

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第35回・第36回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

2006年2月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第35回・第36回)

Proceedings of the 35th and 36th JAXA Workshops on
" Investigation and Control of Boundary-Layer Transition "

「境界層遷移の解明と制御」研究会

Steering Committee of JAXA Workshop on
" Investigation and Control of Boundary-Layer Transition "

2006年2月
Feb 2006

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

「境界層遷移の解明と制御」研究会

幹事

空気力学研究グループ	高木正平
空気力学研究グループ	徳川直子
空気力学研究グループ	跡部隆樹
空気力学研究グループ	杉浦裕樹
客員研究官（昭和 62, 63, 平成元年度） 大阪府立大学工学部教授	西岡通男
客員研究官（昭和 62, 63, 平成 3 年度） 東北大学流体科学研究所教授	小濱泰昭
客員研究官（平成 2, 3, 5, 10 年度） 東京都立科学技術大学教授	浅井雅人
客員研究官（平成 4, 5, 6 年度） 日本大学理工学部教授	本橋龍郎
客員研究官（平成 6, 7, 8 年度） 東北大学工学部教授	福西祐
客員研究官（平成 7, 8, 9 年度） 豊橋技術科学大学教授	蒔田秀治
客員（平成 14, 15, 16, 17 年度） 帝京大学理工学部教授	伊藤信毅
客員（平成 17 年度） 明治大学理工学部	山本稀義

編集委員

空気力学研究グループ	高木正平
空気力学研究グループ	徳川直子
空気力学研究グループ	跡部隆樹
空気力学研究グループ	杉浦裕樹
空気力学研究グループ	西沢啓
大阪府立大学助手	坂上昇史
豊橋技術科学大学助手	関下信正
東北大学工学部助手	伊澤精一郎

目次

第35回研究会（2004年9月30日～10月1日）

樹木の流体力学特性について		1
	東京理科大学	石川 仁
タンDEM型2円柱を過ぎる流れの不安定性と遷移		3
	同志社大学	水島二郎, 末広典久
圧縮性境界層の遷移機構に関する研究		7
	広島大学	前川 博, 渡辺大輔
境界層遷移に対する主流乱れのスケールの影響		11
	信州大学	剣地利昭, 松原雅春
Instability, transition and turbulence in plane Couette flow with system rotation		15
	KTH, Sweden	P.H. Alfredsson, N. Tillmark
壁近傍乱流における秩序構造の再生メカニズム		17
	京都大学	河原源太
大きな揺れ変形をする植生層流れの遷移と乱流秩序構造		19
		日野幹雄
風の中のはためき		23
	ながれ研究集団	佐藤 浩, 斎藤博之助, 中村 宏
圧縮性境界層の遷移と気流変動		27
	宇宙航空研究開発機構	徳川直子
凹曲面に沿う境界層遷移の過程（続報）		29
	明治大学	山田浩平, 伊藤 光
The Interface between the laminar and turbulent flow regions		31
	Tohoku University	A. Inasawa, S. Izawa, A-k Xiong, Y. Fukunishi
平板乱流境界層中の秩序運動と壁面静圧変動：いくつかの疑問		35
	北海道大学	早川道雄
乱流渦と乱流場との相互作用について		39
	電気通信大学	高橋直也
	宇宙航空研究開発機構	高橋匡康
	電気通信大学	宮寄 武
Simulation of a flow around an airfoil with a circulation boundary condition		43
	Japan Aerospace Exploration Agency	K. Kuwahara
	Nihon University	S. Komurasaki
温度差マランゴニ対流における振動流の制御		47
	東京大学	塩見淳一郎

第36回研究会（2005年3月28日～29日）

空間発展DNSによるM=3の超音速境界層の遷移機構の研究	広島大学	前川博, 渡辺大輔, 尾崎幸玄	51
空力騒音の発生に及ぼす乱流の影響	工学院大学 日立インダストリーズ	飯田明由, 森田謙次 谷田寛行	53
渦対と渦輪, エオルス音の音源モデル	大阪府立大学	西岡 通男, 坂上昇史	57
一様等方性乱流の速度分布の局所平衡	京都大学 トヨタテクノサービス	巽友正 吉村卓弘	59
境界層と渦度モデル	北海道工業大学 北海道大学	小橋安次郎 早川道雄	63
地面効果翼機の性能向上に関する研究	東北大学流体科学研究所	D. H. Yoon, 鈴木和幸, 遠藤秀之, 小濱泰昭	67
鯉は風を泳ぐ	ながれ研究集団	佐藤 浩, 斎藤博之助, 中村 宏	69
高レイノルズ数乱流場生成ツールとしてのマルチファン型風洞	高知大学 宮崎大学	佐々浩司 宮城弘守	73
回転2円板間流れのパターン形成	同志社大学	三浦知仁, 水島二郎	77
平面チャネル流の線形安定性に対する二次元壁面粗さの影響	都立科学技術大学 西オンタリオ大学 都立科学技術大学	浅井雅人 J. M. Floryan 前田友規	81
境界層遷移に対する外乱の影響	宇宙航空研究開発機構	徳川直子, 高木正平, 上田良稲	83
第35回・36回研究会の総括と成果			85

CONTENTS

The 35th Workshop (September 30-October 1, 2004)

Flow characteristics of a living tree		1
Tokyo University of Science	H. Ishikawa	
Instability and transition of flow past a pair of circular cylinders arranged in tandem		3
Doshisha University	J. Mizushima, N. Suehiro	
Study of transition mechanism in a compressible boundary layer forced with T-S and a pair of stable oblique waves		7
Hiroshima University	H. Maekawa, D. Watanabe	
Effect of the scale of free stream turbulence on boundary layer transition		11
Shinshu University	T. Kenchi , M. Matsubara	
Instability, transition and turbulence in plane Couette flow with system rotation		15
KTH, Sweden	P.H. Alfredsson, N. Tillmark	
Regeneration mechanisms of coherent structures in near-wall turbulence		17
Kyoto University	G. Kawahara	
Transition process and coherent structure above and within a waving plant of large bending oscillation		19
	M. Hino	
Flags in the wind		23
Institute of Flow Research	H. Sato, H. Saito, H. Nakamura	
Compressible boundary-layer transition and free-stream turbulence		27
Japan Aerospace Exploration Agency	N. Tokugawa	
Process of boundary layer transition on a concave wall		29
Meiji University	K. Yamada, A. Ito	
The interface between the laminar and turbulent flow regions		31
Tohoku University	A. Inasawa, S. Izawa, A-k Xiong, Y. Fukunishi	
Wall pressure fluctuation and organized motions in a flat-plate turbulent boundary layer : some questions		35
Hokkaido University	M. Hayakawa	
Interaction between a columnar vortex and turbulence		39
The University of Electro-Communications	N. Takahashi	
Japan Aerospace Exploration Agency	T. Takahashi	
The University of Electro-Communications	T. Miyazaki	
Simulation of a flow around an airfoil with a circulation boundary condition		43
Japan Aerospace Exploration Agency	K. Kuwahara	
Nihon University	S. Komurasaki	
Control of oscillatory thermocapillary convection		47
The University of Tokyo	J. Shiomi	

The 36th Workshop (March 28-29, 2005)

Study of transition mechanism in a supersonic boundary layer at M=3 using spatial DNS		51
	Hiroshima University	H. Maekawa, D. Watanabe, K. Ozaki
Effect of turbulence on the aerodynamic noise generation		53
	Kogakuin University	A. Iida, K. Morita
	Hitachi Industries Ltd	H. Tanida
Vortex pair and vortex ring as flow models for aeolian tones		57
	Osaka Prefecture University	M. Nishioka, S. Sakaue
Local equilibrium of velocity distributions in homogeneous isotropic turbulence		59
	Kyoto University	T. Tatsumi
	Toyota Technos	T. Yoshimura
Boundary layer and vortex model		63
	Hokkaido Institute of Technology	Y. Kobashi
	Hokkaido University	M. Hayakawa
Aerodynamic performance improvement of Aero-Train		67
	Institute of Fluid Science, Tohoku University	D. H. Yoon, K. Suzuki, H. Endo, Y. Kohama
Carps swim in the wind		69
	Institute of Flow Research	H. Sato, H. Saito, H. Nakamura
Multi-fan wind tunnel as a tool generating high Reynolds number turbulence fields		73
	Kochi University	K. Sassa
	Miyazaki University	H. Miyagi
Pattern formation in flow between two corotating disks		77
	Doshisha University	T. Miura, J. Mizushima
Influence of 2D surface roughness on the linear instability of plane channel flow		81
	Tokyo Metropolitan Institute of Technology	M. Asai
	University Western Ontario	J. M. Floryan
	Tokyo Metropolitan Institute of Technology	Y. Maeda
Influence of external disturbance on boundary-layer transition		83
	Japan Aerospace Exploration Agency	N. Tokugawa, S. Takagi, Y. Ueda
Summary of the 35th and 36th Workshops		85

樹木の流体力学特性について

石川 仁（東理大）

Flow Characteristics of a Living Tree

Hitoshi ISHIKAWA, Tokyo University of Science

ABSTRACT

The purpose of this study is to investigate flow characteristics of a living tree as the basic research of the wind-break forest. A goldcrest conifer, a kind of garden plant, was used as the test piece in the wind tunnel experiment. Drag force of a living tree was measured by the 6-axis force torque sensor. Drag coefficient of a living tree was decreased as mean flow velocity increased in the range of 5~15 m/s. Wake profile behind a living tree was also measured by means of the wind tunnel experiment. The reverse flow was found at downstream region of just behind tree. Because main flow passes through the crown leaves of a living tree and flow velocity decreased calmly. In being decreased, it makes to retard the development of the shear layer.

Key Words: Windbreak Forest, Living Tree, Drag, Wake Profile, Turbulence

1. はじめに

防風林や防砂林などでよく知られている樹木の耐風性について、流体力学的な考察を行った研究は少ない。樹木は、枝葉による透過性を持ち、さらに強風に枝や幹をしならせ、自ら形状を変化させるスマート構造であるので、同程度の投影面積をもつ他物体よりも、風から受ける抵抗を減じていると予想されている。よってその抗力特性は、普通の物体とは大きく異なる可能性がある。本研究では、本物の樹木の苗木を風洞内に設置し、その抗力係数や後流の構造などを調べたものである。

2. 実験装置および方法

実験に使用した風洞は、試験部長さ 6,000mm、幅 1,500mm、高さ 1,200mm の環流型風洞である。実験を行った主流速度の範囲は $U_{\infty}=5\sim 15\text{m/s}$ であり、その時の乱れ強さは主流の 0.3%以下である。なお、この主流速度範囲は屋外での自然風とほぼ同程度である。速度の測定には I 型、およびスプリットフィルム型熱線プローブを用いた。樹木の抗力係数の測定には、6 軸ひずみセンサーを使用した。樹木は 6 軸ひずみセンサーに直接取り付けられ、センサーからのアナログ信号は A/D 変換器を介してパーソナルコンピューターに取り込まれる。抗力の測定には別の吹き出し型風洞（出口寸法 250mm×250mm）も使用した。図 1 に吹き出し型風洞を用いた際の、実験装置の概略を示す。実験には、ヒノキ科のコンifer（ゴールドクレスト）という針葉樹を使用した。その理由は防風林に使われるマツに形状が似ているためである。実験に使用した 2 つのコンifer を図 2 に示す。それぞれの寸法はコンifer ① の樹冠部高さ $h=170\text{mm}$ 、最大枝張り長さ $d=57\text{mm}$ 、コンifer ② は $h=125\text{mm}$ 、 $d=57\text{mm}$ である。

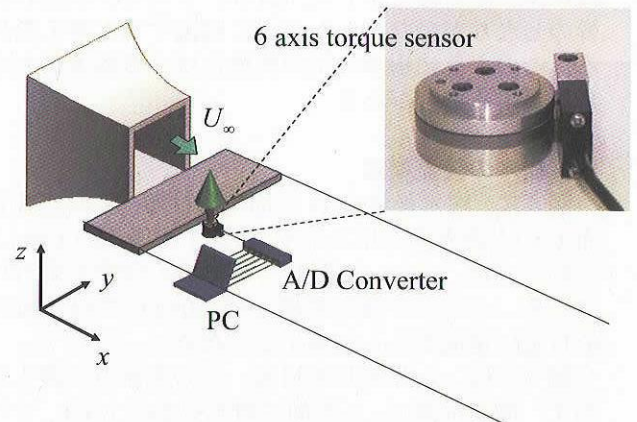


Fig. 1 Experimental setup

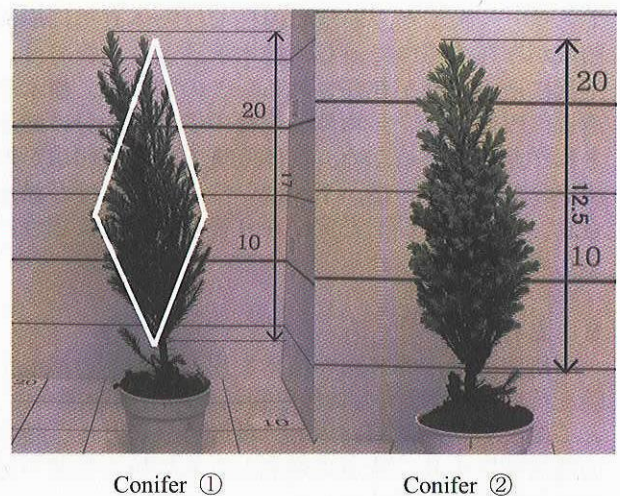


Fig. 2 Living trees (conifer). White line shows the projected area.

3. 樹木の抗力特性

抗力係数 C_d は

$$C_d = \frac{D}{1/2 \rho U_\infty^2 A} \dots\dots\dots (1)$$

で定義される。 D は 6 軸ひずみセンサーで測定した抗力、 ρ は空気密度である。 投影面積 A は、 図 2 左図に白線で示すように、 h と最大枝張り長さ d を対角線とする四辺形に近似して求めた。 なお、 樹木の抗力係数を求める際には、 枝葉の生え具合の非対称性を考慮して、 主流に対する向きを 4 方向に変えて、 その平均値を用いている。 図 3 に、 コニファー①とコニファー②についての、 主流速度に対する C_d の変化を示す。 図中には同じ 6 軸ひずみセンサーで測定した円柱と平板の C_d も併せて示してある。

コニファー①の C_d は流速の増加に対し減少傾向を示し、 $U_\infty=5\text{m/s}$ では $C_d \approx 1.2$ から、 最大流速 $U_\infty=15\text{m/s}$ では、 $C_d \approx 0.8$ まで減少し、 円柱、 平板のそれよりも小さい値となっている。 これに対しコニファー②はほぼ一定の値を示した。 これは コニファー②の枝幹のしなりが少なかったことに起因すると考えられる。 このように樹木の抗力特性には、 個体差が大きく影響する場合がある。

4. 樹木の後流構造

図 4 に、 樹木後流の xy 平面における、 平均速度分布 U の主流方向変化を示す。 樹木すぐ後ろの $x/d=1.0$ においては、 $y/d=0$ に関して非対称の分布が得られている。 さらに下流の領域 $x/d=2.0\sim 4.0$ では後流中心付近に逆流が見られるようになる。

図 5 には、 xz 平面における、 U の主流方向変化を示す。 測定位置は、 y 方向に樹木中心の $y/d=0$ 、 z 方向に樹高の約半分の $z/h=0$ である。 また図には、 葉の透過性の影響と比較するため、 宮田らによって測定された円柱および透過性円筒の結果を併せて示してある⁽¹⁾。 図より、 通常の円柱では物体直後に逆流領域が存在するのに対し、 樹木と透過性円筒では、 下流に逆流領域が存在される。 このことは、 樹木や透過性円筒の場合、 物体通過後の主流が十分に減速されず速度があるため、 物体直後では逆流領域が形成されない。 その後、 下流にいくにつれ速度が減速され、 せん断層が不安定になり後流領域が形成されるため、 と考えられる。

5. おわりに

本研究では、 園芸用の苗木を用いた樹木の風洞実験を行い、 樹木の抗力特性と後流速度分布を調べた。 とくに抗力特性においては、 枝幹のしなりや、 枝葉の透過性により、 流速の増加とともに抗力係数が減少する傾向を明らかにした。

引用文献

- (1)宮田, 米田, 日本機械学会流体工学部門講演会論文集(2001)CD-ROM

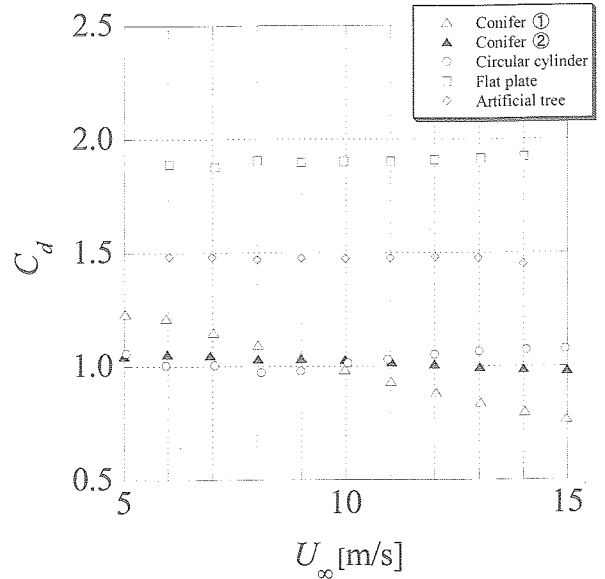


Fig.3 Drag coefficient of a living tree

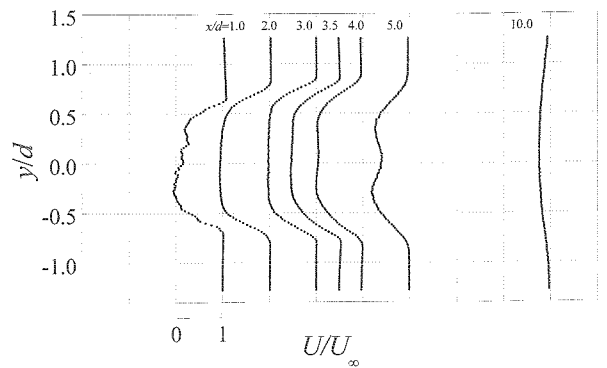


Fig.4 Mean velocity profile behind a living tree (xz-plane)

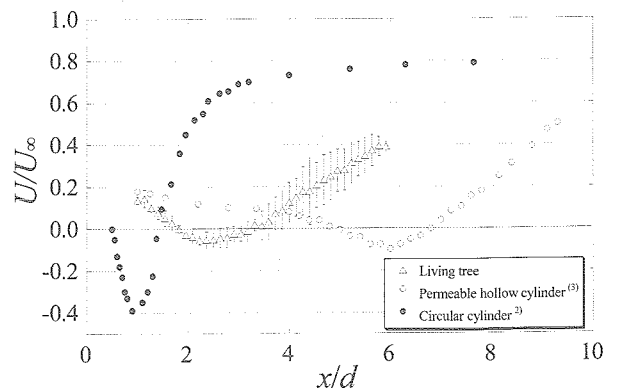


Fig.5 Mean velocity profile behind a living tree (xz-plane)

タンデム型2円柱を過ぎる流れの不安定性と遷移

水島二郎、末広典久（同志社大工）

Instability and transition of flow past a pair of circular cylinders arranged in tandem

J. Mizushima, N. Suehiro

Dept. of Mech. Eng., Doshisha University, Kyotanabe, Kyoto 610-0394, Japan

ABSTRACT

Instability and transition of flow past a pair of circular cylinders placed parallel to the stream in tandem are investigated by numerical simulation and linear stability analysis. We focus our attention upon the effect of spacing between the two cylinders on the instability of flow. Transition of the flow from a steady to a periodic state is clarified to occur due to a supercritical or subcritical Hopf bifurcation depending upon the length of spacing between the two cylinders. We found that there is a certain length of spacing where the flow becomes most stable, which we evaluated. The origin of abrupt change in drag and lift coefficients reported previously was identified to come from the existence of multiple solutions for the flow.

Key Words: flow past two cylinders, instability, transition, tandem arrangement

1. はじめに

流れの中に円柱がおかれているとき、レイノルズ数が大きくなると流れは定常流から振動流へと遷移する。流れの振動により円柱が長期にわたり周期的な力を受けることにより、円柱が破断することがあり、これが大事故を引き起こす可能性がある。このため流れの振動を制御する技術が研究されてきた。たとえば、熱交換器中に温度計を設置するとき、温度計の破断を防ぐために温度計の上流側にダミーの円柱を設置する工夫などが考えられる。

これまで、建造物などの周辺における流れ構造の解明などを目的として、2円柱を過ぎる流れの研究が数多く行われてきた。流れの中に流れと平行または垂直に2円柱を配置し、円柱間の間隔と円柱の受ける抗力の関係について調べると、抗力係数は間隔比（中心間距離/直径）によって大きく変化することなどが知られている¹⁾。2円柱を流れに対して垂直に配置した場合については Le Gal and Chauve²⁾によって詳しく調べられ、間隔比が小さいとき、2円柱後流の強い非線形相互作用により流れが複雑化し、発生する振動流にはいくつかのパターンが見られることが見いだされた。また、Zdravkovich³⁾は流れと平行に2円柱を配置した場合について実験を行い、下流側の円柱の抗力係数がレイノルズ数に強く依存することを指摘した。

これまでの研究によれば、2本の円柱を過ぎる流れは多くの複雑な現象を含んでいる。この論文では、流れと平行に並べておかれた2円柱を過ぎる流れの不安定性と遷移を調べ、2円柱の間隔が流れの振動発生や円柱に働く抗力に及ぼす影響について詳しく調べる。

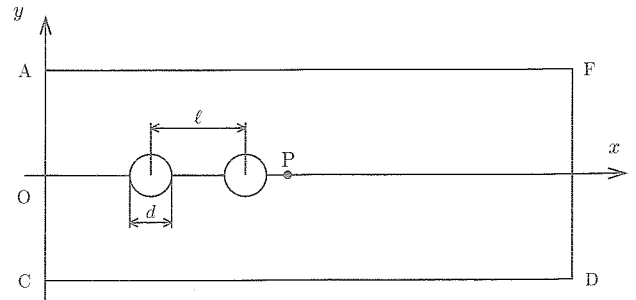


Fig. 1: Configuration and coordinates.

2. 定式化と境界条件

一様流中に流れと平行に並べておかれた同じ直径をもつ2本の円柱を過ぎる流れを考える (Fig.1)。この図で、流体は左から右へ流れている。円柱の直径を d 、2円柱の中心間隔を l とする。流れの向きに x 軸、流れと垂直方向に y 軸をとる。円柱の直径 d を代表長さ、上流における一様速度 U を代表速度とし、流れを特徴づけるパラメータとしてレイノルズ数 Re と中心間隔比 Γ をそれぞれ $Re \equiv Ud/\nu$ および $\Gamma \equiv l/d$ で定義する。ただし ν は流体の動粘性係数である。

2次元非圧縮流れを仮定し、流れ関数 ψ と渦度 ω を導入する。基礎方程式は連続の式

$$\omega = -\mathcal{M}\psi \quad (1)$$

と渦度輸送方程式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{Re} \mathcal{M}\omega + \mathcal{N}(\psi, \omega) \quad (2)$$

$$N(f, g) = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial g}{\partial y} - \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial g}{\partial x}, \quad M = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

である。ここで、 M は2次元ラプラシアンである。上流境界条件として、円柱より十分上流 (Fig. 1, AC) で流れは一樣流であるとし、十分下流 (FD) でゾンマーフェルト放射条件を用いる。円柱上では滑りなし条件とし、計算領域側面 (AF と CD) を十分遠方にとり、そこでは一樣流であるとする。

2. 線形安定性解析

レイノルズ数 Re が小さいとき、流れは2本の円柱の中心を通る流れに平行な中心線 (x -軸) に対して対称な定常流である。レイノルズ数が臨界値 Re_c を超えると、対称定常流は攪乱の成長により不安定となり、周期流に移る。対称定常流を $(\bar{\psi}, \bar{\omega})$ で表し、攪乱を (ψ', ω') と表すと、流れ関数および渦度 (ψ, ω) は次のように対称定常流と攪乱の和で表される。

$$\psi = \bar{\psi} + \psi', \quad \omega = \bar{\omega} + \omega'. \quad (3)$$

上式を基礎方程式 (1) と (2) に代入し定常流が満たす式を引くと、次の攪乱方程式が得られる。

$$\frac{\partial \omega'}{\partial t} = \frac{1}{Re} M \omega' + N(\psi', \bar{\omega}) + N(\bar{\psi}, \omega') + N(\psi', \omega'), \quad (4)$$

$$\omega' = -M \psi'. \quad (5)$$

線形安定性解析においては式 (4) の右辺第4項 (非線形項) は十分小さいものとして無視する。攪乱 (ψ', ω') を $\psi' = \hat{\psi}(x, y)e^{\lambda t}$ 、 $\omega' = \hat{\omega}(x, y)e^{\lambda t}$ のように時間依存成分と空間依存成分の積で表し、これらの式を方程式 (4) と (5) に代入し、非線形項を無視すると次式が得られる。

$$\lambda \hat{\omega} = \frac{1}{Re} M \hat{\omega} + N(\hat{\psi}, \bar{\omega}) + N(\bar{\psi}, \hat{\omega}), \quad (6)$$

$$\hat{\omega} = -M \hat{\psi}. \quad (7)$$

ここで λ は攪乱の複素線形増幅率である。

線形固有関数 $(\hat{\psi}, \hat{\omega})$ の境界条件として、円柱より十分上流 (AC) で $(\hat{\psi}, \hat{\omega})$ は0であるとし、十分下流 (FD) でゾンマーフェルト放射条件を用いる。また、計算領域側面境界 (AF と CD) で攪乱 $(\hat{\psi}, \hat{\omega})$ は0とし、円柱上では数値シミュレーションの場合と同様にすべりなし条件を用いる。 λ の実部 λ_r は攪乱の線形増幅率であり、 λ_r が負のとき対称定常流は安定であり、正のとき不安定である。よって、 $\lambda_r = 0$ となるときのレイノルズ数が臨界レイノルズ数 Re_c となる。

3. 非線形解析

対称定常流が不安定となって生じる非線形周期解を数値的に求める。このとき、攪乱 (ψ', ω') は方程式 (4) と (5) を満たす。ここで、 (ψ', ω') をフーリエ級数で展開し、有限項数 $(2N + 1)$ で打ち切ると、

$$\omega' = \sum_{n=-N}^N \tilde{\omega}_n e^{in\Omega t}, \quad \psi' = \sum_{n=-N}^N \tilde{\psi}_n e^{in\Omega t} \quad (8)$$

と表される。ここで、 Ω は攪乱の周波数 (角速度) を表す。また、 $\tilde{\omega}_{-n} = \tilde{\omega}_n^*$ および $\tilde{\psi}_{-n} = \tilde{\psi}_n^*$ の関係がある。展開 (8) を式 (4) と (6) に代入して次の方程式を得る。

$$in\Omega \tilde{\omega}_n = \frac{1}{Re} M \tilde{\omega}_n + N(\tilde{\psi}_n, \bar{\omega}) + N(\bar{\psi}, \tilde{\omega}_n) + \sum_{p+q=n} N(\tilde{\psi}_p, \tilde{\omega}_q), \quad (9)$$

$$\tilde{\omega}_n = -M \tilde{\psi}_n. \quad (10)$$

展開 (8) において、時間の原点を自由に決めることができるのに対応して、たとえば $\tilde{\omega}_1$ の位相が不定である。そのため、流れ場の中にある1点 (Fig. 1, P 点) での $\tilde{\omega}_1$ の値を実数とする。したがって、 $n=1$ のとき P 点で方程式 (9) の左辺は純虚数となり Ω を次式で決めることができる。

$$\Omega = \frac{1}{\tilde{\omega}_1} \{ N_i(\tilde{\psi}_1, \bar{\omega}) + N_i(\bar{\psi}, \tilde{\omega}_1) + \sum_{p+q=1} N_i(\tilde{\psi}_p, \tilde{\omega}_q) \}. \quad (11)$$

ここで、 N_i は各非線形項の虚数部を表す。

展開係数 $(\tilde{\psi}_n, \tilde{\omega}_n)$ に対する境界条件は、流入境界 (Fig. 1, AC)、上下境界 (AF と CD) では

$$\tilde{\psi}_n = 0, \quad \tilde{\omega}_n = 0 \quad (12)$$

となる。 c_w を攪乱の位相速度とすると、下流境界 (FD) における境界条件は

$$in\Omega \tilde{\psi}_n + c_w \frac{\partial \tilde{\psi}_n}{\partial x} = 0, \quad in\Omega \tilde{\omega}_n + c_w \frac{\partial \tilde{\omega}_n}{\partial x} = 0 \quad (13)$$

となる。ここで、 c_w は攪乱の周波数 Ω および攪乱の波長 α を用いて次式で表される。

$$c_w = \frac{\alpha \Omega}{2\pi}. \quad (14)$$

攪乱の波長 α は攪乱に対し空間座標 x について高速フーリエ変換 (FFT) を行うことにより求める。また、円柱表面では、円柱表面上の法線方向ベクトル η として次のように表される。

$$\frac{\partial \tilde{\psi}_n}{\partial \eta} = 0. \quad (15)$$

4. 数値計算法

ここでは、数値シミュレーション、対称定常解の数値計算、線形安定性解析および非線形周期解の数値解析を行った。すべての計算において、計算領域として円柱上流側に $5d$ 、下流側に $20d$ の長さを取り、側面方向に幅 $10d$ をとった。また、計算格子として Steger and Sorenson⁴⁾ の楕円型方程式による格子生成法を用い、最小格子幅は円柱近傍で 0.02 、最大格子幅は流出および上下境界において 0.2 となった。計算格子の例として、 $\Gamma = 2$ における計算格子を Fig. 2 に示す。この図のように、格子は円柱近傍において密であり、円柱から離れるにしたがって疎

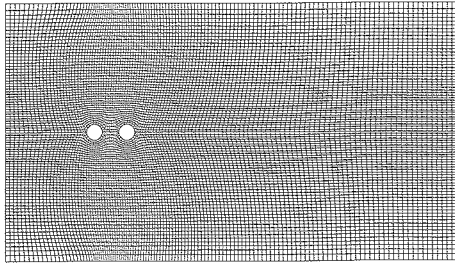


Fig. 2: An example of computational grid.

