

外部乱れに対する境界層の直接的な受容性に関する

数値シミュレーションによる研究

*¹ 東北大学大学院・工学研究科 野呂秀太 (Shuta Noro),

*² 茂田正哉(Masaya Shigeta), 伊澤精一郎(Seiichiro Izawa), 福西祐(Yu Fukunishi),

*³ 日本大学・理工学部 小紫誠子(Satoko Komurasaki)

*¹Graduate School of Engineering, Tohoku University

*²Department of Mechanical Systems and Design, Tohoku University

*³College of Science and Technology, Nihon University

1. はじめに

乱流現象や層流から乱流への遷移を解明するため、これまで数多くの研究が積み重ねられてきた。なかでも境界層の遷移は摩擦抵抗の増減に直接関係するため、実験や数値計算に加え、理論的な解析手法も駆使して今日でもひろく研究が行なわれ、その重要性が増している。境界層の遷移過程は、一様流中の乱れが境界層の内部に取り込まれることから始まる。これは乱れの受容と呼ばれる。乱れが受容されやすい場所としては、境界層が成長し始める物体前縁部や壁面上の凹凸部のほかに、壁面曲率が不連続となる点などが知られている。境界層の受容性については、Saric ら[1] のレビューに詳しい。一様流中の乱れが弱い場合、境界層に取り込まれた乱れの種は、線形安定性理論が示すように、下流の不安定領域で線形成長し不安定波動を形成する。これに対して、一様流中の乱れが大きな場合には、境界層はこの乱れの線形成長過程をバイパスして遷移する。このような一様流中の乱れの大小と遷移過程の関係については、これまで風洞実験を中心とした研究が積極的に行なわれてきたが、近年では、数値シミュレーションにより一様流中の乱れの構造に着目した受容性の研究も行なわれ始めている。

一般に、壁面曲率がゼロとなる平板平面は、その表面が滑らかであれば受容性は極めて低い。このため、受容性を取り扱ったこれらの研究においては、物体前縁による乱れの受容が暗黙の前提である。しかし、たとえ受容性の低い平面であっても、局所的かつ強い外部乱れに対しては何らかの応答を示すことが推測される。そこで本研究では、十分に発達した平板平面上的層流境界層を対象に、境界層外部の一様流中に局所間欠的な乱れを導入し、それに対する境界層の反応を調べることで、外部乱れに対する境界層の直接的な受容性を明らかにすることを目的としている。

我々のグループではすでにこれまでにいくつかの風洞実験を行っており、人為的

に発生させた局所外部乱れに対する境界層の応答特性について研究が進めている。乱れの生成方法は様々である。例えば、Shigeta ら[2] ははしご状の格子や側面に噴流噴出の小孔を有する丸棒を用いている。また、鈴木、金子、渡辺ら[3,4,5] は、流れ場に与える装置自体の影響を極力排除するため、スピーカーと漏斗からなる装置本体を風洞測定部外壁に取り付け、漏斗に接続された管の先端から間欠的に噴流を噴射して生成された渦輪を互いに干渉させることで乱れの生成を図っている。これらの実験の結果から、一様流中に付加された乱れが境界層に到達する以前に境界層内では低周波成分の速度変動が成長し始めること、また、外部乱れの速度変動パターンに応じて下方の境界層内部に流れ方向に交互に並んだ正と負の速度変動が生成されることなどを報告している。しかしながら、計測上の制約から生成した乱れの3次元構造や壁面近傍の流れの様子などは不明であり、限られた情報から現象を把握することは困難であった。本研究では3次元数値シミュレーションを行ない、実験をなぞらえて一様流中に瞬時に発生させた一組の渦輪が下方の層流境界層にどのような影響を及ぼすのかについて調べた。

