

平板後縁に平行な二次元格子上の乱流境界層

早川道雄, 泉史朗, 森島隆二 (北大大学院)

Turbulent boundary layers on equispaced circular wires parallel to the trailing edge of a flat plate

M. Hayakawa, S. Izumi and R. Morishima

Graduate School of Engineering, Hokkaido University

ABSTRACT

Turbulent boundary layers subjected to a sudden change in boundary condition from a smooth flat plate to a "rod wall" with two-dimensional openings have been studied experimentally. The rod wall consists of circular wires, which are equally spaced in the streamwise direction and whose diameter is the same as the upstream plate. With decreasing the wire spacing, the internal layer develops faster and the turbulence intensity becomes larger. The flatness factor of velocity fluctuation shows the maximum value near the outer edge of the internal layer.

Key Words: Turbulent boundary layer, boundary condition, internal layer

1. はじめに

壁面境界条件を急変させたときに乱流境界層がどのような応答を示すかという問題については、これまでも多くの研究が行われている^{1, 2)}。本実験研究もこの問題の範ちゅうに属するもので、対象にした流れ場は一様流中に流れに平行に置かれた薄い平板の両面上に発達してきた乱流境界層が、平板の厚さと同じ直径の針金群から成る二次元等間隔格子に流下する場合である。

この実験は、隣接する針金間の隙間を通して反対側へ流体が通過し得る境界条件のときに、針金間隔によっては、粗面壁上(隙間を閉じた状態)よりも乱流変動が抑制される場合があり得るのではないかとの期待を持って行ったものである。

2. 実験条件

実験には横幅400mm, 高さ200mmの長方形断面の試験部(長さ2.1m)をもつ低速吹き出し型風洞を使用した。試験部中央に厚さ1.5mm, 長さ1000mmの真ちゅう製の平板を鉛直に設置し, その両面上, 前縁から50mmの位置に高さ1.6mmの二次元粗さを取り付けて、境界層を強制遷移させた。平板後縁は

その下流に設置する二次元格子の形状を考慮して半円形にしてある。

二次元格子は直径 $d=1.5\text{mm}$ のピアノ線(以下では「針金」と記す)から成り, 平板後縁から下流へ135mmに渡って, 後縁に平行かつ等間隔に設置した(図1 a)。針金の中心間隔は $\lambda=3.0, 4.5, 6.0\text{mm}$ の三通りに変えた。また, 格子上的流れと比較するために, 格子の片側に薄板を張った, 隙間の無い状態(粗面壁)でも測定した(図1 b)。粗面壁は $\lambda=4.5, 6.0\text{mm}$ の場合だけである。

実験は主流流速 $U_0=8\text{m/s}$ の下で行った。平板後縁の5mm上流における境界層の99%厚さは $\delta_0=23\text{mm}$, 運動量厚さに基づくレイノルズ数は約1500であった。格子部分の長さは約 $6\delta_0$, 針金の直径 d は $\delta_0/15$ または $35\nu/u_\tau$ 程度に相当する(ここで, u_τ は壁面摩擦速度)。また, 粗さレイノルズ数 $u_\tau d/\nu$ は約35であり, 粗面壁はいわゆる「遷移粗さ」の範囲にある³⁾。

座標は平板後縁から流れ方向に x , これと直角方向に y とする。 y の原点は平板表面およびその延長線上(針金の頂点)とした(図1参照)。

表1に測定条件をまとめて示す。測定の ν 位置

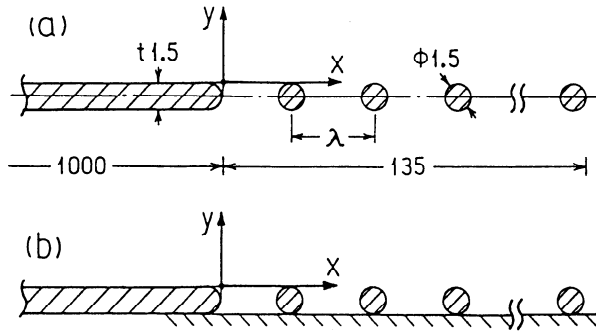


図1 供試壁面：(a)格子壁，(b)粗面壁

は隣接する針金の間になるように選んだ。このため、針金間隔によっては、実際に計測した x 位置が表中の x の値と 2 mm 程度異なる場合もある。

結果の表示にあたっては、境界条件の異なる流れ同士を直接比較できるように、 y の値をすべて初期境界層の厚さ δ_0 ($=23\text{mm}$) で無次元化する。