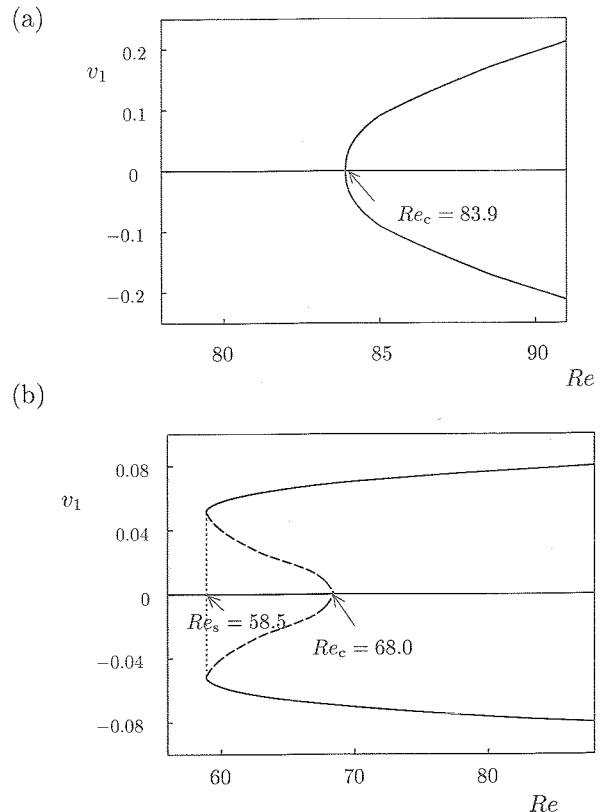
になる。これは、円柱近傍において速度場が急激に変化することを考慮に入れるためである。

数値シミュレーションにおいては、空間微分には2次精度の中心差分を、時間微分についてはオイラー法を用いて方程式を差分近似した。このとき、時間刻み幅 Δt は0.005とした。ポアソン方程式の解法にはSOR法を用いた。対称定常解の数値計算においては、空間微分に2次精度の中心差分を用いて方程式を近似し、SOR法を用いて計算を行った。ここで、 x -軸に対して対称な流れ場を求めるため $\bar{\psi}$ と $\bar{\omega}$ に y について反対称条件を課して計算を行った。線形安定性解析では、空間微分に2次精度の中心差分を用いて方程式を近似し、SOR法を用いて計算を行った。ここで、攪乱の線形固有関数 ($\hat{\psi}, \hat{\omega}$) には中心軸に対して対称条件を課した。非線形周期解の数値計算では、空間微分に2次精度の中心差分を用いて方程式を差分近似し、SOR法を用いて計算を行う。また、 N の値を2とし、偶数次のフーリエモード ($\bar{\psi}_n, \bar{\omega}_n$) (n : 偶数) には中心軸に対して反対称条件を、奇数次のフーリエモードには対称条件をそれぞれ課して計算を行った。

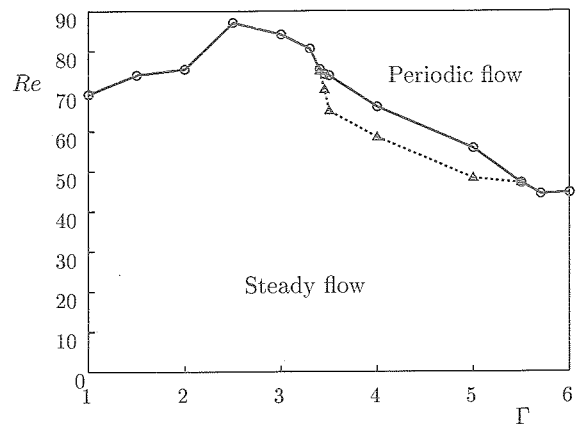
5. 計算結果

ここでは、中心間隔比 $\Gamma = [1, 6]$ の範囲で非線形対称定常流を求め、その線形安定性解析を行った。また、数値シミュレーションと非線形周期解の数値計算により流れの遷移を調べた。流れはレイノルズ数が低いときは2円柱の中心を通る直線に関して対称で時間についても不変な流れ(対称定常流)であるが、レイノルズ数がある臨界値を超えると振動流へ遷移する。

対称定常流から振動流への遷移を調べるために、円柱後方の1点 (Fig. 1, P点) における y 方向速度 v_1 を代表物理量にとり、 v_1 とレイノルズ数 Re との関係調べた。ここで、定常流の場合には v_1 の値を、振動流の場合には v_1 の最大値と最小値をレイノルズ数の関数として分岐図を描いた。たとえば、 $\Gamma = 3$ のときの分岐図は Fig. 3 (a) のようになる。この分岐図から流れは超臨界ホップ分岐を生じており、その臨界値 Re_c は83.9であることがわかる。このような超臨界ホップ分岐は $\Gamma = [1, 3.5]$ および $(5.3, 6]$ の範囲で確認された。一方、Fig. 3 (b) は $\Gamma = 4$ のときの分岐図であり、亜臨界ホップ分岐を生じている。ここで、ホップ分岐の臨界レイノルズ数を Re_c とし、非線形臨界レイノルズ数(サドルノード)を Re_s とすると、

Fig. 3: Bifurcation diagram. (a) $\Gamma = 3$. (b) $\Gamma = 4$.

$Re_s = 58.5$ および $Re_c = 68.0$ となった。このような亜臨界ホップ分岐は $\Gamma = 5$ の場合にも見られた。

Fig. 4: Transition diagram. \triangle : Re_c . \circ : Re_s .

中心間隔比 $\Gamma = [1, 6]$ の範囲で分岐図を求め、対称定常流から振動流へ遷移する臨界レイノルズ数の変化を調べた。その結果を図示すると Fig. 4 のようになる。図中で \triangle はホップ分岐点の臨界レイノルズ数 Re_c であり、 \circ はサドルノード点の臨界レイノルズ数 Re_s である。間隔比 $\Gamma = [1, 3.5]$ と $(5.3, 6]$ では超臨界ホップ分岐を生じている。また、 $\Gamma = [3.5, 5.3]$ では亜臨界ホップ分岐なので Re_s が現れる。

これまでの研究では $\Gamma = 3 \sim 4$ 付近でストローハル数

St 、抗力係数 C_D および揚力係数 C_L に不連続な変化が見られる。 Γ が小さいときは前方円柱からはがれた流れは後方円柱に再付着するして渦は後方円柱からのみ放出されるが、 $\Gamma = 3 \sim 4$ 程度になると後方円柱のみならず前方円柱からも渦が放出されるようになって流れのパターンが大幅に変化する。このとき、前方から剥離する渦が後方円柱に衝突することによって、揚力係数や抗力係数およびストローハル数が急激に変化することが報告されている。

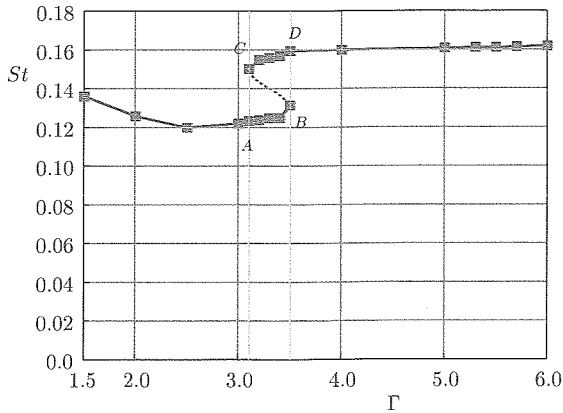


Fig. 5: Strouhal number St . $Re = 100$ (Constant).

ここでは、レイノルズ数 $Re = 100$ を一定にして、間隔比 $\Gamma = [1.5, 6]$ の間でストローハル数を評価した (Fig. 5)。この図より、ストローハル数は $\Gamma = [3.1, 3.5]$ の範囲で3個関数となることが見てとれる。 Γ の値を 1.5 から徐々に大きくしていくと、ストローハル数は図中の A 点を通り、B 点 ($\Gamma = 3.5$) にまで達し、この点から C 点へと不連続に変化する。逆に Γ を 6 から徐々に小さくしていくと、ストローハル数は図中の D 点を通り、C 点 ($\Gamma = 3.1$) において A 点へと不連続に変化する。このように、これまで報告されてきたストローハル数が不連続的に変化する理由は $\Gamma = [3.1, 3.5]$ の間で安定な解が複数個存在することによるヒステリシスを伴う不連続な変化が生じるためと考えられる。

2本の円柱に働く流体からの抗力を求め抗力係数 C_D を評価した。流れ前方の円柱と後方の円柱についての抗力係数 C_D はそれぞれ Fig. 6 のようになる。この図で、後方円柱の抗力係数は $\Gamma \leq 3.0$ において負となっている。これは、後方円柱が前方円柱の後流の中の逆流領域に入っており、流れとは逆の方向に抗力 (推進力) が働いていることを意味する。また、 C_D はストローハル数と同様に、 $\Gamma = [3.1, 3.5]$ の範囲で3個関数であり、 C_D もヒステリシスを伴う不連続な変化が生じる。その傾向は2円柱の揚力係数 C_L についても同様である (Fig. 7)。

このようにこれまで報告されてきたストローハル数や抗力係数および揚力係数の不連続な変化は非線形周期解がある間隔比のところでは2つの安定な解と1つの不安定な解をもつ結果、ヒステリシスを伴った不連続な変化となるためであるという結論が得られた。

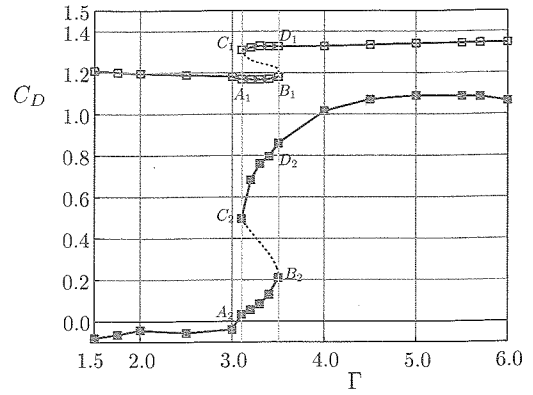


Fig. 6: Drag coefficient C_D . $Re = 100$. □: Front cylinder. ■: Rear cylinder.

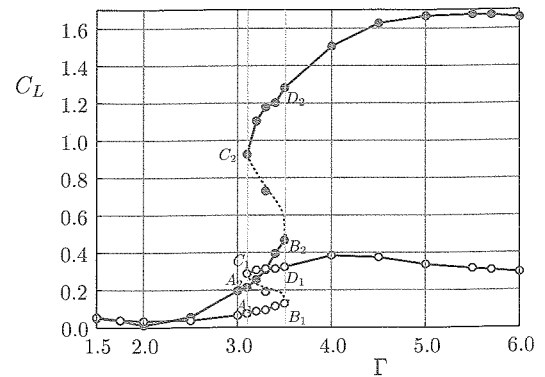


Fig. 7: Lift coefficient C_L . ○: Front cylinder. ●: Rear cylinder.

参考文献

- 1) Y. Ohya, A. Okajima and M. Hayashi: Wake interference and vortex shedding. in *Encyclopedia of Fluid Mechanics*. 8 (Ed. N. P. Chermisinoff, Gulf Pub., Houston, 1988) 323 – 389.
- 2) P. Le Gal and M. P. Chauve: Coupled wakes behind two circular cylinders. *Phys. Rev. A* 41 (1990) 4566 – 4569.
- 3) M. M. Zdravkovich: Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangement. *J. Fluids Eng.* 99 (1977) 618 – 633.
- 4) J. L. Steger and D. S. Chaussee: Automotic mesh-point clustering near a boundary in grid generation with elliptic partial differential equations. *J. Comp. Phys.* 33 (1979) 405 – 410.

圧縮性境界層の遷移機構の研究

前川 博, 渡辺大輔 (広大院)

Study of transition mechanism in a compressible boundary layer forced with T-S and a pair of stable oblique waves

H. Maekawa, D. Watanabe

Dept. of Mech. System Eng., Hiroshima University

ABSTRACT

Spatial direct numerical simulations are performed to study the formation and development of three-dimensional structures in a compressible flat plate boundary layer, where the freestream Mach number is 0.5 and the Reynolds number at the inlet based on the displacement thickness 1000. A pair of neutral/stable oblique modes and a T-S wave is superimposed on the laminar profile at the inlet plane of the boundary layer computational box. The magnitudes of the disturbances are chosen to be 1% or 0.5% of the freestream value. After saturation of the T-S wave, the oblique modes produce peak-valley splitting downstream and hairpin vortices (hairpin packet) on the low speed streak are observed further downstream. So-called subharmonic transition appears downstream in the boundary layer. The numerical results show that the details of three-dimensional structure depend on the magnitude of the disturbance.

Key Words: compressible boundary layer, transition, linear stability analysis, DNS

1. はじめに

圧縮性境界層の遷移予測は次世代輸送機の設計にとってキーテクノロジーの一つと考えられてきた。線形理論で予測されるTS波を介して発達する遷移機構とTS波の線形発達をバイパスするいわゆるバイパス遷移現象があることがこれまで知られているが、その遷移機構の詳細な内容は直接シミュレーション(DNS)を使って解明されることが期待されている。そのため、DNSによってこれまで研究が進められてきたが、通常の時間発展DNSでは境界層の非平行性の影響が理解されにくい欠点があり¹⁾、空間発展DNSはその欠点をカバーしより実験に近い流れ場を作ることができることで遷移機構の解明が進むことが期待されている²⁾。

本研究は、高解像空間差分³⁾による空間発展DNSを使って、TS波の線形発達領域から非線形、そして乱流状態まで発達する圧縮性境界層における遷移機構の詳細を明らかにするものである。本報告では、亜音速境界層(主流マッハ数0.5)で等温壁である

2. 計算手法

DNSにおける流入攪乱として、時間発展問題に対する線形安定解析から得られる不安定波の固有関数を用いる。

線形安定解析において支配方程式はデカルト座標系で記述された圧縮性ナビエ・ストークス方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial(E_T u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(p u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}. \quad (3)$$

ただし、支配方程式はジェット的主流速度 u_∞ 、排除厚さ δ 、主流密度 ρ_∞ および粘性係数 μ_∞ によって無次元化した。線形攪乱は平面波とし、

$$d(x, y, z) = \text{Real}[\hat{d}(y) \exp\{i(\alpha x + \beta z - \omega t)\}], \quad (4)$$

と表される。ここで、 α, β はそれぞれ主流方向波数、スパン方向波数であり、 ω の実部は角振動数、虚部は線形成長率を表す。また、 $\hat{d}(y)$ は固有値 (α, β, ω) に対応する固有関数である。境界層の層流速度分布は境界層方程式を解き与えた。また、温度分布はプラントル数 $Pr=1$ として Crocco-Busemann の関係式を用いた。

$$\bar{T}(y) = M_\infty^2 \frac{\gamma-1}{2} (u_\infty \bar{u}(y) - \bar{u}(y)^2) + \frac{\bar{T}_w(u_\infty - \bar{u}(y))}{u_\infty} + \frac{\bar{T}_w \bar{u}(y)}{u_\infty} \quad (5)$$

ここで $M_\infty = u_\infty / c_\infty$ であり c_∞ は主流音速である。また、本研究では壁面温度 $T_w = 1$ の等温壁を仮定した。この速度分布と温度分布を線形攪乱方程式に代入し一様ディリクレ条件を境界条件としスペクトル法により固有値及び固有関数を計算する。

一方、DNS において支配方程式は圧縮性ナビエ・ストークス方程式であり、空間の離散化には移流項に 5 次精度散逸コンパクトスキーム³⁾および粘性項に 6 次精度中心コンパクトスキーム⁴⁾を用いた。流出境界には特性波解析に基づく NSCBC(Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition)⁵⁾を適用した。時間進行は 4 次精度 Runge-Kutta 法により行った。また、計算領域は図 1 に示すように、 $x=0$ における排除厚さ δ に対し、 $0 < x < 500\delta$, $0 < y < 30\delta$, $0 < z < 2\pi/\beta\delta$ とした。ここで $2\pi/\beta\delta$ は斜行波のスパン方向 1 波長の長さである。格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 301 \times 101 \times 48$ であり、主流および主流垂直方向に格子伸長を行っている。

3. 流入攪乱

流入攪乱として線形安定解析より求めた不安定波の固有関数を与えた。一つは $M=0.5$, $Re_\delta=1000$ において最も不安定となる波数付近の二次元 TS 波(波長: $\lambda_{2D} = 2\pi/\alpha$, $\alpha=0.22$)。もう一つは二次元 TS 波と主流方向波数が等しい一組の斜行波(主流方向波長: $\lambda_{3Dx} = 2\pi/\alpha$, 主流方向波長: $\lambda_{3Dz} = 2\pi/\beta$)である。本計算では 3 種類の斜行波を用い 3 つのケースについて計算を実行した。一つ目は、斜行波の二次元モードとの成す角度は、等しい \square に対し斜行波が中立安定となる付近 $\theta = \pm 52^\circ$ ($\tan\theta = \beta/\alpha$) とした(図 2 参照)。このとき $\lambda_{3Dz} = 22$ であり、このケースを(1,1)ケースと記す。二つ目のケースは、主流方向波数が(1,1)ケースの 1/2(主流方向波長 2 倍)の(1,0.5)ケース。三つ目はスパン方向波数が(1,1)ケースの 2 倍(スパン方向波長 1/2)の(1,2)ケースである。(1,0.5)ケースと(1,2)ケースは TS 波と成す各が互いに等しく、また成長率は負であり線形安定なモードである。各ケースの流入振幅は TS 波と斜行波共に主流方向成分固有関数の最大値が 1%となるよう与えた。

二次元 TS 波と斜行波((1,1)ケース)の主流方向成分に対する固有関数を図 3 に示す。

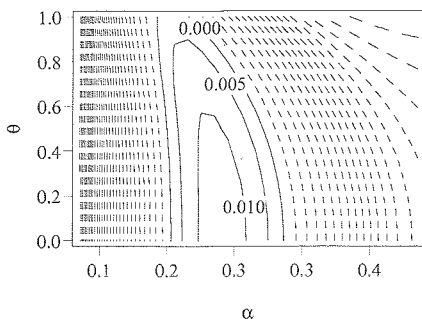


図 2 線形成長率($M=0.5, Re_\delta=1000$)

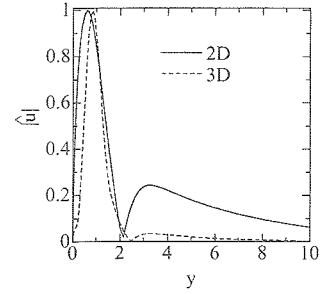


図 3 主流方向成分固有関数分布($M=0.5, Re_\delta=1000$)

4. 計算結果および考察

図 4 は(1,1)ケースにおいて振幅を変えた斜行波を導入した結果を示す。斜行波の振幅が 0.01% である場合は、線形成長した TS 波の飽和に伴って斜行波が急激に増幅している様子が観察される。一方、斜行波の振幅が 1% である場合は、TS 波は下流ですぐに飽和し、斜行波も成長する。

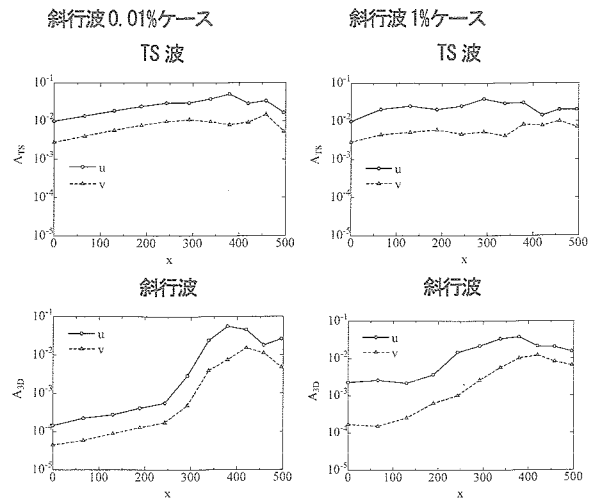


図 4 TS 波と斜行波の下流への成長

図 5 は(1,0.5) ケースでの斜行波の成長に伴って境界層内に縦渦が形成される様子を示す。TS 波の成長に伴い、二次元的な Q 構造があらわれ、斜行波の成長はその変形と壁面近傍に新たな縦(斜め)渦構造の形成に寄与していることがわかる。

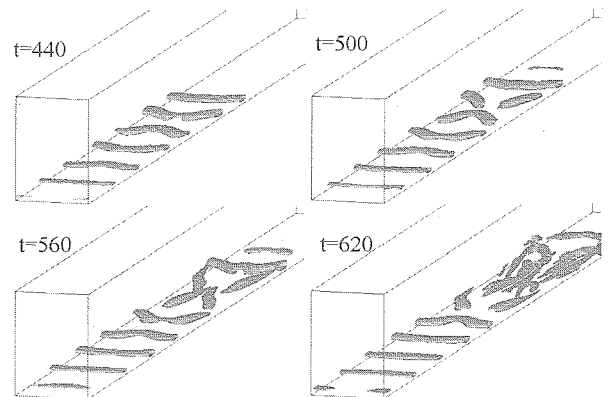


図 5 境界層縦渦の形成; (1,0.5) ケース, $Q=0.0001$

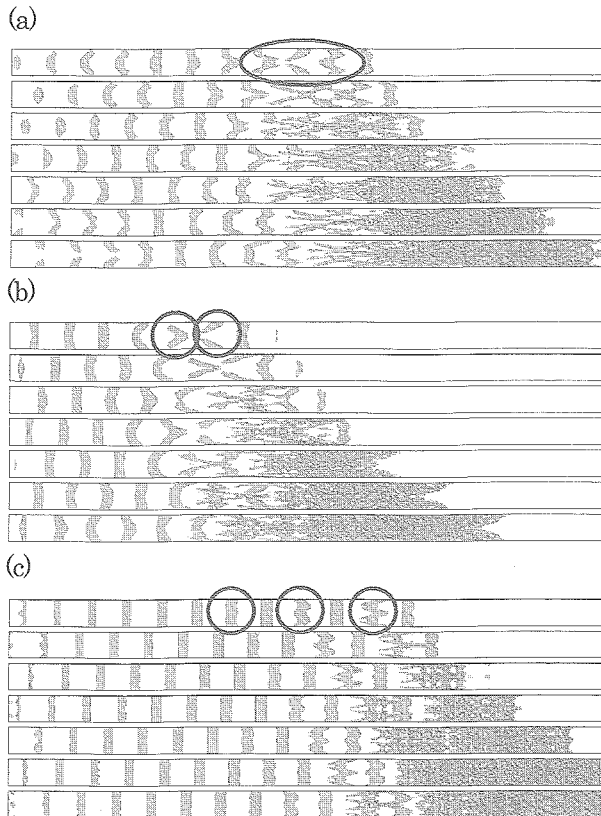


図 6 渦構造の下流への発達 ($Q=0.0003$, $M=0.5$, $Re_\delta=1000$); (a) (1,1) ケース, (b) (1,0.5) ケース, (c) (1,2) ケース

一方、図 6(a,b,c)は(1,1), (1,0.5), (1,2)ケースの渦構造の下流への発達を示す。渦構造の可視化には速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面を用いた。各ケースとも流入部付近 ($x=0$) では、二次元 TS 波と斜行波の振幅が等しいことから緩やかな三次元的構造が現れている。(1,1) ケースでは、 $x < 200\delta$ 付近まで二次元モードが成長しスパン方向に横断する二次元的な構造があらわれる。この間、斜行波が作り出す渦構造は Λ 状の構造を示す。 $200\delta < x < 300\delta$ の領域では二次元的な構造が消失し、斜行波による Λ 状構造が下流方向に引き伸ばされる様子が観察され、図 4(a)の丸で囲まれた部分に見られるような鋭角な Λ 状構造となる。この鋭角な Λ 状の構造を形成する一組の渦対の間には強い垂直方向速度成分 ($v > 0$) が起こっていることが確認され、この様な部分から急速に三次元化が進み乱流へと発達していく様子が確認された。(1,0.5) および (1,2) ケースにおいても三次元化のきっかけとなる過程は (1,1) ケースと同様であることが判る (図 4(b,c))。また、(1,1), (1,0.5) ケースでは、 Λ 状構造が現れた付近から下流に向け三次元構造が複雑化し乱流境界層へと遷移しているのに対し、(1,2) ケースでは Λ 状構造の頂点が存在する領域が局部的に乱れ、これらの乱れた構造が下流に流れるに従い前後の乱れと合体することにより乱流境界層へと遷移している。三次元化が始まる位置は 3 ケースとも異なり、(1,0.5) ケースが最も上流において発達した三次元構造が現れ、(1,0.5) ケースと斜行波の角度が等しい

(1,2) ケースが最も下流で遷移する結果となった。(1,1), (1,0.5), (1,2) ケースの斜行波の流入部における角振動数は、それぞれ $\omega=0.89$, $\omega=0.46$, $\omega=0.99$ であり、TS 波の角振動数との比はそれぞれ 1.16, 0.59, 1.29 である。この比と遷移する位置とを比較すると、Kachanov 等⁶⁾が示した 1/2 低調波に最も近い (1,0.5) ケースが最も上流において遷移している。

この結果から、斜行波の角振動数が 1/2 低調波から離れるに従い遷移位置が下流に移ることが予想される。

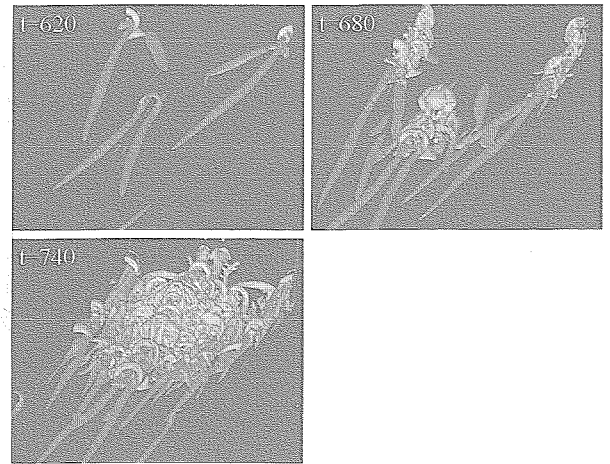


図 7 ヘアピン渦の発達; (1,0.5) ケース, $Q=0.001$

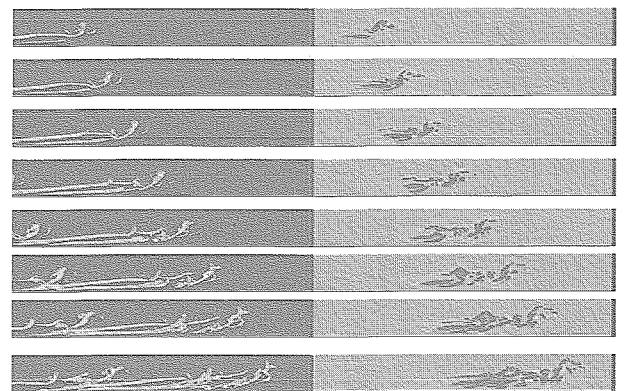


図 8 ヘアピン渦の発達 (左; $Q=0.001$) と高せん断領域 (右; 赤 $Q > 0$, 青 $Q < 0$); (1,0.5) ケース

図は高解像度にして示すヘアピン渦の生成と、そのまわりに発生する遷移構造を示す。また、図 9 は側面から観察したヘアピン渦の発達の様子である。最初にできたヘアピン渦が変形・複雑化しながら外層に到達していることがわかる。それに伴って形成される高せん断領域を同じ図で観察することができる。壁面近傍にせん断層があらわれ、ヘアピン渦の発達に伴って、境界層内部にあらわれることがわか

る。

さらに、複雑化した遷移構造を図9は示す。(1,0.5)のケースである。側面図からは低速域が境界層外層まで現れている様子がわかる。一方、壁面近傍では、低速・高速ストリークがあらわれ、乱れた塊が下流に進行している様子(高速ストリークとそれに絡みつくように形成される Q 構造)が観察される。外層ではわきあがった低速流域と対峙する高速流域が流れ方位に大きなスケールで形成されている様子がわかる。

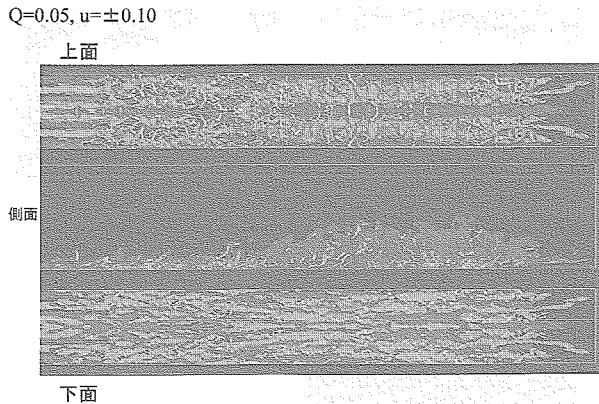


図9 遷移構造 (低速・高速ストリークと Q 構造)

5. まとめ

圧縮性境界層の空間発展 DNS を実行し以下の事を確認した。

- (1) ピーク・バレー構造の現れる位置および間隔は流入する攪乱により変化する。このため、境界層の遷移位置も同様に変化する。
- (2) 斜行波の角振動数が1/2低調波からずれるに従い、遷移位置が下流へ移る。
- (3) ヘアピン渦が発達する遷移後期は、低速域が境界層外層まで到達しそれに伴う高速領域が大きなスケールで形成されることが観察された。これらは、ヘアピン渦の発達にともなう渦ダイナミクスによって説明される。

参考文献

- 1) Adams N. A., Kleiser L., J. Fluid mech. 317, (1996).
- 2) Guo Y., Kleiser L. and Adams N. A., AIAA J. 34, (1996).
- 3) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., AIAA Paper 96-1972, (1996).
- 4) Lele, S. K., J. Comput. Phys. 103, (1992).
- 5) Poinso, T. J. and Lele, S. K., J. Comput. Phys. 101, (1992).
- 6) Kachanov, YU. S. and Levchenko, V. YA., J. Fluid mech. 138, (1984).

境界層遷移に対する主流乱れのスケールの影響

剣地利昭, 松原雅春(信州大)

Effect of the scale of free stream turbulence on boundary layer transition

Toshiaki Kenchi and Masaharu Matsubara

Department of Mechanical Systems Engineering, Shinshu University

ABSTRACT

The present experiment focused on revealing effect of scales and directional components of free stream turbulence on boundary layer transition, especially the growth rate of the disturbance energy in the streamwise direction. Free stream turbulence generated by a turbulence grid mounted upstream of the contraction has typical character of axisymmetric turbulence with strong anisotropy. The experimental results with the anisotropic free stream turbulence show the non-modal growth disturbance even at 0.7 % turbulence intensity. The correlation between the filtered free stream fluctuation and growth rate of the disturbance suggests that the wall-normal velocity fluctuation in the free stream dominates the disturbance growth.