2. 計算方法

2. 1. 流れ場の計算

対象とする流れは圧力勾配のない層流平板境界層であり、有限差分法を用いて直接数値計算を行なった。計算領域を図1に示す。座標系は、平板前縁中央を原点とし、流れ方向に x 、平板垂直方向に y 、スパン方向に z とする。流入時の排除厚さ δ^* とすると、計算領域の大きさは、 x 方向におおよそ $122\delta^* < x < 222\delta^*$ 、 y 方向と z 方向には $0 < y < 20\delta^*$ 、 $-10\delta^* < z < 10\delta^*$ である。これは、実験の設定風速 5m/s で換算すると $\delta^* = 3.0$ mm で、 $1,010 \text{ mm} < x < 1,310 \text{ mm}$ 、 $0 \text{ mm} < y < 60 \text{ mm}$ 、 $-30 \text{ mm} < z < 30 \text{ mm}$ に相当する。計算格子点数は $N_x \times N_y \times N_z = 193 \times 65 \times 65$ である。なお、流れ方向とスパン方向で等間隔格子を、平板垂直方向に不等間隔格子を採用して壁面付近に格子を寄せている。排除厚さにもとづく流入レイノルズ数は 1,000 であり、流入速度分布にはブラジウス分布を与えた。

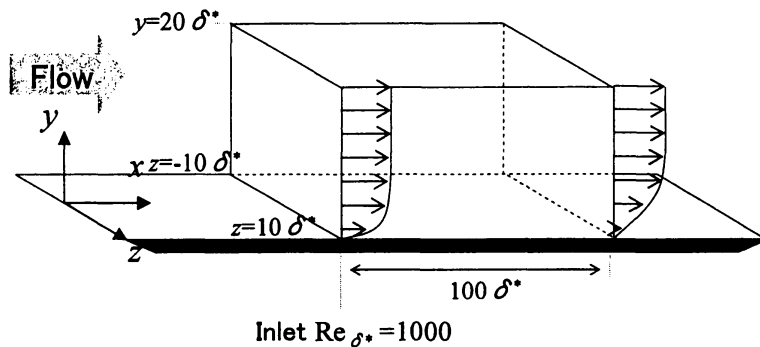


Fig. 1 Computational region.

支配方程式には 3 次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる.

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{v}$$

ここで, $\mathbf{v}$ は速度ベクトル, p は圧力を示している.

速度の境界条件として壁面には滑りなし条件を計算領域上面には滑り条件を課し, 圧力の境界条件としては壁面と上面ともにノイマン条件とした. スパン方向には周期境界条件を課し, 流出条件としては 次式の Sommerfeld 放射条件を用いた.

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} = \mathbf{0}.$$

ここで, U_0 は主流速度を示している.

空間微分の離散化には多方向差分を用い, 移流項には 3 次精度上流差分を, ほかの項には 2 次精度中心差分を用いた. 時間積分には Crank-Nicolson 陰解法を採用した. 圧力の Poisson 方程式の求解にはマルチグリッド法を用いた.

2. 2. 外部乱れの計算

一様流に加える渦輪対による初期乱れは, 3 次元渦法を利用した予備計算により生成する. 半径 $4\delta^*$, 循環 $160U\delta^*$ の一対の渦輪を, その中心が $x = 20\delta^*$, $y = 12\delta^*$, $z = \pm 5\delta^*$ にくるように向かい合わせに配置した. 各渦輪は渦ブロッブにより構成し, 流れ場の計算に用いた格子点における誘起速度をビオサバール則に基づいて算出する. その際, スパン方向には同様の渦対を 1 組ずつ配置し擬似的な周期境界条件を構成するとともに, $y = 0$ の位置に対して鏡像を置くことで滑り壁を模擬した. このようにして求めた誘起速度場を初期速度かく乱としてブラジウス分布に加えて計算を行なった.

