長方形断面柱をおいた平行平板間流れの乱流構造*

中川 慎二^{*1}, 千田 衛^{*2}, 山上 賢二^{*3}
新田 憲司^{*4}, 吉川 進三^{*2}

Turbulent Structure in a Channel Flow with a Rectangular Cylinder

Shinji NAKAGAWA, Mamoru SENDA, Kenji YAMAGAMI,
Kenji NITTA and Shinzo KIKKAWA

An experimental study was made in a channel flow with a rectangular cylinder having the various width-to-height ratio, b/h , of 0.5, 1, 2 and 3. The unsteady flow past the rectangular cylinder was measured by laser Doppler velocimetry and its characteristics were studied in terms of the phase-averaged statistics of the periodic and turbulent velocity components as well as the statistical turbulent quantities. Turbulent intensities on the centerline of the channel have their maxima near the rear stagnation point of the recirculation region. Wavelet analysis of the normal velocity component reveals that the periodic velocity fluctuation disappears intermittently for $b/h=2$. Furthermore, the phase-averaged results using the wavelet analysis show that, in the case of $b/h=2$, the contribution of the periodic components to the time-averaged statistics is smaller than that of the turbulent components while the former predominate over the latter in the other cases.

Key Words: Turbulent Structure, Vortex, Rectangular Cylinder, LDV, Phase Average, Wavelet Analysis

1. 緒 言

平行平板間流路内に乱流促進体としてブラフボディを挿入すると、その下流ではブラフボディからの放出渦のために流路壁面において熱伝達が促進される。このような伝熱促進を積極的に利用するために、数多くの研究^{(1)~(4)}が行われている。これまで我々は、断面辺長比の異なる長方形断面柱をブラフボディとして平行平板間流路内に挿入し、熱伝達率の測定、流れの可視化と壁面熱流束変動の測定を行った⁽¹⁾。その結果、角柱の下流において熱伝達率分布に極大値が現れ、その位置が断面辺長比により変化することを示し、また壁面熱流束が渦の放出周波数で変動することを明らかにした。さらに断面辺長比が2の場合には角柱の後流幅が変化し、熱流束変動の周期性が弱まることを指摘した。この様に、角柱下流における伝熱促進には、挿入物体から周期的に放出される渦や、それによる流れの非定常化が大きく関与している。そのため、非定常な流れ場に関する詳細な知見、とりわけ周期的に放出される大規模構造の渦についての定量的な情報が必要と考えられる。

Durao ら⁽⁵⁾は、一様流中に挿入した正方形柱後流の速度をレーザードップラ流速計(LDV)により測定した。彼らは、得られた速度変動に対してデジタルバ

ンドパスフィルタを適用し、周期的な変動とそれに重ね合わされた変動とを分離した。その結果、角柱後流の乱れ強さとレイノルズ応力の増加は、周期的な渦放出の結果であることを示し、流れ場の解析には、乱流と放出渦による周期変動の両方を考慮する必要があることを指摘している。また、Lyn ら⁽⁶⁾は、同様の流れ場をLDVにより測定するとともに、角柱側面での圧力信号を位相基準信号として、位相平均処理を行った。そして、瞬時の速度を、時間平均成分、周期変動成分、乱流成分へと分離し、放出渦の構造と乱流場との関連について検討を行い、後流中に存在する渦の重要性を指摘している。

本研究では、平行平板間流路内に挿入された長方形断面柱の後流に着目し、LDVにより乱流統計量を測定し、角柱後流の乱流構造と、断面辺長比がそれに及ぼす影響を明らかにする。さらに上述のように、角柱後流においては角柱からの放出渦が流れ場に対して大きな影響を与えるため、位相平均処理を行った。位相基準信号としては、同じ流れ場のある特定点において得られる周期性の強い圧力変動や速度変動信号を用いることが多い。この場合、測定対象となる速度以外の物理量を測定しなければならない煩雑さに加えて、測定点と位相基準点との空間的な隔たりに起因する、ジッターの影響を考えなければならない。ジッターとは、大規模組織構造の移流速度、形状、大きさ、位置などの揺らぎによって生じる周期変動からのずれを意味し、位相平均結果を不鮮明にすることがある⁽⁷⁾。我々は矢尾