Key Words: Boundary layer, Transition, Non-modal growth, Intermittency, Free-stream turbulence

1. はじめに

バイパス遷移過程において、境界層内に低速ストリークが発生し、それが振動して崩壊し乱流斑点を形成することが実験⁽¹⁾により明らかになった。そのとき境界層内攪乱のエネルギーは境界層厚さの半分にピークを持ち、前縁からの距離に比例して成長し、このことは non-modal 理論⁽²⁾により予測される攪乱の特徴と一致している。主流の乱流スケールがほぼ一定であれば攪乱の成長の傾きは主流の乱れエネルギーに比例すること⁽³⁾がわかっている。しかし、乱流スケールを変化させた場合の成長率についての研究は著者が知る範囲において行われていない。また低主流乱れと呼ばれる主流の乱れ強さが 1%以下の領域では、T-S 波を伴う遷移も存在すると考えられているが、それらの遷移過程が入れ替わる乱れ強さの臨界値について十分な精度で決定されていない。

広い適用範囲の遷移点予測をする為には異なる乱流スケールおよび低主流乱れにおける攪乱エネルギーの成長が支配される因子を調べる必要がある。本研究では、乱流格子の格子間隔を変えることでスケールを変え、また、ノズルの入り口に乱流格子を挿入することで比較的弱い乱れ強さの非等方の乱れを発生させ、それがバイパス遷移に与える影響を調べた。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概要を図 1 に示す。本実験では $400 \times 600 \times 4000$ mm の試験部を有する回流式風洞を用いた。整流された空気は絞り比 9:1 のノズルを経て試験部に入る。アルミ製試験平板は $580 \times 2000 \times 10$ mm で前縁がノズル出口より 1500 mm 下流に、試験部側壁より 100 mm に位置するように、鉛直に設置され

ている。前縁は長さ 120 mm、厚さ 16 mm のアクリル製くさび形状である。試験板後端には前縁への流入角を調整するためフラップが設けられ、前縁で剥離しないようにこの角度が調整されている。試験面上面での圧力勾配は、試験板対面の側壁の位置を調整して無くしている。座標系は平板の前縁中心を原点とし、流れ方向を x 、試験面垂直方向を y 、スパン方向を z とする。

測定のために、流路抵抗を抑えた三次元可動ロボットアームを用いた。これは三つの関節を持つため yz 平面内の移動とプローブの回転が可能である。 x 方向には試験部上の流路外に敷かれたレールに載って移動する。先端に直径 $2.5 \mu\text{m}$ の白金線を熱線とする I 型プローブおよび X 型プローブを取り付け、定温度型熱線流速計で流速測定を行なった。

ノズル前後に格子間隔の違う乱流格子が取り外し可能となっており、主流の乱れ強さを変化させた。各格子の詳細を表 1 に示す。格子 A, B は $x = -1500$ mm のノズル出口に、格子 C は $x = -3500$ mm のノズル入り口に取り付けた。さらに、格子 C は乱れ強さを連続的に変化させるために、格子のパイプに小孔が開いておりそこから上流に向けて噴流を噴出することが出来る。噴流の強さの指標として噴流用ブローのモータに与える電源周波数を用い、0, 30, 50 Hz の 3 段階で実験した。

主流速は 5 m/s, 7 m/s, 10 m/s で行ない、前縁上での主流方向乱れ強さ $Tu_u (= u_{rms}/U_\infty)$ は、格子 A と格子 B では、それぞれ 3.5%, 2.4% である。格子 C では噴流がないブロー周波数 0 Hz のとき主流速に依存せず、0.5% であるが、噴流がある場合は主流速に依存し、主流速 5 m/s, 7 m/s, 10 m/s でブロー周波数 30 Hz のとき、

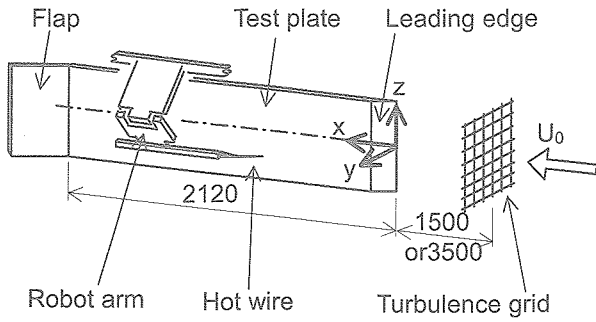


図1 実験装置概略

表1 乱流格子の詳細

grid	size	M(mm)	d(mm)	Bar geometry	solidity
A	400×600	30	6	square	26%
B	400×600	50	6	square	16%
C	1200×1800	120	13	round	20%

それぞれ 0.8%, 0.6%, 0.5%, 50Hz のとき 2.0%, 1.0%, 0.95% である。壁垂直方向乱れ強さ $Tu_v (=v_{rms}/U_\infty)$ は格子 A で 3.0%, 格子 B で 2.3%, 格子 C では、ブロー周波数 0Hz のときは 0.7% である。主流速の小さいほうから、ブロー周波数 30Hz のとき 1.5%, 1.3%, 1.0%, 50Hz のとき 2.8%, 2.2%, 1.2% である。

3. 実験結果と考察

図2に主流中での流れ方向と壁垂直方向の速度変動成分を示す。ノズル出口に格子Aを挿入した場合 u_{rms} , v_{rms} ともにほぼ同じ値になり、減衰の仕方も同じであることから、等方な乱れであることがわかる。それに対し格子Cをノズル入口に挿入した場合は、 u_{rms} に対し v_{rms} が2倍以上大きくなっており、非等方な乱れであることがわかる。さらに噴流用ブローの出力を上げると u_{rms} の増加よりも v_{rms} の増加が大きく、噴流の増加とともに非等方性が増すと思われる。噴流の強さによらず流れ方向に v_{rms} は減衰しているのに対し u_{rms} は噴出がないときはほぼ一定で、噴出した場合は逆に増加している。これは流れ方向乱れ成分に他の方向の乱れ成分からエネルギーが供給されているためと思われる。

図3,4は格子Aを挿入したときの各 x 位置における平均流速分布と乱れ強さ分布である。縦軸は主流速 U_∞ で無次元化し、横軸は y を排除厚さで無次元化したものである。図3において、 $x=100$ mm では実線で示したブラジウス分布と一致しているといえる。 $x=200$ mm, 300 mm では、境界層厚さの半分より壁側では流速が増加し、主流側では減少していることがわかる。さらに $x=500$ mm より下流ではその傾向がより大きく表れている。 $x=500$ mm より下流での分布は乱流境界層流速分布の特徴と一致している。図4の乱れ強さ分布では、 $x=100$ mm から 300 mm では、

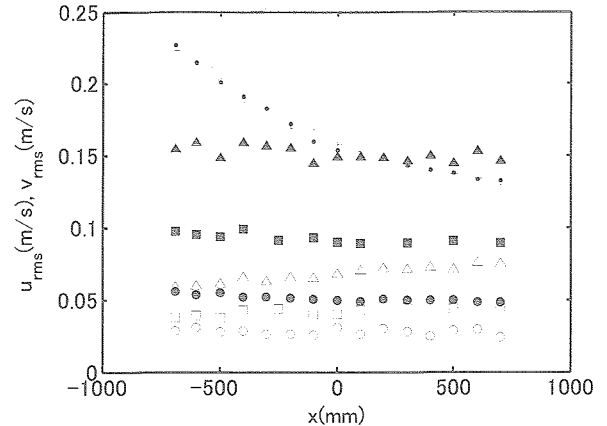


図2 速度変動成分の流れ方向分布, $U_\infty=7$ m/s
 +: 格子A u_{rms} , *: 格子A v_{rms} ,
 ○, □, △: 格子C u_{rms} , 噴出用ブロー 0, 30, 50 Hz
 ●, ■, ▲: 格子C v_{rms} , 噴出用ブロー 0, 30, 50 Hz

ピークは境界層厚さの半分の位置で、位置を変えずに増加している。さらに $x=500$ mm では、乱れ強さのピークが壁際に移動し、ピークの最大値をとり、 $x=700$ mm 以降では、ピークが減少している。 $x=500$ mm 以降の分布の特徴もやはり乱流境界層の乱れ強さ分布と一致しており、平均流速分布と考え合わせると $x=500$ mm より下流では乱流に遷移したと考えられる。これらの分布から遷移点は 300 mm から 500 mm の間にあると考えられる。一方、遷移前の乱れ強さが境界層厚さの半分の位置にピークを持ちながら成長しており、この特徴は non-modal 成長を示している。

図5,6は図3,4と同様に、格子Cをノズル入口に挿入し、噴出していないときの平均流速分布と乱れ強さ分布である。平均流速分布より、 $x=650$ mm までは実線のブラジウス分布と一致しているといえる。 $x=750$ mm より下流では格子Aを挿入したときと同様に、境界層厚さの半分より壁側では流速が増加し、主流側では減少していることがわかる。乱れ強さ分布より、 $x=550$ mm までは non-modal 成長の特徴である境界層厚さの約半分に位置するピークを持って乱れ強さが上昇する。これらの結果から Tu_u が 0.5%, Tu_v が 0.7% においても non-modal 成長を示す攪乱が見られた。

図7は、境界層厚さの半分の位置における攪乱エネルギー ($E=u_{rms}^2/U_\infty^2$) の流れ方向変化と間欠率の関係を示す。この位置は遷移前の乱れ強さのピーク位置に相当する。横軸は x に基づくレイノルズ数である。格子Cの攪乱エネルギーは、間欠率が増え始める $Re_x=3.0 \times 10^5$ まで Re_x に比例して成長している。さらに下流では E の傾きが大きくなり、間欠率が 0.6 ぐらいで攪乱エネルギーはピークに達する。この線形成長もまた non-modal 理論と一致する。格子Aでは間欠率との関係はよい一致を示して変化するが、上

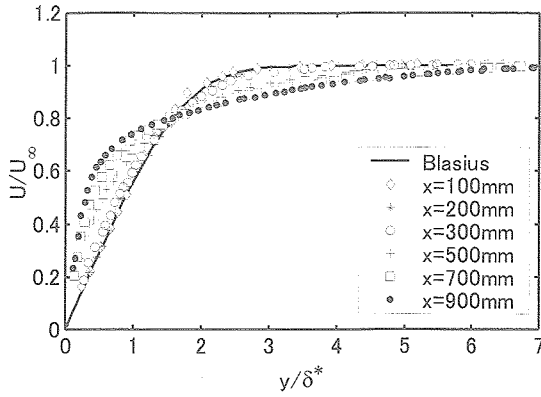


図3 格子Aにおける平均流速分布: $U_\infty=5\text{m/s}$,
 $Tu_u=3.5\%$, $Tu_v=3.0\%$

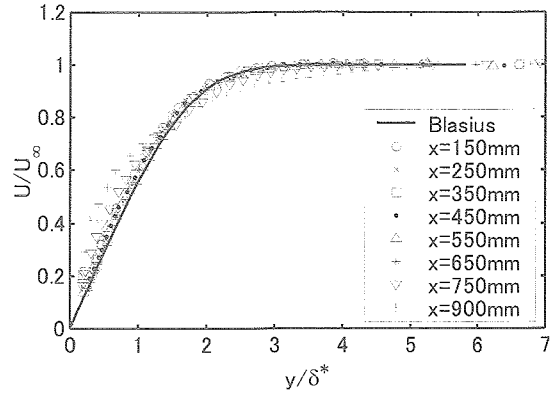


図5 格子Cにおける平均流速分布: $U_\infty=10\text{m/s}$,
 $Tu_u=0.5\%$, $Tu_v=0.7\%$

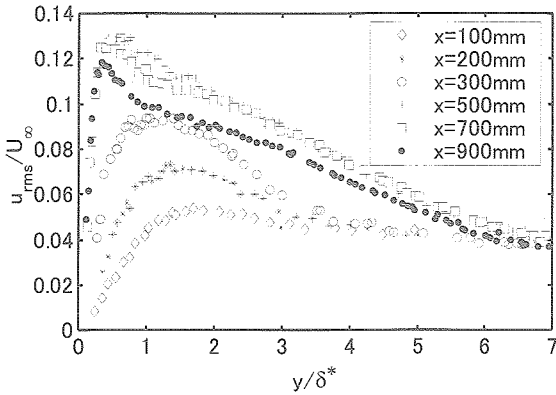


図4 格子Aにおける乱れ強さ分布: $U_\infty=5\text{m/s}$,
 $Tu_u=3.5\%$, $Tu_v=3.0\%$

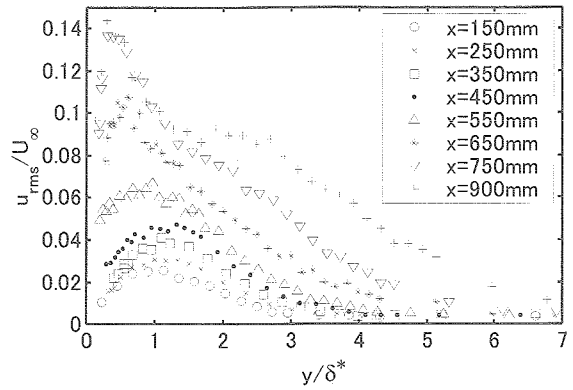


図6 格子Cにおける乱れ強さ分布: $U_\infty=10\text{m/s}$,
 $Tu_u=0.5\%$, $Tu_v=0.7\%$

流への測定点が不足しているため線形成長ははっきりと現れていない。

図8は図7での攪乱エネルギーをそれぞれ、前縁上での Tu_u^2 , Tu_v^2 で無次元化したもので、これは主流の乱れエネルギーと、境界層内の攪乱エネルギーの比となっている。前縁における攪乱の受容過程とその後の成長過程が線形性を持ち、攪乱の主原因のエネルギーで無次元化されていればエネルギー比は格子に依存しないはずである。図の実線は Tu_u^2 で無次元化したときの最小二乗近似から求めた傾きで、点線は Tu_v^2 の場合である。 Tu_u^2 で無次元化した場合は格子Aに比べ、格子Cの傾きが大きい。 Tu_v^2 で無次元化した場合、成長の傾きはほぼ等しくなる。このことより攪乱の成長には v 方向の成分が支配的であるということがいえる。

図9は各格子の場合における攪乱エネルギーの増加の傾き $G=dE/dRe_x$ と、前縁上の Tu_u^2 および Tu_v^2 との関係を示す。各図の Tu_u^2 , Tu_v^2 はどの乱流スケールが一番影響を及ぼすかを調べるために L_f の乱流スケー

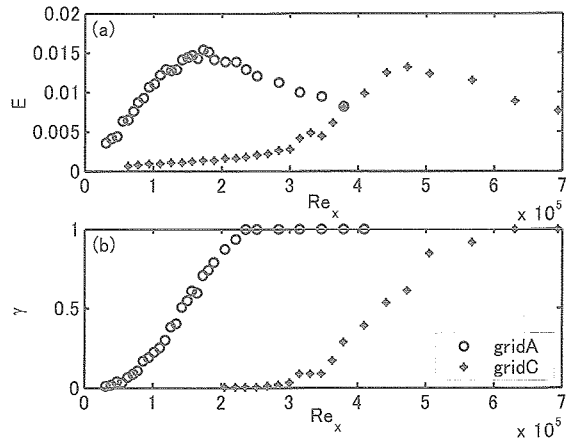


図7 攪乱エネルギーと間欠率 γ の関係
格子A, $U_\infty=5\text{ m/s}$,
格子C, $U_\infty=10\text{ m/s}$, 噴流用プロア 0Hz

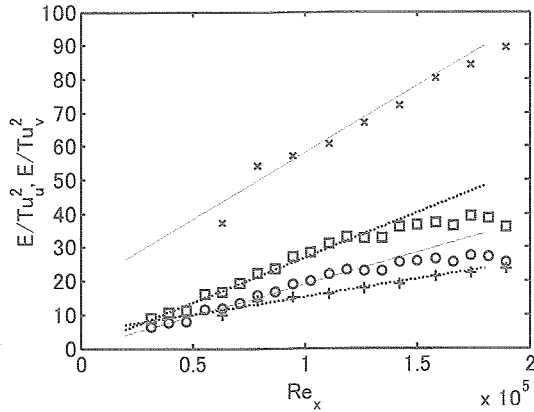


図8 境界層内攪乱の成長率

○格子 A: E/Tu_u^2 , □格子 A: E/Tu_v^2 , $U_\infty=5$ m/s
 ×格子 C: E/Tu_u^2 , +格子 C: E/Tu_v^2 , $U_\infty=10$ m/s

ルでバンドパスフィルタをかけて求めてある。両軸とも対数をとってあり、実線は主流乱れが等方の場合の実験⁽³⁾より得られた傾きの直線である。まずフィルタをかけていない場合(図 9(a), (e))と比較すると、成長率は Tu_v^2 に比例する傾向が強いことがわかり、これは図 8 の結果とも一致する。フィルタをかけた場合の図 9(b), (c), (d)および(f), (g), (h)の 6 つの図より、図 9(g)で最も相関があることがわかるが、フィルタをかけていない図 9(e)と比べると改善しているとはいえない。この結果より non-modal 成長に

支配的なエネルギーの成分はある特定の乱流スケールであると示唆されるが、その乱流スケールを特定するにはより多くの実験データが必要であるといえる。

4. おわりに

ノズルの前に格子を置き非等方性の主流乱れを発生させその場合の境界層遷移の様子を熱線により観測した結果、主流の乱れ強さ $Tu_u=0.5\%$, $Tu_v=0.7\%$ の場合でも non-modal 成長が起こっていることが明らかになった。また、境界層内攪乱エネルギーの成長は主流乱れにおける壁垂直方向の成分が支配的であるということがわかった。

引用文献

- (1) M. Matsubara and P. H. Alfredsson, Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.430 (2001), 149-168.
- (2) P. Luchini, Reynolds-number-independent instability of the boundary layer over a flat surface: optimal perturbations, *J. Fluid Mech.*, Vol.404 (2000), 289-309.
- (3) J. H. M. Fransson, M. Matsubara and P. H. Alfredsson, Transition induced by free stream turbulence (*Accepted for publications in J. Fluid Mech.*)

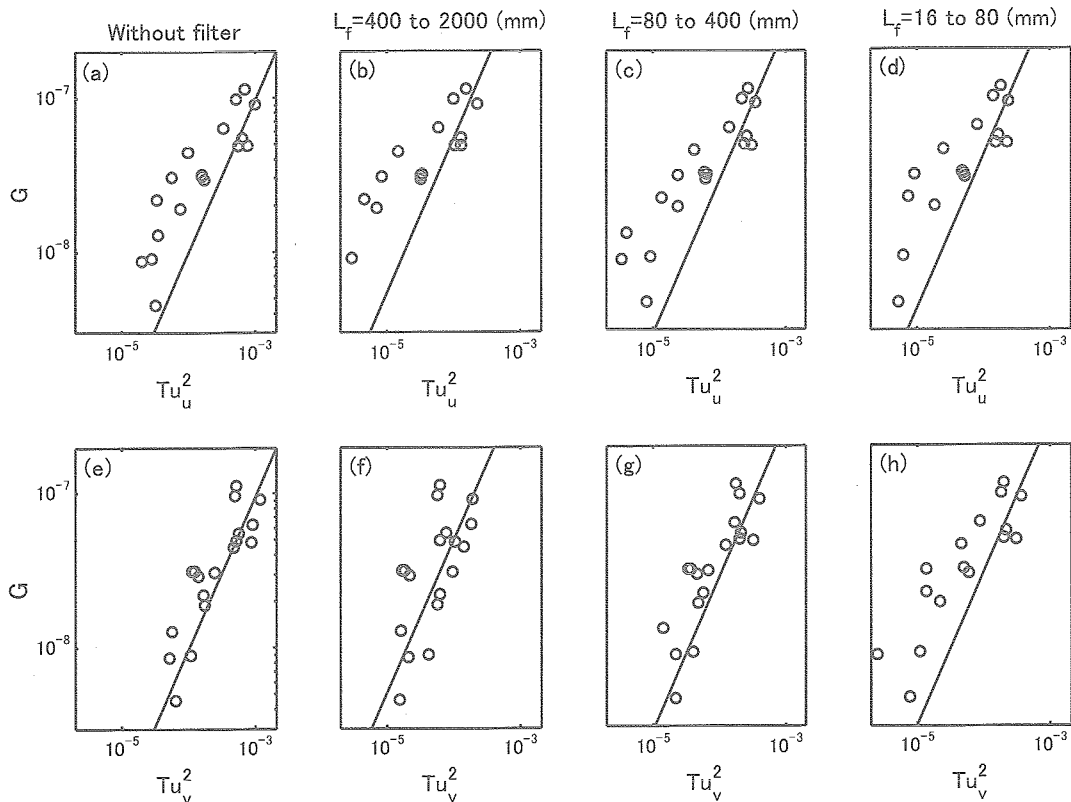


図9 non-modal 成長の傾きと各スケールにより求めた Tu_u^2 と Tu_v^2 の関係

Instability, transition and turbulence in plane Couette flow with system rotation

P. Henrik Alfredsson & Nils Tillmark
KTH Mekanik, SE-100 44 Stockholm, SWEDEN

System rotation may drastically change the flow behaviour both for laminar and turbulent shear flows due to the effect of the Coriolis force. For rotating plane Couette flow the Coriolis force will either be stabilizing or destabilizing across the full channel width due to that the sign of vorticity of the basic flow profile is the same across the channel.

Key Words: plane Couette flow, system rotation, instability, turbulence

1. Introduction

It has been known for a long time that effects due to body forces, such as curvature (centrifugal effects) or rotation (Coriolis effects), may have strong influence on boundary layer development. In cases with system rotation, if there is a component of the rotation vector that is parallel to the wall and normal to the mean flow direction, the Coriolis effects may lead to an unstable "stratification" which may lead to the development of streamwise oriented vortices. If the flow experiences system rotation the Coriolis force may be stabilizing or destabilizing depending on the direction of rotation. If the mean vorticity is of the opposite sign as compared to the system rotation vector then the flow becomes destabilized (anticyclonic rotation), whereas the flow becomes stabilized if they have the same sign (cyclonic rotation) (see figure 1).

In plane Poiseuille flow the flow becomes destabilized on one side of the channel whereas in the other part of the channel it becomes stabilized (see e.g. Alfredsson & Persson, 1989). For plane Couette flow on the other hand, the Coriolis force will either be stabilizing or destabilizing across the full channel width.

There have been a few numerical studies made on plane Couette flow rotating around its spanwise axis. Bech & Andersson (1996, 1997) made simulations with destabilizing rotation and found that secondary flow in form of streamwise oriented vortices occurs also in this case both for weak and strong rotation. The paper by Komminaho et al. (1996) was mainly devoted to the non-rotating case, however they also showed that the flow can be relaminarized by weak cyclonic rotation.

Nagata (1998) studied stationary flow solutions which bifurcate from the two-dimensional streamwise vortex flow in rotating Couette flow. He showed that such a stationary solution may exist within a rather limited Reynolds number range and that for high Reynolds numbers these solutions would become time-dependent.

2. Theoretical considerations

For the flow under study there are two non-dimensional

parameters of interest, namely the Reynolds number, ($Re=U_w h/\nu$) and the rotation number ($Ro=2\Omega h/U_w$), where $2h$ is the channel width, $2U_w$ is the velocity difference between the walls and Ω is the spanwise component of the angular velocity of the system rotation..

For plane Couette flow with spanwise system rotation, the Coriolis force will either be stabilizing or destabilizing across the full channel width giving rise to spanwise periodic disturbances in the form of roll cells. Lezius & Johnston (1976) showed that for rotating plane Couette flow the critical Reynolds number for such disturbances is given by the following expression

$$Re_c=10.3/[Ro(1-Ro)]^{1/2}$$

which gives the lowest Re_c as 20.6 for a rotation number $Ro=0.5$. The corresponding critical spanwise wave number is $\beta_c=1.56$ i.e. the spanwise size of each roll cell is equal to the channel height ($2h$). For $Ro<0$ and $Ro>1$ it is seen that the flow is stable.

3. Experimental set-up

The present Couette flow apparatus has been used in a number of reported experiments and its basic technical details are found in Tillmark & Alfredsson (1992), which justifies that only a brief description will be given here.

The Couette apparatus itself consists of two open tanks connected by a 1500 mm long open plane channel with vertical parallel glass walls. The channel has a rectangular cross section, its vertical extent is 400 mm and the distance between the walls is adjustable between 10 mm and 70 mm. The flow in the channel is set up by a transparent polyester plastic belt (360 mm wide) which runs along the facing inner glass surfaces of the channel. Vertical cylinders in each tank drives and steers the belt loop. A feedback controlled DC-motor drives one of the large cylinders and a tacho-generator on the other large cylinder, which is driven by the belt itself, monitors the band speed. The working fluid is water and for flow visualization it is seeded with light reflecting

platelets (Merck, Iriodin 120).

4. Some experimental results

We show here only a few examples on flow phenomena that occur in the rotating plane Couette flow. Fig. 2 shows the Re-Ro-plane with the neutral stability curve and data points which verify the linear theory. We also depict various other types instability modes that occur in the flow field.

Fig. 3 shows a flow visualization photograph at low Re (=100) and Ro=0.05 where the roll cells have started to become wavy. An interesting aspect of this flow is that the roll cells eventually break down where after they reappear and the cycle repeats itself. These flow structures resemble the solutions found by Nagata (1998).

Rotating Couette flow show a number of interesting instabilities and other flow phenomena which makes it an interesting flow for both theory and experiments. Future experimental work should aim at detailed velocity measurements of the flow field. For this PIV would be the best technique.

References

Alfredsson, P.H. & Persson, H. (1989) Instabilities in channel flow with system rotation. *J. Fluid Mech.* 202:543-557.

Bech, K.H. & Andersson, H.I. (1996) Secondary flow in weakly rotating turbulent plane Couette flow. *J. Fluid Mech.* 317:195-214.

Bech, K.H. & Andersson, H.I. (1997) Turbulent plane Couette flow subject to strong system rotation. *J. Fluid Mech.* 347:289-314.

Komminaho, J., Lundblad, A. & Johansson, A.V. (1996) Very large structures in plane turbulent Couette flow. *J. Fluid Mech.* 320:259-285.

Lezius, D.K. & Johnston, J.P. (1976) Roll-cell instabilities in rotating laminar and turbulent channel flows. *J. Fluid Mech.*, 77:153-175.

Nagata, M. (1998) Tertiary solutions and their stability in rotating plane Couette flow. *J. Fluid Mech.* 358:357-378.

Tillmark, N. & Alfredsson, P.H. (1992) Experiments on transition in plane Couette flow. *J. Fluid Mech.* 235:89-102.

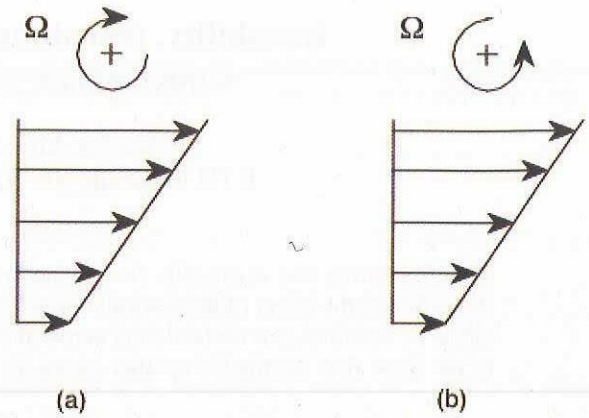


Figure 1. Superposition of rotation on a shear flow a) Stabilizing (cyclonic) rotation, b) Destabilizing (anti-cyclonic) rotation.

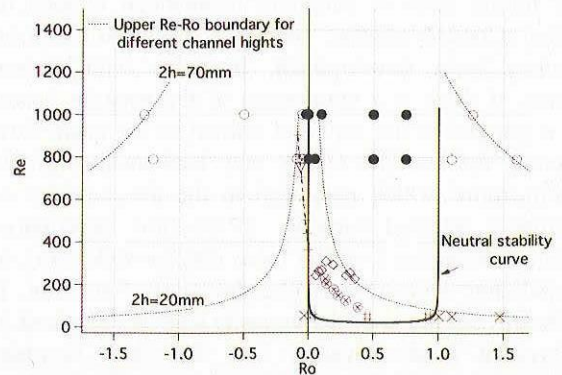


Figure 2. Stability diagram of rotating plane Couette flow.



Figure 3. Roll-cells with large-scale wavy pattern. Vertical dimension of roll cells is approximately 2h. Re=100, Ro=0.05.

壁近傍乱流における秩序構造の再生メカニズム

河原源太（京大工）

Regeneration mechanisms of coherent structures in near-wall turbulence

Genta Kawahara*

*Dept. of Aeronautics and Astronautics, Kyoto University

ABSTRACT

A recently found time-periodic solution to the incompressible three-dimensional Navier-Stokes equation for plane Couette flow is reviewed to discuss how near-wall turbulence self-sustains. This solution represents the periodic motion which consists of the cyclic formation and breakdown of streamwise vortices and low-velocity streaks. Since the solution is unstable, the periodic motion is not attained in reality. In phase space, however, a turbulent state wanders around the corresponding periodic orbit for most of the time except for occasional escapes from it. When the turbulent state approaches the periodic orbit, coherent structures appear in physical space to exhibit recurrent behaviour, i.e. the regeneration cycle, which is characterized in terms of the present solution.

1. はじめに

境界層乱流に代表される壁乱流がどのようなメカニズムにより乱れを再生・持続しているのかは、境界層の乱流力学やその亜臨界乱流遷移に関連した興味深い問題である。本稿では、この問題に対して力学系の観点から示唆される結果¹⁾を簡単に紹介させていただく。

発達した乱流は時空間におけるその複雑でカオス的な振舞いによって特徴づけられるが、他方では乱流中に存在する秩序が実験や数値シミュレーションで観測され注目を集めている。特に、境界層乱流の壁近傍には縦渦とストリークといった際立った秩序構造が存在し、これらは乱流の再生・持続において中心的な役割を果たすものと考えられている。秩序構造は乱流それ自身よりもはるかに単純な振舞いを示すので、それらを通して壁乱流の再生メカニズムが理解できるのではないかと期待される。だが、不規則性を有する乱流場においては完全な「秩序」など存在し得ないため、まずは乱流中の秩序をどう捉えるかが課題となる。

2. 壁近傍の秩序構造と再生サイクル

Jiménez & Moin²⁾は、平面ポアズイユ乱流の直接数値シミュレーションにおいて、流れ方向とスパン方向の周期箱寸法を乱流が持続する限界にまで最小化して乱流中の大スケールの不規則性を取り除き、きわめて単純化された乱流場を実現した。Hamilton, Kim & Waleffe³⁾は、Jiménez & Moin と同一の手法を用い、かつ乱流が維持される下限までレイノルズ数を下げることで、より規則性の高い平面クエット乱流をつくり出した。これらの単純化された乱流場は明瞭な秩序構造を有するため、それらの時間発展を追跡することにより、乱流においていったい何が起きているのかを調べることができる。特に、定性的にはあるが Hamilton, Kim & Waleffe³⁾が空間的秩序構造の示す回帰的な再生サイクル（時間的秩序、時間周期性）を観測したことは、このアプローチの大きな成果であった。これは乱流現象とカオス力学系理論とを結びつける発見である。低自由度非線形力学系では、カオスアトラクターに埋め込まれた無数の不安定周期軌道群によってアトラクター自身の構造や動力学をうまく特徴づけられる場合がある⁴⁾。

Hamilton, Kim & Waleffe³⁾の発見は、壁近傍乱流の再生メカニズムの第ゼロ近似的な記述が1本の不安定周期軌道によって与えられる可能性を示唆している。そこで以下では、上記の平面クエット乱流³⁾に埋め込まれた周期軌道を実際に求め、この周期運動により再生メカニズムを理解することを目指す。

3. 不安定周期運動

まず、Hamilton, Kim & Waleffe³⁾と同一条件の平面クエット乱流の直接数値シミュレーションを行う。シミュレーションでは、非圧縮ナビエ・ストークス方程式をスペクトル法により数値的に解く。流れ(x)方向とスパン(z)方向には流れが周期的であると仮定してフーリエ展開を用い、壁垂直(y)方向にはチェビシェフ多項式展開を用いて壁面ですべりなし境界条件を課す。数値計算は8,448点(x, y, z 方向に $16 \times 33 \times 16$)の格子点上で行い、レイノルズ数を $Re = Uh/\nu = 400$ ($Re_\tau = u_\tau h/\nu = 34.1$)に設定する。ここに、 U は2平板の速度差の半分、 h は2平板間の距離の半分、 ν は流体の動粘性係数であり、 u_τ は乱流状態の平均摩擦速度を表す。流れ方向とスパン方向の周期箱寸法をそれぞれ $L_x = 1.755\pi h$ ($= 188\nu/u_\tau$)、 $L_z = 1.2\pi h$ ($= 128\nu/u_\tau$)に設定する。以上のシミュレーションにはTohにより開発された計算コード(Itano & Toh⁵⁾参照)を用いる。

この数値計算における従属変数は、流れ方向とスパン方向の（平板に平行な面での）平均速度に対するそれぞれ31個のチェビシェフ係数、壁垂直方向速度に対する7,424 ($= 16 \times 29 \times 16$)個のフーリエ・チェビシェフ・フーリエ係数、そして壁垂直方向渦度に対する7,936 ($= 16 \times 31 \times 16$)個のフーリエ・チェビシェフ・フーリエ係数である。したがって、ここで考える力学系の自由度の総数 N は15,422となる。図1の細い灰色の曲線は、 N 次元相空間における時間 $10^4 h/U$ にわたる乱流軌道の2次元部分空間への射影である。部分空間は総エネルギー注入率 I と散逸率 D によって張られており、 I および D は対応する層流状態の値によって規格化されている。軌道はほとんど常に時計回りに回転する。破線上ではエネルギー注入と散逸とが等しい。軌道の変動は有限領域に限定されているが、その振舞いは周期的とはほど遠く、むしろカオス的である。

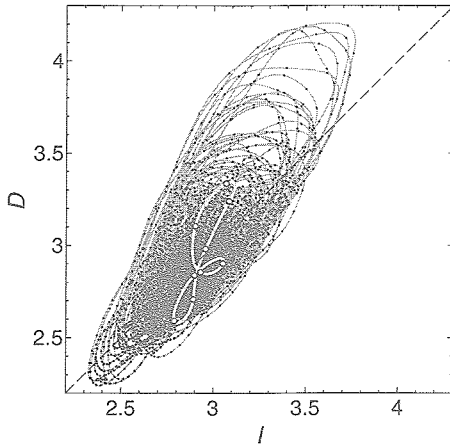


図1 乱流軌道と周期軌道の2次元射影

ここでは、 N 次元相空間におけるポアンカレ断面 $I(\tilde{\omega}_{y0,0,1}) = -0.1875U/h$ を連続して通過する2点間のユークリッド的距離を反復法により最小化することで周期軌道を求める。ここに、 $I(\tilde{\omega}_{y0,0,1})$ は、流れ方向波数がゼロ、チェビシエフ多項式の次数がゼロ、スパン方向波数が $2\pi/L_z$ に対応する壁垂直方向渦度のフーリエ・チェビシエフ・フーリエ係数の虚数部を表す。反復計算の初期値としては、相空間で乱流軌道がおおよそ周期的に運動する状態を選ぶ。反復計算は、上述の相空間における連続した通過点間の距離が通過点と原点間の距離の1%以下になるまで行われる。図1に示す閉じた太い灰色の線は、以上のようにして求めた周期軌道を表す。周期軌道の時間周期は $64.7h/U (= 188\nu/u_0^2)$ である。乱流軌道に一定時間間隔で付した黒丸が周期軌道の付近に密集していることから、乱流状態にある系は長時間にわたって周期軌道付近に滞在することがわかる。乱流軌道は頻繁にこの周期軌道に接近し、周期軌道をなぞるように振舞う。この乱流軌道の周期軌道への接近を (I, D) 面とは異なる射影面においても確認している。しかしながら、周期軌道への接近は不完全であり、乱流軌道は時として周期軌道付近から大きく離脱する。すなわち、この周期軌道は不安定なサドルである。

4. 周期解の時空間構造

次に周期解の時空間構造について見てみよう。図2のaからiは、図1の周期軌道の上に白丸で示した9つの位相において時間周期流の空間構造を示したものである。図2aの位相は、最小のエネギー注入と散逸に位置する白丸に対応している。圧力ラプラスアン白色(あるいは黒色)の等値面で可視化された時計回り(あるいは反時計回り)の流れ(x)方向渦(横断方向の流速ベクトルも参照)、および (y, z) 面での流れ方向速度の盛り上がった等値線により表された低速ストリークは、壁近傍乱流の秩序構造⁶⁾に酷似している。時間周期流の動力学は、次の3つの事象の回帰的循環によって特徴づけられる。

- (i) 図2aからd. 減衰する流れ方向渦が誘導する横断流によって流れ方向運動量が輸送され、その結果低速ストリークが生成され、成長する。
- (ii) 図2eからg. ストリークが流れ方向に沿って湾

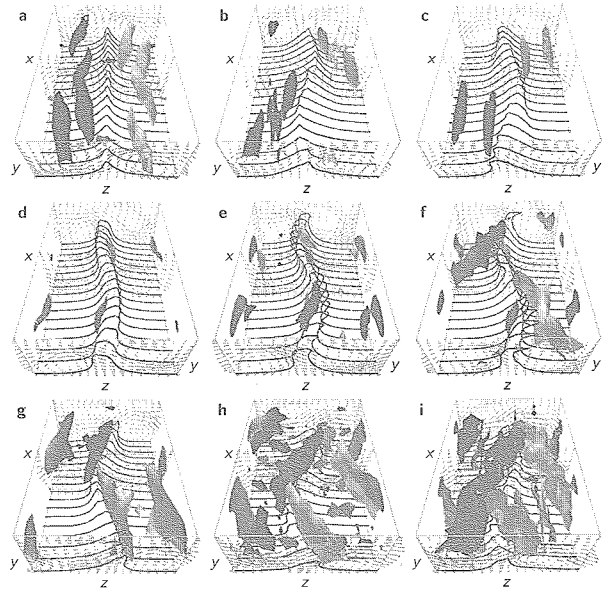


図2 時間周期流の時空間構造

曲し、スパン(z)方向に傾き、その結果流れ方向渦が再生成される。

- (iii) 図2h, i. ストリークが消滅し、流れ方向渦が激しく成長する。

以上のサイクルは、従来から報告されている平面クエット乱流中の秩序構造の再生サイクル³⁾と完全に一致する。つまり、壁近傍乱流の再生メカニズムの本質(ストリークと縦渦の相互生成)を周期運動(数値的厳密解)によって表すことができる。

5. おわりに

本稿で紹介した不安定周期運動は、最小周期箱でしかも低レイノルズ数において観測される; ごく限られた数値乱流の再生メカニズムを記述するものである。はたして、乱流がもつ普遍的性質を反映した不安定周期解が存在するかどうか、に関心をもたれる。特に、種々の乱流において観測されている管状散逸構造、あるいは高レイノルズ数乱流で実現される Kolo gr ov スペクトルや対数速度分布といった普遍統計法則を周期解が表現し得るだろうか? 現在我々は、これらの疑問に対する答えを得るため等方乱流に埋め込まれた不安定周期運動の研究に取り組んでいる⁷⁾。進行中の研究結果によれば、どうやら乱流中の管状渦を再現し、Kolo gr ov スケーリングを示す周期運動が実際に存在しそうである。

本稿で紹介した結果は木田重雄教授との共同研究に基づいたものである。

参考文献

- 1) G. Kawahara, S. Kida: *J. Fluid Mech.*, **449** (2001), 291-300.
- 2) J. Jiménez, P. Moin: *J. Fluid Mech.*, **225** (1991), 213-240.
- 3) J. M. Hamilton, J. Kim, F. Waleffe: *J. Fluid Mech.*, **287** (1995), 317-348.
- 4) F. Christiansen, P. Cvitanović, V. Putkaradze: *Nonlinearity*, **10** (1997), 55-70.
- 5) T. Itano, S. Toh: *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** (2001), 703-716.
- 6) J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa, J. Kim: *J. Fluid Mech.*, **332** (1997), 185-214.
- 7) L. van Veen, S. Kida & G. Kawahara: In preparation (2005).

