

# 階段状地形の後流の構造 (第1部)\*

安 枝 伸 子\*\*

## 要 旨

階段状地形によって生じる後流について野外観測を行ない、中立状態における相似の条件を満足させて風洞内でこの流れを再現し、階段状地形の後流の統計的形狀および内部の乱流構造を調べた。その結果、固定渦の存在が確認され、地形のごく近傍での後流の構造が比較的簡潔な形に整理された。

## 1. はじめに

野外観測の結果にもとづいて風洞内に相似な流れを再現すれば、この流れを用いて室内で繰り返し実験ができる。そして、風洞実験で得られた定量的な結果はそのまま野外に応用できると考えられる。

ところで、本論文で取り上げるような階段状地形に関して、野外観測と風洞実験を対比させるような研究はほとんど行われていない。観測の難しさ及び結果に一般性を持たせることの困難さから、野外の定量的データは多くは得られていないのが現状である。階段状地形の後流の構造を明らかにするために、野外で得られた結果をもとにして、風洞内で、流れのパターン及び対応する場所における局所乱流レイノルズ数の一致する流れを作り、この流れについて以下の2点を調べた。

- i) 地形の近傍の後流の統計的形狀
- ii) 後流内の乱流構造 (運動量フラックスの分布, エネルギースペクトルの分布など)

さらに、第Ⅱ部においては、風洞内で拡散実験を行ない、トレーサーガスの濃度分布から後流の構造を確認すると同時に、実際問題への応用を考えた。

## 2. 流れの相似

### 2.1. 野外観測

1976年7月26日から31日まで、お茶の水女子大学のグ

ランドわきの階段状地形において、以下に述べるような方法で、風下側にできる後流を観測した。地形は、写真1に示すように、高さ6 m、東西方向に幅59 m、斜面距離16.9 mの10段からなる階段である。地形の狀態から、南風の場合にできる後流を観測の対象とした。

まず、後流の統計的形狀を調べるために、流れの可視化を行なった。長さ23 mのテトロンロープ3本を階段上方からグラウンドの地表上まで張り、そのロープに2 mの間隔で四塩化チタンを含ませた脱脂綿を固定し、発生する白煙を写真に写して記録した(写真1)。観測時は風が弱く、南東の風が多かったが、階段に直角に吹く平均1 m/sec程度の南風の場合を選んで解析した。観測は3回行ない、1回の観測で約10分間に25枚の写真を撮影した。3回の観測で得た写真から読み取った煙の方向を何枚も重ね合わせて、その結果得た後流の統計的形狀を第1図に示す。

地形の風下側の後流中の地形近傍には統計的な固定渦ができており、以後この渦を後流渦(渦流領域)と呼ぶ。

煙の写真撮影と同時に、階段上方風上側の台地において、地上1.5 mの高さの風向・風速を測定し、平均風速水平方向の乱れの強さ及び平均渦の大きさを求めた。

### 2.2. 風洞による再現

上述の観測で得た後流のパターンと同じものを、風洞内の模型による流れで再現することを試みた。使用した風洞は吸込式で、大きさは30×30×300 cmである。模型は、現地地形の1/100の大きさのものを作成した。ここで、模型の縮率を1/100とした場合に、階段の高さは6 cm、草を含めると8 cmとなり、ブロッキングエリアが25%となる。一般にはブロッキングエリアは20%程度

\* The Structure of Recirculating Flow in the Region Close to Backward Multi-Step Part I.

\*\* Nobuko Yasueda, お茶の水女子大学大学院。

—1981年7月14日受領—

—1982年3月29日受理—

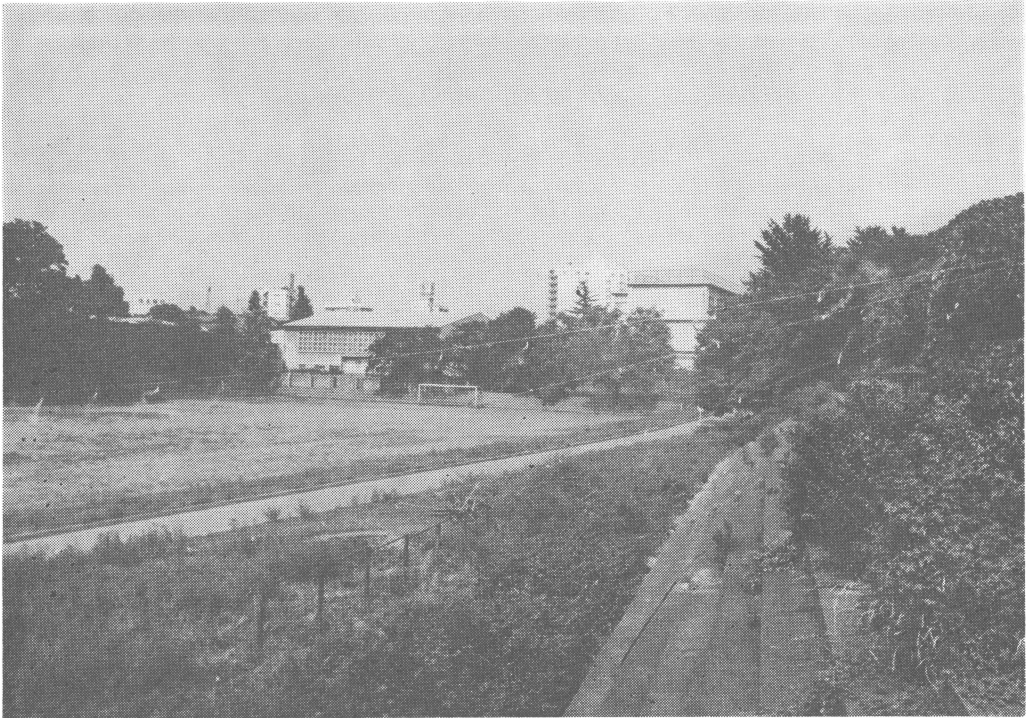
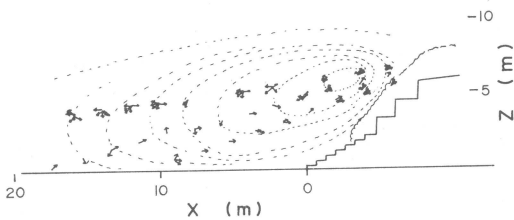


