

## 2-215 MEMSと離散ウェーブレットによる乱流境界層せん断応力の可視化

○正 武居昌宏(日大理工) 正 木村元昭(日大理工) 正 越智光昭(日大理工)  
Chih-Ming HO(UCLA) 正 斉藤兆古(法政大工) 正 堀井清之(白百合女子大)

### Visualization of Shear Stress with MEMS and Discrete Wavelets

Masahiro Takei(Nihon Univ.) Motoaki KIMURA (Nihon Univ.) Mitsuaki OCHI(Nihon Univ.)  
Chih-Ming HO(UCLA) Yoshifuru SAITO(Hosei Univ.) Kiyoshi HORII(Shirayuri College)

#### Abstract

Stripe structure in turbulent boundary layer has been clearly visualized by a combination of a shear stress sensor using MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) and discrete wavelets transform. In details, the structure in lower Reynolds number is shown clearly on the lower frequency wavelets level, the structure in high Reynolds number is done clearly on the higher frequency wavelets level. The MEMS shear stress sensor is designed and fabricated by surface micromachining technology, contributing to obtaining the time-space two dimensional shear stress data. The discrete wavelets transform is a software technique to decompose the frequency level with the time and space information of the wave. The experiments for shear stress distribution were carried out on  $Re = 6960, 12180$  and  $17400$ .

**Key words:** Turbulent Boundary Layer, MEMS, Shear Stress Sensor, Discrete Wavelet Transform

#### 1. 緒言

従来より、乱流境界層内の縞構造は壁面近傍の支配的な流れ構造であることから可視化、実験および数値計算による研究が精力的に進められている<sup>1)~5)</sup>。ところが、レイノルズ数が高くなるに従いその縞構造は小さくなるために、その可視化には高い空間分解能と周波数応答が必要となり、従来のセンサでは測定が困難であった。このような現状に対して、米国のUCLAとCaltechでは乱流境界層のせん断応力制御を念頭において、マイクロマシン技術(MEMS Micro Electro Mechanical Systems)によるセンサ、アクチュエータおよび電子回路を一体化した制御システムの設計製作を行っており、壁面せん断応力縞構造の時間空間2次元分布という高精度な可視化に成功している<sup>6)</sup>。しかしながら、このようなMEMSせん断応力センサから可視化されるせん断応力分布は、様々な周波数成分を合成した積分値であり、さらなる詳細な縞構造の解析においては、統計的手法や周波数解析といった新しい解析手法が必要であることは言うまでもない。筆者らは、その統計的手法として、渦構造波形のスロープとバースティング発生頻度との相関関係を明らかにし、詳細な渦構造の解析を行った<sup>7)</sup>。一方、周波数解析については、フーリエ変換を行うことが常套手段ではあるが、このような解析手法を時間空間的に2次元平面で得られるMEMSせん断応力分布に適用すると、時間空間成分が消去され周波数成分だけの情報となってしまうために、その2次元渦構造の時間空間情報が得られにくいと言う大きな欠点が存在した。

このような状況において、最近になって時間空間情報を残したまま周波数特性を得る手段としてウェーブレット解析が注目を集めており<sup>8)</sup>、流体工学分野における乱流構造の解析、電磁気分野における波形の解析など、あらゆる波形の解析に用いられてきた。例えば、流体工学の分野では、石川と木谷らが、Morlet関数やMexican hat関数を用いて、乱流後流の渦構造を解析し<sup>9)</sup>、田畑と李らが、修正Mexican hatウェーブレットを用いて、

拘束噴流内の二次元流れを可視化した<sup>10)</sup>。さらに、Liらは、ウェーブレット相関を提案し、噴流の渦構造を明らかにした<sup>11)</sup>。そして、これらの波動解析においては、連続ウェーブレットが使われているのが一般的である。一方、電磁気学の分野においては、筆者の一人斉藤らは、正規直交系である離散ウェーブレットを電磁界計算へ応用し<sup>12)</sup>、ノイズフィルタ評価に適用した<sup>13)</sup>。さらに、筆者らは、離散ウェーブレットの特徴のひとつである正規直交系の多重解像度解析を噴流の解析に適用した<sup>14)</sup>。

このような連続ウェーブレット解析や離散ウェーブレット解析が、波動解析に多用されてきているものの、その2次元せん断応力画像に対しては、その適用がまったくなされていない。