3. 結果

図2は、 x - y および x - z 断面における流れ方向の速度変動 u' の分布である。 $y = 120\delta^*$ 付近と $y = 145\delta^*$ 付近に正と負の速度変動が見られる。これは、もともと半径が $4\delta^*$ であった渦輪が互いに接近することでその半径を大きく広げたためであると考えられる。またこのとき、境界層内には強い正の速度変動が流れ方向に大きく伸びた状態で存在しており、その両脇には負の速度変動も見られた。図3に実験結果を示す。計測領域などの条件は異なるものの、似たパターンが現れている。ただし、実験において下流域において観察された速度変動 u' の負値は数値計算では現れなかった。

図4は速度勾配テンソルの第2不変量である Q 値の等値面を表わす。これは渦を可視化していることに相当する。この図から、境界層内に強い渦構造が観察できる。それら渦構造は渦輪自身が境界層に到達した後に現れることが分かる。鈴木ら[3]による実験では、一様流中の乱れは下方の境界層中に高速・低速の速度変動領域を誘起し、高速域で乱れが生成して成長し、乱流遷移を引き起こすことが報告されている。しかし本研究の計算結果は、境界層の遷移はこのような高速域における乱れの成長によって引き起こされるものではなく、外部乱れが境界層に直接侵入することによって引き起こされることを示唆している。

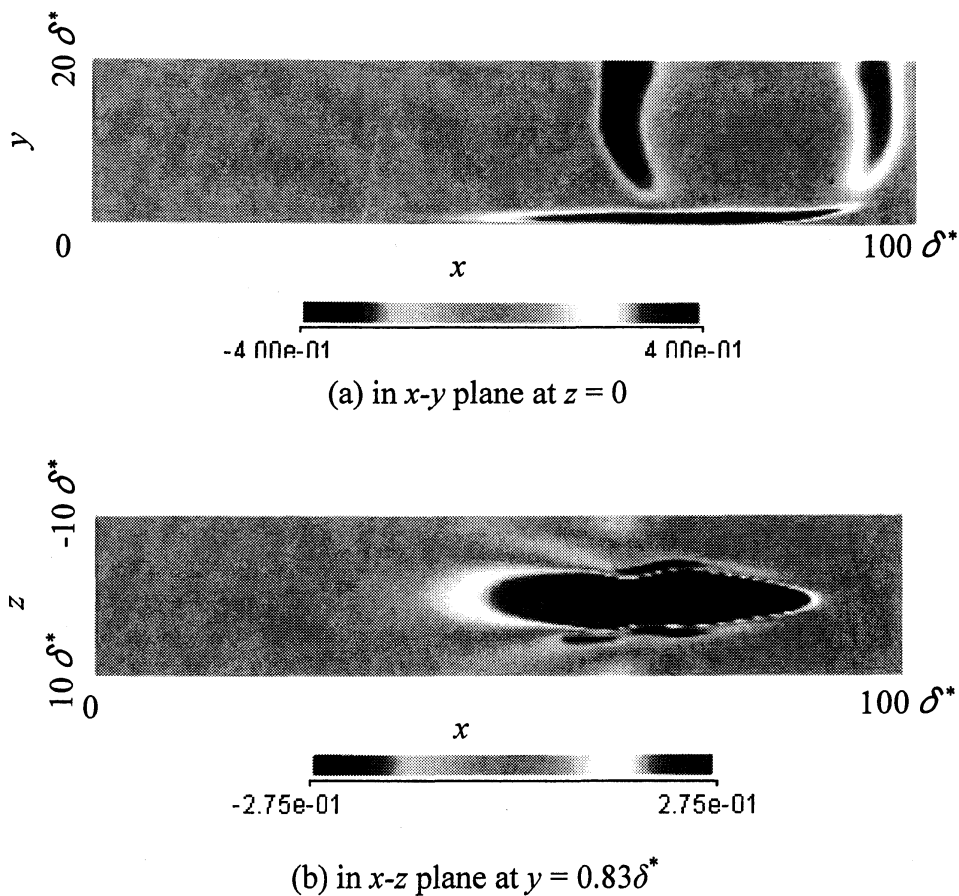
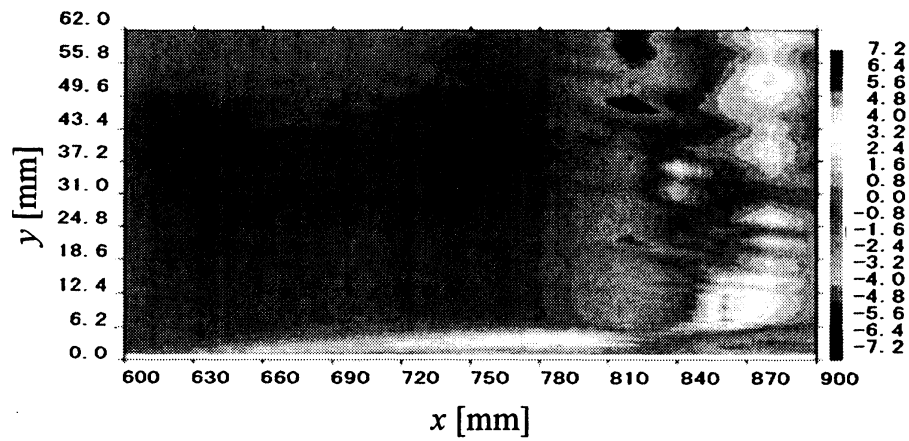
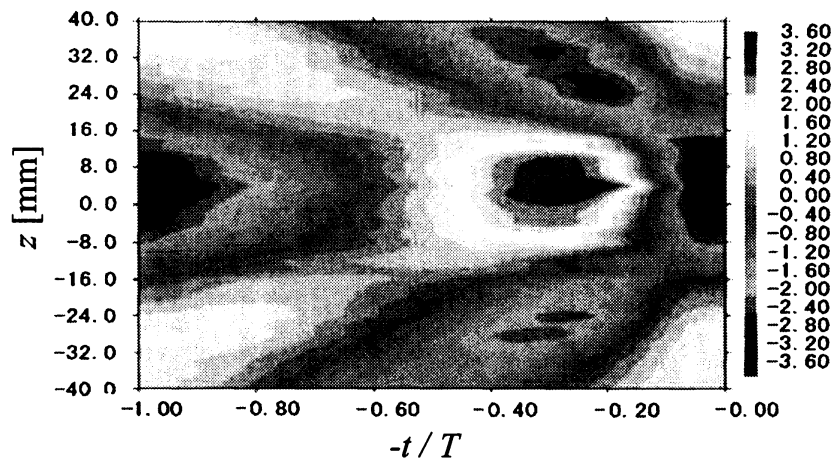


