噴流工学 Vol. 19, No. 2 (2002) 4-11

論文

離散ウェーブレット自己相関関数によるスパイラルフローの解析

Analysis of Spiral Flow with Discrete Wavelets Auto-Correlation Function

武居昌宏*, 越智光昭*, 斎藤兆古**, 堀井清之***
Masahiro TAKEI, Mitsuaki OCHI, Yoshifuru SAITO, Kiyoshi HORII

Abstract

Time distribution of axial turbulence velocity of the spiral flow has been clearly decomposed on various frequency levels by discrete wavelet transform and multiresolution analysis. On the base of the decomposed waveform, the relation between the dominant frequency levels and the radius distance in a pipeline is clarified by means of wavelets auto-correlation function. As a result, the high time periodicity of the spiral flow shifts from the lower frequency level to the higher frequency level as the radial distance gets close to the center of pipeline. This transition of the time periodicity is caused by orderly radial velocity of the spiral flow. On the other hand, turbulence flow dose not have the tendency because it dose not have the orderly radial velocity. The originality of this paper lies in applying discrete wavelet transform and auto-correlation function to analyzing the spiral flow.

概　要

離散ウェーブレット変換と多重解像度解析によって，スパイラルフローの軸乱れ速度の時間分布を周波数レベルごとに詳細に分解した。その分解された波形をもとにして，ウェーブレット自己相関関数により，パイプライン内の支配的な周波数レベルと半径方向位置との関係を明らかにした。結果として，スパイラルフローの高い時間周期性は，半径位置がパイプラインの中心に近づくに従って，低周波数成分から高周波数成分へ遷移していった。この時間周期性の遷移は，スパイラルフローのもつ規則的な半径方向速度成分が原因していると思われる。一方，通常の乱流は半径方向速度成分をもたないので，そのような傾向は示さなかった。

Key Words : Spiral Flow, Discrete Wavelet Transform, Auto-Correlation Function, Turbulence Structure, Time Periodicity

1. 緒　言

筆者らは，以前から，軸乱れ速度が急峻な分布を示し[1]，高収斂性および高安定性[2]を備え，自由渦領域の大きな旋回速度成分をもつ旋回流であるスパイラルフローとその工業的応用について研究を行っている。その工業的応用例として，通線技術の開発[3]，ウォータージェットカッティング[4]，低穿孔性ベンド管[5]，ファイバーを配向させた空気輸送[6]，

原稿受付日：2002年5月27日

* 日本大学理工学部機械工学科 (〒101-8308 千代田区神田駿河台1-8-14 E-mail: takei@mech.cst.nihon-u.ac.jp)
Nihon University (1-8-14, Kanda Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308, Japan)
** 法政大学工学部電気・電子工学科 (〒184-0002 東京都小金井市梶野町3-7-2)
Hosei University (3-7-2 Kajino-cho, Koganei, Tokyo 184-0002, Japan)
*** 白百合女子大学共通科目 (〒182-0001 東京都調布市緑が丘1-25)
Shirayuri College (1-25 Midorigaoka, Chofu, Tokyo 182-0001, Japan)

固体粒子の管壁への低接触性旋回輸送システム[7]，および高効率な土砂の管路輸送[8]などについて報告してきた。一般的な旋回流については，Chigier. N. Aら[9]が，タンジェンシャルに速度成分を加える構造をもつノズルによって，強制渦領域の大きな旋回流を作り出した。そして，李らは，このような強制渦領域の大きな旋回流を用いて旋回流輸送を行った[10]-[12]。スパイラルフローは，このような強制渦領域の大きい旋回流とは，その性質が大きく異なる。現在まで，スパイラルフローの工業的応用について多くの有用性が指摘されてきてはいるものの，その乱流特性はいまだ完全に解明されているわけではない。乱流特性を調べる上で，例えばフーリエ変換を用いた周波数解析を行うことが一般的であるが，このような解析手法を乱流速度などの波形に適用すると，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，その時間空間情報を必要とする解析が行いにくいという欠点が存在した。

このような状況において，最近では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[13]，流体工学分野における乱流構造の解析や，電磁気工学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[14]、田畑らが，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[15]。さらに，Liらは，ウェーブレット相関およびウェーブレット自己相関を提案し，噴流の渦構造を明らかにした[16]。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，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[17]，ノイズフィルタ評価に適用した[18]。さらに，筆者らは，離散ウェーブレットの特徴の1つである多重解像度解析を噴流の解析に適用した[19]。

本研究においては，Liらが提案した連続ウェーブレット自己相関関数法をさらに発展させ，離散ウェーブレット自己相関関数法を新たに提案し，それをスパイラルフロー管内流の軸乱れ速度の解析に適用し，スパイラルフローの乱流特性を把握することを目的としている。

2. スパイラルフローの特徴

スパイラルフローノズル[20]は，Fig.1に例示したように，環状スリットに漸縮小管を接続したものであり，この環状スリットから高圧の空気をノズル中心に向かって噴出させる。この高圧空気の供給路と環状スリットとの間にはバッファ領域があり，高圧空気は環状スリットから噴出する前にこのバッファ領域に蓄えられる。環状スリットから噴出した環状噴流は，タンジェンシャルに圧縮空気を供給しなくても，