* 原稿受付 1997年6月24日。

^{*1} 正員, 同志社大学大学院 (☎610-0321 京田辺市多々羅都谷1-3)。^{*2} 正員, 同志社大学工学部。^{*3} 准員, 新明和工業(株) (☎663-8122 西宮市小曾根町1-5-25)。^{*4} 学生員, 同志社大学大学院。

ら⁽²⁾と同様に、測定対象となる速度信号に対してウェーブレット解析^{(8), (9)}を適用することで、測定速度そのものから卓越した周期変動の位相情報を取り出し、これを位相基準信号として位相平均処理を行った。ウェーブレット解析は最近注目を集めている信号処理法であり、フーリエ解析と同様に周波数領域の情報を得ることができるだけでなく、時間領域での情報も同時に得ることができるため、本論文で扱う大規模構造の渦を伴う流れに対して有効な解析方法であると考えられる。

2. 実験装置と方法

本研究で使用した実験装置の概略図を図1に示す。作動流体である水は、下流タンク①から循環用ポンプ②によって上流タンク③に汲み上げられ調節用バルブ⑤を通り、ハニカム・整流用金網から成る整流部⑥を通り、コントラクション⑦で断面積を5/54に絞られた後、テストセクション⑧に入る。上流タンクにはヘッドを一定に保つために、オーバーフローパイパス④を設置した。流量は60度三角堰⑨で測定し、所定の流量に設定した。

テストセクションの概略図を図2に示す。平板間距離 $H=50\text{mm}$ の流路対称軸上に、長方形断面柱をその前面がテストセクション入口から $0.6H$ の位置になるように設置した。長方形断面柱としては、その高さ $h=10\text{mm}$ が一定であり、流れ方向長さ b が異なる、断面辺長比 b/h が 0.5, 1, 2, 3 の4種類を使用した。角柱のスパン方向の長さは、テストセクションと同じ

Fig.1 Experimental apparatus

Fig.2 Schematic diagram of test section

350mmである。座標系は、テストセクション入口断面の流路対称軸を座標原点とし、流れ方向に x 、壁面方向に y とした。また、長方形断面柱の背面からの流れ方向距離を x^* とした。

速度の測定には、レーザードップラー流速計 (LDV) を使用した。LDV装置 (KANOMAX SYSTEM 9100-7) は光源に Ar イオンレーザーを用いた差動、後方散乱型のシステムで、2カラー4ビーム方式により、2方向の速度成分が同時に測定できる。また、ブラッグセルを用いて光学的な周波数シフトをかけることにより、負の流速の測定が可能である。本研究では 500[kHz] の周波数シフトを行っている。さらに、コーナキューブとレンズからなるリフレクタで、前方散乱光を LDV の受光部側へ反射することにより、サンプリングレートを向上させた。サンプリングレートは測定位置により異なるが、約 400Hz であった。散乱光はフォトマルチプライアで受光し、信号処理にはカウンタタイプ信号処理器 (KANOMAX SYSTEM 1980B) とパーソナルコンピュータを使用した。

実験は、テストセクション入口での断面平均流速 U_m を代表速度、平板間距離 H を代表長さとして求めたレイノルズ数 Re を 15000 として行った。各測定点で約 45000 個のデータから乱流統計量を算出した。また位相平均処理では 60000~80000 個のデータから後に示す条件でデータを抽出し、アンサンブル平均を行った。なお、各角柱を設置した後、流れが流路中心軸について対称であることを確認した後、中心軸より下側の領域について測定を行った。

