壁面変形による壁乱流のアクティブ・フィードバック制御*

遠藤 誉 英^{*1}, 笠木 伸 英^{*2}

Active Control of Wall Turbulence with Wall Deformation

Takahide ENDO^{*3} and Nobuhide KASAGI^{*3} The University of Tokyo, Dept. of Mechanical Engineering,
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japan

The performance of an active feedback control with wall deformation was tested by direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow. The local wall movement is determined based on the flow condition detected by virtual sensors distributed in the vicinity of the wall; i. e., the wall velocity is made opposite to the wall-normal velocity at $y/\delta=0.1$. The turbulent friction drag is reduced by 10% on average. The gain in the pumping power reaches about 28 times of the energy consumption for actuating the wall. The primary mode of the resultant wall velocity distribution, which should be most effective in the present drag reduction scheme, is found to have wavelengths of about 300 and 50 viscous wall units in the streamwise and spanwise directions, respectively, while the time period is on the order of the time scale of the quasi-coherent vortical structure of near-wall turbulence. Effects of active wall deformation on quasi-coherent structures are investigated by a conditional averaging technique. With the present control scheme, the Q2 vortex is displaced away from the wall and the wall-normal and spanwise velocity fluctuations associated with the Q2 event are decreased. On the other hand, the location of Q4 vortex from the wall remains unchanged while the vorticity of Q4 vortex are substantially decreased. In the region downstream of the Q2 event, the wall is deformed as a shallow groove, which stabilizes the near-wall streaky structures along it.

Key Words: Wall Turbulence, Active Feedback Control, Wall Deformation, Drag Reduction

1 緒言

熱流動現象の高度な制御技術は、剥離、遷移、抵抗、流体音、拡散などの自在な増進・抑制を通じて、輸送、エネルギー、環境、生体など広範な分野に関連する新たな科学技術として発展すると考えられる。従来、リブレットなどのパッシブな制御が行なわれていたが、乱流場の状態に応じた制御を施し、高い効率が得られるアクティブ・フィードバック制御^[1]に注目が集まっている。

近年、準最適理論^[2]やニューラル・ネットワーク^[3]などの制御理論と流体力学との融合による高度に知的なアルゴリズムが制御量決定のために応用され、高い制御効率が示されている。しかしながら、実用化に伴い、制御量決定のための大きな計算負荷は制御投入の時間遅れを生じ、系が不安定になる可能性も指摘される。一方、計算負荷が小さい単純なアルゴリズムが、壁乱流の物理的考察^[1]に基づいて構築されている。壁乱流では、壁面近傍の乱流準秩序構造、特に縦渦構造が乱れや壁面剪断力の生成等、力学的に極めて重要な役割を果たすことが知られている^{[4][5]}。そこで、Choiら^[6]は、壁面近傍の速度情報を基に壁面上で局所的な吹き出し・吸い込みを行い、縦渦構造と干渉させることによって30%程度の抵抗低減が得られることを示し、計算負荷の小さいアルゴリズムによっても、高効率な制御が可能であることを示した。

乱流のアクティブ・フィードバック制御が適用される応用

例として、航空機翼上の境界層やパイプライン内の管内流などの壁乱流が想定される。そこで用いられる制御システム要素(センサ、コントローラ、アクチュエータ)は、制御対象である乱流の準秩序構造と同程度のスケール、すなわち数~数百マイクロメートルのオーダーの比較的小さな寸法のものである必要がある。従来そのような要素を実現する技術はなかったが、近年のマイクロ加工技術 MEMS (Microelectromechanical systems)^[7]の発展に伴い、多数のマイクロセンサ、マイクロアクチュエータを分散配置した高度に知的な制御システムの構想が現実味を帯びてきた。

乱流制御に用いるアクチュエータの作用モードとしては、苛酷な環境下での有効性、耐久性を確保する必要から、壁面の連続的かつ微小な変形が採用できることが望ましい。Carlson^[8]らはチャンネル壁面に予め定められた動作モードで変形するバンプを作り、高速ストリークを壁面から離すことによって摩擦抵抗が低減することを示し、壁面変形をアクチュエータとする乱流制御の可能性を指摘した。