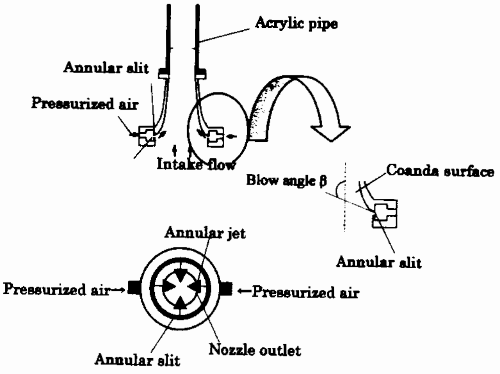
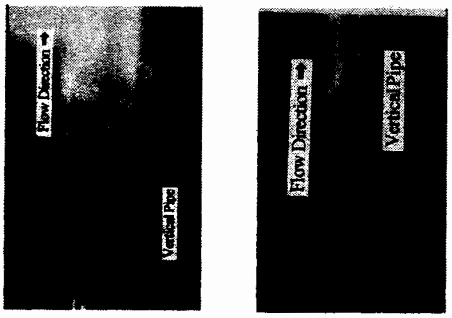


Fig.1 Nozzle to produce Spiral flow.



(A) Spiral flow **(B)Contracting turbulence flow**

Fig.2 Movement of ceramic Ball.

その乱流のもつ不安定性によって初期旋回速度成分が発生し，コアンダ効果により，漸縮小管の内壁に沿ってノズル出口に向かって流出し，漸縮小構造によって旋回速度成分が成長する[21]。このようなノズルから噴出したスパイラルフローの特徴については，すでに報告されており，管路内においても，自由渦領域が大きく管壁から軸中心に向かう安定した半径速度が存在する[3]。その半径速度はFig.1に示したように，環状スリットからの噴出角度βにより決定され，βが大きいほど半径速度も大きくなり，その旋回成分も大きくなる。本研究で用いたスパイラルフローノズルは，$\beta=90°$のものを用いた。

スパイラルフローを混相流として用いる場合には，ノズルの後方に生じた負圧域を利用し，固体物質をこのノズル後方からノズル内に吸引する。Fig.2 (A)は，鉛直管内の気流の平均速度2.20 m/s，レイノルズ数9.0×10^3における平均粒子直径3.2 mmのセラミックボールの挙動を，ストロボスコープを用いて観察したものである。そのセラミックボールの半径方向の平均距離は26.2 mm（$=0.84R$：Rは管路半径）であり，これらのセラミックボールは，気流からの抗力と重力とのバランスをとって同一平面で管壁と接触することなく，回転運動を行っている[7]。空気供給量を増加させると，

セラミックボールは旋回運動を行いながら，管路内壁と接触せずに上昇していく。一方，通常乱流内のセラミックボールの挙動はFig.2 (B) に示したとおりであり，そのセラミックボールは管内壁と何度も衝突を繰り返す。筆者らの従来の研究[7]によると，鉛直管の4.0 mの高さにおいて，スパイラルフローは漸縮小乱流と比べて，軸乱れ速度が急峻となる。参考までに，各速度成分から，以下の式[9]

$$S=\frac{G/2}{1-G^2/4} \quad G=\frac{v_{\theta \max}}{v_{z \max}} \tag{1}$$

によりスワール数Sを計算すると，スパイラルフローのスワール数は0.52であった。

3. 実　験

スパイラルフローと通常乱流の，管路内空気単相流の軸乱れ速度を測定し，それらについて比較検討を行った。本研究においては，その通常乱流を生成するノズルとして，Fig.3に示したように，スパイラルフローノズルと内部構造が同一で環状スリットが存在しない漸縮小ノズルを用いた。このノズルから噴出した乱流を，ほかの一般的な乱流と区別するために，本研究では漸縮小乱流と呼ぶことにする。この漸縮小ノズルの十分な距離の上流側にはエジェクターを備えており，それによりトレーサ水粒子をパイプライン内に供給する構造となっている。漸縮小ノズルからの乱流については，G. K. Batchelorによって研究されており[22]，その安定性が指摘されている。

実験装置はFig.4に示したとおりであり，コンプレッサー，ノズル，およびアクリル性透明パイプからなる。管路は内径$D=42$ mm (管路半径$R=21$ mm) のアクリル性透明管であり，流速の測定装置にはレーザー流速計 (LDV) を用いた。LDVで使用した光源はHe-Neレーザー (波長0.6328 μm，出力10 mW) で，LDVプローブのビーム径は1.2 mm，交差半角7.10°，焦点距離は113 mmとした。LDVにはタイマーユニットが付けてあり，1 ms (1000 Hz) ごとに1024 ($=2^{10}$) 個のサンプリングを行った。トレーサには超音波式の加湿器から発生した水粒子を用いた。