写真1 野外観測を行なった地形と流れの可視化の様子。写真中央にロープ3本と白煙が見える。



第1図 現地観測の写真解析から得られた後流の統計的形状。

以下が望ましいとされているが、模型を作る際の採寸、相似等を考える場合に半端な縮率よりも測定が便利なので、1/100の縮率でステレンボードを用いて模型を作製した。一方、風洞の吸込口から地形模型まで150 cmの距離にわたって、ゆるやかな斜面をもった平板を取りつけた。その平板上で、粗度要素としてアングルを流れに直角に並べて、乱流状態の流れを作った。

以上のように配置した風洞内で、タンポポ風向計(坂上, 1975)を用いて流れの可視化を行なった。直径1 mmのピアノ線に、タンポポの冠毛をナイロン繊維で1 cm間隔に取りつけたものを風向計として使用し、後流

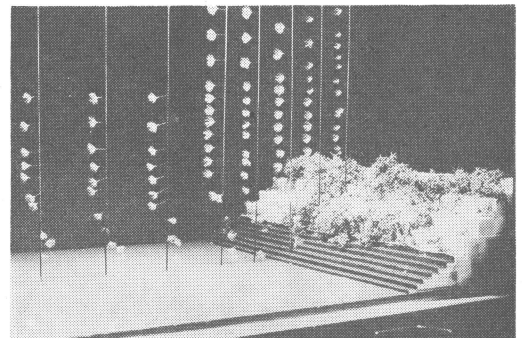
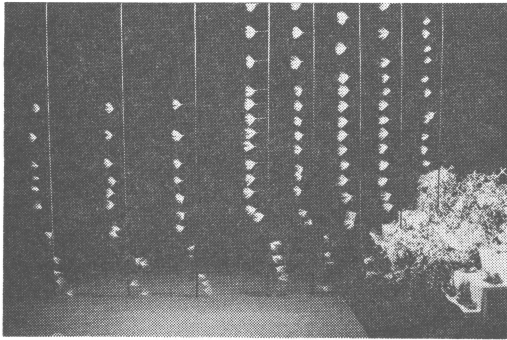


写真2 風洞内の模型と流れの可視化のためのタンポポ風向計。

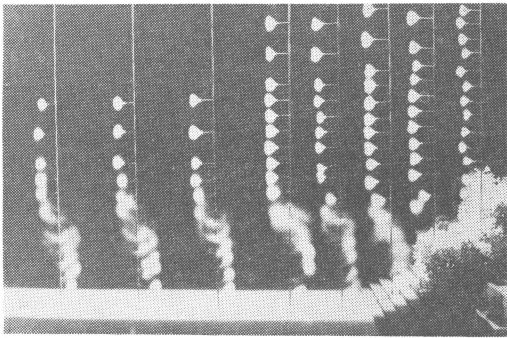
中に沢山並べて写真撮影をした(写真2)。

風洞内において、野外観測で得た流れの統計的形状に近い流れを作るために、以下に述べるような条件で試行錯誤により実験を行なった。

- i) 風洞風速( $U_{\infty}$ )を1, 2, 3, 4 m/sec と変える。
- ii) アングルの大きさ, 配置を変えることにより, 地形の風上側での一般流の乱れの大きさを変える。
- iii) 階段上部の草を脱着する。

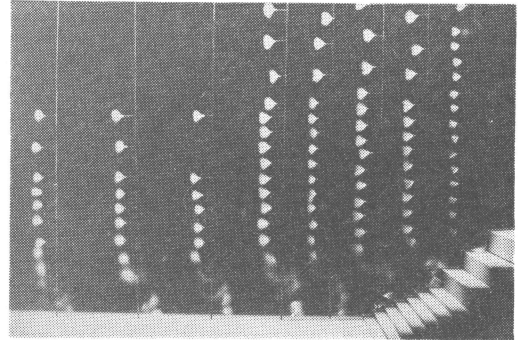


(a)

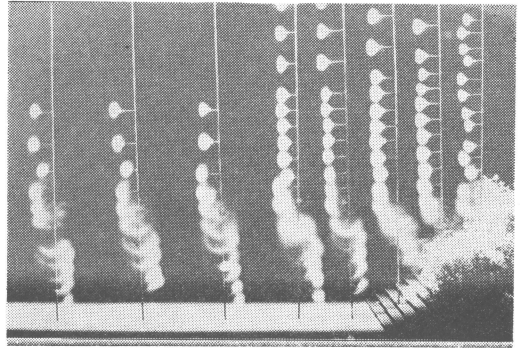


(b)

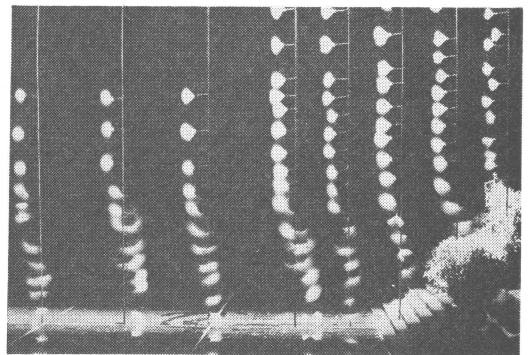
写真3 フラッシュランプによる瞬間の写真 (a) と、露出時間 50 sec でタンポポの冠毛の動きを平均化した写真 (b).  $U_{\infty}=2$  m/sec, 草, アングルを配置.