本研究においては、MEMSせん断応力センサにより、乱流境界層内のせん断応力を、時空間の2次元的に測定し、その2次元データに離散ウェーブレット変換を施し、せん断応力縞構造のより詳細な可視化を行うことを目的としている。

#### 2. 離散ウェーブレット変換

離散ウェーブレット変換の行列表現は、

$$S=W\mathbf{X} \quad (1)$$

で表させ、 $S$ はウェーブレットスペクトラム、 $W$ はアナライジングウェーブレット行列、 $X$ は入力データである。 $W$ は次の行列 $C$ を基本として、カスケードアルゴリズムにより求めることができる。その行列 $C$ は、4次のDaubechies関数の場合、

$$C = \begin{pmatrix} c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_3 & -c_2 & c_1 & -c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_1 & -c_2 & c_3 & -c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_1 & -c_2 & c_3 & -c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_1 & -c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_1 & -c_2 & c_3 & -c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} c_0 = \frac{1+\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \\ c_1 = \frac{3+\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \\ c_2 = \frac{3-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \\ c_3 = \frac{1-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \end{matrix} \quad (2)$$

$$c_3 - c_2 + c_1 - c_0 = 0 \quad (3)$$

$$0 \cdot c_3 - 1 \cdot c_2 + 2 \cdot c_1 - 3 \cdot c_0 = 0 \quad (4)$$

であり、ここで、 $C^T \cdot C = I$ 、 $I$  は単位行列、 $C^T$  は  $C$  の転置行列である。式(2)の行列  $C$  の 1 行目はスケールリング係数であり、2 行目はウェーブレット係数である。4 次の Daubechies 関数は、各行に 4 個の係数を持ち、第 1 行目は、 $c_0, c_1, c_2$  と  $c_3$  を重みに持つ入力データの和の演算である。第 2 行目は  $c_0, c_1, c_2$  と  $c_3$  を重みに持つ入力データの差の演算である。3 行目は 1 行目を 2 ステップ移動したもの、4 行目は 2 行目を 2 ステップ移動したものである。式(3)と(4)より、入力行列の各要素が一定または単調増加である場合には、変換された値は 0 になる。

行列  $C$  から  $W$  を求めるカスケードアルゴリズムについて、説明を容易にするために、入力行列  $X$  は、

$$X = [x_1 \ x_2 \ x_3 \ x_4 \ x_5 \ x_6 \ x_7 \ x_8 \ x_9 \ x_{10} \ x_{11} \ x_{12} \ x_{13} \ x_{14} \ x_{15} \ x_{16}]^T \quad (5)$$

のように 1 次元 16 要素からなるものとする。式(2)と(5)より、変換行列  $X'$  は、

$$X' = C_{16} X = [s_1 \ d_1 \ s_2 \ d_2 \ s_3 \ d_3 \ s_4 \ d_4 \ s_5 \ d_5 \ s_6 \ d_6 \ s_7 \ d_7 \ s_8 \ d_8]^T \quad (6)$$

となり、 $C_{16}$  は 16x16 の  $C$  行列である。この式(6)で要素  $s$  は和の演算を行ったものを示し、要素  $d$  は差の演算を行ったものを示す。

次に、この  $X'$  中の要素の位置を行列  $P_{16}$  によって変換する。

$$P_{16} X' = [s_1 \ s_2 \ s_3 \ s_4 \ s_5 \ s_6 \ s_7 \ s_8 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad (7)$$

そしてさらに、式(7)に対して、 $C$  と  $P$  行列によって変換を続ける。すなわち、

$$W^{(2)} X = [S_1 \ S_2 \ S_3 \ S_4 \ D_1 \ D_2 \ D_3 \ D_4 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad (8)$$

$S = W^{(3)} X = [S_1 \ S_2 \ D_1 \ D_2 \ D_1 \ D_2 \ D_3 \ D_4 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad (9)$

の演算を施す。ここで、

$$W^{(2)} = (P_{16}^T C_{16}^T) (P_{16} C_{16}) \quad (10)$$

$$W^{(3)} = (P_{16}^{(3)T} C_{16}^{(3)T}) (P_{16}^{(2)T} C_{16}^{(2)T}) (P_{16} C_{16}) \quad (11)$$

$$P_{16}^{(2)T} = \begin{bmatrix} P_8 & 0 \\ 0 & I_8 \end{bmatrix}, C_{16}^{(2)T} = \begin{bmatrix} C_8 & 0 \\ 0 & I_8 \end{bmatrix}, P_{16}^{(3)T} = \begin{bmatrix} P_4 & 0 \\ 0 & I_{12} \end{bmatrix}, C_{16}^{(3)T} = \begin{bmatrix} C_4 & 0 \\ 0 & I_{12} \end{bmatrix} \quad (12)$$

