

均等な凹凸面に沿う乱流境界層のせん断力について

石 崎 潑 雄・桂 順 治

ON THE SHEAR FLOWS ALONG FLAT PLATES WITH UNIFORMLY DISTRIBUTED SURFACE ROUGHNESS

By Hatsuo ISHIZAKI and Junji KATSURA

Synopsis

Profiles of mean wind speeds and distributions of Reynolds stresses over the cylindrical roughness elements were obtained in a naturally developed boundary layer on the smooth floor of a wind tunnel. When the standard deviation of roughness height over the total plane area, h_{rms} , and the ratio of the element plane area to the total plane area, a were taken as the parameters of the roughness configuration, the stronger shear flow were observed below $a=10\%$ under the same values of h_{rms} . The roughness above $a=15\%$ higher than $h_{rms}=7\text{ mm}$ caused zero level displacement which was little efficient to increase frictional stress for the increment of height. By the spectral analysis of wind speed fluctuations it was found that the turbulence scale relating to the shear stress was about 30 times of h_{rms} .

1. ま え が き

風洞内に自然風と類似の流れを得るために、床面に沿う乱流境界層をつくることが試みられてきた。まず単純に平均流速のプロファイルをつくるための方法として、地面の状態を縮尺して凹凸を付ける方法、密度の異なるスクリーンを流れに直角に置く方法、尖頭形の平板を流れに直角に置く方法、填流を床面から直角に出す方法などがあげられる。これらのうち最初のを除いては、一旦ある形のプロファイルが得られても、平均流から乱れが生成される過程が続かないために、発生した乱流境界層の乱れは消散的である。したがって、乱れの性質まである程度自然のものと合わせることを考えると、最初の凹凸を用いる方法がよいとも考えられる。しかしながら、凹凸をどの程度まで精密にするのか、どの範囲まで模型化すればよいのか、かなり上流から模型化が可能であったとしても、どの程度まで自然のものと似てくるのかという問題が残る。経験的に縮尺をきつくすればするほど乱れの強さも規模も小さくなることは明らかである。そこで一般には上の方法を種々に組合わせて、何とか自然のものに似させようと努力しているのが現状である。しかしこのようになると、凹凸もせん断流をつくるための一つの道具となって、必ずしも地面の凹凸と相似でなくてもよく、望ましい流れが得られるように調節できるようなものがよい。つまりランダムな凹凸といった再現性の難かしいものでなく、ある規則的な凹凸で、その特性がわかっていればよいということである。この方針に合う研究としては片山、後藤、堀¹⁾の2次元的な粗度を扱ったもの、J. Counihan²⁾の3次元的な粗度のものがあり、いずれも貴重なこの種の流れの基本的な現象を見いだしている。しかし前者は粗度が2次元的であるため、3次元的なものとの比較が難かしいこと、後者では粗度の性能という観点からはまだ十分にわからないこともある。したがって、ここではできてくる流れのことはさておき、凹凸の高さを自由に換えられるようにして、粗面板の摩擦性能を調べようとした。これを簡便に行おうとすると、大きい粗面板による境界層の発達を調べるのは困難であり、また凹凸部の始点終点の効果もできるだけ除くこと、凸要素の交換が自由なことなどの工夫を要した。使用した風洞は大きく、床面に充分発達した平板境界層の中で実験を行え

ば、その中に凹凸によって生じる内部境界層という形で計測ができ、緩い傾斜板を用いて、始点終点の効果を減少させることができたものと思われる。また凸要素には製作や調節の容易な円柱を用いた。

2. 実験方法

使用した風洞は測定胴の高さが 2m, 巾 2.5m, 長さ 21m の吹出し形で、上流から 16m のところに Fig. 1 に示す粗面板を設置した。粗面板は一辺 49.5cm の正方形で、乱れの性状が 2 次元的になるように高さ 40cm の端板を設け、凸要素を 3cm 間隔で千鳥状に配置した。要素には短く切った真ちゅうの丸棒を立て、その径は 5, 10, 15, 20mm ϕ の 4 種類とした。このとき面全体に対する凸部の面積比 α はそれぞれ 2.1%, 8.0%, 15.8%, 22.7% となる。また凸要素の高さは自由に換えられるが、ここでは 20mm 以下とした。