(a)

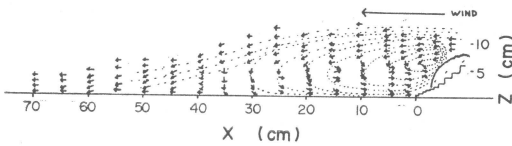


(b)



(c)

写真4 (a)  $U_{\infty}=3$  m/sec, 階段のみ, (b)  $U_{\infty}=3$  m/sec, 草, アングルを配置, (c)  $U_{\infty}=1$  m/sec, 草, アングルを配置,

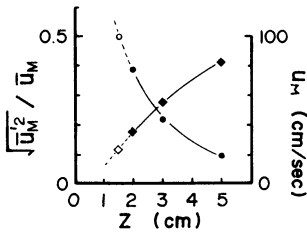


第2図 風洞内で再現された後流の統計的形狀.  
 $U_{\infty}=1$  m/sec, 草, アングルを配置.

可視化の記録として、野外観測の写真と対応させるためのフラッシュランプによる瞬間の写真と、乱れの様子をみるための露出時間 50 sec でタンポポの冠毛の動きを平均化した写真を撮影した (写真3)。

野外観測で得た第1図を参照しながら写真を解析して、現地の後流の状態に近い流れを選択すると、風が弱く、草があり、アングルを沢山並べた乱れの大きい場合の流れがよく一致する。野外観測と一致した流れのパターンを第2図に示す。図から、流れの再付着の位置は、風下距離で、地形模型の草を含めた高さの約6倍となっ

ていることがわかる。これは、ステップ状地形に関して Bradshaw と Wong のまとめた結果 (1972) と一致しており、流れの再付着の位置に階段の有無はほとんど影響しないことがわかる。つまり、再付着の位置を考えると、階段は大きなひとつのステップとして近似できる。また、平均流のパターンはほぼ同じでも、タンポポ



第3図 風上側の斜面に高さ 15 mm のアングルを20本並べ、 $U_\infty=1$  m/secにした場合の風上側台地における乱れの強さ(●印)と平均風速(◆印)。

の振れ方、つまり乱れの強さは異なることがある。草の有無、風速を変化させた場合の流れの様子を、写真4に示す。

### 2.3. 相似則

一般に流れの相似を考える場合には、乱流レイノルズ数を一致させるように相度要素などを変化させ、定量的に相似の条件を満足させなければならない。今回は、野外観測で後流渦内部の風速のプロファイル等を測定することが困難であったために、まず流れの統計的形状を相似な状態にすることを試みた。ついで、統計的形状を一致させた流れが、相似の条件を満足しているかどうかを調べた。以下の記述において、各記号の添字  $M, N$  はそれぞれその量が風洞実験によるものと、野外観測によるものであることを示す。

風洞実験では、風洞風速 ( $U_\infty$ ) が 1 m/sec で、草があり、模型の風上側に高さ 15 mm のアングルを 5 cm 間隔で20本並べた状態の後流渦の形が野外観測とよく一致していた。この状態で、野外観測の超音波風向風速計の位置に対応する場所に、熱線風速計の感部(直径  $5 \mu$ 、長さ約 2 mm の白金メッキのタングステン線)を置き、流速を測定して比較検討した。

野外の階段上方の台地で、地上 1.5 m の高さの平均風速 ( $\bar{u}_N$ ) が 1 m/sec のとき、乱れの強さは、

$$\sqrt{\bar{u}'^2_N}/\bar{u}_N=0.50$$

であった。一方、風洞では、乱れを作っているアングルの高さが 15 mm であることより、1.5 cm の高さにおける測定値はアングルの影響を受けてしまう。そこで、地上 5, 3, 2 cm の高さで測定を行ない、その値の外挿から 1.5 cm における値を推定した。第3図の台地の地上 5, 3, 2 cm での乱れの強さ(●印)の外挿から、高さ

1.5 cm (○印) においては、

$$\sqrt{\bar{u}'^2_M}/\bar{u}_M=0.5$$

となって、両者の乱れの強さは一致している。

つぎに、平均渦の大きさの比較を行なう。野外の風速の記録を 1.5 sec 間隔で10分間読み取り、400個のデータを用いて自己相関係数  $R(\tau)$  を求めると、time integral scale  $I$  が、

$$I=\int_0^{T^*} R(\tau) d\tau$$

より算出できる。また、 $I$  にその場の平均風速を掛けることによって、平均渦の大きさ  $A$  が求まる。ここに  $T^*$  は  $R(T^*)=0$  となる時間である。計算の結果、野外では  $T_{*N}=15.9$  sec で、 $I_N=3.77$  sec,  $A_N=4.22$  m となった。一方風洞では、2 cm の高さの風速を 1/100 sec 間隔で 400 個読み取って同様な計算を行ない、 $T_{*M}=0.15$  sec,  $I_M=3.57 \times 10^{-2}$  sec,  $A_M=1.27$  cm を得た。これらの結果を用いて、流れの相似を定量的に考察する。

今、相似の条件として、局所乱流レイノルズ数の一致を考える。渦拡散係数  $K$  が、 $K \propto \sqrt{\bar{u}'^2} A$  で表わせるとすると、相似の条件は、

$$\bar{u}_N L_M / (\sqrt{\bar{u}'^2}_N) A_N = \bar{u}_M L_M / (\sqrt{\bar{u}'^2}_M) A_M$$

で与えられる。ただし  $L$  は代表的スケールを表わす。前述の結果より、野外と風洞の乱れの強さは一致しているので、 $L_N/A_N=L_M/A_M$  であれば相似の条件は満足される。模型の縮率からスケールは  $L_N=100 L_M$  であるのに対して、平均渦の大きさは  $A_N=300 A_M$  であって、相似の条件は十分には満たされていない。ただし、 $A_M$  は 2 cm の高さの値を代用している。

