

In this report we describe the experiments which were conducted to investigate the wind boundary-layer and the skin friction coefficient downstream of a forward-facing step. The wind tunnel used is 1.5 m wide and 1.13 m high, and its effective length is 12 m. Two step models with heights $h=15$ cm and 1.8 cm were tested when the boundary-layer thickness δ was increased to simulate the atmospheric boundary-layer by means of artificial roughness on the windward floor. The step model of $h=1.8$ cm was tested also when the above-mentioned roughness was removed to simplify experimental conditions.

Measurements were made of wind profiles, static pressures, turbulent velocity components and Reynolds stresses. The skin friction coefficients were obtained by applying the log-law to wind profiles and also by using the Preston tube method.

From the experimental results various properties of the wind boundary-layer downstream of the steps are shown in comparison with that on a flat plate; the boundary-layer behind a step is strongly subjected to the windward one and it is notable that a constant C of the law of the wall varies considerably shortly downstream of the step.

It is shown that skin friction coefficients c_f behind the step are remarkably different from the values of c_f on the usual flat plate in the uniform tunnel wind. However, the relation between $u_*\delta/\nu$ (u_* : friction velocity) and c_f for the flat plate is also applicable to the boundary-layer behind the step.

* Chief of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

** Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

目 次

要 旨	3
1. ま え が き	7
2. 実験装置および実験方法	7
2.1 実験装置	7
2.2 実験ケース	8
2.3 測定方法	9
3. 段差がないときの風の境界層の性質	11
4. 段差上の風についての実験結果	16
4.1 平均風速および静圧の分布	16
4.2 風の乱れとレイノルズ応力の分布	20
4.3 境界層の特性量の変化	25
5. 実験結果の考察	31
6. ま と め	35
参考文献	36

1. まえがき

四方を海で囲まれた国土の狭い我が国にとって、将来の発展のためには、周囲の海洋空間の利用が極めて重要なことと考えられている。たとえば、海上空港、発電や廃棄物処理等の海上プラント、石油や石炭の海洋貯蔵などは近い将来の問題として検討されている。これらは埋立式、有脚または着底式、浮遊式などの構造形式をとるであろうが、いずれにしても海面上に突出したかなり大規模な構造物が設置されることになるであろう。中でも有力な構造形態と考えられているセミサブ型の浮遊構造物では、けい留索の設計のために、その構造物に働く風の外力についての知識が必要となり、他の構造形式のものについても、その構造物上での風の性質はいろいろな工学的用途から知っておかなくてはならない問題となるであろう。

海上を吹く風の性質は基本的には地上風とほぼ同様で風速は一般に数100mの高さまで、高さとともに増大する。このような大気境界層の場合、境界層の厚さが明確ではないが、Roll¹⁾はいろいろな人のデータをまとめて、風速が表面の摩擦によって主として支配されるのは海面上100~300m程度としており、この高さを一応海面上の風の境界層の厚さと見なしてよいであろう。その風速分布については、大気安定度(鉛直温度こう配)が中立の場合、海面上10~20mの高さまでは対数分布をすが²⁾、ほぼ20mから200~300mまでの分布は指数分布に近いようで、大気安定度にも大きく支配されることが知られている^{3),4)}。

先に述べたような大規模な構造物が海上に設置される場合、その上には新たに風の境界層が形成される。一様風速分布の風洞の風の中に、風と平行に前縁のところがた平板がおかれた場合の平板上の風の境界層の性質や、平板に働く風のせん断力(摩擦抗力)などについては従来くわしく研究されている(たとえばSchlichting⁵⁾参照)。しかしながら考えられる大型の浮遊式構造物は、海面上の高さが10~15mに及ぶ箱型の上部構造をもつことが想定され、前面に広い直立壁をもつことと、それがおかれるのは一様分布の風の中ではなく大気境界層の中であるということから、浮体上に形成される風の境界層は風洞の平板上の境界層とは違った性質をもつことが予想される。この浮体上の風速分布や表面摩擦抗力係数の変化は、基本的には底面に直な前向き段差があるときの、段差後方の風の特徴を明らかにすればわかるものと考えられる。

ところで上の場合とは逆に、ある位置で表面の風下側

の高さが急に低下する後向き段差後方の風の境界層の再付着と新しい境界層の発達に関してはBradshaw & Wong⁶⁾により風洞実験が行われており、彼等はまた従来から行われている境界層の再付着に関するいくつかの類似の実験例を紹介している。しかしながら、前向き段差後方の地上風あるいは乱流境界層の特性に関する研究は従来ほとんど行われていない。最近、Bowen & Lindley^{7),8)}は現地および風洞でいくつかの形の段差の前・後の風の測定を行っているが、それらは主として地表に段差があるときの風荷重の増加率に注目したもので、段差上の風の境界層の発達や表面せん断力については調べられていない。

このような背景の下に、われわれは風洞水路を使って前向き段差のある地形上の風の境界層の性質を明らかにするための模型実験を行った。Cermak & Arya⁹⁾によると、風洞において大気境界層のせん断流を再現するためには、境界層の厚さおよび乱れの強度を十分大きくとる必要がある。また、井上¹⁰⁾は乱流現象の再現のためには、乱流レイノルズ数の一致とともに、乱流強度の一致も必要であるとしている。

われわれの実験においては、最初人工粗度を使って海面に見たてた床板上の乱流境界層の厚さをできるだけ大きくとり、まず高さ $h=15$ cmの2次元模型(Run-1, 2)、次に $h=1.8$ cmの単純な段差だけの2次元模型(Run-3)について風の測定を行った。この場合、模型の風上側の床板と模型面上とで表面粗度が変化するため、段差の影響の上に表面粗度変化の影響が重なって現象が複雑になることが懸念された。そこで境界層の厚さは小さくなるが、風上につけた粗度を全部取除いて粗度変化をなくし、段差は $h=1.8$ cmと同じにとったケース(Run-4)の測定を行った。本報告においては形状が単純で一般性のあるRun-3とRun-4の実験結果に主眼を置いて、表面に前向き段差がある場合の、段差後方における風の境界層の性質、特に風速分布や風の摩擦抗力係数の変化について述べる。

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置

実験は当研究所の大型風洞水路を使って行った。この水路の測定部は幅1.5 m、高さ1.3 mの(矩)形一様断面で、この部分の長さ(有効フェッチ)は28.5 mあり、両側面の下部80 cmと上面(天井)はガラス張りである。測定部の風上側の下部は水路がさらに延長されており、その上部には50 kWの分巻モーターで駆動されるファンにより風を押し込む方式の送風機がある。風は整流

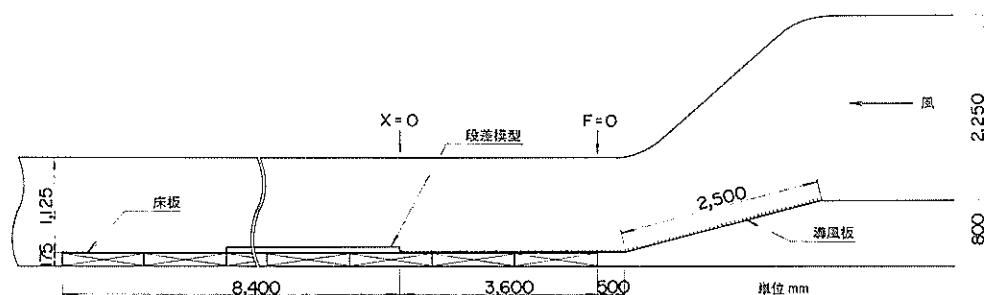


図-1 風洞測定部見取図

板、細目の金網、ハニイコム等で整流され、先端が上下可動の導風板(図-1参照)によって測定部に水平に送り込まれる。風速は送風機モーターの回転数を変えて調整されるが、この回転数はパルス式タコメーターとカウンターにより0.1 rpmまで読みとられる。

導風板の先端は底面から17.5 cmの高さまでしかおられないので、図-1に示すように測定部の風上から12 mの区間に、水路全幅にわたり底面上17.5 cmの高さに合板(厚さ18 mm)で模型床板を設置し、その上に段差模型をおいて実験を行った。模型の設置位置は床板の風上端からの距離(F)が3.6 mの点より風下側とした。風方向の測定点を表わすには、模型の風上端を $x=0$ とし、これから風下に向かって測った距離を x として表わす。

自然の状態で風を吹かせた場合の床板上の境界層の厚さ δ は、 $x=0$ 付近で約13 cm程度にしかならない。今回の実験では、最初、高さ $h=15$ cmの浮体模型について実験を行ったため、風の境界層の厚さをできるだけ大きくする必要があった。そこで図-1に示した導風板の上に風上側で15 mm、風下側で9 mmの高さのアルミ山形のさんを風と直角に取付けたところ、測定部入口($F=0$)の点での境界層厚さは著しく増大した。しかし一方では $F=0$ の点での表面粗度の急激な減少のため、床板上の風速分布の外部領域に非常に特異なくぼみが現われた。また海面上に設置される大型浮体を想定すると、模型上よりもその風上側の床板上の表面粗度の方が大きくて当然とも考えられるので、浮体模型設置点よりも風上側の床板の上にもファイバーやすり(NCA, 16番)をはりつけたところ、床板上の $x<0$ の部分の風速分布はかなり安定な形になった。今回の実験では、この粗度をつけた場合と、粗度をすべて取除いて自然に風の境界層を発達させた場合の両方について測定を行っている。

2.2 実験ケース

実験ケースの一覧図を図-2に示す。Run-1はアクリ

ル製の1/100の部分模型で、脚柱は外径7.0 cmのアクリルパイプ、模型幅は水路幅いっぱいの148.0 cmにとっている。長さ方向には90.0 cmごとのユニットに分れており、全長は通常8.1 mとして測定を行っている。Run-2の模型は、Run-1の模型の上部構造の前面と上面にサンドペーパー(No. 100)を両面テープで張りつけて表面粗度を変えたものであるが、結果的には、この程度の表面粗度の変化は風速分布や表面せん断力にほとんど影響しないことがわかった。

Run-3は境界面の段差の影響をなるべく現地の条件に近い形で調べようとしたもので、厚さ21 mmのベニヤ板を水路幅いっぱいに床板のファイバーやすり面の風下側に取付けている。ファイバーやすりの最上部までが2.5~3 mm程度なので、Run-3の段差の高さ h は $h=1.8$ cm、模型の長さは5.4 mである。

これらの段差モデルと表面粗度の変化は同じとし、底面に段差がない場合の風の性質を調べようとしたのがRun-Aで、この場合にはファイバーやすりの厚さを2.5 mm厚のベニヤ板で補正している。

Run-4は前にも述べたように導風板上のさん粗度も床板上のファイバーやすりも全て取り除き、段差はRun-3と同じく $h=1.8$ cmとしたもので、模型の幅および長さともRun-3と同じにしている。この場合、模型より風上側の床板表面にある、床板を下のアングル枠に取付けたビスの頭のくぼみや、ファイバーやすりを取付けていたビスの穴はバテ(シーランド)をつめて表面がなるべく一様になるように努めたが、床板面は一枚板のように完全にはできなかった。

Run-BはRun-4に対応する段差のない場合である。

実験に使う風は、測定部入口での断面平均風速 \bar{U}_a と送風機の回転数(rpm)との関係を調べて、 $\bar{U}_a=10.0$ m/sに対応するrpm 450のときの風を使った。最初Run-1では $\bar{U}_a=5.0$ m/sに対応するrpm 230でも測定を行っていたが、風速分布や境界層の発達の様子にほとんど

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

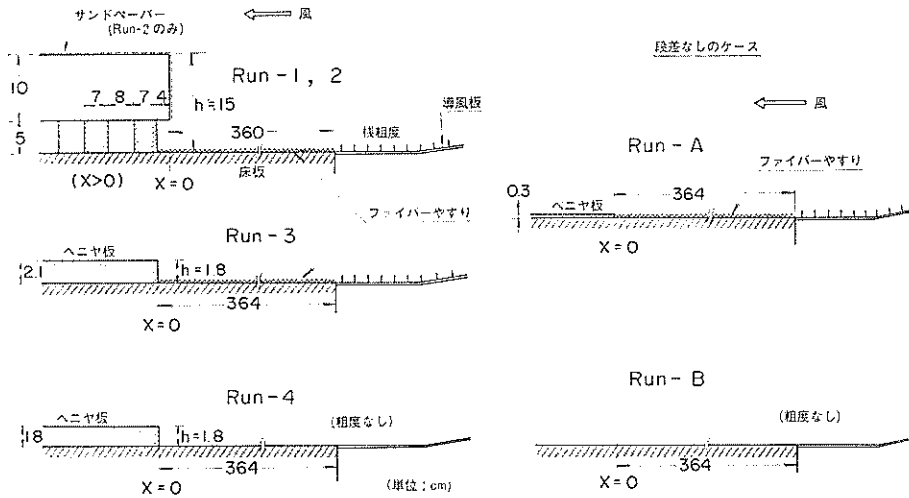


図-2 実験ケース一覧図

差がみられず、しかも測定時間が多くかかりすぎるのでこの風速はとりやめた。送風機の rpm で風を設定したときの風速の再現性の良さについては後で述べる 図-3 の結果によっても示される。

2.3 測定方法

実験での測定項目は、風速分布、風の水平および鉛直変動成分 u' , w' などであるが、水路の天井枠の関係から、これらの測定は水路幅の中心から約 7 cm の位置で水路軸に平行に引いた測線で行った。各点の鉛直方向のトラバースには、外径 40 mm、可動範囲 1,100 mm の支持棒の高さを 0.1mm の精度で設定できる自動トラバース装置を利用した。この装置は水路の両側についたレールの上を移動する台車の上に乗っており、水路の幅方向には台車を手動で動かした。

Run-1 と Run-2 における風速分布は Hot-film により、また全ケースの u' , w' の測定は DISA の熱線風速計本体 (55M01) とリアライザー (55M25) を使って行った。Run-3 と Run-4 の段差直後の点 ($x=0, 3.6, 9.0$ cm) の風速分布の測定は Hot-wire によっても行っている。これらの場合、リアライザー出力はデジタル・データレコーダー (岩通, DATAC-2000B) で直接 MT に記録し、後の処理は大型計算機で行っている。

熱線風速計による測定の場合、検定は毎日、通常は水路の $F=2.15$ m の点の断面中央 ($x=50$ cm) にプローブとピトー管 (6 mm ϕ) とを並べておき、実際に風速をいろいろ変え、ピトー管の差圧はゲッチングン型マンメーターで読取って行った。平均風速の測定のため何日かこの検定方法を繰返した後、プローブ設置点での風速

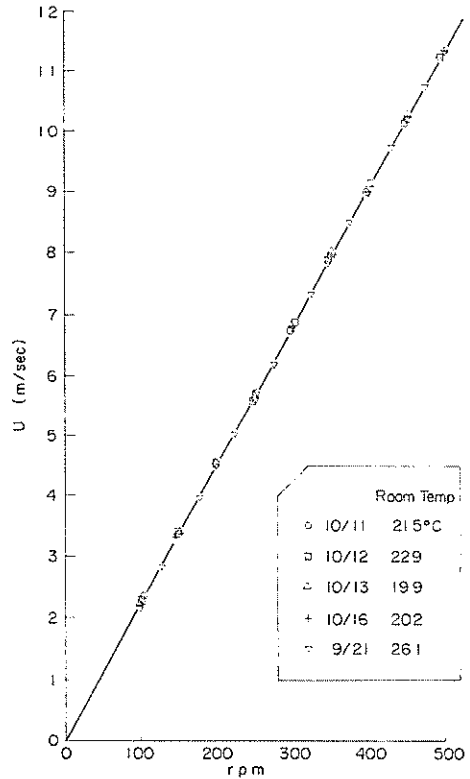


図-3 検定時の rpm と U との関係

U と送風機の rpm との関係を数日分まとめてプロットしてみると、図-3 のように U は rpm 値に対して直線的に変化し、その再現性は非常に良いことがわかった。そこでその後は週 1 回程度マンメータによるチェックを

行い、大部分は rpm と U の関係を使って検定を行った。なお平均風速の測定時には over-heating ratio (1.6 倍) のチェックを絶えず行い、0.005Ω 以上の設定抵抗値の誤差が出ないように気をつけた。また 1 点当りの計測時間は 102 秒にとっている。

u', w' の測定の場合、風に対して $\pm 45^\circ$ の傾きをもって配置された 2 本の wire からのリアライザー出力の変動成分を X', Y' とすると Kato & Sano (1971)⁹⁾ が示したように

$$\left. \begin{aligned} u' &= \alpha X' + \beta Y' \\ w' &= \alpha X' - \beta Y' \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