粗面板上流では、風洞床面に自然に発生する平板境界層が発達しており、その厚さは約 20cm である。中央鉛直面を計測面とし、そこでの主流方向 x 軸に沿う平均流速 $\bar{u}$, 変動流速 u' , 上下方向 z 軸に沿う変動流速 w' を X 形プローブをもつ熱線流速計により計測した。計測面内の測点は図 2 に示す測線 A, B, C, D, E, F 上で、凸要素頂部から 3mm を最低点とし、30mm までを 5mm 間隔で、60mm までを 10mm 間隔、100mm までを 20mm 間隔、200mm までを 50mm 間隔とした。

このようにして、粗面の効果は慣性的に釣合った乱流境界層底部から発生する内部境界層という形で現われるが、粗面板の主流方向の長さが短いために、前縁での滑面から粗面へ、後縁での粗面から滑面への急激な変化が粗面板上の流れ全体に影響するのを防止する目的で、前後縁に傾斜板を設けている。傾斜板自体の影響を調べる意味で、計測面内のプロファイルを平均流速 $\bar{u}$, および変動流速 $\sqrt{u'^2}$ について示したものが Fig. 2 である。傾斜板の高さを 10mm とし凸要素をなくした場合と、傾斜板の高さをそのままにして凸要素の代りに厚さ 10mm の平板で傾斜間の空間を埋め尽した場合とを比較している。ただし測線 A 上では両方の値がほとんど同じなので、平板で埋まっている場合は示していない。同図には上流のものとして凸要素も傾斜板も除いた場合のプロファイルも示したがすべての場合について大きな違いは見られない。細かくみると

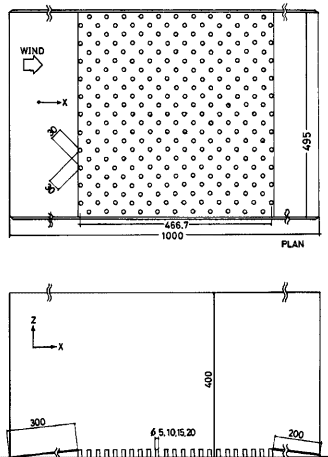


Fig. 1 Arrangement of roughness plate

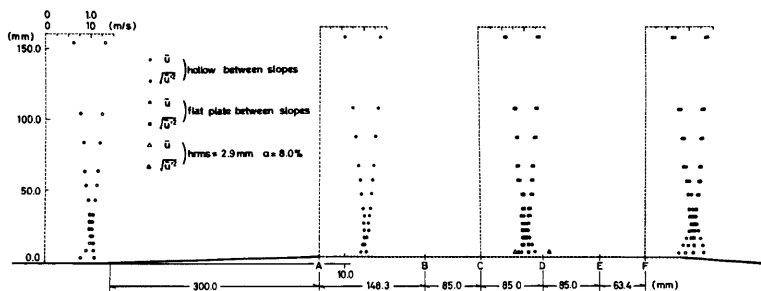


Fig. 2 Effect of slope on profiles of $\bar{u}$ and $\sqrt{u'^2}$

後縁の測線 F 上では傾斜板の間が空になっている場合には空間の層との運動量の交換があり、平均流速が遅く、変動が強くなっている。しかし中央部測線 C 上ではその差は小さく、凸要素が存在すればその影響を検出できるものと考えた。同図には凸要素の径 10mmφ, 高さ 10mm の場合の測線 C の最下部における値を記入している。凹凸の影響として平均流速値としてはやや検出しにくい、変動流速値としては十分検出できることがわかる。こうして傾斜板の頂部をいつも凸要素の高さに一致させた状態で計測を行った。