大きな揺れ変形をする植生層流れの 遷移と乱流秩序構造

日野幹雄

Transition process and coherent turbulence structure above and within a waving plant of large bending oscillation

Mikio Hino, Katasseyama 4-20-6, Fujisawa-shi, Japan

ABSTRACT

Two methods of numerical solution of an elastic beam performing large bending oscillation together with LES simulation of both air and canopy flows have been proposed. Transition processes to turbulence through the K-H type shear flow instability mechanism are analyzed using 3D bird's eye view of the flow field. Turbulent canopy flows are shown to have a multiple structure consisted of the longitudinal vortices common to wall turbulence and lateral vortices accompanied by low pressure zones, which supply energy to the former by elongation of vortices. Prevalence of sweeping motion in canopy flow is shown. 3D structure of the so-called micro-front characterizing canopy flow is composed of vertical curtains extending downstream.

Key Words: Transition to turbulence, coherent structure, waving plant, honami

1. はじめに

(a) 穂波の研究：

穂波の科学的な研究は、井上栄一(1955,1964)に始まる。ついで、Finnigan, 米谷俊彦, 池田駿介らの研究が続く。穂波の発生に伴って、大気と植生層の間には、運動量, 熱, CO₂, O₂, 水蒸気などの交換が生ずる。したがって、植生層は地球環境の問題には大きな役割を果たす。大気層との熱の交換現象に注目したサーモグラフィを利用した穂波の観測が米谷, 池田により行われている。

(b) 穂波の発生理論：

穂波の発生理論には次の3つがある。Gust attack (Finnigan), Resonance with atmospheric turbulence (Inoue, Maitani), Shear flow instability (Ikeda). 井上は「穂波は大気乱流のセンサーである」と述べている。

ついでながら、風波の発生については、18世紀のフランクリン, 第2次世界大戦中のSMB法, Phillips(共鳴説 1957 JFM), Miles (流力不安定説 1957 JFM), Hasselmannほかの研究があり、既に完成域にある。

(c) 剪断流の遷移過程と乱流：

剪断流は穂波流れと共通する現象である。剪断流の遷移過程については、多数の研究が行われている。

2. 基礎方程式および計算法

(a) 乱流のLESモデル

[大気乱れと植生層内流れのLES]

$$\frac{D u_i}{D t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - c_m \cdot s \cdot U^2 \frac{u_i}{|U|} \quad (1)$$

[サブグリッド・スケール乱流エネルギー式]

$$\frac{DE}{Dt} = -R_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \partial [K_m \frac{\partial E}{\partial x_i}] / \partial x_i - (ce/L) E^{3/2} c_m \cdot s \cdot (2E) U + acm \cdot s \cdot |U|^3 \quad (2)$$

ここに、

$$R_{ij} = K_m [\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}] - (2/3) \delta_{ij} E \quad (3)$$

$$K_m = c_m L E^{1/2} \quad (4)$$

$$L = (dx dy dz)^{1/3} \quad (5)$$

また、s : 葉面積密度, α : 葉による抵抗損失のうち乱れ成分への寄与率。

(b) 弾性柱の大変形の基礎式と解法

弾性柱の軸方向をs, これと直角方向への変位をx_sとすれば、弾性柱の撓み変形は次式(局所座標)で表される。

$$EI \frac{\partial^4 x_s}{\partial s^4} + m \frac{\partial^2 x_s}{\partial t^2} + C_{sr} \frac{\partial (\partial^2 x_s / \partial s^2)}{\partial t} - f_s(x_s, z, t) = 0 \quad (6)$$

上式を次の何れかの方法で解いた。

(1) 吉田(裕)法 : (吉田, 魚地, 日野を参照)

(2) 曲線座標系による表示

植生素素である弾性柱の各瞬間の軸方向座標sを変数とし、global座標系での弾性柱の変位(X, Z)をsに閉して表す。まず、釣り合い静止状態についてs軸に垂直な方向の変位Xは次のようになる。

$$\frac{(d^2 X / d s^2)}{\{(+) (1 - (d X / d s)^2)^{1/2}\}} = M / E I \quad (7)$$

ここに、M: 曲げモーメント, EI: 剛性。振動方程式は、慣性力項を考慮し上式から導くことができる。一方、sに沿うz軸方向の弾性棒の変位は、次のように表される。

$$d Z / d s = (\pm) (1 - (d X / d s)^2)^{1/2} \quad (8)$$

(c) 差分法による数値解 : 振動偏微分方程式は時間に関し2階偏微分, 場所に関し4階偏微分で記述され、そのまま差分化しては収束性に問題がある。そこで、次のように中間変数(∂X/∂t = V_x,)を導入し、時間について1回偏微分, 空間については2回偏微分に偏分

階数を縮退する。

[s 方向に Runge-Kutta 法で解く]

$$\partial^2 X / \partial s^2 = (M/EI) (1 - (\partial X / \partial s)^2)^{1/2} \quad (9a)$$

$$\partial Z / \partial s = (1 - (\partial X / \partial s)^2)^{1/2} \quad (9b)$$

[t 方向に 1-time step だけ Runge-Kutta 法で解く]

$$\partial X / \partial t = V_x \quad (9c)$$

$$\partial V_x / \partial t = (1/mass) * ((-1) \partial^2 M / \partial s^2 \cdot \cos(\theta) + (force)_x) \quad (9d)$$

$$\partial M / \partial t = (EI) \cdot V_x \cdot s^2 / \sin(\theta) \quad (9e)$$

ここに, $\sin(\theta) = \partial X / \partial s$.

計算法の Check は, 大変形の計算精度については beam に一定モーメントを付加するとき beam が円環に変形することで確かめた。また, 非定常変形については片持梁の振動の mode 法による厳密解と比較して計算精度を確認した。

(d) 計算領域: 数値シミュレーションは, 計算領域の幅が狭いが長さは長い場合 ($x_{max}=24.0m, y_{max}=2.4m, z_{max}=4.0m; I_{max}=121, J_{max}=13, K_{max}=42$) と幅を倍に長さを半分 ($x_{max}=12.0m, y_{max}=4.8m, z_{max}=4.0m; I_{max}=61, J_{max}=25, K_{max}=42$) にした場合について行った。流れが 2 次元的な乱流への遷移過程の初期(穂波の発生)は主に細長領域で, 流れの 3 次元性が無視できない場合(本計算の大部分)は後者でおこなった。時間刻みは層流計算では $\Delta t=0.01sec$, 乱流計算では $\Delta t=0.001sec$ とした。

3. 穂波の発生, 乱流遷移過程

[K-H 波の発生]

あるステップ数(10,000 あるいは 70,000)まで層流計算を続けた後, 唯一度だけ流れ場の各格子点に数パーセント, オーダーの乱数を与え, 乱流の種播をした。最初の内は流れ場は微かに不規則に乱れているだけであるが, やがて植生面上に y 軸方向に中心を持つ渦(列) ω_y , およびそれに伴う低圧部が発生する(Fig.1(a))。同時に横断方向に並ぶ高圧部も見られるが, これは当然ながら渦ではない。渦の場合は Fig.1(b)に見られるように 2 次元的に周期的に整然と並んでおり, K-H 型の不安定波が発生していると見做させる。

[3 次元化]

やがて流れに垂直に植生面上に並んだ渦の一部が引き延ばされて細く変形し始める。このとき切れた渦の相対する端に回転方向が逆の流下方向に軸をもつ一對の渦($+\omega_x$)が形成される。この渦の変形過程は Fig.2 のように展開し, 遂に壁面乱流の場合と同様な多数のラフな渦対から形成される乱流場となる。

しかし, 5.に見るように横断方向の低圧部が消滅するわけではない。

4. 穂波流れ乱流場の統計特性(略, 日野 2000 参照)

5. 穂波乱流の大規模乱流構造(3 次元 CG 可視化)

(a) 二重構造: 穂波流れの大規模乱流構造の 3 次元 CG の一例を Fig.3(a)に示す。穂波面上の乱流はラフな対を

形成する多数の x 軸方向の+または-符号の渦度成分の渦で占められている。また, 植生層上面上辺りに中心を持つ横断方向に延びる低圧部が存在し, これとほぼ重なって y 軸方向の渦度成分をもつ渦(ω_y)が存在する(Fig.3(b))。この ω_y は低圧部ほど連続的ではなく断片的である。植生層界面付近の強い剪断により ω_y が発生し, これがバースティングにより引き伸され x 軸方向の渦度 ω_x を供給していると解釈される。

このように二重構造ないしは二階建て構造を持つことが穂波乱流の特徴で, これは植生層が常に主流速の剪断流形を維持している為である。

(b) マイクロフロント: Gao らの先駆的な研究以来, 植生層流れの大規模構造の特徴の一つに流下方向鉛直断面で見ると流速や温度分布のマイクロフロントの存在が指摘されている。確かに, 本シミュレーションでも等値線が密な流下方向斜めに傾斜した領域が認められる。しかし, これは高速域を包み込んだ横断方向に延びる幕状のものではなく, Fig.3(やその他の鳥瞰図)および Fig.4(横断面)の示す所によればむしろ流下鉛直(x-z)面方向に並んだ狭いカーテン状領域になっている。

(c) Sweep 運動の卓越性: 穂波乱流が壁面乱流と異なる著しい特徴の一つに, 壁面乱流では 4 象限分類による sweeping(II 象限)と bursting(IV 象限)運動が同程度に Reynolds 応力に寄与しているのに対して, 穂波乱流では sweeping(II 象限)が卓越している点がある。このことは, Gao らを初め他の研究者により指摘されてきたが, Fig.5 により一層明らかに示される。この理由は次のように説明される。x 軸方向の渦度成分の渦(ないしは渦対)による sweeping は稲穂面で遮られ方向を転じる。しかし, 稲穂面は平板とは異なり透過性であり, かつ凹凸がある。また, 平板の場合のようにこの位置に強い streak 構造も作らない。従って, 強い bursting は発生しない。

6. その他の検討

(a) Shear Flow とはどう違うのか: 剪断流の乱流へ遷移過程は, Brown & Roshko 以来多くの研究がなされている。例えば, Ducros, et al.(木田, 柳瀬(朝倉))の数値シミュレーションによる 3D Graphics にみられる構造は穂波流れの本シミュレーションの場合と比較しうる。しかし, 遷移過程の後半を示す Figs.3-5 のようなものは見いだせなかった。これは普通の shear flow では流速分布の剪断形が維持できないためであろう。

(b) 実測, 観測との比較: 本シミュレーションによる穂波(canopy surface, 植生面)の波のコンター図を Fig.6(a),(b)に示す。「穂波」と言うとき, 海の波のように進行方向に直角に延びる峰を持つ波を考えてしまう。しかし, ある程度風の強い日に高所から辛抱強く稲田を見ていると, 確かに一陣の風によって起こされる穂波ははじめは風に直角方向の峰をもっているが, その穂波をずっと目で追って行くとやがて本シミュレーションで見たようにストリーク状やランダムパッチ状に崩れてしまう。この二つの型の穂波は米谷(1995)による口絵写真でも示されている。

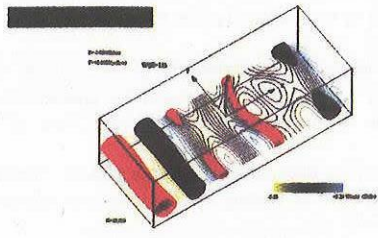


Fig.1(a): Equi-pressure surface.
N=20,000.

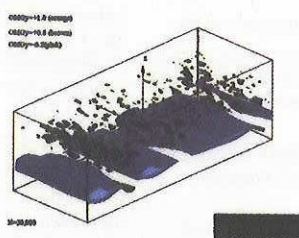


Fig.1(b): Equi-vorticity (ω_y).
N=20,000.

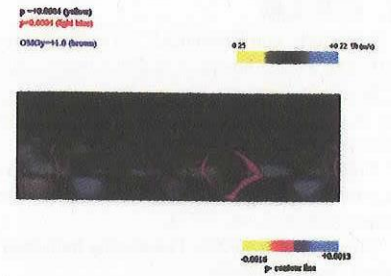


Fig.1(c): Distribution of P, ω_y and U, N=20,000.



Fig.2(a): Deformation of equi-pressure and equi-vorticity zone. Birth of (+&-) ω_x . N=20,000

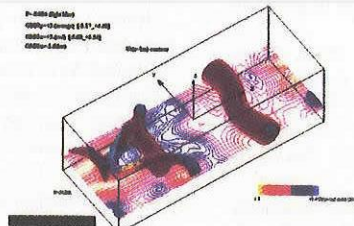


Fig.2(b): N=24,000.

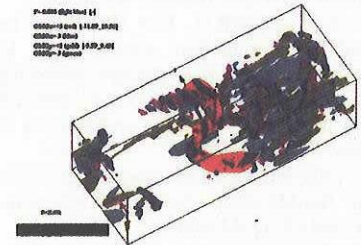


Fig.2(c): N=30,000

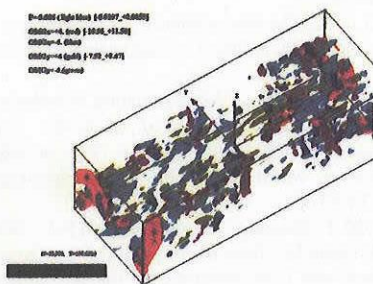


Fig.3(a): Distribution of ω_x and pressure. N=220,000.

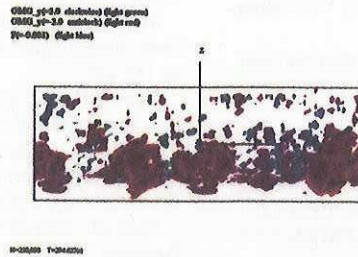


Fig.3(b): Distribution of ω_y and Pressure. N=220,000.

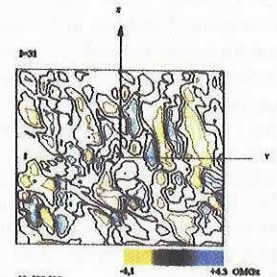


Fig.4: Contour of ω_x in (y-z) plane. N=220,000.

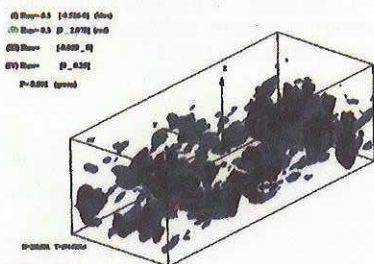


Fig.5: Four quadrant classification of Reynolds stress R_{uw} . Sweeping motion (quadrant II) is prevailing. N=220,000.

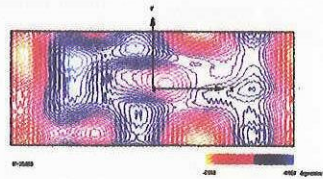


Fig.6(a): Contour of equi-deflection of deformable plant field at the initial stage, N= 20,000.

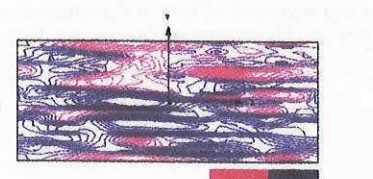


Fig.6(b): Contour of canopy surface depression. N=220,000.

7. 参考文献

- . Brown, G.L. and Roshko, A.: 1974, On density effects and large structure in turbulent mixing layers, *J. of Fluid Mech.*, vol. 64, 775
- . Brunet, Y., Finnigan, J.J. and Raupach, M.R.: 1994, A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Single-point velocity statistics, *Boundary-Layer Meteorol.*, 70, 95-132.
- . Collineau, S. and Brunet, V.: 1993, Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy Part II: Time-scales and conditional averages, *Boundary-Layer Meteorol.*, 66, 49-77.
- . Dimotakis, P.E.: 2000, The mixing transition in turbulent flows, *J. of Fluid Mech.*, vol. 409, 69-98
- . Finnigan, J. J.: 1979a, Turbulence in waving wheat, I Mean statistics and Honami, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 16, 181-211.
- . Finnigan, J.J. and Shaw, R.H.: 2000, A wind-tunnel study of airflow in waving wheat: An EOF analysis of the structure of the large-eddy motion, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 96, 211.
- . Fitzmaurice, L., Shaw, R.H., Paw U, K.T. and Patton, E.D.: 2004, Three-dimensional scalar microfront systems in a large-eddy simulation of vegetation canopy flow, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 12, 107-127
- . Gao, W., Shaw, R.H. and Paw U, K.T.: 1989, Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, 47, 347-377
- . Hino, M.: 1998, Interaction between canopy layer flow and large amplitude bending of flexible plant, *Proc. 12th Symposium on CFD, JSCFD*, E4-1, 403-404, (and CD-ROM edition)
- . Hino, M.: 2000a, Numerical simulation of waving plant -Honami-, Abstract of NAL (National Aero-Space Science Laboratory) International Workshop on Prediction of Laminar-Turbulent Transition in Boundary Layers, p30.
- . Hino, M.: 2000 b, Numerical simulation of waving plant-Honami-, *Proceedings of the International Workshop on "Prediction of Laminar-Turbulent Transition in Boundary Layers"*, (Special Publication of National Aerospace Laboratory, SP-48T, 81-82)
- . Hino, M.: 2000 c, Studies on the mechanism of 'honami' (plant waving) generation and the exchange processes of matter and energy caused by it, considering a large deflection of plant stalk, Final Report on Research Project, Grant-in Aid for Scientific Research (C), Project Number 10650513, Ministry of Education, Science and Culture
- . Hino, M.: 2001, Turbulence structure of canopy flow effected by waving plant, 15th Symposium on Numerical Fluid Dynamics, Jpn. Soc. CFD, C03-4, [Abstract of 15th CFD Symp., p.68, and Proc. of 15th CFD Symp., CD-ROM edition]
- . Ho, C.M. and Huerre, P.: 1984, Perturbed free shear layers, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 16, 365-424.
- . Hussain, A.K.M.F. and Zaman, K.B.M.Q.: 1985, An experimental study of organized motions in the turbulent plane shear layer, *J. of Fluid Mech.*, vol. 159, pp. 85-104.
- . Ikeda, S. and Ohta, K.: 1992, Generation of honami over flexible vegetation, Proc of the 24th Symposium on Turbulence, Jpn Soc Fluid Mech., 245-252.
- . Ikeda, S., Yamada, T. and Sugimoto, T.: 1998, An observation on turbulent flow and transports of heat and substances at reed field, *J. of Hydraulic, Coastal and Environmental Engineering*, Proc. JSCE, no. 593, II-43, 79-91.
- . Ikeda, S., Yamada, T. and Toda, Y.: 1999, 2-D Large-Eddy Simulation on turbulent flow and honami in and above flexible plant canopy, *Proc. Jpn. Soc. Civil Eng.*, no. 621/II-47, 55-63.
- . Inoue, E.: 1955, Studies on the phenomena of waving plants ("HONAMI") caused by wind, Part I. Mechanism and characteristics of waving plants phenomena, *J. Agricultural Meteorol., Jpn Soc. of Agric. Meteorol.*, vol. 11, 18-22.
- . Inoue, E.: 1955, Studies of the phenomena of waving plants ("honami") caused by wind, Part 2 Spectra of waving plants and plants vibration, *J. Agric. Meteorol. Jpn.*, 11, 87-89
- . Inoue, E.: 1963, On the turbulent structure of air flow within crop canopies, *J. Met. Soc. Jpn.*, vol. 41, 371-326
- . Jeong, J., Grinstein, F.F., Hussain, F. & Albanis 1993, Eduction of coherent structures in a numerically simulated plane wake, *Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows*, Bonnet, J.P. and Glauser, M.N. (editors), Kluwer Academic Publishers, 65-75.
- . Kanda, M. and Hino, M.: 1994, Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using large eddy simulation, *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 68, 237-257.
- . Lasheras, J.C. and Choi, H.: 1988, Three-dimensional instability of a plane free shear layer: an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices, *J. Fluid Mech.*, 189, 53-86.
- . Maitani, T.: 1979, An observational study of wind-induced waving of plants, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 16, 49- 65.
- . Maitani, T.: 1995, Study on honami (waving plant) and turbulent transport above and within plant canopy, Report on Scientific Aids, (C), Ministry of Education, no. 05640477.
- . Maitani, T.: 1997, Measurements of fluctuations of turbulent fluxes, surface temperature and variation of a rice plant in a paddy, *J. Agric. Meteorol.*, 52(5), 437-440.
- . Raupach, M. R., Finnigan, J. J. and Brunet, Y.: 1996, Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies . The mixing-layer analogy, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 78, 351-382
- . Rogers, M.M. and Moser, R.D.: 1992, The three-dimensional evolution of a plane mixing layers: the Kelvin-Helmholtz rollup, *J. of Fluid Mech.*, vol. 243, pp. 183-226.
- . Shaw, R.H. and Schumann, U.: 1992, Large-Eddy Simulation of turbulent flow above and within a forest, *Boundary-Layer Meteorol.*, 61, 47-64
- . Shaw, R.H., Brunet, Y., Finnigan, J.J. and Raupach, M.R.: 1995, A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Two-point velocity statistics, *Boundary-Layer Meteorol.*, 76, 349-376.
- . Su, H.-B., Shaw, R.H., Paw U, K.T., Moeng, C.-H. and Sullivan, P.P.: 1998, Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 88, 363-397
- . Su, H.-B., Shaw, R.H. and Paw U, K.T.: 2000, Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation, *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 94, 423-460
- . Watanabe, I.: 2004, Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies, *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 112, 307-341.
- . Yoshida, Y. and Uochi, S.: 1993, Discussion on the stability increase of direct numerical integration in nonlinear dynamic analysis, Proc of 17-th Symposium on Numerical Analysis of Structures, 525-53.

風の中のはためき

佐藤 浩、斎藤博之助、中村 宏 （ながれ研究集団）

Flags in the Wind

SATO Hiroshi, SAITO Hironosuke and NAKAMURA Hiroshi

Institute of Flow Research, Tokyo, Japan

ABSTRACT

Experiments were carried out on the motion of flying flags in a wind tunnel. The motion was observed by both motion and still cameras. The velocity fluctuation was measured by a hot-wire anemometer. It is clear that the motion is classified in two kinds. One is the oscillation of flags as a whole. The other is the wavy motion on the surface. The former is proved to be similar to the motion of a single pendulum. One wavy motion is originated by the flapping motion of flag tail. The other wave comes out from the upper end of the pole. The diameter of pole has a small effect on the wavy motions.

Key Words: Soft material in wind,

0. はしがき

流れの中に置かれた物体として流れ学で扱われるのは、ほとんどが力による変形の無い固体です。しかし世の中には弾性体でも、塑性体でもない、軟らかい物体が存在しています。その周りの流れを扱うのが軟体流れ学です。軟体は大変形によって流れに大きな影響を及ぼします。我々は旗に目を付けました。風の中の旗の運動は乱雑です。それは風が大抵の場合は乱流になっているからでしょう。しかし風の中に乱れが無かったとしても、旗の運動は乱れます。そして乱雑な中に秩序があり得るといふ、私たちに喜ばすような構造になっています。従来の研究としては種子田定俊さんの仕事があります。種子田さんは垂直風洞の中で、色々な材質の旗の振動を写真撮影によって詳しく調べました。

旗の運動を2種類に分けることが出来ます。その第1は旗の全体としての動きです。すなわち大規模な運動です。第2は旗の面内の波です。これは小規模波動と呼ばれます。これらを別々に調べるために、水平な軸を持つ硬い旗、水平な竿の軟らかい旗、垂直な竿の軟らかい旗の実験を行いました。

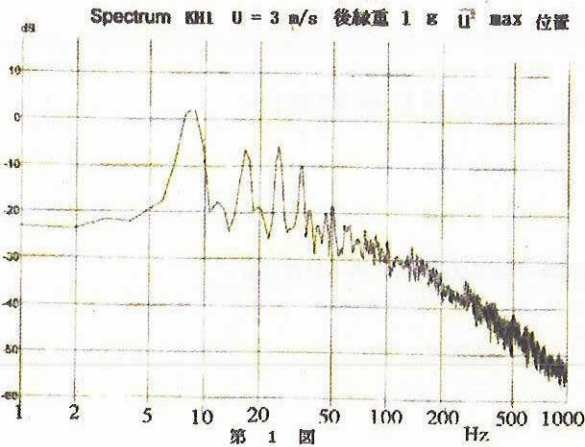
1. 硬い旗

旗の大規模運動だけを見るために硬い旗を準備しました。硬いというのは出来るだけ旗面内の波打ちの少ない材料、例えば紙です。紙は普

通の旗に使われる布に比べると、曲げの剛性が大きいのです。それが旗面の小規模運動を抑制します。水平な竿から垂直にぶら下げられた四角な紙の旗に垂直に風を吹かすと、それは揚力によって、水平になろうとします。このとき旗が重いと、大きな迎え角で釣り合ってしまうので、水平になることが出来ません。そこで軽くて強い紙を探ることになります。我々の場合は薄葉の和紙が適当でした。風速を上げててもこの旗は全体としては振動しません。振動をさせるために、後縁に重りを付けることにしました。この重りの作用は旗全体が上がってきたときに下面の高圧と、上面の低圧で、カンパーがつくので、揚力が増えるという利点を持っています。それと同時に、慣性力が増えて、振動しやすくなります。

硬い旗は 材質：青色和紙薄様 厚さ：50
ミクロン 寸法：20cm x 20cm
質量：2g 後縁質量：0.5, 1, 1.5, 2g
竿：直径 3mm です。

旗の後縁のすぐ下流では20-30%という強い変動が見られます。風速が上がると周波数が上がります。風速に無関係に特徴的なのは変動の波形の、上が尖り、下には高周波の変動があることです。これは後縁の重りの運動に関係しているのでしょうか。風速4m/sの時の変動のスペクトルが第1図です。9Hzあたりの基本基本周波数の成分と、その高調波が見えます。



基本周波数は風速とほぼ直線の関係になっています。

ここで簡単な力学を試みます。硬い旗を薄い剛体と考えると、旗が下にたれると上向きの揚力を受け、水平の中立点を過ぎて跳ね上がると、下向きの揚力を受けるのです。この運動は非常に単純で、重力による単振子と同じです。旗の

$$M \cdot l_m \cdot l \cdot \ddot{\alpha} = C_L \cdot (1/2) \rho U^2 \cdot A \cdot l_a \quad (1)$$

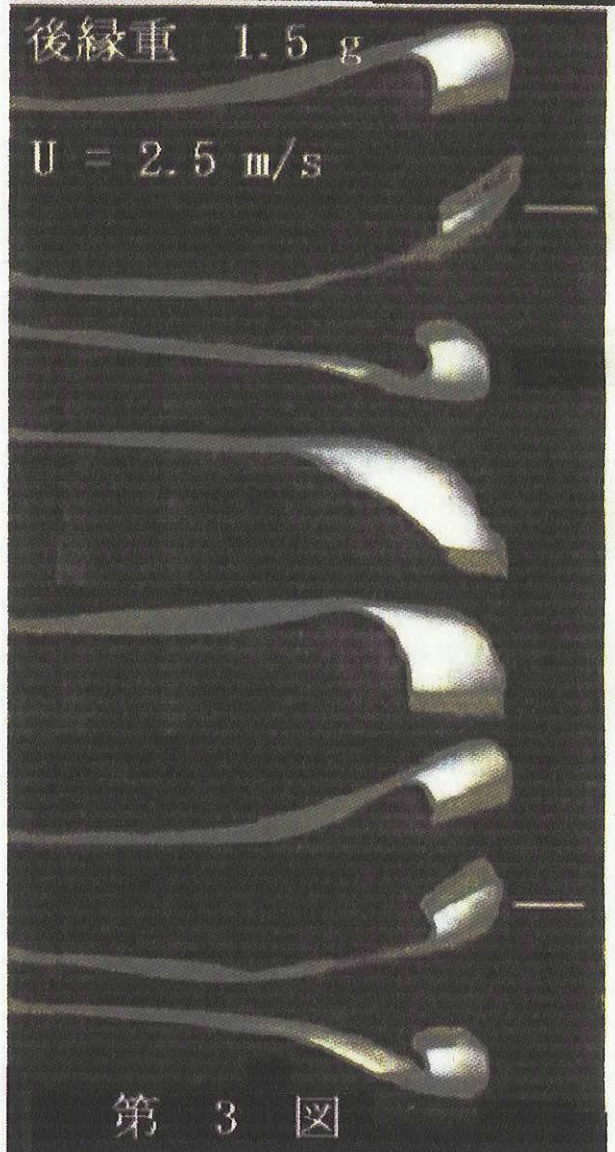
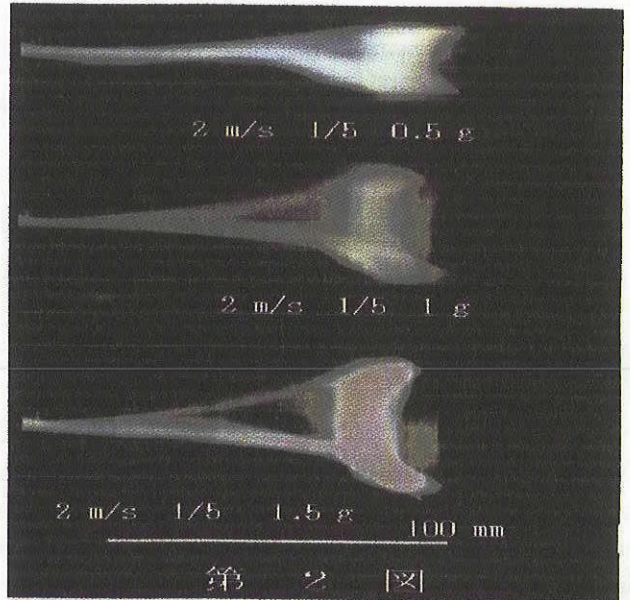
$$l_a / l : \text{揚力着力点} \quad (2)$$

$$l_m / l : \text{重心位置} \quad (3)$$

$$C_L = k \cdot \alpha \quad (4)$$

$$f \propto \frac{U}{\sqrt{M/A \cdot l}}$$

迎角の変化は、ほぼ(1)のような式になります。旗の質量による重力は流体力に比べて無視出来ます。揚力係数が迎角に比例すると仮定すると、振動の周波数は風速に比例し、面密度と弦長、すなわち旗の長さとの積の平方根に逆比例します。(2)(3)(4)に程々の値を入れると、基本周波数の実験結果とほぼ一致します。写真を見ましょう。第2図は横から撮った長い時間露出した静画です。振幅は後縁の重さが重くなるほど大きくなります。第3図は動画をコマどりにして並べたもので、絵と絵の間の時間間隔は1/30秒です。1周期の間に5つのコマが写っています。全体の大規模な平板振動の他に後縁は可成り奔放に行ったり、来たりしています。これは小規模運動の一つで、いわゆるむち打ちとか、投げ紐といわれる現象で、旗の本体は揚力で抑えられていても、端の方は慣性