供給空気量は0.00482 m³/sで，この供給空気量から求めた気流平均速度は$v_{mean}=3.65$ m/sであった。この平均気流速度と管路内径から計算したレイノルズ数は約10,000であった。測定はLDVにより，ノズル出口から高さ0.15 m ($=3.66\ D$) の加速領域が終了している地点で，管壁から管中心部まで3.0 mmおきに8点計測した。管壁の測定に関しては，管壁から1.0 mm内側を測定し，その測定位置の表記を$r=R^-$とマイナスを付記した。後の実験により，この点は半径方向の測定点の中で，乱流強度が最大値となることを確認している。その軸速度波形$v(t, r)$に対して，半径方向の測定位置rにおける時間平均軸速度$\overline{v(r)}$で無次元化した軸乱れ速度波形$v'(t, r)$を

$$v'(t,r)=\frac{v(t,r)-\overline{v(r)}}{\overline{v(r)}} \tag{2}$$

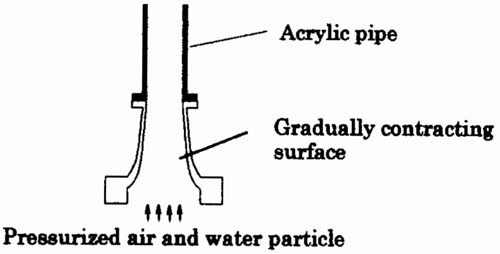


Fig.3 Nozzle to produce Contracting turbulence flow.

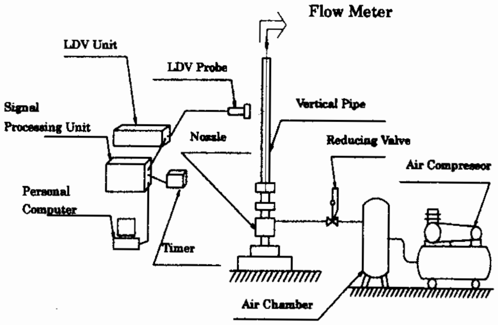


Fig.4 Experimental equipment.

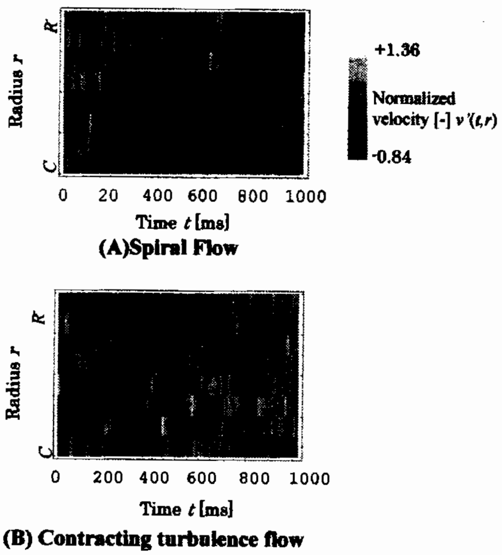


Fig.5 Axial turbulence velocity.

で定義した。

Fig.5は，その各測定位置における無次元軸乱れ速度の時間変化を，縦軸に測定位置（Cは管路中心，R^-は管壁付近），横軸に測定時間tをとって示したものである。これらの図では，最大値を＋1.36，最小値を－0.84に10段階の濃淡で表示したもので，白色ほど値が大きく，黒色ほど値が小さい。これらの図において，その最大値と最小値は，スパイラルフローよりも漸縮小乱流に多く表れており，スパイラルフローのほうが安定していることが確認できる。

4. 離散ウェーブレット解析と考察

4.1 解析方法

離散ウェーブレット変換の行列表現[17]は，

$$\mathrm{S}=\mathrm{WX} \quad \cdots\cdots (3)$$

で表され，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。本研究の解析方法は，4つのステップからなる。はじめに，Fig.5の軸乱れ速度波形である1024（$=2^{10}$）個のサンプリングデータを式(3)のXに代入し，離散ウェーブレット変換を施すことにより，ウェーブレットスペクトラムSを得る。

ステップ2として，そのスペクトラムに対して離散ウェーブレット逆変換を施し，そして，

$$\begin{aligned}\mathrm{X}&=\mathrm{W^TS}\\&=\mathrm{W^TS_0}+\mathrm{W^TS_1}+\mathrm{W^TS_2}+\mathrm{W^TS_3}\\&\quad+\mathrm{W^TS_4}+\mathrm{W^TS_5}+\mathrm{W^TS_6}\end{aligned} \quad \cdots\cdots (4)$$

に示したように，多重解像度に分解する。20次のDaubechies関数で，データ個数が1024（$=2^{10}$）の場合，その多重解像度は，低周波成分を示す$\mathrm{W^TS_0}$のレベル0から，高周波成分を示す$\mathrm{W^TS_6}$のレベル6まで分解される。

