

エッジトーン現象によって噴流中に形成された組織構造の特徴*

(第1報, レイノルズ応力と乱れの生成項からの考察)

河合 勇太^{*1}, 辻 義之^{*2}, 久木田 豊^{*2}

Characteristics of Coherent Structures in

a Jet Indicating Edgetone Oscillations

(1st Report, Examination into Reynolds Stress and

Turbulence Energy Production)

Yuta KAWAI, Yoshiyuki TSUJI^{*3} and Yutaka KUKITA^{*3} Department of Energy Engineering and Science, Nagoya University,
Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

The characteristics of large-scale coherent structures were investigated for a two-dimensional turbulent ($Re=22\,000$) jet undergoing self-sustained oscillations due to the interactions with the leading edge of a flat plate. The edge was placed 20 times the jet initial thickness away from the nozzle exit, $x_1/b_e=20$. The flow in this geometry was characterized by periodic oscillations, or edgetone, whose length scale reaches a distance between nozzle and leading edge. The X -probe hot wire data were filtered and phase-averaged to discriminate the periodic velocity fluctuation components from the steady and the non-periodic components. The spatial distribution of the vorticity derived from the periodic velocity components indicate clearly the generation of large-scale coherent structures at the frequency of the jet oscillations. Each coherent structure, or a fluid volume with a correlated vorticity, increased monotonically its lateral extent and the maximum magnitude of vorticity in it, as it was transported toward the edge. The contribution of the periodic velocity fluctuations to the Reynolds stress and the turbulence energy production by far outweighed that of the non-periodic fluctuations in $10 \leq x_1/b_e \leq 30$. The coherent structures indicated monotonic decay along the flat plate.

Key Words: Edge Tone, Triple Decomposition, Conditional Sampling Method, Coherent Structure

1. 緒論

二次元自由噴流がくさび形物体に衝突する際、エッジトーン(Edgetone)と呼ばれる自励音が発生する⁽¹⁾。既報ではエッジトーンの卓越周波数に基づく三成分分解と条件付平均により、渦構造のスケールについて考察した⁽²⁾。その際、壁面近傍に組織構造が存在することが明らかになったが、流れ方向速度の測定のみからは十分な考察がおこなえなかった。本報では、三成分分解された乱れエネルギー式をもとに、この組織構造について詳しく調べた。同種の解析は、Hussainらにより軸対称噴流⁽³⁾⁽⁴⁾、混合層⁽⁵⁾について、磪田らにより二次元噴流^{(6)~(8)}、境界層⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾について試みられている。いずれの流れ場においても、組織構造の存在が見いだされており、それらと乱れエネルギー輸送の関連が議論されている。本論文では、エッジトーン現象で観察された組織構造が、混合層や境界層中の組織構造とどのような点で類似するか、また相違点は何かについて実験的に調べた。特にレイノルズ応力

項と、乱れエネルギーの生成項に焦点をあて、運動量や乱れエネルギーの輸送に組織構造が果たす役割について考察した。

おもな記号

 b_e : ノズル出口の幅 (=10 mm) x_1, x_2 : ノズル出口を原点とする主流、鉛直方向座標 u_1, u_2 : 変動速度の x_1, x_2 方向成分 u'_1, u'_2 : u_1, u_2 の rms 値 U_e : ノズル出口の x_1 方向平均速度 x'_1, x'_2 : 平板先端中心および壁面を原点とする主流、鉛直方向座標 ρ, ν : 流体の密度と動粘性係数 T : エッジトーン周期

2. 実験装置の概要

図1に測定部の概略図を示す。二次元自由噴流を平板に衝突させることによりエッジトーン現象を発生させた。実験条件は既報⁽²⁾と同一の Re 数 ($Re = U_e b_e / \nu = 22\,000$) に設定し、平板は二次元自由噴流の自己保存領域 ($x_1/b_e=20$) の流れに対して平行に設置した。平板長さは 735 mm、幅 200 mm、厚さ 6 mm である。平板の前縁形状は Narashimha 提唱のだ円形状とし

* 原稿受付 2005年7月19日。

^{*1} 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 正員、名古屋大学大学院工学研究科。

E-mail: c42406a@cc.nagoya-u.ac.jp

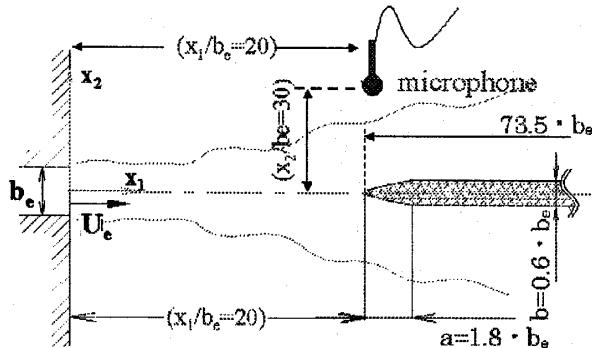


Fig. 1 Schematic view of experimental apparatus

た⁽¹⁾。より詳細な実験装置の説明は既報⁽²⁾を参照していただきたい。瞬時速度成分の測定は2本の直径5 μm タングステン線をX形配列して行った。その受感体積は約1 mm³である。熱線の駆動にはKANO-MAXの定温型熱線風速計(Model: SYSTEM 7000)を用いた。条件付き平均の参考信号としては、流れの影響を受けない位置、($x_1/b_e=20, x_2/b_e=30$)に固定したマイクロフォン(1/4 in)の音圧信号とした。本論文では噴流が平板に衝突する前方の領域 $x_1/b_e \leq 20$ を衝突噴流領域、また、衝突後の平板上の流れ場を壁面噴流領域と便宜的に定義し、以降用いる。