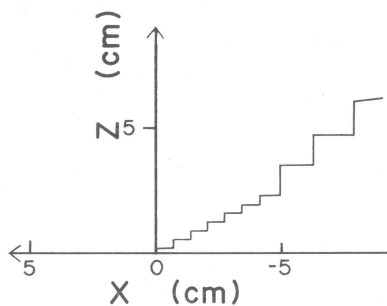
一方、根本(1968)によると、乱流場の単位質量、単位時間あたりの乱れのエネルギーの逸散の割合  $\epsilon$  を用いれば、局所乱流レイノルズ数一致の条件は、

$$U_{\infty M}/U_{\infty N}=(\epsilon_M/\epsilon_N)^{1/3}(L_M/L_N)^{1/3}$$

で表わせる。これはまた、実物と模型の互に対応する場所に対して、

$$\bar{u}_M/\bar{u}_N=(\epsilon_M/\epsilon_N)^{1/3}(L_M/L_N)^{1/3}$$

と表わすこともできる。この式に、 $\bar{u}_N=100$  cm/sec,  $L_M/L_N=1/100$  を代入し、さらに特別な場合として  $\epsilon_M/\epsilon_N=1$  を仮定すると、 $\bar{u}_M=22$  cm/sec を得る。これは、第3図から得られる高さ 1.5 cm における風速の値(◇印)  $\bar{u}_M=23$  cm/sec とよく一致している。もちろん、これから直ちに両者の流れの相似を結論することはできず、さらに他の数点についても比較して上述の条件が満足されていることを確かめるか、あるいは対応する場所



第4図 風洞内の  $x-z$  座標の定義.

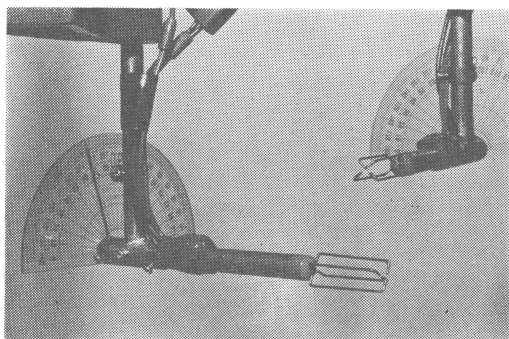


写真5 X型熱線風速計のプロープ. 流れ方向から見た場合(左)と正面から見た場合(右).

における風速のプロファイルが互いに相似になっていることを確かめなければならない。しかし、この結果は少なくとも相似性を否定する結果ではない。

以上の結果を総合すると、吟味に不十分な点もあるが、乱流場の流れの構造は近似的に相似になっていると考えられる。

### 3. 風洞実験による乱れの統計量

ここで、以下の議論において使われる座標系、風速の符号等について記す。座標は、観測データの都合から、第4図に示すように取った。階段の最下段を座標の原点とし、 $x$ 方向は原点より風上側を負、風下側を正とし、 $z$ 方向は地表面から上向きを正に取った。また風向に関しては、 $x$ 方向( $u$ 成分)は一般流の方向を正、 $z$ 方向( $w$ 成分)は上向きの場合を正とした。

#### 3.1. 測定および処理装置

今回対象とした地形は $x$ 方向に逆流があり、逆流でもそのまま測定できるようなプロープが望ましいので、写真5に示すようなX型熱線風速計プロープを考案し作製した。図中の分度器は風向の検定用で、検定が終了した時点で取りはずすことができる。

このプロープでは、 $x, z$ 方向に対して、前後( $\pm x$ )、上下( $\pm z$ )いずれの方向からの風も測定できるが、これだけでは流れの方向の判断ができない。しかし、タンポポ風向計で $x$ 方向の風の向きを判断すれば、 $z$ 方向に対しては $w$ 成分の出力の符号から風向きを判断することができる。すなわち、

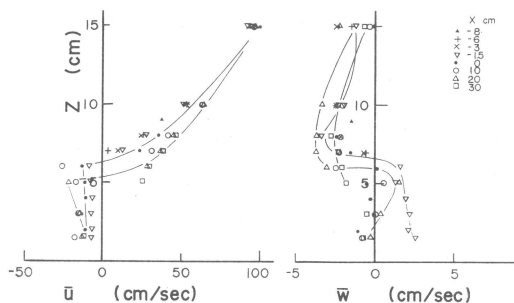
$u$ が流れ方向の場合

$w$ が正ならば吹下し、負ならば吹上げ

$u$ が逆流の場合

$w$ が正ならば吹上げ、負ならば吹下し

となる。なお、プロープの接続を逆にすれば、前記の場



第5図  $x, z$  方向の風下距離 ( $x$ ) 別平均風速の鉛直分布.  $x$  方向は一般流の方向を正、 $z$  方向は上向きを正とする。

合と逆になる。このプロープの使用範囲は、角度にして $\pm 25^\circ$ 以内である。

熱線風速計で測定した風速のデータは、データレコーダーで磁気テープに収録し、これを再生してアナログデータアナライザーで処理した。データアナライザーは、

- 1) 電源部
- 2) mean meter unit
- 3) sigma meter unit
- 4) flux meter unit
- 5) 5つの band pass sigma meter unit

から構成され、結果はそれぞれアナログで出力される。

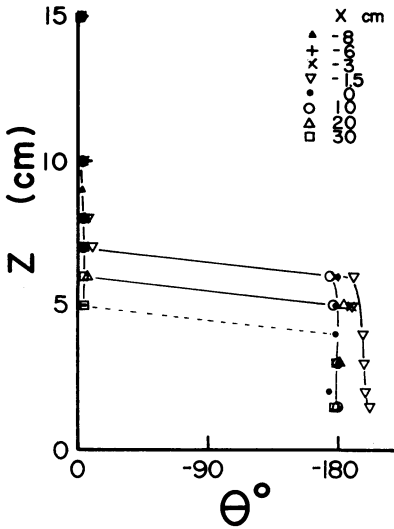
Band pass sigma meter の中心周波数  $n_c$  は、

0.4 1.6 6.4 25.6 102.4 Hz

であるが、テープの回転速度を1/2にすることによってさらに、

0.8 3.2 12.8 51.2 204.8 Hz

の中心周波数を持つ合計10個の band の sigma( $\sqrt{u'^2}$ ) が得られる。これを用いて、Yasueda et al. (1980) の方



第6図 平均風速  $\bar{u}$ ,  $\bar{w}$  から  $\theta = \tan^{-1}(\bar{w}/\bar{u})$  によって得られる, 水平方向に対する流線の傾斜角.

