平面上の正形状突起に沿う乱流境界層内の二次流れの挙動*

岡、本 史 紀^{*1}, 小 野 敬 之^{*2}
並 木 和 明^{*3}, 高 来 徳 次 郎^{*4}

Behavior of Secondary Flow in Turbulent Boundary Layer along Rows of Streamwise Square Ribs on Plane Surface

Shiki OKAMOTO, Takayuki ONO,
Kazuaki NAMIKI and Tokujiro TAKAGI

This paper presents an experimental investigation of the turbulent boundary layer flow along rows of streamwise square ribs on a plane surface for various spacings of rows. The spacing between the centers of two adjoining square ribs was varied at $S/D=2, 3, 4, 5, 7$ and ∞ , i. e., a single square rib. The time-mean velocity was measured by the Pitot and static pressure tubes. The turbulence intensities and auto-correlation were obtained using the data processing system and the F. F. T. analyzer connected to a hot wire anemometer. The velocity vectors of secondary flow were measured by LDV. As a main result, the secondary flow becomes offset as the spacing between two ribs becomes small, since the directions of the secondary flow near the edges between the marked rib and the adjoining rib are opposite

Key Words: Boundary Layer, Velocity Distribution, Secondary Flow, Skin Friction, Turbulence LDV, Square Rib, Pitch Ratio

1. 緒 言

近年, 航空工学の分野では流れ方向に沿って突起を航空機の機体表面に取付けることによって乱流摩擦抵抗の減少実現が報告されている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。しかしながら, 乱流摩擦抵抗減少のメカニズムについてはいまだ不明な点が多い。また伝熱工学の分野では, このような突起群は伝熱効果を上げるため熱交換器内に用いられている。このように流れ方向に正形状突起を壁面上に並べた場合には, 突起上方のエッジ部と突起と壁面との付け根付近のコーナ部が近接しており, 角の近くには二次流れが生じるため複雑な三次元流れとなる。従来, コーナ部付近の二次流れについては数多く報告されているが, その最初は Nikuradse⁽⁵⁾による研究で長方形ダクト内の流れの速度分布を測定し, コーナ部付近の二次流れの存在を明らかにした。一方, コーナ部とエッジ部が近接して存在する壁面形状の場合の流れ

の状態については調べられたものは少ない。この種の研究では Elder⁽⁶⁾は有限長の平板のエッジ付近の二次流れの挙動を調べ, 古屋ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾は単一の正形状突起, 長形状突起を流れに沿っておき, すなわち流れに沿ってコーナ, エッジが同時に存在する場合を作り, 速度分布の測定より二次流れの存在および二次流れの発生メカニズムを理論的に明らかにした。古屋ら⁽⁸⁾は二次流れの存在を明らかにするために, 3枚の直線羽根をもつ風車を用いて実験を行い, 中村ら⁽⁹⁾は長形状突起を壁面上に突起間隔を一定にし, 多数配列した場合について二次流れの存在に注目し, 二孔ピトー管を用いて二次流れの速度成分の測定を行い, 流れ場に及ぼす影響を調べた。

本研究では平面壁上に流れに平行に正形状突起を等間隔に並べ, その突起列の突起間隔を変え, 突起列に沿う乱流境界層流における速度分布, 乱流特性量を測定し, 突起間隔比をパラメータとして二次流れの挙動の変化について詳細に調べるものである。さらに, 二次流れが流れ特性に及ぼす影響, 乱流摩擦抵抗減少と二次流れの関連性についても併せて明らかにする。

記 号

 C_f : 表面摩擦係数

* 原稿受付 平成6年1月20日。

^{*1} 正員, 芝浦工業大学 (〒108 東京都港区芝浦3-9-14)。^{*2} 准員, キヤノン(株)玉川事業所 (〒213 川崎市高津区下野木3-16-1)。^{*3} 准員, 本田技術研究所朝霞研究所 (〒351 朝霞市泉水3-15-1)。^{*4} 学生員, 芝浦工業大学大学院。