3. データ解析

3.1 変動速度成分の分解 従来、乱流については、瞬時の流速 u を時間平均流速 U とそれからの変動成分 u_r との 2 成分に分解する、レイノルズ分解が行われてきた。

$$u(x, y, t) = U(x, y) + u_r(x, y, t). \quad (1)$$

本研究で扱う流れには、角柱から放出される渦が存在する。その渦の長さスケールは角柱高さあるいは平板間距離と同等と考えられ、乱流のスケールに比較すると十分に大きい。よって本報では、角柱からの放出渦によって構成され、速度の周期的変動を引き起こす組織構造を、大規模構造と呼ぶ。このような大規模構造による周期的変化を含む流れにおいては、式(1)の表現では、大規模構造とそれに重なる乱流変動が分離されない。そのため、瞬時の流速 u を

$$u(x, y, t) = U(x, y) + u_p(x, y, t) + u_r(x, y, t), \quad (2)$$

のように、三成分に分解する。ここで、 u_p は大規模構造による周期変動成分、 u_t は乱流変動成分を表す。このとき、位相平均流速 $\langle u \rangle$ は、次式で定義される。

$$\langle u \rangle = U + u_p. \quad (3)$$

また、乱流変動と大規模構造の時間スケールが異なることから、 u_r の二乗平均値とレイノルズ応力 $-u_r v_r$ を三成分分解に基づいて表すと次式となる。

$$\overline{u_r^2} = \overline{(u_p + u_t)^2} = \overline{u_p^2} + \overline{u_t^2}, \quad (4)$$

$$-\overline{u_r v_r} = -\overline{u_p v_p} - \overline{u_t v_t}. \quad (5)$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は時間平均値を表す。

この様に流れ場を時間平均場、角柱から放出される大規模構造の渦と、それに重ね合わされた乱流変動に分解するためには、測定された速度の時系列データに対して位相平均処理を施す必要がある。位相平均法とは、流れ場の一点ごとに得られる時系列信号を、同じ流れ場において得られる周期性を持つ基準信号の位相に同期させてアンサンブル平均を行うものである⁽¹⁰⁾。本研究では、各測定点における垂直方向の速度変動に対して、次節に示すウェーブレット解析を適用することで、基準となる位相信号を取り出し、一周期を 20 区間に等分し、各区分での速度のアンサンブル平均を求めた。アンサンブル平均の回数は測定点ごとに異なるが約 200 回であった。ただし、速度変動の周期が渦の放出周期から 5% 以上ずれた場合には、位相平均処理から除外した。

3.2 ウェーブレット変換 ウェーブレット変換では、時間的にも周波数的にも局在した基本ウェーブレット関数に、スケール変換とシフト変換を行って得られる関数の組を基底関数として用いる。本論文では矢尻ら⁽⁹⁾にならって、基本ウェーブレット関数として時間一周波数空間においてもっとも局在性がよいガボール関数、

$$\varphi(t) = \pi^{-1/4} \left(\frac{\omega_p}{\gamma} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t\omega_p}{\gamma} \right)^2 - i\omega_p t \right], \quad (6)$$

を用いる。ここで、 ω_p は中心周波数であり、 $(2\omega_p/\gamma)$ は周波数空間での半値幅を示す。このガボール関数は厳密な意味ではアドミッシブル条件を満たさないが、

$\gamma = \pi\sqrt{2/\ln 2}$ とすれば実際上問題ない⁽⁸⁾。ウェーブレッ

ト関数 $\varphi_{a,b_i}(t)$ は、この基本ウェーブレット関数を a 倍スケール変換した後に、原点を b_i だけシフトして得ら

れる。

$$\varphi_{a,b_i}(t) = a^{-1/2} \varphi \left(\frac{t-b_i}{a} \right). \quad (7)$$

解析したい関数 $f(t)$ のウェーブレット変換 $Wf(a,b_i)$ は、

$$Wf(a,b_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\varphi}_{a,b_i}(t) f(t) dt \quad (8)$$