3. 条件付き三成分分解

三成分分解およびその条件付き統計量について説明する。同種の解析は、Hussainらにより軸対称噴流の渦構造⁽³⁾⁽⁴⁾、Cantwellらによる円柱後流の渦形成過程の研究⁽¹²⁾等に用いられてきた。式(1)に示すように瞬時速度変動 \tilde{u}_i をレイノルズ分解し、時間平均 \bar{u}_i と変動成分 u_i を求める。ここで添字 i は x_i 方向成分 ($i=1, 2, 3$) を表す。変動速度をさらに周期成分(添字 θ)と非周期成分(添字 s)に分解する。

$$\tilde{u}_i = \bar{u}_i + u_i, \quad (1)$$

$$\tilde{u}_i = \bar{u}_i + u_{i\theta} + u_{is}. \quad (2)$$

式(2)において、周期成分はエッジトーンによる卓越周波数帯とし、それらを除去した後、再び物理空間に戻すことで非周期成分 u_{is} を構成した⁽²⁾。

条件付き抽出法の参考信号は、既報⁽²⁾では平板前縁近くに設置したI形熱線の出力を用いたが、本実験では流れの外側に固定したマイクロフォンの音圧信号を用いた。本実験におけるエッジトーンの卓越周波数は40 Hzで、波長は8.5 mとなるため、測定領域での位相角の差異は無視できる。すなわち、噴流外のマイクロフォンによる参考信号はその測定位置に依存しない。速度変動は場所によって位相角が異なるため、マイクロフォン信号のほうが位相角の基準としては任意

性がなく、より適切である。

参照信号のある特定位相におけるアンサンブル平均を記号 $\langle \cdot \rangle$ で表す。非周期成分の位相平均は零となるので以下の関係が成立立つ。

$$\langle \tilde{u}_i \rangle = \langle \bar{u}_i \rangle + \langle u_{i\theta} \rangle + \langle u_{is} \rangle = \bar{u}_i + \langle u_{i\theta} \rangle. \quad (3)$$

瞬時の渦度 $\tilde{\omega}_i$ を式(2)に従って三成分分解し、位相平均操作を行うと、

$$\tilde{\omega}_i = \tilde{\omega}_i + \omega_{i\theta} + \omega_{is}, \quad (4)$$

$$\langle \tilde{\omega}_i \rangle = \langle \bar{\omega}_i \rangle + \langle \omega_{i\theta} \rangle + \langle \omega_{is} \rangle = \bar{\omega}_i + \langle \omega_{i\theta} \rangle. \quad (5)$$

本実験では、次式で定義される位相平均渦度のスパン方向成分 $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ に基づき組織構造を定義した。

$$\langle \omega_{3\theta} \rangle = \left(\frac{\partial \langle u_{2\theta} \rangle}{\partial x_1} - \frac{\partial \langle u_{1\theta} \rangle}{\partial x_2} \right). \quad (6)$$

レイノルズ応力は、周期成分と非周期成分が無相関という仮定(すなわち $\bar{u}_{i\theta} \bar{u}_{js} = \langle u_{i\theta} u_{js} \rangle = 0$ 、これは周期成分と非周期成分が変動する時間スケールの比が大きいために成立する)から、以下のように表される。

$$-\bar{u}_i \bar{u}_j = -(\bar{u}_{i\theta} \bar{u}_{j\theta} + \bar{u}_{is} \bar{u}_{js}), \quad (7)$$

$$\langle -u_i u_j \rangle = \langle -u_{i\theta} u_{j\theta} \rangle + \langle -u_{is} u_{js} \rangle. \quad (8)$$

本実験では流れ場の二次元性から、時間平均 $\bar{u}_{1\theta} \bar{u}_{2\theta}$ 、
 $\bar{u}_{1s} \bar{u}_{2s}$ と位相平均 $-\langle u_{1\theta} u_{2\theta} \rangle, \langle -u_{1s} u_{2s} \rangle$ を求めた。
 また、平板を設置しない二次元自由噴流の時間平均レイノルズ応力を $-\bar{u}_{1f} \bar{u}_{2f}$ と表記する。

本報告では乱れエネルギー方程式における生成項に注目する。非圧縮の二次元流れ ($\partial/\partial x_3=0$) を仮定した場合、 $\bar{q}^2 = \bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2$ に対する乱れエネルギー生成項 \bar{P} は以下の式で与えられる⁽¹³⁾。

$$\bar{P} = - \left[\bar{u}_1^2 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{u}_1 \bar{u}_2 \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \right) + \bar{u}_2^2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \right]. \quad (9)$$

また、蔵田らに従い、周期成分と非周期成分の位相平均乱れエネルギー輸送方程式を立てると、周期成分や非周期成分のレイノルズ応力を含む項がおのおの三つ現れる⁽⁹⁾。二次元性を考慮して変形すると、以下となる。

$$\begin{aligned} \langle P_\theta \rangle &= - \left[\langle u_{1\theta} \rangle^2 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \langle u_{1\theta} u_{2\theta} \rangle \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \right) \right. \\ &\quad \left. + \langle u_{2\theta} \rangle^2 \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \langle P_{os} \rangle &= \left[\langle u_{1s}^2 \rangle \frac{\partial \langle u_{1\theta} \rangle}{\partial x_1} + \langle u_{1s} u_{2s} \rangle \left(\frac{\partial \langle u_{1\theta} \rangle}{\partial x_2} + \frac{\partial \langle u_{2\theta} \rangle}{\partial x_1} \right) \right. \\ &\quad \left. + \langle u_{2s}^2 \rangle \frac{\partial \langle u_{2\theta} \rangle}{\partial x_2} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\langle P_s \rangle = - \left[\langle u_{1s}^2 \rangle \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \langle u_{1s} u_{2s} \rangle \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \right) \right]$$

$$+ \langle u_{2s}^2 \rangle \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \Big]. \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

上から順に、平均流からの周期成分生成項 $\langle P_\theta \rangle$ 、周期成分からの非周期成分生成項 $\langle P_{\theta s} \rangle$ 、平均流からの非周期成分生成項 $\langle P_s \rangle$ を表す。また $\langle P_\theta \rangle$ 、 $\langle P_s \rangle$ 、 $\langle P_{\theta s} \rangle$ をエッジトーン周期 T について平均した値を求め、時間平均として取り扱い、上付き記号 $\overline{}$ を添付し表記した。

$$\overline{P_X} = \frac{1}{T} \int_0^T \langle P_X \rangle dT, \quad (X = \theta, s, \theta_s). \dots \dots \dots (13)$$

本実験で参照した音圧信号は非常に鋭いピークを持ち、変調が生じないため、一周期のデータ点数の変動が少ない。このため、式(13)の計算ではデータの重複や欠損が少なく、Hussain らが求めた各生成項の時間平均量⁽¹⁴⁾とほぼ等しくなる。詳しい式の導出方法は Hussain や蒔田らの論文⁽⁹⁾⁽¹⁴⁾を参照していただきたい。なお、式中の速度のこう配計算は各測定点のデータを連続の条件が成立するよう補間を行い、中心差分により計算を行った⁽¹⁵⁾。本文中では、上記の統計量はすべてノズル出口速度 U_e と幅 b_e で無次元化している。