の関係がえられ、 α, β は検定で決まる係数である。今回の実験でも (1) 式の計算は計算機で行っており、Reynolds stress $-u'w'$ の計算は $dt=1/51.2$ 秒でとった 160 秒間のデータ ($N=8,192$) を使っている。なおこの dt の値は FFT による計算の便を考慮してとったものである。

Run-1, 2 の Hot-film による風速分布の測定においては検定に十分配慮したけれども、測定結果は十分な精度をもつ (たとえば誤差 1% 以下程度) とは考えられない場合が多かった。そこでそれ以後の Run-A, Run-3, Run-B および Run-4 における風速分布の測定は、段差のあるときのそのすぐ前後を除いて、外径 4 mm のピトー静圧管を使って行うことにした。ピトー管からの差圧は、Run-A の場合には風速の変動が小さいのでゲッチンゲン型マノメータを使って読取った。Run-3 の場合には国産某社の差圧計 (フルスケール 10mm 水柱) を使ったが、検定曲線が十分安定ではないため 1~2% の測定誤差はあったようで、一部はマメメーターを使って再測定も行った。次に実験を行った Run-B と Run-4 の場合には MKS 社の差圧計を使用した。これはフルスケール 13.6 mm 水柱であるが、直線性・再現性を含めた誤差は 0.1% 以下で、十分な測定精度が期待された。差圧計の出力は前記のデータレコーダで記録し、計算機で $\sqrt{\overline{p}}$ を平均して平均風速を求めたが、1 点の計測時間は 130 秒以上としている。

今回の実験ではくわしく測定した風速分布から表面せん断力 τ_0 を求めている。滑面上の風の境界層の内部領域における風速分布に対してはよく知られる壁法則、すなわち

$$\frac{U}{u_*} = f\left(\frac{u_* z}{\nu}\right) \quad (2)$$

の関係が成立つ。ここに u_* は摩擦速度 ($=\sqrt{\tau_0/\rho}$)、 ρ と ν は空気の密度と動粘性係数である。(2) 式は壁に接するごく薄い層流底層の中では直線分布

$$\frac{U}{u_*} = \frac{u_* z}{\nu} \quad (3)$$

となるが、その外側では

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* z}{\nu} + C \quad (4)$$

の形の対数分布で表わされることがよく知られている^{9), 10), 11)}。従来 κ はカルマン定数とも呼ばれ、 C とともに普遍定数と考えられており、多くの実験データから Clauser¹⁰⁾ は $\kappa=0.41$, $C=4.9$, Coles¹¹⁾ は $\kappa=0.40$, $C=5.10$ の値をえている。(4) 式は κ と C が一定の普遍定数であるならば、ある 1 つの高さに対する風速値 (z, U) から u_* を決めうる関係式であるが、実際には定数 C は壁面条件や流体の性質によって変化するので、注意が必要である。鈴木他¹²⁾ は乱流境界層内の壁面におかれた 2 次元長方形柱後方の風の境界層の測定において、カルマン定数 κ は一定値 0.41 をとるが、定数 C はかく乱の程度によって変化するものと仮定して、風速分布から u_* を求めている。これは形式的には粗面上の風速分布に対する対数法則

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (5)$$

において、カルマン定数 κ を $\kappa=0.41$ にとった場合と同じである。今回の実験でもこの方法に従って、風速分布から u_* を求めている。

Run-3, Run-4 と Run-B においては表面せん断力 τ_0 の測定のため Preston tube の方法も用いた。これは Preston¹³⁾ により初めて提案された方法で、壁の裏側から逆向きに出して壁の表面に密着しておかれたピトー管[※]の全圧 (total pressure) p_T と壁面に設けた静圧孔からの静圧 p_0 とから τ_0 を求めようとするものである。Preston¹³⁾ はピトー管の外径 d が十分小さくてそれが風速分布の壁法則 (2) 式の成り立つ範囲内であれば、

$$\frac{(p_T - p_0)d^2}{4\rho\nu^2} = F\left(\frac{\tau_0 d^2}{4\rho\nu^2}\right) \quad (6)$$

のような関数関係が成立つことを予測し、 τ_0 の測定が容易な管の中の風についていろいろな外径のピトー管を使って p_T, p_0 と τ_0 の測定を行い、この関係が普遍的に成立つことを示した。その後いろいろな人によりこの方法の妥当性は認められている^{14), 15)}。

今回の実験においてこの方法を適用するためには、表面での静圧 p_0 の測定が困難であったが、上から降ろして表面に密着させたピトー静圧管で測った静圧 p_s で p_0 を推定することにし、 p_s と p_0 との関係は次のようにし

※ 単にピトー管というとき、これは 1 本の管でできており、その先を風の方向に向けて風の全圧を測るものである。ピトー静圧管は、通常ピトー管の外側に先を塞いだもう 1 つの管をかぶせ、その周囲に静圧孔を設けて全圧と静圧を同時に測定できるようにしたものである。

て検定した。まず厚さ12mm, 幅1m, 長さ2mのベニヤ板の長さ方向の5箇所に, 外径3mm, 内径2mmのステンレス管を使って静圧孔を設けた。このベニヤ板の先端部の下面を削って先をとがらせ, 下面の数箇所に角材で脚をつけ, 風洞内の床面上から6cmの高さに設置した。次に外径4mmのJIS型ピトー静圧管を, 各静圧孔の横4~6cmのベニヤ板表面に密着させておき, それからの静圧 p_s と静圧孔からの静圧 p_o との関係を調べたところ

$$p_o = 0.93 p_s \quad (7)$$

の関係がえられた。一方 Preston tube の全圧 p_r としては表面に密着させた上記ピトー静圧管の全圧をそのまま用い, (6)式の関係に相当する検定曲線は Patel¹⁵⁾の結果を使用した。なお, 従来から使われている Preston tube は, 内径と外径との比が約0.60で先端が直にカットされた全圧管であるため, この比がもっと小さく先端も丸みをもつピトー静圧管で測定した p_r を使うには多少心配があった。そこで外径3.0mm, 内径2.0mmのステンレス管で先端を直にカットした全圧管を作り, Run-4の数点でこの全圧管と上記ピトー静圧管とを5cmだけ横に離して表面に並べ, それぞれの p_r から u_* を求めてみた。この場合, ピトー静圧管の静圧 p_s から(7)式によって求めた p_o を両方の計算で使ったわけであるが, こうして得られた両方からの結果は非常によく一致したので, 測定に都合のよいピトー静圧管の p_r を使う方法を全面的に使用している。

ところで表面せん断力 τ_o は摩擦抗力係数 c_f と境界層外縁の風速 U_o とによって

$$\tau_o = \frac{1}{2} \rho c_f U_o^2 \quad (8)$$

の形で表わされることが多い。すなわち τ_o と u_* との関係を考慮すると次の関係が成立つ。

$$c_f = \tau_o / \frac{1}{2} \rho U_o^2 = 2u_*^2 / U_o^2 \quad (9)$$

滑面上の風の境界層における c_f の値は Ludwig & Tillman の実験式^{33), 16)}によると次のように与えられる。

$$c_f = 0.246 \times 10^{-0.078H} R_o^{-0.265} \quad (10)$$

ただし

$$H = \delta^* / \theta \quad (11)$$

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{U}{U_o}\right) dz \quad (12)$$

$$\theta = \int_0^{\theta} \frac{U}{U_o} \left(1 - \frac{U}{U_o}\right) dz \quad (13)$$

$R_o = U_o \theta / \nu$ であり, δ は境界層の厚さで, 実際には風速の最大値 U_o の生じる高さにとって計算している。な

お, δ^* と θ はそれぞれ境界層の排除厚さ(displacement thickness), および運動量厚さ(momentum thickness)と呼ばれる。 δ^* は境界層が形成されたことにより境界層外の流線がシフトする量を表わしており, θ はポテンシャル流に比べて境界層における運動量の損失が

$$\rho \int_0^{\infty} U(U_o - U) dz$$

であることから, これを $\rho U_o \delta^*$ とおいて定義したものである。一般に δ, δ^*, θ の間には $\delta > \delta^* > \theta$ の関係があるが, 実際の測定結果からこれらの値を決める場合, δ の定義にはややあいまいな点があるのに対し, (12), (13)式の積分値は δ の多少の変動にあまり影響されないため, δ^* と θ は計算やデータ整理のための重要なパラメータとなっている。(11)式の H は形状係数と呼ばれている。

3. 段差がないときの風の境界層の性質

図-4および図-5はそれぞれRun-AおよびRun-Bの各点の風速分布を示している。Run-Bはきわめて単純な滑面上のケースであるから, 図-5に示したその風速分布もややバラツキはあるがきわめて平凡な変化を示している。これに対して図-4のRun-Aの風速分布は, $x = -139$ および -15 cmの分布に対して $x = 18$ cmと $x = 180, 500$ cmの分布は順次底面近かくから風速の値が大きくなっており, これは $x = 0$ で表面粗度が急に小さくなったことに対応している。表面粗度が急に変わった場合の風速分布の変化については従来 Elliott¹⁷⁾, Panofsky & Townsend¹⁸⁾, Bradley¹⁹⁾, Peterson²¹⁾, Antonia & Luxton²²⁾ その他多くの人達によって研究されてきているが, ここではその問題にあまり立ち入らない。ただ表面粗度が変わると境界層内に新しい内部領域がしだいに発達して行き, 一方外部領域は元の分布のまま残されることがよく知られており, 図-4の分布はそのような変化の特徴をよく表わしている。

Run-A, Bの風速分布について計算した境界層の排除厚さ δ^* と運動量厚さ θ の分布はそれぞれ後の図-32, 図-33の中に示してあるのでここでは省略する。図-6(a), (b)はRun-AとBの風速分布を $z/\delta^* \sim U/U_o$ の形に無次元化して表わしたものである。当然のことながら図-6(b)のRun-Bの各点の分布はほぼ同じ形をするが, 図-6(a)のRun-Aの分布は $x < 0$ の2点と $x = 180, 500$ cmの2点とが少し異なる分布形となっている。

図-7と図-8はRun-AとRun-Bの分布を滑面上の壁法則の関係に対応する無次元形で表わしたもので, Run-Aの u_* は風速分布から求めた値, Run-Bの u_* はPreston tubeによる値を使っている。まず図-8の

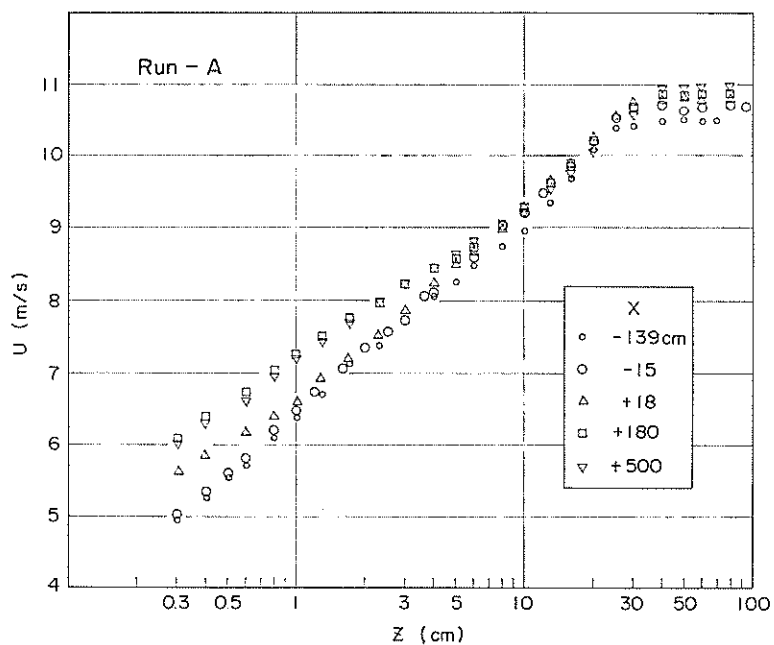


図-4 段差がない場合の風速分布の変化 (Run-A)

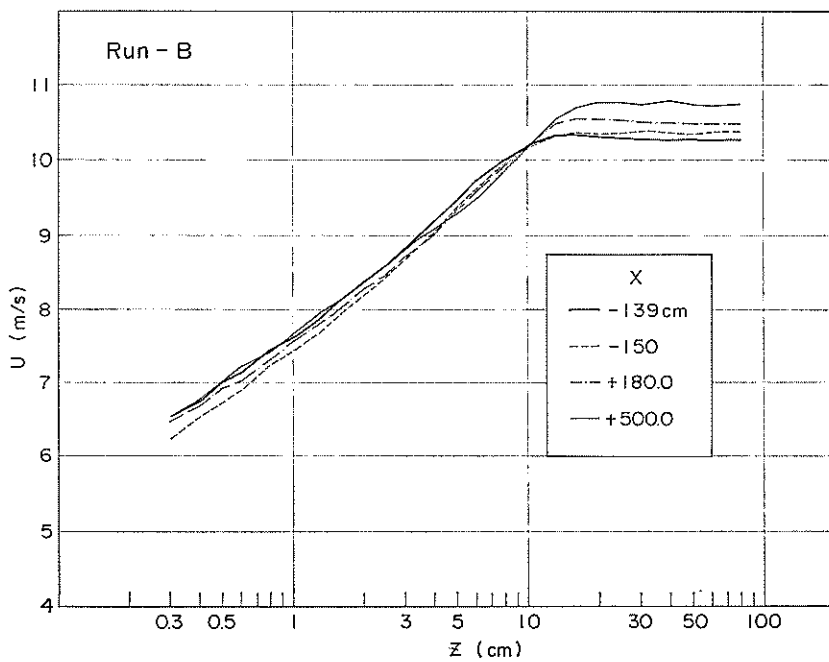


図-5 段差がない場合の風速分布の変化 (Run-B)

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

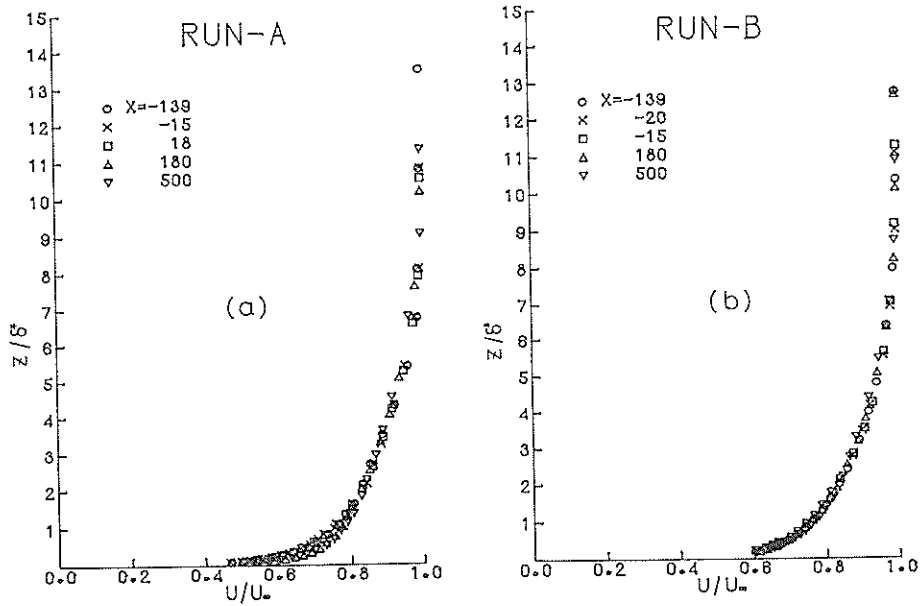


図-6 風速分布の無次元プロット (Run-A と Run-B)

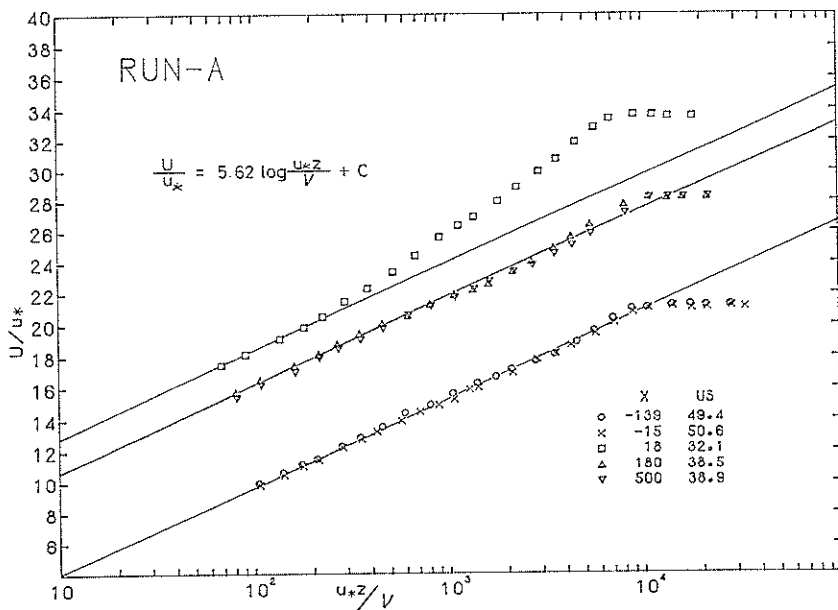


図-7 Run-A の風速分布 (U/u_* vs. u_*z/ν)