で定義される。ここで $\hat{\varphi}_{a,b_i}(t)$ はウェーブレット関数の複素共役を表す。ガボール関数は複素ウェーブレットであるため、ウェーブレット係数の実部と虚部から求められる絶対値と位相の情報を得ることができる。ウェーブレット係数の絶対値はあるスケールに対応する成分の強さを示し⁽⁹⁾、解析対象の信号 $f(t)$ に、スケール a に対応する周波数成分が含まれていると、 a でのウェーブレット係数の絶対値が大きくなる。これによって、時刻 b_i において $f(t)$ に含まれる周波数成分を検出することができる。なお、ウェーブレット解析を行うにあたり、3 次の自然スプライン補間により等間隔にサンプリングされた速度データを解析対象信号として用いた。ただし、アンサンブル平均には生の測定データだけを使用した。

4. 結果と考察

4.1 時間平均流れ場 レイノルズ分解に基づく時間平均流速 U 、 V 、乱れ強さ u_r' 、 v_r' とレイノルズせん断応力 $-u_r v_r$ を、テストセクション入口からの流れ方向距離 x/H が異なる三断面について、図 3~5 に示す。流れ方向流速 U は、角柱後流での速度欠損のために、角柱に近い断面の中心軸上でくぼんだ分布となる。垂直方向の流速 V は、速度欠損が回復するように中心に向かう正の値をとっており、下流になるにつれて 0 に近づいている。流れ方向の乱れ強さ u_r' は U の勾配が急な位置で極大となるのに対して、垂直方向の乱れ強さ v_r' は中心軸付近で極大となり、その値は u_r' よりも大きい。このような、流れとそれに垂直方向との乱れ強さの非等方性は、Durai ら⁽¹¹⁾ にも報告されており、角柱後流の特徴である。 v_r' が大きくなるのは、角柱からの離せん断層が中心軸を横切って大きく巻き込まれるためと考えられる。 $b/h=2$ と 3 の場合には、流路全域にわたって v_r' 、 u_r' が他の場合よりも小さい。これは、角柱から放出される渦が弱いためと考えられる。

図 5 に示したように、 $b/h=0.5$ と 1 とでは、レイノルズ応力の極大値の位置は、 x/H の増加により壁面方向へ移動しているのに対して、 $b/h=2$ では極大値の位置が断面によらずほぼ一定である。また、 $b/h \geq 2$ では、 u_r' が $y/H = -0.3 \sim -0.4$ で極小となる。前報⁽¹⁾では流

れの可視化によって、断面辺長比が2以上になると角柱側面への再付着が発生し、放出渦のスケールが小さくなることを示した。また、谷口ら⁽¹⁰⁾によれば、辺長比の増加に伴って、角柱前縁からはく離れた流れが巻き込んで形成される渦から、角柱前縁ではく離れた流れが角柱側面へ付着し、後縁から再びはく離れた流れが巻き込んで形成する渦へと、流れのパターンが変化する。このような流れの変化によって、 $b/h \geq 2$ と $b/h < 2$ とでは、時間平均統計量の分布に変化が現れたと考えられる。

Fig.3 Time-averaged velocity; (a)axial velocity; (b)normal velocity; $\square$ $b/h=0.5$; $\circ$ $b/h=1$; $\triangle$ $b/h=2$; ∇ $b/h=3$

Fig.4 Time-averaged turbulent intensity; (a)axial turbulent intensity; (b)normal turbulent intensity; $\square$ $b/h=0.5$; $\circ$ $b/h=1$; $\triangle$ $b/h=2$; ∇ $b/h=3$

Fig.5 Time-averaged Reynolds shear stress; $\square$ $b/h=0.5$; $\circ$ $b/h=1$; $\triangle$ $b/h=2$; ∇ $b/h=3$

流れ方向の平均流速 U と乱れ強さ u_r', v_r' の中心軸上での分布を、 $b/h=1$ に対する Durao ら⁽⁶⁾ と Lyn ら⁽⁶⁾ の結果とともに図6に示す。図の横軸は角柱背面からの無次元距離 x^*/h である。彼らの結果と比較すると、我々の正方形断面柱についての結果は、角柱背後に形成される循環流領域の流れ方向の広がりが小さく、また垂直方向の乱れ強さが大きい。これは、本研究のブロックage比が20%と他の研究(Durao ら; 13%, Lyn ら; 7%)よりも大きいため、はく離せん断層の垂直方向への広がりが抑制され、角柱背面付近での巻き込みが激しくなり、その結果として流れの回復が早くなっているためと考えられる。