次に，ステップ3として，スパイラルフローと漸縮小乱流とのウェーブレットレベルにおける乱流強度を比較するために，各ウェーブレットレベルの波形の2乗平均和を

$$Sv'_m(r)=\frac{1}{n}\sum_{t=1}^{n}\left[\sqrt{\{v'_m(t,r)\}^2}\right] \quad \cdots\cdots (5)$$

で定義し，乱流強度$Sv'_m(r)$について考察した。ここで，nは時間1024 msに相当するデータ数1024で，$v'_m(t,\ r)$はウェーブレットレベルmの半径位置rにおける軸乱れ速度である。

最後にステップ4として，式(4)の多重解像度に分解した各離散ウェーブレットレベルの軸乱れ速度に対して，自己相関関数，

$$R_m(\tau,r)=\frac{\overline{v'_m(T,r)\bullet v'_m(T+\tau,r)}}{\sqrt{\overline{v'_m(T,r)^2}}\cdot\sqrt{\overline{v'_m(T+\tau,r)^2}}} \quad \cdots\cdots (6)$$

を用いて，各ウェーブレットレベルにおける時間周期性を検討する。ここで，$R_m(\tau,\ r)$は半径位置rでウェーブレットレベルmにおける，$t=0$から$t=T$（$T=512.0$ ms）の自己相関関数である。ここで，τは遅れ時間で，0.0～512.0 msである。$v'_m(T+\tau,\ r)$は$t=\tau$から$t=T+\tau$までの軸乱れ速度波形である。本研究においては，その時間周期性を定性的に明確に把握するために，しきい値を＋0.25と－0.25として，＋0.25以上または－0.25以下を相関が強く，－0.25以上かつ＋0.25以下を相関が弱いと仮定し，2値化を試みた。

本研究で用いた20次のDaubechies関数のウェーブレット係数は20個の係数からなり，その係数の値はFig.6に示したとおりである。このDaubechies関数は，$\mathrm{W^T}\cdot\mathrm{W}=\mathrm{I}$，（Iは単位行列）すなわち，正規直交の関係が存在する。本研究では後述のとおり，時間軸のデータ個数1024個（測定全時間1024 ms）を対象にしており，20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，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によるパワースペクトラム密度（P. S. D.）の値は，Fig.7に示したとおりであり，各ウェーブレットレベルは，入力データに対して，この図に

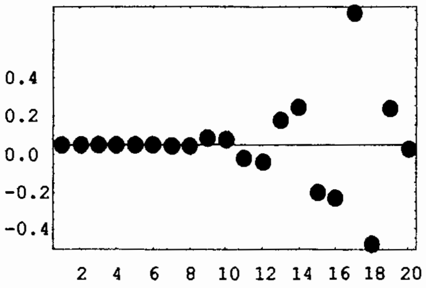


Fig.6 Coefficients of Daubechies function of twentieth order.

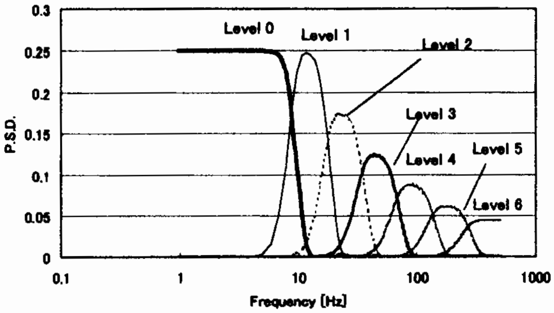


Fig.7 Relation between wavelets level and Fourier frequency.

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。

4.2　ウェーブレットレベルにおける乱流強度

Fig.8はステップ2の結果で，時間t，ウェーブレットレベルm，および軸乱れ速度$v'_m(t,\ r)$を各軸にとり三次元表示したものである。Fig.8 (A) はスパイラルフローの離散ウェーブレット多重解像度であり，Fig.8 (B) は漸縮小乱流の離散ウェーブレット多重解像度であり，どちらも代表的に管壁周辺$r=R^-$のみを示している。これらの図に示したように，本研究で用いた離散ウェーブレット変換と多重解像度解析は，一般的に周波数解析で用いるフーリエ変換と異なり，時間情報を残したまま，元の波形 (Fig.5) を，周波数成分を表すウェーブレットレベルに分解できることがわかる。そして，Daubechies関数が正規直交基底であるので，各時間においてすべてのレベルを加えたものは，完全にもとの波形 (Fig.5) にもどる。この波形の完全再構成という性質は，連続ウェーブレットで一般的に用いられているメキシカンハット関数やフレンチハット関数などのアナライジングウェーブレットにはない性質であり，本研究でDaubechies関数を用いた理由はそこにある。

ステップ3の結果を論ずる前に，コロモゴロフ乱流理論を用いて，各ウェーブレットレベルと波数との関係について検討した。コロモゴロフ波数k_kは，

$$k_k=\left(\frac{\varepsilon}{\nu^3}\right)^{\frac{1}{4}} \quad \cdots\cdots (7)$$