本研究では、比較的計算が容易であり、計算例の蓄積があるチャンネル乱流を検証流れ場として、壁面変形を伴うチャンネル乱流のダイレクト・シミュレーション(DNS)を行なった。本研究の目的は、壁面の能動的変形をアクチュエータとする、壁乱流のアクティブ・フィードバック制御による効果を評価することである。また、壁面変形が乱流準秩序構造に与える影響を、四象限解析法に基づく条件付抽出法を用いて考察する。さらに、壁面変形アクチュエータに要求される最適な時空間スケールを評価し、壁面変形アクチュエータを壁面に配置し

* 原稿受付 1999年6月7日。

^{*1} 正員, 東京大学大学院 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)。^{*2} 正員, 東京大学大学院工学系研究科。

E-mail: endo@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

Fig. 1 Schematic diagram of control algorithm.

たスマートスキンの先導設計の進展に寄与することを目的とする。

2 制御アルゴリズム

本研究では、壁面変形の効果を評価するための第一段階として、Choi らと同様の制御アルゴリズム [6] を採用する。Choi らの吹き出し・吸い込みによる制御においては、縦渦を検知するための検知面を $y_d^+ = 10 \sim 20$ とした場合に摩擦抵抗低減効果が最大であったが、本研究では検知面が変形壁面内部に入り込むことによる物理的な不合理を避けるために、 $y_d/\delta = 0.1$ ($y_d^+ \approx 15$) とした。すなわち、図 1 に示すように、壁面基準位置からの距離 $y_d/\delta = 0.1$ における時刻 t_n の壁垂直方向速度 v_s を用いて縦渦を検知し、次時刻 t_{n+1} の壁面の变形速度 v_w を式 (1) により決定する。ここで、 x は流れ方向、 y は壁面垂直方向、 z はスパン方向である。

$$v_w^+(t_{n+1}) = \alpha (v_s^+(t_n) - \langle \langle v_s^+(t_n) \rangle \rangle) - \beta y_w^+(t_n) \quad (1)$$

ここで、 $\langle \langle v_s \rangle \rangle$ は壁面垂直方向速度成分 v_s の各時刻における x, z 平面内のアンサンブル平均を表す。右辺第 2 項は、本アルゴリズムによって生じる壁面の变形が過大にならぬように保つためのダンピング項である。なお、右辺第 1 項の壁面上の積分値はゼロである。本研究では $\alpha = \pm 1$ とし、縦渦の回転運動をそれぞれ促進・抑制する变形モードを想定する。本計算で用いた $\beta = 0.31$ から見積もられる時定数 ($1/\beta$) は、本計算のレイノルズ数における壁面近傍でのコルモゴロフの時間スケール $\tau^+ \equiv \sqrt{1/\varepsilon^+} \approx 1.6$ の約 2 倍である。

3 数値計算手法

基礎方程式に、移動座標系で書かれた非圧縮ナビエ・ストークス方程式と連続の式 [9] を用いた。数値計算には、移動境界を伴う境界適合座標を用い [10]、時間進行に Crank-Nicolson 型 Fractional step 法 [9]、空間差分に 2 次精度中心差分 [11] を用いた。圧力解法には 3 段階の密度の格子を用いる多重格子法 (W-Cycle, 最密・密格子に SOR 法, 最粗格子に ILUCGS 法) を用いた。バルク平均流速 U_b 、チャンネル幅 2δ に基づくレイノルズ数 Re_b は 4600 ($Re_\tau = u_\tau \delta / \nu \sim 150$, u_τ は摩擦速度) とし、流量一定条件下で時間積分を行なった。計算領域は minimal flow unit [12] のおよそ 4 倍の体積、すなわち $L_x \times L_y \times L_z = 1.25\pi\delta \times 2\delta \times 0.375\pi\delta$ ($L_x^+ \times L_y^+ \times L_z^+$

Fig. 2 Temporal evolution of mean pressure gradient.

Fig. 3 Temporal evolution of root-mean-square value of wall displacement and velocity.