すべての角柱において、 U が負から正となる循環流領域の閉じる後方よどみ点において、乱れ強さが極大値をとる。 $b/h=2$ の場合には、循環流領域の後方よどみ点と角柱背面との距離がもっとも大きく、また垂直方向の乱れがもっとも小さくなっている。このことは、角柱後流での巻き込みが弱く、循環流領域の回復が遅れるためと考えられる。これらの結果は、円柱後流について、乱れ強さが最大となる位置で定義される渦形成領域の長さの増加が、乱れ強さの最大値の減少および円柱背後への巻き込み強さの減少をもたらすという報告⁽¹¹⁾と一致している。

角柱から放出される渦の周波数を調べるため、自己

Fig.6 Centerline distributions of velocity characteristics; (a) axial velocity; (b) axial turbulent intensity; (c) normal turbulent intensity; + Durao et al.; $\diamond$ Lyn et al.; $\square$ $b/h=0.5$; $\circ$ $b/h=1$; $\triangle$ $b/h=2$; ∇ $b/h=3$

相関関数をフーリエ変換することでパワースペクトルを求め⁽¹²⁾, スペクトル解析を行った. $x/H=2.0$, $y/H=0$ でのパワースペクトルを, $b/h=1$ について図 7 に, $b/h=2$ について図 8 に示す. $b/h=1$ における垂直方向速度のパワースペクトルには, 角柱からの放出渦の周期が鋭いピークとして現れている. $b/h=0.5$, 3 でも同様なスペクトル分布が得られており, 速度が周期的に変動していることが確認された. $b/h=2$ ではパワースペクトルの分布形状がなだらかなり, 速度変動の周期性が弱いことがわかる. なお, $b/h=1$ における中心軸上での流れ方向速度のパワースペクトル (図 7(a)) には, 渦放出周波数 f_n の 2 倍の周波数においてもピークが現れているが, この原因については後ほど説明する.

スペクトル解析によって求めた渦の放出周波数 f_n , 角柱挿入位置での断面平均流速 U_m^* と角柱高さ h で定

Fig.7 Power spectra for $b/h=1$ at $x/H=2.0$ and $y/H=0$; (a) axial velocity; (b) normal velocity

Fig.8 Power spectra for $b/h=2$ at $x/H=2.0$ and $y/H=0$; (a) axial velocity; (b) normal velocity

Fig.9 Variation of Strouhal number with b/h ; ○ present result ($Re^*=3800$); □ Yao et al ($Re^*=1440$); △ Okajima ($Re^*=3800$); ▽ Igarashi et al ($Re^*=16000$); × Taniguchi et al ($Re^*=16000$)

義したストローハル数 St を図 9 に示す. 図には, 文献との比較のため, U_m^* と h で定義されるレイノルズ数 Re^* を示す. 我々の結果は $b/h \leq 1$ において他の研究者による結果^{(10),(13),(14)} とよく一致するが, $b/h \geq 2$ ではそれよりも大きな値をとる. 谷口ら⁽¹⁰⁾ によると, $b/h \geq 2$

Fig.10 Wavelet transform for $b/h=0.5$; (a) normal velocity; (b) modulus; (c) phase

Fig.11 Wavelet transform for $b/h=1$; (a) normal velocity; (b) modulus; (c) phase

では角柱前縁ではなく離れた流れが角柱側面へ再付着するようになり、 $2 \leq b/h < 3$ では後流中に複数の卓越周波数が存在し、角柱前縁からのはく離せん断層の巻き込みによる渦と、はく離流の一部が側面に付着して後縁で巻き込んで形成する渦が混在する。そして $b/h \geq 3$ で