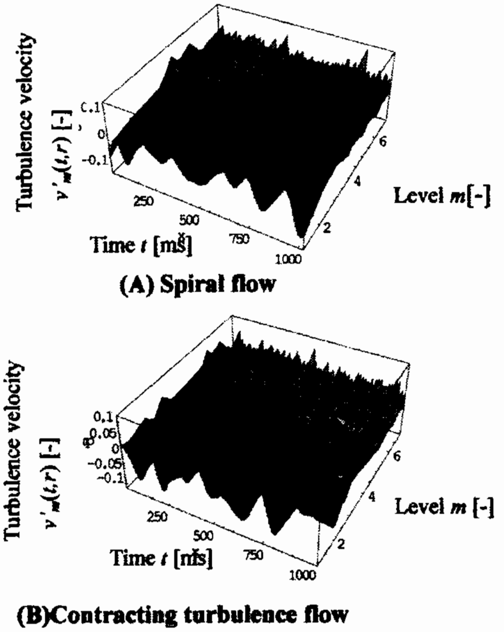


Fig.8　Multiresolution analysis for turbulence velocity at $R=R^-$.

であり，ここで，νは動粘性係数，εはエネルギー輸送率で，それは，

$$\varepsilon=A\frac{v_0(r)^3}{l_0} \quad \cdots\cdots (8)$$

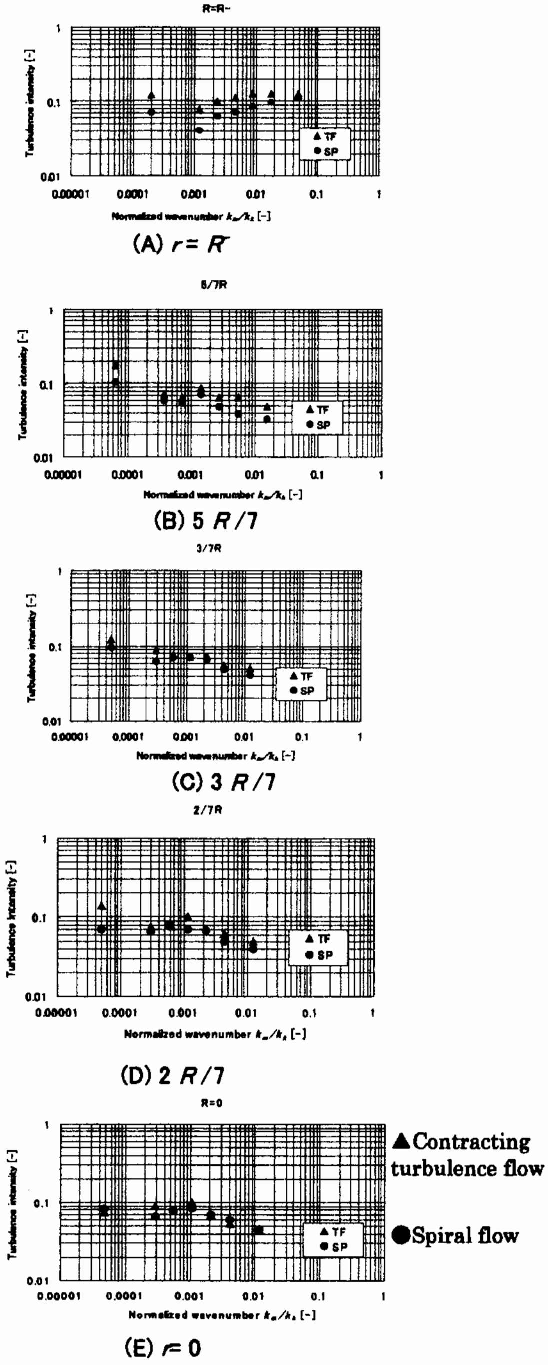


Fig.9　Normalized turbulence intensity at radial direction.

であり，$v_0(r)$ は半径位置 r における代表的な速度変動の大きさ，l_0 はエネルギー保有領域の長さスケールである。本研究では，$v_0(r)$ は半径位置 r における平均乱流速度 $\bar{v}'(r)$ とし，l_0 は管路半径（$=D/2$），定数 A は1.0とした。そして，各ウェーブレットレベルにおける代表波数 $k_m(r)$ を

$$k_m(r)=\frac{2\pi f_R}{v_0(r)} \quad \cdots\cdots (9)$$

で求めた。ここで，f_R は前記Fig.7に示した各ウェーブレットレベルのフーリエ変換によるP. S. D.値が最大値をとるときの代表周波数である。代表的に $r=0$ におけるウェーブレットレベル m と代表波数 k_m との関係はTable 1に示したとおりであり，レベル0の代表波数はエネルギー保有領域の波数 k_c 周辺を，また，レベル6の最大波数 k_{6max} は，コロモゴロフ波数周辺に相当している。このことは $r=0$ 以外の半径位置においても確認した。以上のことから，ウェーブレットレベルのレンジは，エネルギー保有領域から散逸領域をカバーしていることがわかる。

