二次元矩形粗面境界層の粗さ要素近傍における運動量交換機構* (溝内部渦の可視化観察)

亀田 孝嗣^{*1}, 是石 一任^{*2}
望月 信介^{*1}, 大坂 英雄^{*1}

Mechanism of Momentum Exchange in the Vicinity of a Roughness Element for the Boundary Layer Developing over the Rough Wall Arranged with Two-Dimensional Square Ribs (Flow Visualization of Eddy Formed in a Cavity)

Takatsugu KAMEDA^{*3}, Kazuto KOREISHI,
Shinsuke MOCHIZUKI and Hideo OSAKA

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Yamaguchi University,
2-16-1 Tokiwadai, Ube-shi, Yamaguchi, 755-8611 Japan

Flow visualization has been performed in the vicinity of a roughness element for the rough wall boundary layers developing over the roughness with pitch ratio p of 2 and 4 at a low Reynolds-number. The momentum thickness Reynolds numbers at streamwise distance $x=865$ mm for $p=2$ and 4 were 300 and 500, respectively. For $p=2$, typical flow patterns are classified into 4 patterns which are consistent with those of Townes et al., otherwise 3 patterns were recognized for $p=4$. The frequency f_m , the sum of the frequency of each flow pattern, which is closely associated with the momentum exchange normalized with the cavity width b and the friction velocity u_τ for $p=4$ takes larger value compared with that of $p=2$. This quantitative result can be related that the pressure drag acting on a roughness element for $p=4$ is larger than that of $p=2$.

Key Words: Boundary Layer, Turbulence, Flow Visualization, Rough Wall, Low Reynolds Number

1. 結 論

本研究の目的は、粗さピッチ比 $p (=b+w)/k$; k は粗さ要素高さ, w は粗さ要素幅および b は粗さ要素間溝部幅が 2 および 4 の二次元矩形粗面上に発達する境界層の粗さ要素近傍に着目し、粗さ要素上面下流端からはく離れた流れ(以降、はく離せん断層と呼ぶ。)内の運動量交換に対する粗さ要素間溝部に形成される渦の役割(渦の減衰・成長ならびに溝外部への放出)を運動学的観察から明らかにすることである。

従来、二次元矩形粗面上に発達する境界層は、粗さ関数 $\Delta U/u_\tau$ (滑面流の対数速度分布における対数直線部と粗面流のそれとの差)が原点補正量 d_0 に基づくレイノルズ数 $d_0^+ (=d_0 u_\tau/\nu)$, u_τ は摩擦速度, ν は動粘度)で規定され、2 種類の粗面($p=2$ は d 形粗面流, $p=4$ は k 形粗面流)に分類^(1,2)されている。これらの粗面流に関する研究は多くの研究者ら⁽³⁻⁸⁾によってなされてきているものの、 $\Delta U/u_\tau$ の値に重要な役割を果たす粗さ要素上面下流端から生じるはく離せん断層内の運動量交換機

構に関する研究は、著者らによる研究を含めても数少ない⁽⁹⁻¹²⁾。

著者ら^(9,10)および Leonardi ら⁽¹²⁾は、粗さ要素上面下流端から生じるはく離せん断層の代表尺度で粗さ要素に作用する圧力抵抗係数 c_d 値が規定できること、ならびにはく離せん断層内における平均流および乱流による運動量輸送が c_d 値の大きさに対して重要となることを明らかにした。しかし、 p 値に対する代表尺度の差異や運動量輸送の変化については、粗さ要素間距離(溝部幅 b)の違いの効果を除いて不明のままである。また、このはく離せん断層は、粗面乱流境界層の乱れエネルギーの維持に寄与し、溝部に生じる渦の挙動と強く関連することが Djenidi らにより報告⁽¹¹⁾されているものの、 p 値に対する変化は未だ明らかにされていない。

そこで、本研究では粗さ要素近傍場での運動量輸送や乱れエネルギーの生成に寄与する溝内部の渦の挙動にかかわる寸法や生起頻度に着目して p 値に対する変化を明らかにすることを試みる。これまで時空間的な変化を伴う渦構造の抽出には、熱線を用いる方法では数値を任意に設定した条件付抽出法によるものしかなく、点情報からの渦構造の理解に限定されてきた。これに対し、時空間的な変化を伴う渦構造を適切に捕捉する方法として、可視化を併用することは有用な方法