4. 実験結果と考察

4・1 周期成分の位相平均渦度

4・1 周期成分の位相平均渦度 既報では流れ方向変動速度の周期成分 $u_{1\theta}$ について調べ、その位相平均 rms 値 ($\langle u'_{1\theta} \rangle$ と表記する) の位相変化から、 $\langle u_{1\theta} \rangle$ の大きな箇所が壁面噴流領域に局在する事を報告した⁽²⁾。この結果はエッジトーン現象によって生成された組織構造の存在を示唆している。Hussain はガリレイ変換に不变である理由から、組織構造を抽出する適した物理量として、渦度を挙げている⁽¹⁶⁾。蒔田らは乱流境界層中の大規模組織構造⁽¹⁰⁾ やスピーカによる励起(対称モードと逆対称モード)を加えた二次元自由噴流の遷移領域で、位相平均渦度や周期成分の位相平均渦度による組織構造の抽出を行っている⁽⁶⁾。本論文では組織構造を抽出するために、周期成分位相平均渦度 $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ を式(6)により計算した。 $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ の等値線を図 2(a)~(d) に示す。図はそれぞれ位相 $5T/8$ ~ $8T/8$ に対応する。周期の前半部は、逆符号の渦度による現象の繰返しであるため、紙面の都合上省略する。また、平板上側の測定は実験装置の構成上、物理的に困難であるため、行っていない。色が黒から白に近づくほど大きな値を示す。等値線のレベルは各位相で異なる。図中の○印は流れ方向の位相平均速度 $\langle \tilde{u}_1 \rangle$ が各 x_2 断面上で最大となる位置である。プロット点○は位相変化に対応して上下に振動しており、噴

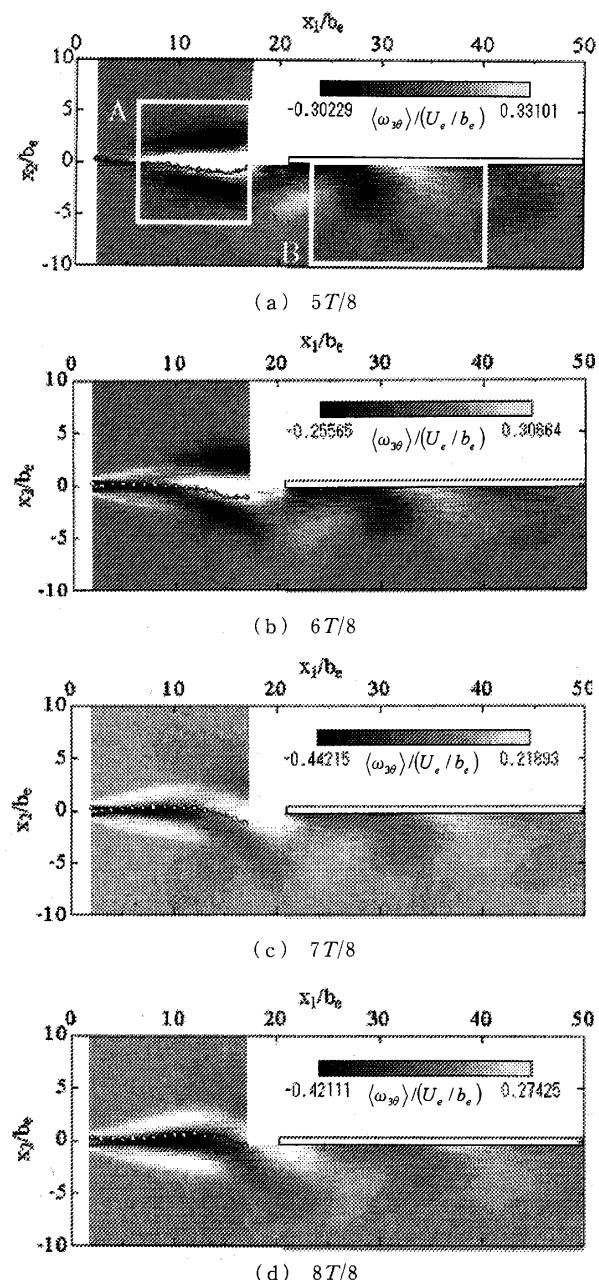


Fig. 2 Contour plot of phase-averaged vorticity due to periodic fluctuations, $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ at different phase angles

流軸が周期的に変動しているようすを示している。渦度 $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ の大きな箇所は中心軸 ($x_2/b_e = 0$) 上に局在し、 $\langle \omega_{3\theta} \rangle / (U_e/b_e)$ の絶対値が 0.15 より大きくなる領域を本論文中では組織構造と定義する。これは噴流の周期的振動に起因して生成される渦度 $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ の高い領域と考えられる。組織構造の上下 (x_2 軸方向) の位置では、符号が反転した領域が存在することが注目される。

正の組織構造を示す領域は図2(a), (b), 位相
 $5T/8, 6T/8$ で明確に現れ、その長さスケールはノズ

ル出口から平板先端にまで及ぶ。図2(a), (b)で抽出された正の組織構造は、図2(c)の位相 $7T/8$ で平板に衝突する。衝突後、組織構造は平板上を沿うように通過する(図2(d)参照)。位相の変化に伴い、中心軸上($x_2/b_e=0$)では正と負の組織構造が交互に通過する。図2(a)～(d)の組織構造の挙動から、その起源はノズル出口にあり、 $x_1/b_e \geq 10$ から平板先端に向けて空間的に大きく成長するようである。

組織構造と○印プロットで示した噴流軸の偏向位置との関係に注目する。図2(a), (b)では、正の組織構造の通過が噴流軸を x_2 方向下側に押しやり、(c), (d)では負の組織構造が噴流軸を上側へと偏向させている。組織構造の境界線と○で示した噴流軸はほぼ重なっており、組織構造の循環流が噴流の偏向方向を制御していると考えることができる。また、○印プロットで示した噴流軸の上側に存在する正の組織構造が平板の下側へと流れていき、測定した壁面噴流領域では正の組織構造が卓越する。

4・2 周期成分と非周期成分のレイノルズ応力と生成項の分布 乱流中の組織構造は乱れエネルギー生成や運動量の輸送に重要な役割を担うと考えられている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。本節ではレイノルズ応力とエネルギー生成項を三成分分解し、周期成分の運動量輸送やエネルギー生成への寄与を考察する。