Fig. 2 Contour maps of u' . ($t = 3.00$, current computation)

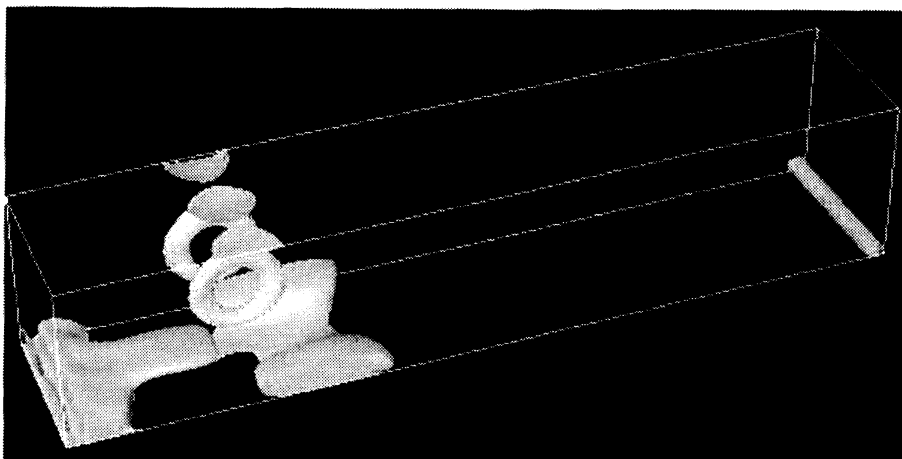
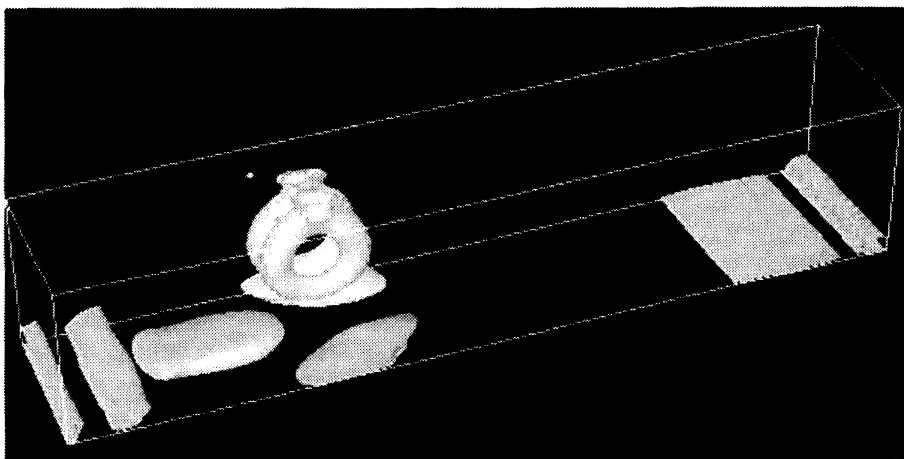
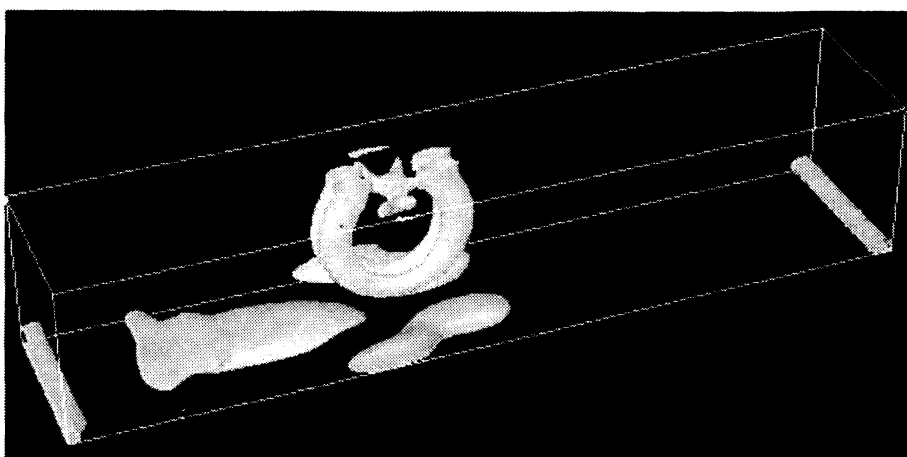