D : 正方形突起の辺長
 L_x : 積分スケールの X 方向成分
 Ru : 速度変動の X 方向成分の自己相関係数
 Re : レイノルズ数 $= U_\infty D / \nu$
 S : 突起の中心間距離
 U, V, W : 時間平均速度の X, Y, Z 方向成分
 U_∞ : 主流速度
 u', v', w' : 速度変動の X, Y, Z 方向成分
 X, Y, Z : 前縁先端部中央に位置する突起頂部中心に
 原点をもつ直角座標, Y 座標は固体壁から測
 った位置を示す
 δ : 境界層厚さ
 τ : 遅延時間

2. 実験装置および実験方法

実験に使用した風洞は 500 mm×500 mm の正方形断面をもち、測定部の長さが 2 000 mm のブローダウン形風洞および 200 mm×200 mm の正方形断面をもち、測定部の長さが 2 000 mm の循環形風洞である。風洞ノズル壁面に発達した境界層を避けるため、地面板は風洞壁面から上方に 25 mm だけ離して取付けた。風洞下壁面の前縁部分に取付けた正方形突起には突起の先端部におけるはく離を防ぐため、長さ 100 mm の流線形ガイドを先端部に取付ける。実験に使用した正方形突起は辺長 $D=10$ mm および $D=20$ mm、長さは風洞測定部全長 2 000 mm で一定間隔のもとで風洞測定部の全幅にまたがり多数配列して風洞測定部下壁上に並べ取付ける(図 1)。突起の中心間距離すなわち突起間隔比 S/D は $S/D=2, 3, 4, 5, 7, \infty$ (すなわち単独突起の場合に相当) の 6 種類とする。したがって頂部中央での $S/D=\infty$ は単独突起の頂部中央の場合に相当し、谷部中央における $S/D=\infty$ は突起が存在しない平板上の場合に相当する。実験では平均速度の測定にはピトー管、乱れ強さ、自己相関係数の測定には I 形および X 形プローブ、熱線流速計、FFT アナライザを用いる。さらに本実験では壁面上に

図 1 装置と座標

流れに沿って突起を並べた場合に角部に生ずる二次流れに注目し、その定量的計測を試みる。従来このような二次流れの速度成分の定量的評価は二次流れの速度の大きさが主流の 2~3% 程度の微小な点および流れ場に計測エレメントを導入すると流れ場を乱すため、わずかな報告⁽¹⁰⁾しかされていないのが実状である。したがって、本実験では流れ場を乱さず、微小速度でも正確な計測が可能なレーザドップラー流速計を用い、二次流れの速度成分の定量的評価を行い、突起間隔比による二次流れの挙動の変化を詳細に調べる。実験に使用する二次元レーザドップラー流速計の諸元は次のようである。前方散乱形デュアルビームモード(2 カラー 4 ビーム法)、最大出力 4 W(測定時の出力 800 mW)、アルゴンイオンレーザ(波長緑 514.5 nm、青 488 nm)、ビーム間隔 50 mm、収束レンズ焦点距離 500 mm、ビーム交差部測定体積、最大直径 0.16 mm、長さ 3.2 mm である。なお、計測に際しては循環形風洞を用い、シーディングには線香の煙を用いる。測定位置は前縁部からの距離 X と突起辺長 D との比が $X/D=20, 50, 80, 120, 160$ の 5 箇所である。実験は主流速度 $U_\infty \approx 15$ m/s において、すなわちレイノルズ数 $Re = U_\infty D / \nu = 1.0 \times 10^4$ ($D=10$ mm) と 2.0×10^4 ($D=20$ mm) のもとで行う。