$\sim 590 \times 300 \times 177$) を取った。計算格子数は各方向に $48 \times 97 \times 48$ とし、格子幅は x, z 方向にそれぞれ $\Delta x^+ = 12.3, \Delta z^+ = 3.7$ で一定とした。 y 方向には壁面近傍で細くなる不等間隔格子を用い、壁面から第 1 点目の格子点は $y^+ = 0.25$ である。また、時間ステップは $\Delta t^+ = 0.33$ とした。流れ方向、スパン方向に周期境界条件を、壁面で粘着条件を課す。また上、下壁ともに各格子点位置で y 方向のみに移動可能な変形壁とする。

4 結果及び考察

図 2 に、平均圧力勾配 $\langle -\partial P / \partial x \rangle$ と変形を伴わないチャネル乱流の平均圧力勾配 $\langle -\partial P / \partial x \rangle_c$ との比の時間変化を示す。以下、上付きの * は、変形を伴わないチャネル乱流の平均摩擦速度 $u_{\tau c}$ と動粘性係数 ν を用いた無次元化を示す。

$\alpha = 1$ とした場合、乱れ、摩擦抵抗が共に増大し、本計算で用いた計算格子では乱れが解像できなくなり、 $t^* = 88$ で計算が発散した。一方、 $\alpha = -1$ とした場合、摩擦抵抗が低減し、本計算中の最大低減率は $t^* = 2190$ において約 28% に達した。このことから、壁面変形によって壁乱流の効果的な制御が可能であることが示唆される。なお、 $t^* = 0 \sim 5000$ の平均摩擦抵抗低減率は約 10% である。また、摩擦抵抗は約 $1000\nu/u_\tau^2$ の長周期の変動を示しているが、これは三戸ら [10] にも見られ、Choi ら [6] も僅かながらその傾向がうかがえる。本計算は、負荷の高さから計算領域を小さく取らざるを得なかったため、計算領域の大きさも関連している [12] と考えられるが、その詳細は不明であり、今後の研究課題である。

式 (1) において、 $\beta = 0$ とすると、Choi らのアルゴリズム

Fig. 4 Temporal evolution of reduction in pumping power and power input for wall deformation.

とはほぼ等しくなるが、本計算においては $\beta < 0$ として変形を減衰させることが物理的にも、計算の安定性確保からも必要である。このため、 v_s と v_w の相関係数は -0.75 程度となり、制御の意図に反して縦渦を増大させる場合がある。

図 3 に、壁面変形量の実効値 $(\langle y_w^{*2} \rangle)^{1/2}$ および壁面変形速度の実効値 $(\langle v_w^{*2} \rangle)^{1/2}$ を示す。壁面変形量、および壁面速度のオーダーはそれぞれ $1.0\nu/u_\tau$, $0.15u_\tau$ 程度である。この値は Carlson ら [8] が変形壁面に与えた最大変形量 $12.0\nu/u_\tau$, 最大変形速度 $1.0u_\tau$ と比較すると非常に小さく、効率的な制御であるといえる。また、摩擦抵抗が減少し、乱流が不活性化している期間 ($t^* \sim 400, 2000$) には、これらの値も小さくなっていることがわかる。一方、 $500 < t^* < 1500$ では壁面近傍で縦渦構造の再生が行なわれ、乱流が再び活性化して壁面摩擦が増加している。

壁面変形に伴って投入した仕事 W_{in} と流量一定条件下のポンプ動力の低減量 G との比 $\eta (\equiv G/W_{in})$ から、本制御の効率を調べた。 G, W_{in} はそれぞれ式 (2), (3) によって定義した。なお、 W_{in} としては、(i) 圧力押し込み仕事、(ii) 壁面変形を通しての乱れ移流効果、(iii) 粘性応力に対する仕事のみを考慮し、壁面の材質を伸縮させるための仕事は無視した [10]。

$$G = \left[\left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\text{No-control}} - \left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\text{Control}} \right] \cdot U_b L_x L_y L_z \quad (2)$$

$$W_{in} = \int_{\Gamma_w} \left[\underbrace{p'_w \times v_n}_{(i)} + \underbrace{k \times v_n}_{(ii)} + \underbrace{\left(-\frac{1}{Re} \frac{\partial k}{\partial n} \right)}_{(iii)} \right] d\Gamma_w \quad (3)$$