Fig.12 Wavelet transform for $b/h=2$; (a) normal velocity; (b) modulus; (c) phase

Fig.13 Wavelet transform for $b/h=3$; (a) normal velocity; (b) modulus; (c) phase

は、前縁ではなく離流はすべて角柱に再付着し、後縁からのはく離せん断層による渦だけが存在する。本研究においては、複数のストローハル数の存在は確認されていないが、 $b/h \geq 2$ でストローハル数が大きくなることから、一様流中と同様に角柱側面への再付着が発生しているものと考えられる。

4・2 ウェーブレット解析 垂直方向の流速 ($x/H=1.4$, $y/H=-0.36$) に対してウェーブレット変換を行った結果を図 10 から図 13 に示す。図において、(a)は解析対象である速度データとそれにスプライン補間を施した結果を、(b)と(c)はウェーブレット係数の絶対値(modulus)と位相(phase)の等高線図を示す。(b)、(c)では、得られた絶対値と位相の時間一周波数上での構造が明瞭に観察できるように、図の右に示した濃淡により、絶対値と位相を表示している。 $b/h=0.5, 1, 3$ では、その生の速度データを見ても明らかなように、速度は周期的に大きく変動している。この時、ウェーブレット係数の絶対値はスペクトル解析で得られた渦の放出周波数において大きくなり、時間的な変動は少ない。また、位相は絶対値の大きな周波数帯ではほとんど変化せず、その等高線は縦軸に平行である。しかし、渦放出周波数から離れると、流れに含まれる様々な周波数成分により、位相の等高線に分岐構造が現れる。

$b/h=2$ (図 12) では、渦放出周波数においてウェーブレット係数の絶対値が断続的に減少する。絶対値が小さい時刻においては、速度変動波形においても周期的な変動が弱まることが確認できる。先に示したパワースペクトルのピークが弱まるのは、この様に放出渦の周期的変動が断続的に減少するためである。この周期性の消失は、流れの可視化によって観察された後流幅の断続的な減少(1)によるものと考えられる。後流幅の狭い流れとなった場合、流路中心部においては、周期的な変動は存在するとしても、壁面に近い位置では、角柱からの放出渦の影響が及ばないため、速度の周期変動が消失すると考えられる。

図 10～13 において、(a)の速度と(c)の位相とを比較すると、速度変動 1 周期に対して、位相が 0° から 360° まで変化していることがわかる。したがって、ウェーブレット解析を応用することで、測定対象である速度変動そのものから、卓越した周期変動の位相情報を抽出できることが分かる。しかし、 $b/h=2$ の場合には、ウェーブレット係数の絶対値の小さい、つまり速度変動の周期性が低いと考えられる時刻においても、ウェーブレット関数の中心周波数付近に対応する周期で、位相は周期的な変化を示す。周期性の減少する区

Fig.14 Variations of velocity characteristics with phase for $b/h=1$ at $x/H=1.2$; (a) phase-averaged velocity; (b) phase-averaged turbulent intensity; (c) Reynolds shear stress Δ and kinetic energy $\diamond$; $\circ$ axial component; $\square$ normal component; Solid line denotes time-averaged axial velocity and Broken line time-averaged normal velocity.

Fig.15 Schematic diagram of flow fields induced by shedding vortices

間を位相平均処理に含めると、大規模な渦の構造をとらえることができない可能性がある。そのため、絶対値に対して条件付けを行うことでこれを防いだ。具体的には、その位置の時間平均乱れ強さを振幅とし卓越周波数で変動する正弦波にウェーブレット変換を施し、基準となる絶対値を求める。そして、実際に処理を行うデータの絶対値が、基準値の 0.5 倍以上となる区間のデータだけを位相平均に使用した。この絶対値のしきい値は予備的に種々変化させ、その値によらず一定の結果が得られることを確認した。ただし、 $b/h=2$ 以外の場合には、図 10～13 の(a)および(b)から明らかにように、周期性は強く、また、ウェーブレット係数の絶対値も大きいので、絶対値に対する条件を付けなくても、結果はほとんど同じであった。以上のような処理により、 $b/h=2$ のように周期性が断続的に弱まる場合にも、ウェーブレット係数の絶対値を利用することで大規模構造の渦の特徴を調べることが可能である。