3. 実験結果

図2(a)(b)に $\lambda/d=3$ の格子上の平均速度 U と乱れ強さ u' の分布を、初期境界層における分布 (図中の破線) とともに示す。 y の範囲は測定した x の範囲内で初期分布からの変化が認められた部分 ($y/\delta_0 < 0.8$) に限って示した。参照のため針金の大きさを図中に丸印で記入してある。

x が増すにつれて、速度分布の変化は壁面側からしだいに進行し、 $x=40\text{mm}$ ですでに外層領域 ($y/\delta_0 > 0.2$) にまで及ぶ。その結果、初期境界層中の対数則に対応する対数直線域は早期に消失する (図は省略)。乱れ強さは流れが格子上に流下すると直ちに壁面近傍で著しく増し、最大値は初期境界層のその 1.4 倍位に達する。この最大値は x 方向にほとんど変わらず、 u' が初期分布より大きい y の範囲はしだいに広がっていく。

格子の種類による U と u' の分布の違いは顕著には現れなかったが、全般に針金間隔 λ が小さいほど、境界条件の変化の影響が及ぶ y の範囲、いわゆる「内部層 (Internal layer)」^{1, 4)} の厚さ、が大きくなる傾向が認められた (図4 参照)。

図3は $\lambda/d=3$ における格子と粗面壁の u' 分布の比較で、 $x=40, 90\text{mm}$ における結果のみを示した。格子上の乱れ強さは粗面壁のそれよりも境界層全域に渡って上回っている。このことは $\lambda/d=4$ の場合も同様であった。

表1 試験条件

		λ mm	λ/d	λ/δ_0	X mm
Rod wall	A	3.0	2	0.13	20, 40, 70, 100
	B	4.5	3	0.20	
	C	6.0	4	0.26	
Rough wall	B	4.5	3	0.20	20, 40, 60, 90, 120
	C	6.0	4	0.26	

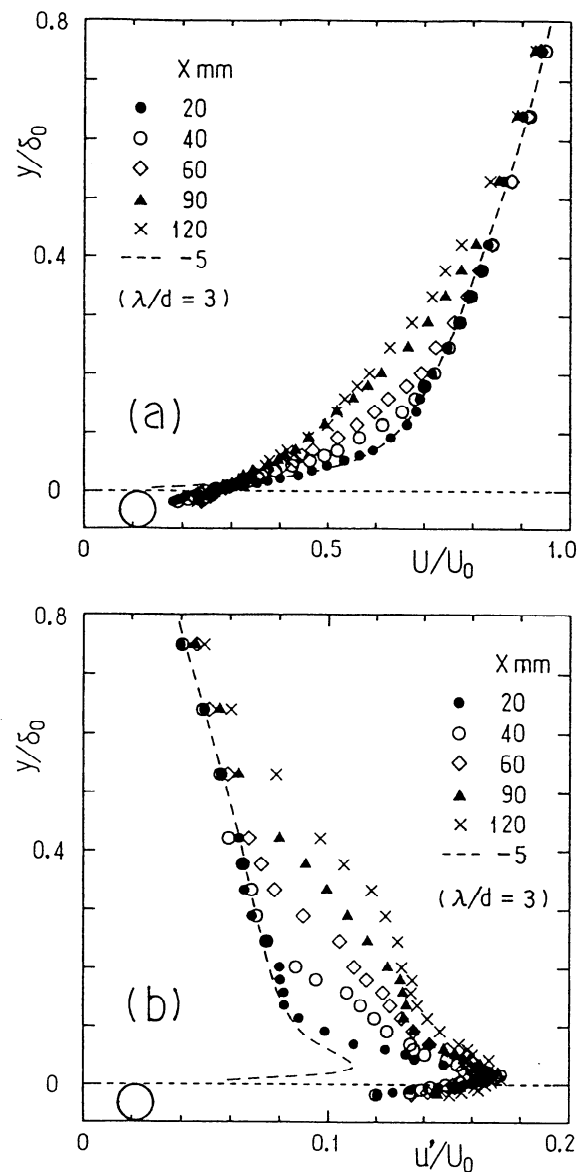


図2 格子上の平均速度と乱れ強さ分布の流れ方向変化 ($\lambda/d=3$)。 (a) U/U_0 , (b) u'/U_0

この結果より、格子上の流れには、粗さ要素としての針金の幾何学的形状に直接由来する乱れのほかに、隙間があることに起因する乱れが強く現れることが分かる。ただ、格子壁近くでは y 方向速度変動 (v) が u 変動と同程度になる可能性があり、I型熱線で計測された格子近傍の強い乱れが、主として u と v 成分のどちらの挙動を反映しているかは不明である。このため、格子上と粗面壁上における乱れ強さの差異が、主に隙間を通過した反対側の乱流流体の直接的影響によるものか、あるいは隙間の有無によって針金周辺の流れ場が変化したことによる影響が強いかを判断することはできない。しかし、いずれにしても、隙間の存在は速度変動の増大をもたらすのみである。