* 原稿受付 2004 年 7 月 14 日。

^{*1} 正員, 山口大学工学部 (☎ 755-8611 宇部市常盤台 2-16-1)。

^{*2} 正員, (株)日立製作所笠戸事業所 (☎ 744-0002 下松市大字東豊井 794)。

E-mail: kameda@yamaguchi-u.ac.jp

Table 1 Experimental conditions at $x=865$ mm .

p	U_1 (m/s)	$R_\theta (=U_1 \theta / \nu)$	$k^+ (=u_\tau k / \nu)$	k / δ	$K (= \frac{\nu}{U_1^2} \frac{dU_1}{dx})$	c_f
2	0.0689	300	30	0.165	5.4×10^{-10}	7.32×10^{-3}
4	0.0694	500	47	0.156	7.4×10^{-10}	13.9×10^{-3}

の1つである。また、この調査は粗さ要素近傍場の流れのモデル化⁽¹²⁻¹⁵⁾に関連した力学量に対する溝内部渦の役割の理解に有用であろう。

2. 実験装置および条件

2・1 水槽および流れ場 本実験に使用した水槽は、既報⁽¹⁰⁾と同様で測定部長さは1.86 m、幅0.4 m、高さ0.4 m(水深0.325 m)である。測定平板は2種類の粗面を使用し、d形粗面形状は正方形断面を持つリブ(幅 $w=10$ mm、高さ $k=10$ mm)が粗さピッチ比 $p=2$ で、一方k形粗面形状は $p=4$ で流れ方向に周期的に配列された粗面である。平板前縁部はR10で半円形状に加工されており、ひき続き長さ50 mmの滑面部を有する。

図1に流れ場の概要、座標系および主要記号を示す。座標系は、平板前縁部から流れ方向に x 、粗さ要素頂点から高さ方向に y_r とした。なお、粗さ要素上面下流端から流れ方向に x_{RE} を用いた。境界層の二次元性の検討は、既報⁽¹⁰⁾と同様で $x=865$ mm位置で調査を行い、流れ方向平均速度 U および流れ方向乱れ強さ u_{rms} のスパン方向空間最大変動値が1%以内であることから確認した。

2・2 実験条件および測定方法 表1に $x=865$ mmにおける流れ場の各種条件を示す。両粗面流とも

順圧力勾配下の流れとなっているが、Klineら⁽¹⁶⁾の定義に従えば弱い圧力勾配の条件である。両粗面流の流れは、運動量厚さに基づくレイノルズ数 $R_\theta (=U_1 \theta / \nu)$ 、 U_1 は主流速度、 θ は運動量厚さが乱流境界層の後流成分が消失する下限値付近⁽¹⁷⁾で遷移粗さ領域となっている。また、相対粗さ高さ k/δ (δ は境界層厚さ：粗さ要素上面から $U=0.995 U_1$ となる高さまでの距離として定義)はほぼ同一条件である。各粗面流の局所壁面摩擦抵抗係数 c_f の値は式(1)を用いて評価された。

$$c_f = 2 \frac{d\theta}{dx} + \frac{2\theta}{U_1} \frac{dU_1}{dx} (H+2) \text{-----(1)}$$

ここで、 $H (= \delta^*/\theta)$ 、 δ^* は排除厚さは形状係数である。本実験は、弱い圧力勾配の条件ではあるものの、式(1)中第2項(圧力勾配項)の c_f 値に対する影響は $p=2$ では16%、 $p=4$ では19%である。さらに、厳密な運動量積分方程式にはレイノルズ応力の微分項が含まれているが、その影響は c_f 値に対して5%以内^(6, 10)であることが知られており、本実験では無視することとした。

平均速度の測定には、LDV System(IFA-750, 4W Ar-Ion, Focus Length 350 mm)が使用された。レーザー交差部における測定体積は、流れ方向0.09 mm、高さ方向0.09 mm、スパン方向0.13 mmである。トレーサは、ポスターカラーの白(平均粒径0.3 μ m、比重1.135)を体

Figure 1 Schematic flow field, coordinate system and nomenclature.

Figure 2 Streamwise mean velocity profiles.