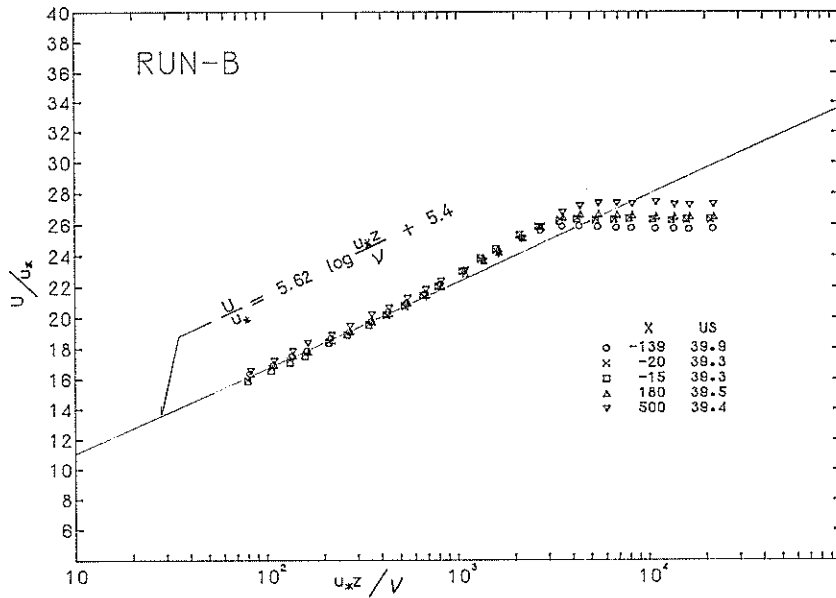


図-8 Run-B の風速分布 (U/u_* vs. u_*z/ν)

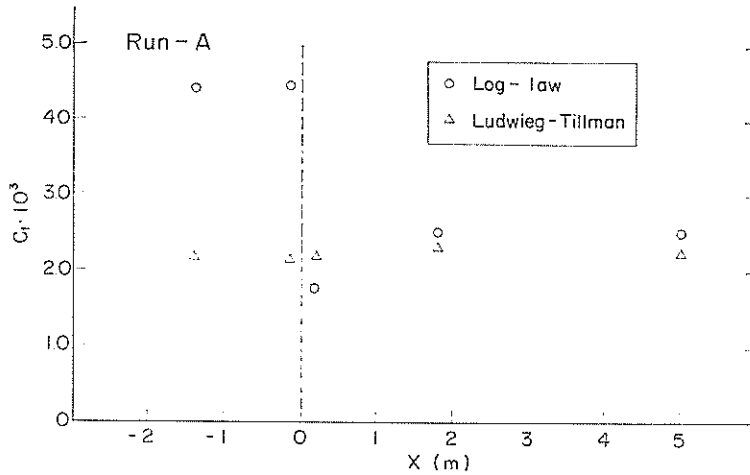


図-9 各点での摩擦抗力係数 c_f の値 (Run-A)

Run-B の結果についてみると、図中に示した直線は(4)式のと対数分布で $\kappa=0.41$, $C=5.4$ にとったときの分布であるが、壁の近くの点はほぼこの直線に一致しており、風速分布は通常の滑面上の乱流境界層の分布とかなりよく一致することがわかる。なお、 C の値が Clauser¹⁰⁾ や Coles¹¹⁾ による 4.9~5.1 よりやや大きい、Patel¹⁵⁾ の検定カーブからえられる $C=5.45$ には近くなっている。これらのことから、今回の実験で使用した Preston

tube による u_* の測定結果も、この場合妥当な値であることがわかる。次に図-7の Run-A の結果をみると、これまで述べてきた粗度変化の影響をきわめて明りように示している。まず $x=139$ cm と -15 cm の分布では(4)式の形で表わしたときの C の値が

$$C \approx -2.0$$

とかなり小さくなっている。ところで Clauser¹⁰⁾ によると粗面上の風速分布は

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

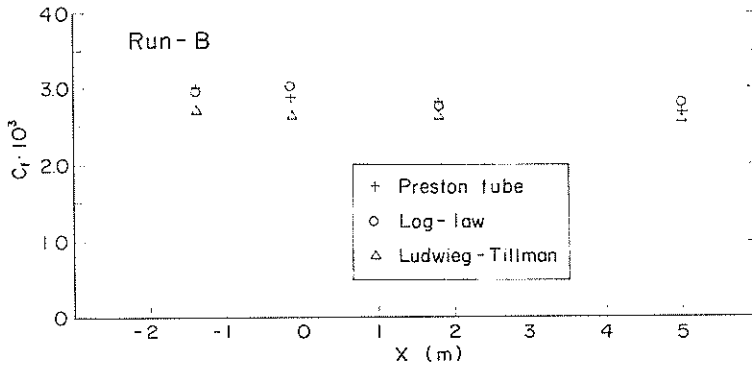


図-10 各点での摩擦抗力係数 c_f の値 (Run-B)

$$\frac{U}{u_*} = 5.6 \log\left(\frac{u_* x}{\nu}\right) + 4.9 - \frac{\Delta U}{u_*} \quad (14)$$

のように表わされ、 $\Delta U/u_*$ は粗度についてのレイノルズ数の関数になる。これは粗度により、見かけ上(4)式の C の値が小さくなるということで、上に述べた Run-A の $x < 0$ の部分の分布もこの事実と一致している。次に $x = 180 \text{ cm}$ と 500 cm のデータはほぼ近い値をとり、(4)式の C の値は

$$C \approx 5.0$$

となつて、通常の滑面上の分布によく一致している。 $x = 18 \text{ cm}$ ではデータが上にシフトして

$$C \approx 7.2$$

となっているが、これはこの点における u_* が通常の滑面上の値よりも小さくなっているからで(図-9 参照)、これは表面粗度が粗面から滑面に變化した直後の点にみられる特徴的なことである^{19), 22)}。

図-9 には Run-A の摩擦抗力係数 c_f の値を風速分布と Ludwig-Tillman の式とから求めて示している。Ludwig-Tillman の式で求めた c_f の値が $x < 0$ の部分でも滑面上と大差ない値を示すのは注意すべき点で、これはもともとこの式が滑面上の風を対象として作られたものなので間違つた結果が出て不思議のないことである。

図-10 には Run-B の c_f の値を示している。この場合 Preston tube による値も示してあるが、それらは風速分布から求めた値とほぼ一致している。 $x = -15 \text{ cm}$ と $x = 500 \text{ cm}$ で両者に少しだけ差がみられるが、これはもちろん実験誤差で、 x に対する變化の傾向[※]からみても風速分布から求めた値の方にバラツキがあるとみられ

※ 後で述べるように境界層厚さ δ が大きくなると c_f は小さくなる傾向があるので、 x とともに c_f がやや減少傾向を示すことが予想される。

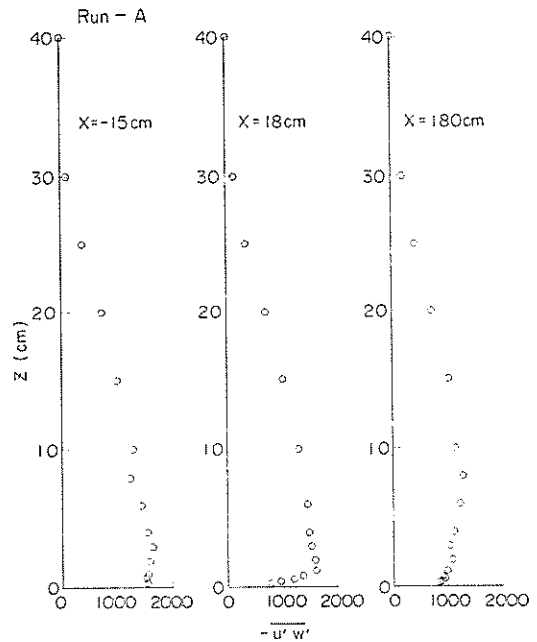


図-11 レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の分布 (Run-A)

る。なお、Ludwig-Tillman の式から求めた c_f の値はやや小さめになるようである。

次に参考のために、Run-A と Run-B の Reynolds stress $-\overline{u'w'}$ の測定例をそれぞれ図-11 と図-12 に示す。Run-A の方が境界層の厚さ δ が大きいのに対応して z の大きいところまで $-\overline{u'w'}$ は値をもつ。また Run-A の $x = 18 \text{ cm}$ において z の小さいところで壁に向つて $-\overline{u'w'}$ の値が減少しているが、これと同様の現象は Antonia & Luxton²²⁾ が行った粗面の風下の滑面上における $-\overline{u'w'}$ の測定結果においてすでに見出されており、表面粗度が粗面から滑面に変わったときの特徴的な現

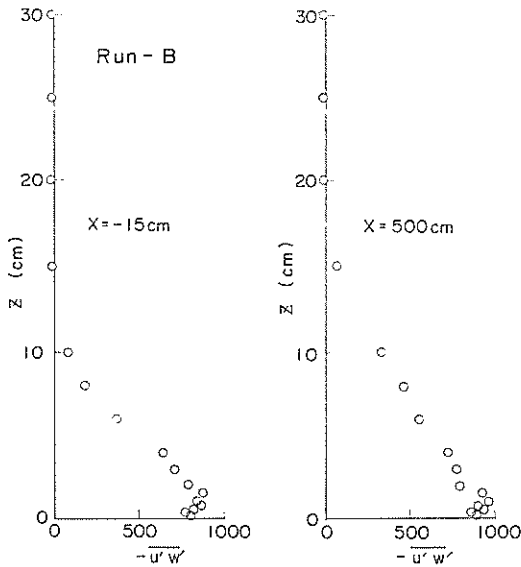


図-12 レイノルズ応力 $-u'w'$ の分布 (Run-B)

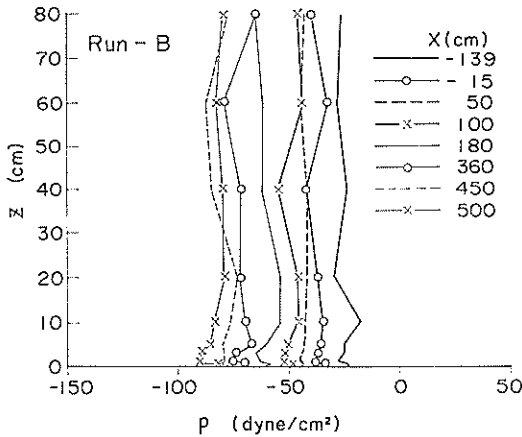


図-13 静圧分布 (Run-B)

象とみられる。なお底面近くの $-u'w'$ の値を底面まで外挿した値はほぼ u_*^2 に一致するはずであるが、今回の実験全体を通じて $-u'w'$ の外挿値は風速分布または Preston tube から求めた u_*^2 よりかなり小さかった。たとえば図-11に示した Run-A における風速分布から求めた u_*^2 の値は、 $x = -15, 18, 180$ cm の順に $u_*^2 = 2560, 1030, 1480 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ で、図-12の Run-B の場合は $x = -15$ と 500 cm で $u_*^2 = 1540, 1550 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ であった。

なお最後に Run-B の静圧分布の測定結果を図-13に示すが、この場合、断面が一樣な風洞の中の風の特徴として、 x 方向には $\partial p / \partial x < 0$ でほぼ一樣なこう配をもつ。

鉛直方向に変動が見られるのは、静圧そのものがかなり時間的に変動しているためのものであり、この場合の1点の測定時間は131秒であるが、もっと長時間のデータを平均すれば鉛直方向には一樣な分布に近くなるものと考えられる。

4. 模型上の風についての実験結果

4.1 風速および静圧の分布

以下に述べる実験結果において、 z は測定位置に応じて模型表面または床板の表面を $z=0$ とした鉛直上向きの座標を表わす。

まず Run-1 と Run-2 における静圧分布の測定結果を図-14 (a), (b) に示す。前にも述べたようにこの両ケースのすべての実験結果にはほとんど差がないので、これら2つの結果を合せて1組のものとすることができる(たとえば $x = -50, 0, 50$ cm の分布は(a), (b)両方の図の中に示されているが、それらは非常によく一致している)。ただし図-14 (a) に示した Run-1 の $x=500$ cm と模型後方の $x'=99$ および 200 cm での結果は模型の長さを 5.4 m とした場合のものであり、そのため $x=500$ cm での値は図-14 (b) の $x=500$ cm での結果と少し違っている。まず (a) と (b) の両図からわかるように、 $x=0$ の付近で x 方向にも z 方向にも強い圧力こう配がついている。ただしこの付近での静圧の測定値は風の流線が水平でないためかなりの誤差を含むおそれがある。一方 $x \geq 100$ cm, すなわち $x/h \geq 6.7$ での静圧は鉛直方向にはほとんど一樣な分布となっている。また図-14 (a) の $x' = 99, 220$ cm の値と $x=500$ cm の値とを比べるとわかるように、模型の後では風は減速されるため静圧は増大し、 x 方向に正の圧力こう配がついている。

図-15, 図-16には Run-3, Run-4 の静圧分布をそれぞれ示す。これらのケースでは Run-1 や Run-2 に比べて段差 h が小さいので、 $x=0$ 付近での圧力こう配はかなり小さくなっている。ただし鉛直方向に静圧の変化している範囲は、 x および z の値でいうと図-14 とあまり大差ない。これは x/h および z/h で表わした範囲でいうと、段差の大きい Run-1 や Run-2 の方が狭くなっているということで、これらのケースにおいては天井の影響がかなりあるということではないかと考えられる。

図-17 は Run-4 の段差のすぐ後と $x=100$ cm の静圧の鉛直分布をややくわしく測定したもので、上の(a)は全体図、下の(b)は $z \leq 10$ cm の部分の拡大図である。これらの図からわかるように、段差のすぐ後での静圧の鉛直分布は複雑な分布をしており、これが後述するように段差のすぐ後では今回の Preston tube の方法が過大

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

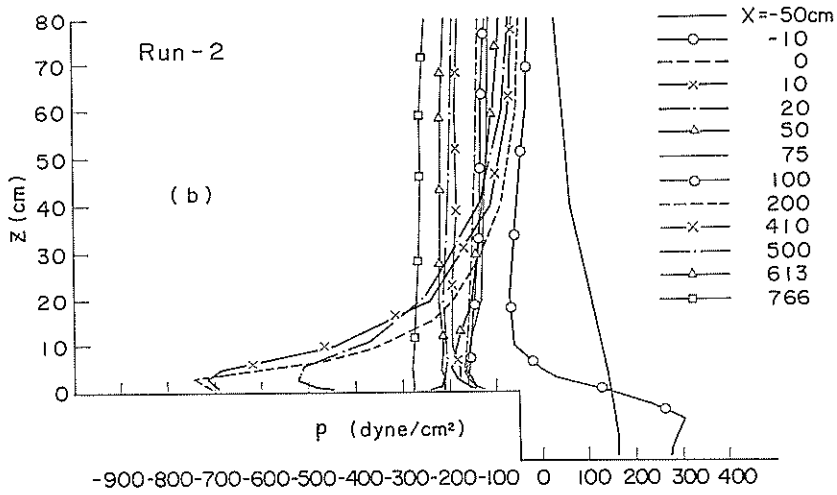
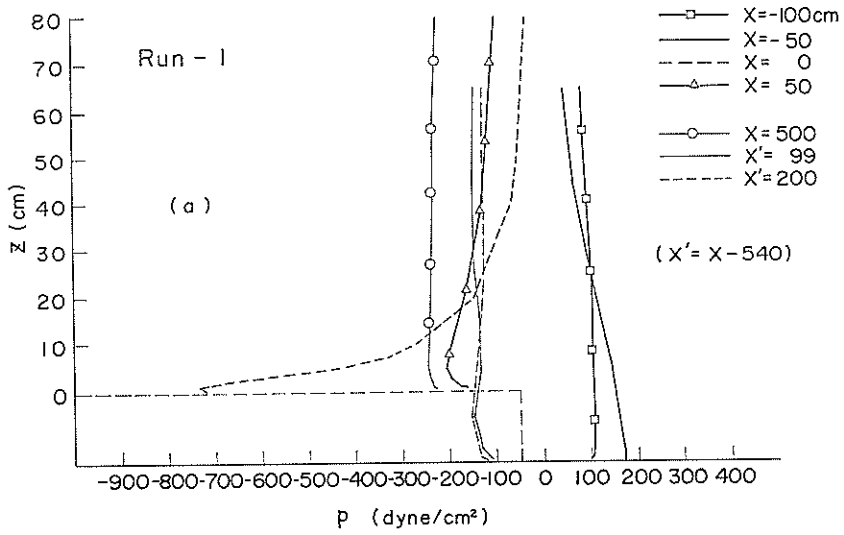