で烈しく動くのです。この動きに伴う2次元の波が旗の面に現れます。

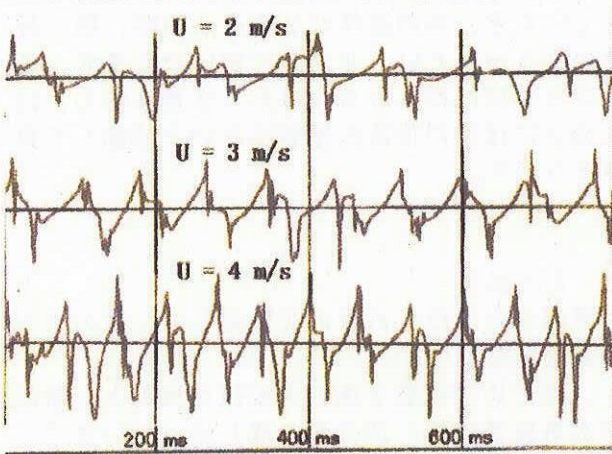
2. 水平竿

硬い旗の次は軟らかい旗です。材料としては。出来るだけ面密度の小さい、化繊の布が選ばれました。力の関係を単純にするために竿が水平で、重力と揚力が平行になるようにしました。この旗は軟らかいので、面内に波が立ちます。実験された旗の諸元は 材料：薄手化学繊維
寸法：20 cm x 20 cm 質量：2 g
竿：直径2 mmの丸棒

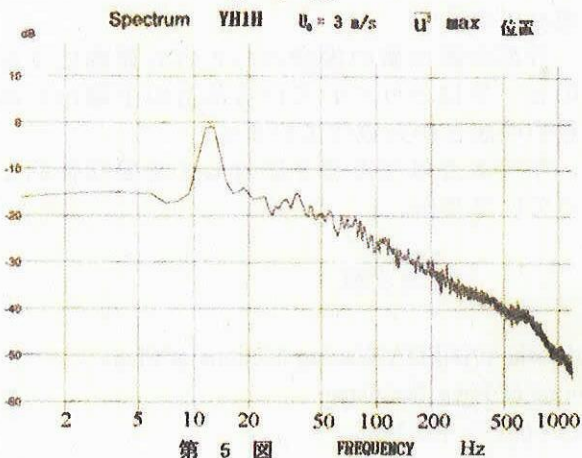
一樣な流れの中に置かれた軟らかい旗は自分で振動を始めます。硬い旗の実験の単振動に似たような振動が観察されました。軟らかい布では、この運動に伴って、流れの中に速度変動が作られ、旗全体に振動が広がります。すなわち強い非線形です。

旗のすぐ後ろには20%を超えるような強い速度変動がほぼ一様に分布しています。第4図は変動の波形です。硬い旗とは少し違う、不規則さの増えた波形です。

第5図は旗の下流で、変動の強さが最大になる点でのスペクトルです。基本周波数がはっきりと見えますが、硬い旗のような見事な高調波群はありません。旗の表面には後縁部分を除いては寸度の小さい波は立っていません。



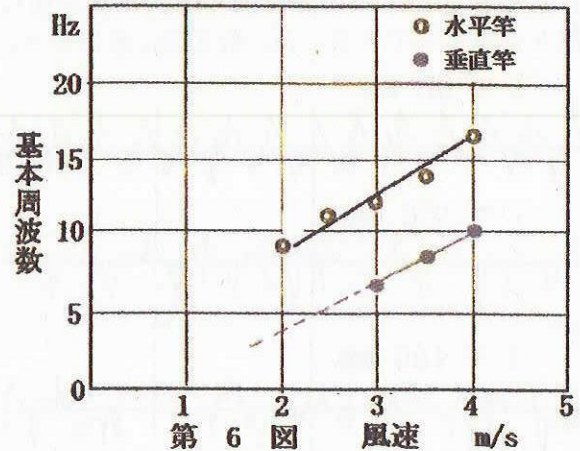
第4図



第5図

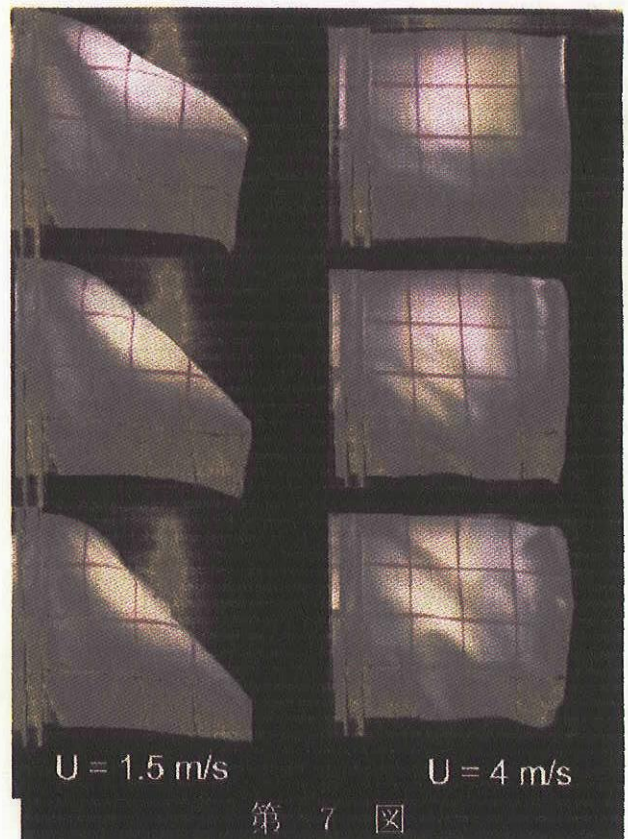
3. 垂直竿

実際のな垂直な竿を持つ旗の実験に移ります。旗の諸元は前節と同じです。風速を上げていくと、旗はゆらゆらを始めますが、しかし平たい板のようにはならないで、つぼめたままで揺れています。この場合でも旗の下流には強い速度変動が現れますが、スペクトルには尖った峯は



現れません。

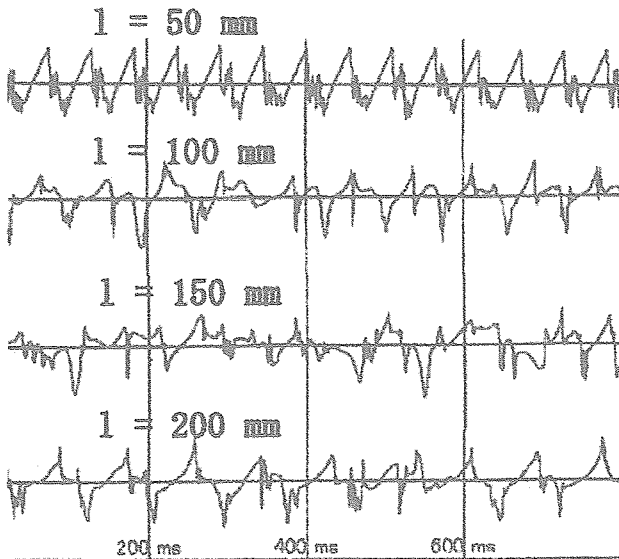
第6図は水平な竿と垂直な竿の基本周波数を比べたものです。同じ形の旗でも、垂直な方が基本周波数が小さいのです。その理由はやはり重力と流体力とは直角にかかっているせいでしょうが、詳しいことは分かりません。



第7図

第7図は横からのコマどり写真です。限界風速の下と上で、はためきの模様が違っていることがはっきりと見えます。もう一つ注目すべき点は4 m/sのとき、左上から右下へ向けて波頭が走っていることです。これは旗面の波の主要成分のように見えます。これは恐らく旗に流れに直角に重力が働くからでしょう。

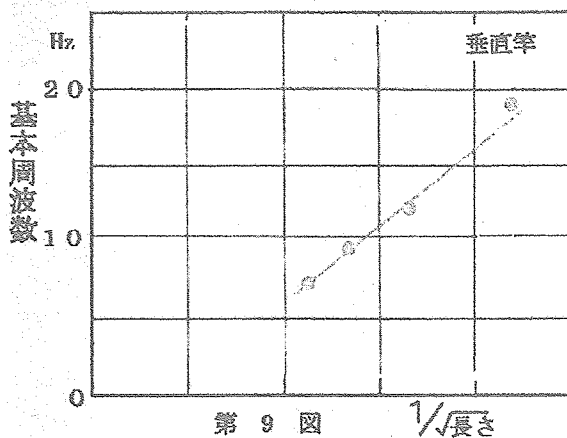
はためきと長さの関係を調べる為に旗を切って段々と短くしてみました。第5図は波形です。



第 8 図

基本周波数を長さに対してとったのが第9図です。周波数が長さの平方根の逆数に比例しているようですが、外挿してもゼロを切るようには見えません。旗が長くなるとまた垂直重力の影響が現れるのかも知れません。

旗の表面にできる小規模な波については、画像から見ると、上の方の旗と竿との交点から出る波が卓越しています。



第 9 図

旗に加わる流体力は時間的に変動し、非常に小さくなる瞬間があります。このとき旗は下方に垂れようとして、波を作るのでしょう。

4. 太い竿

旗の振動について竿が何かの役割を演じるのではないかという疑問があります。今までの竿は直径が2 mmとか3 mmとかの細いものでした。旗の振動が竿の下流に出来る渦列に影響されるかもしれません。しかし当たってみると、竿が可成り太くないと下流の渦が振動に寄与しそうにはありません。先ず直径が2.3 mmという竿を使って実験しました。竿は垂直です。すぐに目に付くのは風速が小さいときには単振動的なはためきがないことです。例えば風速が2 m/sの時には、はためいてはいて、旗の下流には強い速度変動があります。スペクトルを見ると、連続スペクトルです。風速が3 m/sを越えると、単振動的になります。これも細い竿の場合と同じです。こうしてみると竿の太さはさほど重要な因子ではないようです。

ここで流体屋を誘惑するのは、竿から出る後流の渦列が旗の運動に関連するのではないかという問題です。この実験条件では渦列の周波数は、はためきのそれよりもずっと高いので、両方が一致するには竿の直径を大きくして、渦列の周波数を下げ、旗の長さを短くして、はためきの周波数を上げるほかありません。考えを進めていくと、竿の直径が2.3 mmの時、旗の長さは25 mmという非常識な値になります。このような旗は作られる事はありませんから、はためきには竿の後流の影響はないと結論して良さそうです。

5. あとがき

風洞の中でははためきの実験をして、次のような結論を得ました。

1. はためきは旗全体の大規模な振動と、旗面を走る波長の短い進行波で成り立っています。
2. 大規模振動は旗に働く揚力による、単振動で理解出来ます。
3. 表面の波は旗の後縁のむち打ち運動によるものと、竿にとりついている部分の上端から出る斜めの波とから成っています。
4. 竿の太さははためきに対して主要な役割を持っていません。

参考文献

Sadatoshi TANEDA: Waving Motions of Flags
Journal of Phys. Soc. Japan
vol.24 p392 - 401, 1968

圧縮性境界層の遷移と気流変動

徳川直子(宇宙航空研究開発機構)

Compressible Boundary-Layer Transition and Free-Stream Turbulence

Naoko Tokugawa

Japan Aerospace Exploration Agency

Free-stream pressure fluctuation is measured systematically in four transonic or supersonic wind tunnels by use of identical measurement system. It is the first step to construct the database of external disturbances and transition location of compressible boundary layer, which will improve the prediction of transition location depending on environment conditions.

Key Words: Boundary-layer transition, Prediction, Free-stream turbulence

1. はじめに

航空機開発において、摩擦抵抗を含む抵抗値の予測は重要な課題であり、境界層の層流-乱流遷移位置の予測は不可欠である。近年、遷移予測数値計算コードの高精度化により、圧縮性境界層においても、遷移位置を決定するための重要な指標である攪乱の空間増幅率 N の値を局所的に求めることは可能となってきている[1]。しかし、遷移位置における N の値は気流乱れや模型の表面粗さに依存し、その依存性が不明なため、風洞実験による数値計算結果の検証には不確定さが残る。もし気流乱れと遷移位置、もしくはその位置における N の値との関係がわかれば、遷移予測の精度は大幅に向上する。そこで本研究では、まず統一した方法で高速風洞の気流乱れを評価し、遷・超音速境界層の遷移予測に有効な実験的なデータベースを提供することを目的とする。また、2つの風洞で同一機首模型境界層の遷移を計測することによって圧縮性境界層の遷移に対する気流乱れの影響を調べることを試みた。

2. 気流乱れ計測

気流乱れ計測は、AEDC による系統的な高速気流の評価にならって実施した。すなわち、AEDC 標準模型[2]に準拠した頂角 10° の円錐模型のトップライン上に圧力センサー(Kulite 製 XCS-062)をフラッシュマウントし、計測された静圧変動 p' を動圧($\rho U^2/2$)で無次元化した C_{prms} で評価した。しかしセンサー位置は、レイノルズ数の高い風洞条件でも層流がとらえられるよう、AEDC 模型より大幅に上流側である先端からの距離 $X=170\text{mm}$ の位置に設置した。計測系の差違が生じないように、模型だけでなく電源やデータ取得装置なども各風洞で同一のものを使用した。特にアンプはノイズを最低にするためにも、模型内部に内蔵した。

気流乱れ計測を実施した風洞は、宇宙航空研究開発機構所有の $2\text{m} \times 2\text{m}$ 遷音速風洞(以下 TWT1 と略記)、 $0.8\text{m} \times 0.45\text{m}$ 高 Re 数遷音速風洞(TWT2)、 $1\text{m} \times 1\text{m}$ 超音速風洞(SWT1)および富士重工工業株式会社所有の高速風洞(FHI; $0.6\text{m} \times 0.6\text{m}$)の4つである。TWT1 は回流式で、本試験で使用した第3カートは遷音速風洞において比較的気流乱れが小さいと言われる多溝壁である。TWT2 と SWT1 は吹き出し式風洞で、TWT2 は TWT1 第3カートと同じく多溝壁である。FHI は真空吸

い込み式風洞で、測定部上流に調圧弁を持たないため比較的乱れとされている。試験を実施したマッハ数 M およびセンサー位置に基づくレイノルズ数 R_x 範囲を表1にまとめる。

表1

	TWT1	TWT2	SWT1	FHI
M	0.7-1.4	0.2-0.8	1.4, 2.0	2.0
$R_x [\times 10^6]$	1.2-2.8	1.4-6.0	4.1-4.9	2.1

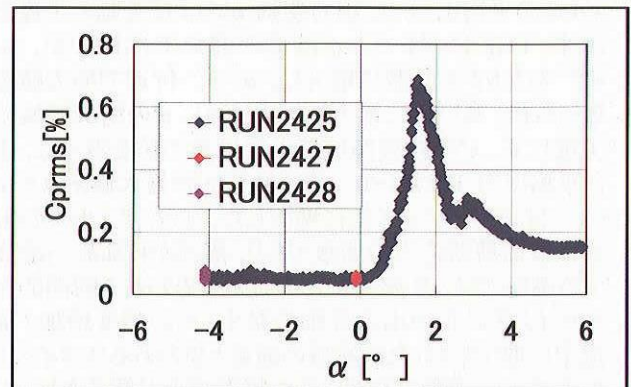


図1 FHI において計測された C_{prms} ($M=2$)。

FHI において迎角 α を変化させて計測された C_{prms} を図1に示す。迎角 α を増加するに従い C_{prms} が極大値を取った後やや高い値に漸近しており、典型的な遷移過程を示した[3]。この過程は線形安定論に基づく予測[1]と典型的に一致する。風洞の気流乱れを評価する層流状態は、 $-4^\circ < \alpha < 0^\circ$ の範囲で達成され、その値は迎角に依らず 0.04% 程度であった。

$\alpha = -4^\circ$ と 0° の C_{prms} を、マッハ数に対してプロットし直した(図2)。どちらの迎角においても、 M も C_{prms} も等しいので2つの点は重なっている。

他の風洞について FHI と同様に計測した結果を、図2にまとめる。TWT1 では FHI と同様に $\alpha = 0^\circ$ において層流を捉えていた。その静圧変動はレイノルズ数にはあまり依存せず、主にマッハ数 M に依存した。最も低い $M=0.9$ において C_{prms} は 0.4% 程度であったが、 $M=0.7$ では最大 1.4% に達した。SWT1 では、 $\alpha = 0^\circ$ では層流を捉えることができなかった。その理由は、レイノルズ数が高く遷移位置が上流側へ移動したためと考えられる。

そこで層流となる $\alpha = -4^\circ$ の $C_{prms} \sim 0.4\%$ を採用した。なお、図2には乱流の C_{prms} も参考値としてプロットした。TWT2においては、試験を行った全ての実験条件において境界層は乱流であった。乱流となった理由として、低レイノルズ数条件においては風洞の調圧弁開度が低く乱れを発生させるため、高レイノルズ数条件においてはレイノルズ数が高いためであると推測される。4つ風洞から得られた結果を比較すると、マッハ数が小さいほど静圧変動が大きい傾向にあるが、その発生原因は風洞によって異なることからマッハ数と静圧変動について一般的な規則性はないと思われる。

3. 機首模型境界層の遷移計測

風洞の気流乱れが境界層遷移に及ぼす影響を調べるためにSWT1およびFHIにおいて機首形状模型境界層の遷移過程を比較した。用いた模型はSSTロケット実験機の機首形状をしており、実験機に搭載するのと同じ4種類の遷移センサー[4, 5]がフラッシュマウントされている。本報告では模型先端からの距離 $X=250\text{mm}$ に設置したホットフィルムのみに着目した。なお、ホットフィルムは実験機に搭載するシグナルコンディショナー#1(定温度型風速計)によって駆動された。

図3に円錐のトップラインにおいて観測されたホットフィルムの平均出力 E 、出力変動 e' および変動の尖度を示す。FHIにおいて、 e' は負の迎角では低いが、 $\alpha = 2^\circ$ あたりから急激に増大し、 $\alpha = 3^\circ$ 付近で極大値を取った後、高い値に漸近した(図3a)。 e' の増加領域で尖度は正、 e' の減衰領域で尖度は負の値を取った。また平均出力 E は $\alpha < 0^\circ$ では低く、 e' が極大値を取る $\alpha = 3^\circ$ 付近でステップ状に増大した。ホットフィルムの出力は壁面剪断応力の関数であり、層流から乱流へ遷移する過程では、乱流スポットの通過と思われる瞬間的なスパイク状の正の出力変動の発生、その頻度増加、乱流中に取り残された層流域の通過と思われるスパイク状の負の出力変動の発生、その頻度減少が観測されることがわかっている[4, 5]。FHIで観測された E 、 e' および尖度の変化は、これらの遷移過程に対応している。

それに対し、SWT1において観測されたホットフィルム出力の変化は、FHIにおける結果とは大きく異なっていた(図3b)。すなわち、 e' は負の迎角において極大をとり、同じ迎角において E は極小値を取った。そして尖度は e' の減少領域だけでなく増加領域においても負であった。上述した通り、ホットフィルムの出力において尖度が負であるということは、境界層が乱流に近い遷移状態にあることを示している。従って、 $\alpha = -3^\circ$ 近傍でも境界層は乱流で、 $\alpha = -1.5^\circ$ 近傍で一旦層流化(逆遷移)し始めるがさらに迎角を大きくすると再び乱流へ再遷移していると解釈される。SWT1においてはFHIに比べ、遷移が早まっていることがわかった。トップライン以外においても遷移の促進が観測された。SWT1において遷移が早まった原因として、気流乱れが大きいことがあげられる。一方SWT1ではレイノルズ数も2倍以上高いため(表1)、遷移レイノルズ数は等しくても遷移位置が上流へ移動したことが考えられる。これら二つの原因の影響を分離することは、本実験結果からは出来ない。両者を

分離し評価するにはRxに対する遷移情報の取得か、気流乱れの制御を行う必要があると思われる。

4. まとめ

4つの高速風洞において静圧変動を系統的に評価した。今後評価する風洞を追加しデータベースを構築するとともに、遷移データとの比較から気流乱れと遷移位置の関係性を明らかにしていくことが課題である。

参考文献

- [1] Y. Ueda, et. al.; ICAS 2004-2.8.2, 2004.
- [2] N. S. Dougherty & D. F. Fisher: AIAA paper 80-1054, 1980.
- [3] 大桑他: NAL SP-56, 2002, pp.53-56.
- [4] 高木: ながれ 18, 1999, pp.298-301.
- [5] 徳川: JAXA SP-04-002, 2005, pp. 31-32.

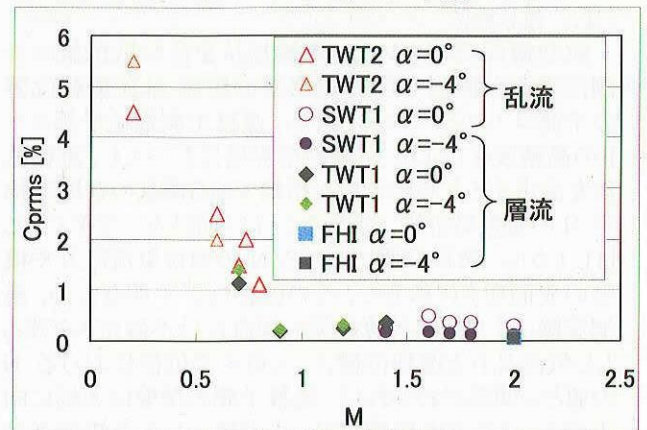


図2 各風洞の気流乱れ

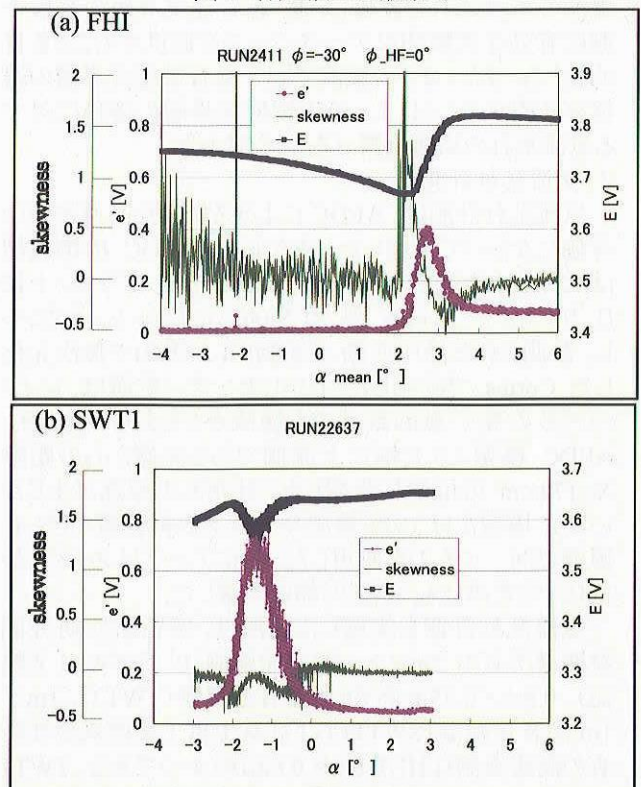


図3 ホットフィルムによって計測された機首模型トップライン境界層の遷移過程

凹曲面に沿う境界層遷移の過程（続報）

山田浩平（明大院），伊藤光（明大・理工）

Process of boundary layer transition on a Concave Wall

Kohei Yamada* and Akira Ito*

*Dept. of Mech. Eng., Meiji University

ABSTRACT

Process of laminar-turbulent boundary transition on a concave wall of 1m in the radius of curvature was studied experimentally under free-stream velocity of 3m/s. It is presented that flow visualization by smoke techniques and flow measurement by X-type probe. It was discussed about flow fluctuation and normal profiles of mean velocity and turbulent intensity taken at the center of a single low-speed region.

Key Words : boundary layer transition , Görtler vortices , horseshoe vortices

1. はじめに

凹曲面に沿う流れの境界層内には Görtler 渦および馬蹄形渦が生成し、乱流境界層への遷移が促進される。馬蹄形渦は高周波の流れの挙動であり、馬蹄形渦の崩壊に伴って乱流境界層が形成される。本研究では、凹曲面曲率半径 $r=1\text{ m}$ 、空気主流速度 $u_0=3.0\text{ m/s}$ とし、煙による流れの可視化と X 型熱線流速計による測定を行なった。そして馬蹄形渦の崩壊に着目し、高周波の流れの挙動について検討したので報告する。

2. 実験装置および方法

実験装置は前報¹⁾と同様で、観測筒の曲率半径 $r=1\text{ m}$ 、幅 400 mm 、高さ 100 mm 、長さ 2600 mm である。座標は、前幅方向中央を原点 O とし、長さ、高さ、幅方向をそれぞれ x 、 y 、 z とする。また、それぞれに対応する速度成分を u 、 v 、 w とした。

流れの可視化では、壁面から軽油蒸気を流入させる軽油ミスト法とスモークワイヤ法を用いた。光源にはストロボを用い、一眼レフカメラで撮影している。なお、軽油ミスト法による煙導入位置を x_N 、スモークワイヤ法によるワイヤ位置を x_W 、 y_W 、 z_W とした。測定では、観測筒上部のスリットから X 型プローブを挿入し、各 x 位置において yz 断面内を 1 mm 間隔で移動させて u - v 、 u - w の測定を行なった。ただし、速度勾配 $(\partial u/\partial y, \partial u/\partial z)$ が大きい測定位置では、プローブ形状の影響によりそれぞれ w 、 v に大

きな誤差が見られた。そのため、その位置における v 、 w を取り除いて、検討を行なった。

3. 煙による流れの可視化

図 1(a)は凹曲面上に生成する馬蹄形渦の様相である。高周波の馬蹄形渦は $x=750\text{ mm}$ 付近で生成し、 $x=900\text{ mm}$ 付近で崩壊している。崩壊下流では、煙のかたまりが周期的に現われていて、スパン(z)方向へと拡散していくことがわかる。図 1(b)のように壁面付近では、低流速域で煙がスパン

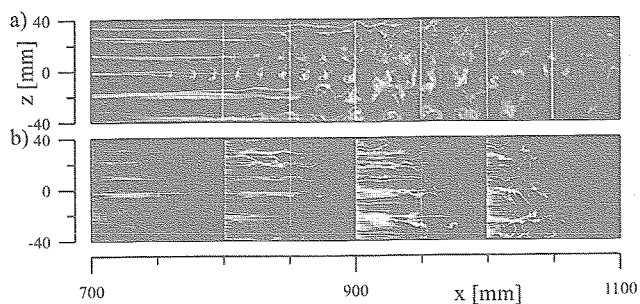


図 1 馬蹄形渦の様相と凹曲面壁付近の流れとの比較

a) 軽油ミスト ノズル位置 $x_N=650\text{ mm}$
b) スモークワイヤ位置 $x_W=700, 800, 900, 1000\text{ mm}$ $y_W=3\text{ mm}$

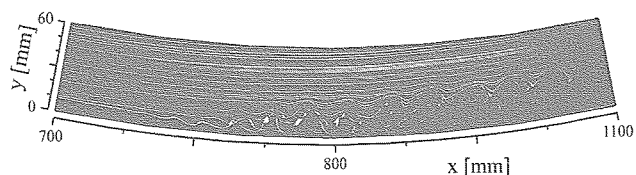


図 2 馬蹄形渦対称面内の流れ

スモークワイヤ法 $x_W=700\text{ mm}$ $z_W=-3\text{ mm}$

方向に揺らぎ、馬蹄形渦の崩壊下流では全体の煙が揺らいでいる。

図2は馬蹄形渦の対称面 ($z = -3 \text{ mm}$) 内の流れである。馬蹄形渦は、上部で主流を巻き込みながら大きく成長していき、この巻き込みは馬蹄形渦の崩壊下流でも確認できる。壁付近では煙の揺らぎが見られ、吹上げによって煙が上方へと上がるため、下流では煙は確認できない。

4. 高周波の流れ変動

測定によって得られた流速分布を図3に示す。ここで u_x は各 x 位置における境界層外縁速度である。壁付近 ($y = 2 \text{ mm}$) では、低流速域である馬蹄形渦の対称面が下流に伸びている。この対称面 (破線) における y 方向への流速および乱れ度分布 (図4) を見ると、対称面上部 (○) の速度勾配 ($\partial u / \partial y$) が大きい y 位置で局所的に $\sqrt{u'^2} / u_x$ が高い。下流に進むにつれて、対称面上部では $\sqrt{u'^2} / u_x$ が低くなり、対称面下部 ($y = 3 \text{ mm}$ ●) では高くなる。また縦渦の回転作用により、対称面では流れが吹上げられるため、 v / u_x が正方向に対称面上部 (○) まで現われていて、大きさは $x = 900 \text{ mm}$ (馬蹄形渦の崩壊) で最大となる。

対称面上部および下部の速度波形およびスペクトルを図5に示す。上部では 150 Hz 付近に幅広いスペクトルが現われていて、これが馬蹄形渦の周期的な流れである。この周期的な流れについて検討するため、対称面上部および下部の速度波形にハイパスフィルタ 50 Hz (HPF) を適用させて再度 $\sqrt{u'^2} / u_x$ を算出した (図6)。低周波成分を除去したことで、 $\sqrt{u'^2} / u_x$ が小さくなり、対称面上部 (図4) の局所的に高い $\sqrt{u'^2} / u_x$ は低周波成分に起因することがわかる。馬蹄形渦の高周波の流れによる $\sqrt{u'^2} / u_x$ は $x = 800 \text{ mm}$ 付近からは高くなるが、下部 ($y = 3 \text{ mm}$) ではやや下流の $x = 900 \text{ mm}$ 付近から高くなる。さらに下流でも、高周波成分による対称面下部の $\sqrt{u'^2} / u_x$ は 7% 程度と一定である。

これらより、まず馬蹄形渦の高周波 (150 Hz) の流れが対称面上部で形成されるため高周波成分による $\sqrt{u'^2} / u_x$ が高くなる。この流れは馬蹄形渦の崩壊に伴って周期性が衰えていくが、壁付近の流れに高周波の速度変動が現われる。これらの高周波の速度変動により乱流境界層が形成されていくと考えられる。

参考文献

- 1) 伊藤光, 山田浩平 : 凹曲面に沿う境界層遷移の過程, 航空宇宙技術研究所特別資料, Sp-59, 2003, pp.81-82.