ここで、式 (3) の積分は変形壁面に沿う積分を表し、 n は壁面垂直方向 (成分) を示す。また、 k は乱れエネルギー、 p'_w は壁面における変動圧力である。なお、(i), (iii) に比べて (ii) の値は小さく、 $1/10$ 以下のオーダーである。

図 4 に、 G 及び W_{in} の時間変化を示す。 W_{in} は、図 3 の壁面変形速度 $(\langle v_w^{*2} \rangle)^{1/2}$ とほぼ同様の挙動を示しているが、 W_{in} に見られる短い周期の変動は、(i), (iii) 項にも観察され、壁面変動圧力 p'_w および、乱れエネルギー k は、壁面変形によって短い周期の変動をもつようになると考えられる。また、 G は W_{in} に対して 10 倍程度のオーダーであり、 G が負になる時刻

Fig. 5 Two-dimensional spectrum of wall displacement.

Fig. 6 Two-dimensional spectrum of wall velocity.

も存在するが、平均で $\eta = 28$ が得られた。また、Choi ら [6] の局所的吹き出し・吸い込みによる乱流制御においても $\eta = 30$ と報告されていることから、壁面変形によって、吹き出し・吸い込みとはほぼ同等な制御効果が得られることが示された。

図 5 に、 $t^* = 0 \sim 2000$ における壁面変形量の x, z 方向の 2 次元スペクトルの等値線を示す。横軸、縦軸に、それぞれ x, z 方向の波数 κ_x, κ_z をとった。ここで、最も卓越した波数成分は $\kappa_x = 0$, $\kappa_z = 1 \sim 2$ であり、対応する波長は $m_x = L_x/(2\kappa_x) = 580\nu/u_\tau$, $m_z = L_z/(2\kappa_z) = 45 \sim 90\nu/u_\tau$ である。流れ方向の波数が 10 以上の変形の強度は極めて小さい。

同様に、図 6 に $t^* = 0 \sim 2000$ における壁面変形速度 v_w の x, z 方向 2 次元スペクトルの等値線を示す。スペクトルは波数 $(\kappa_{vx}, \kappa_{vz}) = (1, 2)$ にピークを示し、対応する壁面変形速度の分布の空間スケールは、 $(m_{vx}, m_{vz}) = (L_x/(2\kappa_{vx}), L_z/(2\kappa_{vz})) = (300\nu/u_\tau, 45\nu/u_\tau)$ 程度である。従って、壁面変形のアクチュエータを想定した場合、変形形状、変形速度のいずれも、流れ方向に比較的長い基本構造によって有効な制御が行なえることが示唆される。なお、Schlichting [13] によれば、実効高さが $y^+ = 5$ 以下の粗さ要素を持つ粗面は水力学的滑面に分類されることから、本制御によって得られた著しい摩擦抵抗低減は、壁面の形状変化よりも、壁面の変形速度によるものと考えられる。

図 7 に、壁面変形量 y_w の時間スペクトルを変形周期 T^* の逆数に対して示す。時間スペクトルは、 $\Delta t^* = 5.0$ 毎に取った $t^* = 0 \sim 2000$ までの瞬時のデータから取り、 x, z 方向に平均を取った。ここで、 $1/T^* = 0.0025 \sim 0.003, 0.019$, すなわち、

Fig. 7 Temporal spectrum of wall deformation.

Fig. 8 Temporal spectrum of wall velocity.