図-14 静圧分布 (Run-1, 2)

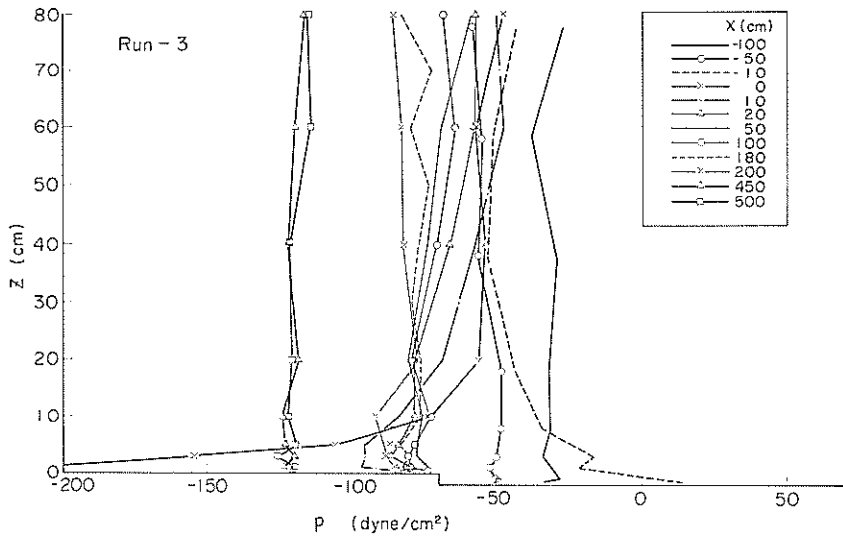


図-15 静圧分布 (Run-3)

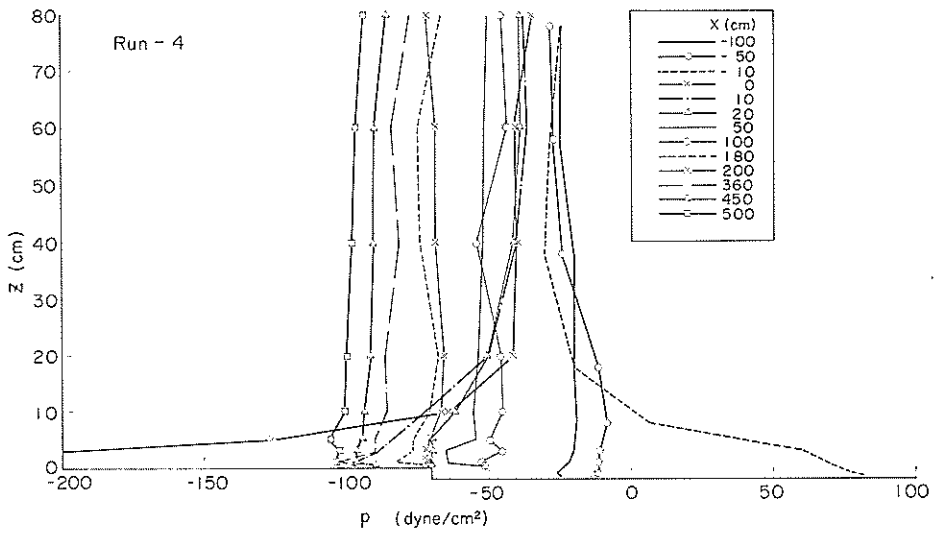


図-16 静圧分布 (Run-4)

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

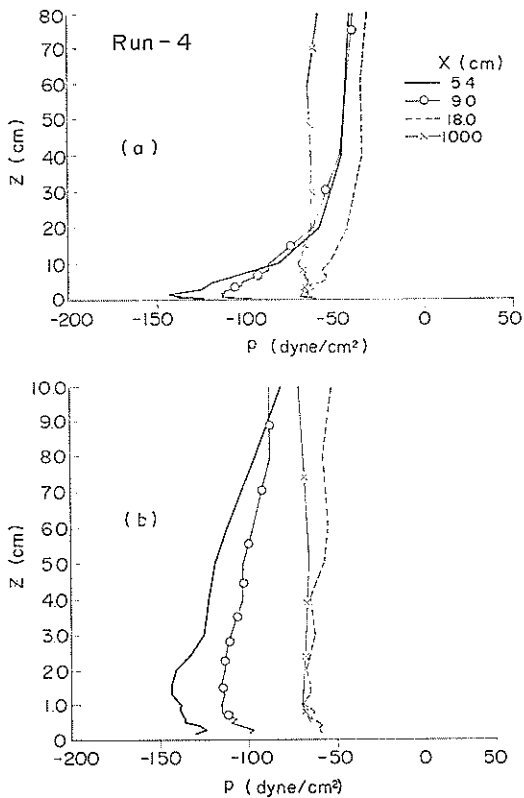


図-17 段差直後の静圧分布の変化 (Run-4)

な値を与えることになった原因と関係あるものと考えられる。

次に図-18～図-20に Run-1, Run-3, Run-4の模型

の上での風速分布の一部を $U(z)/U_\infty$ の形で示す。Run-2の分布は省略するが、ほとんど Run-1の分布と同じである。図-18に示した Run-1の分布では U_∞ の代りに $x=50$ cmでの値をとっているが、このケースでは段差が $h=15$ cmと大きく、模型がないときの境界層厚さ δ のほぼ1/2にも相当するため(図-4参照)、 $x=0$ の点で風速分布に大きな変化が現われている。まず $x=0$ の点で風は模型表面からはく(剥離)しており、 $x=2h$ 近傍で再附着するようである。このはく離した層のすぐ上には非常に大きな鉛直方向の速度こう配をもつ層が生じ、さらにその層のすぐ上で風速は最大となっている。また $x/h=11$ 付近になると境界層の厚さ δ は模型の前面での値($\delta=30$ cm)に戻っているが、表面近くの境界層の内部領域は除々に変化している(これについては後の図-21参照)。

図-19に示した Run-3の場合、 $x=0$ で模型面($x=0$)近くの風速が大きくなること他には、境界層全体としてはあまり目立った変化が見られないが、やはりその内部領域は変化している(図-23参照)。

図-20に示した Run-4の場合には、 $x=0$ の点における模型面近くでの U/U_∞ の極大値(≈ 1.0)が図-18と図-19とのほぼ中間の値($U/U_\infty \rightarrow 1.0$)をとるが、これは模型がないときの境界層厚さ δ_0 に対する段差の高さ h の比が Run-1では $h/\delta_0 \approx 0.43$, Run-3では $h/\delta_0 \approx 0.051$ であるのに対し、Run-4では $h/\delta_0 \approx 0.12$ とほぼ中間値をとるのに対応している。

以上の3つのケースにおける模型上の風速分布の変化の様子を観察すると、段差のすぐ後での風速分布は h/δ_0

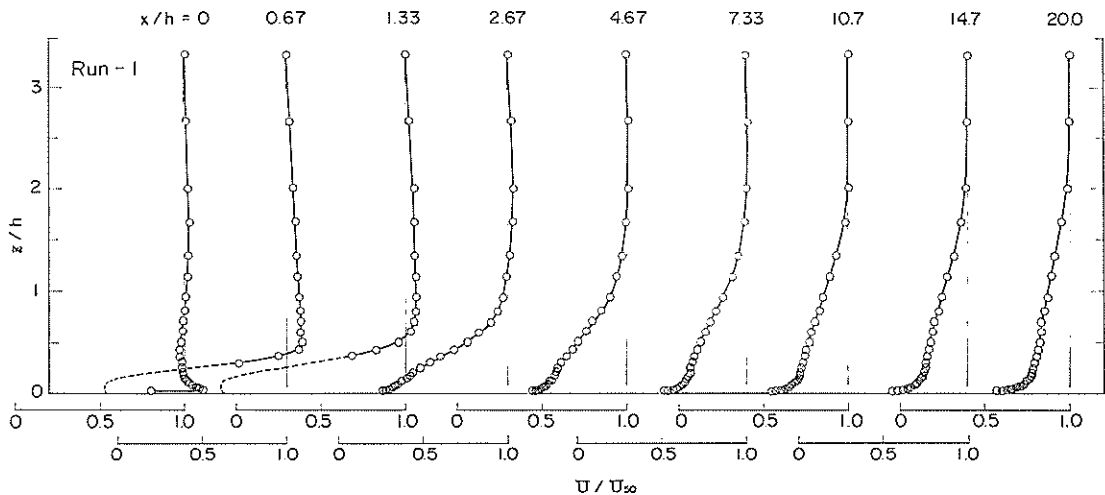


図-18 段差後方での風速分布の変化 (Run-1)

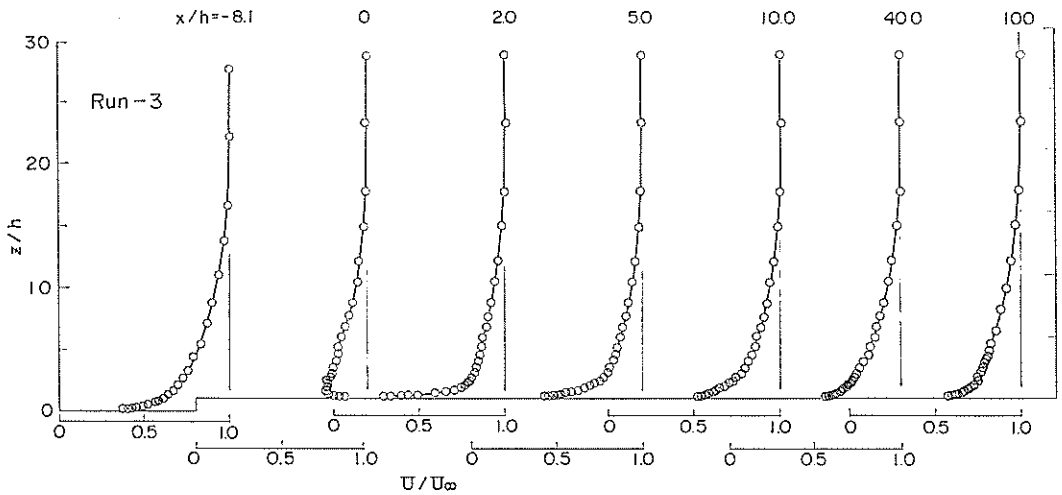


図-19 段差の前後における風速分布の変化 (Run-3)

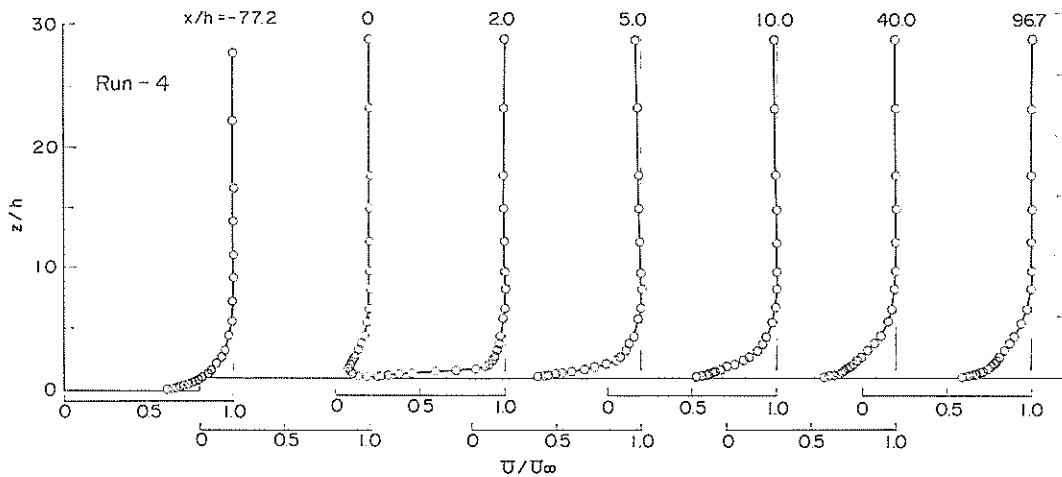


図-20 段差の前後における風速分布の変化 (Run-4)

が大きいきほど大きな変化を生じ、ほぼ $x \geq 10h$ での風速分布は模型前面（正確には模型がないとき）の風速分布にしたいに近づいてくることがわかる。

なお Run-3 や Run-4 においても、段差直後の表面からはく離の範囲を明らかにしようと、2, 3 の試みを行ったが、煙や虫ピンで表面においた糸片などによる目視観測により $x=1 \sim 2 \text{ cm}$ の表面のごく近くで逆風が生じていることと、 $x=3.6 \text{ cm}$ では表面でもほぼ順風であることが認められた。このことから、Run-3, 4 におけるはく離れた風の再付着点も $x=2h$ 近傍とみられる。

図-21~24 は 2.3 で述べた(5)式の対数法則の形に Run

-1~Run-4 の風速分布（一部）をプロットしたものである。これらの図からわかるように、各ケース・各点とも表面のすぐ上の層で U は $\log z$ に比例して増大しており、この対数分布をする層は x の増加とともにしたいに上の方へと延びている。この層が境界層の内部領域に相当し、この部分に(5)式を適用することにより u_{*c} を求めることができる。各図の中に引かれた直線はその適用例を示している。

4.2 風の乱れとレイノルズ応力の分布

図-25 は Run-1 における x 方向風速変動成分 u' の分布を $(u')^2/U_{infty}$ の形に無次元化して示したものである。

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

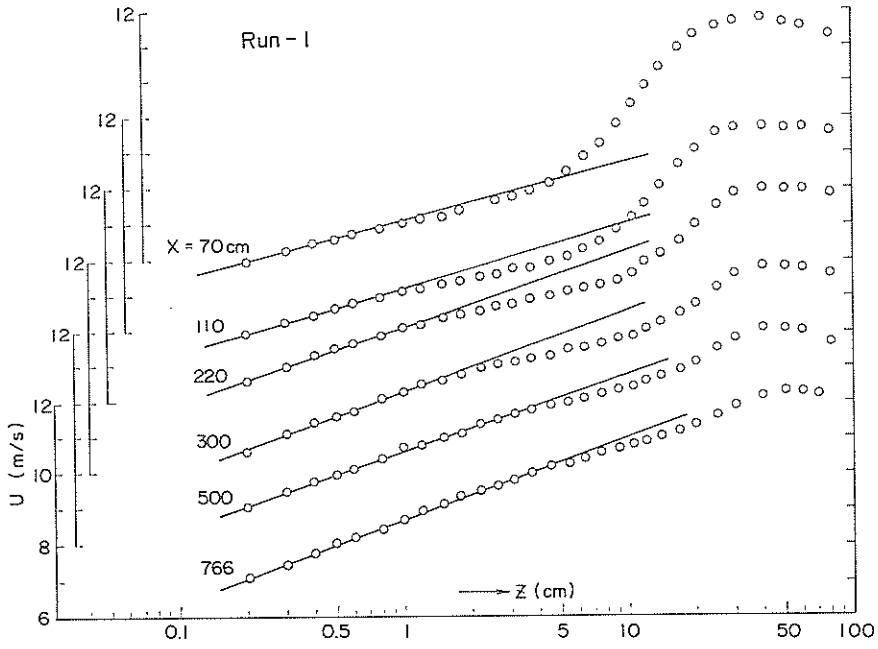


図-21 風速分布の semi-log 表示 (Run-1)

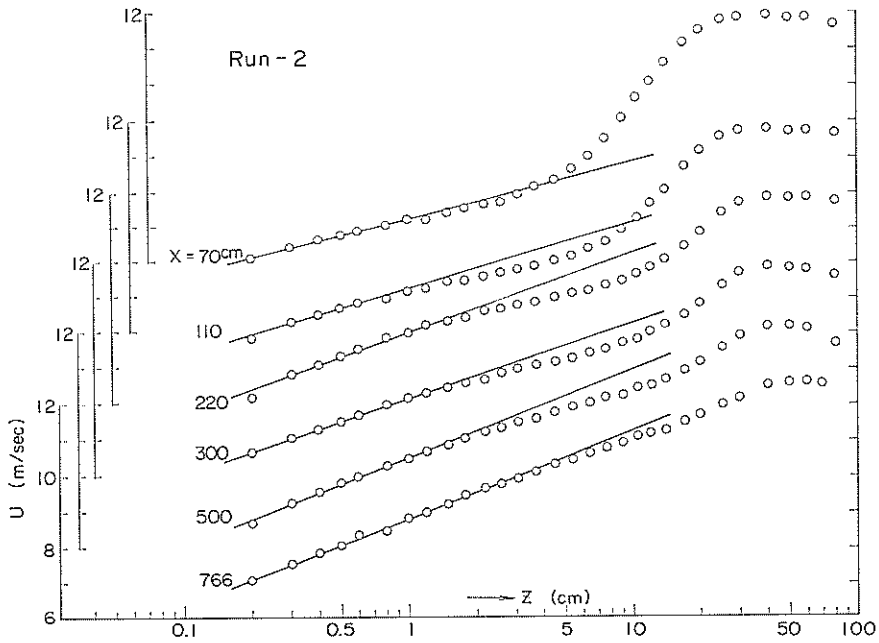


図-22 風速分布の semi-log 表示 (Run-2)