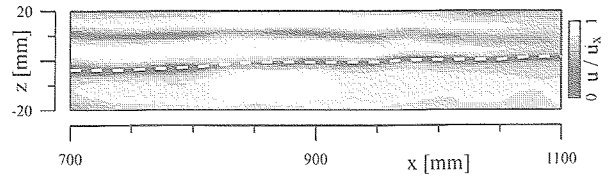


図3 等流速分布 $y = 2 \text{ mm}$

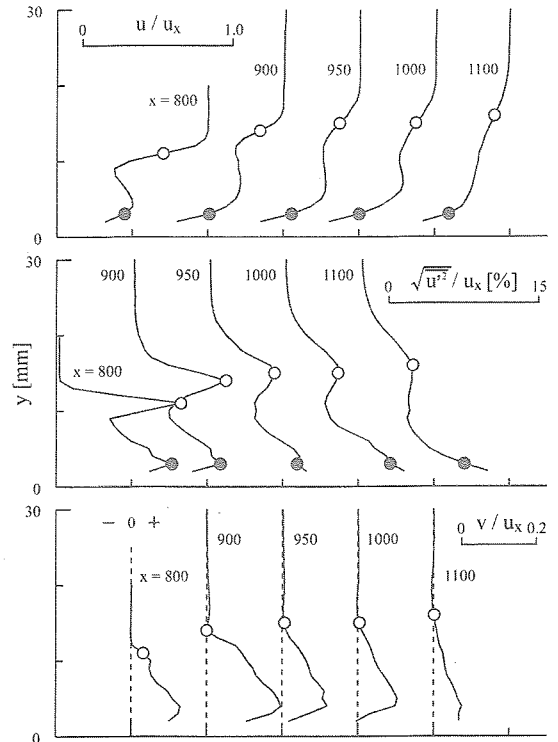


図4 流速および乱れ度分布 (馬蹄形渦対称面)

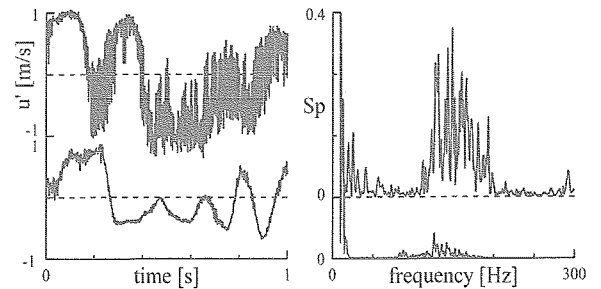


図5 速度波形およびスペクトル ($x = 900, z = -1 \text{ mm}$)

上: $y = 14 \text{ mm}$ 下: $y = 3 \text{ mm}$

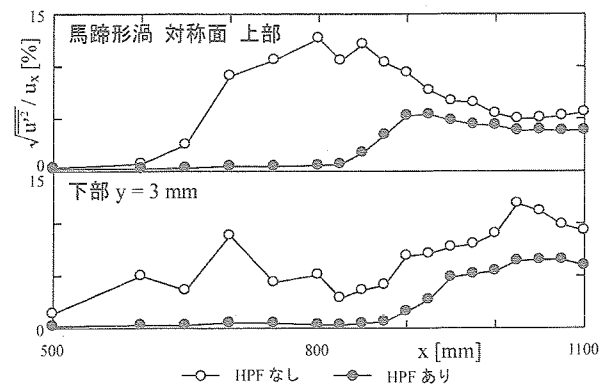


図6 $\sqrt{u'^2} / u_x$ の変化 (馬蹄形渦 対称面)

The interface between the laminar and turbulent flow regions

Ayumu Inasawa, Seiichiro Izawa, Ao-kui Xiong and Yu Fukunishi
Department of Mechanical Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

Breakdown process of the Klebanoff mode and origin of turbulence are experimentally investigated in detail. An acoustic excitation using a 2D roughness attached on the wall are used for T-S wave generation. Piezo-ceramic actuators are used to introduce the Klebanoff mode fluctuation. It is found that another shear layer, in which the spike phenomenon takes place and the turbulence starts, exists between the Λ structures aligned in rows. The spreading of the turbulence along the shear layer induced by the Λ structures is newly found.

Key Words : boundary layer, transition, T-S wave, Klebanoff mode

1. Introduction

It is well known that the transition scenario in a flat plate boundary layer starts from the Tollmien-Schlichting (T-S) wave when the intensity of the free stream turbulence is low. The transition process via the T-S wave has been reported by many researchers^(1, 2, 3, 4). However, how the regularity of the instability mode is lost and the turbulent motion starts at the final stage have been left unanswered. Recently, Bake *et al.*⁽⁵⁾ conducted a direct numerical simulation against the flow field mentioned above. In their computation, the initial condition was matched to the experimental data. They reported that the random velocity fluctuation appeared from the near wall region, where the strong velocity gradient was present. However, experimental verifications are still necessary because an extremely high-resolution computation is required everywhere in the boundary layer for this kind of flow computations and the grid points may not be enough.

The purpose of the present study is to investigate how the Klebanoff mode breaks down and the turbulence starts.

2. Experimental setup

The experiment is carried out in the low-turbulence wind tunnel at the Institute of Fluid Science, Tohoku University. The flat plate is made of an aluminum alloy, which is 10 mm thick, 3,200 mm long and 1,000 mm wide. The experimental setup is as shown in Fig. 1. The velocity measurement is performed by a single hot-wire probe with CTA circuit. The 300 realizations are used to obtain the ensemble-averaged information in this study.

In order to excite a T-S wave in the boundary layer, a two-dimensional roughness element made of rigid polyvinyl chloride, which is 30 mm wide and 0.3 mm thick, is attached on the wall. Its downstream edge is at $x = 600$ mm. An acoustic wave is installed from a speaker set upstream of the settling chamber of the wind tunnel. The experimental condition is shown in Tab. 1, where $u_{ac,rms}$ is the intensity of the 77.8 Hz sound wave. To excite three-dimensional Klebanoff

Table 1 Experimental conditions

Free stream velocity U_∞ [m/s]	14.0
Intensity of free stream turbulence Tu [%]	0.03
Frequency of excitation f_0 [Hz]	77.8
Dimensionless frequency F	37.4×10^{-6}
Sound intensity $u_{ac,rms}/U_\infty$ [%]	0.19
Sound pressure level SPL [dB]	106
Location of Branch I x_I [mm]	560
Location of Branch II x_{II} [mm]	2380

mode waves against the T-S wave, an array of uni-morph piezo-electric actuators is mounted at $x = 820 - 900$ mm, $z = -80 - 80$ mm. Total of eight uni-morph piezo-electric actuators of 0.3 mm thick, 20 mm wide and 80 mm long are aligned side by side along the spanwise direction. Their downstream edge is at $x = 900$ mm. Each actuator is wired independently so that the operation mode can be controlled merely by changing the computer program⁽⁶⁾.

3. Result and discussion

3.1. Excitation of the T-S wave

Figure 2 shows the wall-normal profile of the amplitude and phase of the T-S wave at $x = 1,100$ mm, $z = 0$ mm. The amplitude profile shows two peaks at $\eta \approx 1$ and $\eta \approx 5$. The phase shift of approximately 180 degrees can be observed at the η location where the amplitude takes the minimum value, i.e. $\eta = 3.6$. These features are in accordance with those found in a T-S wave. The streamwise wavelength is found to be 60 mm and two dimensionality of the T-S wave is also confirmed.

3.2. Excitation of the oblique wave

Figure 3 shows the contour map of the ensemble-averaged velocity fluctuation at $\eta = 1$ in the $x - z$ plane. Here, one of the driving signals of the actuators is used as the reference. The excitation frequency of the oblique wave is also 77.8 Hz. From Fig. 3, it can be found that the positive and negative velocity fluctuating regions are distributed periodically in both the streamwise and spanwise directions. By measuring the

distance between the positive or the negative fluctuation peaks, it is found that the wave lengths of the oblique wave in the streamwise and spanwise directions are 60 mm and 40 mm, respectively. The ratio between them is 3:2, and which matches the wave angle of the Klebanoff mode⁽²⁾.

3.3. Klebanoff mode excitation against the T-S wave

Figure 4 shows the mean velocity profile in the spanwise direction at $x = 1,100$ mm, $\eta = 1$. In this case, the excitation phase of the piezo-electric actuators is 180 degrees shifted from that of T-S wave at $x = 1,100$ mm, $y = 1$ mm ($\eta = 1$), $z = 30$ mm. It can be observed that relatively low velocity spanwise locations exist at $z \approx -10, 30$ and 70 mm while the velocities of the regions in between are relatively high. These features represent what is known as the peak and valley structures^(2, 7). From Fig. 4, the spanwise scale of the *peak-valley* structure can be measured as approximately 40 mm, which corresponds to the 2/3 wavelength of the T-S wave. The ratio between the streamwise and the spanwise wavelengths agrees with the Klebanoff mode⁽²⁾. Thus, it can be confirmed that the system using an array of piezo-electric actuators is capable of exciting the Klebanoff mode directly against the T-S wave.

3.4. Breakdown of the Klebanoff mode and the start of turbulence

Figures 5 (I) – (IV) show the maps of ensemble-averaged values of (a) velocity fluctuation u/U_∞ , (b) velocity gradient fluctuation du/dy and (c) minimum value of the random component in three different frequency bands shown in (d), (e) and (f), which are the intensity of the random component of (d) low- ($f \leq 150$ Hz), (e) middle- ($150\text{Hz} \leq f \leq 500$ Hz) and (f) high- ($f \geq 500$ Hz) frequencies at the $z = 30$ mm (peak) in the x - y plane. Four different phase locations are shown, and how the lambda structure breaks down and the turbulence starts can be examined. Here, the random component corresponds to the amount the velocity fluctuation is dispersed from the ensemble-averaged value at each phase location, and its intensity denotes the RMS value of the dispersion. It is well known that, in the turbulent flow, the broadband frequency component of the velocity fluctuation can be found. So, it should be rational to use the minimum value of the random component intensity in these three different frequency bands as an indicator of the turbulent region, i.e. the red regions in Figs. 5(I)(c)–5(IV)(c) are defined as a turbulent region in this study.

Figure 5(I) shows the maps at $t/T = 0$. In Fig. 5(I)(b), the strong positive shear layers C and C', which are one period different from one another, can be found. Another positive shear layer B existing in between can also be found. The shear layers C and C' in Fig. 5(I)

are created by the lambda vortices excited by the actuators. On the other hand, another shear layer which corresponds to B in Fig. 5(I)(b) is newly found. Hereinafter, the shear layer C and B are referred as a *parent* and *child* shear layers, respectively.

At $t/T = 3/4$, random components of the middle- and high- frequency ranges appear at the *child* shear layer location, which is denoted as B' in Figs. 5(III)(e) and (III)(f). In this region, the inflection point in the velocity profile can be found at $x = 1,175$ mm, $y = 2.8$ mm and the single spike signal is observed in the raw velocity data. It is known that the number of spikes increases as flow goes downstream, i.e. the double spikes at $x = 1,190$ mm and the triple spikes at $x = 1,200$ mm can be clearly observed in this experiment, too. At $x = 1,200$ mm, where the triple spike phenomena is observed, as shown in Fig. 6, the near wall region A becomes turbulent as shown in Fig. 5(I)(c). This result agrees with the previous studies^(3, 4). However the strong shear layer found in the DNS result by Bake⁽⁵⁾ can not be observed here. It should be noted that the onset of turbulence takes place upstream of the *parent* shear layer.

The expansion of the turbulent region A along the *parent* shear layer can be found at $t/T = 1/4$, which is denoted as D in Fig. 5(II)(c). The low-frequency component spreads only in the near-wall region (Fig. 5(II)(d)) while the middle- and high-frequency components expand to the outer region of the boundary layer along the *parent* shear layer as shown in Figs. 5(II)(e) and (II)(f).

At this phase $t/T = 1/4$, another low-frequency random motion, which is denoted as C' in Fig. 5(II)(d), is found on the *parent* shear layer. This C' is the same as C, but one cycle later. In this area, the middle-frequency component also appears at $t/T = 1/2$ as shown in Fig. (II)(e). However no high-frequency random component can be found. Also in this region, the lax dip signal whose fluctuation is not sharp compared to the *spikes* can be found at $t/T = 1/2 + nT$, as shown in Fig. 6. It can be found that the low- and middle-frequency component, C' in Fig. 5(III)(d) and (III)(e), is due to the lax dip.

In this study, the spike phenomenon was found only on the *child* shear layer, which eventually leads to the onset of turbulence. This finding contradicts to the previous studies^(3, 4) where the spike phenomenon was believed to take place at the *parent* shear layer. However, because the time-traced data were used in the previous studies for analyses, it was difficult to identify the exact location of the spike. The time-and-space-traced data obtained in this study show that in Fig. 6, the spike can be found at $t/T = 1/2 + nT$ which corresponds to

the passing of the *child* shear layer (see Fig. 5(I)(b)), while the lax dip can be found at $t/T = nT$ which corresponds to the passing of the *parent* shear layer (see Fig. 5(III)(b)). So as a conclusion, it should be stated that the spike phenomenon starts not from the *parent* but from the *child* shear layer. It was also newly found that the *parent* shear layer itself is playing an important role in the starting stage of turbulence, as the turbulence spreads along this *parent* shear layer.

4. Concluding remarks

The direct excitation of the Klebanoff mode against the T-S wave, which was excited by a combination of the two-dimensional roughness attached on the wall and the acoustic wave in the free stream, was experimentally attempted using an array of the uni-morph piezo-electric actuators.

The oblique wave was successfully generated using an array of the piezo-electric actuators which developed into a peak-valley structure whose streamwise and spanwise ratio corresponded to the Klebanoff mode.

Another lambda-shaped shear layer (*child* shear layer) was found between the lambda vortex (*parent* shear layer) which was originally excited by the piezo-electric actuators. High-frequency instability known as the spike phenomenon was found to take place at the *child* shear layer. It was also confirmed that at the time the triple spikes appeared on the *child* shear layer, the turbulence started at the upstream end of the parent shear layer in the near-wall region. The phenomenon which the turbulence spreads along the *parents* shear layer was newly found.

References

- 1) Schlichting H. and Gersten K., "Boundary layer theory 8th edition", Springer, (1999), pp.415.
- 2) Klebanoff P. S., Tidstrom K. D. and Sargent L. M., "The three-dimensional nature of boundary-layer instability", *J. Fluid Mech.*, **12** (1962), pp.1-34.
- 3) Nishioka M. and Asai M., "Evolution of Tollmien-Schlichting waves into wall turbulence", *Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids* (ed. T. Tatsumi), (1984), pp.87-92.
- 4) Kachanov Y. S., "Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **26** (1994), pp.411-482.
- 5) Bake S., Meyer D. G. W. and Rist U., "Turbulence mechanism in Klebanoff transition: a quantitative comparison of experiment and direct numerical simulation", *J. Fluid Mech.*, **459** (2002), pp.217-243.
- 6) Fukunishi Y., Izawa S. and Morita K., *Fluid Dyn. Res.*, printing.
- 7) King R. A. and Breuer K. S., "Oblique transition in a laminar Blasius boundary layer", *J. Fluid Mech.*, **453** (2002), pp.177-200.

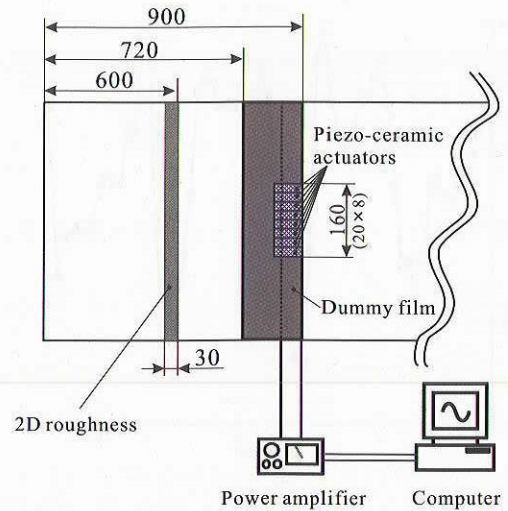


Fig.1 Experimental setup.

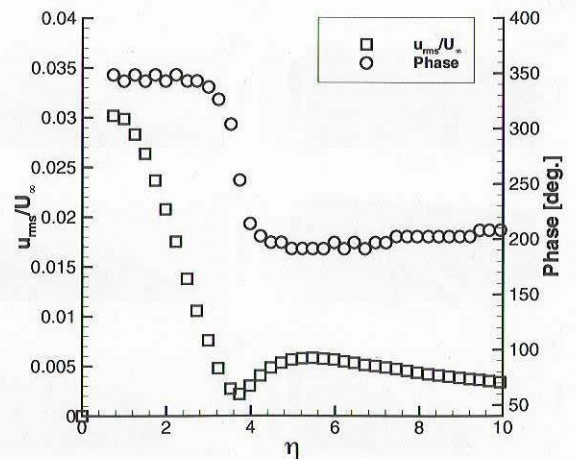


Fig.2 Amplitude and phase profiles of the T-S wave ($x = 1, 100$ mm, $z = 0$ mm).

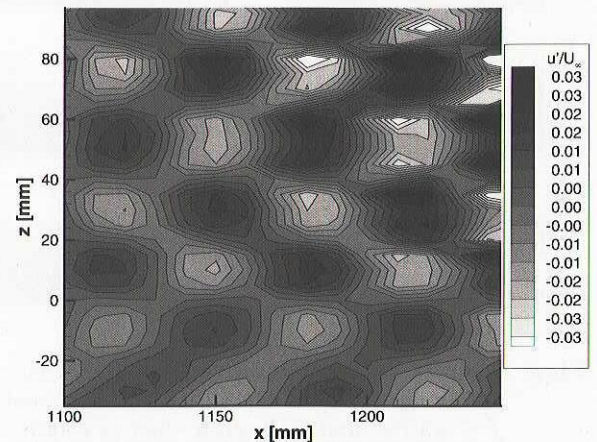


Fig.3 Contour map of ensemble-averaged velocity fluctuation ($\eta = 1$).

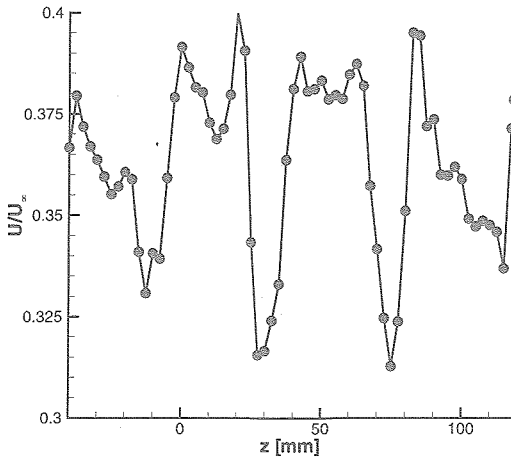


Fig.4 Mean velocity in the spanwise direction ($x = 1, 100\text{mm}$, $\eta = 1$).

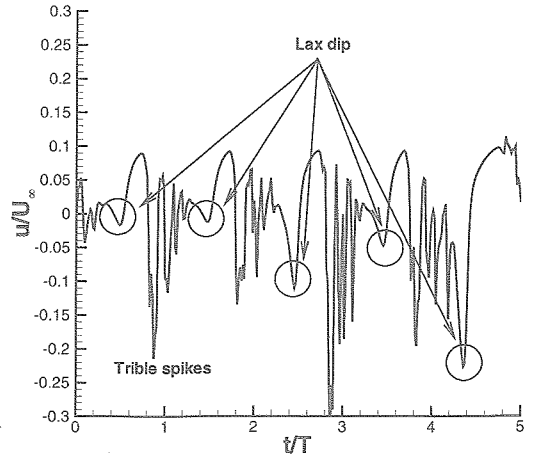


Fig.6 Lax dip in the raw signal of the velocity fluctuation at $x = 1, 200\text{ mm}$, $y = 3.7\text{ mm}$.

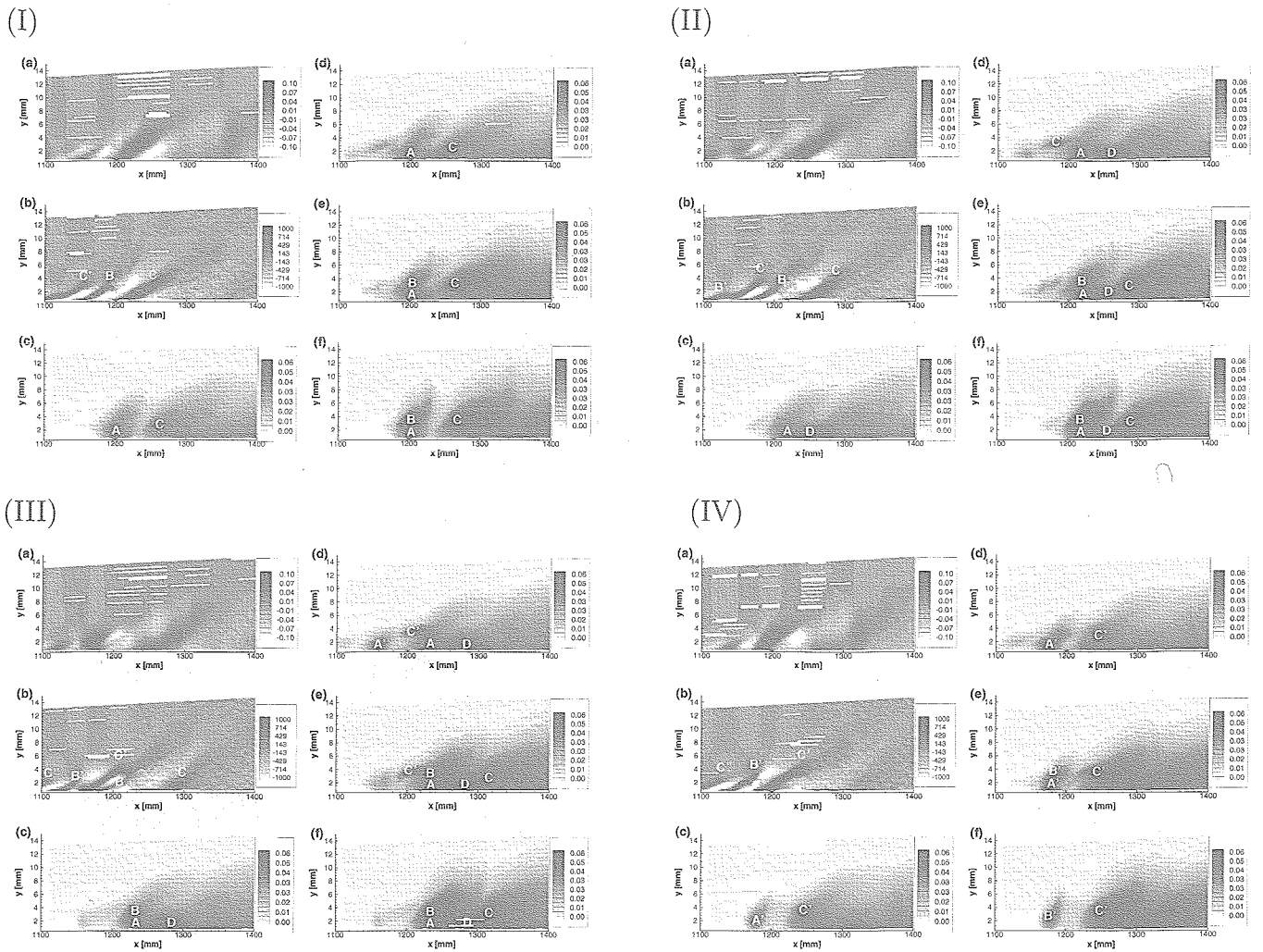


Fig.5 Maps of ensemble-averaged (a) u/U_∞ , (b) du/dy and (c) minimum value displayed in (d), (e) and (f), which are the intensity of the random component at (d) low-frequency ($f \leq 150\text{Hz}$), (e) middle-frequency ($150\text{Hz} \leq f \leq 500\text{Hz}$) and (f) high-frequency ($500\text{Hz} \leq f$), respectively. (I) $t/T = 0$, (II) $t/T = 1/4$, (III) $t/T = 1/2$ and (IV) $t/T = 3/4$.

平板乱流境界層中の秩序運動と壁面静圧変動：いくつかの疑問

早川道雄（北大工）

Wall pressure fluctuation and organized motions in a flat-plate turbulent boundary layer: some questions

M.Hayakawa

Division of Mechanical Science, Hokkaido University

ABSTRACT

Experimental data of a zero-pressure-gradient turbulent boundary layer which had been measured with two wall-pressure sensors and a spanwise rake of 8 single hot-wires, were analyzed in order for the better understanding of the spatial relationship between the wall-pressure and velocity field associated with organized motions in the boundary layer. This report discusses several points that are apparently perplexing to the present writer, rather than adding new information to existing results.

Key Words: turbulent boundary layer, organized motion, wall-pressure fluctuation

1. 序論

乱流境界層中の秩序運動と壁面静圧との関係については、これまでも多数の報告がなされているが、両者のスパン方向を含む空間的関連を実験的に調べた研究は多くはないようである¹⁻⁵⁾。

本研究は、滑面壁上に発達した流れ方向圧力勾配の無い乱流境界層における壁面静圧変動（以下、圧力変動と記す）の特徴およびそれと速度場との関係を調べたものである。使用した実験データは、筆者の所属する研究室で以前に得られたもので⁶⁾、その実験ではスパン方向に配置された8本のI型熱線プローブおよび流れ方向に離れた2点に設置された壁面圧力プローブにより、流速と圧力変動が同時計測されている。

この報告では、実験データを解析する過程で生じたいくつかの疑問点を中心に断片的に述べる。

2. 実験条件と測定方法

実験は、絞り面積比 1/16 の縮流部、および断面 $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ 、長さ 4.5m の試験部をもつ吹き出し形低乱風洞を用いて行なわれた。縮流部出口断面の試験部側壁面に境界層遷移促進用の2次元粗さ要素が貼り付けられており、その下流に発達する乱流境界層が測定された。流れ方向測定位置は、粗さ要素から約 1.6m 下流の位置である。

主流流速は $U_e=16.0\text{m/s}$ であり、測定位置における乱流境界層の主な特性量は以下のとおりである。

境界層厚さ(99%) $\delta \cong 25.5\text{mm}$

形状係数 $H \cong 1.40$

摩擦速度 $u_\tau \cong 0.65\text{m/s}$

運動量厚さに基づくレイノルズ数 $Re \cong 3000$

流速の測定には、スパン方向に 3mm 間隔で並べられた8本のI型熱線から成る櫛型プローブが使用された（図1）。各熱線は公称径 $2.5\mu\text{m}$ のタングステン線を間隔 0.5mm の支持針に直接溶接したものである。隣り合う熱線の中心間距離(3mm)は粘性長さ尺度で約 130 に相当し、また8本熱線で測定されるスパン方向範囲(21mm)は約 0.85δ である。

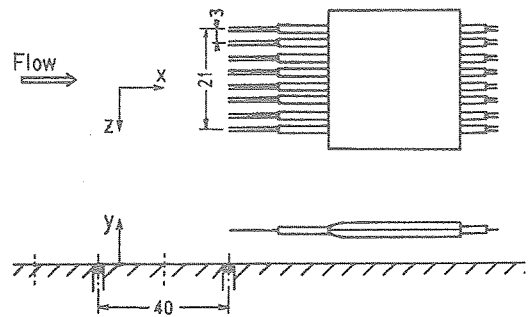


図1 櫛型熱線プローブと壁面静圧測定孔

圧力変動は、測定壁中心線上 ($z=0$) で流れ方向に 40mm 離れた位置に設置された 2 個の圧力プローブで測定された。いずれの圧力プローブも直径 0.5mm、深さ 0.5mm の静圧孔を介してつながれた 1/4-inch コンデンサ・マイクロフォンであり、その周波数特性は約 4.5kHz まで平坦である。静圧孔直径は粘性長さ尺度で約 22 である。

櫛型熱線プローブの-span方向位置 (z) は、8 本のうちの 4 番目の熱線中心が静圧孔位置 ($z=0$) に一致するように調整されている。また、壁面からの距離 (y) は 5mm 間隔で変えられた。壁面に最も近い測定位置は $y/\delta = 0.029$ 、壁変数で表わすと $y^+ = y u_\tau / \nu \cong 32$ であり、ほぼバッファ層の外縁付近にあたる。

8 チャネルの熱線流速計および 2 台の圧力センサ一用増幅器の出力信号は時間間隔 0.1ms で同時サンプルされ、ファイルに記録された。データ記録時間は各測定位置に対して 30 秒間である。

測定は、熱線列と静圧孔の流れ方向位置 (x) 関係が異なる 2 通り、すなわち

(A) 熱線列が下流側静圧孔の真上の場合、

(B) 熱線列を(A)よりも 20mm 下流にした場合、
について行われた。いずれも 2 個の静圧孔の間隔は 40mm であるため、(A),(B)の測定により、流速と圧力の相対的位置が異なる 4 断面

$$\Delta x = 0, 20, 40, 60 \text{ mm}$$

におけるデータが得られている。図 1 は上記(A)の場合の熱線列と静圧孔の位置関係である。

2. 結果

2.1 壁面静圧変動の特徴

壁面静圧に正および負の強い変動 (以下、圧力ピーク) が間欠的に現れることはよく知られている。とくに正の圧力ピークはバースト現象と密接に関係する圧力変動として詳しく調べられている。

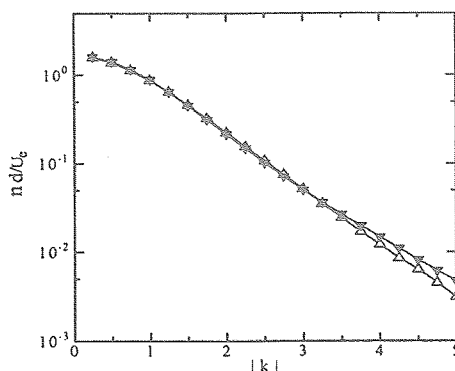


図 2 圧力ピークの検出個数
△ : 正のピーク, ▼ : 負のピーク

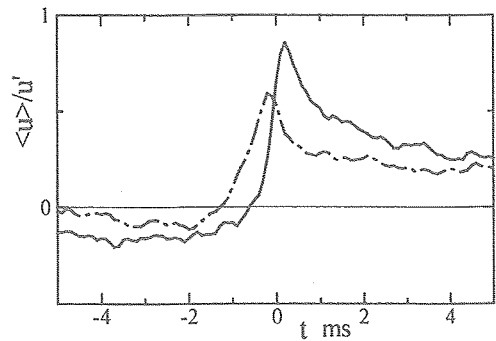


図 3 正・負の圧力ピークを基準にして得られた速度の集合平均波形 ($y/\delta=0.029$)
実線 : 正のピーク, 1点鎖線 : 負のピーク

図 2 は正と負の圧力ピークの検出個数を敷居値 k ($=p(t)/\bar{p}$; ダッシュは rms 値) の絶対値に対してプロットしたもので、縦軸の個数 n を δ (図中では d) と U_e で無次元化し対数で表示してある。正・負のピークの個数と変動強さの範囲にはほとんど差異がなく、変動のとくに強い範囲で負のピークの個数がやや多い程度である。

正および負の圧力ピークが出現したときを基準にして壁面近くの流れ方向速度の集合平均値 $\langle u \rangle$ を求めると、図 3 に示すように、いずれも類似の速度変動が得られる。ただ、正の圧力ピークを基準にした方がより顕著な速度変化が抽出され、また、負の圧力ピークに対する速度変化よりも時間的に遅れて観測される点が異なっている。

図 2 および図 3 の結果は、正と負の圧力ピークが互いに無関係に発生するのではなく、正のピークの直後に引き続き負のピークが発生することが多いことを示唆しているようである。

図 4 は、VITA 法を用いて圧力の急峻な変化を”負から正へ上昇する事象”と”正から負へ降下する事象”とに分けて、それぞれの検出個数を比較したもので、表示は図 2 の場合と同様である。上述の推測の