図3(a)に周期成分レイノルズ応力 $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}}$ の分布を○、非周期成分レイノルズ応力 $-\overline{u_{1s}u_{2s}}$ を●、これらの合計である時間平均レイノルズ応力 $-\overline{u_1u_2}$ を実線で示す(式(7)参照)。また比較のため、二次元自由噴流 $-\overline{u_{1f}u_{2f}}$ の結果を破線で示す。どの流れ方向位置においても、レイノルズ応力分布は x_2 軸方向上側で負、下側で正のピークをもつ、点対称な分布をもつことが確認されたため、 x_2 軸下側の結果のみ示す。 $x_1/b_e=3.0$ での周期成分レイノルズ応力 $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}}$ の値は非常に小さく、時間平均レイノルズ応力 $-\overline{u_1u_2}$ のほとんどが非周期成分レイノルズ応力 $-\overline{u_{1s}u_{2s}}$ からの寄与である。下流にいくにつれ、 $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}}$ は大きな値を示すようになり、 $x_1/b_e=12$ で $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}} \approx -\overline{u_{1s}u_{2s}}$ となる。その後 $x_1/b_e=15$ で $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}} > -\overline{u_{1s}u_{2s}}$ となって、周期成分レイノルズ応力からの寄与が大きくなる。 $-\overline{u_1u_2}$ と二次元自由噴流の時間平均レイノルズ応力 $-\overline{u_{1f}u_{2f}}$ の比較を行うと、周期成分レイノルズ応力 $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}}$ の値が大きくなるにつれ、 $-\overline{u_1u_2} > -\overline{u_{1f}u_{2f}}$ となる。すなわち、二次元自由噴流の時間平均レイノルズ応力に対して衝突噴流での時間平均レイノルズ応力が大きくなるのは周期成分レイノルズ応力の寄与によるところが大きい。そこで、次

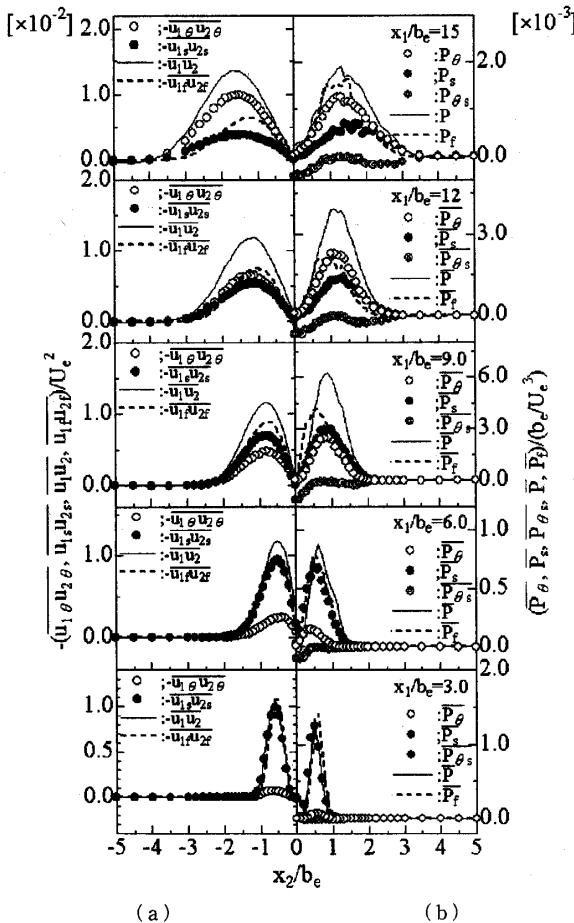


Fig. 3 Cross-sectional distributions of time-averaged Reynolds stress (a) and time averaged turbulence production terms (b). \cdots : total stress or production, ○: contribution of periodic velocity fluctuations, ●: contribution of non-periodic velocity fluctuations, ○: transfer from periodic to non-periodic velocity fluctuations, \cdots : total stress or production for a free jet.

に周期成分レイノルズ応力 $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}}$ に焦点を当てて議論を行う。

各 x_2 断面上で、 $-\overline{u_{1\theta}u_{2\theta}}$ と $-\overline{u_{1s}u_{2s}}$ の値を噴流の x_2 軸方向下端から中心軸まで積分を行った。

$$\sum \overline{u_{1X}u_{2X}} = - \int_{-100 \text{ mm}}^{0 \text{ mm}} \overline{u_{1X}u_{2X}} dx_2, \quad (X = \theta, s). \quad \dots \quad (14)$$

$\sum \overline{u_{1\theta}u_{2\theta}} / \sum \overline{u_{1s}u_{2s}}$ を計算し、各 x_2 断面における全レイノルズ応力への周期成分レイノルズ応力の寄与を定量的に評価した。図4(a)に結果を○で示す。 $x_1/b_e = 20$ の位置に平板が設置してあるため、 $x_1/b_e > 20$ のデータは壁面噴流領域での計算結果である。破線は縦軸の値が1となることを示す。分布はノズル出口付近でおおよそ零の値を示し、下流へ向けて増加する。 $x_1/b_e \approx 10$ で波線を横切る。その後、少し滑らかに増加した

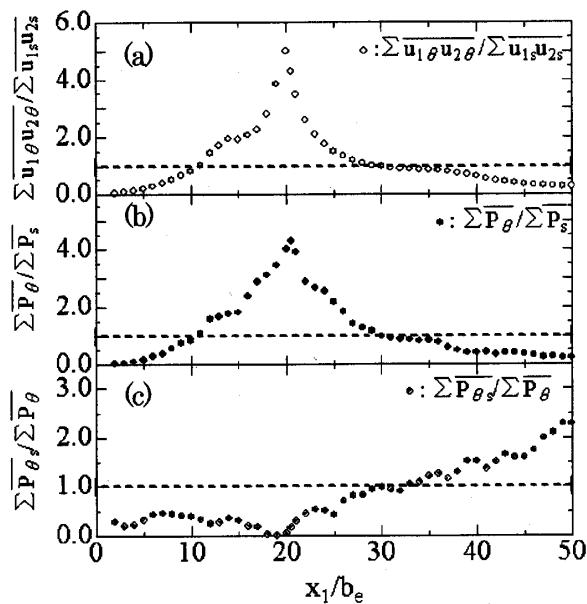


Fig. 4 Streamwise variations of Reynolds stress ratio and production ratio defined by equations (14) and (16). (a) $\sum \overline{u_{1\theta} u_{2\theta}} / \sum \overline{u_{1s} u_{2s}}$, (b) $\sum \overline{P_\theta} / \sum \overline{P_s}$, (c) $\sum \overline{P_{\theta s}} / \sum \overline{P_\theta}$.