積分率 1 ppm で混入した。各測定点のデータレートは 500~1500 Hz、取得データ数は 10 万点とした。

粗さ要素近傍場の流れの可視化は、表 1 中の主流速度 U_1 の条件下で $x=865$ mm 位置の粗さ要素 1 ピッチ間について行われた。染料注入孔は、 $x_{RE}=2$ および 2 mm 位置の粗さ要素上面および溝部底面に対し垂直に直径 $d_p=0.6$ mm (d_p 値は粘性長さに対して $d_p u_\tau / \nu = 2 \sim 3$ であり、注入孔の流れへの影響は十分小さい。) でスパン方向にそれぞれ 10 mm 間隔で 10 ヶ所設けられた。染料は、フルオレセインナトリウム水溶液を使用した。可視化光源としては、4W A_r -Ion レーザーをスリット幅約 8 mm のスリット光とした。また、可視化画像の撮影には、デジタルカメラ (NIKON 製 COOLPIX990) を使用し、シャッター速度、絞りおよび露出はそれぞれ 1/8, 2.5 および 2.0 に設定された。

3. 実験結果および考察

3・1 平均速度場の特徴 両粗面流の流れ場が乱流境界層となっていることを確認するために、LDV を用いて平均速度分布の計測を行った。図 2 に、 $p=2$ および 4 における $x=865$ mm 位置の溝部中央部 ($x_{RE}/b=0.5$) で計測された流れ方向平均速度分布 U/U_1 を y_T/δ に対して示す。図中には、Liu et al.⁽¹⁸⁾ によって測定された $p=2$ ($R_\theta=800$, $k^+=60$, $k/\delta=0.147$) および 4 ($R_\theta=1060$, $k^+=77$, $k/\delta=0.132$) ならびに Osaka et al.⁽¹⁹⁾ による滑面流 ($R_\theta=860$) の結果 (Δ 印) も合わせて示す。なお、滑面流の高さ方向距離 y_T の原点は滑面平板上に置かれている。これらのデータはいずれもゼロ圧力勾配下の滑面上で発達する乱流境界層の後流成分が消失する R_θ 数 ($R_\theta \approx 500$) 以上⁽¹⁷⁾ の結果である。

まず、 $p=4$ の結果についてみると、本結果と Liu et al. の結果⁽¹⁸⁾ は良好に一致している。一方、 $p=2$ の本結果は、 $p=2$ の Liu et al. の結果⁽¹⁸⁾ に比べ層内で増速している。これは、本実験と Liu らの実験条件の差異 (本実験条件は Liu らの実験条件⁽¹⁸⁾ に対し R_θ 数が低く、かつ順圧力勾配が存在する流れとなっている。) に起因する。まず、 R_θ 数の影響について議論する。大坂らは、 $p=2$ の粗面流の c_f 値が $R_\theta < 800$ の範囲において滑面流のそれと同程度となることを報告⁽⁴⁾ している。そこで、 $p=2$ の本結果と Osaka らの滑面流の結果⁽¹⁹⁾ と比較すると壁近くでは一致するものの、外層領域 ($y_T/\delta > 0.2$) では本結果が滑面流の結果に比べ増速している。この要因として、本流れ場に存在する弱い順圧力勾配の影響によるものが挙げられる。

次に、 $p=2$ および 4 の U/U_1 分布の差異について述べておく。 $p=4$ の U/U_1 分布は $p=2$ の分布に比べ層内全域で著しく減速しており、 $p=4$ の流れ場の運動量欠損量が $p=2$ に比べ大きい。これに対応して、表 1 で示した $p=4$ の c_f 値は $p=2$ のそれよりも著しく大きい。この c_f 値の差異は、既報⁽¹⁰⁾ で述べたように $p=4$ では $p=2$ に比べ c_f への粗さ要素間溝部流体と溝上方外部流の運動量交換によって生じるレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の粗さ要素 1 ピッチ当たりの平均値 $\langle -\overline{uv} \rangle$ の寄与が増加するためである。それについて、本実験ではさらに運動学的に考察を加えるため、以下の節において運動量交換機構の可視化実験による検討を行う。

3・2 x - y_T 平面における流れパターン 乱流は固有の性質として三次元非常流れであるが、予備実験による x - y_T 平面の可視化から本実験条件下の粗面境界層の粗さ要素近傍の流れ場では、

- ① 溝内部の渦の挙動は、形成・成長・減衰という変化から成る、
- ② 上記の個々の挙動は、短時間 (1s 程度のオーダー) ではあるが継続して観測される、
- ③ 時間的に一定間隔ではないが、繰り返し観測される、という特徴がみられた。そこで、本研究では項目③の特徴を擬周期的と定義し、視覚的に追従可能である低周波成分の流れパターンとその生起頻度に着目する。従って、可視化観察では、項目①~③を考慮しつつ、粗さ要素間溝開口面を介した運動量交換を間接的に意味する流脈線の溝内部への流入あるいは溝外部への流出に着目して、流れパターンの分類を行った。なお、溝外部とは、既報の結果⁽¹⁰⁾ から平均速度分布に対して粗さ要素の影響が現れる $y_T/k \approx 1.6$ の範囲までを考慮している。