法により, 後述のエネルギースペクトル分布を求めた.

3.2 平均流と乱れ

地形付近の  $x, z$  方向の平均風速を第5図に示す. 逆流が生じている範囲では,  $x$  方向の平均風速は一般流(風洞風速)の10%程度の大きさになっている.  $z$  方向の平均風速は,  $x$  方向ほど高さによる大きな変化はみられず, 値も  $x$  方向と比較して1/10程度である. これらの平均風速の分布は, 後流の統計的形状をよく示している.

ここで, 各位置における  $x, z$  方向の風速成分  $\bar{u}, \bar{w}$  を用いて,

$$\theta = \tan^{-1}(\bar{w}/\bar{u})$$

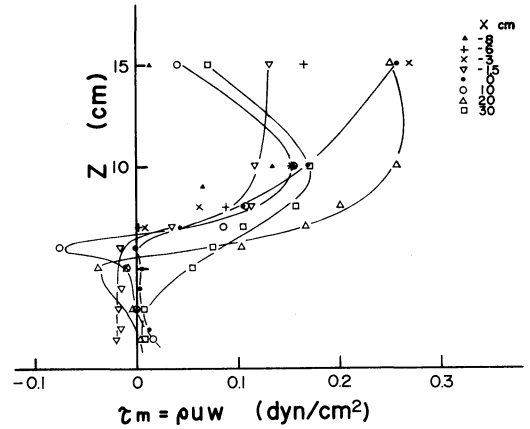
より算出した水平方向に対する流線の傾斜角  $\theta$  を第6図に示す. ただし,  $\theta$  は流れ方向の水平方向を零として反時計まわりに取ってある. 傾斜角は, 5~6 cm の高さで急変している. この高さで後流渦の流線は逆流に変わり, この高さを  $x$  方向に結んだものを, 以後, 渦の中心線と称す.

次に, 運動量フラックスを示す. 一般に, 単位面積, 単位時間あたりの鉛直方向の運動量フラックス  $F_m$  は,

$$F_m = \rho (\bar{u} + u')(\bar{w} + w')$$

$$= \rho (\bar{u}\bar{w} + \bar{u}'w' + \bar{u}\bar{w}' + \bar{u}'\bar{w}')$$

で表わされる. ただし  $u', w'$  は乱れの  $x, z$  成分である. ここで, 最後の式の括弧内の第2項及び第3項は近



第7図 平均流による鉛直方向の運動量フラックス.

似的にゼロと考えられるので, 運動量フラックスは, 平均流によるものと乱れによるものの和になる. 今回得られた結果では, 乱れによる運動量フラックスは, 平均流によるものの  $10^{-5} \sim 10^{-3}$  程度の大きさであった. すなわち, 運動量の輸送は主として平均流によるものであり, ここでは平均流による運動量フラックスを  $\tau_m$  として第7図に示す.  $\tau_m$  は,  $u$  の符号は考えず,  $w$  成分が下向きの場合を正の符号に取った.

第8図にレイノルズ応力  $\overline{u'v'}$ ,  $\overline{w'^2}$  及び  $-\overline{u'w'}$  を示す. これらはいずれも  $z=10$  cm 程度の所で最大値を取り, その後地表に近づくにつれ, 風下距離の大きな所では徐々に減少する. 一方, 階段付近では, 渦の中心線の高さから急激に応力が小さくなる.

3.3. エネルギースペクトル

Band pass sigma meter を用いて得た10個の band の  $\sqrt{\overline{u'^2}}$  を使って, その中心周波数  $n_c$  に対し,

$$G(n_c) = \overline{u'^2} / \sum_{i=1}^{10} \overline{u_i'^2}$$

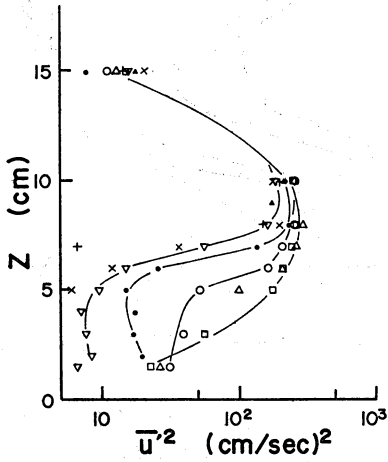
を計算することにより推定できるスペクトル  $G(n)$  を考える. ここに  $n$  は周波数を表わす. この  $G(n)$  と, いわゆる乱れのエネルギースペクトル  $E(n)$  との間には, 近似的に,