$T^* = 52,332 \sim 400$ にピーク値が存在し、変形の大部分は比較的ゆっくりとしたものであることが示される。同様に、図 8 に、壁面変形速度 v_w のスペクトルを変形速度周期 T_v^* の逆数に対して示す。スペクトルは $1/T_v^* > 0.01$ に大きな値をもつことから、変形速度 v_w は $100 \nu/u_\tau^2$ よりも短い周期で変動していることがわかる。なお、ピークは $T_v^* = 47,52$ にある。

Kim ら^[14] は、VISA 法で抽出したバースティング現象間の平均距離と対流速度から、バースティング周期は $60\nu/u_\tau^2$ であると報告しており、本報における $T^* = 52$ および $T_v^* = 52$ はこれに近い。また、Hamilton ら^[15] は、壁面近傍の乱流準秩序構造の再生サイクル周期が約 $270\nu/u_\tau^2$ であることを示しているが、本報における $T^* = 332,400$ の変形周期はそれよりもやや長い。これらの時間スケールとの対応について物理的解釈を得ることは難しいが、乱流準秩序構造に特有の時間スケールに近い変形周期を持つモードによって、効果的な制御が可能であることがわかる。

以下に、 $\alpha = -1$ における $t^* = 0 \sim 5000$ の時空間平均を取った乱流統計量を示す。ここで、各統計量は非変形時の基準格子に補間して求めた。また、基準格子が変形壁面内部に存在する際には試料に加えないこととした。上付きの + は、各々の場合の摩擦速度 u_τ と動粘性係数 ν による無次元化を示す。図 9 に流れ方向平均速度分布を示す。ここで、摩擦抵抗低減時によく見られる、対数分布の上方移動が認められ、粘性底層厚さが増していることが確認できる。図 10、図 11 に、レイノルズ応力の非零の各成分および渦度変動分布を示す。ここで、壁面近傍でのレイノルズ応力各成分の漸近値は、通

Fig. 9 Mean velocity profile.

Fig. 10 Reynolds stresses.

Fig. 11 Vorticity profile.

常の非変形壁の場合と異なり、壁面でゼロとならない。また、 u_{rms} のピークが壁から離れ、 v_{rms}, w_{rms} が減少していると同時に、流れ方向渦度 ω_x が抑制され、その極小値が壁面から離れていることから、縦渦の平均位置が壁から遠ざかり、渦運動が弱まっていることがうかがえる。

$t^* = 0 \sim 2000$ までの計算結果を用いて、4 象限解析^[16]による、Q2 イベント (ejection event: $u' < 0, v' > 0$), Q4 イベント (sweep event: $u' > 0, v' < 0$) の抽出を行なった。イベント抽出には次式を用い、

$$|u'v'| > H u_{rms} v_{rms} \quad (4)$$

抽出位置は $y^* = 15$ とした。なお、しきい値 H は 1 とした。瞬間的な乱流構造には、スパン方向への非対称性が頻繁に観察されることが知られており、乱流構造を正確に把握するためには、スパン方向の非対称性を保存した平均化を行なう必要がある。本研究では、イベント抽出位置での w' の正負に応じて、速度ベクトル分布の z 座標を反転して^[17]、アンサンブル平均をとった。

Fig. 11 Conditional-averaged velocity distribution with the Q2 event. (a) No-Control, (b) Control.

Fig. 12 Conditional-averaged velocity distribution with the Q4 event. (a) No-Control, (b) Control.

図 11, 図 12 に, 非制御下と制御下における Q2 イベントおよび Q4 イベントに伴う $y-z$ 断面内の速度ベクトル分布を示す。図の断面は上流側から観察したものであり, イベント抽出点を中心にスパン方向に約 100 粘性長さ, 壁垂直方向に壁面から約 65 粘性長さを示している。非制御時には, Q2 および Q4 イベント抽出点を挟んでスパン方向に並ぶ大小 2 つの渦対の存在が観察される。流れ場の中では, Q2 イベントと Q4 イベントは一般に同一の渦によって引き起こされる現象

Fig. 13 Conditional-averaged streamwise vorticity with the Q2 event. (a) No-Control, (b) Control.

Fig. 14 Conditional-averaged wall-normal velocity with the Q4 event. (a) No-Control, (b) Control.

であるが, 一定のしきい値を設けて条件付き抽出された Q2, Q4 両イベント近傍の渦には定性的な差異が生じる。本報では Q2 イベント近傍の $z < 0$ に存在する強い渦を Q2 渦とよぶこととし, Q4 イベント近傍の $z > 0$ に存在する渦を Q4 渦とよぶこととする。

図 13 に, 非制御下と制御下における Q2 イベントに伴う流れ方向渦度 ω_x の分布を示す。図に示す領域は, 図 11 と同様である。制御を加えた系では, Q2 渦は壁面から離れ, その

Fig. 15 Contribution to Reynolds stress.