$W^{(3)}$  は式(1)のアナライジングウェーブレット行列  $W$  である。式(8)において、 $S_i$  は式(9)における  $s_i$  から  $s_8$  までの重みを付けた和を示す。 $S_2$  は  $s_3$  から  $s_6$  までの重みを付けた和を示し、 $D_i$  は式(9)における  $s_i$  から  $s_4$  までの重みを付けた差を示す。式(9)で、 $S_1$  は式(8)における  $s_1$  から  $s_4$  までの重みを付けた和を示し、 $D_1$  は式(8)の  $s_1$  から  $s_4$  までの重みを付けた差を示す。

式(9)から、離散ウェーブレット逆変換は、

$$X = [W^{(3)}]^T S \quad (13)$$

$$[W^{(3)}]^T = [(P_{16}^{(3)T} C_{16}^{(3)T}) (P_{16}^{(2)T} C_{16}^{(2)T}) (P_{16} C_{16})]^T$$

$$= C_{16}^T P_{16}^T (C_{16}^{(2)T})^T (P_{16}^{(2)T})^T (C_{16}^{(3)T})^T (P_{16}^{(3)T})^T \quad (14)$$

となり、式(13)から、多重解像度は、

$$X = [W^{(3)}]^T S_0 + [W^{(3)}]^T S_1 + [W^{(3)}]^T S_2 + [W^{(3)}]^T S_3 \quad (15)$$

となる。ここで、

$$S_0 = [S_1 \ S_2 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$S_1 = [0 \ 0 \ D_1 \ D_2 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$S_2 = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ D_1 \ D_2 \ D_3 \ D_4 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$$

$$S_3 = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ d_1 \ d_2 \ d_3 \ d_4 \ d_5 \ d_6 \ d_7 \ d_8]^T \quad (16)$$

である。以上から、入力行列の要素数が 16 で 4 次の Daubechies 関数を用いた場合、多重解像度は、レベル 0 からレベル 3 まで存在する。

2 次元離散ウェーブレットスペクトラム  $S$  は、縦方向のウェーブレット変換について、 $X$  の左から  $n$  行の  $n$  列の  $W_n$  を掛け算して求め、横方向のウェーブレット変換について、 $X$  の右から  $m$  行  $m$  列の  $W_m^T$  の転置行列  $W_m^T$  を掛け算することで求められ、その  $S$  は、

$$S = W_n \cdot X \cdot W_m^T \quad (17)$$

で表せられる。ここで、 $W_m^T$  は  $W_m$  の転置行列を示す。この離散ウェーブレット逆変換は(17)式の左右から掛け算した変換行列を単位正方行列とすればよいので、

$$X = W_n^T \cdot S \cdot W_m \quad (18)$$

で表される。

Fig. 1 に示したように、一般的に、入力行列の要素が  $2^n$  個で  $k$  次の Daubechies 関数を用いた場合、式(7)から式(14)までに示した演算において、変換された和の要素の数が  $k$  より小さくなるまで、 $m$  回繰り返し和と差の演算が続けられる。本研究においては、アナライジングウェーブレットとして上記説明した 4 次の Daubechies 関数の代わりに、16 次の Daubechies 関数を用いた。その基本行列  $C$  の 1 行目のスケールリング係数は、16 個の係数からなり、その係数の値は、Fig. 2 に示した通りである。この 16 次の Daubechies 関数も、4 次の Daubechies 関数と基本的な性質は同様であり、 $C^T \cdot C = I$ 、すなわち、正規直交の関係が存在する。

本研究では後述の通り、空間軸のデータ個数 32 個 (疑似空間も含めた全空間 9.6mm)、時間軸のデータ個数 512 個 (測定全時間 51.2ms) を対象にしており、アナライジングウェーブレットして 16 次の Daubechies 関数を用いた場合、その多重解像度のウェーブレットレベルは、空間軸に対しては、レベル 0 からレベル 3 まで、時間軸に対しては、レベル 0 からレベル 6 まで分解できる。この場合のアナライジングウェーブレットのフーリエ変換の絶対値は、Fig. 3 と Fig. 4 に示した通りであり、各レベルは、入力データに対して、これらの図に示した周波数帯域を通過させる一種のフィルタリングの役割を果たしている。