Figure 3 Classification of flow patterns for each rough wall flow.
(Flow left to right)

図 3 に $p=2$ (図 3(a))および $p=4$ (図 3(b))の代表的流れパターンの画像を示す。流れは、左から右である。 $p=2$ では、図 3(a)に示す 4 つの代表的な流れパターンが観測された。以下に、4 つの流れパターンの説明を行う。(i) Strong outflow；これは溝内部渦の減衰(スパン方向渦度の消滅)に伴い、溝外部への大規模な流体の流出を生じる。(ii) Weak outflow；これは溝内部渦の減衰が生じるものの、パターン(i)に比べその程度は小さく、流体の溝外部への流出も小さい。(iii) Inflow；これは溝外部からの流入による溝内部渦の形成と強化が生じる。(iv) Divide；これは溝内部と溝外部の流体はほとんど干渉せず、溝内部渦の減衰あるいは強化は生じない。以上述べた 4 つの観測されたパターン(i)～(iv)

は、この順番で規則的に繰り返すものではない。なお、これらの流れパターンは、Townes ら⁽²⁰⁾および Djenidi ら⁽¹¹⁾が報告している流れパターンとほぼ同様であった。

図 3(b)の $p=4$ の結果についてみると、代表的に 3 つの流れパターンが観測された。以下にその説明を行う。(v) Strong outflow；これはパターン(i)と同様に溝内部渦の減衰に伴い、溝外部への流体の大規模な流出が生じるが、 $p=2$ の結果に比べ流出方向が垂直に近く立ち上がっている。(vi) Outflow from downstream cavity edge；これは、溝上流部から流下してきた流体の下流側粗さ要素の近傍で溝内部への流入および溝外部への流出が同時に生じるもので、さらに流脈線形状が下方に凸となる特徴的なパターンである。(vii) Inflow；これはパタ

Table 2 Frequency on each flow pattern.

p	Patterns	Momentum exchange	Frequency f_n (1/s)	$f_n b/u_\tau$	Total $f_i b/u_\tau$
2	(i) Strong outflow	Ejection	0.007	0.019	0.90
	(ii) Weak outflow	Ejection	0.147	0.392	
	(iii) Inflow	Sweep	0.145	0.387	
	(iv) Divide	—	0.038	0.101	
4	(v) Strong outflow	Ejection	0.120	0.623	1.98
	(vi) Outflow from downstream cavity edge	Ejection + Sweep	0.088	0.457	
	(vii) Inflow	Sweep	0.173	0.898	

ーン(iii)と同様に溝外部から溝内部への流体の流入による溝内部渦の形成と強化を生じるものである。これらの観測されたパターン(v)～(vii)は、 $p=2$ と同様、この順番で繰り返すものではない。

次に、はく離せん断層の流れの安定性を議論するために、両粗面流で観測された各流れパターンの単位時間当たりの生起頻度 f_n (1/s) を評価する。 f_n は 600s 間流れ場を観測し、各流れパターンの出現個数を数えて評価した。表 2 にその結果を示す。 f_n の下付の n は、表 2 中の各流れパターンの番号(i～vii)を意味する。また、各パターンと運動量の輸送との関連を示すため、溝外部への流出を Ejection および溝内部への流入を Sweep として表示した。ここで、 f_n の無次元化に使用する尺度について考察する。粗さ要素間溝部開口面で生じる運動量交換は溝部に作用する圧力抵抗に関係付けられる⁽¹⁰⁾。そこで、 f_n の無次元化には圧力抵抗を考慮した尺度を使用する。既報⁽⁹⁾において、圧力抵抗係数 c_{DP} ($=\langle C_p \rangle_d - \langle C_p \rangle_u$) $\times k/\lambda$ 、 $\langle C_p \rangle_d$ および $\langle C_p \rangle_u$ は溝部下流側および溝部上流側粗さ要素側壁面に作用する圧力の面積平均値、 λ ($=w+b$) は粗さ 1 ピッチ長である。) 値は、はく離せん断層の代表尺度と関係付けられることを示した(式(2))。

$$c_{DP} = O \left[\frac{(u_{rms})_s^2}{U_1^2} \cdot \frac{L_s}{k} \times \frac{k}{\lambda} \right] \quad \text{---- (2)}$$

Figure 4 Non-dimensional frequency of momentum exchange.