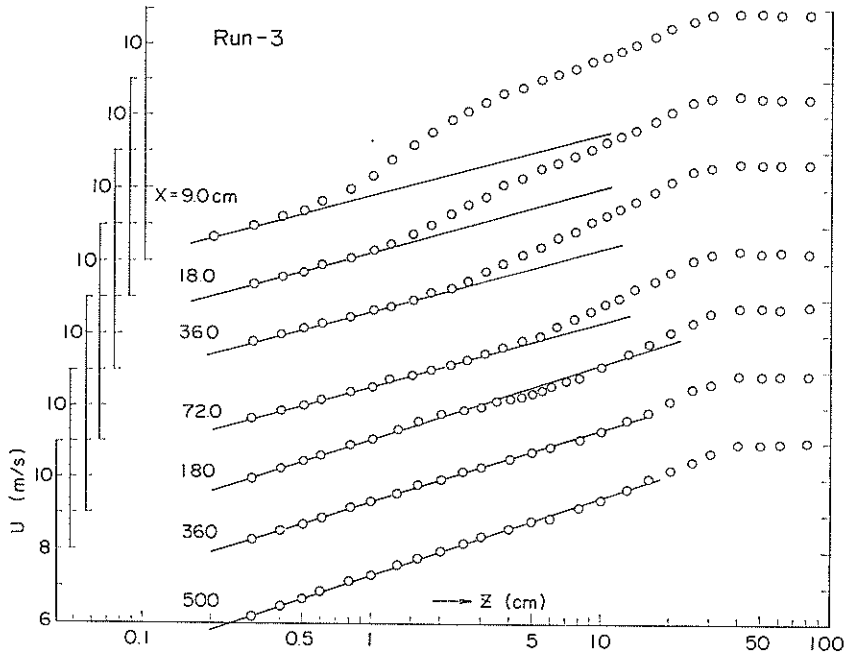


図-23 風速分布の semi-log 表示 (Run-3)

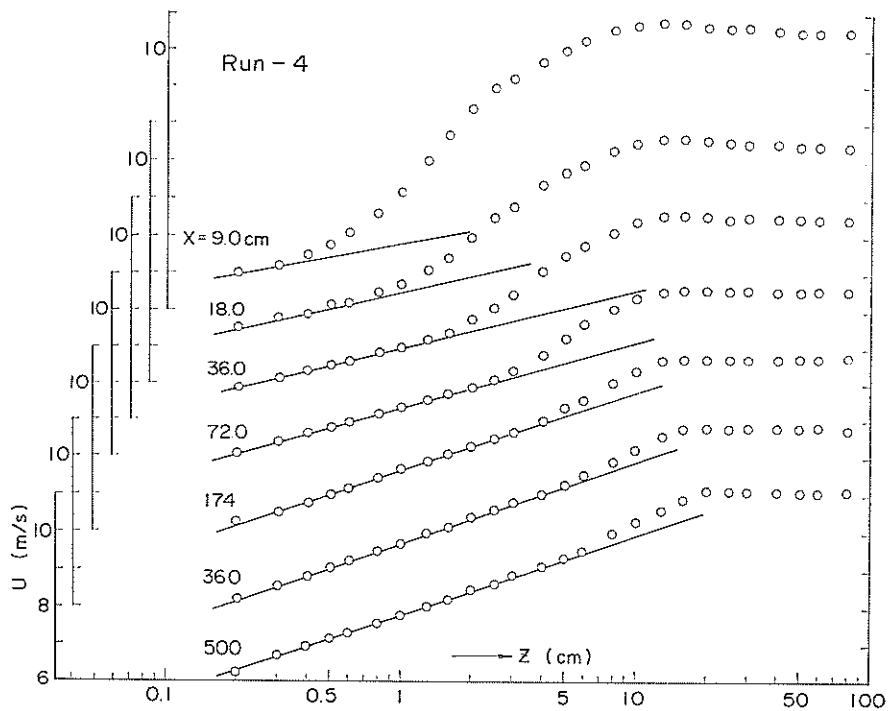
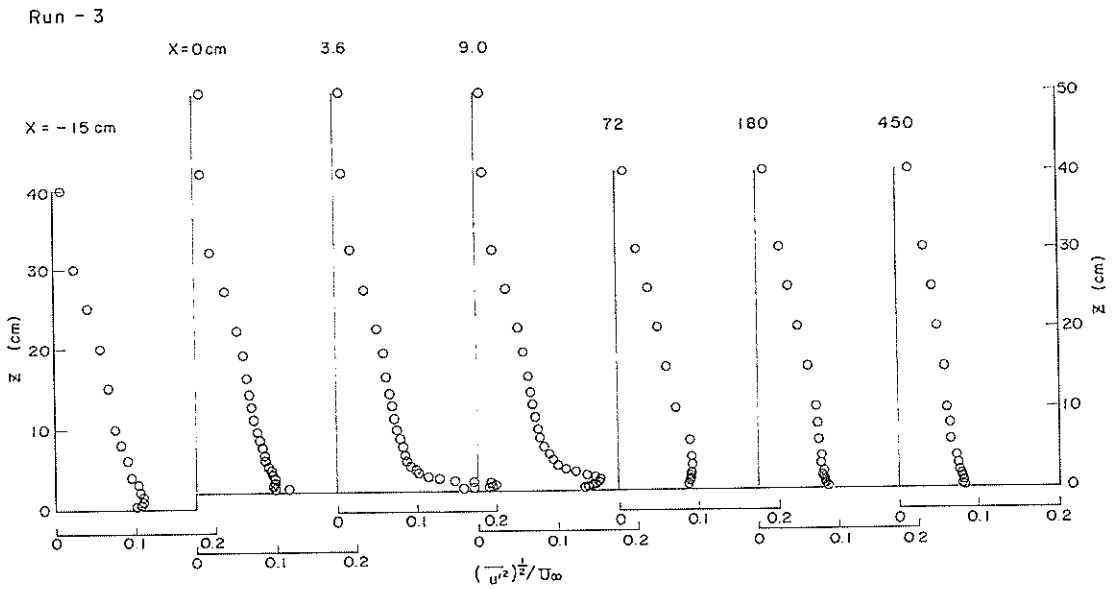
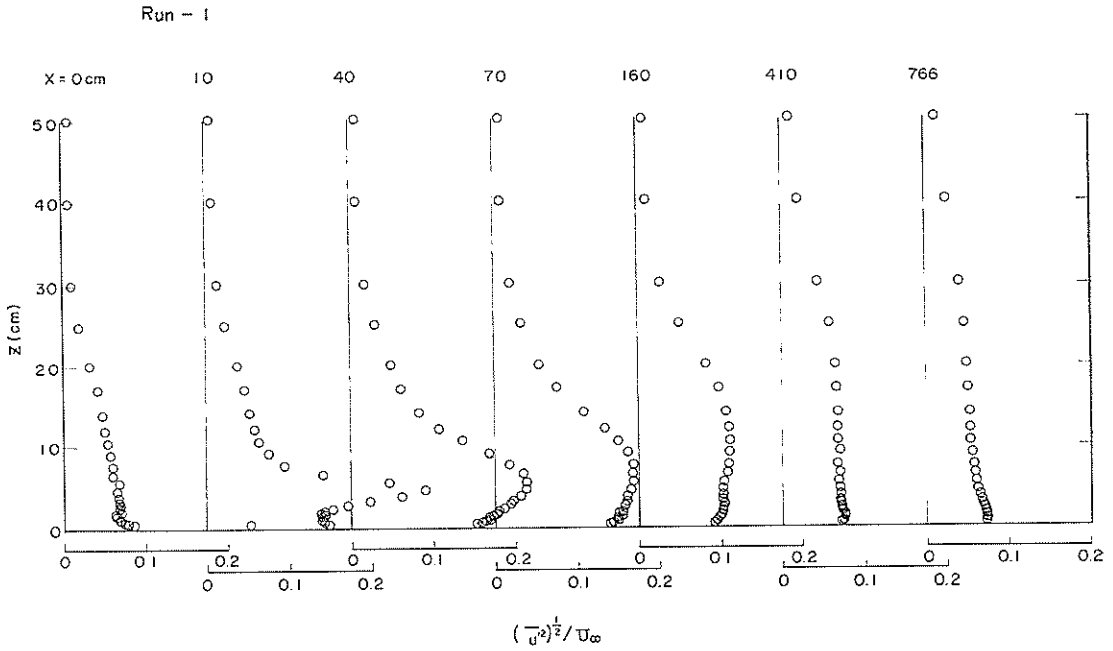


図-24 風速分布の semi-log 表示 (Run-4)

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験



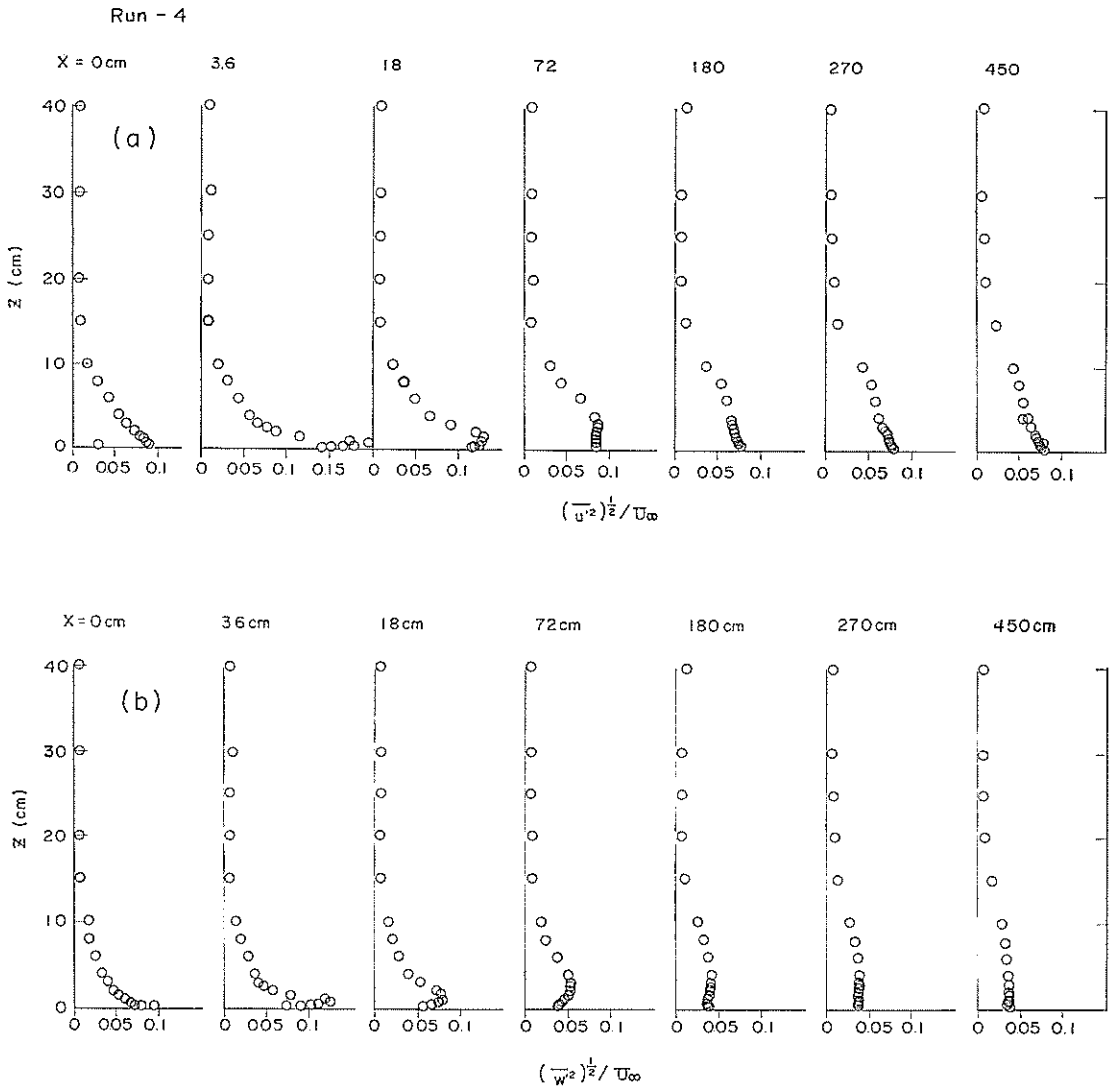


図-27 各点の水平(a)および鉛直(b)風速変動成分の分布 (Run-4)

$x=10\sim 40$ cm の $x=5$ cm 近傍, すなわち $x/h=0.67\sim 1.33$ の $x/h=0.3$ 近傍で $(\overline{u'^2})^{1/2}$ の値はもっとも大きくなるが, これは図-18からわかるように段差により風がひずまされて大きなせん断力が働いている部分に相当する。

図-26はRun-3における $(\overline{u'^2})^{1/2}$ の分布を示したものであるが, この場合には段差 $h(=1.8$ cm) が小さいので $x/h=2.0$ および 5.0 の分布で底面近くの $x/h=0.3\sim 0.4$ 付近に段差の影響が現われる他は, ほぼ模型の前面で存在した乱流成分が模型の上にも引継がれている様子がよくわかる。ただ x の値が増加するに伴って底面近

くの $(\overline{u'^2})^{1/2}$ の値がやや減少きみなのは, 底面が粗面から滑面へ変わったことにより, 底面近くでの乱れの発生が減少したことによるものと考えられる。

図-27 (a), (b)にはRun-4の $(\overline{u'^2})^{1/2}$ と $(\overline{w'^2})^{1/2}$ の分布を上, 下にまとめて示している。 $(\overline{u'^2})^{1/2}$ の分布はRun-3と比較すると境界層の厚さの違いに対応して分布範囲に差はあるが, 段差の影響に関してはRun-3の結果とほぼ同様の変化を示す。また $(\overline{w'^2})^{1/2}$ の値は $x=0$ の点を除くと総じて $(\overline{u'^2})^{1/2}$ の値の5~6割程度に小さいが, その分布形は段差のすぐ後では $(\overline{u'^2})^{1/2}$ の分布と非常に似ている。

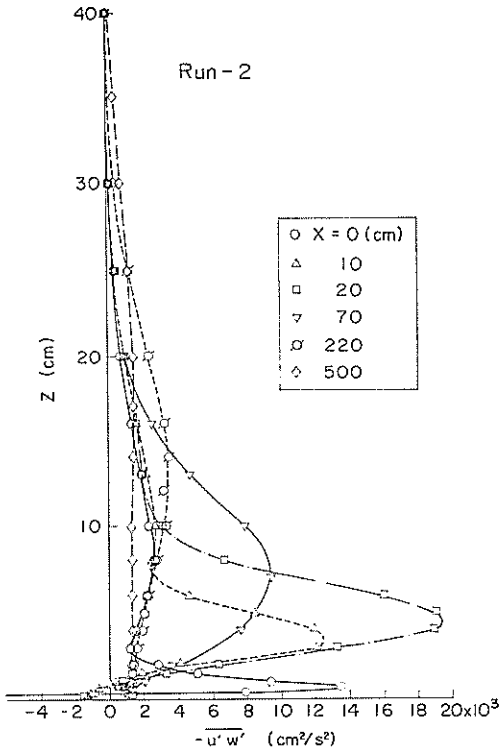


図-28 レイノルズ応力の分布 (Run-2)

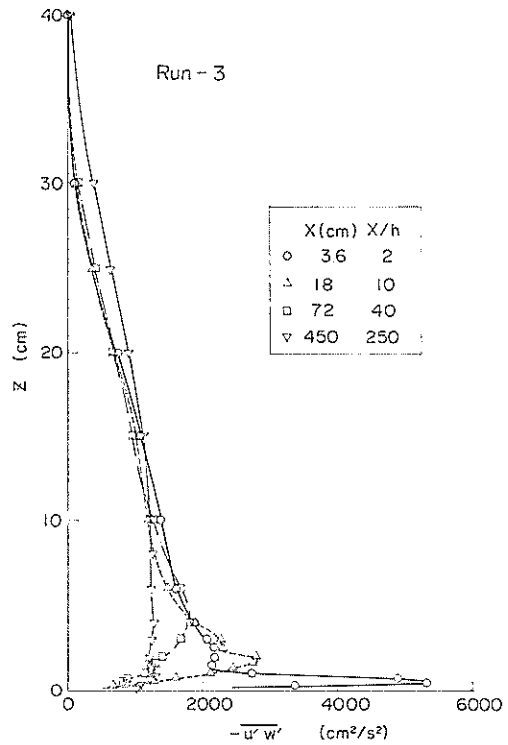


図-29 レイノルズ応力の分布 (Run-3)