流れの場の静圧については風洞中央部でほぼ一様、粗面板底部では風上側傾斜板の直後でやや低く、その上流でやや高くなって、測線 B の前からは一定で中央部の値に等しくなっていた。また基準とした風速は境界層外側の一様流中で 14.5m/sec とした。

各種凹凸の高さの評価として、粗面全体にわたる面の高さの標準偏差 h_{rms} をとり、 h_{rms} が約 2.4mm および 2.9mm となるよう凸要素の高さを調節して、主にこの 2 種類の高さについて実験した。

3. 実験結果と考察

3.1 平均風速 $\bar{u}$ について

Fig. 3 (a), (b) は、 $h_{rms} \approx 2.4\text{mm}$, 2.9mm の場合における平均流速の測定結果を示す。ここで凹凸を表わすパラメータとして h_{rms} をとったが、他に面全体の平均高さからの偏差の絶対値を平均する絶対値偏差も考えられる。凹凸がこの場合のように柱状であっても、また波状であっても流速の空間分布が連続的であると考えるとき、柱状の場合の実験結果と波状やランダム状の場合と共通性をもたせるためには標準偏差である h_{rms} の方がよいと考えられる。つまり柱状の凹凸はもっとも極端な凹凸であって、両方の偏差が等しくなる $a=50\%$ 近辺ではよいのだが、粗面の効果はもっと疎らな場合に現れる。本実験の $h_{rms} \approx 2.4$ の場合を例にとると、 $a \approx 2.1\%$ のものは凸要素の高さが 16mm で、 $a \approx 22.7\%$ のものは高さが 5mm である。もし $a \approx 2.1\%$ のものの高さを 16mm のままにし、それに等しい絶対値偏差 0.66mm のものを $a \approx 22.7\%$ で得ようとするれば、その高さは 1.9mm になってしまう。後の考察でわかるが、現象が違い過ぎて、共通のパラメータとはなりにくい。

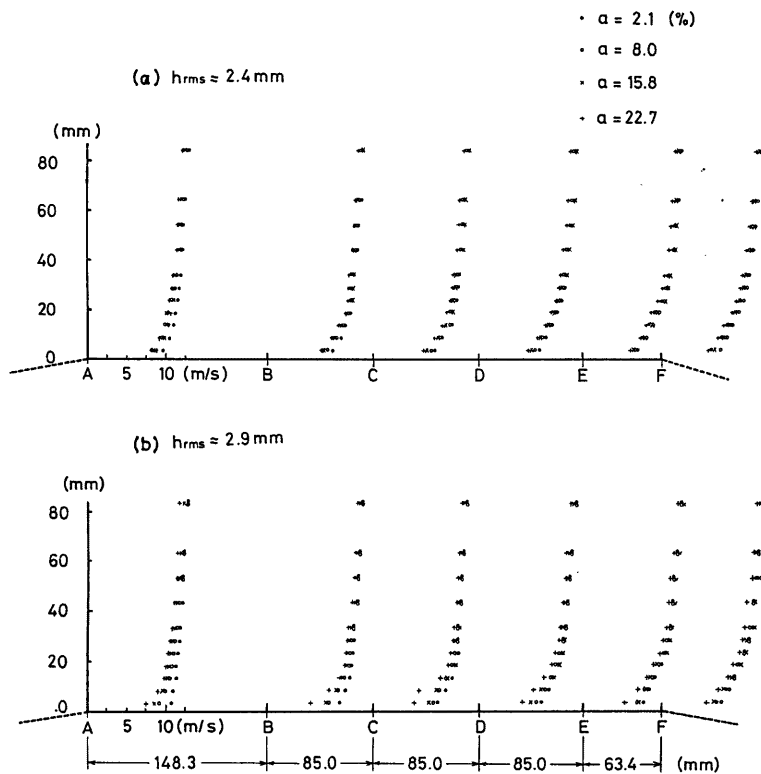
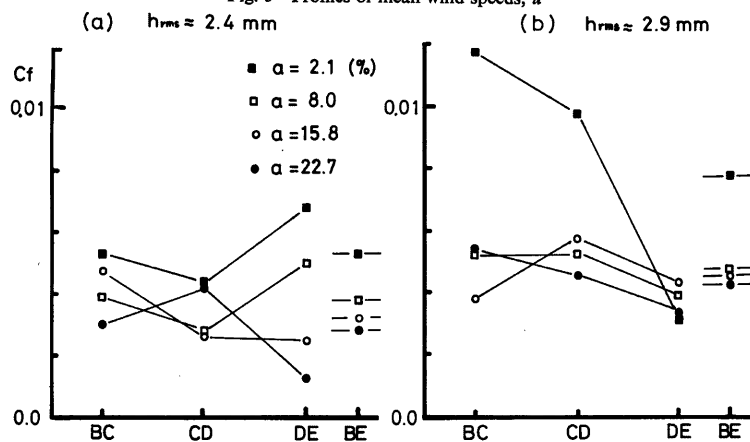
Fig. 3 によれば測線 A では傾斜の大きい $a \approx 2.1\%$ の場合の流れが速くなり、後方に進むと他の場合との差が小さくなって、他のものより強いせん断力が作用していることがわかる。この図では流れが内部境界層のものであるから、下流で境界層が発達していることがわかるだけで、その厚さについて考えることは難しい。また $h_{rms} \approx 2.4$ と 2.9 との違いをみることもできない。図で高さの原点は凸要素の頂点になっているが、高さの低いところでは下流に進むほど速度が減少していることは明らかなので、次式によって 2 つの測線間の運動量の損失を調べることとする。