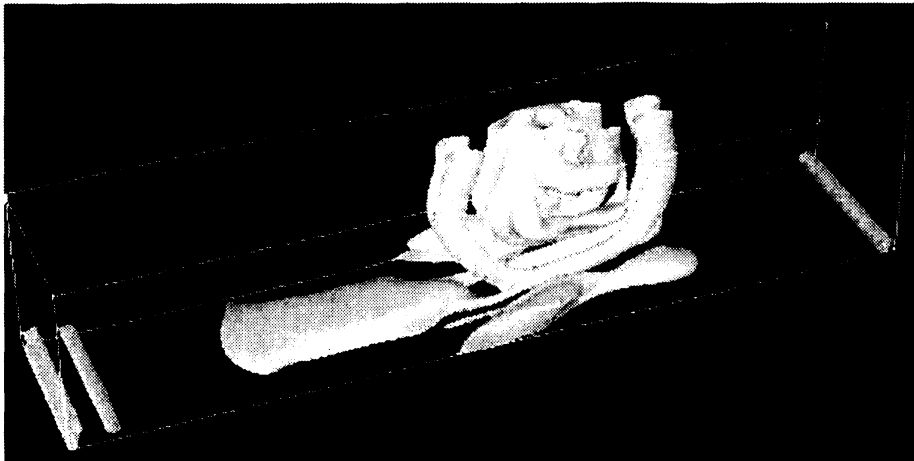
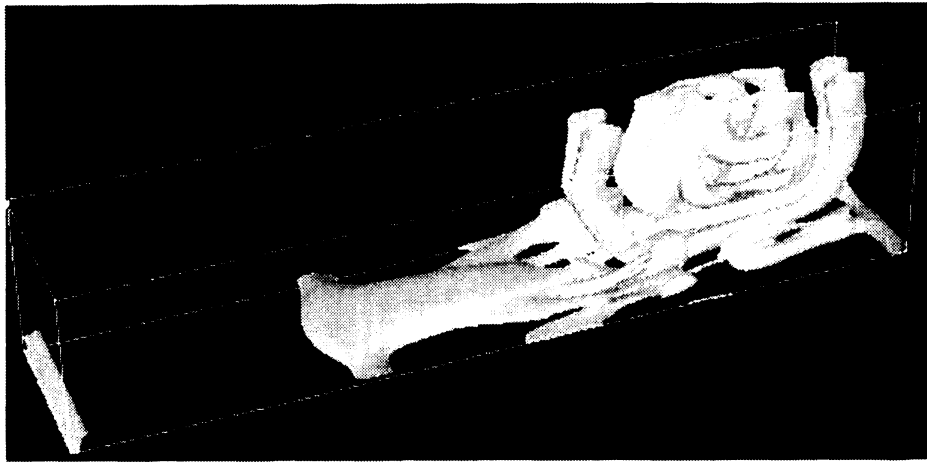
(a) in x - y plane at $z = 0$ mm



(b) in z - t plane at $x = 750$ mm and $y = 3$ mm

Fig. 3 Ensemble averaged velocity fluctuation u'/U
(Experimental results in Suzuki *et al.*[3]).

(a) $t = 0.100$ (b) $t = 0.600$ (c) $t = 1.100$ Fig. 4 Isosurface of Q value. ($Q = 0.01$)

(d) $t = 2.000$ (e) $t = 3.000$ Fig. 4 Isosurface of Q value. ($Q = 0.01$)

4. まとめ

一様流中に導入した渦輪対状の局所乱れが下方の層流境界層に及ぼす影響について、数値計算により調べた。その結果、これまでの実験結果とは異なり、外部乱れが直接境界層に到達することによって壁面近傍に強い渦構造が現れることが明らかとなった。この壁面近傍の渦構造はやがて境界層の遷移を引き起こすことが予想されるものである。

参考文献

- [1] Saric, W. S., Rees, H. L. and Kerschen, E. J., "Boundary-layer receptivity of

free stream disturbances”, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 34, pp. 291-319, 2002.

[2] Shigeta, M., Ohno, T., Izawa, S. and Fukunishi, Y., “The effect of outer disturbance on transition of a flat-plate boundary layer”, *12th ACFM*, p. 42, 2008.

[3] 鈴木 芳宗, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐, “平板境界層外に導入した局所的な乱れが境界層遷移に及ぼす影響に関する研究”, 日本機械学会東北支部第 44 期総会・講演会 講演論文集, pp. 87-88, 2008.

[4] 金子 正樹, 鈴木 芳宗, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐, “境界層上方に導入した乱れが平板境界層の遷移に及ぼす影響”, 日本流体力学会年会 2009・講演論文集, 2009, CD-ROM.

[5] 渡辺 徹, 金子 正樹, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐, “一様流に加えた局所間欠的な乱れによる境界層の受容性”, 日本流体力学会年会 2010・講演論文集, 2010, CD-ROM.