4・3 大規模構造による周期変動速度場 ウェーブレット解析により取り出した位相を基準信号として求めた位相平均処理の結果を、 $b/h=1$ について図 14 に示す。本研究では、各測定点の速度変動から位相を決定しているため、測定点間の位相のずれについての情報は得ることができない。しかし、円柱後流について、流れに垂直な方向には位相のずれはほとんど起こらないことが報告されている⁽¹⁵⁾ことから、本研究においても y 方向の位相のずれは無視できると考えられる。図 14(a)の速度の周期変動成分 u_p , v_p の変化は、図 15 に示す流れ場の模式図によって説明することができる。図 15 において、最上段の図は流れの中に存在する大規模構造とそれにより誘起される速度を示しており、その下の二つの図は、流れ場のある断面で観測される速度の時間変化を表している。最上段の図の横軸は流れ方向距離を、下段二つの図の横軸は位相を表しているため、それぞれ逆向きにとられている。

Fig.16-1 $b/h=0.5$ Fig.16-2 $b/h=1$ Fig.16-3 $b/h=2$ Fig.16-4 $b/h=3$

Fig.16 Contributions of periodic and turbulent components at $x/H=1.4$; (a) Reynolds normal stress(axial component); (b) Reynolds normal stress(normal component); (c) Reynolds shear stress; $\square$ time-averaged value; $\circ$ periodic component; $\triangle$ turbulent component

まず、図 15(a)により、中心軸上での速度の周期変動について考える。このとき、 v_p は上下からの放出渦により、その中心間で大きくあるいは小さくなる。一方、流れ方向に関しては、上下からの放出渦がどちらも流れを減速する方向に働き、渦中心が通過する位相付近において、 u_p の位相変化に極小が現れると考えられる。このため、中心軸上では角柱上下から放出された一対の渦により、 v_p が一組の極大、極小値をとるのに対して、 u_p はそれぞれの渦により極大、極小値を示す。図 7(a)の流れ方向速度変動のパワースペクトルで、渦放出周波数とその 2 倍の周波数においてピークが現れたのはこのためである。渦の中心よりも壁面に近い位置では、 u_p は v_p と同じ周波数で変動する。よって、図 15(b) に示したように、 u_p は下からの放出渦により増加、上からの放出渦により減少している。

図 14(b), (c)の乱れ強さ、乱れエネルギーの位相による変化を見ると、中心軸付近では渦が通過する位相において大きな値を示してことから、渦中心部に乱れの大きな領域が存在していると考えられる。また、図 15 で前述したように、 $y/H=0$ と $y/H=-0.12$ とでは u_p の変動の周期が異なる。このことは、渦中心が中心軸よりも流路壁側に存在するためである。角柱下側からの放出渦中心が通過する位相(0°)での乱れ強さの極大値は、 $y/H=-0.12$ において中心軸での値よりも大きくなることから、渦中心の y 方向位置がこの付近であることが推測される。乱れ強さの極大値は、 $y/H=-0.12$ では二つの位相において現れるが、 $y/H=-0.24$ では位

相 90° 付近で一つになる。これは、流路上側の渦の影響が小さくなるとともに、渦中心の周りに広がる比較的乱れの大きな領域が、同心円状ではなく、渦中心よりも上流側に伸びているためである。このような渦と乱れ強さ分布との関連は、Lyn ら⁽⁶⁾の報告と一致する。