図4に、 u' 分布が初期分布から外れる範囲の外縁の y 位置として求めた内部層の厚さ δ_i を示す。図中の太破線は格子上における境界層の99%厚さのおおよその値である。格子上での内部層の発達に粗面壁の場合よりもはるかに速く、また針金間隔が狭いほど速い傾向にある。

内部層の発達に伴い、 u 変動の歪み度 $S (= u^3/u')$ と平坦度 $F (= u^4/u')$ に特徴的な変化が現れた。図5が $\lambda/d = 3$ の格子上における S と F の分布である。歪み度の分布には負の極大値が認められ、一方、平坦度には $F > 3$ の極大値が明瞭に見られる。両者が極大値を示す y 位置は互いにほぼ対応しており、また、その位置は内部層の外縁 (図4の δ_i) に近い。このような S と F の分布の特徴は他の格子上においても認めら

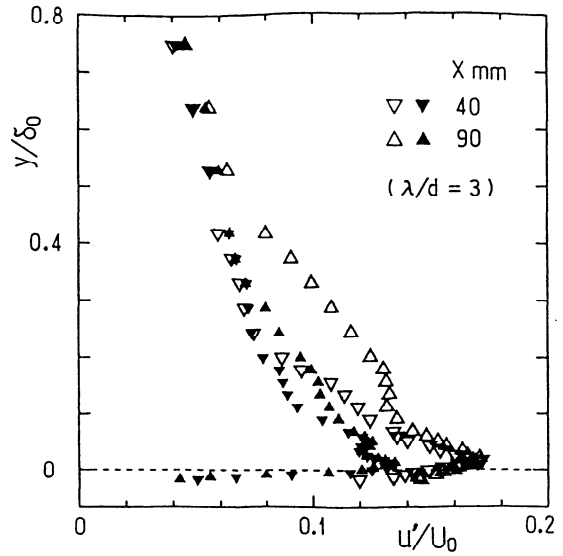


図3 格子と粗面上の乱れ強さ分布の比較

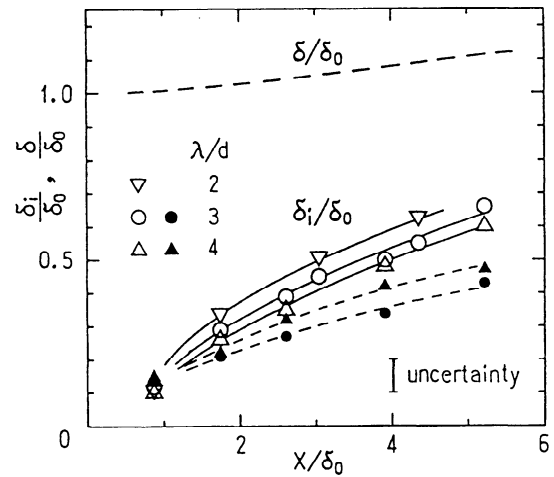


図4 内部層の厚さ。白抜き記号：格子上、黒塗り記号：粗面壁

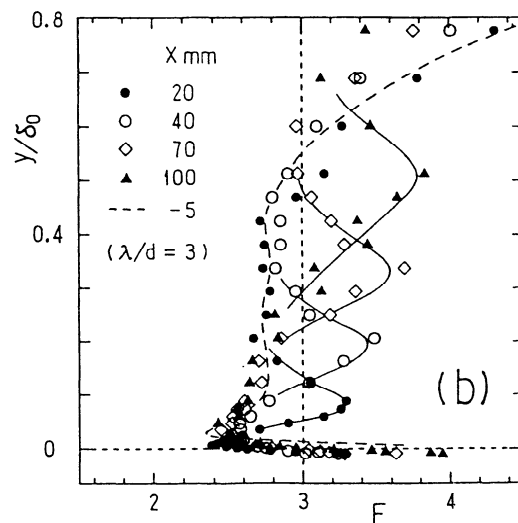
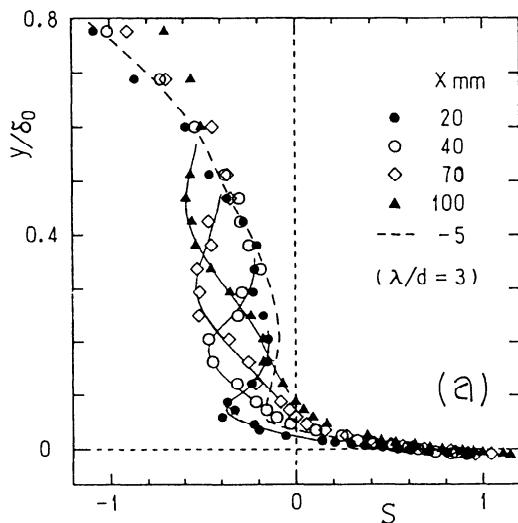