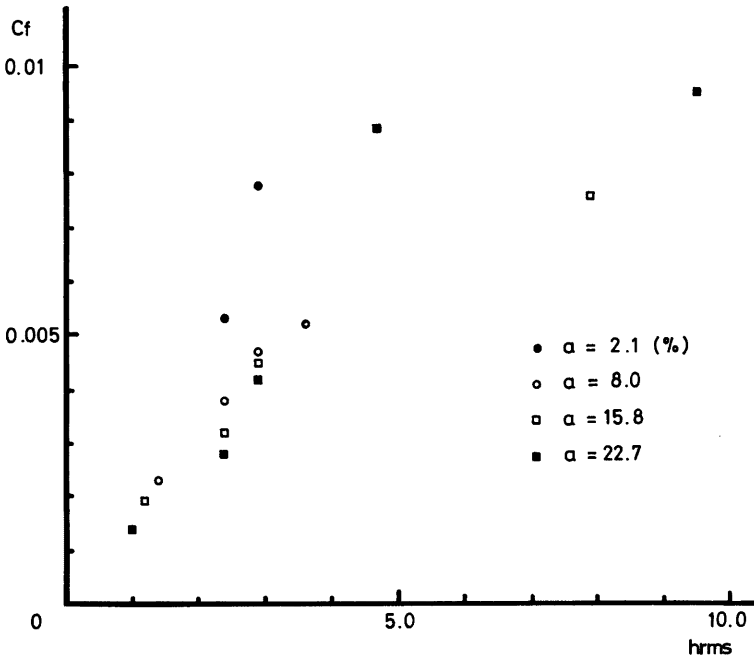
$$D = \rho \int_0^{\infty} \bar{u}_2 (\bar{u}_1 - \bar{u}_2) dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $\bar{u}_1$ は上流側測線での平均流速、 $\bar{u}_2$ は下流側のものである。この D は凸要素の上面を $z=0$ とすると、それより上部の流体が下の部分の単位巾と測線間距離 l をもつ面に作用している摩擦力を表わしている。これを内部境界層外の速度 $\bar{u}_0$ で無次元化すると、

$$C_f = \int_0^{\infty} \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_0} \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_0} - \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_0} \right) dz \quad \dots\dots\dots (2)$$