Fig. 16 Wall distance of the center of the event vortex.

Fig. 17 Wall displacement and velocity associated with the Q2 and Q4 events.

渦度も減少していることがわかる。図に示さないが、同様に Q4 渦の渦度は大幅に減少しており、回転運動がほとんど観察されなくなっている。

図 14 に、非制御下と制御下における Q4 イベントに伴う壁垂直方向速度分布 v' を示す。制御下では、縦渦に伴う壁垂直方向速度と壁面変形速度 v_w との相互作用によって、壁垂直方向速度成分がゼロとなり、壁面近傍との運動量輸送が行なわれなくなる仮想壁面^[18]が形成されていることがわかる。Q4 渦は、この仮想壁面によって回転運動が抑制されていると考えられる。

図 15 に、各イベントのレイノルズ剪断応力 $\overline{u'v'}$ への貢献度を示す。レイノルズ剪断応力 $\overline{u'v'}$ へ負の貢献度を及ぼす Q2, Q4 の両イベントの貢献度は壁面近傍で明らかに低下しており、レイノルズ応力の生成が抑制されていることがうかがえる。

図 16 に Q2 渦, Q4 渦中心位置の流れ方向変化を示す。本

Fig. 18 Low speed streak associated with the Q2 event.
(a) No-control, (b) control.

報では簡単のため、条件付き抽出された流れ場の速度ベクトル分布から、渦中心位置を見積もった。全てのプロットは右上がりになっているが、これは縦渦構造が下流に向かって壁面から離れるように傾いていることを示す。また、 $\Delta x^* < 0$ の傾きの小さい部分は leg と呼ばれ^[4]、壁面剪断力に支配的な役割を果たすとされている。Q2 渦は壁面変形による制御を加えた場合、非制御時に比べて、壁面から離れることが分かる。また、制御時の Q4 渦の回転運動が抑制されていることから、渦中心座標の決定は困難であったが、中心座標は非制御時と比較して、ほとんど変化が見られなかった。

図 17 に本制御を加えた際の、イベント抽出点を中心とする $y-z$ 断面内における壁面変形量 y_w および壁面変形速度 v_w の分布を示す。Q2 渦中心直下 ($\Delta z^* = -20$) では、壁面変形量はほぼ 0 であるが、壁面が正の変形速度を持っており、Q2 渦を壁面から遠ざける要因になっていると考えられる。Q4 イベント直下では、イベントに伴う負の壁垂直速度成分と正の壁面変形速度との干渉がある一方で、Q4 渦中心の直下の負の壁面変形速度を持っているため、Q4 渦中心が非制御時とほとんど変わらない結果になったと考えられる。

図 18 に、Q2 イベントに伴う低速領域 ($u' = -2.5$, 白の等値面) と壁面変形速度の分布を示す。図は、壁面垂直方向から観察した平面図であり、Q2 イベント抽出点を中心に流れ方向に 325 粘性長さ、スパン方向に 100 粘性長さをとった。制御なしの場合、Q2 イベントに伴う低速領域 ($u' < -2.5$) の流れ方向長さは、約 120 粘性長さとして短い。低速ストリークは、瞬

時場では $1000\nu/u_\tau$ 以上に及ぶことが知られている [19][20] が、ストリークのスパン方向の揺動（ミランダリング）[19]によって、条件付き平均で捉えた平均的ストリーク像は短くなる。一方、制御を加えた場合、同じしきい値で得られる低速領域は約 $240\nu/u_\tau$ に達しており、壁面変形によってストリークの揺動が抑制され、安定化していることがうかがえる。壁面変形の形状は、Q2 渦の $v' > 0$ の側に流れ方向に比較的長い浅い溝状になって生じており、低速領域を囲んでいる。この溝は、低速領域の流下に伴って流れ方向へ移動していることが観察されている（図省略）。