### 3. 実験

高さ 25.4mm、幅 610mm の矩形断面、長さ 4877mm のチャンネル型風洞を用い、その風洞内において、はじめに熱線流速計を用いて流速分布測定を行い、チャンネル入り口付近で層流、後半では乱流になることを確認した。測定に用いた MEMS せん断応力センサ<sup>15)</sup> は、その上部をポリシリコン薄膜でコーティングし、Fig. 5 に示したように、流れ方向に、チャンネル上流端から 4267mm の乱流領域にチャンネル壁面と凹凸がないように装着した。その MEMS せん断応力センサの拡大図は、Fig. 6 に示した通りで、チップ上には 1 列に 25 個のせん断応力センサが並ぶ列が 3 列、1 列に 5 個のセンサが並ぶ列が 2 列の計 85 個のセンサ群から構成されており、隣り合うセンサ中心の間

隔は  $300\mu\text{m}$  で、センサはホットフィルム型である。各センサはポリシリコン製  $150\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$  の線状で、厚さ  $1.2\mu\text{m}$  の窒化シリコン板上に位置している。断熱のために下部に  $2\mu\text{m}$  の真空空洞があり、センサから壁面への熱伝導が減少しセンサ感度が顕著に向上する。センサは定温度型熱線流速計と同様の回路を用い加熱比1.1で作動する。センサの較正は時間平均出力を圧力勾配より得られる時間平均せん断応力と比較することにより行った。

そして、チャンネル高さの半分の長さで中央速度によるレイノルズ  $Re$  が  $6960$  ( $v=8\text{m/s}$ )、 $12180$  ( $v=14\text{m/s}$ ) および  $17400$  ( $v=20\text{m/s}$ ) の3種類の実験条件に対して、第1列目の25個のセンサ列により長さ  $7.5\text{mm}$  の範囲で流れ方向の壁面せん断応力の時間変化を測定した。センサ出力感度は  $1\text{V/Pa}$ 、周波数応答は矩形波によれば  $25\text{kHz}$  である。

そのMEMSせん断応力センサにより測定された、時間空間2次元せん断応力分布は、Fig. 7に示した通りであり、各レイノルズ数における最大値を1.0に最小値を0.0に実験条件ごとに正規化して、濃淡で示したものであり、せん断応力の高いところは淡色で、低いところは濃色で示されている。この図において、センサから得られる流れと直角方向(横方向: x-direction)のデータ数25(幅  $7.5\text{mm}$ )と、時間軸(縦方向: y-direction)  $51.2\text{ms}$ のデータ数512個の領域を解析対象とした。この図より、レイノルズ数が高くなるに従い、相対的に高いせん断応力が集中する縞状領域は、流れと直角方向の幅が狭く、流れ方向に長くなる事が分かる。