$$E(n_c) \doteq \overline{u'^2} / \sum \overline{u_i'^2} \Delta(\log n_c)$$

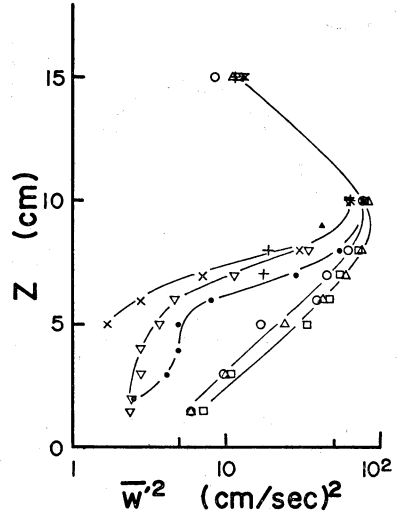
$$\doteq G(n_c) / \Delta(\log n_c)$$

$$\doteq G(n_c) / 0.301$$

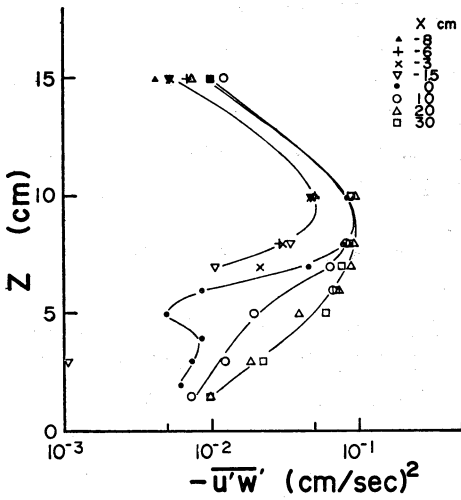
という関係があり, これによって  $G(n)$  を  $E(n)$  に換算することができる. ここで,  $\Delta(\log n_c)$  は対数目盛で表わされた Band pass sigma meter の各中心周波数間の差を表わし, ここでは一定値で0.301である. 以下にお



第8図 (a)

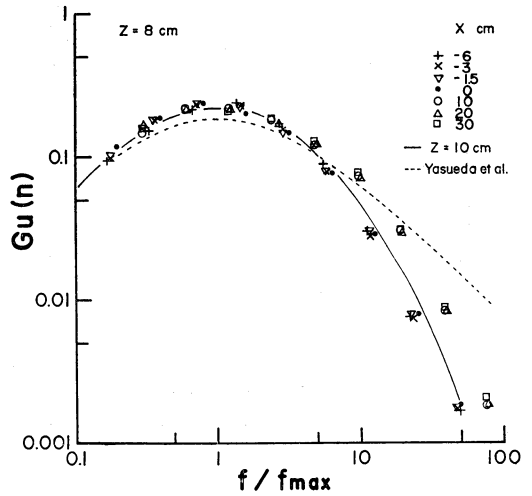


第8図 (b)



(c)

第8図 レイノルズ応力. (a)  $\overline{u'^2}$  (b)  $\overline{w'^2}$   
(c)  $-\overline{u'w'}$ .

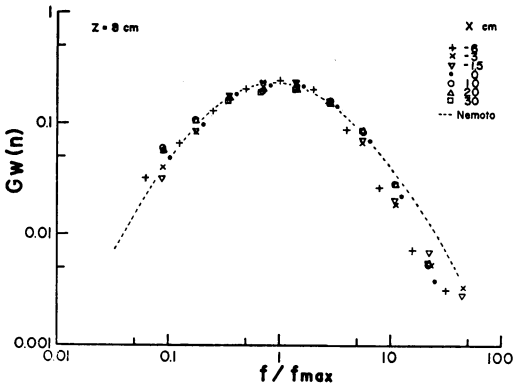


第9図 乱れのu成分のエネルギースペクトル分布. 実線は  $z=10$  cm の場合, 破線は Yasueda et al. による平らな粗面上のエネルギースペクトルの形.

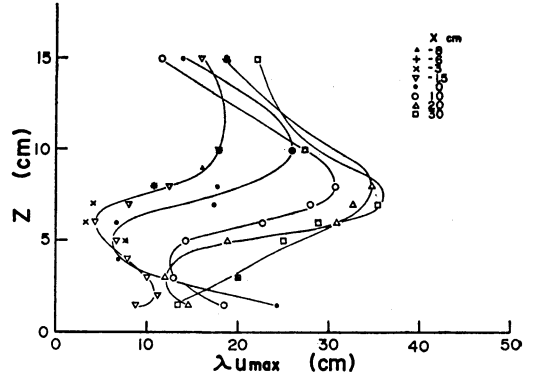
いて、スペクトルとは  $G(n)$  を指すものとする。なお、 $G(n)$  を用いてスペクトルを議論することの妥当性は、加藤 (1980) によって報告されている。

ここで、周波数に対するエネルギースペクトル分布を表わすのに、無次元周波数  $f/f_{max}$  を用いる。ただし  $f=nz/u$  で、 $f_{max}$  はスペクトルのピークに対応する周波数  $f$  である。

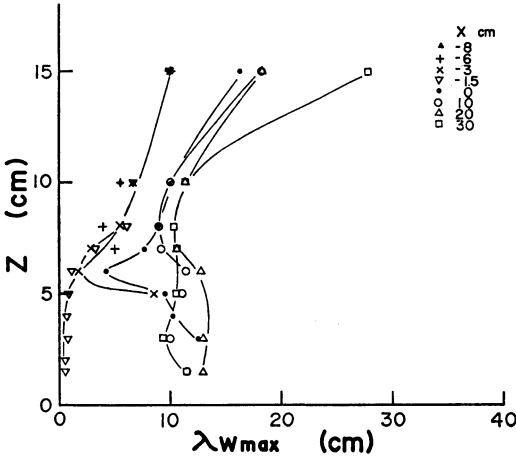
乱れの  $x$  成分  $u'$  のエネルギースペクトル  $G_u(n)$  の分布を、地表からの高さ ( $z$ ) 別に整理する。第9図に示すように、 $z=10$  cm では、風下距離 ( $x$ ) に関係なく、スペクトルの形は一致している (図中の実線)。  $z=8$  cm では、階段の最下段の位置 ( $x=0$  cm) を境に、風上側と風下側とでスペクトルの形が2つに分かれる。図は省略するが、高さがさらに低くなると、スペクトルの