後、 $x_1/b_e=20$ のピークへ向けて急激に増加する。そのピーク値はおよそ 5.5 である。 $x_1/b_e=20$ でピークを取った後、分布は急激に減衰し、 $x_1/b_e \approx 30$ で破線を横切った後は滑らかに減衰する。 $\sum \overline{u_{1\theta} u_{2\theta}} / \sum \overline{u_{1s} u_{2s}}$ の値が最大となる位置 $x_1/b_e=20$ は、平板が設置してある箇所に対応する。

以上の結果は噴流上流部では非周期成分による運動量輸送が支配し、下流(すなわち平板に近づく)に行くにつれ、周期成分による運動量輸送が卓越的になることを示している。蒔田らは二次元自由噴流をスピーカにより音波励起し、強制的に組織構造を形成した流れ場について同様の解析を行っている⁽⁷⁾。その結果、対称励起した場合、流れ場全体で非周期成分レイノルズ応力が支配的であるのに対し、逆対称励起の場合は下流方向に周期成分レイノルズ応力からの寄与が増加することを見いただしている。逆対称励起の結果は本実験結果と定性的に一致する。エッジトーン現象では平板の先端付近に上下逆位相の圧力変動源が形成されることが知られており⁽¹⁹⁾、自励的に二次元噴流場を逆対称音波励起することとなる。したがって、蒔田らの逆対称励起の結果と傾向が似ると考えられる。

次に生成項に焦点を当てて議論を行う。式(10)～(12)から明らかのように、流れの中に組織構造が存在する場合、乱れの生成は以下の三つに分けることができる⁽¹⁶⁾。すなわち、(1)平均流からの秩序成分(周期成分)の生成： $\langle P_\theta \rangle$ 、(2)平均流からのランダム成

分(非周期成分)の生成： $\langle P_s \rangle$ 、(3)秩序成分からのランダム成分の生成： $\langle P_{\theta s} \rangle$ である。また、式(9)、(10)および式(12)から、

$$\bar{P} \approx \overline{P_\theta} + \overline{P_s}, \dots \quad (15)$$

となる。Hussain は組織構造の形成初期では $\bar{P}_\theta \gg \bar{P}_s$ であり、乱流が発達するにつれて \bar{P}_s の値が乱れの生成に大きく寄与するとしている⁽¹⁶⁾。図 3(b)に各生成項 \bar{P}_θ 、 $\bar{P}_{\theta s}$ 、 \bar{P}_s の分布を示す。 \bar{P}_θ を○で、 \bar{P}_s を●、 $\bar{P}_{\theta s}$ を◎で示した。ただし、 $\bar{P}_{\theta s}$ は周期成分から非周期成分への乱れの輸送を表す。比較のために、生成項 \bar{P} を実線で、二次元自由噴流の生成項 \bar{P}_f を破線で表す。噴流上流では \bar{P}_s の値が \bar{P}_θ に比べて非常に大きく、下流にいくにつれ、 \bar{P}_θ が卓越する。二次元自由噴流の生成項 \bar{P}_f と \bar{P} の比較を行うと、生成項 \bar{P} が \bar{P}_f より大きくなるのは平均速度からの周期成分の生成 \bar{P}_θ の増加と対応する。以上の結果は、図 3(a)の三成分分解したレイノルズ応力の関係と良く似ている。また、 $\bar{P}_{\theta s}$ に注目すると、どの x_2 断面上においても $x_2/b_e \approx 0.0$ で負のピークを示す分布形状をもつ。この結果から、周期成分から非周期成分への乱れエネルギーの輸送が $x_2/b_e \approx 0.0$ で活発であることが理解できる。

式(14)と同様に x_2 断面で、 \bar{P}_θ 、 \bar{P}_s 、 $\bar{P}_{\theta s}$ の積分を行い、 x_2 断面上で生成された各エネルギー総量を評価した。

$$\sum \bar{P}_X = \int_{-100 \text{ mm}}^{0 \text{ mm}} |\bar{P}_X| dx_2, \quad (X = \theta, s, \theta_s), \quad \dots \quad (16)$$

$\sum \bar{P}_\theta / \sum \bar{P}_s$ を計算した結果を図 4(b)に●で示す。噴流上流部で最小値をもつ分布は下流へと増加し、 $x_1/b_e \approx 10$ で $\sum \bar{P}_\theta / \sum \bar{P}_s = 1.0$ の破線を横切る。 $x_1/b_e = 20$ で最大値 ≈ 5.0 を取った後、下流へと減衰する。再び波線を $x_1/b_e \approx 30$ で横切った後は緩やかに減衰する。この分布傾向は、図 4(a)に示したレイノルズ応力の分布と定性的によく似ている。

続いて $\sum \bar{P}_{\theta s} / \sum \bar{P}_\theta$ の結果を図 4(c)に◎で示す。この比は平均流から周期成分へ移動したエネルギーに対して、どれくらいが非周期成分の生成に使われたかを表している。衝突噴流領域 $x_1/b_e < 20$ ではつねに $\sum \bar{P}_{\theta s} / \sum \bar{P}_\theta = 1.0$ の破線より低い値を示し、 $x_1/b_e = 20$ で最小値を取る。その後、およそ一定割合で増加し、 $x_1/b_e \geq 30$ で波線を横切る。この位置はレイノルズ応力や生成項が、周期成分に比べて非周期成分からの寄与が多くなる箇所と対応する(図 4(a)、(b)参照)。平板上では、 $\sum \bar{P}_{\theta s} / \sum \bar{P}_\theta$ の値が 1 より大きな値

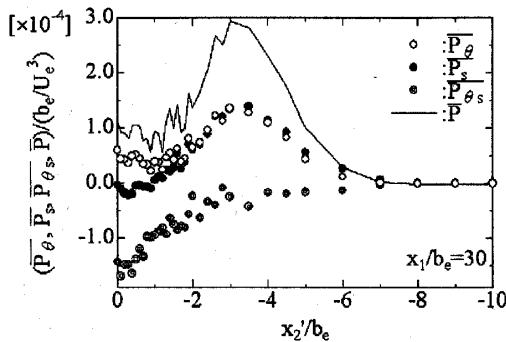


Fig. 5 Cross-sectional distribution of production terms in wall jet region $x_1/b_e = 30$. See Fig. 3 for legend