で表わされる摩擦係数を得る。傾斜板等の影響が強いと思われる測線 A, F を除き、B~E 間で求めた C_f を Fig. 4 に示す。ただし、 $\bar{u}_0$ には内部境界層外部でもっとも低いところと思われる $z=40\text{mm}$ での平均流速を用いた。各場合について測線 BC 間、CD 間、DE 間の値を求め記入したが、かなりばらついた結果となった。平均値を求めるための平均時間は 10sec を基準としたが、測定胴内周辺で発生している境界層中の大規模現象によると思われる弱い長周期変動のために Fig. 3 に示した値にもばらつきがあるものと思われる。しかしながら、検査面を風上側で測線 B に、風下側で測線 E に選ぶ場合は落付いた値が得られ、凹凸による特性がよくわかる。

Fig. 3 Profiles of mean wind speeds, $\bar{u}$ Fig. 4 Distributions of friction coefficients, C_f

Fig. 5 Friction coefficients, C_f against root mean square of roughness height, h_{rms}

そこで $h_{rms} \approx 2.4 \text{ mm}, 2.9 \text{ mm}$ 以外の実験結果も含めたすべての結果について C_f と h_{rms} との関係を求めてみると Fig. 5 が得られた。この図から $h_{rms} < 5 \text{ mm}$ では C_f が h_{rms} に対して比例的に増加していることがわかる。これらのデータの中には凹凸の形が相似形になるものは含まれておらず、相似形のものがあってもこのようになるかどうかは疑問である。このような分子粘性が直接的な役目をもたない流れでは、境界が相似であれば、流れの形態もまた相似形を保つと考えられ、そのことを考慮すれば、高さを表すパラメータは h_{rms} そのままではなく、凹凸の水平方向の特長な寸法で無次元化されたものでなくてはならない。その方法の1つとして、粗面の1点から多くの同心円を考え、円周上の凹凸の高さの平均値をとって、それらを径方向について描けば、遠方で0に収束する凹凸の形に固有な曲線が得られるはずである。それをFourier変換してピークとなる波長 l_p とピーク値 h_p を用いて無次元量 h_p/l_p をつくれば、理想的な高さを表すパラメータが得られる。また α として平均平面より上に出る部分の面積を全面積で除した無次元量にすれば柱状の凹凸以外のものでも任意のものについて2つのパラメータを決定することができる。

本実験ではすべての場合について $l_p \approx 30 \text{ mm}$ となっており、 h_p の代りに h_{rms} を用いているものと考えれば Fig. 5 の横軸は高さの無次元量の大きさを表すものと解釈できる。したがってこの図は C_f の値が α が一定のとき高さの程度に対してどのように変化するかを表わしている。 α が小さいときはせん断力は高さの増加とともに直線的に増加し、 α が10%を越えると高さが低いときは直線的増加となるが、ある程度の高さになると増加の割合が鈍くなってしまいうことがわかる。現象的にみると、 α が小さいときには凹凸内部でも主流方向の流れが強く、凸要素には全体的に抗力が発生して、粗面摩擦力の役割をしている。したがって凸要素を高くすればするほど摩擦力が増すことになる。 α が大きく、かつ凸要素が高い場合は主流方向の流