3. 実験結果および考察

3.1 正方形突起に沿う乱流境界層内の速度分布

図 2, 3 は突起頂部中央および谷部中央における速

図 2 頂部中央における速度分布

図 3 谷部中央における速度分布

度分布の突起間隔比 S/D による変化を示す。図2の頂部中央においては $X/D=120, 160$ の位置では $S/D=2$ の結果は、他の S/D の場合と比べてわずかではあるが異なっている。これは $S/D=2$ の場合、隣接した突起の影響が頂部中央付近にまで及んでいることを意味している。他方、図3の突起間谷部中央においては S/D の値により速度分布は大きく異なっている。古屋ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾は速度分布曲線に変曲点をもつ分布形は、二次流れによって突起上面および側面近くの速度の小さな流体が運ばれてくる結果、その影響が速度分布に現れていることを意味すると報告した。この点に注目して、速度分布の曲線に変曲点の有無を調べると、本実験では $S/D=2$ のとき $X/D \geq 50$ 、 $S/D=3$ のとき $X/D \geq 80$ 、 $S/D=4$ のとき $X/D \geq 160$ の領域で速度分布に変曲点が現れ、 S/D の値が小さいほど二次流れの影響が上流より谷部中央付近まで及んでいることを示している。また $S/D=5, 7$ の場合、二次流れの影響が $X/D=160$ の位置でさえ、谷部中央付近に及んではないが単独突起 ($S/D=\infty$) の場合と比べ分布形は大きく異なっている。

図4, 5は頂部中央および谷部中央における境界層厚さ δ を示す。境界層厚さ δ は固体壁面からの距離である。境界層厚さ δ は頂部中央では S/D の値による差はなく、単独突起の場合の結果にほぼ一致した。しかし図5の谷部中央においては S/D の値による差がはっきり現れている。 S/D の値が小さいほど境界層厚さが大きくなり、特に $S/D=2$ の場合は他の場合に比べて大きく、図3の結果と併せて考えると二次流れの影響は乱流境界層の厚さを増す効果をもたらすものと思

図4 頂部中央における境界層厚さ

図5 谷部中央における境界層厚さ

われる。

次に二次流れの影響範囲を詳細に調べるために突起エッジ部、壁面コーナ部付近の速度分布の Z 方向の変化を調べる。図6, 7は $X/D=80$ の位置における突起頂部、および突起間谷部上方の速度分布を示す。図6によれば突起頂部では頂部中央 ($Z/D=0$) 付近で二次流れの影響により上方の速度の大きな流体が壁面近くにくることから増速する分布形となる傾向は、 S/D の値によって差はほとんどない。他方、図7の谷部においては突起頂部とは大きく異なり、 S/D の値による差は大きく、またおのおの S/D の値の場合でも Z/D の値によるちがいが大きい。速度分布における変曲点の出現は二次流れの影響が現れていることをすでに述べたが、突起に近づくにつれそのような傾向が顕著に現れている。図7より二次流れの影響範囲について調べると、 $S/D=2$ の場合 $Z/D=0.6 \sim 1.0$ 、 $S/D=3$ の場合で $Z/D=0.6 \sim 1.5$ 、 $S/D=4$ の場合で $Z/D=0.6 \sim 1.0$ 、 $S/D=\infty$ で $Z/D=0.6 \sim 1.0$ の範囲に二次流れ

図6 $X/D=80$ における頂部上方の速度分布

の影響が現れる。したがって $S/D=2, 3$ の場合、谷部中央まで二次流れの影響が及んでいることは明らかであるが、 $S/D=4$ の場合 $Z/D=1.5, 2.0$ では変曲点をもつ分布形ではないため、谷部中央付近では二次流れの影響が及んでいない。また $S/D=4$ と ∞ の両者を比較すると、 $Z/D=0.6 \sim 1.5$ まではよく一致しており、これは $S/D=4$ では隣接した突起の存在が二次流れの発生に影響をもたらしていないことを意味している。