を示す。これは、平均流からの周期成分の生成より、周期成分から非周期成分への乱れの輸送が大きいことを示している。

エネルギー散逸率に寄与する周期成分の割合は、 \bar{P}_θ や $\bar{P}_{\theta s}$ に比べて非常に小さい⁽⁹⁾⁽¹⁶⁾。本実験においては、紙面の都合上示さないが、周期成分のエネルギー散逸項は各生成項に比べて2オーダー以上小さな値を示した。この事実は平均流から得られた周期成分のエネルギーは大部分が非周期成分へと輸送した後、散逸することを示している。

図4(c)の分布は、衝突噴流領域で \bar{P}_θ が大きなことを示しており、周期成分の乱れエネルギーが大きいことに対応する。また、それは下流へと対流し、壁面噴流領域 $x_1/b_e \geq 30$ で非周期成分へと輸送していくようすが理解できる。衝突噴流領域での周期成分の乱れエネルギーの増加や、壁面噴流領域での減衰は既報⁽²⁾の $\langle u'_{1s} \rangle$ の分布から明らかであり、組織構造との関係は4・3節で議論する。

図5に壁面噴流領域、 $x_1/b_e = 30$ での \bar{P}_θ 、 \bar{P}_s 、 $\bar{P}_{\theta s}$ の分布を示す。 $\bar{P}_{\theta s}$ の分布は $x_1/b_e \approx 0$ で大きな負の値を示し、壁面近傍で周期成分から非周期成分へのエネルギーの輸送が大きいことを示している。この $\bar{P}_{\theta s} < 0$ となる原因については、組織構造との対応により4・3節で議論する。

4・3 組織構造とレイノルズ応力や生成項の対比
 $x_1/b_e \approx 10$ より下流では運動量輸送およびエネルギー生成において周期成分の寄与が卓越的になる。この位置は周期成分渦度 $\langle \omega_{3\theta} \rangle$ が顕著となる位置と対応しており、組織構造の成長による運動量輸送や乱流生成の促進効果が予想される⁽¹⁹⁾。

正回転の組織構造が明確に現れる $5T/8$ において、図2(a)中に示した領域 A : $(5.0 \leq x_1/b_e \leq 17, -5.0 \leq x_2/b_e \leq 5.0)$ における非周期成分の位相平均レイノルズ応力 $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ の等価図を図6(a)に示す。色が薄

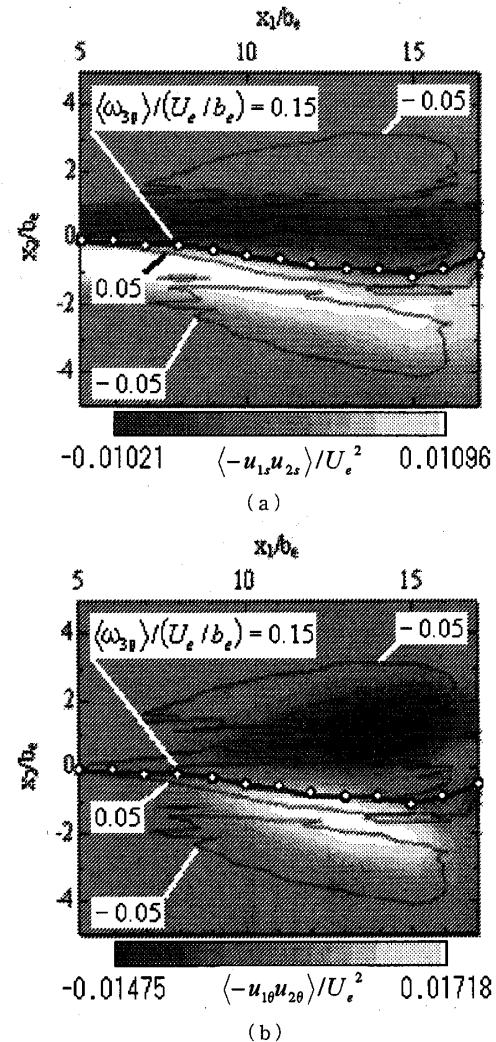


Fig. 6 Contour plot of phase averaged Reynolds stress at phase angle of $5 \cdot T/8$ in region A as defined in Fig. 2(a). Contributions of non-periodic velocity fluctuations (a) and of periodic fluctuations (b). Overlaid are periodic-vorticity contour lines $\langle \omega_{3s} \rangle / (U_e/b_e) = -0.05, 0.05$ and 0.15 .

くなるほど大きな値を表す。また、 $\langle \omega_{3s} \rangle / (U_e/b_e)$ が $-0.05, 0.05$ と 0.15 になる位置を実線で区切り、特に 0.15 より大きな値を示す領域を本研究では組織構造と定義した。また、前述のように位相平均速度 $\langle u_1 \rangle$ が x_2 断面上で最大となる位置を○で示した。これは周期的に蛇行する噴流軸に対応する。 $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ は噴流軸上でおよそ零となり、 x_1 軸の上方側で負、下側で正の線対称の分布をもつ。中心軸 ($x_2/b_e = 0$) に対する偏向と、 $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ の分布が対応することから、噴流軸の周期的な蛇行と非周期成分による運動量輸送が対応していることがわかるが、組織構造との対応は認められない。Hussainらは二次元乱流混合層で、 $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ が大きな値を示す部位は連続する組織構造の中間部分〔あん(鞍)部〕に存在することに注目し、