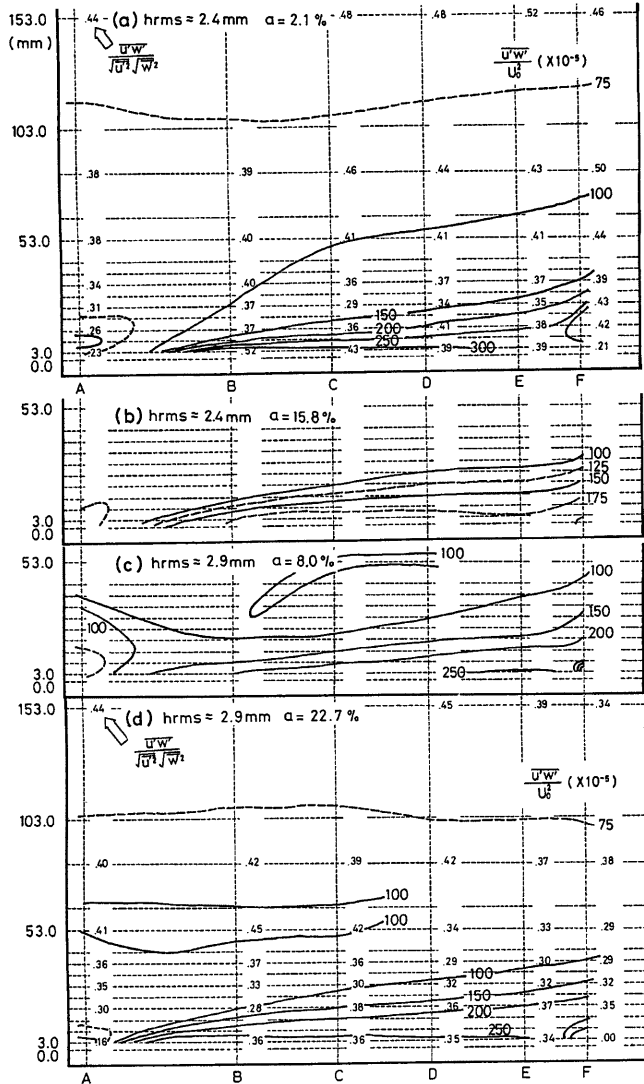


Fig. 6 Distributions of Reynolds stresses, $\overline{u'w'}/U_0^2$

れの強さが凹凸面の下層にまで保たれなくなって、摩擦力は凸要素上部の抗力と釣合うこととなる。このようになれば凸要素を高くしても、下層部の目詰り領域を増すだけで、摩擦力としてはさほど大きくならない。Fig. 5 からのみではこれら二つの状態の限界を探すのには不十分であるが、 $a=22.7\%$ の例では $h_{rms}/l_\phi=0.16$ では前の状態であり、 $h_{rms}/l_\phi=0.32$ では目詰り状態が発生している。この a の値は J. Counihan²⁾ がもっとも粗度効果が強いところとしている値に近い。ただ彼の結果によれば凸要素の高さによらず、いつも要素高さの30%程度下方で目詰りが生じていることになり、高さの変化による急な現象を説明できない。本実験結果では $a=15.8\%$ でも $h_{rms}/l_\phi=0.26$ では目詰りが生じている。

3.2 変動風速について

Fig. 6(a), (b), および (c), (d) はそれぞれ $h_{rms}\approx 2.4\text{ mm}$ と 2.9 mm の場合における Reynolds 応力の分布を示す。Reynolds 応力は粗面がなくても自然に発生している上流の平板境界層の値が含まれるため、もっとも外側の一様流の流速 U_0 で無次元化した数値を等値線で表わしている。なお図 (a) と図 (d) とに測点1つおきに記入した値は u' と w' との相関係数の2乗を表わす数値であり、慣性力の平衡状態ではほぼ0.4になることが知られている³⁾。平均風速の分布のみでは識別の難しかった現象も Reynolds 応力の分布では比較的はっきりとしている。すなわち Fig. 5 によれば、Fig. 6でとり上げたもっとも強いせん断力の生じる場合が (a) であり、もっとも弱いものが (b) で、(c), (d) がその中間というように順序的にはよく合っている。数値的にも無次元化に用いた U_0 ($\approx 14.5\text{ m/sec}$) から u_0 ($\approx 11.5\text{ m/sec}$) に直せば、こちらの方がやや小さい程度で合っている。運動量の損失も Reynolds 応力ともに凸要素頂部上方のデータによるものだが、後者が測定位置での情報であり、前者が数積分のやり方でやや下方までの情報を含めた値となっていることを考え合せると、実際に粗面に作用する力を見積る場合には運動量の損失から求めた値の方が近いものと考えられる。