3・2 正形状突起に沿う二次流れの挙動 図8は $S/D=\infty$ の場合の $X/D=20, 50, 80$ の位置での速度分布より描いた等速度線図を示す。 $X/D=50, 80$ での等速線は突起エッジ部付近において、古屋らの結果⁽⁷⁾⁽⁸⁾と同じく外側に突き出しふくらむ線図を示しており、Nikuradse⁽⁵⁾が示したように二次流れの存在を意味している。等速線のふくらみは $X/D=50$ より $X/D=80$ のほうが広がっており、下流に向かうにつれて二次流れの影響範囲が広がっていることが明らかである。また、 $X/D=20$ 付近では等速線のエッジ部付

近でのふくらみは見られず二次流れの影響はほとんどない。ここで二次元レーザドップラー流速計を用いた正形状突起まわりの二次流れの測定結果を図9に示す。図9は単独突起 ($S/D=\infty$) の場合の $X/D=50$ および 80 の位置での二次流れの速度ベクトル線図である。図9より等速度線図で述べたように、エッジ部付近の二次流れは $X/D=50$ より下流の $X/D=80$ になると大きく発達する様子が明らかである。また、壁面付近のコナ部における二次流れもエッジ部に比べ小さいが存在しており、しかしその強さは、エッジ部付近の二次流れに比べて弱いことが明らかである。二次流れはエッジ部付近ではエッジから遠ざかる方向、およびコナ部付近ではコナに向かう方向の流れである。図10は $X/D=80$ の位置での $S/D=2, 3, 4$ の場合の等速度線図を示す。 $S/D=2$ の場合では前述の速度分布の変化でも、他の S/D の値の場合とは大きく異な

 図7 $X/D=80$ における谷部上方の速度分布

 図8 単独突起 ($S/D=\infty$) の場合の等速度線図

っていたが、図10の等速度線図でもその差は明らかである。特にエッジ部付近における等速線の外側へのふくらみは非常に小さく、二次流れも小さく弱まっているように思われる。さらに S/D の値が増し $S/D \geq 3$ の場合には等速線のエッジ部付近におけるふくらみも次第に大きくなり、 $S/D=4$ の場合はほとんど単独突起 ($S/D=\infty$) の場合と似た分布形を示している。これは $X/D=80$ の位置では $S/D \leq 3$ の範囲で突起エッジ部付近の二次流れに隣接した他の突起からの二次流れの干渉を受けるのに対し、 $S/D \geq 4$ の範囲では $S/D=\infty$ の場合とほぼ等速度線図が一致していることから、 $X/D=80$ の位置までの範囲では隣接した突起からの二次流れの干渉を受けないことを示している。すなわち、これは図3で述べたように突起間谷部中央において、 $X/D=80$ の位置で $S/D=2, 3$ の場合速度分布曲線に変曲点が存在し、二次流れの影響が谷部中央の位置まで及んでいることから裏付けられる。図11に $X/D=80$ の位置における $S/D=2, 3, 4$ の場合の二次流れの速度ベクトル線図を示す。図11(a)の $S/D=2$ の場合は等速度線図で述べたようにエッジ部付近の二次流れが小さくなっている様子が明らかである。これはエッジ部、コーナ部付近の二次流れが隣接した他の突起からの二次流れの干渉を受け、両者の二次流れの回転の向きが反対方向のため互いに弱められた結果小さくなったものと思われる。さらに S/D の値が増すと二次流れは次第に大きくなり強まっていく。

ここで図7の谷部内の速度分布曲線における変曲点

図9 単独突起 ($S/D=\infty$) の場合の二次流れ

の出現が、古屋ら⁽⁷⁾が示したように二次流れの影響が及んでいることを意味していたが、その点に関して二次流れの存在領域との関連性について検討する。まず $S/D=2$ の場合では図7の速度分布では変曲点の存在は $Z/D=0.6 \sim 1.0$ の領域であったが、二次流れの存在は速度ベクトル線図より $Z/D=0 \sim 1.0$ 、すなわち突起中心より突起間谷部中央の位置まで達している。さらに $S/D=3$ の場合では変曲点の存在は $Z/D=0.6 \sim 1.5$ の領域であったが実際の二次流れの存在は $Z/D=0 \sim 1.4 \sim 1.5$ 付近すなわち $S/D=2$ の場合と同様、突起中心より突起間谷部中央まで達している。また $S/D=4, \infty$ の場合になると、変曲点の存在は $Z/D=0.6 \sim 1.0$ の領域であるが、実際の二次流れの存在は $Z/D=0 \sim 1.4 \sim 1.5$ 付近の領域である。2 突起間谷部内の速