次に Run-2, Run-3 および Run-4 におけるレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の測定結果をそれぞれ図-28, 29, 30 に示す。Run-2 ほど系統的に測定しなかったが、Run-1 における測定結果(省略)も図-28 の Run-2 の分布に非常によく一致している。この場合には前にも述べたように $h/\delta_0 \approx 0.43$ と相対的な段差の高さが Run-3 や Run-4 に比べてはるかに大きいので、段差によりびざませられて生じた風のせん断力の様子は、図-28 にもっとも明りょうに示されている。この図の $x=10$ cm や 20 cm の分布で $-\overline{u'w'}$ が大きな値をとる高さは、前に述べた風速分布で $\partial U/\partial z$ が非常に大きな値をとる高さに対応している。また図-28 からわかるように、段差による風のびざまみによって生じた風のせん断力は、風下になるほど上方へ拡がるとともに強度も減少し、 $x=500$ cm では $z=25$ cm 近くまで $-\overline{u'w'}$ はほぼ一定となっている。

一方、図-29 に示した Run-3 の結果においても段差の影響は見られるが、図-28 の場合ほど強くはなく、むしろ $z \geq 5h (=9$ cm) 程度の高さではあまり段差の影響が見られないといえる。また $x=450$ cm においては $z=15$ cm 程度の高さまで $-\overline{u'w'}$ の値はほぼ一定となっているが、これは通常の境界層における Constant stress

layer の高さ(たとえば Hinze³³⁾ 参照)と比べてもかなり高い。図-23 に示した Run-3 における $x=360$ cm や 500 cm での風速分布が、通常の境界層にはあまり見られないくらい z の大きいところまで対数的な分布をするのは、上に述べたレイノルズ応力の分布に対応しているであろう。このようにせん断力がほぼ一定の層が大きいのは、図-11 に示した模型がない場合の Run-A の $x=180$ cm の分布にみられるような $-\overline{u'w'}$ の分布に底面近くで段差の影響が加わって生じたものと考えられる。

図-30 に示した Run-4 の結果では、 $x=2h$ や $x=10h$ の点の底面近くにおける $-\overline{u'w'}$ の値は Run-3 より大きいが、これは Run-4 の方が h/δ_0 の値が大きいためであろう。また z の増加とともに $-\overline{u'w'}$ が急速に減少してしまうのは、段差がない場合の Run-B の $-\overline{u'w'}$ の分布(図-12 参照)がそもそもこのような性質をもっているからと考えられる。また図-29 と図-30 に見られる $-\overline{u'w'}$ の分布の違いが、図-23 と図-24 に示した Run-3 と Run-4 の風速分布の違いに密接に関係しているといえる。

4.3 境界層の特性量の変化

段差上の風の境界層の形や厚さについては 4.1 でも簡

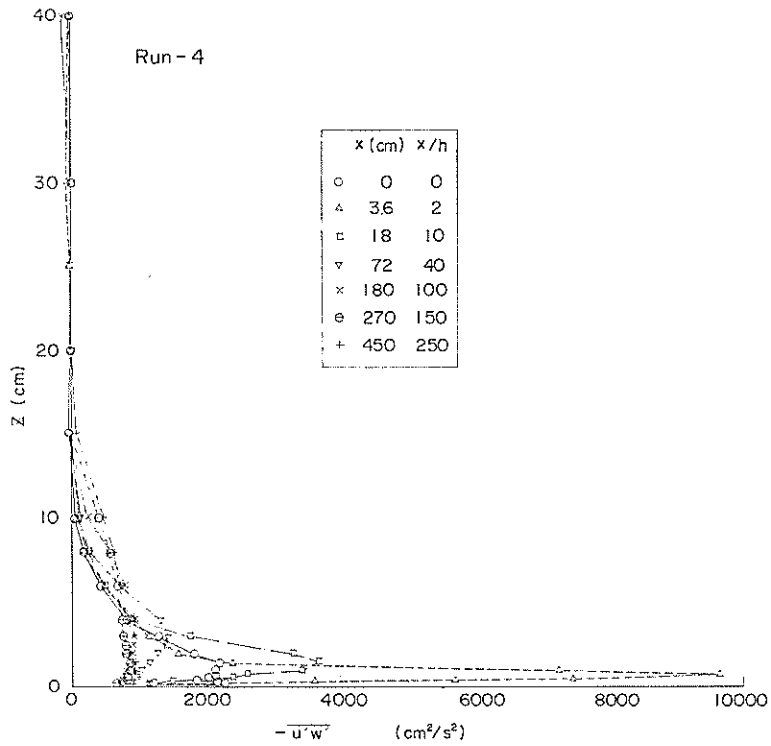


図-30 レイノルズ応力の分布 (Run-4)

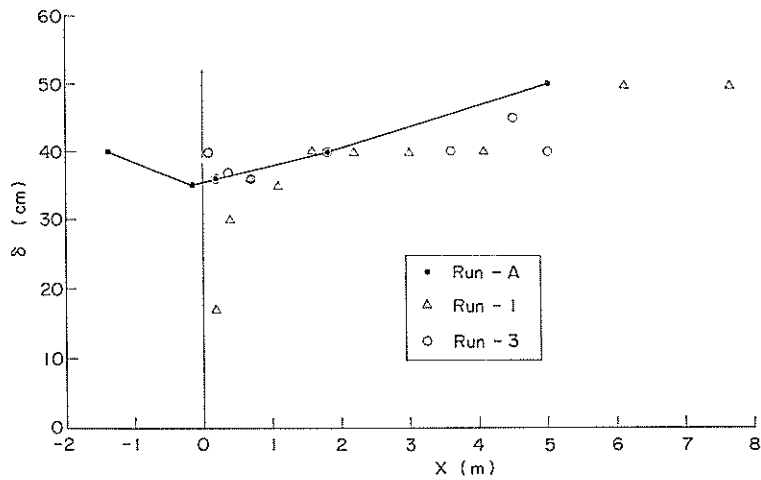


図-31 Run-1 および 3 の境界層厚さ δ の変化

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

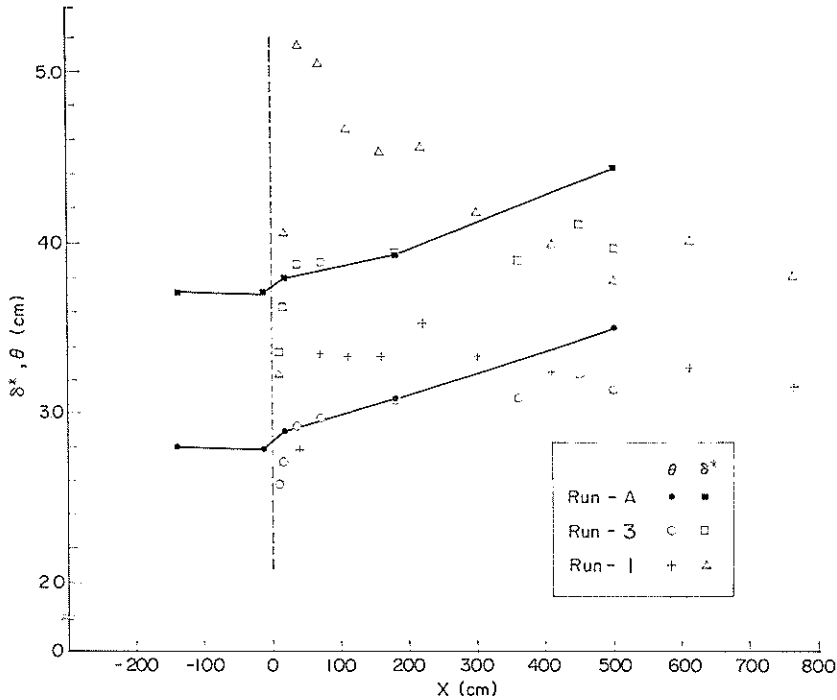


図-32 δ^* および θ の変化 (Run-1, 3 および Run-A)

単に述べたが、ここでは境界層の排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ やその他のパラメータを使って段差上の風の境界層の性質を調べてみる。その前にまず Run-1 と Run-3 の各点において U_0 の生ずる高さ δ の概略値を Run-A の結果とともにプロットしたのが図-31 である。後に示す各種のパラメータは Run-1 と Run-3 とでかなりの差を示すものがあるが、この δ の値に関するかぎり段差の直後を除いて $x \geq 160$ cm では両ケースであまり差はなく、段差がない場合の δ の値にかなり近い値をとることがわかる。

図-32 には Run-1, Run-3 および参考に Run-A での δ^* と θ の値を示す。Run-A の δ^* と θ は $x > 0$ の部分ではほぼ x に比例して単調に増大するのに対し、Run-1 と Run-3 の δ^* と θ は段差の直後で x とともに急に大きくなり、Run-1 と Run-3 の間で差がつくが Run-1 の δ^* は x とともにまたかなり減少して $x=500$ cm あたりでは δ^* も θ も Run-1 と Run-3 との間の差はなくなっている。

図-33 は Run-4 と Run-B における δ^* と θ を示したものであるが、Run-4 の δ^* と θ は段差の直後で Run-A の値より少し大きくなった後は、ほぼ Run-A と同じ割合で増大している様子が見られる。

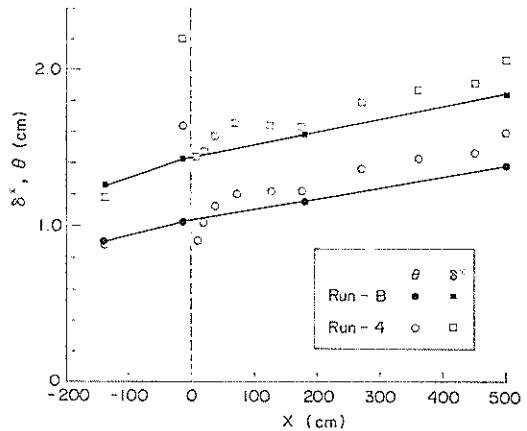


図-33 δ^* および θ の変化 (Run-4 および Run-B)

図-34 は Run-1, Run-3, Run-4 の形状係数 $H (= \delta^*/\theta)$ をまとめて x/h を横軸にとって示したものである。この形状係数 (shape parameter) は主として圧力こう配が風速分布におよぼす影響を表わし、 $H=2.6 \sim 2.7$ に達するとはく離が生じるといわれている²⁴⁾。図-34 の中には示していないが参考までに述べると、Run-1 で実際にはく離が生じている $x=10$ cm では $H=2.78$ 、 $x=20$ cm では $H=2.50$ となっている。図-34 の結果

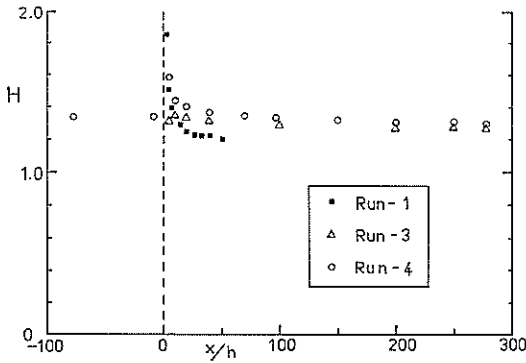


図-34 各ケースの H の値の変化

からみると、段差の直後を除くと H はあまり変化せず、Run-1 では x/h の十分大きいところまでデータはないが、最終値は $H=1.20$ 、Run-3 の最終値は $H=1.26$ 、Run-4 では $H=1.30$ となっている。

昔からの風の乱流境界層についての研究は実験的にも主として圧力こう配のない場合についてくわしく調べられ、壁法則だけでなく、いわゆる速度欠損則[※]の形で風速分布の相似性が保たれることなどいろいろの性質が明らかにされてきた。一方圧力こう配があると境界層の外部領域は影響を受け、速度欠損則の形での相似性が保たれなくなるが、Clauser¹⁰⁾ は圧力こう配はあっても各点の風速分布を相似に保ちうることを実験的に証明し、このような境界層を平衡乱流境界層と名づけた。十分発達した管の中の流れは平衡乱流境界層の 1 例である。Clauser¹⁰⁾ は前に述べた形状係数 H はそれだけで平衡乱流境界層の種類を表わすには不適當であることから、境界層厚さのパラメーターとして

$$d = \int_0^{\infty} \frac{U_{\infty} - U}{u_*} dz \quad (15)$$

なる量を採用し、 H の代りに次のような形状係数を導入した。

$$G = \int_0^{\infty} \left(\frac{U_{\infty} - U}{u_*} \right)^2 dz / \int_0^{\infty} \frac{U_{\infty} - U}{u_*} dz \quad (16)$$

$$= \int_0^{\infty} \left(\frac{U_{\infty} - U}{u_*} \right)^2 d \left(\frac{z}{d} \right) \quad (16')$$

この G は Clauser パラメーターとも呼ばれ、一般に境

※ 速度欠損則とは、境界層の速度分布が

$$(U_{\infty} - U) / u_* = g \left(\frac{z}{d} \right)$$

の形で表わされるというものである。これは主として壁から離れたところでよくあてはまる関係であるが、壁の近くを対象とした壁法則ほど普遍的なものではなく、境界層の外の流れの圧力こう配や乱れの強さによって関数 g は変化することが知られている。

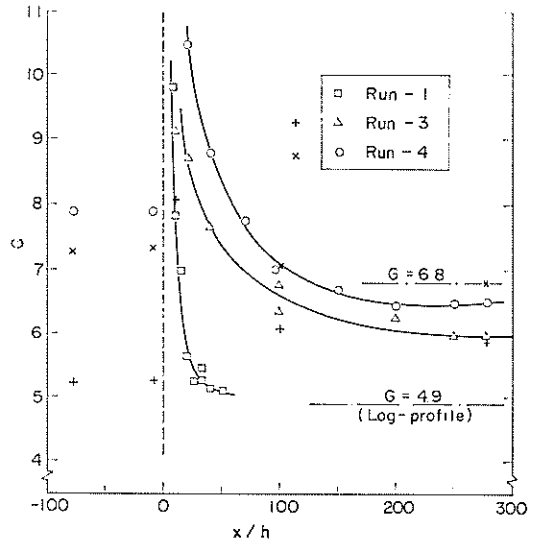


図-35 各ケースの G の値の変化

界層の特性を表わす重要なパラメーターと考えられている。圧力こう配のないときの境界層に対する G の値はほぼ 6.8 である^{10), 4)}。(11)~(13)式を(16)式に代入して変形すると G は次式のように表わされる。

$$G = \frac{U_{\infty}}{u_*} \left(1 - \frac{1}{H} \right) = \sqrt{\frac{2}{C_f}} \left(1 - \frac{1}{H} \right) \quad (17)$$

この式からわかるように H が一定値をとっても、 G が一定であるとは限らない。

今回の実験における Run-1、Run-3 および Run-4 における G の値を図-35 に示す。同図には参考のため Run-A と Run-B の G の値も、+ と × の記号により、Run-3、4 のスケール ($h=1.8$ cm) でプロットしてある。図中に示した $G=4.9$ の線は鈴木他¹²⁾ による風速分布が純粹に対数分布であるときの G の値を示している。前に示した図-6 (b) からわかるように、Run-B の分布はほぼ平衡境界層の分布とみられるが、図-35 の Run-B の G もほぼ一定でしかも圧力こう配のないときの値 $G=6.8$ に非常に近いことがわかる。言いかえると今回の実験では (Channel flow の特徴として) 少し正の圧力こう配がついているが、段差も表面粗度もない Run-B の場合の境界層の性質は、標準的な圧力こう配のないときの境界層の性質に非常に近いとみることができる。

一方、Run-4 の G の値は段差直後の大きな値から x とともにしだいに減少し、段差なし (Run-B) の値より少し小さくなり、 $x=200h$ あたりで極小となって以後やや大きくなるようとする傾向を示している。これは従来、