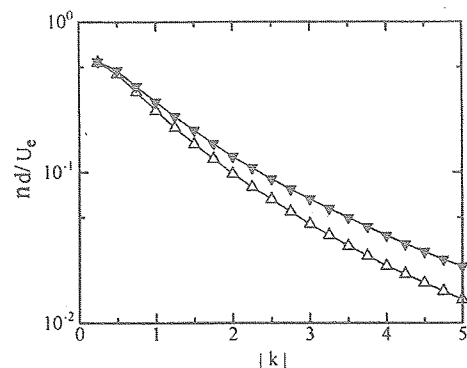


図 4 急峻な圧力変化の事象の検出個数
△ : 圧力上昇, ▼ : 圧力降下

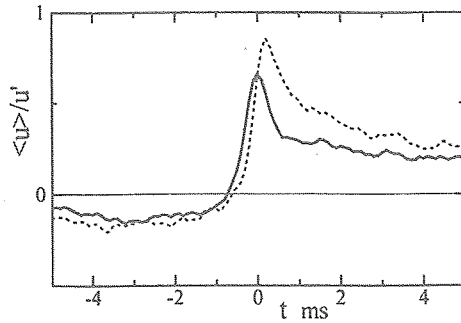


図5 正から負への急峻な圧力変化に伴う速度の集合平均波形 ($y/\delta=0.029$). (点線は正のピークに基づく結果)

とおり，正から負へ変化する事象の個数の方がはるかに多いことが分かる。

この結果からは，圧力変動の最も特徴的な変化は，正と負のピークが引き続いて現れるような正から負への急峻な変化であると結論される²⁾。しかし，この事象を VITA 法によって捕捉し，それを基準にして速度変動の集合平均値 $\langle u \rangle$ を求めると図5のようになり，図3に示した正の圧力ピークに対する結果（図5中の点線）よりもむしろ変化の少ない速度波形が抽出される結果になった。

以上のように，本データ解析から，圧力変動が正から負へ急峻に変化する事象と正の圧力ピークとの関係，および負の圧力ピークと速度場の変化との対応に関する明確な結果は得られなかった。

2.2 壁面静圧変動の移流速度

図3の結果からも推察されるように，壁面近くの流れ方向速度変動の低速から高速への急峻な変化（以下，加速フロント）に伴って，壁面圧力に強い正の変動が発生する。

図6は，VITA法により $z=0$ で加速フロントを検出したときに， $\Delta x=0\sim 60$ mm の4点で得られた圧力変動の集合平均波形である。加速フロントを検出した y 位置は，図6(a) のとき $y/\delta=0.029$ ($y^*\cong 32$)，図6(b) のとき $y/\delta=0.225$ である。両図から，加速フロントに伴って生じる圧力変動が下流へ移動する速度は，フロント検出の y 位置によって見掛け上異なることが分かる。これは，圧力変動が速度変動に対して受動的に振舞うためである。したがって，圧力変化のパターンの移流速度は，速度場の情報を介さず求める方が望ましいと考えられる。

図7は，上流側の圧力プローブで正（または負）の圧力ピークを検出したときに，それより 40mm 下流で得られた圧力の集合平均波形である。これらから求めた圧力変動の移流速度は $(0.64\sim 0.68)U_e$ で

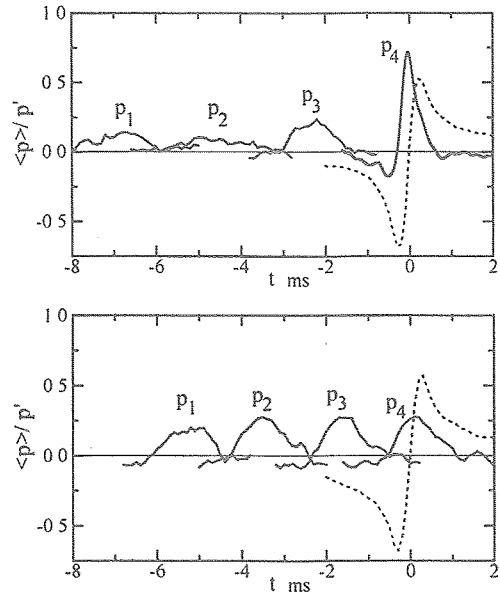


図6 加速フロントに伴う壁面静圧の集合平均波形（実線）。加速フロント（点線）の検出位置は，上段： $y/\delta \cong 0.03$ ，下段： $y/\delta \cong 0.22$ 。

ある。この値を平均速度分布に対応させると，圧力ピークに最も寄与するのは $y/\delta=0.07\sim 0.10$ ($y^*=80\sim 110$ ，すなわち対数速度分布領域内) における速度変動ということになる。しかし，この対応をより明確にするためには，加速フロント自体の移流速度の y 方向分布，および各 y 位置における速度変動（とくに y 方向成分）が圧力変動に寄与する相対的度合いを知る必要がある。

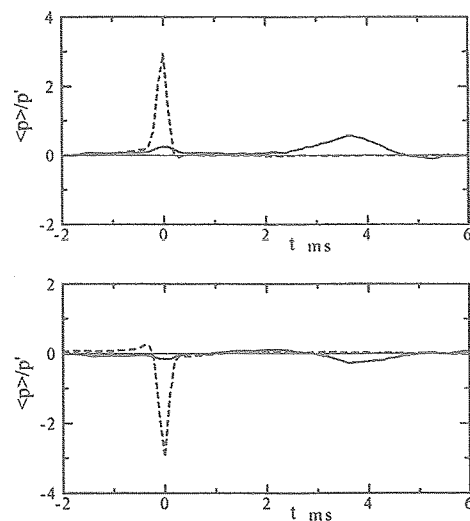


図7 圧力ピーク検出位置の40mm下流における圧力変動の集合平均波形（実線）。上段：正のピーク，下段：負のピーク

2.3 速度場について

図8は、 $y/\delta = 0.029$ ($y^+ \approx 32$) において、VITA法により加速フロントを検出したときの $z-t$ 面内における集合平均速度の等値線図である。図中、白色あるいは白っぽい部分が高速（平均流速よりも高い）領域、黒っぽい部分が低速領域である。トリガ一時刻 ($t=0$) 以降の高速領域が、 $t<0$ において低速領域の両側 (z 方向) に分布する高速部分とつながっているように見える。

ただ、この条件抽出法では、集合平均して得られる速度場は必然的に $z=0$ を境にして対称になるため、図8の結果がそのまま流れ場の代表的特徴を反映していると即断することはできない。最近の多くの研究によれば、いわゆる低速・高速ストリークおよび縦渦は、($x-z$ 平面内でみると) z 方向に揺動する、あるいは流れ方向に対して傾きを持つ場合の方が支配的なようである。

そこで、図8を得たのと同じの検出条件により加速フロントを捕捉し、 $z=0$ に関して対称な位置における速度の差 $\Delta u = u(+z) - u(-z)$ を算出した。得られた Δu の頻度分布の例を図9に示す。 $t<0$ の領域において、中央部 ($\Delta u=0$ 付近) がやや平坦な形をもつ頻度分布がいくつか見られた。しかし、全般には正規分布(図9中の1点鎖線)に近い分布が多く、 $\Delta u=0$ から外れた位置に最大値をもつような頻度分布、すなわち非対称性が卓越することを明瞭に示すような頻度分布は得られなかった。

3. おわりに

平板乱流境界層中の秩序運動と壁面静圧変動との関係について、以前に測定された実験データを用いて調べた。しかし、目新しい実験事実を提示するには至らず、むしろ疑問な点が増すような結果になった。それらの中には筆者の不明によるものが含まれているかと思われる。今後、考察をより深めて、別の機会にご議論願いたいと考えている。

参考文献

- 1) 一條, 小橋: 流体力学会誌「ながれ」, 1 (1982), 350-359.
- 2) A.S.W.Thomas & M.K.Bull: J.Fluid Mech., 128 (1983), 283-322.
- 3) Y.Kobashi & M.Ichijo: Exps. Fluids, 4 (1986), 49-55.
- 4) A.V.Johansson *et al.*: J.Fluid Mech., 175 (1987), 119-142.
- 5) S.R.Snarski & R.M.Lueptow: J.Fluid Mech., 286 (1995), 137-171.
- 6) 松尾 良: 北海道大学工学部修士論文 (1997).

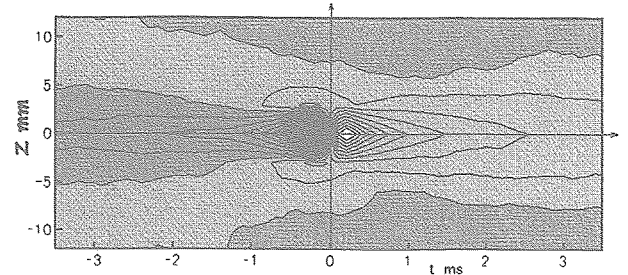


図8 加速フロントに伴う x -方向速度成分の $z-t$ 面内における等値線図 (等値線のレベル間隔: $\pm 0.1u'$). 濃い部分が低速領域, 薄い部分が高速領域.

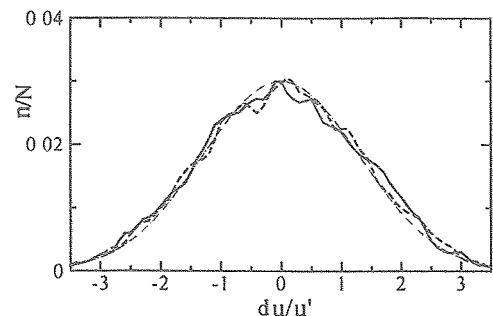
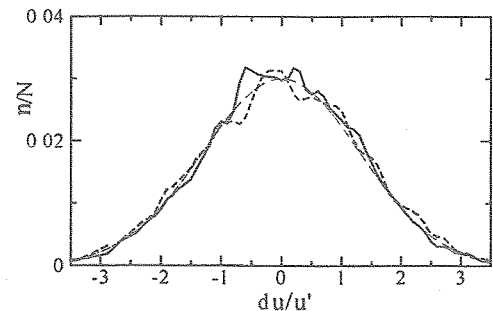
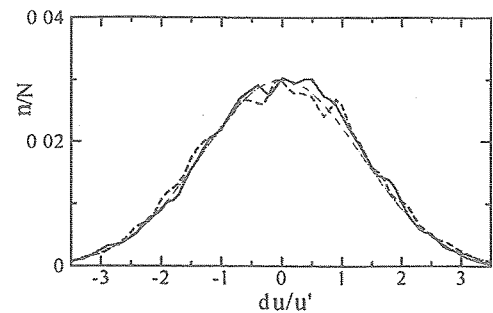


図9 スパン方向の速度差の頻度分布: 加速フロント検出時における周囲の流れ場の対称性 (非対称性) の検討. 上段から順に, $t = -2.0, -1.0, +1.0$ ms (図8に対応). $du = u(+z) - u(-z)$. N : 全検出回数. 実線: $z = 3$ mm, 破線: $z = 6$ mm. 1点鎖線: 正規分布.

乱流渦と乱流場との相互作用について

高橋 直也 (電通大), 高橋 匡康 (JAXA), 宮崎武 (電通大)

Interaction between a columnar vortex and turbulence

N. Takahashi*, T. Takahashi**, and T. Miyazaki*

* Dept. Mechanical Engineering and Intelligent Systems, Univ. Electro-Commun.

** Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

The interaction between a columnar vortex and external turbulence is investigated numerically. As the columnar vortex, the Lamb-Oseen vortex is used. The columnar vortex is immersed in an initially isotropic homogeneous turbulence field, which itself is produced by a direct numerical simulation of decaying turbulence. Statistical quantities, such as two-point-energy-spectra and two-point-ensrophy-spectra, are evaluated and compared with the theoretical predictions from rapid distortion theory (RDT). The axial velocity correlation dominates near the vortex surface, whereas the radial velocity correlation becomes larger where the worms are wrapped. Where the columnar vortex is strong compared with the external turbulence, external velocity disturbances are blocked by the vortex and they cannot penetrate into the vortex core directly, whereas various types of vortex waves are excited.

Keywords: Turbulence, Vortex Breakdown

1 目的

円柱渦と乱流場との相互作用は、工学的や環境問題での流れに頻繁に現れる。これらは円形噴流、平面噴流や混合相などの剪断乱流中に観察される。このような円柱渦と乱流場との相互作用は、流れの3次元化に重要な役割を持つと考えられる。

Miyazaki and Hunt[1] はこのような流れ場について Rapid Distortion Theory(以下 RDT と略)を用いて解析を行なった。彼らは、ソリッドコア (solid core) モデルを用いて円柱渦周りの微細渦構造が統計的に軸対称になること、またその構造の支配的な速度成分は軸対称の鉛直方向成分であることを示した。その論文では二点速度相関 Φ_{ij} を用いて速度場の統計的な性質を解析し、その時間変化が t^2 に比例することを示した。一方で円柱から離れた場所での速度攪乱は軸対称の半径方向成分が支配的に振舞うこと、その相関関数 Φ_{rr} は (円柱表面と同様) t^2 に比例すること示した。非軸対称な渦波の励起について、ホロウコア (hollow core) モデルとランキン渦を用い、非線形効果による軸対称な渦波との共鳴の発生について議論した。

筆者ら [3] はこれまで、Lamb-Oseen 渦と乱流場との相互作用過程について直接数値計算によって再現し、(1) 渦核における渦波の発生と大規模構造の変化、(2) 周辺乱流場の微細渦構造の渦輪状構造の形成、を解析した。

本論文ではこの結果について統計的手法を用いてこ

のような流れ場を詳細に解析する [4]。

2 計算方法

非圧縮ナビエ・ストークス方程式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

を、直接数値計算を行った。1辺が 4π の立方体について周期的境界条件を仮定することにより、空間の離散化にはスペクトル法を用いた。時間積分は4次の Runge-Kutta-Gill 法を用いた。

初期状態として減衰一様等方性乱流を直接数値計算で作成し、その上に円柱渦を重ね合わせたものを初期条件とした。このときのテイラー長レイノルズ数 R_λ は126であり、またエンストロフィーの可視化によって 'worm' 構造 [2] が観察された。次に円柱渦を周期的境界条件を満たすよう、互いに逆方向に回転になるように配置した (図1)。

円柱渦として、ナビエ・ストークス方程式の安定な厳密解である Lamb-Oseen 渦を用いた;

$$u_r = 0, \quad (3)$$

$$u_\theta = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \right\}, \quad (4)$$

$$u_z = 0, \quad (5)$$

ここで u_r , u_θ と u_z はそれぞれ半径, 周, 軸方向の速度成分である。また r_0 は円柱渦の '半径' と呼ぶことに

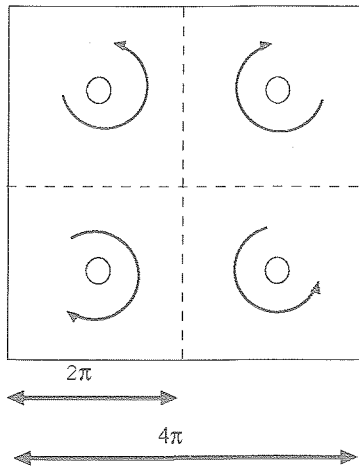


図 1: Arrangement of the columnar vortices in the cubic box with periodic boundary conditions.

し、長さの無次元化に用いた。また円柱渦の表面で流体粒子が一回転する $T = 2\pi r_0 / (\Gamma_0 / 2\pi r_0)$ を時間の無次元化に用いた。任意パラメタである循環 Γ_0 は、背景乱流の渦度の二乗平均の平方根 $\omega_{r.m.s.}$ に比べて十分に大きくとった；

$$\Gamma_0 = 40r_0^2\omega_{r.m.s.}$$

円柱渦のバルクレイノルズ数 Γ_0/ν は約 20,000 となり、この流れ場で支配的に振る舞った。

数値計算結果の検証は次のように 2 通り行ない、図 1 の配置が問題ないことを確認した。

背景乱流がない場合、Lamb-Oseen 渦の速度成分が理論通りの時間変化をすることを確認した。

次に背景乱流を弱め、線形理論の RDT の結果が再現できるか確認した。RDT による解析で、相関関数の漸近的な振舞いは速度の二点相関関数 Φ_{ij}

$$\begin{aligned} & \langle \langle u_i(r_1, \theta_1, z_1, t) u_j(r_2, \theta_2, z_2, t) \rangle \rangle \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk \Phi_{ij}(r_1, r_2, t; k, m) \\ & \quad \times \exp[ik(z_1 - z_2) + im(\theta_1 - \theta_2)], \end{aligned} \quad (6)$$

($\langle \langle \cdot \rangle \rangle$) はアンサンブル平均、 (r_1, θ_1, z_1) 及び (r_2, θ_2, z_2) はサンプルを取る 2 点それぞれの位置を円柱座標系で表したものを、用いて解析 [1] されていることを用いた。軸対称相関 $|\Phi_{zz}|$ 、半径方向の相関 $|\Phi_{rr}|$ についてそれぞれ t^2 であることが知られている。

このような結果を再現するためには、背景乱流の影響を小さくし、線形過程が成り立つような流れ場を作る必要がある。このことから、計算結果の確認のために背景乱流の攪乱振幅を次のように弱めた。

$$\mathbf{u}_{\text{noise}} = A_D \mathbf{u}. \quad (7)$$

ここで A_D は減衰パラメタで、1/100 に設定した。

このような流れ場での相関関数 $|\Phi_{zz}(r, r, t; k_z, m = 0)|$ の $r_0 < r < 2r_0$ での最大値 ($\max |\Phi_{zz}|$)、及びの振舞いは、確かに t^2 に比例していることを確認した。

以上のことから、スペクトル法でも渦の配置を工夫することにより、Lamb-Oseen 渦の時間発展を再現し、また RDT と矛盾のない結果を再現できることが確かめられた。

3 結果

円柱渦の振舞いについて、統計的な性質を述べる (可視化結果は高橋ら [3] を参照)。周方向・軸方向について一様なことから、この 2 方向について平均操作を行った。

秩序渦は z 成分に支配的な渦度を持つので、渦の大規模構造の概形は渦度の z 成分の分布 $\langle \omega_z \rangle(r)$ で捉えられる。図 2(a) にその時間発展を示す。ここで括弧 $\langle \cdot \rangle$ は周方向 (θ) と軸方向 (z) についての平均を表す。比較のため、Lamb-Oseen 渦 (式 (3)–(5)) の $\langle \omega_z \rangle(r)$ の半径方向の分布を図 2(b) に示す。乱流下においても、Lamb-Oseen 渦の $\omega_z(r)$ の分布はガウス型を維持していることがわかる。一方でこの分布の時間についての減少は、Lamb-Oseen 渦の理論値よりも顕著である (特に $t/T < 2.1$ で)。このような傾向は円柱渦内部 ($r/r_0 < 1$) で目立っているが、外部 ($r/r_0 \geq 1$) では目立たない。

渦の動力学 (スケールや非線形相互作用) の解析や RDT との比較を行なうため、計算結果の確認で導入した二点相関 Φ_{ij} (式 (6)) を再び用いた。次のように k_z の和を取って解析したが、これは k_z 依存性が不明確であったためである。

$$|\Phi_{ij}(r, r, t; m)| = \sqrt{\int |\Phi_{ij}(r, r, t; k_z, m)|^2 dk_z}, \quad (8)$$

ここで $|\Phi_{ij}(r, r, t; m)|$ は $\Phi_{ij}(r, r, t; m)$ のノルムである。

図 3a, b は軸対称 ($m = 0$) の軸流成分 (Φ_{zz} , Fig. 3a) と半径方向成分 (Φ_{rr} , Fig. 3b) の相関関数の時間発展である。

図 3a において、軸対称 ($m = 0$) の軸流成分 (Φ_{zz}) には 2 つのピーク、中心付近 ($r/r_0 = 0$) と表面付近 ($r/r_0 \simeq 1.5$)、があることがわかる。中心付近のピークは軸対称な渦波の励起に対応し、表面付近のピークはブロッキング効果 [1] (この効果によって流体粒子が円柱渦内部には入れない効果) の影響を示す。

図 3b において、半径方向成分の速度相関関数の軸対称成分は時間について増加することがわかる (これは軸方向成分の速度相関と同様である)。

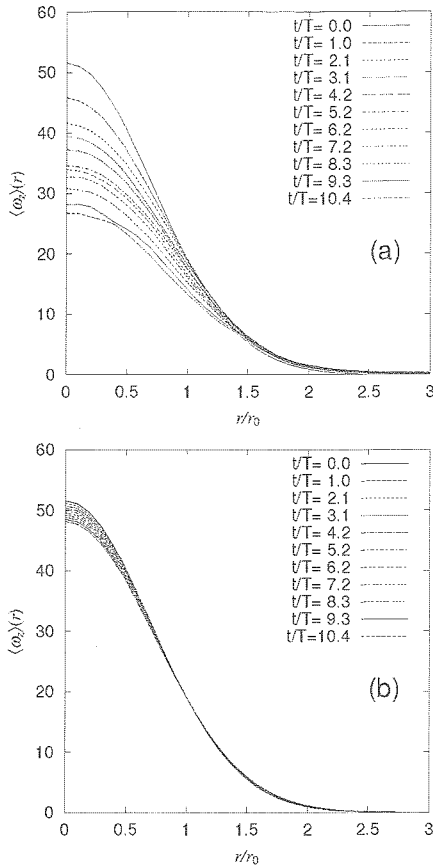


図 2: Time evolution of the radial profile of the axial vorticity: (a) numerical data, (b) the Lamb-Oseen vortex.

この二つを比較すると、速度の軸方向成分が円柱渦の表面付近 ($r/r_0 \approx 2$) で、速度の半径方向成分が円柱渦から遠方 ($r/r_0 \geq 3$) で、それぞれ支配的に振舞っていることがわかった。この原因として、前者はブロッキング効果、後者は円柱渦による微細渦の巻取りの効果、によるものと考えられる。

同様に非軸対称 (屈曲, $m = 1$) 成分について速度の軸方向相関 (Φ_{zz}) と半径方向相関 (Φ_{rr}) の時間発展を解析した (図は省略)。その結果、相関関数 Φ_{rr} の振幅は、 Φ_{zz} に比べておよそ 20 倍大きいことがわかった。また相関関数 Φ_{rr} について、値を持つ (ゼロでない) 領域は円柱渦内部のみであり、時間について振動していた。これは屈曲波の励起を示唆している。

図 4 は、様々な周方向波数 m での相関関数の、 $r \geq r_0$ での最大値の時間変化を調べたものである。軸方向成分の相関関数 $|\Phi_{zz}|$ (図 4 で実線) は、時間について $t^{0.9}$ で成長する。一方、半径方向成分 $|\Phi_{rr}|$ (図 4 で点線) の増加はほとんど見られない。これは円柱渦の表面付近で z 方向の速度攪乱 (ブロッキング効果に対応) が励起されたことを示す。高次の周方向波数 m につい

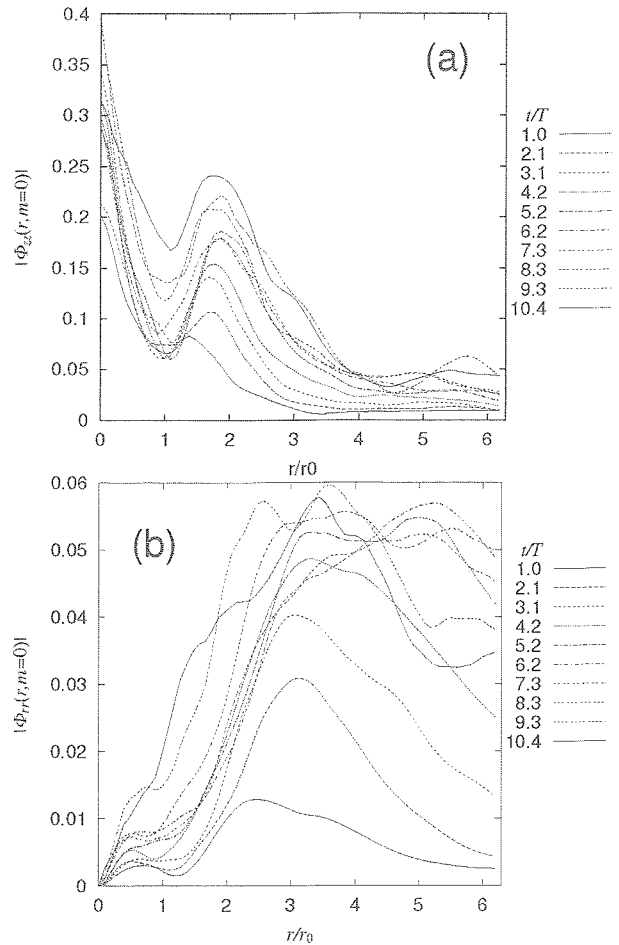


図 3: Evolution of the axisymmetric ($m = 0$) component of the two point energy spectrum tensor summed over k_z , $\Phi_{ij}(r, r, t; m)$: (a) axial component (Φ_{zz}) and (b) radial component (Φ_{rr}).

ても $|\Phi_{ij}|$ は増加する。その振幅は小さく、軸対称成分 ($m = 0$) 及び屈曲成分 ($m = 1$) と比べると無視できるほどであった。

このように、二点相関 $|\Phi_{ij}|$ の時間変化は RDT の結果とは差があった。RDT では $|\Phi_{zz}| \propto t^2$ で成長するが、この数値実験では $|\Phi_{zz}| \propto t^{0.9}$ であった。その原因について、初期攪乱の振幅の大きさに注目した。式 (7) では、 $A_D = 1/100$ とすると RDT を再現できたことを考慮し、減衰パラメタ $A_D = 1/100, 1/10, 1/\sqrt{10}$ と変化させてその時間変化を見た。

渦度の z 成分の分布 $\langle \omega_z \rangle(r)$ について簡単に調べた。 $1/10$ と $1/\sqrt{10}$ の間で分布の時間変化に顕著な違いが現れた。 $A_D = 10^{-1}$ よりも小さな値では、分布は Lamb-Oseen 渦のものと極めてよく一致した。 $A_D \geq 1/\sqrt{10}$ では、数値計算で求めた分布と Lamb-Oseen 渦のものとの差が目立った。その差は A_D の増加につれて大きくなった。このことから、 A_D の大きさは渦波の振幅

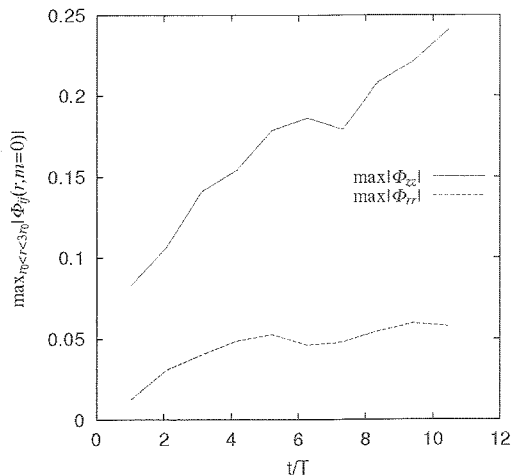


図 4: Peak values at $r_0(t) \leq r \leq 3r_0(t)$ of the axisymmetric axial and radial two points energy spectrum tensor summed over k_z , $|\Phi_{ij}(r, r, t; m)|$, which has peaks at $r \geq r_0(t)$: axial component ($|\Phi_{zz}|$, solid line) and radial component ($|\Phi_{rr}|$, dotted line).

に関係しているものと期待される。

渦波の振幅の大きさと A_D との関係調べるために、(渦波の振幅に対応する) $|\Phi_{rr}(r, r, t; k_z = 0.5, m = 1)|$ の最大値 ($r \leq r_0$ での) の時間変化を調べた。様々な A_D に対する $\max |\Phi_{rr}(r, r, t; k_z = 0.5, m = 1)|$ の時間変化を図 5 に示す。この図において、 $10^{-0.5}$ 以上と $A_D = 10^{-1}$ 以下の時間依存性が明らかに異なることがわかる。このことから、背景乱流場の振幅の大きさが渦波の振幅の有限化に影響を与えていることがわかった。これは円柱渦の崩壊を引き起すものと考えられる。

4 Summary

直接数値計算により、Lamb-Oseen 渦と一様等方性乱流との相互作用について解析した。従来の可視化結果に加え、次のようなことがわかった。

流れ場の性質について、2点エネルギー相関関数 Φ_{ij} を用いて解析を行なった。その振舞いを RDT と比較したところ、RDT で $|\Phi| \propto t^2$ となるものが $\propto t^{0.9}$ や $\propto t^1$ となった。

このような RDT との差について調べるため、背景乱流の振幅に様々な値を与え、その影響を調べた。その結果、十分小さな振幅を持つ乱流場では RDT の結果がよく再現できることがわかった。一方で背景乱流場の攪乱振幅が小さいとは言えない場合、その振舞いは RDT から離れていった。特に渦波への影響は目立ち、その振幅を有限化させていた。この現象は円柱渦の崩壊を促進させてるものと考えられる。

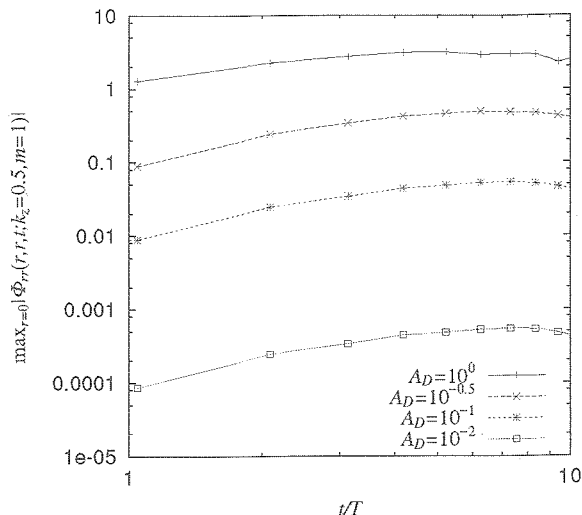


図 5: Time dependence of $\max |\Phi_{rr}(r, r, t; k_z = 0.5, m = 1)|$ at various values of A_D .

参考文献

- [1] T. Miyazaki and J. C. R. Hunt, "Linear and non-linear interactions between a columnar vortex and external turbulence," *J. Fluid Mech.* **402**, 349 (2000).
- [2] I. Hosokawa and K. Yamamoto, "Intermittency of dissipation in directly simulated fully developed turbulence," *Journal of the Physical Society of Japan* **59**, 401 (1990).
- [3] 高橋, 石井, 宮寄, 山本. ながれ マルチメディア, 21(6):497-498, 2002. 秩序渦と乱流場の相互作用について,
- [4] N. Takahashi, H. Ishii and T. Miyazaki, "The Influence of Turbulence on a Columnar Vortex," *Phys. Fluids*. (in print) (2005)

Simulation of a Flow around an Airfoil with a Circulation Boundary Condition

○Kunio Kuwahara (ISAS) and Satoko Komurasaki (Nihon Univ.)

Key Words: Airfoil simulation, The incompressible Navier-Stokes equations, Subsonic flow, Circulation, Stall

Abstract

In the present paper, a simulation of a subsonic flow around airfoil NACA0012 is attacked. Computations are done at angles of attack 8° to 18° and at the Reynolds number of 10^6 based on the chord length. In this computation, the incompressible Navier-Stokes equations are solved by the multi-directional finite-difference method with using an O-type grid system. For high Reynolds number flow, no explicit turbulence models are employed, but a third-order upwind scheme is adopted. On the far boundary, circulation is corrected consistently, and a periodic boundary condition is used in the spanwise direction. Results show that circulation correction on the far boundary has effect on the flow field, especially, it increases the value of Cl at low angles of attack.

1 Introduction

A flow around an airfoil is one of the most fundamental problems in aerodynamics. Many simulations have been done but some important problems still remain unsolved.

In the present paper, as one of those unsolved problems, a simulation of a subsonic flow over an airfoil near the stall angle, is attacked. Most successful simulations of this kind at high Reynolds numbers are based on the third-order upwind formulation[1]. To increase the accuracy, we employ the multi-directional finite-difference method [2, 3].

Kuwahara and Komurasaki computed a 3-d subsonic flow around an airfoil under a free-slip boundary condition[4] and a periodic boundary condition[5], in the spanwise direction. In these papers, the main flow properties were captured and Cl agreed well with the experimental values, without any explicit turbulence model.

In the present paper, we develop the previous paper[5] with consistent circulation control on the far boundary.

2 Computational method

The governing equations are the 3-d incompressible Navier-Stokes equations and the equation of continuity as follows:

$$\operatorname{div} u = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \operatorname{grad} u = -\operatorname{grad} p + \frac{1}{Re} \Delta u. \quad (2)$$

where u, p, t and Re denote the velocity vector, pressure, time and the Reynolds number respectively. For high-Reynolds-number flows, time-dependent computations are required owing to the strong un-

steadiness.

The numerical procedure is based on the projection method. The pressure field is obtained by solving the following Poisson's equation:

$$\Delta p = -\operatorname{div}(u \cdot \operatorname{grad} u) + \frac{D^n}{\delta t} \quad (3)$$

$$D = \operatorname{div} u,$$

where n is the time step and δt is the time increment. D^{n+1} is assumed to be zero, but D^n is retained as a corrective term.