図10 $X/D=80$ における等速度線図

度分布における変曲点の存在は、古屋ら⁽⁷⁾によって示されたように二次流れによって突起上面および側面近くの速度の小さな流体が運ばれてくる結果、その影響が速度分布に現れたものである。したがって速度分布曲線上に変曲点が現れない突起頂部および $S/D=4, \infty$ の場合の $Z/D=1.0 \sim 1.5$ の領域でも図 11 の速度ベクトル線図より二次流れが存在していることが明らかである。また $S/D=2, 3$ の場合では隣接した他の突起から生ずる二次流れの干渉を受け、突起間谷部中央付近まで二次流れの影響が強く現れ速度分布曲線上に変曲点が存在している。

次に突起間谷部底面上の $X/D=80$ の位置における表面摩擦係数をプレストン管を用いて測定し、その結果を図 12 に示す。なお、流れに平行な二次元平板上の速度分布をプレストン管によって求めたせん断応力の値をもとにして壁法則で表した結果、Clauser による壁法則の実験式にほぼ合致したのでプレストン管を用いた。測定範囲は $S/D=\infty$ の場合を除いて突起間谷部中央までとした。図 12 より $S/D \geq 4$ の場合はほぼ同

じような値を示している。しかし $S/D=2, 3$ の場合は他の場合に比べて C_f の値はかなり小さく、特に $S/D=2$ の場合が最も小さい値である。また $S/D \geq 4$ の場合における C_f の変化はさきに述べた二次流れが存在する領域 ($Z/D \leq 1.5$) では小さい値となり、二次流れが存在する領域を離脱すると、大きい値になり流れに沿う平板上の C_f の値 ($C_f=0.0043$) に向かう傾向がある。これは運動量の乱流輸送は一般にスケールの小さな乱れによるこう配形の輸送が支配的であると考えられていたが、中村ら⁽⁹⁾によって二次流れのようなスケールの大きな運動による対流輸送の寄与も同じように大きいことが報告されている。二次流れの発生は谷部内部の壁付近の運動量輸送に大きく貢献し、摩擦抵抗が減少するものと思われる。したがって突起間谷部底面上では二次流れの存在している領域では C_f の値は低下し、 S/D の値が 3 から 2 に小さくなるにつれ、

(a) $S/D=2$

(b) $S/D=3$

(c) $S/D=4$

図 11 $X/D=80$ における二次流れ

図 12 $X/D=80$ における表面摩擦係数

図 13 頂部中央における乱れ強さ

図 14 谷部中央における乱れ強さ

すなわち隣接した他の突起から生ずる二次流れの干渉が強いほど C_f の値はさらに低下する。以上のことより速度分布の Y 方向変化に変曲点が出現する領域では C_f の値は小さくなることが明らかになった。

3・3 正形状突起に沿う乱流境界層内の乱れ強さおよび積分スケール 図 13, 14 に頂部中央および谷部中央における乱れ強さ分布の突起間隔比 S/D による変化を示す。頂部中央では $S/D=2$ の場合, $X/D \geq 80$ では他の S/D の値の場合と比べて異なった分布形を示す。また谷部中央では速度分布同様, S/D の値に対して大きな違いが見られる。これは二次流れが突起間谷部内の速度こう配が大きい壁面付近に生じるため, 大きな運動量の輸送を生じ, 速度および乱れ強さ分布に大きな影響を与える。したがって S/D の値により境界層の構造に差を生じていることを意味してい