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

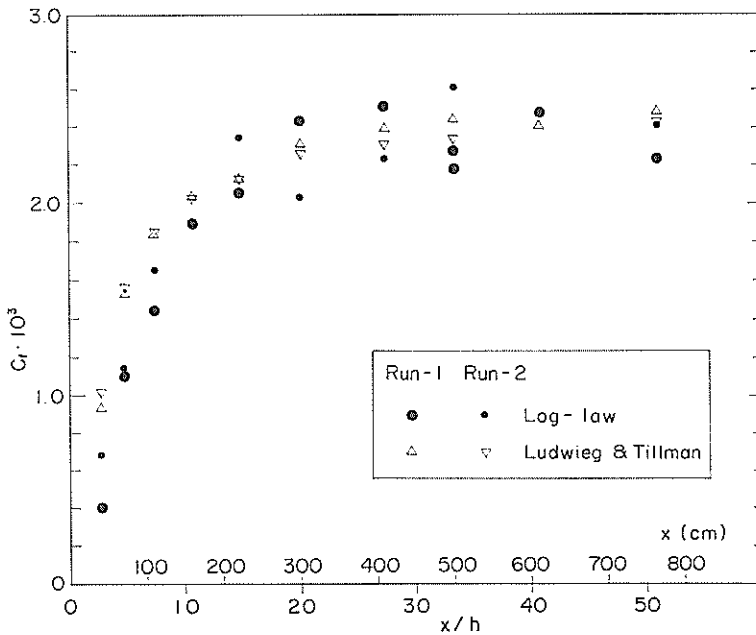


図-36 摩擦抗力係数の測定結果 (Run-1, 2)

障害物の後方で再発達する乱流境界層において G の値はいったん極小値をとり、しだいに平衡境界層の値に単調に復帰していくといわれる⁴⁾ことと一致している。

Run-3 の場合には、途中段差なし (Run-A) の値よりやや大きめで最終測定点でほぼ同じとなっている。このように Run-3 と Run-4 とで G の値の変化に多少の差がみられるが、Run-3 では表面粗度の変化と段差の両方の影響で G の値が変化しているはずなので、それが両ケースでの差として現われたものであろう。

Run-1 の結果では横座標が x/h にとってあるため Run-A との対応関係に注意が必要であるが、 x の増加とともに G はほぼ一定値に近づき、境界層は平衡状態に近づくことがわかる。またその値が $G \rightarrow 5.1$ となることは、風速分布が圧力こう配のないときのものとはかなり異なり、純対数分布に非常に近いことを反映している。

次に今回の実験の主目的の1つである模型上の摩擦抗力係数 c_f の測定結果を図-36~38 に示す。図-36 には Run-1 と Run-2 の結果がまとめられており、データのバラツキはかなりあるが、 $x \geq 30h$ くらいになると c_f は $2.3 \sim 2.4 \times 10^{-3}$ 程度の値に落ちつくことがわかる。この図の場合、参考に示した Ludwig-Tillman の式で求めた c_f の値は、段差のすぐ後では風速分布から求めた値よりやや大きめであるが $x \geq 15h$ では風速分布からの値に非常によく一致している。

図-37 の Run-3 と図-38 の Run-4 の場合には Preston tube の方法により求めた c_f の値も示してあるが、どちらの場合にも段差の直後では風速分布から求めた c_f よりかなり大きな値をとり、 x が $100h \sim 150h$ より大きくなると両者はかなりよく一致する。この x の大きいところでの c_f の値は、図-37 の Run-3 の場合にはバラツキが多くて明確ではないがほぼ $c_f \approx 2.4 \times 10^{-3}$ 程度となっている。一方図-38 の Run-4 では測定精度がよいので c_f は $x = 200h$ あたりで極大値 $c_f \approx 2.65 \times 10^{-3}$ をとったあと x とともにやや減少する傾向を示す。この減少の傾向は、後で述べるように c_f は境界層の厚さ δ が大きくなると減少する性質をもち、図-33 に示した δ^* と θ の測定結果からもわかるように、Run-4 では x とともに δ が少しずつ増大する傾向にあるために生じたものと考えられる。一方 Run-3 の場合にこの減少傾向があまり明確でないのは、データのバラツキが多いためだけでなく、図-32 に示した Run-3 の δ^* や θ も図-38 の Run-4 の場合ほど明りようには x とともに増加していないためと考えられる。

※ Run-B と Run-4 におけるピトー管による測定では MKS の差圧計を使用している。

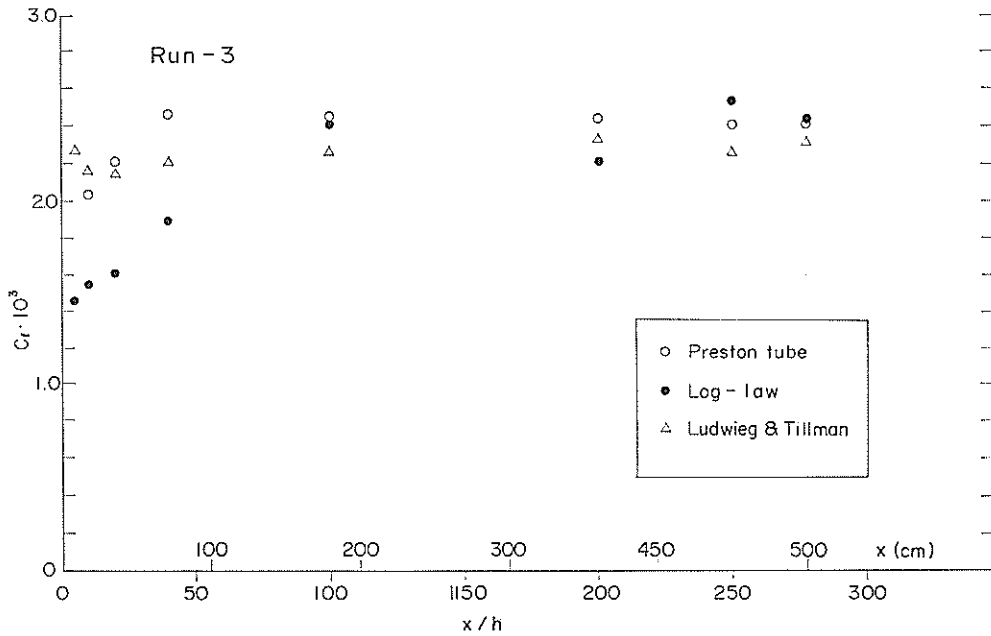


図-37 摩擦抗力係数の測定結果 (Run-3)

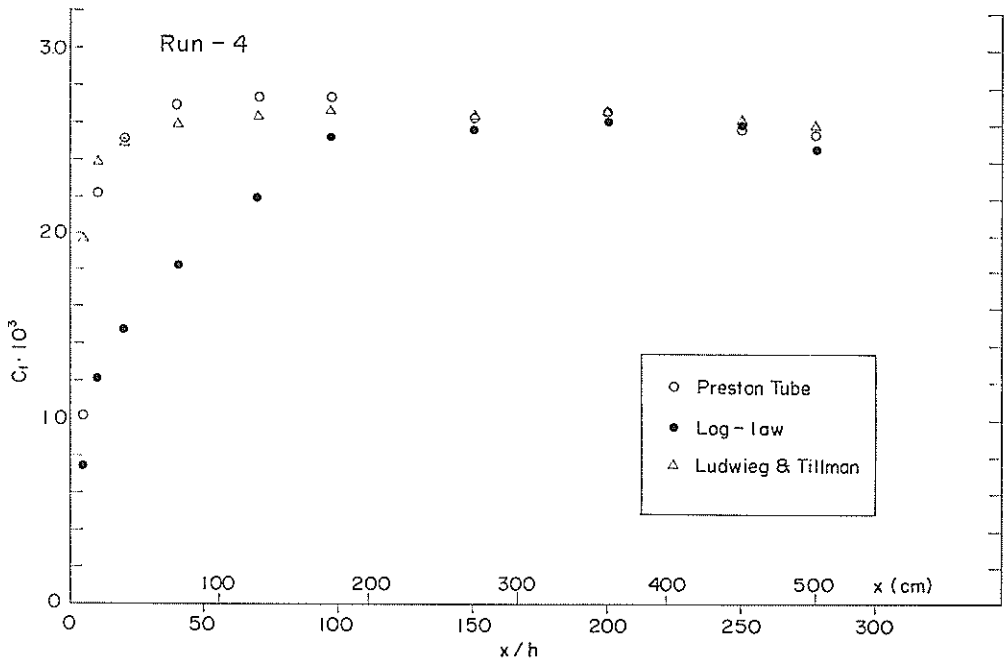


図-38 摩擦抗力係数の測定結果 (Run-4)

5. 実験結果の考察

前章の4.3で述べたように Run-3 と Run-4 における段差のすぐ後での c_f の値は、Preston tube の方法で求めたものと風速分布から求めたものが大きくない違いを示した。段差直後の風速分布では対数法則の対象となる範囲が狭いためそれから求めた u_* の値は誤差を含みやすい。一方今回の Preston tube の方法は通常のものと同様に静圧のとり方が違うけれども、それについては十分検定を行ったので、むしろ Preston tube の方法で求めた値の方が正しいのではないかと当初は考えられた。しかし測定結果を検討した結果からはその逆の結論がえられた。

Preston tube から求めた u_* を使って 図-7, 8 と同様に壁法則の形で Run-4 のデータをプロットしたものの一部を 図-39 に示す。これに直線をあてはめると(4)式の κ と C を求めることができるが、Run-4 の $x \geq 18$ cm のすべての点について、Preston tube による u_* を使って求めた κ と C の値を表-1 に示す。これをみると x の大きいところでは $\kappa \approx 0.41$ となって妥当な値を示すが κ が小さくなるに伴って κ の計算値が大きくなり、段差のすぐ後では 0.5 よりも大きくさえている。そもそも Preston tube の方法は(2)式の壁法則が成立すると

表-1 Preston tube による u_* を用いたときの(4)式の κ, C の値 (Run-4)

x (cm)	u_* (cm/s)	κ	C
18	35.2	0.516	7.24
36	37.4	0.520	7.97
72	38.8	0.508	7.87
126	39.4	0.443	6.38
174	39.5	0.429	6.18
270	39.0	0.421	6.30
360	39.4	0.411	5.80
450	39.0	0.411	6.10
500	39.3	0.415	6.25

いう前提に立った測定法であるが、その方法で求めた κ の値が測定誤差の範囲をこえてこのように変化するということはその前提と矛盾するから、段差のすぐ後では、Preston tube により測定した u_* の値は信頼できないと考えられる。一方風速分布から求めた u_* を使って同様のプロットを行うとすぐ後で述べるように $\kappa \approx 0.41$ となり矛盾は生じない。以上の理由から Run-3 と Run-4 の段差のすぐ後での u_* は風速分布から求めた値の方が正しく、Preston tube の方法は過大な値を与えるといわざるをえない。

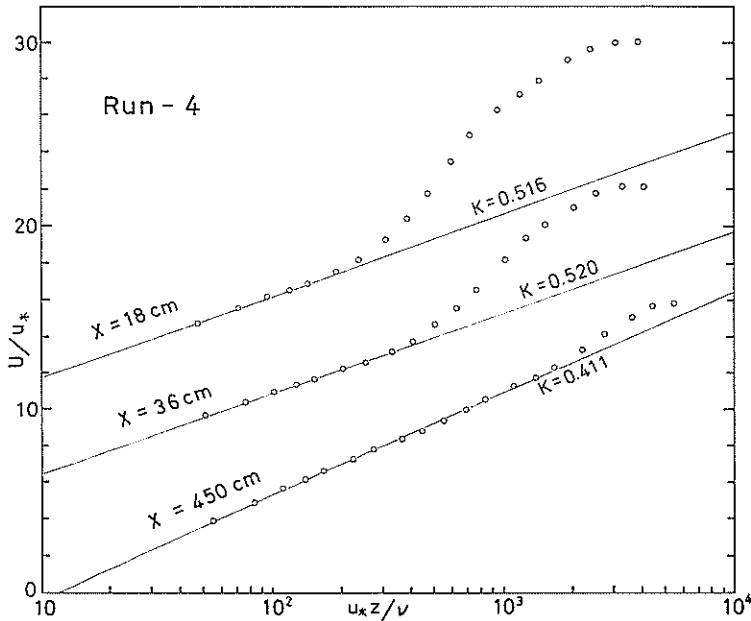


図-39 Preston tube の u_* を使った場合の $u_* z / \nu$ と U/u_* の関係 (Run-4) ($x=36$ cm と 450 cm の点はタテ座標をそれぞれ6および12だけ下へずらしてある)

今回用いた Preston tube の方法が段差のすぐ後では正しい u_* の値を与えなかった理由は、後で述べるように壁法則の定数が変化するためではないかと考えられるが、図-17 で示したような静圧の鉛直分布の複雑さも関係しているかも知れない。なお Antonia & Luxton²²⁾ は底面が粗面から滑面へと急に変った場合の滑面上の風の測定で、Preston tube により求めた c_f は風速分布より求めた c_f よりかなり大きいことを示している。彼等はまたその場合の混合距離の測定結果から、粗度変化の直後において κ は通常の値の 0.41 より大きいことを見出し、したがってその場合の Preston tube による測定結果は信頼できないと述べている。

今回の実験においてもレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の測定は行ったので、いくつかの場合について段差の後での混合距離 l を

$$l = (-\overline{u'w'})^{1/2} / (\partial U / \partial z) \quad (18)$$

によって高さごとに求め、

$$l = \kappa z \quad (19)$$

の関係から κ の値を調べてみたが、このようにして求めた κ の値は 0.40 またはそれ以下で Antonia ら²²⁾ のように大きな κ の値は見出せなかった。ただし今回の実験を通じて測定された $-\overline{u'w'}$ の値は前にも述べたようにやや小さすぎる傾向がみられるので、上に述べた方法に

よる κ の値についてはあまり立入っては調べなかった。

図-40~42 は Run-1, Run-3 および Run-4 の風速の測定結果を、風速分布から求めた u_* を使って(4)式の形に無次元化して示したものである。これらの図の中には(4)式、すなわち

$$U/u_* = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* z}{\nu} \right) + C \quad (4)'$$

において $\kappa=0.41$, $C=5.10$ としたときの直線が示されているが、各点の z の小さいところでの風速の変化はこの直線のこう配によく一致している。この直線を平行移動させて各点の分布の内部領域に合わせることににより(4)式の C の値が求められる。図-42 からわかるように、Run-4 の場合には、このようにして求めた C は z の小さいところほど大きな値をもつが、 z とともにしだいに一定値に近づき、 $z \geq 360 \text{ cm} (=200h)$ ではほぼ

$$C \doteq 6.0$$

となっている。図-40, 41 に示した Run-1 や Run-3 の場合にもこれと同様の傾向が十分認められる。ただ、いくつかの測点については C の値が z とともに減少しているとはいえない場合があるが、それはむしろ u_* の値の測定誤差にもとづくものと考えられる。また Run-1 や Run-3 における C の値が変化する幅は Run-4 の場合より小さく、最終的な C の値にも各ケースごとに多少

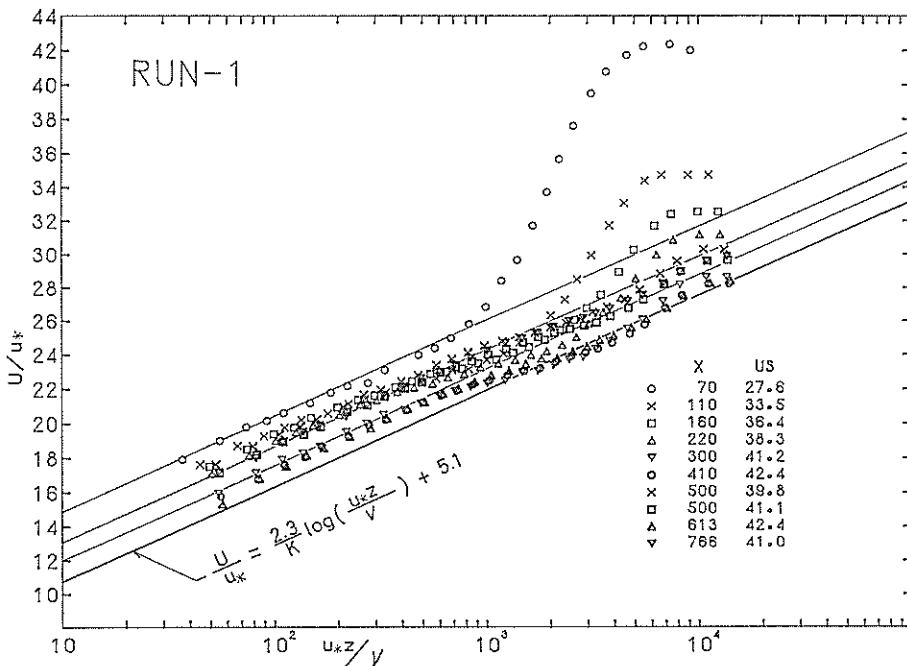


図-40 U/u_* と u_*z/ν の関係 (Run-1)