第10図 乱れの  $w$  成分のエネルギースペクトル分布。破線はNemotoによる平らな粗面上のエネルギースペクトルの形。



第11図  $G_u(n)$  のピークに対する渦径の鉛直分布。



第12図  $G_w(n)$  のピークに対する渦径の鉛直分布。

形は再び1つの形にまとまる傾向を示し、 $z=5\text{ cm}$ の高さでは  $z=8\text{ cm}$  の風下側と同じ形になる。

次に、乱れの  $z$  成分  $w'$  のエネルギースペクトル  $G_w(u)$  の  $z=8\text{ cm}$  の場合の分布を第10図に示す。 $z=15, 10, 8\text{ cm}$  では、風下距離にかかわらずスペクトルの形は一致しており、さらに地表に近づいても、 $x=0\text{ cm}$  より風下側ではこの形と一致している。

ここで得た  $G_u(n)$  は、平らな粗面上の乱流境界層内のエネルギースペクトルの形(第9図中の破線, Yasueda et al., 1980)と比較して、高周波成分、低周波成分のいずれも減っており、スペクトル全体の形がすぼまっている。つまり、地形の影響で特定の周波数成分が相対的

に多くなっている。一方、 $G_w(n)$ (第10図中の破線, Nemoto, 1979)は、さほど顕著ではない。

$x$ 成分に関して  $f_{\text{max}}$ の値を比較すると、平らな粗面上では  $f_{\text{max}}$ の値は0.1程度であるのに対して、今回の結果では、風下距離の大きい所では  $f_{\text{max}}$ の値が0.1~0.2, 階段の所では0.1~1くらいになる。つまり、地形の影響で、スペクトルがかなり高周波側に片寄っていることがわかる。

さらに、スペクトルのピークに対応する無次元周波数  $f_{\text{max}}$ を用いて、

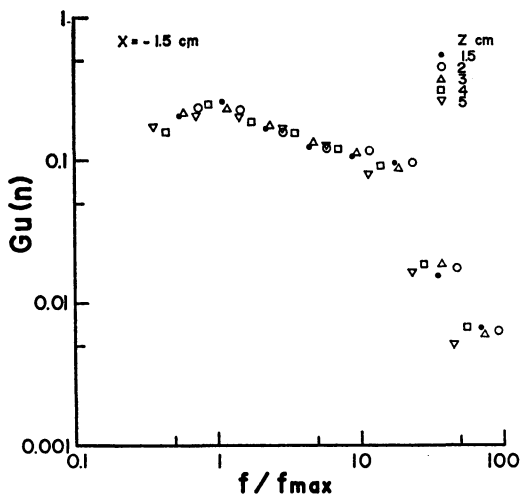
$$f_{\text{max}} = z / \lambda_{\text{max}}$$

の関係から、スペクトルのピークに対する渦径  $\lambda_{\text{max}}$ の評価を行なった。

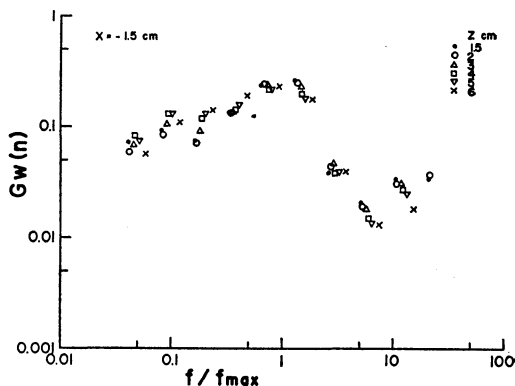
$x$ 方向の渦径  $\lambda_{u\text{max}}$ の鉛直分布を第11図に示す。 $\lambda_{u\text{max}}$ は、風下方向にゆくに従って、最小値を取る高さが低くなっている。この高さは後流渦の中心線の高さと一致しており、階段付近ではこの高さを境にして  $\lambda_{u\text{max}}$ の鉛直分布が上下で対称的な形をしている。

第11図において、高さを固定すれば、その高さでは  $\lambda_{u\text{max}} \propto 1/f_{\text{max}}$ である。 $z=10\text{ cm}$ では、 $\lambda_{u\text{max}}$ は  $x=0\text{ cm}$ を境にして風上側と風下側とでふたつに分かれる。 $z=8\text{ cm}$ でも、 $x=0\text{ cm}$ 付近を遷移領域として風上側と風下側とで互いに異なった値を示す。さらに  $z=5\text{ cm}$ では、風下側より風上側に向かって次第に小さくなり、 $x=0\text{ cm}$ より風上側では一致している。つまり、階段の始まる  $x=0\text{ cm}$ 付近を境にして、風上側と風下側とで乱れのエネルギーに対する寄与が最も大きい周波数成分 ( $f_{\text{max}}$ ) が異なっていて、風上側では  $f_{\text{max}}$ が高周波側にあり、スペクトルは高周波成分がずっと多くなっている。





第13図  $x = -1.5$  cm の下方の  $G_u(n)$  の分布。



第14図  $x = -1.5$  cm の下方の  $G_w(n)$  の分布。

第12図は  $z$  方向の渦径  $\lambda_{u\max}$  の鉛直分布である。 $\lambda_{w\max}$  は、前述の  $\lambda_{u\max}$  のような大きな変化は示さないが、 $x$  方向と同様に、階段の途中では高周波成分が多くなっている。

以上より、地形はスペクトル全体の形に影響を及ぼし、含まれる周波数成分にも影響を与えていることがわかる。

#### 4. 階段の影響

前節においては、地形が種々の乱流統計量に与える影響について論じたが、ここでは、 $x = 0$  cm,  $-1.5$  cm の場所に注目して階段の影響を考察する。