4・4 周期変動と乱流変動との寄与 前節で示した位相平均結果を、すべての位相にわたってアンサンブル平均することで、乱流統計量の周期変動成分と乱流変動成分を求めた。その結果を各辺長比について図 16-1~16-4 に示す。これらの図で(a), (b)は、式(4)に基づいて、乱れ強さの二乗を示している。 $b/h=0.5$ と $b/h=1$ の場合には、周期変動成分の寄与が大きく、時間平均量と周期成分の極大値はほぼ同じ位置に現れる。これは、正方形柱後流についての Lyn ら⁽⁶⁾や矢尾ら⁽²⁾による結果と一致している。 $b/h=3$ では、 $b/h=0.5$ や $b/h=1$ に比べると周期変動成分が時間平均量に占める割合は小さくなり、乱流変動成分と同程度となる。一方、 $b/h=2$ においては、先に示したように放出渦による速度の周期変動が小さいために周期変動成分による寄与は小さく、乱流変動成分の方が支配的である。

5. 結論

平行平板間流路内に断面辺長比が異なる角柱 ($b/h=0.5, 1, 2, 3$) を設置し、その後流での乱流構造を明らかにするため LDV による速度の測定と、ウェーブレット解析を用いてその位相平均処理を行った。得られた主な結論を以下に示す。

(1) $b/h=0.5, 1$ の場合は、 $b/h=2, 3$ より後流の時間

平均乱れ強さは大きく、はく離した流れの角柱背面への巻き込みがより強く生じている。また、 $b/h=0.5$ が後流の回復が最も遅く、 $b/h=2$ が角柱下流に形成される循環流領域の流れ方向長さが最も大きくなる。

(2) 中心軸上の時間平均乱れ強さは、循環流領域の後方よどみ点近くで極大値をもつ。

(3) 垂直方向の速度変動に対してガボール関数を基本ウェーブレットとするウェーブレット解析を行った。ウェーブレット係数の絶対値と位相の分布は、 $b/h=0.5, 1, 3$ の場合には角柱から周期的な渦の規則的な放出を示している。一方、 $b/h=2$ の場合には、流れの可視化で示された後流幅の変化に対応して、放出渦の周期性が間欠的に減少している。

(4) ウェーブレット解析を用いて位相平均処理を行うことにより、角柱から放出される渦とそれに重なる乱流変動の成分を分離した。その結果、 $b/h=0.5, 1, 3$ の角柱下流の渦形成領域において、時間平均された乱れ強さやレイノルズ応力に占める周期的変動成分の割合は非常に大きく、大規模構造の渦が流れ場に大きく寄与していることが明らかとなった。しかし、 $b/h=2$ においては、放出渦による速度変動が小さく、また、速度変動の周期性が間欠的に弱まるため、大規模構造

の渦による寄与は乱流成分よりも小さい。

参考文献

- (1) S.Nakagawa et al., Proc. 3rd KSME-JSME Thermal Eng. Conference, Vol.1(1996), ME-203.
- (2) 矢尾・他 3 名, 機論, 60-580, B(1994), 4192-4199.
- (3) 鄭・他 2 名, 機論, 60-574, B(1994), 2149-2157.
- (4) 佐野, 機論, 62-604, B(1996), 4197-4203
- (5) D.F.G.Durao et al., Exp. in Fluids, Vol.6(1988), 298-304.
- (6) D.A.Lyn et al., J.Fluid Mech., Vol.304(1995), 285-319.
- (7) A.K.M.F.Hussain, Phys. Fluid, Vol.26(1983), 2816-2850.
- (8) 佐藤, 日本音響学会誌, 47(1991), 405-415.
- (9) M.Farge, Annu.Rev.Fluid Mech., 24(1992), 395-457.
- (10) 谷口・他三名, 機論, 54-498, B(1988), 256-264.
- (11) C.H.K.Williamson, Annu.Rev.Fluid Mech., 28(1996), 477-539.
- (12) D.V.Srikantaiah and H.W.Coleman, Exp. in Fluid, Vol.3(1985), 35-44.
- (13) A.Okajima, J.Fluid Mech., Vol.123(1982), 379.
- (14) 五十嵐, 機論, 50-460, B(1984), 3185-3192.
- (15) 木谷・松村, 機論, 51-463, B(1985), 775-781.