ここで、 $(u_{rms})_s$ ははく離せん断層の流れ方向乱れ強さ、 L_s ははく離せん断層の層厚さおよび λ は粗さ 1 ピッチ長である。 L_s の大きさは溝部幅 b に依存し、 $(u_{rms})_s$ は変動圧力の尺度でもある摩擦速度 u_τ で規定できる。表 2 中には、これらの尺度を用いて無次元化された f_n 値も合わせて示す。なお、表 2 中の最右列の $f_i b/u_\tau$ 値は、各粗面流で観測された全流れパターンに関する単位時間当たりの生起頻度 f_i の無次元値である。 $f_i b/u_\tau$ 値は $p=4$ が $p=2$ に比べ大きく、はく離せん断層の流れは $p=4$ のほうが不安定であると思われる。ここで、本粗面流の結果の妥当性について確認する。本粗面流の $p=2$ と同じアスペクト比 $b/k=1$ を有する Townes ら⁽²⁰⁾の結果 ($k^+ \approx 26$ で $f_i k/u_\tau = f_i b/u_\tau \approx 1.70$) と比較すると、 $p=2$ の本結果 ($k^+ \approx 30$ で $f_i b/u_\tau \approx 0.90$) は Townes ら⁽²⁰⁾の結果に比べ約 0.53 倍小さい。既報⁽²¹⁾において、著者らははく離せん断層内のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の 4 象限解析よって Ejection と Sweep の発生頻度および強度が粗さ密度 λ_s ($=b/(b+w)$) に依存して変化することを報告した。そこで、本結果と Townes ら⁽²⁰⁾の λ_s 値を評価すると、それぞれ 0.5 および 0.67 であり、本結果と Townes ら⁽²⁰⁾の $f_i b/u_\tau$ 値の差異は λ_s 値によるものであると考えられる。

3・3 運動量交換に関する一考察 $p=2$ と 4 の粗面流に関する溝内部渦の規則性および粗さ要素間溝部開口面で生ずる運動量交換の程度の違いについて議論するため、表 2 中の結果から溝内部と溝外部の流体の交換に寄与する流れパターンの生起頻度 f_m を定義する。なお、本論文では f_m を運動量交換頻度と呼ぶことにする。本研究で取り扱う二次元矩形粗面流はスパン方向に流れパターンが擬周期的変化を示すものの統計的には二次元的であることが平均速度場の計測から確認されている。また、3・2 節で述べたように $p=2$ と 4 で観測された流れパターンは、必ずしも連続的に発生するものではない。そこで、運動量交換に対する定量的尺

度として $p=2$ と 4 の f_m をそれぞれ $f_i + f_{ii} + f_{iii}$ および $f_v + f_{vi} + f_{vii}$ の和として定義した。 f_m 値は 3・2 節で議論した圧力抵抗係数 c_{dp} に関連した尺度 (u_τ および b) で無次元化した場合、 $f_m b/u_\tau$ 値が p 値に独立となれば流れパターンの生起頻度による運動量の交換は同程度とみなすことができるであろう。本結果の $f_m b/u_\tau$ 値は $p=2$ では 0.80, 一方 $p=4$ では 1.98 であり $p=2$ の結果に比べ約 2.5 倍大きい。従って、 $p=4$ の粗面流では溝内部渦の形成・成長・減衰を繰り返す頻度による溝部開口面で生じる運動量の交換頻度が $p=2$ に比べ著しく大きくなると考えられる。これは、 $p=4$ の圧力抵抗係数 c_{dp} 値が $p=2$ に比べ大きくなる⁽⁹⁾ ことに関係付けられる。