後流が渦として閉じるためには、逆流はどこかで上向きの上昇流に変わらなくてはならない。タンポポ風向計による可視化から、 $x = -1.5$  cm の  $z$  の低い所では、上向き逆流が生じていることがわかる。第6図の傾斜角でみても、 $x = 0$  cm (●印) の地表付近では多少下向き逆流になっているのに対して、 $x = -1.5$  cm (▽印) ではかなり大きな角度で上向いた逆流になっている。確認のために、 $x = 10$  cm の地上源から煙を発生させて流れの様子を調べた。地表を這うように風上側へもどってきた煙は、階段を這い上がり、 $x = -1.5$  cm 付近で急な上昇流となる。その後  $z = 6$  cm 付近の高さまで上昇して、煙は一般流の方向へもどった。なお、上昇流の生じている範囲では、煙は非常にゆらいていることが観察された。

3.3. 節では、地形付近で  $f_{\max}$  が高周波側に片寄る

ことが明らかになったが、ここでは、流れの様子が上述のように急に変わる場所でのエネルギースペクトルをあらためて考察する。 $z$  の高いところでは、スペクトルの形は  $x$  によらず一致していた(第9図, 第10図)。 $z$  が低くても、 $x = 0$  cm では風下側のスペクトルの形とはほぼ一致しているが、 $x = -1.5$  cm の下方では第13図, 第14図に示すように、 $G_u(n)$ ,  $G_w(n)$  とも特異な形をしている。すなわち、風下側のスペクトルの形と比較して、 $G_u(n)$  は高周波側が多く残っているような形をとり、 $G_w(n)$  はピークより高周波側の成分が急激に減少しているような形をしている。ただし、前述のごとくピーク値がかなり高周波側に片寄り、実際には  $G_u(n)$ ,  $G_w(n)$  とも高周波成分を多く含んでいる。

これらの結果から、風下側から階段に向かってきた逆流が階段にぶつかって上昇流となるところでは、高周波成分、つまりスケールの小さな渦が多くなることがわかる。

#### 5. まとめ

現地観測で得られた後流と相似な流れを風洞内で近似的に再現でき、後流渦の構造について次の点が明らかになった。

- 1) 地形近くの後流の統計的形狀は、風下方向に長く伸びた固定渦で、後流中の流線の再付着の距離は、草を含めた地形の高さの約6倍であり、階段は再付着の距離に影響を与えない。
- 2) 平均流のパターンがほぼ等しくても、乱れの強さは異なることがあるので、現地と模型の乱れの強さは一致させる必要がある。

(647頁に続く)

る。地形後方の拡散問題に対して参考になると思う。

#### 4. まとめ

以上の実験結果より、階段状地形の後流中の拡散に関して、以下のことが明らかになった。

- 1) 第I部で報告した平均流と乱れの様子から階段付近で高濃度を示すことが予想され、拡散実験によってこれが裏付けられた。一方、線源の風下側においては、いずれも風上側より低い濃度を示した。
- 2) 後流渦内の濃度分布は、後流渦の統計的形状に支配される。
- 3) 風速が1~4 m/secの範囲では、風速の変化による渦の形の変化と同程度の変化が、濃度分布の形の変化に認められた。
- 4) 換気時間は、その場所での濃度に比例し、風速に反比例する。

今回用いた地形から、後流渦を一般化し、理論的な扱いをすることは困難である。しかし、本研究の結果は、

最後に、本研究を行なうにあたり、いろいろ御指導、御助言をお願い致しました、お茶の水女子大学の根本茂教授に感謝の意を表します。また、お茶の水女子大学の坂上治郎名誉教授、気象研究所の加藤真規子氏には有用な御助言をいただき、永池雅人氏には模型作製に御協力いただきました。深く感謝致します。

#### 文 献

- Arya, S.P.S., M.S. Shipman, 1981: An Experimental Investigation of Flow and Diffusion in the Disturbed Boundary Layer over a Ridge—I. Mean Flow and Turbulence Structure; *Atm. Env.*, **15**, 1173-1184.
- \_\_\_\_\_ and L.Y. Countney, 1981: An Experimental Investigation of Flow and Diffusion in the Disturbed Boundary Layer over a Ridge—II. Diffusion from a Continuous Point Source, *Atm. Env.*, **15**, 1185-1194.
- 安枝伸子, 1982: 階段状地形の後流の構造 第I部, *天気*, **29**, 633-641(647).

(641頁より続く)

3) 乱れによる運動量フラックスは、平均流による運動量フラックスの $10^{-5}$ ~ $10^{-3}$ 程度と小さく、後流渦中の運動量輸送は主として平均流によって行なわれる。

4) エネルギースペクトルの形は、 $x$ 方向、 $z$ 方向ともそれぞれひとつの形にまとめることができる。 $G_u(z)$ の形は、粗い平板上の十分発達した乱流境界層内のスペクトルの形と比較して、高周波側、低周波側とも減っていて、両者の乱流構造は明らかに相異している。

5) スペクトルのピークに対する渦径で、 $\lambda_{u\max}$ が最小値を取る高さは後流渦の中心線に一致している。また、階段付近では渦径は制限を受けている。

#### 文 献

- Bradshaw, P. and F.Y.F. Wong, 1972: The Reattachment and Relaxation of Turbulent Shear

Layer, *J. Fluid Mech.*, **52**, 113-135.

加藤真規子, 1980: バンドパスシグマメーターによるエネルギースペクトルについて, *気象学会予稿集*, **38**, 110.

Nemoto, S., 1968: Similarity between Natural Local Wind in the Atmosphere and Model Wind in a Wind Tunnel, *Pap. Met. Geophys.*, **19**, 131-230.

根本 茂, 1979: 高さの異なる円弧状二次元模型風下の流れの相似性について, *気象学会予稿集*, **36**, 20.

坂上治郎, 1975: 流れの可視化法, *気象研究ノート*, 124号.

Yasueda, N., S. Tanaka, and S. Nemoto, 1980: The Structure of Turbulent Flow over Regularly Arrayed Rough Surface (Wind Tunnel Experiment), *Nat. Sci. Rep. Ochanomizu Univ.*, **31**, 81-91.