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

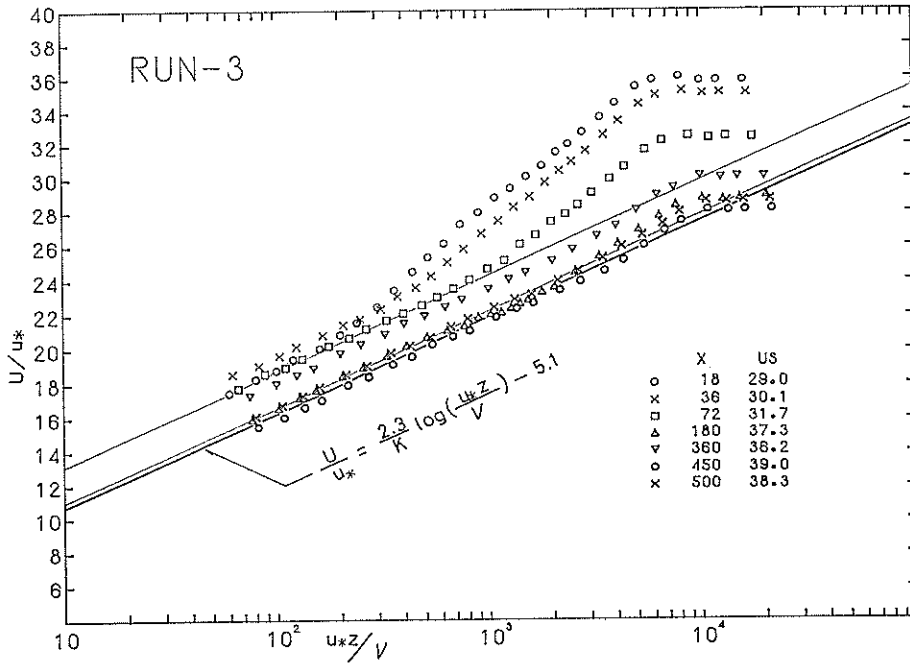


図-41 U/u_* と u_*z/ν の関係 (Run-3)

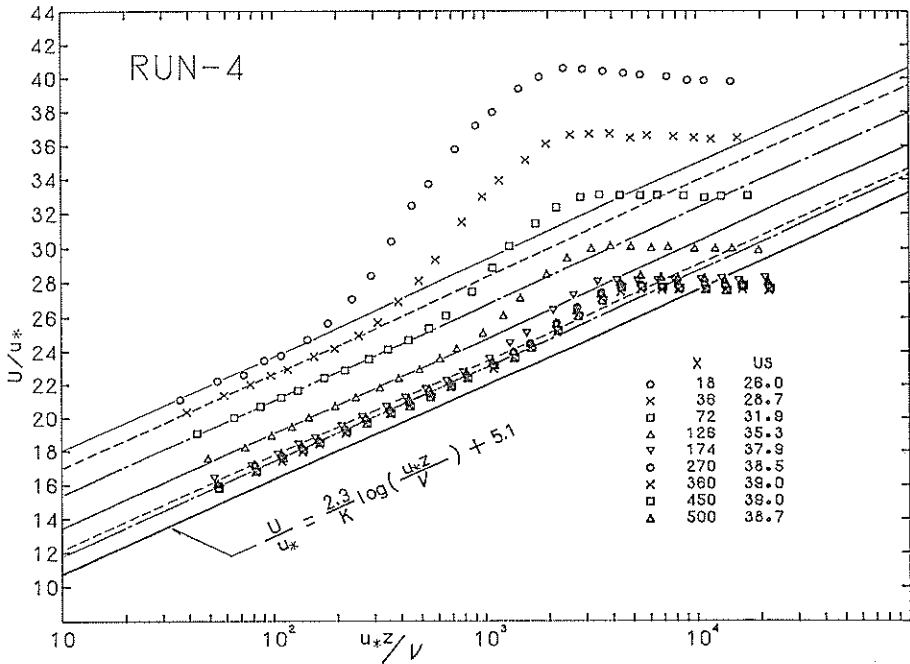


図-42 U/u_* と u_*z/ν の関係 (Run-4)

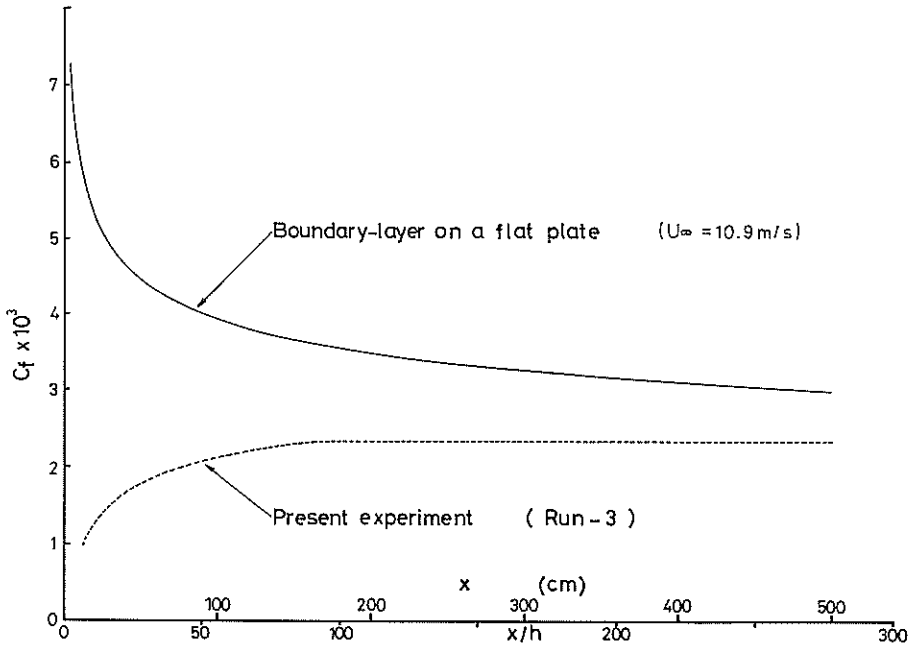


図-43 平板境界層と段差後方の境界層における摩擦抗力係数の比較

の差が見られる。これらの理由は明らかではないが、模型より風上の点の底面粗度の大きさや段差の相対的な高さ h/δ の大きさなどにより、 $x > 0$ の部分に生じる境界層のかく乱の程度に多少の差が生じるためではないかと考えられる。

風洞の一般的な風の中に風と平行におかれた平板上の風の境界層については、従来いろいろと研究が行われており、平板に働く風の摩擦抗力係数についてもいろいろな公式が提案されている。その中でもっとも広く認められているのは、風速分布を対数分布とした Prandtl の数値計算結果をもとに Schlichting が公式化した次の式である。

$$c_f = (2R_x - 0.65)^{-2.3} \quad (20)$$

ただし $R_x = U_\infty x / \nu$ で、 x は平板前縁からの距離である。参考のために今回の Run-3 の実験条件に合わせて $U_\infty = 10.9 \text{ m/s}$ 、 $\nu = 0.144$ にとって計算した c_f の値を、Run-3 の c_f の測定値とともに図-43 に示す。平板の場合の c_f が $x=0$ の直後で大きな値をとり、 x とともに減少していくのは、平板上の境界層厚さ δ が x とともにだいたい大きくなっていくからであるが、これを説明するために初式のもとになっている δ と c_f の関係²⁾を表-2に示す。一方、段差模型上の境界層の場合、 x の小さいところで c_f の値が小さいのは、 $x=0$ 付近のはく離とそれに伴う境界層全体のひずみによると考えられ、 $x \geq 200 \text{ cm}$

表-2 Prandtl の計算による $u_* \delta / \nu$ と c_f の関係²⁾

$\left(\frac{u_* \delta}{\nu}\right) \cdot 10^{-3}$	$c_f \cdot 10^3$
0.200	5.51
0.500	4.38
1.00	3.74
2.00	3.22
3.00	2.97
5.00	2.69
7.07	2.53
12.0	2.30
20.0	2.11
50.0	1.83
100	1.65
283	1.42
500	1.32

で c_f がほぼ一定値をとるのはこの部分で δ があまり変化しないことに対応している。

参考のために、Run-3 の $x=3.6 \sim 5.0 \text{ m}$ における平均的な値の $\delta \approx 38 \text{ cm}$ 、 $u_* = 38.0 \text{ cm/s}$ からえられる

$$\delta u_* / \nu = 10.0 \times 10^3$$

に対して、表-2 のデータを使って c_f を内挿で求めてみると

前向き段差をもつ地形上の風の境界層と摩擦抗力係数の実験

$$c_f = 2.38 \times 10^{-3}$$

となり、Run-3 での値とかなりよく一致する。また Run-4 について同様のことを調べると、 $x=450 \text{ cm}$ においては $\bar{\delta} \approx 20 \text{ cm}$, $u_* = 39.0 \text{ cm/s}$, $\nu = 0.140$ であるので

$$\bar{\delta} u_* / \nu = 5.57 \times 10^3$$

これに対して表-2 の関係から

$$c_f = 2.65 \times 10^{-3}$$

がえられ、やはり 図-38 の結果ともかなりよく一致する。

次に現地のスケールでは c_f の値がどの程度になるかを推定する例として、今回の実験で当初対象とした空港浮体についての c_f の値の概略値を上述した方法で推定してみると次のようになる。海面上の大気境界層の厚さを一応 $\bar{\delta} = 200 \text{ m}$ 、風速分布は $1/7$ の指数分布と仮定すると、 $U_w / U_{10} = 1.534$ である。実験 (Run-3) では $U_w \approx 10.9 \text{ m/s}$, $u_* \approx 38.0 \text{ cm/s}$ であるから、 u_* は U_w に比例すると仮定すると、風速 50 m/s の場合の u_* の推定値は

$$u_* = 38.0 \times (50 \times 1.534 / 10.9) = 267 (\text{cm/s})$$

したがって $u_* \bar{\delta} / \nu \approx 3.8 \times 10^7$ となる。この $u_* \bar{\delta} / \nu$ の値は表-2 の範囲をはるかに越えているが、もとの Prandtl の計算はレイノルズ数に依存しないから、日野²⁴⁾ によって示された計算法によりさらに計算範囲を拡張すると $u_* \bar{\delta} / \nu$ と c_f の関係は 図-44 のようになる。この図から $u_* \bar{\delta} / \nu = 3.8 \times 10^7$ に対する c_f の値は 0.80×10^{-3} とえられる。

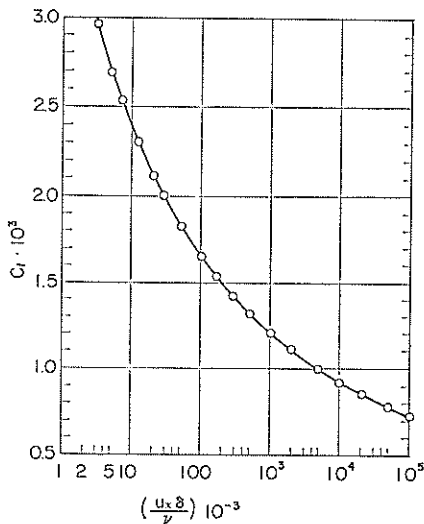


図-44 Prandtl の計算による $u_* \bar{\delta} / \nu$ と c_f の関係

6. ま と め

大型の構造物が海上に設置された場合にみられるような、前向き段差をもつ地形の段差後方における風の境界層の性質、特に風の摩擦抗力係数の値を明らかにするため、風洞実験を行った。その実験結果から明らかになった主要な点をまとめるとほぼ次の通りである。

- (1) 段差上の風の境界層は風洞の平板上の境界層のように前縁からの距離とともに発達するのではなく、段差地点の風上にあった風の境界層が段差によりひずませられた後、段差上に戻ってくる形で出現する。そのひずみの程度はおおよそ段差の高さ h と風上側での境界層厚さ $\bar{\delta}_0$ との比 $h/\bar{\delta}_0$ に依存する。
- (2) 段差地点の直後で風は表面からはく離するが、前縁から $2h$ 程度風下では表面への再付着が生じる。
- (3) 風速分布の壁法則 (対数分布) の定数 C は、段差の直後では通常よりかなり大きな値を示すが、段差地点からの距離 x とともにしだいに減少し、 $x \geq 150h$ では通常の平板境界層の値に近づく。この範囲では G の値からみても段差上の境界層は平衡境界層に近づくことがわかる。
- (4) 今回の実験で採用したピトー静圧管だけによる Preston tube の方法は、段差のない滑面上 (Run-B) と段差の十分後方では非常に有効であった。
- (5) 段差上の風の摩擦抗力係数 c_f は、段差直後のはく離部分では 0 であるが、距離 x とともにしだいに増大し、 $x \geq 150h$ ではほぼ一定な値となる。この部分での c_f の値は、 $u_* \bar{\delta} / \nu$ を対応させることにより、従来研究されている平板上の c_f の値によく一致する。

今回の実験は短期間で終了せねばならなかったため、準備と測定に十分な時間をかけられなかった。そのため測定内容や精度について、著者としては不満足な点もいろいろあるが、前向き段差後方の風の境界層に関する実験データがほとんどない現状から考えて、今回の実験結果でも、今後同様な問題を取扱う場合の参考になるものと考え、実験結果のとりまとめを行った。

最後に、本実験を行う過程でいろいろ協力して頂いた前水理研究室の宮崎豊技官、および実験とデータ整理の最終段階で協力して頂いた水理研究室の池田高則および一戸秀久両技官に深謝の意を表します。なお、データ処理には当研究所計算センターの電子計算機 (TOSBAC-5600/160 および ACOS 800・II) を使用している。

参 考 文 献

- 1) Roll, H.D. (1965). *Physics of the Marine Atmosphere*, Academic Press.
- 2) 本州四国連絡橋技術調査報告書, 付属資料1, 耐風設計指針 (1976). および同解説, 土木学会・本州四国連絡橋技術調査委員会。
- 3) Schlichting, H. (1968). *Boundary-Layer Theory*, 6th Ed. McGraw-Hill Book Co.
- 4) Bradshaw, P. & Wong, F.Y.F. (1972). The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer, *J. Fluid Mech.*, 52, 113-136.
- 5) Bowen, A.J. & Lindley, D. (1974). Measurements of the mean wind flow over various escarpment shapes, *Proc. 5th Australasian Conf. on Hydraulics and Fluid Mech.*, Univ. of Canterbury, N.Z., 211-219.
- 6) Bowen, A.J. & Lindley, D. (1977). A wind-tunnel investigation of the wind speed and turbulence characteristics close to the ground over various escarpment shapes, *Boundary-Layer Met.*, 12, 259-271.
- 7) Cermak, J.E. & Arya, S.P.S. (1970). Problems of atmospheric shear flows and their laboratory simulation, *Boundary-Layer Met.*, 1, 40-60.
- 8) 井上栄一 (1951). 自然の風と風洞実験, 第2報, *応用力学*, 4(22), 3-6.
- 9) Kato, H. & Sano, K. (1971). An experimental study of the turbulent structure of wind over water waves, *港湾技術研究所報告*, Vol. 10, No. 1, 3-42.
- 10) Clauser, F.H. (1956). The turbulent boundary layer, *Adv. in Appl. Mech.*, 4, 1-51, Academic Press.
- 11) Coles, D. (1956). The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 1, 19-226.
- 12) 鈴木雅宏, 木谷 勝, 有江幹男 (1978). かく乱された乱流境界層の特性に関する研究 (平均速度分布), *日本機械学会論文集 (第2部)*, 44巻, 377号, 49-58.
- 13) Preston, J.H. (1954). The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes, *J. Roy. Aero. Soc.*, 58, 109-121.
- 14) Head, M.R. & Rechenberg, I. (1962). The Preston tube as a means of measuring skin friction, *J. Fluid Mech.*, 14, 1-17.
- 15) Patel, V.C. (1965). Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients, *J. Fluid Mech.*, 23, 185-208.
- 16) Schubauer, G.B. & Tchen, C.M. (1961). *Turbulent Flow*, Princeton Univ. Press, 123 pp.
- 17) Elliott, W.P. (1958). The growth of the atmospheric internal boundary layer. *Trans. Amer. Geophys. Union*, 39, 1048-1054.
- 18) Panofsky, H.A. and Townsend, A.A. (1964). Change of terrain roughness and the wind profile, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 90, 147-155.
- 19) Bradley, E.F. (1968). A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 94, 361-379.
- 20) Taylor, P.A. (1969). On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 95, 77-91.
- 21) Peterson, E.W. (1969). Modification of mean flow and turbulent energy by a change in surface roughness under condition of neutral stability, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 95, 561-575.
- 22) Antonia, R.A. & Luxton, R.E. (1972). The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. Part 2. Rough-to-smooth, *J. Fluid Mech.*, 53, 737-757.
- 23) Hinze, J.O. (1959). *Turbulence*, McGraw-Hill Book Co.
- 24) 日野幹雄 (1974). *流体力学*, 朝倉書店。