る。特に $X/D=160$ の位置では S/D の値による差が顕著である。

図 15, 16 に $X/D=160$ の位置での頂部中央および谷部中央における乱れ強さの X, Y, Z 成分を示す。図 15 の頂部中央では乱れ強さの 3 成分とも $S/D=2$ の場合を除けば, S/D の値による違いはほとんどない。しかし $S/D=2$ の場合は乱れ強さの X 成分は他の S/D の値の分布とは大きく異なり大きい値であるが, 乱れ強さの Y 成分はほぼ一致し, Z 成分は突起頂部付近のみ大きい値となっている。これは二次流れの干渉を受け平均速度分布のこう配は相対的に増大するので, 変動速度の X 成分が増すということを意味している。図 16 の谷部中央では頂部中央とは異なり, 乱れ強さの 3 成分は S/D の値によって大きく異なる。図 3 の速度分布より $X/D=160$ の位置では $S/D \leq 4$ の範囲では二次流れが谷部中央付近にまで達していることが明らかになったが, 乱れ強さの X 成分の分布形でも $S/D=2, 3, 4$ では変曲点をもつ分布形であるが, $S/D=5, 7, \infty$ では変曲点をもたない分布形というように二つに分けられ, 速度分布と同じことがいえる。特に $S/D=2$ の場合は乱れ強さの各成分とも他の S/D の値の分布に比べて大きく異なった分布形を示す。乱れ強さの X 成分では $Y/\delta \geq 0.3$ の範囲では S/D の値が大きくなるにつれ, $S/D \leq 4$ までは乱れ強さは減少するが, $S/D > 4$ の範囲では反対に増加し, $S/D=7$ の場合は単独突起 ($S/D=\infty$) の結果にほぼ一致する。一方, 乱れ強さの Y 成分は S/D の値が大きくなるにつれ, $Y/\delta \geq 0.2$ の範囲では減少する。他方, 乱れ強さの Z 成分は $S/D=2$ の場合を除けば $Y/\delta \geq 0.4$ の範囲では S/D の値に無関係にほぼ一致した値を示すが, Y/δ

図 15 $X/D=160$ における頂部中央の乱れ強さ

図 16 $X/D=160$ における谷部中央の乱れ強さ

図 17 $X/D=160$ におけるレイノルズ応力

(a) 頂部中央 (b) 谷部中央

図 18 自己相関係数

図 19 積分スケール

≤ 0.4 では $S/D=5, 7$ の結果は $S/D=\infty$ の結果と一致するが, $S/D < 5$ では S/D の値が小さくなるにつれ, 乱れ強さの Z 成分の値も減少しており, 隣接した突起の存在によって乱れ強さが小さくなっている. 図 17 に $X/D=160$ の位置におけるレイノルズ応力の分布を示す. 図 17 の $Y/\delta=0$ に表面摩擦係数より求めた値を示すが, いずれの S/D の値の場合でも熱線流速計で測定した結果の延長線上にほぼ一致した. また, レイノルズ応力の S/D の値による変化は乱れ強さの Y 成分と同じようである.

正方形突起に沿う境界層内の乱流構造に及ぼす二次流れの影響を調べるために, 速度変動の X 成分の自己相関係数を求めた. 図 18 は $X/D=160$, $Y/\delta=0.5$ の位置における頂部中央, 谷部中央での速度変動の X 成分の自己相関係数を示す. 頂部中央では S/D の値が増すにつれ, 最初に相関係数が零となる遅延時間は短くなる. したがって S/D の値が増すにつれ乱流渦の減衰は早まり, すなわち乱流渦の平均スケールも小さくなるものと予想される. しかし谷部中央では $S/D=2 \sim 4$ までは S/D の値が増すにつれ, 最初に相関係数が零となる遅延時間は減少するが, $S/D=4$ を超す

と反対に増加することが明らかである. したがって乱流渦の減衰も $S/D=4$ 付近で最も早く, S/D の値がさらに増すと再びゆるやかになる. ここで図 18 の自己相関係数より積分スケールを次式によって求めた.