次に、 f_m に対する p 値の役割を調べてみる。溝内部渦の形成・成長・減衰を伴う挙動は、①粗面上を発達する境界層の特性⁽²⁾、②粗さ要素上面下流端から形成されるはく離せん断層の性質⁽⁹⁾、と強く関係している。本実験の両者は、表 1 で示したように k/δ がほぼ同一の条件で行われているため、①による影響は小さいと考えられる。そこで、②に関する時間尺度を定義し、その尺度で無次元化された f_m と p 値との関係について調査する。時間尺度は、はく離せん断層の対流速度と発達距離を考慮して b/u_τ とした。図 4 に無次元化された $f_m b/u_\tau$ の p 値に対する変化を示す。 $f_m b/u_\tau$ 値は p 値の増加に伴い増加する可能性がある^(18,23)。従って、粗さ要素近傍で生じる運動量交換頻度は、粗さ要素後端から形成されるはく離せん断層の発達の程度に関係付けられるようである。一方、単一溝を過ぎる流れの周波数特性に関して、Rockwell らのレビュー⁽²⁴⁾中に溝部下流側側壁面の圧力変動の卓越周波数が b/k 値により変化することを報告しており、溝を過ぎる流れは連続溝や単一溝にかかわらず周期的な挙動を示すと考えられる。

4. 結 論

粗さピッチ比 $p=2$ および 4 の二次元矩形粗面上に発達する境界層の粗さ要素近傍場において流れの可視化を行い、粗さ要素上面下流端から生じるはく離せん断層内の運動量交換と関連する溝内部渦の挙動について運動学的考察を行った。以下にその要約を示す。

1. 粗さ要素近傍の流れパターンは、溝内部渦の可視化観察から、 $p=2$ では 4 パターン (Townes らおよび Djenidi らの観測結果と同様)、 $p=4$ では 3 パターンに分類される。

2. 粗さ要素間溝部開口面での無次元化された運動量交換頻度 $f_m b/u_\tau$ 値は、 $p=4$ が $p=2$ に比べ約 2.5 倍大きくなる。この $f_m b/u_\tau$ 値は粗さ要素上面下流端から形成されるはく離せん断層の発達の程度に関係付けられる。

文 献

- (1) Perry A.E., ほか 2 名, J. Fluid Mech., 37-2(1969), 383-413.
- (2) Dvorak F.A., AIAA J., 7-9(1969), 1752-1759.
- (3) Wood D.H. and Antonia A.E., Trans. ASME, Ser. E., 42-3(1975), 591-596.
- (4) 大坂英雄・ほか 2 名, 機論, 50-458, B(1984), 2299-2306.
- (5) Tani I., Perspectives in Turbulence Studies, (1987), 223-249, Springer-Verlag.
- (6) Antonia R.A. and Luxton R.E., J. Fluid Mech., 48-4(1971), 721-761.
- (7) Pineau F. ほか 3 名, AIAA Paper, No 87-0357(1987).
- (8) 大坂英雄・ほか 2 名, 機論, 64-619, B(1998), 709-716.
- (9) 亀田孝嗣・ほか 2 名, 機論, 66-646, B(2000), 1347-1355.
- (10) 亀田孝嗣・ほか 2 名, 機論, 68-673, B(2002), 2467-2474.
- (11) Djenidi L., ほか 2 名, J. Fluid Mech., 395(1999), 271-294.
- (12) Leonardi S., ほか 4 名, J. Fluid Mech., 491(2003), 229-238.
- (13) 三宅裕・ほか 2 名, 機論, 65-633, B(1999), 1613-1620.
- (14) Yamamoto M., Proceedings of ASME FEDSM'03 (CD-ROM: FEDSM2003-45349), 4th ASME/JSME Joint Fluid Engineering Conference (2003).
- (15) Belcher S., ほか 2 名, J. Fluid Mech., 488 (2003), 369-398.
- (16) Kline S.J. ほか 3 名, J. Fluid Mech., 30-4(1967), 741-773.
- (17) Purtell L.P., ほか 2 名, Phys. Fluids, 24-5(1981), 802-811.
- (18) Lui C. K., ほか 2 名, An Experimental Study of Turbulent Boundary Layer on Rough Wall, Stanford Univ. Mech. Eng. Rep., MD-15 (1966).
- (19) Osaka H. ほか 2 名, JSME Int. Journal, Vol. 41, Series B (1998), 123-129.
- (20) Townes, H. W. and Sabersky, R. H., Int. J. Heat Mass Transf., 9-8(1966), 729-738.
- (21) 亀田孝嗣・ほか 2 名, 機論, 69-686, B(2003), 2260-2267.
- (22) Townsend A.A., The Structure of Turbulent Shear Flow, 2nd ed., (1976), 142, Cambridge Univ. Press.
- (23) 古屋義正・藤田秀臣, 機誌, 71-588(1968), 131-137.
- (24) Rockwell D. and Naudascher E., Trans. of the ASME, J. Fluids Engineering, Vol.100(1978), 152-165.