図5 歪み度と平坦度の分布 ($\lambda/d = 3$) (a)歪み度 S (b)平坦度 F

れ、 λ が小さいほど極大値は明瞭に現れた。また、粗面壁においても類似の結果が得られたが、格子上に比べ、極大値が小さく不分明であった。

$F > 3$ で、かつ $S < 0$ の極大値が現れることは、この y 位置付近の u 変動が間欠的に負側に大きく変化することを意味する。そこで、速度変動波形を遮断周波数 $f_c = 350\text{Hz}$ ($f_c \delta_0 / U_0 = 1.0$)のフィルタで、低周波と高周波成分とに分離して観察した結果、間欠的に低速側へ大きく変化する特徴が低周波成分の信号中に認められた。このことは、上述の極大値が現れる y 位置付近においては、壁面条件の変化を受けた低速流体塊が、いまだ上流境界層の性質を維持している外側の流れ中に間欠的に上昇してくることを示唆している。

格子上の速度信号を周波数解析した結果、 y の小さい範囲 ($y/\delta_0 < 0.15$) のスペクトル中に明瞭な盛り上がり認められた。図は略すが、この有為なスペクトルの盛り上がりは x 位置にかかわらず認められ、下流に進むほど顕著になるとともに、その中心周波数は低周波側に移動する。なお、これに相当するスペクトルの特徴は、平板上だけでなく、粗面壁上でも観測されなかった。

図6は、各 x 位置で観測されたスペクトルの盛り上がりの中心周波数 f_p を U_0 と δ_0 に基づいて無次元表示したものである。いずれの場合も f_p は流れ方向に単調に減少する。また、針金間隔 λ が大きいほど、 f_p は逆に高くなる傾向にある。

f_p が x とともに大きく変化することから、この擬周期性が針金自体の振動でないことは明らかである。また、 f_p が λ の増加とともに増す傾向にあること、および粗面壁上では観測されないことから、等間隔格子のもつ周期性に直接起因するものでもないと考えられる。因みに、変動の位相速度をスペクトル振幅が最大になる y 位置における平均速度と仮定して、針金間隔を1波長とする変動の無次元周波数を見積もると、 $\lambda/d = 2$ のとき2.3、 $\lambda/d = 4$ でも1.1程度で、観測された周波数よりもはるかに高い。

格子上では、針金部を除き固体壁は存在しないため、格子の極く近傍における速度分布の形は境界層型よりも伴流型に近いと考えられる。したがって、上述の擬周期性は針金から生ずる攪乱が伴流型速度分布のもつ不安定性によって成長した結果ではないかと思われる。

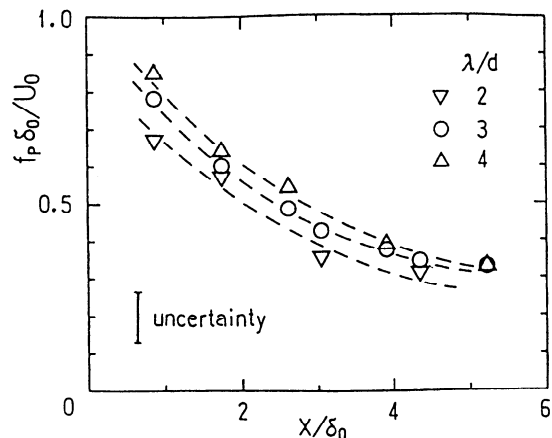


図6 格子面近くにおける u 変動スペクトルの盛り上がりの中心周波数

4. まとめ

平板の両面上に発達した乱流境界層が、平板の厚さと同じ直径の等間隔針金群から成る二次元格子に流下したときの流れ場を、それと幾何学的に同じで隙間の無い粗面境界層とともに、実験的に調べた。結果を要約すると以下のようなものである。

- (1) 針金間の隙間の存在は、 u 変動を著しく増大させる。このため、隙間の設置による乱流変動の抑制は期待できない。
- (2) 本測定範囲では、 λ/d が小さいほど内部層の発達が速く、 u 変動も大きくなる傾向にある。
- (3) 内部層の外縁付近で、比較的に尺度の大きい低速部が間欠的に観測される。このため、 u 変動の平坦度分布に明瞭な極大値が現れる。
- (4) 格子上 ($y/\delta_0 < 0.15$) に擬周期的速度変動が発生する。その周波数は下流に進むにつれて低下し、針金間隔には直接依存しない。

参考文献

- 1) I. Tani: *Proc. Comput. Turbul. Boundary Layers*, 1968 AFOSR-IFP-Stanford Conf., Vol. 1(1969) pp. 483-494.
- 2) A. J. Smits and D. H. Wood: *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17(1985), pp. 321-358.
- 3) P. B. Bandyopadhyay: *J. Fluid Mech.*, 180(1987), pp. 231-266.
- 4) R. A. Antonia and R. E. Luxton: *J. Fluid Mech.*, 48(1971), pp. 721-761.