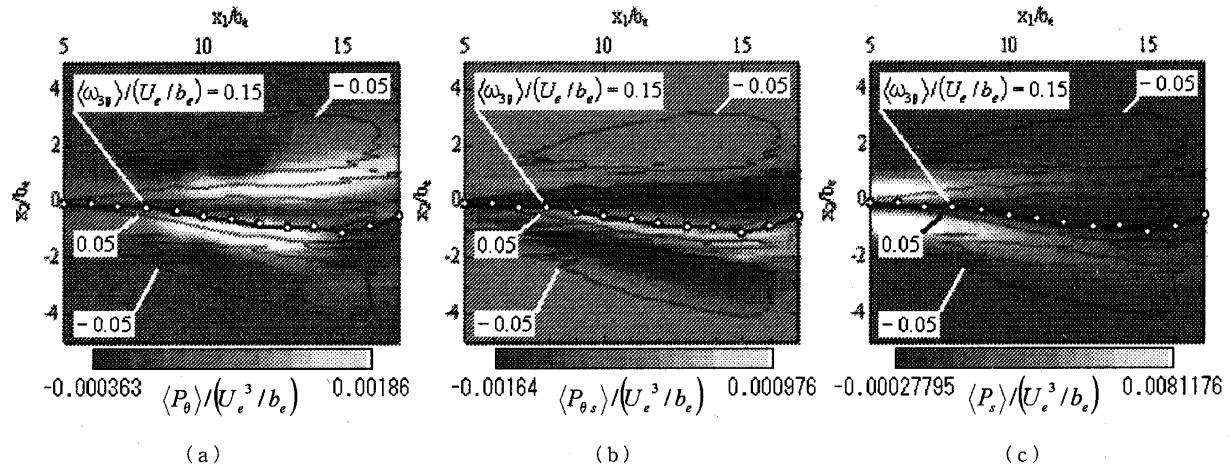


Fig. 7 Contour plot of phase averaged turbulence production terms at phase angle of $5T/8$ in region A as defined in Fig. 2(a). Contributions of periodic velocity fluctuations (a) and of non-periodic fluctuations (c). And transfer from periodic to non-periodic velocity fluctuations (b). Overlaid are periodic-vorticity contour lines $\langle \omega_{3\theta} \rangle / (U_e/b_e) = -0.05, 0.05$ and 0.15 .

縦渦(リブ構造)の伸張により非周期成分のレイノルズ応力 $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ を誘起することを予想した⁽⁵⁾。蒔田らは二次元乱流場を逆対称励起した場合の遷移領域において、部分的に Hussain と同様の結果を得ている⁽⁸⁾。しかしながら、本流れ場では組織構造と $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ の分布との対応は認められない。したがって Hussain らの予想した非周期成分の生成機構は該当しないか、もしくは組織構造自体が異なっていると考えられる。

周期成分の位相平均レイノルズ応力 $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ の等価図を図 6(b)に示す。 $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ の値は組織構造の中心でおおよそ零の値を示し、構造を挟んで x_2 軸上側で負、下側で正の局所的に大きな値を示す領域が存在する。組織構造の通過位置と周期成分のノイノルズ応力の増加位置との関係から、これは組織構造の運動による運動量輸送の増加と考えられる。

次に生成項について議論を行う。図7(a)に領域Aにおける生成項 $\langle P_\theta \rangle$ の等値図を示す。本研究では図7(a)の結果を含め、流れ場全体を通して、どの位相においても $\langle P_\theta \rangle$ に負の領域は存在しなかった。この結果は周期変動成分が平均流からエネルギーをもらっており、逆に周期変動成分から平均流へのエネルギーの流出はほとんどないことを示唆している。また、組織構造の内部では $\langle P_\theta \rangle \approx 0$ であり、その上下の $\langle \omega_{3\theta} \rangle \approx 0$ の領域で、 $\langle P_\theta \rangle$ は大きな値を示す。この領域では $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ が大きな値を示す[図6(b)]ことから、 $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ による $\langle P_\theta \rangle$ への寄与が大きいと考えられる。

続いて周期成分から非周期成分へのエネルギーの輸送 $\langle P_{qs} \rangle$ について考察する。領域 A における $\langle P_{qs} \rangle$

の等値図を図7(b)に示す。 $\langle P_\theta \rangle$ の分布とは対照的に、組織的構造に対応する位置で大きな負の値を取り、周期成分から非周期成分へのエネルギーの流出が活発であることを示している。○で示した噴流軸上では $\langle P_{\theta s} \rangle$ の値はおおよそ零の値を示す。以上の結果から、図3(b)に示した $\overline{P_{\theta s}}$ が $x_2/b_e = 0$ で大きな負の値を示すのは、組織構造が $x_2/b_e = 0$ 上を通過する事に起因する。

平均流からの非周期成分の生成を表す $\langle P_s \rangle$ の等価図を図 7(c) に示す。Hussain らは乱流混合層中の組織構造で $\langle P_s \rangle$ が大きな値を示す部位は非周期成分レイノルズ応力 $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ と対応するという結果を得ている⁽⁵⁾。薄田らは二次元乱流場を逆対称励起した場合において Hussain と同様の結果を得ている⁽⁸⁾。しかしながら本流れ場では $\langle -u_{1s}u_{2s} \rangle$ との対応ではなく、また組織構造が大きく成長する位置 $10 \leq x_1/b_e$ では $\langle P_s \rangle$ の値はすでに減衰している。Hussain らとの相違は図 6(a) の考察でも述べたように、今後の課題である。

次に、衝突噴流領域における周期成分の乱れエネルギーの増加に、組織構造の果たす役割について考察する。図6(b)、図7(a)より、レイノルズ応力や生成項の周期成分、 $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ 、 $\langle P_\theta \rangle$ の卓越領域はよく対応しており、 $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ の $\langle P_\theta \rangle$ への寄与が大きいことを示している〔式(10)参照〕。したがって、 $\langle -u_{1\theta}u_{2\theta} \rangle$ を組織構造の運動に基づく運動量輸送と仮定すると、組織構造は周期成分の乱れエネルギーの増加を助長する役割を担う。

また、組織構造の強さを表す一つの指標として、周期成分過度の循環 $\langle I_{3\theta} \rangle$ を考えると、

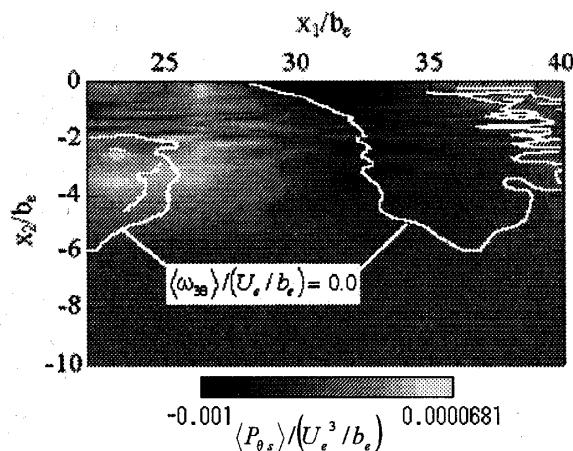


Fig. 8 Contour plot of phase-averaged turbulence energy transfer term $\langle P_{\theta s} \rangle$ at a phase angle of $5T/8$ in region B (wall jet region) as defined in Fig. 2(a). Overlaid are periodic-vorticity contour lines $\langle \omega_{3\theta} \rangle / (U_e/b_e) = 0.0$.

$$\langle \Gamma_{3\theta} \rangle = \iint_S \langle \omega_{3\theta} \rangle dx_1 dx_2 = \oint_C (\langle u_{1\theta} \rangle dx + \langle u_{2\theta} \rangle dy),$$

C : 組織構造の境界線,

S : C によって囲まれた平面.