5 結論

能動的に変形する壁面によるチャンネル乱流のフィードバック制御の DNS を行ない、摩擦抵抗の低減が平均で約 10%、最大で約 30% に達することを示した。このとき、壁面を変形させるための投入仕事に対し、約 28 倍のポンプ仕事の利得が得られ、壁面変形をアクチュエータとした摩擦抵抗低減法の有効性を明らかにした。壁面変形速度の特徴的な時空間スケールから、流れ方向に約 $300\nu/u_\tau$ と比較的長く、スパン方向に約 $50\nu/u_\tau$ の変形モードと、壁面近傍の準秩序構造のタイムスケールに近い周期を持つアクチュエータによって、有効な制御が行なわれる可能性があることを示した。さらに 4 象限解析を用いて条件付き抽出を行なった結果、壁面の変形に伴い、Q2 渦は渦中心直下の正の壁面変形速度により壁面より離れ、また渦の回転運動が弱まることがわかった。一方、Q4 渦は渦中心の位置は変化が見られないが、回転運動は大幅に抑制されていることが明らかになり、2 つの典型的なレイノルズ応力生成モードに対して、本制御法が明らかに異なった機構で作用することが示された。

さらに、レイノルズ剪断応力に対する Q2, Q4 両イベントの貢献度が抑制されていることを示した。また、Q2 イベント下流では、壁面が溝状の形状を示し、低速領域がそれに沿って比較的安定に流下する。制御を加えた際に得られる低速領域は、制御なしの場合よりも流れ方向に長く、低速ストリークの揺動が抑制されていると考えられる。

本研究を遂行するにあたり、東京大学工学系研究科の鈴木雄二講師に有益な助言を頂いた。本研究は、文部省科研費基盤研究(B) No. 08455102 により援助を受けた。記して謝意を表する。

参考文献

- [1] P. Moin & T. Bewley, 1994, *Appl. Mech. Rev.*, **47**, S3.
- [2] T.R. Bewley, H. Choi, R. Temam & P. Moin, 1993, *CTR Annual Research Briefs*, Stanford Univ., 3.
- [3] C. Lee, J. Kim, B. Babcock & R. Goodman, 1997, *Phys. Fluids*, **9**, 1740.
- [4] S. K. Robinson, 1991, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **23**, 601.
- [5] N. Kasagi, Y. Sumitani, Y. Suzuki & O. Iida, 1995, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **16**, 2.
- [6] H. Choi, P. Moin & J. Kim, 1994, *J. Fluid Mech.*, **262**, 75.
- [7] C.-M. Ho & Y.-C. Tai, 1997, *J. Fluids Eng.*, **118**, 437.
- [8] H. A. Carlson & J. L. Lumly, 1996, *J. Fluid Mech.*, **329**, 341.
- [9] H. Choi, P. Moin & J. Kim, 1993, *J. Fluid Mech.*, **255**, 503.
- [10] Y. Mito & N. Kasagi, 1998, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **19**, 470.
- [11] 梶島岳夫, 1994, 機論 **B**, **60**-574, 2058.
- [12] J. Jiménez & P. Moin, 1991, *J. Fluid Mech.*, **225**, 213.
- [13] Schlichting, H., 1960, "Boundary Layer Theory," McGraw-Hill, New York.
- [14] J. Kim & P. R. Spalart, 1987, *Phys. Fluids*, **30**, 3326.
- [15] J. M. Hamilton, J. Kim & F. Waleffe, 1995, *J. Fluid Mech.*, **287**, 317.
- [16] J. M. Wallace, H. Eckelmann, & R. S. Brodkey, 1972, *J. Fluid Mech.*, **54**, part 1, 39.
- [17] Y. G. Guezennec, U. Piomelli & J. Kim, 1989, *Phys. Fluids A*, **1**, 764.
- [18] P.E. Hammond, R.T. Bewley & P. Moin, 1998, *Phys. Fluids*, **10**, 2421.
- [19] Y. Iritani, N. Kasagi & M. Hirata, 1984, *Turbulent Shear Flows IV*, L.J.S. Bradbury *et al.*, eds., Springer-Verlag, Berlin, 223.
- [20] P. Moin & J. Kim, 1982, *J. Fluid Mech.*, **118**, 341.