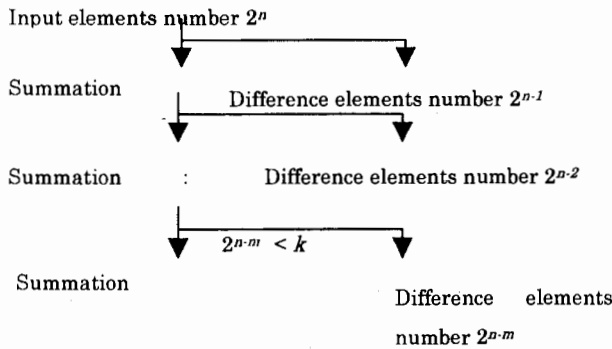


Fig.1 Algorithm of discrete wavelets transform

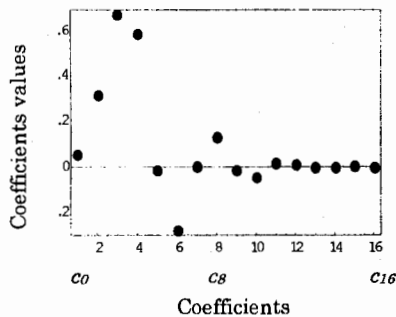


Fig.2 Coefficients of sixteenth Daubechies

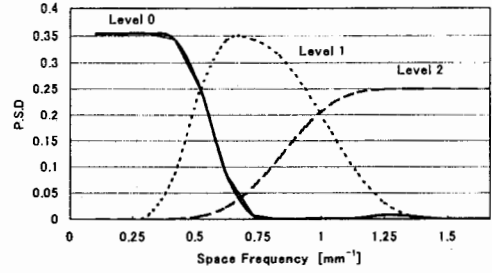


Fig.3 Space frequency of sixteenth Daubechies

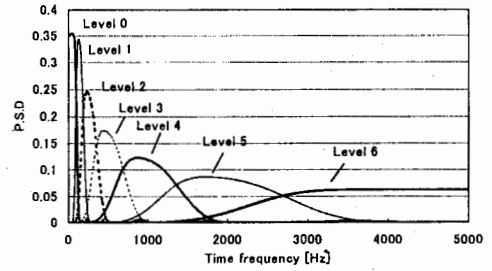


Fig.4 Time frequency of sixteenth Daubechies

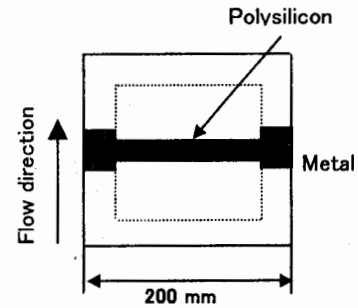


Fig.5 Schematic top view of the micro shear stress sensor

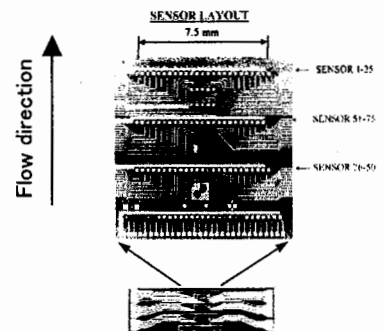


Fig.6 A surface shear stress imaging chip

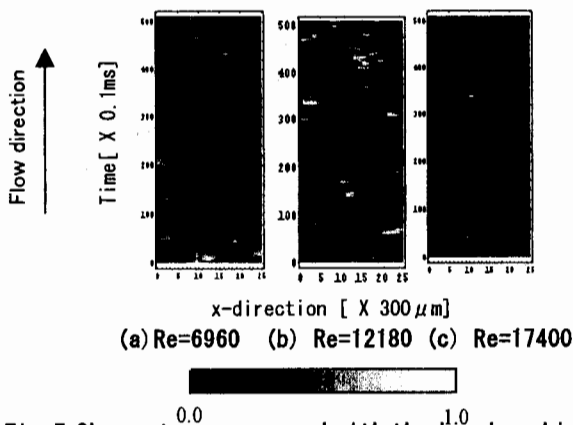


Fig. 7 Shear stress measured with the imaging chip

#### 4. ウェーブレット解析結果と考察

Fig. 7 の  $25 \times 512$  個の 2 次元せん断応力分布データに対して、式(6)から(9)の離散ウェーブレット変換を施し、式(8)のウェーブレットスペクトラム  $S$  を得て、それに対して式(13)から式(15)の離散ウェーブレット逆変換を施し、多重解像度解析を行った。離散ウェーブレット変換は、対象とするデータ数が 2 のべき乗である必要があるため、Fig. 7 の x 軸空間座標において 26 から 32 までには意図的に 0 の値を新たに追加し、そのデータ数を 2 のべき乗として計算し、計算後はその x 軸空間座標の 1 から 25 までの値を表記した。

Fig. 8 から Fig. 10 は各レイノルズ数における多重解像度解析の結果であり、せん断応力の大きさを -0.2 から 0.4 までの 11 段階のコンターで濃淡表示したものである。せん断応力の低いところは濃色で、高くなるにしたがって淡色で示している。ここで、Fig. 7 のせん断応力は、各レイノルズ数において、あらかじめ、最大値を 1.0 に最小値を 0.0 に正規化してあるので、多重解像度解析結果には、一部マイナスの値が生じてくる。レベル 6 についてはノイズ成分が主成分であると判断しその表記を省略している。本研究で用いた Daubechies アナライジングウェーブレットは、正規直交系であるので、この Fig. 8 から Fig. 10 において、各レベルをすべて加え合わせたものは、Fig. 7 の元のせん断応力分布と一致する。