ステップ3の結果である半径方向位置 r をパラメータとして，各ウェーブレットレベルの代表波数 k_m をコロモゴロフ波数 k_k で無次元化した無次元波数と，乱流強度 $Sv'_m(r)$ との関係はFig.9に示したとおりであり，代表的に $r=R^-$，$r=5R/7$，$r=3R/7$，$r=2R/7$，および $r=0$ を示している。これらの図から，一般的な傾向として，管壁周辺の $r=R^-$ においては，無次元波数が変化してもその $Sv'_m(r)$ 値はさほど変わらないが，それ以外の $r=5R/7$ から $r=0$ の位置では，無次元波数が大きくなると，その $Sv'_m(r)$ 値は小さくなる。Champagneらは管内流について，この波数 k とエネルギースペクトラムについて詳細に研究しており[(23)]，エネルギースペクトラムはコロモゴロフ波数に近づくほど低下し，本研究においても，エネルギースペクトラムに関与する縦軸の乱流強度には，$r=R^-$ を除いて同様の傾向がある。$r=R^-$ では境界層外部の乱流強度が最大の場所であるために，渦の分裂と合体とが大きな割合で生じていることが予想され，大きな波数でも乱流強度がそれほど変化しないと思われる。さらに，管路中心を除いた位置，すなわち，$r=R^-$，$r=5R/7$，$r=3R/7$，および $r=2R/7$ のレベル0と1では，スパイラルフローの $Sv'_m(r)$ 値は，漸縮小乱流よりも小さくなる。このレベル0と1のエネルギーは主に乱流境界層で生じた低周波数の渦のエネルギーに起因しており，その渦のエネルギーは漸縮小乱流と比べて小さいことを意味する。

Table 1 Relation between wavelets levels and representative wavenumber.

Minimum wavenumber in Level 0 k_{0min}	0.84×10^{-1} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 0 k_0	1.68×10^{-1} [cm^{-1}]
Wavenumber in energy contain area k_c	4.0×10^{-1} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 1 k_1	1.01×10^{0} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 2 k_2	1.93×10^{0} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 3 k_3	3.78×10^{0} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 4 k_4	7.39×10^{0} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 5 k_5	1.47×10^{1} [cm^{-1}]
Representative wavenumber in Level 6 k_6	4.11×10^{1} [cm^{-1}]
Maximum wavenumber in Level 6 k_{6max}	4.30×10^{1} [cm^{-1}]
Kolmogorov wavenumber k_k	8.62×10^{1} [cm^{-1}]

4.3 ウェーブレット自己相関関数の解析結果と考察

Fig.10はステップ4の結果であり，Fig.8の多重解像度波形に対する自己相関関数 $R_m(\tau, r)$ を2値化して表したものである。横軸は遅れ時間 τ を示し，縦軸はレベル0からレベル5までを示し，レベル6についてはその表記を省略している。代表的に $r=R^-$，$r=5R/7$，$r=3R/7$，および $r=0$ を示

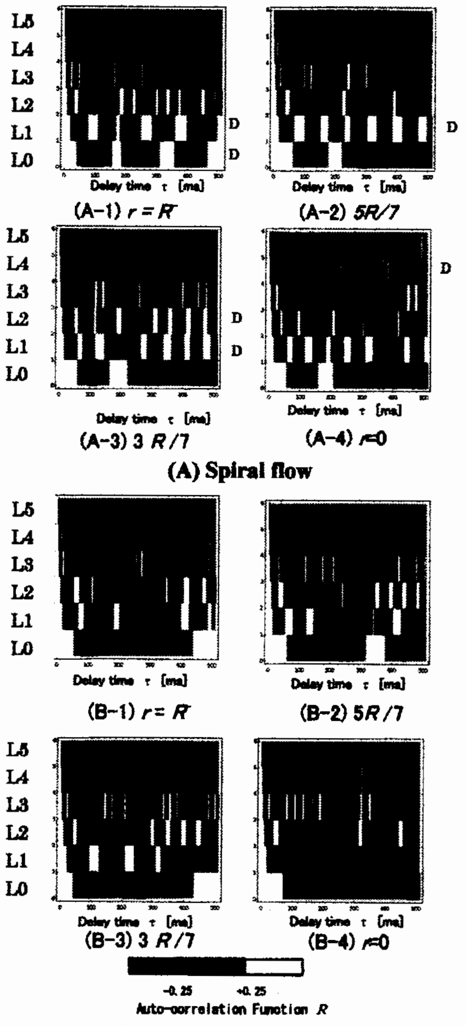


Fig.10 Binary auto-correlation.