.....(17)

乱れの周期成分の増加は組織構造の発達に対応するため、組織構造は自身を維持する運動を行うと解釈できる。

さらに壁面噴流領域における周期成分の乱れエネルギーの減衰に、組織構造が果たす役割について考察する。図2(a)に示した領域B:($22 \leq x_1/b_e \leq 40$, $0.0 \leq x_2/b_e \leq 10$)を対象とし、壁面噴流領域で $|\bar{P}_\theta| < |\bar{P}_{\theta s}|$ となり(図4(c)参照)、周期成分から非周期成分へのエネルギーの輸送が活発になる物理的原因を明らかにする。図8に $\langle P_{\theta s} \rangle$ の等価面を組織構造(白線)と対応させて示す。正の符号をもつ組織構造は、衝突後、平板下面を沿うように移動し、負の符号をもつ組織構造は上面を移動する。なお衝突に対して逆符号をもつ組織構造が誘起されるが、これらは噴流上流に起因する組織構造とは異なるので、解析の対象とはしない。図から明らかなように $\langle P_{\theta s} \rangle$ は組織構造が接触する壁面近くで負の大きな値を示している。これは壁面の摩擦による効果と考えられる。

すなわち、壁面付近では粘性摩擦によるせん断応力が卓越するため、組織構造の通過に伴って壁面近傍では $\partial u_{1\theta} / \partial x_2$ が大きくなる。これは $|\langle P_{\theta s} \rangle|$ の増加をもたらす [式(11)第2項参照]。図4(b), (c)と図5の結果から議論したように、壁近くでの $\langle P_{\theta s} \rangle$ の負の増加は結果として壁面上での $\langle u_{1\theta} \rangle$ を下流方向へ減少さ

せる。循環 $\langle \Gamma_{3\theta} \rangle$ を考えると、壁面噴流領域の下流方向への $\langle u_{1\theta} \rangle$ の減少は、組織構造の減衰と対応する。

すなわち、組織構造が壁面との粘性摩擦によって減衰する過程で、周期成分から非周期成分へのエネルギー輸送が活発となり、壁面噴流領域における周期成分の減衰が促進する。

5. 結 論

二次元噴流と平板との衝突によって発生したエッジトーンを伴う流れ場について、三成分分解と条件付平均により以下の結論を得た。

(1) 周期成分渦度 $|\langle \omega_{3\theta} \rangle| / (U_e/b_e)$ が 0.15 以上となる領域を組織構造と定義すると、その起源はノズル出口にあり、中心軸上 ($x_2/b_e=0$) を正負の符号を交互に伴い下流方向へ移動する。

(2) 噴流出口ではレイノルズ応力や生成項の非周期成分は、周期成分に比べて大きいが、 $x_1/b_e \approx 10$ で両者は等しくなり、平板に近づくに従って周期成分が卓越する。この変化は Hussain らが混合層で得た結果と逆である。

(3) 非周期成分レイノルズ応力および生成項は噴流出口付近で大きな値を示す。しかし、互いに隣接する組織構造間でそれらの値が大きくなることはなく、Hussain らの指摘した非周期成分の生成機構は認められない。

(4) 周期成分レイノルズ応力を組織構造の運動に基づく運動量輸送と仮定すると、組織構造は周期成分の乱れエネルギーの増加を助長する役割を担う。

(5) 組織構造が壁面との粘性摩擦によって減衰する過程で、周期成分から非周期成分へのエネルギー輸送が活発となり、壁面噴流領域における周期成分の減衰が促進する。

文 献

- (1) Rockwell, D., *AIAA Journal*, Vol. 21 (1983), pp. 645-664.
- (2) Kwayai, Y. et al., *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 70, No. 692 (2004), pp. 935-942.
- (3) Zaman, K. B. M. Q. and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, No. 3 (1980), pp. 449-491.
- (4) Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, No. 3 (1980), pp. 493-544.
- (5) Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., *J. Fluid Mech.*, Vol. 159, No. 1 (1985), pp. 85-104.
- (6) Makita, H. et al., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 57, No. 539 (1991), pp. 2239-2246.
- (7) Makita, H. and Hasegawa, T., *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.

- 60, No. 577 (1994), pp. 2984-2991.
- (8) Makita, H., et al., *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 70, No. 698 (2004), pp. 2507-2514.
- (9) Makita, H. and Sassa, K., *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 61, No. 581 (1995), pp. 34-41.
- (10) Makita, H. and Sassa, K., *Transaction of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 58, No. 548 (1992), pp. 997-1004.
- (11) Narashimha, R., et al., *Experiments in Fluids*, Vol. 17 (1994), pp. 358-360.
- (12) Cantwell, B. and Coles, D., *J. Fluid Mech.*, Vol. 136, No. 1 (1983), pp. 321-374.
- (13) Nakamura, I. and Oosaka, H., *Engineering Fluid dynamics in Japanese*, (1985), p. 155, Kyoritsu.
- (14) Reynolds, W. C. and Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, Vol. 54, No. 2 (1972), pp. 263-288.
- (15) The Visualization Society of Japan, *Handbook of particle image velocimetry* (in Japanese), (2002), p. 123, Morikita.
- (16) Hussain, A. K. M. F., *Phys. Fluids.*, Vol. 26, No. 10 (1983), pp. 2816-2850.
- (17) Brown, G. B. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, Vol. 64 (1974), pp. 775-781.
- (18) Bishop, K. A. et al., *J. Fluid Mech.*, Vol. 50 (1971), pp. 21-32.
- (19) Coltman, J. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 60, No. 3 (1976), pp. 725-733.