Reynolds 応力分布はまた前後縁の影響をみる上でも役に立つ。前縁では傾斜板に沿う流れが縮流効果によって低層部で加速し、Reynolds 応力が弱まる。後縁では凹部の流れが傾斜板の直前で填上り、Reynolds 応力を弱めている。この影響はかなり上部にまで及ぶことが図よりわかる。

Fig. 6(a), (d) に記入した相関係数の2乗の値を詳しくみると、せん断力が集中するとみられる (a) の測線 B 上の $z=3\text{ mm}$ のところで大きい値を示し、その下流の凸要素上面近くではやや小さくなっている。そしてその少し上にやや大きい層があり、さらにその上には小さい層があって、その縞模様が下流へゆっくり

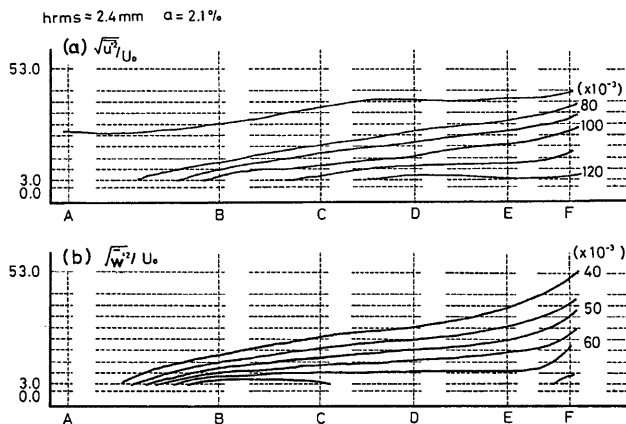


Fig. 7 Distributions of fluctuating wind speeds, $\sqrt{u'^2}$ and $\sqrt{w'^2}$

上昇する。 $z=153\text{ mm}$ で値が大きいのはそこが上流からの平板境界層の間欠層に近いためである。このように一様流が接する部分では大規模現象が生じやすいと考えられる。図(d)の場合は(a)の場合に比べて値が小さく、乱れが発生してもせん断力になる率が小さいことを示している。

Fig. 7にはFig. 6(a)と同じ場合の $\sqrt{u'^2}$ と $\sqrt{w'^2}$ との分布を示した。 $\sqrt{w'^2}$ の分布の方が Reynolds 応力の分布と似ており、Reynolds 応力の発生には w' の寄与が大きいことを表わしている。これをさらに詳しく調べる意味で、 $h_{rm} \approx 2.4\text{ mm}$, $\alpha = 2.1\%$, $z = 3\text{ mm}$ および $z = 53\text{ mm}$ のところの u' および w' を1/3オクターブごとにスペクトル解析した (Fig. 8)。なおこの計測を行うのに先立ち境界層外側の U_0 を 5 m/sec から 17 m/sec まで変化させたとき、 $z = 3\text{ mm}$ の点での Reynolds 応力はかなり正確に U_0 の2乗に比例し、この範囲では流れの形態には変化のないことを確めた。Fig. 8(a)は上流からの平板境界層のもので (b)は凹凸によって作られた乱れによるものと考えられる。いずれの場合もパワースペクトル $s(n)$ は低周波側で w' よりも u' が強く、ピークを過ぎた高周波側で等方性になっている。一方周波数別同時相関の様子はかなり異っている。図(a)の場合低周波側できわめて1に近い相関を示し、パワースペクトルのピーク周波数の1/3ぐらいのところから相関が悪くなり始める。したがってピークを含む前後の成分は移位的であり、相関のよいところでも変動は強くない。この状態が慣性平衡の一般的な過程を表わすものと考え