し，自己相関関数$R_m(\tau, r)$の＋0.25以上を白色，－0.25以下を黒色，それ以外を灰色の3色で表示している。白色と黒色とが連続的に現れているウェーブレットレベルが時間周期性が強いドミナントなレベルである。

Fig.10 (A) に着目し，スパイラルフローの各ウェーブレットレベルと半径位置における時間周期性の遷移について考察する。はじめにレベル0に着目すると，管壁周辺の$r = R^-$において，強い時間周期性が現れているが，$r = 5R/7$，$r = 3R/7$，および$r = 0$と管路中心に近づくにつれて，その時間周期性は弱くなっている。この管壁周辺は，せん断応力が非常に大きい位置であり，低周波数成分の渦が生成している位置と予測できる。図中の記号Dは時間周期性の高いドミナントなウェーブレットレベルを示している。次にスパイラルフローのレベル1に着目すると，管壁周辺の$r = R^-$において依然として強い時間周期性が現れており，$r = 5R/7$と$r = 3R/7$では新たに時間周期性が現れる。レベル2に着目すると，管壁周辺の$r = R^-$から$r = 0$において，全体的に弱い時間周期性が見られ，特に$r = 3R/7$ではその周期性は高い。レベル3ではさほど時間周期性は現れていないが，レベル4に着目すると，管路中心の$r = 0$ではその時間周期性が観察される。しかしこのレベル4では，$r = R^-$，$r = 5R/7$，および$r = 3R/7$では，その時間周期性はあまり観察されない。以上のように，スパイラルフローでは，管壁周辺にその低周波数成分の時間周期性が現れ，それは管路内部に近づくに従って，より高周波成分の時間周期性が現れてくる傾向がある。

一方，漸縮小乱流では，スパイラルフローで確認されたその傾向は特に見ることはできない。具体的には，レベル0はどの半径位置においても，その時間周期性は観察されない。レベル1については$r = 5R/7$に，レベル2については$r = 3R/7$に，時間周期性がいく分現れるが，高い時間周期性とは

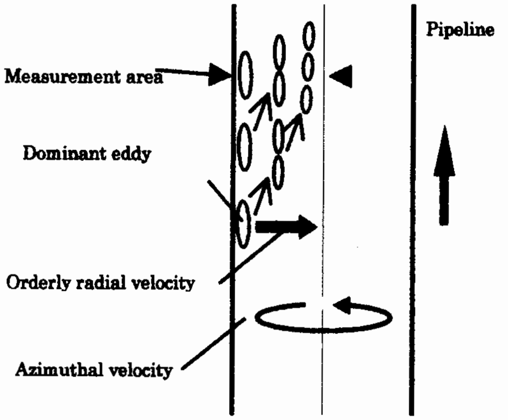


Fig.11 Image of turbulence transition in Spiral flow.

言えない。レベル3およびレベル4についても，特に高い時間周期性が現れているわけではない

一般的に，低周波数成分の渦は，管壁周辺の乱流境界層で生じ，分解合体を繰り返しながら，管路内を輸送される。以上の結果から，スパイラルフローの渦の遷移は，Fig.11に示したように模式的に推測することができる。すなわち，スパイラルフローの半径方向の規則的な流れがその時間周期性に寄与し，管壁周辺に生じた低周波数成分の渦が，その半径方向の規則的な流れにより，管路内部に輸送され，その過程で分解が生じ，管路中心付近では，より高周波成分の時間周期性が現れてくることと思われる。しかしながら，漸縮小乱流ではこのような半径方向の流れは存在せず，したがって，その時間周期性も現れてこない。

5. 結 論

スパイラルフローの軸乱れ速度分布に対して，離散ウェーブレット変換を施し，その多重解像度から，各無次元波数における乱流強度，および自己相関関数を得ることにより，次のことが明らかとなった。

(1) 管路中心を除いた半径位置において，レベル0と1では，スパイラルフローの乱流強度値は，漸縮小乱流よりも小さい。このレベル0と1のエネルギーは主に乱流境界層で生じた低周波数の渦のエネルギーであり，その渦のエネルギーは漸縮小乱流と比べて小さいことを意味する。また，スパイラルフローのウェーブレット乱流強度は，管壁周辺を除いて，無次元波数が大きくなるに従って小さくなることを確認した。

(2) 離散ウェーブレット自己相関関数を調べることにより，スパイラルフローの低周波数帯は，管壁付近で時間周期性が現れ，管中心に近づくにつれて，その時間周期性は高周波数帯に遷移していった。これは，スパイラルフローの半径方向の規則的な流れがその時間周期性に寄与していることと思われる。一方，漸縮小乱流ではそのような時間周期性は現れてこない。これは，漸縮小乱流では，このような半径方向の流れは存在しないことに起因する。

参考文献

(1) K. Horii, Y. Matsumae, X. Cheng, M. Takei and E. Yasukawa, Focusing Phenomenon and Stability of Spiral-Flow Jet, *Trans. of the Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.33, No.102, pp.141-153 (1991).

(2) 武居昌宏, 堀井清之, 橋本文作, 片岡 勲, 伊藤博幸, 松前祐司, スパイラルジェットの高安定性に関する研究－軸乱れ速度分布と安定性との関係－, 日本航空宇宙学会誌, Vol.43, No.494, pp.129-136 (1995).

(3) K. Horii, Using Spiral Flow for Optical Cord Passing, *Mechanical Engineering ASME*, Vol.112, No.8, pp.68-69 (1990).