これらの図において、レベル 0 からレベル 5 とレベル 6 が高くなるにしたがって、せん断応力分布は低周波数成分から高周波数成分に分解されて示され、壁面の縞状低速領域から生ずる一連のバースティングイベントによる立て渦がもたらすせん断応力領域の様子が、位置と時間情報を消去することなく可視化することができる。具体的に、低周波数成分のレベル 0 から 2 までについて定性的な考察を行うと、Fig. 3 と Fig. 4 に示したように、レベル 0 のおおよその中心空間周波数と中心時間周波数は  $0.04 \text{ mm}^{-1}$  および  $78.125 \text{ Hz}$  であり、レベル 1 のそれは  $0.08 \text{ mm}^{-1}$  および  $156.25 \text{ Hz}$ 、レベル 2 のそれは  $1.6 \text{ mm}^{-1}$  および  $312.5 \text{ Hz}$  であり、各レベルともその周波数帯域に即した縞状のせん断応力の分布が現れている。特にレイノルズ数が低い 6960 の場合と、レイノルズ数が高い 17400 の場合で、レベル 0 および 1 とを比較してみると、レイノルズ数が低い場合に、濃淡がクリアに現れる。また、せん断応力分布とレイノルズ数との関係を理解するために、各レベルごとに波形の絶対値を加え合わせて、

Fig. 11(a) に示した。すなわち、このグラフの縦軸はフーリエ変換での絶対値のパワースペクトラム密度に相当するものであり、一種のエネルギーの概念が含まれている。この図において、レベル 0 および 1 では、レイノルズ数が高いほどそのパワースペクトラム密度に相当する波形の絶対値の和は小さくなった。このことはエネルギー保有領域または慣性小領域である低周波数領域では、レイノルズ数が高い方がその乱流エネルギーが小さいことを裏付けるものである。

次に、高周波数成分のレベル 3 から 5 までについて、定性的な考察を行うと、レベル 3 からレベル 5 までのおおよその中心空間周波数は  $1.6 \text{ mm}^{-1}$  であり、そのレベル 3 のおおよその中心時間周波数は  $625 \text{ Hz}$ 、レベル 4 のそれは  $1250 \text{ Hz}$ 、レベル 5 のそれは  $2500 \text{ Hz}$ 、レベル 6 のそれは  $5000 \text{ Hz}$  であり、レベル 3 までは周波数帯域に即した縞状のせん断応力分布が現れているが、レベル 4 および 5 になると、ほとんどその波形は現れない。さらに、Fig. 11(a) と同様に、各レベルごとに波形の絶対値を加え合わせたものは、Fig. 11(b) に示した通りであり、レベル 4 とレベル 5 の高レベルにおいては、レイノルズ数が大きくなるに従って全体的にそのパワースペクトラム密度に相当する波形の絶対値の和は大きくなった。このことは、散逸領域である高周波数領域では、レイノルズ数が高い方がその乱流エネルギーが大きく、逆を言えば、レイノルズ数が小さい場合は、その粘性の影響によって渦構造が散逸してしまうことを裏付けている。以上の流体力学的かつ定性的な考察からも、本可視化手法が妥当であることがわかる。

#### 5. 結論

MEMS せん断応力センサにより、レイノルズ数 6980 から 17400 までの条件で、乱流境界層における壁面せん断応力を測定し、その時間空間 2 次元応力分布に対して、2 次元離散ウェーブレット変換を試みた。その結果、次のことが明らかとなった。

- (1) 時間空間周波数帯域別にせん断応力分布を分離することができ、各周波数レベルおきに壁面せん断応力の縞状構造を可視化することができた。
- (2) その縞状構造はエネルギー保有領域および慣性小領域のレベル 0 から 2 に、よりクリアに可視化することができた。また、レベル 4 と 5 の散逸領域である高周波数領域では粘性の影響が強く現れ、レイノルズ数が低くなるほど渦構造が散逸していく過程が可視化された。

#### 謝辞

本研究の実験を行うに当たり、日本大学理工学部機械工学科修士課程学生、宮城徳誠君に手伝っていただきました。ここに感謝申し上げます。

#### 参考文献

- 1) Cantwell, B. J.: Organized Motion in Turbulent Flow, *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 13 (1981) 457-515
- 2) Head, M. R., et al.: New Aspects of Turbulent Boundary-Layer Structure, *J. Fluid Mech.* Vol. 107 (1981) 297-338
- 3) Kline, S. J., et al.: The Structure of Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.* Vol. 30, No. 4 (1967) 741-773
- 4) Smith, C. R., et al.: The Characteristics of Low-Speed streaks in the Near-Wall Region of a

Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech. Vol. 129 (1983) 27-54

- 5) Kim, J., et al.: Turbulent Statistics in Fully developed Channel Flow at Low Reynolds Number, J. Fluid Mech. Vol. 177 (1987) 133-166
- 6) Ho, C.M., et al.: MEMS- A Technology for Advancements in Aerospace Engineering, AIAA Paper 97-0545 (1997)
- 7) Kimura, M., et al.: MEMS for Aerodynamic Control, 28<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference, AIAA Paper 97-2118 (1997)
- 8) R. K. Young, Wavelet Theory and its Applications, Kluwer Academic Publishers, USA (1993)、日本語訳、袋谷賢吉、ウェーブレット信号処理とシステム推定への応用、トッパン(1997)
- 9) 石川仁、木谷勝、望月修、ウェーブレット変換による乱流後流の解析、日本機械学会論文集B編、Vol. 61, No. 587, pp53-61 (1995)
- 10) 田畑隆英、李輝、野崎勉、ウェーブレットによる拘束噴流内の二次元流れの解析、可視化情報学会誌、Vol. 19, No. 73, pp33-38 (1999)
- 11) Li, H., et al.: Application of Wavelet

Cross-correlation Analysis to a Plane Turbulent Jet, JSME Int. Journal Fluids and Thermal Eng. Vol. 40, No. 1, (1997) 58-66

- 12) 齊藤兆古: 離散値系ウェーブレット変換の電磁界計算への応用電気学会論文誌 A, Vol. 116A, No10 (1996) 833-839
- 13) 緑川洋一、早野誠治、齊藤兆古、離散値系ウェーブレット変換によるノイズフィルタ評価の検討、電気学会論文誌 A, Vol. 117A, No. 2 (1997), PP. 128-133
- 14) Li, H, Takei, M., Ochi, M., Saito, Y. and Horii, K., Application of Two-dimensional Orthogonal Wavelets to Multiresolution Image Analysis of a Turbulent Jet, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 42 (1999), No. 137. (11月掲載予定)
- 15) Jiang, F., et al.: A Surface-Micromachined Shear Stress Imager, 9<sup>th</sup> IEEE on MEMS, (1996) p110, San Diego