$$L_x = U \int_0^{\infty} R_u(\tau) d\tau$$

ここで伝達速度は Taylor の仮説により局所時間平均速度を用いた. この積分スケールは乱流渦の平均スケールと同一であり, 頂部中央および谷部中央の $X/D=160$, $Y/\delta=0.5$ の位置における結果を図 19 に示す. 頂部中央での積分スケールは $D/S \geq 0.25$ の範囲で D/S の値が増すとわずかに増加する傾向が見られる. 他方, 谷部中央では $D/S=0 \sim 0.25$ の範囲で D/S の値が増すと急激に減少し, $D/S=0.25$ を超すと反対に頂部中央の場合と同様にゆるやかに増加する傾向が見られる. 積分スケールは乱流渦の平均スケールを示していることより, 谷部中央における乱流渦の平均スケールは二次流れが谷部中央に達していない $D/S < 0.25$ ($S/D > 4$) の範囲では D/S の値が増すと減少し, 二次流れが谷部中央の位置まで達している $D/S \geq 0.25$ ($S/D \leq 4$) の範囲では増加することを意味している. さらに頂部中央および谷部中央における積分スケールは $D/S \geq 0.25$ の範囲では一致しているが, これはこの範囲における乱流渦の平均スケールが同じ値であることを示している.

4. 結 論

本実験は辺長 $D=10$ mm および $D=20$ mm の正方形突起を用いて, 突起間隔比 S/D を $S/D=2, 3, 4, 5, 7, \infty$ の 6 種類に変え, レイノルズ数 $Re=10^4$ ($D=10$ mm) と 2×10^4 ($D=20$ mm) の条件の下で行われた. 本研究によって得られた結果を要約すれば次のとおりである.

- (1) 谷部中央における速度分布に二次流れの影響が現れる位置は S/D の値が減少するにつれ上流側に移動する.
- (2) 二次流れは突起間谷部内の乱流境界層厚さを増す効果をもたらす.
- (3) 突起間の間隔が狭くなると, エッジ部, コーナ部付近の二次流れは隣接した突起からの二次流れの干渉を受け, 二次流れの大きさは小さくなる. したがって, 本実験の $S/D=2$ の場合は速度分布, 乱れ強さとも他の S/D の値の場合に比べて異なった変化を示す.
- (4) 表面摩擦係数は谷部内の二次流れが存在している領域では流れに平行な二次元平板上の結果より小

さい値となり、その領域を離脱すると次第に大きい値になる。さらに $S/D=2$ の場合のように隣接した他の突起から生ずる二次流れの干渉が強いほど谷部内の表面摩擦係数はさらに減少する。

(5) 谷部中央における乱流渦の平均スケールは二次流れが谷部中央に達していない $D/S < 0.25 (S/D > 4)$ の範囲では S/D の値が減少するにつれ減少し、二次流れが谷部中央の位置まで達している $D/S \geq 0.25 (S/D \leq 4)$ の範囲では増加する。

文 献

- (1) Choi, K. S., 機誌, **95**-888(1992), 1013.
- (2) Walsh, M. J., *AIAA J.*, **31**-4(1983), 485.
- (3) Choi, K. S., *J. Fluid Mech.*, **208**(1989), 417.
- (4) Vukoslavcic, P., Wallace, J. M. and Balint, J. L., *AIAA J.*, **30**-4(1992), 1119.
- (5) Nikuradse, J., *VDI-Forschungsh.*, **281**(1926).
- (6) Elder, J. W., *J. Fluid Mech.*, **9**(1960), 133.
- (7) 古屋・中村・宮田・福与, 機論, **41**-350(1975), 2878.
- (8) 古屋・中村・宮田・山, 機論, **42**-359(1976), 2091.
- (9) 中村・宮田・中浜・古屋, 機論, **45**-400, B(1979), 1816.
- (10) Melling, A. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, **78**-2(1976), 289.