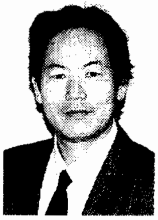
(4) 武居昌宏, 堀井清之, 橋本文作, 片岡 勲, 伊藤博幸, 松前祐司, スパイラル・ウォータージェットを用いた軟質物の切削, 日本航空宇宙学会誌, Vol.42, No.490, pp.674-685 (1994).
(5) K. Horii, Y. Matsumae, X. Cheng, M. Miyamoto and M. Takei, A study of Spiral Flow (Part 2) －Vortex Phenomena in a Specially Shaped Bend－, *Trans. of the Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.31, No.92, pp.71-78 (1988).
(6) K. Horii, Y. Matsumae, X. Cheng, M. Miyamoto and M. Takei, A study of Spiral Flow (Part 3) －Opening and Orientation Control of Fiber by Spiral Flow－, *Trans. of the Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.31, No.92, pp.71-78 (1988).
(7) 上田 寛, 武居昌宏, 趙 耀輝, 李 輝, 越智光昭, 富田侑嗣, 堀井清之, スパイラルフローを用いた管内壁への低接触化空気輸送, 日本航空宇宙学会誌, Vol.46, No.534, pp.393-397 (1998).
(8) K. Miyazaki, G. Chen, J. Kudamatsu, T. Sugimoto, F. Yamamoto and K. Horii, High-efficiency Soil Transportation with Spiral Airflow, *Trans. of the Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.42, No.137, pp.105-111 (1999).
(9) N. A. Chigier. *et al.*, Experimental and Theoretical Study of Turbulent Swirling Jets Issuing from a Round Orifice, *Israel J. Technol.* **4**, pp.44-54 (1966).
(10) 李 輝, 富田侑嗣, 水平管における旋回流空気輸送の研究, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.59, No.558, pp.95-102 (1993).
(11) 李 輝, 富田侑嗣, 船津勝也, 鉛直管における旋回流空気輸送の研究 (圧力損失と流動様式), 日本機械学会論文集 (B編), Vol.60, No.572, pp.165-170 (1994).
(12) 李 輝, 富田侑嗣, 鉛直管内固気二相旋回流の数値シミュレーション, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.62, No.603, pp.56-63 (1996).
(13) 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).
(14) 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, pp.53-61 (1995).
(15) 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, pp.33-38 (1999).
(16) H. Li and T. Nozaki, Application of Wavelet Cross-correlation Analysis to a Plane Turbulent Jet, *JSME Int. Journal Fluids and Thermal Eng.* Vol.40, No.1, pp.58-66 (1997).
(17) 斉藤兆古, 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, No.10, pp.833-839 (1996).
(18) 緑川洋一, 早野誠治, 斉藤兆古, 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, pp.128-133 (1997).
(19) H. Li, M. Takei, M. Ochi, Y. Saito and K. Horii, 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, No.137, pp.120-127 (1999).
(20) K. Horii, *US. PAT.* No.4, 721, 126, *UK. PAT.* No.2, 180, 957 (1988).
(21) K. Miyazaki, G. Chen, F. Yamamoto and K. Horii, Numerical Investigation of a Self-Generating Spiral Flow, *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.42, No.137, pp.135-140 (1999).
(22) 例えばG.K. Batchelor, An Introduction Fluid Dynamics, 東京電気大学出版局 pp.549-557 (1972).
(23) F.H. Champagne, The Fine-scale Structure of the Turbulent Velocity Field, *J. Fluid Mech* Vol.86, Part1, pp.67-108 (1978).

執筆者紹介

武居 昌宏 Masahiro TAKEI
日本大学理工学部機械工学科専任講師 工学博士
専門分野：固気二相流
1995年早稲田大学大学院理工学研究科博士課程終了。CTによる固気二相流の可視化, ウェーブレットによる画像処理, 旋回噴流, 旋回流を用いた粉体輸送などの研究に従事。

越智 光昭 Mitsuaki OCHI
日本大学理工学部機械工学科教授 工学博士
専門分野：流体工学, 固気二相流, 超音波輸送
1973年日本大学大学院理工学研究科博士課程所定単位修得退学, 現在に至る。

斎藤 兆古 Yoshifuru SAITO
法政大学工学部電気電子工学科教授 工学博士
専門分野：電磁気学
1975年法政大学大学院博士課程修了。計算電磁気学, 逆問題, ウェーブレット変換応用研究などに従事。



堀井 清之 Kiyoshi HORII
白百合女子大学教授, 東北大学客員教授 工学博士
専門分野：流体工学
1967年早稲田大学理工学部卒。同理工学研究科化学工学博士課程修了。スパイラル流の基礎研究とその応用（光ファイバの通線, プラズマ制御, 粉体表面改質), ならびに, 学際領域としての文理融合知研究（コンピュータによる文学作品の文体構造可視化）に従事。'95年科学技術庁長官賞, 同年新技術財団市村賞, 2000年日本機械学会流体工学部門貢献賞など受賞。