られる。図(b)の場合は高相関の周波数域が高周波数にまで及び、パワースペクトルのピーク周波数にまで達している。逆にこの凹凸による乱れの発生源はこの周波数域での乱れを増大させているということもできる。このとき u' では低周波数まで変動が増大するが、 w' では板面に拘束されて低周波数まで変動の増大が及ばない。したがって Reynolds 応力の主成分は増大した w' によるものである。この生成過程での高相関域は平衡過程のものより低い相関になることも特徴であると思われる。このように、全周波数成分でみた相関係数の2乗は約0.4であるが、その内容は少し異っている。また生成周波数成分の乱れの規模は平均流速をこの周波数で除して得られ、 h_{rm} の約30倍であることもわかる。

4. ま と め

表面に均等に配置された突起物をもつ平板に沿う流れに発生するせん断力を調べる目的で、平均流速と Reynolds 応力等を測定した。凹凸を表わす適当なパラメータを考えて、以下の結果を得た。

1. 強いせん断流を得るためには凸要素の占める面積が全面積が数%で背の高いものが効果的であり、せん断力の強さは背の高さに比例的である。
2. 凸要素の占める面積が10%を超えると、凸要素の縦横比が1ぐらいの高さで凹凸下層に目詰り状態が生じ凹凸高さを高くしてもせん断力はあまり増えない。
3. せん断流中の主流方向の流速変動とそれと直角な上下方向の相関係数の2乗はほぼ0.4となるが、慣

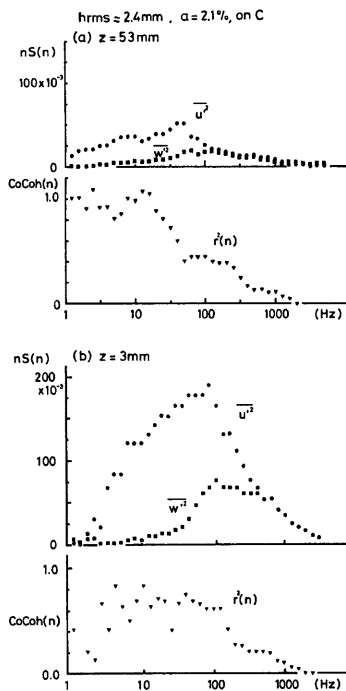


Fig. 8 Power spectra and co-coherences of fluctuating wind speeds u' and w'

性平衡層のものと乱れの生成層のものとは機構が異り，凹凸の役割として乱れの生成周波数にまで高相関域を引き上げる。このときの主流方向の乱れの規模は凹凸の高さの標準偏差の約30倍である。

以上の結果は発生するせん断層の厚さには言及できず，またより長い吹走距離をもつ場合の大規模現象⁴⁾についても情報はないが，乱流境界層を調整するための粗面板の設計には十分寄与するものと信じる。

なお，本研究は科学研究費，特定研究「乱流現象の解明と制御」「複雑乱流の研究」の一部として行ったものである。予備実験，実験データの採集処理等に修士課程の奥田泰雄君，稲岡秀樹君の協力を得たことに感謝する。

参 考 文 献

- 1) 片山忠久・後藤 滋・堀 寛：市街地上の接地境界層の形成に関する 風洞実験，日本建築学会論文報告集，第293号，昭和55年7月，pp. 97-104.
- 2) Counihan, J.: Wind Tunnel Determination of the Roughness Length as a Function of the Fetch and the Roughness Density of Three-Dimensional Roughness Elements, Atmospheric Environment, Vol. 5, 1971, pp. 637-642.
- 3) Tennekes, H. and J. L. Lumley, A First Course in Turbulence, MIT Press, 1972, pp. 40-50.
- 4) 福西 祐・佐藤 浩：乱流境界層 間欠領域の構造，日本流体力学会「ながれ」，2巻3号，1983，pp. 272-278.