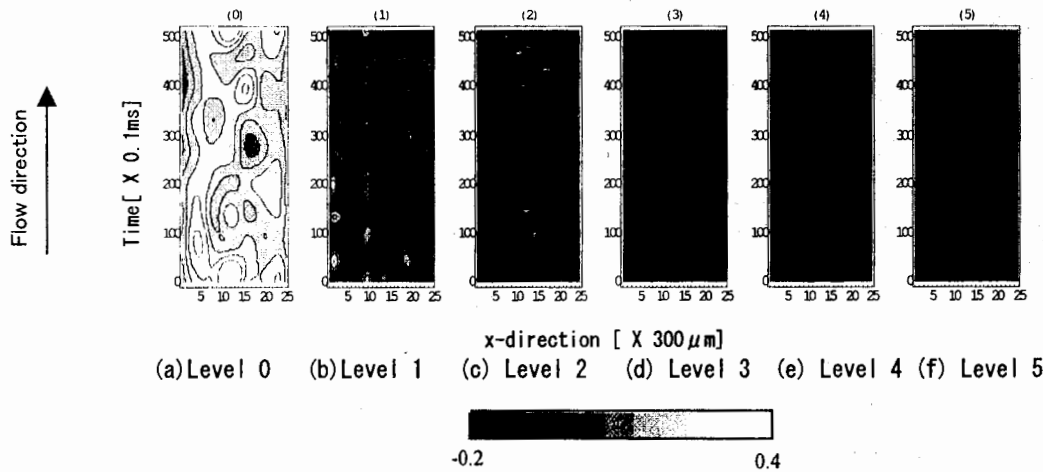


Fig. 8 Multiresolution analysis in Re=6960

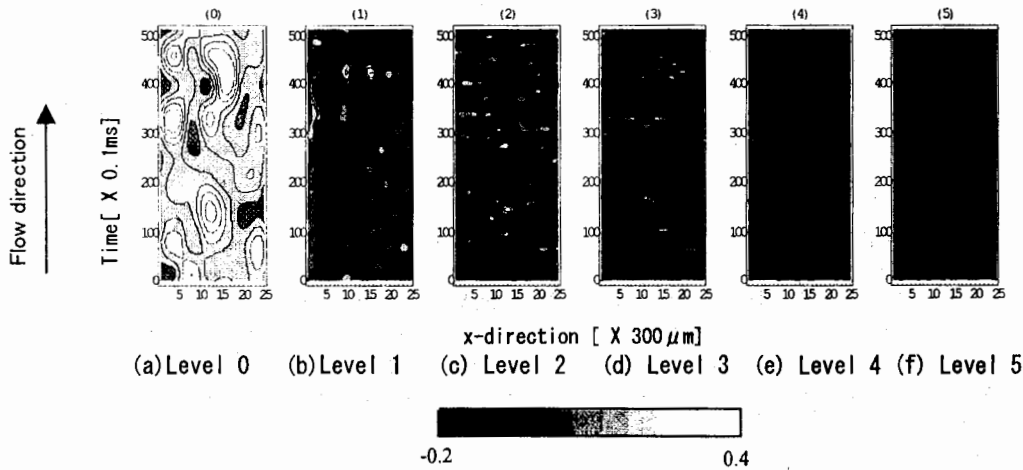


Fig. 9 Multiresolution analysis in Re=12180

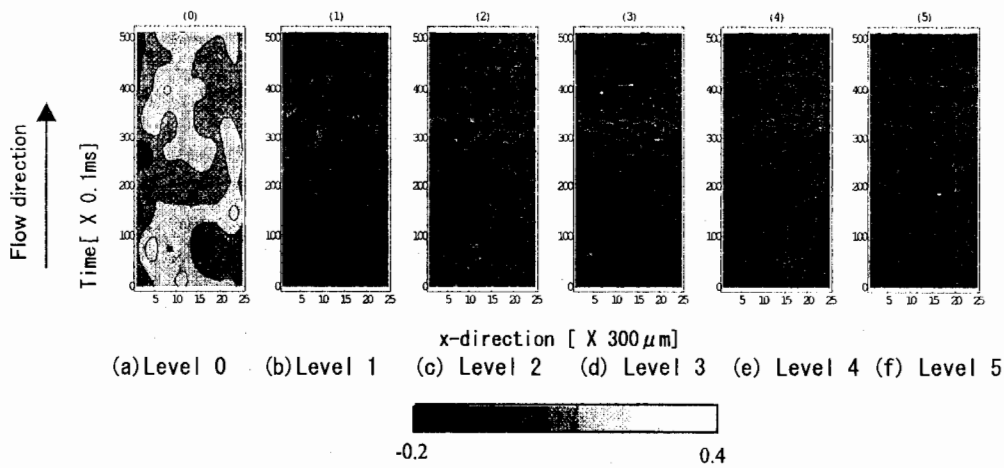


Fig.10 Multiresolution analysis in Re=17400

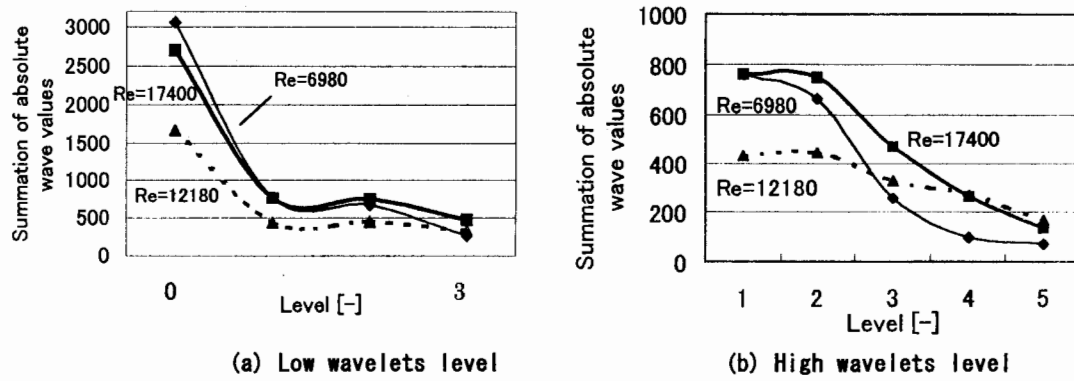


Fig.11 Summation of absolute wave values