The equations are discretized based on the multi-directional finite-difference method. Space derivatives are discretized using second order central difference approximation with the exception of the convective terms. For the convective terms, a third-order upwind scheme is used to stabilize the computation. It has been found to be the most suitable for high Reynolds number flow computations. The second-order Crank-Nicolson implicit scheme is used for time integration. A body-fitted coordinates system O-grid is employed, and grid points can be concentrated near the body surface. The number of grid size is $129 \times 65 \times 65$ (fig.1). For airfoil simulation, C-grid is usually used to avoid the trailing edge singularity. To make C-grid is not easy for high angles of attack, and this is another reason of the difficulty to simulate the flow at high angles of attack. Also C-grid needs unnecessarily concentrated grid points in the near wake region beginning from the trailing edge. This makes the computation unstable. On the other hand O-grid is, in every sense, much better if the computation converges.

Figures 2 (a) and (b) show circulation profiles at angles of attack in case with and without circulation correction on the far boundary. In previous computations, velocity on the far boundary was given as steady free stream because it is not easy to give velocity condition on the boundary for O-grid. In this

case, circulation on the far boundary is always zero. However, it is not consistent that circulation is always zero in computational domain for airfoil flow because starting vortices generated at the trailing edge never disappear even after long time. In this computation, on the far boundary, velocity is corrected consistently and circulation does not become zero.

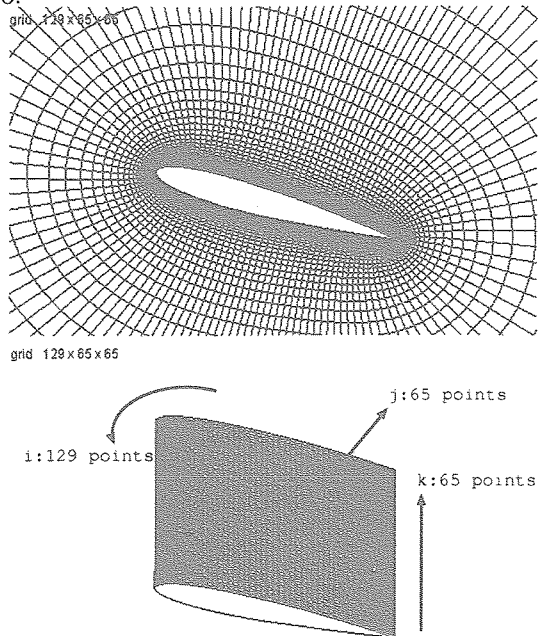
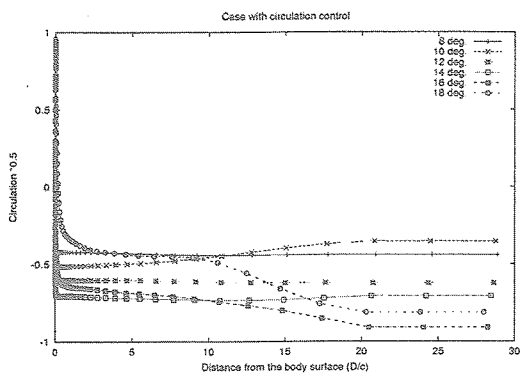
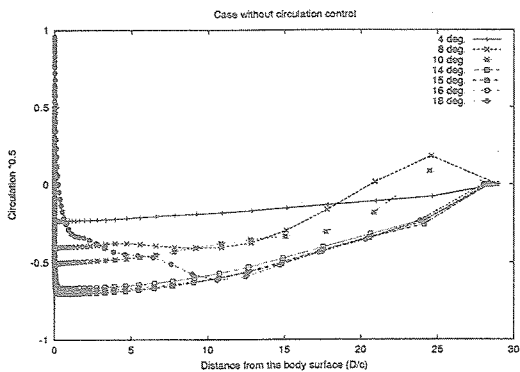


Figure 1 Computational grid.



(a) Case with circulation control.



(b) Case without circulation control.

Figure 2 Circulation control on the far boundary.

3 Results

Three-dimensional flows around NACA0012 airfoil are simulated at Reynolds number of 10^6 . Fully developed two-dimensional flow is used as an initial condition for 3-d computation to save the computation time.

Computational results are visualized in figs.3-6. Figure 3 shows pressure distribution on the body surface C_p at angles of attack 14° , 16° and 18° . Section lift coefficients C_l are given in fig.4. They are computational values in case with and without circulation control on the far boundary, and experimental values[6], at angles of attack.

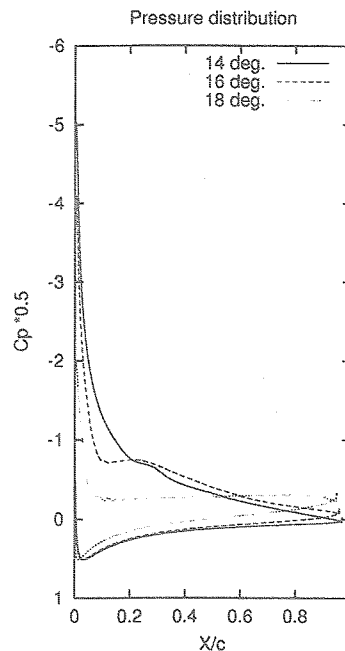


Figure 3 Pressure distribution.

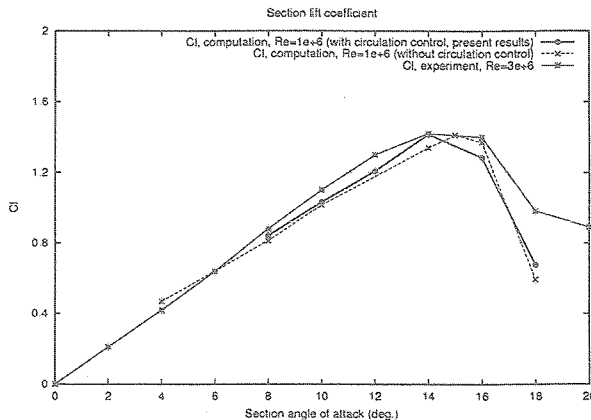
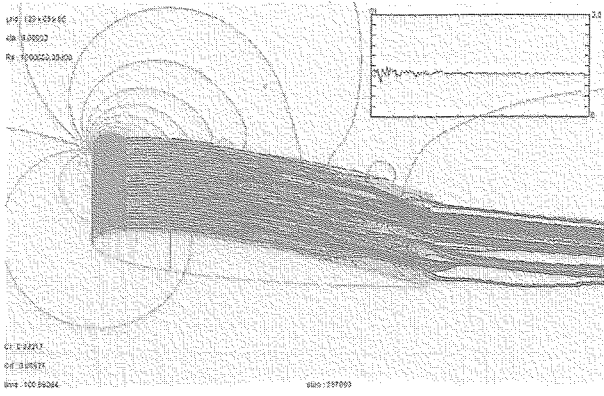
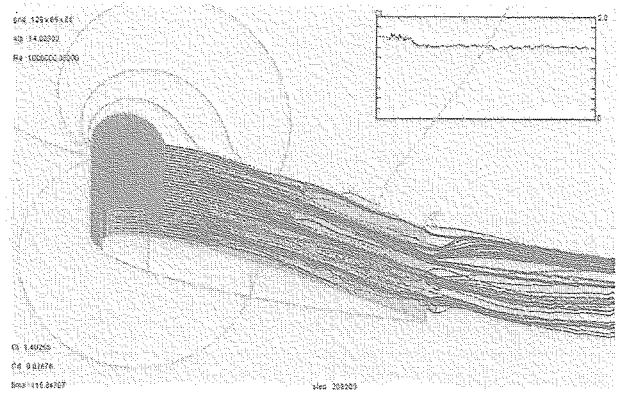


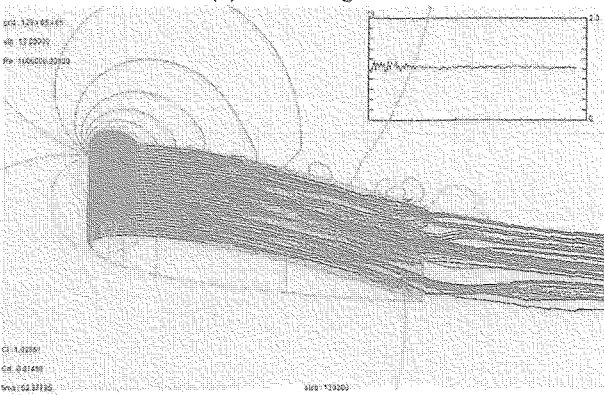
Figure 4 Section lift coefficients.



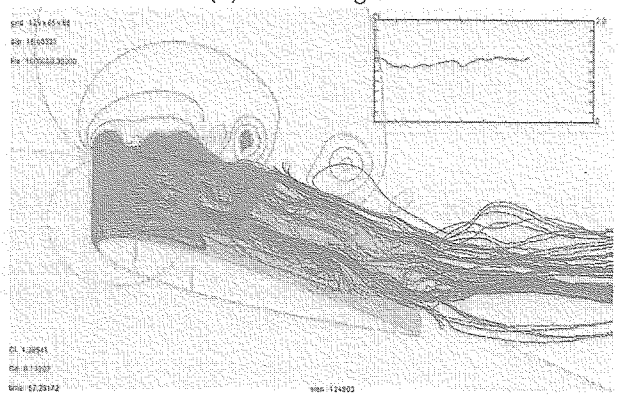
(a) $\alpha = 8$ degrees.



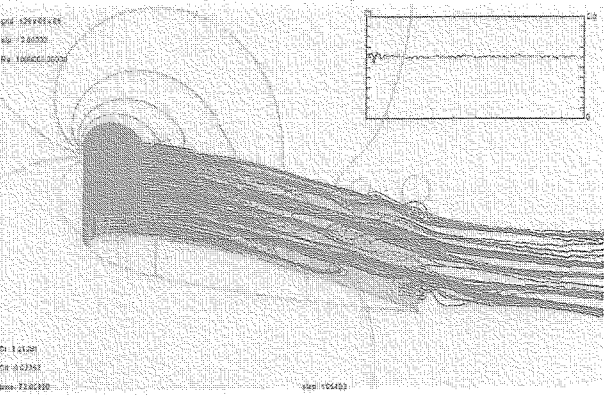
(d) $\alpha = 14$ degrees.



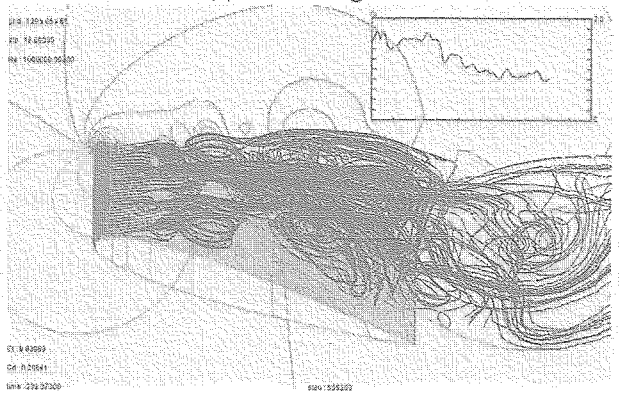
(b) $\alpha = 10$ degrees.



(e) $\alpha = 16$ degrees.

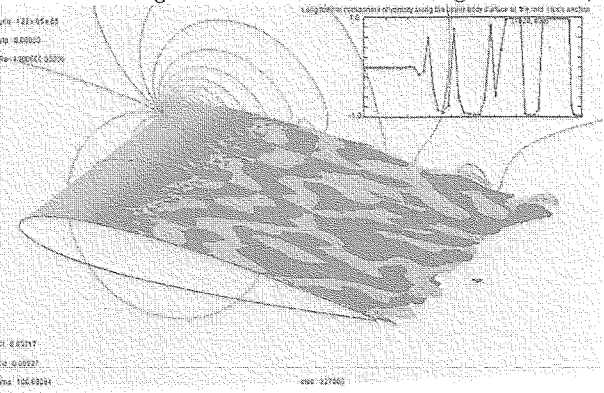


(c) $\alpha = 12$ degrees.

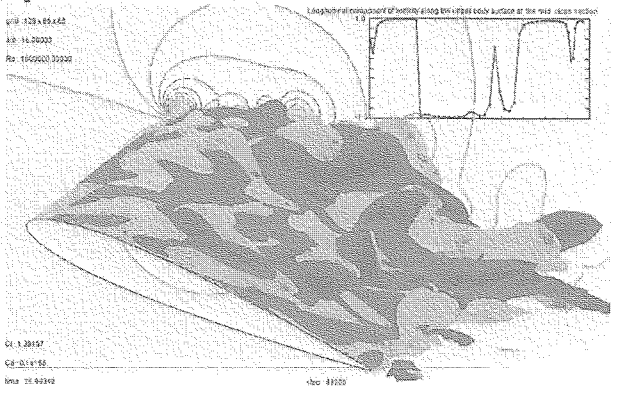


(f) $\alpha = 18$ degrees.

Figure 5 Flow field at each angle of attack; a low pressure contour surface and stream lines.



(a) $\alpha = 8$ degrees.



(b) $\alpha = 16$ degrees.

Figure 6 Longitudinal component of vorticity.

Figures 5 and 6 show instantaneous flow field at angles of attack. In fig.5, a contour surface of low pressure, pressure shading on the body surface and stream lines from the leading edge are expressed. Figure 6 gives longitudinal component of vorticity, at angles of attack 8 and 16 degrees, with using two equi-surfaces of a positive and a negative values. In fig.6, these equi-surfaces show a characteristic pattern at angle of attack 8 degrees.

4 Conclusion

In the present paper, it was shown that circulation correction on the far boundary had effect on a flow field. In other words, under a circulation-correction condition, the value of lift coefficient increased at lower angles of attack and decreased at higher angles.

References

- [1] Kawamura, T. and Kuwahara, K., 1984, "Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness", AIAA Paper 84-0340.
- [2] Suito, H., Ishii, K. and Kuwahara, K., 1995, "Simulation of Dynamic Stall by Multi-Directional Finite-Difference Method", AIAA paper 95-2264.
- [3] Kuwahara, K., 1999, "Unsteady Flow Simulation and Its Visualization", AIAA Paper 99-3405.
- [4] Kuwahara, K. and Komurasaki, S., 2001, "Direct Simulation of a Flow around a Subsonic Airfoil", AIAA Paper 2001-2545.
- [5] Komurasaki, S. and Kuwahara, K., 2004, "Implicit Large Eddy Simulation of a Subsonic Flow around NACA0012 Airfoil", AIAA Paper 2004-0594.
- [6] Abbott, I. H. and Von Doenhoff, A. E., 1959, "Theory of Wing Sections", Dover Pub., pp462.

温度差マランゴニ対流における振動流の制御

塩見淳一郎（東大工）

Control of oscillatory thermocapillary convection

J. Shiomi

Dept. of Mech. Eng., The University of Tokyo

ABSTRACT

Possibility to stabilize the oscillatory thermocapillary convection is demonstrated using a proportional feedback control. The feedback control is realized by locally modifying the surface temperature by using the local temperature measured at different locations fed back through a simple control law. The control method was applied in simplified geometries such as the annular configuration and the half-zone for high Prandtl number liquids by means of experiments, numerical simulations, and formulation of a simple model equation system. Successful suppression of the oscillation was obtained especially in the weakly nonlinear regime where the control completely suppresses the oscillations. With a right choice of actuators, even with the local control, it was shown that it is possible to modify the linear and weakly-nonlinear properties of the three-dimensional flow system with linear and weakly nonlinear control.

Key Words: Thermocapillary convection, feedback control, annular configuration, half-zone

1. Introduction

In a crystal growth method called floating-zone technique, the time dependent state of the convection is blamed for detrimental striations in the chemical composition of the finished crystal. The industrial need has motivated a number of theoretical, experimental and numerical studies to clarify the onset mechanism of the instability and the structure of the resulting oscillation. Many studies on the convective flow were carried out in various simplified model problems where generic convection similar to that of the flow in the floating-zone melt is realized. Recently, further development in the field of study has contributed on understanding important characteristics of supercritical behavior of the oscillatory flows. Most of the ground-based experiments are carried out in geometries with scales of several millimeters in order to have thermocapillary forces dominant over buoyancy forces. With the demand for experiments in micro-gravity conditions, this problem has been caught in the limelight as a candidate for space-based projects.

Based on the knowledge obtained from these extensive researches, the ultimate goal of this field of study would be to stabilize the instability to improve the quality of semiconductors. In the industries, the control problem of the crystal growth process has been around for years. For example, in the floating-zone technique with radio frequency heating, because of the asymmetric thermal field of the radio frequency coil, the growing crystal is subjected to a rotation to obtain a symmetric single crystal. The rotation is also often applied to the system to maintain the cylindrical shape of the melted zone. Since the oscillatory state of the convection was found to be the prior cause of the detrimental striation, the microscopic inhomogeneity of dopant and impurity distribution, in the finished product, there has been an increasing interest in suppression of the oscillation. Most of the works done thus far aim to reduce or alter

the steady state, in other word, to decrease the effective Marangoni number, and thus to attenuate the fluctuation. For example, a well known method is to apply a magnetic field to an electronically conductive melt. Others are counteracting the surface flow by generating a stream by end-wall vibration or directing a gas jet parallel to the surface. A drawback of these methods is that the damping of the base convection enhances the macro-segregation of the chemical compositions due to the weakening of the global mixing.

An alternative way to attenuate the oscillation would be to act only on the thermocapillary instability. If one could stabilize the instability without influencing the base flow appreciably, it might be beneficial in terms of both microscopic and macroscopic homogeneity of the final single crystal. When it comes to this type of method to control the oscillatory thermocapillary convection, there has been only a limited number of works reported. The idea originates in that if the surface temperature distribution plays a key role in the instability mechanism, the property of the oscillation should be able to be altered by modification of the temperature. The objective is to suppress only the fluctuation without altering the base flow by modifying the stability characteristics.¹⁾ Knowing the structure of the oscillation, a few sensors and actuators are strategically positioned to realize the feedback control. With the help of feedback control, an attempt can be made to minimize the cost of control.

The attraction of the current study in the academic point of view should also be noted. This problem contains rich fundamental physics with nonlinear dynamics which can lead the flow to chaotic states. At the same time, the problem has a few advantages to be subjected for active flow control. Firstly, since only a limited number of spatial modes play a role in the instability, the flow can be possibly controlled with a small number of controllers. Secondly, the flow can be

altered by modifying the temperature which is usually experimentally accessible. Finally, being a rather slow phenomenon compared to other popular targets of flow control, for instance flows on airfoils, the instability could be a suitable target for a control scheme which involves real-time computation of system equations.

2. Global suppression of the oscillation

The local feedback control was experimentally applied in an annular configuration and a half-zone model^{2, 3, 4)}. The details of the control method and the experimental realization are described in the referred articles. In both geometries, significant attenuation of the oscillation was achieved in a range of supercritical Ma (Marangoni number) and the global stabilization of the oscillation was achieved. Especially, in the half-zone experiment, the control was performed together with flow visualization and the transitional process of global flow field stabilization was captured⁴⁾. On applying the control, the mode-2 standing wave with the visualized elliptical particle-free area gradually reaches a steady axisymmetric state.

In both geometries, the linear control performs best in the weakly nonlinear regime, where the amplitude of the uncontrolled oscillation is predictable by the weakly nonlinear theory. In this regime, the oscillation could be suppressed to the background noise level as shown in Fig.1. Having the saturated oscillatory state as the initial condition, with a proper choice of the control gain, the system with the control loop exhibits an exponential decay which clearly indicates that the linear stability of the target mode was modified without influencing the stability of other modes. The heater output plotted below shows that, though the output initially overshoots, the power needed to maintain the stabilization is less than 1 mW, which is in the order of a hundredth of the driving power of the base convection. This state could be maintained for infinite time and was quantitatively repeatable. On turning off the control, the fluctuation grows exponentially until it reaches the nonlinear saturation. Similar results were obtained from the

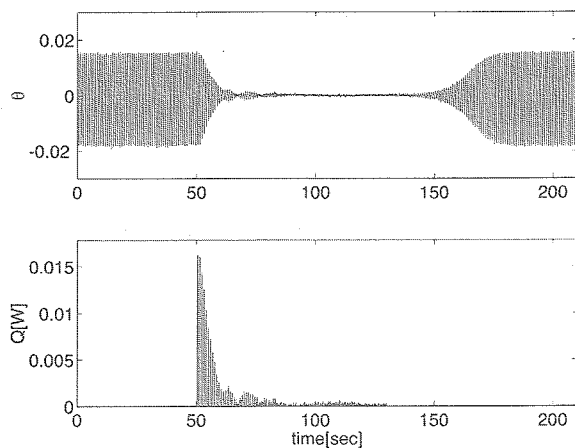


Fig. 1. The typical picture of successful control of oscillation with weakly nonlinearity. Top: Time history of the dimensionless temperature. Bottom: Simultaneously measured heater output power.

numerical simulation of annular flows for the values of $\varepsilon = (Ma - Ma_{cr})/Ma_{cr}$ very close to the critical one⁷⁾.

3. Limitations of control

Although successful suppression of the oscillation was demonstrated for small ε , the control also exhibited limitations as nonlinearity becomes stronger. At these values of ε , maximum suppression is reduced, where the shortcoming is accompanied with a distortion of the temporal signals. There seems to be different scenarios causing the limitation, depending on the geometry and configuration of the controllers.

3.1. Destabilization of linear modes

It was experimentally observed that, beyond the limitation of control, the time signal exhibits clear modulation which suggests the appearance of other spatial modes with close-by critical frequency as the original one. In the half-zone experiment⁴⁾, the flow visualization captured a clear process of waves with new azimuthal wavenumber (mode), taking the value of 1 for this case, being destabilized. As increasing the linear control gain, the new mode is amplified and eventually dominates the flow as shown in Fig.2 where excited mode-1 standing wave is visualized by the number of symmetries of the particle-free zone in core region of the liquid bridge⁴⁾.

The results from the annular configuration experiments^{3, 6)} show that the control can amplify both or either of the frequency peaks in the close-by frequency to the fundamental one as in the half-zone experiment, and the first harmonic frequency. For the former case, temperature measurements at multiple locations suggested that the newly appearing oscillation was mode-2. This was confirmed by carrying out a numerical simulation for the annular geometry⁷⁾, where the results show transition from mode-3 to mode-2 dominated flow as increasing the control gain. For the latter case, the toy model shows that an attempt to target the fundamental mode with current local proportional control can result in the destabilization of the first harmonic mode³⁾. In the numerical simulation, this type of destabilization was not evident for the limited range of ε .

The controlled oscillation always appeared to be a standing wave with nodes nearby sensors and heaters. Therefore, on turning off the control, when the original uncontrolled oscillation has a traveling nature, the symmetry of the problem gives equal possibilities for

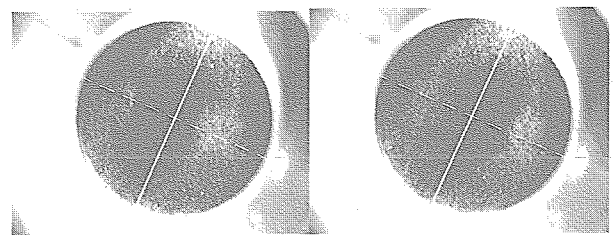


Fig. 2. Flow visualization of excited mode-1 standing wave in a half-zone.

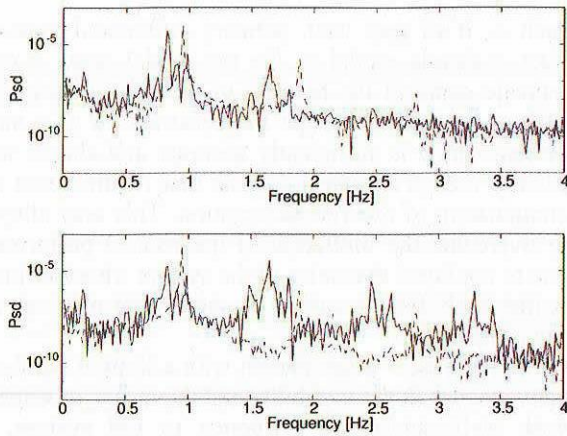


Fig. 3. Broadening of the spectra of the oscillation subjected to the linear control. The temporal spectra of the oscillation without (dashed lines) and with (solid lines) control at two different azimuthal positions. Heater length, $L_h=0.5$ mm. $\epsilon=0.24$.

both clockwise and counterclockwise wave to take over. This could be seen in switch of the direction of rotation before and after applying the control.

3.2. Nonlinear limits

The control can certainly enhance nonlinear features of the oscillation. Experiments have shown that an excess of control gain and Ma can result in the broadening of the temporal spectra which would eventually make the state to chaotic. Since the actuation employed in the current control method has definite length, the actuator (or heater) influences a broad range of modes whose width depends on the geometry of the actuator. In spite of our original hope for the generated higher modes to diffuse away, they have a strong influence for high control gain and Ma . As shown in Fig. 3, temporal spectra from the experiment in the annular configuration depict the broadening of the peak. Further increase of the control gain forces the system to a chaotic state. The numerical simulation supports these observation where broadening in the spatio-temporal spectra is observed as shown in Fig. 4.

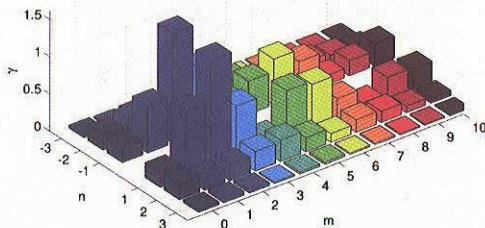


Fig. 4 Broadening of the spectra of the oscillation subjected to the linear control. The spatio-temporal decomposition of the oscillation in the numerical simulation. γ is the suppression ratio. $\epsilon = 0.07$.

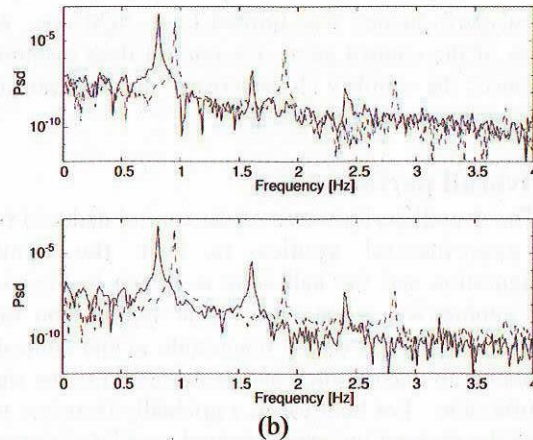
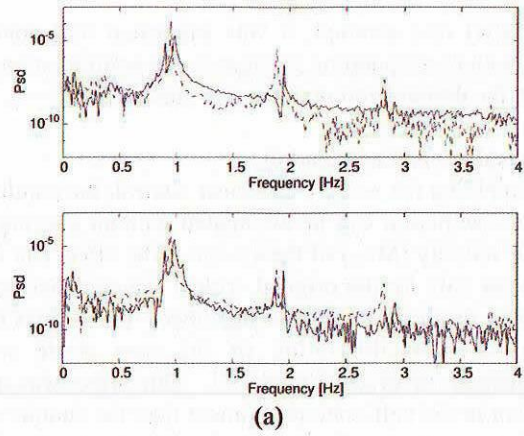


Fig. 5. The power spectrum density for the nondimensional temperature signal for both sensors. Dashed lines: without control. Solid lines: subjected to the linear control with, $\text{Gain}=-0.155\text{W}$ (a) and $\text{Gain}=-0.503\text{W}$ (b). Heater length, $L_h = 1.5$ mm. $\epsilon=0.24$.

4. Remedies

4.1 Actuator size

The broadening of the spatio-temporal spectra caused by the local heating can be reduced by increasing the azimuthal length of the actuator. The idea is to attenuate the generation of the broad wavenumber waves in order to reduce the enhancement of nonlinear events. The modification resulted in a significant change in the controlled oscillation where original broad spectra are reduced to clear peaks of two fundamental modes. The change can be observed in the difference between Fig. 3 and Fig. 5. The limitation of the control is now due to clear destabilization of a linear mode which can be delayed with the following methods. This feature of the controlled oscillation for difference actuator length was also observed in the numerical simulation⁷⁾.

4.2 Configuration of the controllers

In case that the limitation of the control is due to the destabilization of a new linear mode, once we have an idea of which mode is amplified, it is possible to delay the destabilization by changing the configuration of the sensors and the actuators. The original series of experiment were carried out with negative control gain. Taking the two close-by fundamental modes (original

and new) into account, it was suggested that positive gain with corresponding changes in the configuration can delay the destabilization of the new modes^{4, 6, 7}.

4.3 Weakly nonlinear control

Applying the weakly nonlinear control, the amplitude of the oscillation can be attenuated without altering the linear stability (Ma_{cr}) of the system. The effect can be seen not only for the original critical wavenumber waves but also for the newly appearing mode. This allows us to delay the destabilization of the new mode while attenuating the original mode^{4,6}. This effect was more evident in the half-zone experiment than the annular one. In the annular configuration, the improvement of the control performance was limited to a slight one. With excess of the control gains, the control does eventually influence the stability characteristics and the transition to the new mode takes place.

5. Overall performance

The overall performance of the control deduced from the experimental studies in both the annular configuration and the half-zone is shown in Fig. 6. In both geometries, when $\epsilon < 1$, the suppression ratio, defined as the ratio of the magnitude of the controlled fluctuation to uncontrolled one, is decreased to the signal to noise ratio. For both cases, γ gradually increases with ϵ with the steepest increment around $\epsilon \sim 0.45$. In overall, a significant attenuation was observed in a wide range of $\epsilon (< 1)$. Comparing the two cases, control shows better performance for the half-zone than for annular geometry. One of the reasons could be due to the higher signal to noise ratio in the half-zone owing to more volatile oscillation.

6. Conclusions

In the series of studies presented in this report, we proposed a proportional control method where the controllers are strategically placed using the knowledge of the modal flow structures. It was shown that the method can be used to attenuate the oscillation in a range of supercritical Ma . Especially in the weakly nonlinear regime, the control completely suppresses the oscillations. With the right choice of the actuators, even with a local control, it is shown that it is possible to modify the linear and weakly-nonlinear property of the three-dimensional flow system with linear and weakly nonlinear control.

The actuation of the system using the local boundary heating can also destabilize different mode structures, which increases the dimension of the problem. However, it was shown that, having an idea of the newly appearing modes and the fact they are likely to be standing waves, the destabilization can be delayed by optimizing the configuration of sensors and heaters.

The validity of the qualitative analyses presented in this work suggests that the experimental system is clean and simple so that, despite the complexity of three-dimensional system with local actuations, the control problem could be reduced to a lower dimensional model,

such as, if all goes well, ordinary differential equations. Such a simple model as the toy model study⁵ could recreate many of the features of the controlled system. This encourages the hope for construction of a model system which is sufficiently accurate and simple to be used to realize a control scheme that requires real time computation of the system equation. This may allow us to overcome the limitation of the control performance due to nonlinear dynamics of the system whose influence is inevitable for the current linear control method when Ma is high.

Being a slow phenomenon with a limited number of active modes in the instability and the means of actuation with well-understood influence to the system, the problem may be one of the most suitable problems for experimental realization of the recent development in the art of flow control theories. This problem can be the bridge between two communities of experimental and theoretical control as the problem of thermal convection loop, but with a strong connection with the practical application.

Acknowledgements

This report is a brief summary of the series of works carried out by the author and the collaborators; G. Amberg, M. Kudo, I. Ueno, H. Kawamura, L. Barcena and H. Alfredsson who are gratefully acknowledged.

References

- 1) Petrov, V., Muehlner, K. A., Vanhook, S. J. and Swinney, H. L., *Phys. Rev E*, **58**, (1998), 427-433
- 2) Shiomi, J., Amberg, G. and Alfredsson, H., *Phys. Rev E*, **64**, (2001), 031205-1
- 3) Shiomi, J. and Amberg, G., *Phys. Fluids*, **14**, (2002), 3039-3045
- 4) Shiomi, J., Kudo, M., Ueno, I., Kawamura, H. and Amberg, G., *J. Fluid Mech.*, **496**, (2003), 193-211
- 5) Shiomi, J. and Amberg, G., *Eur. J. Mech. B/Fluids*, (accepted)
- 6) Barcena, L., Shiomi, J. and Amberg, G., *J. Cryst. growth*, (submitted)
- 7) Shiomi, J. and Amberg, G., *Phys. Fluids* (submitted)

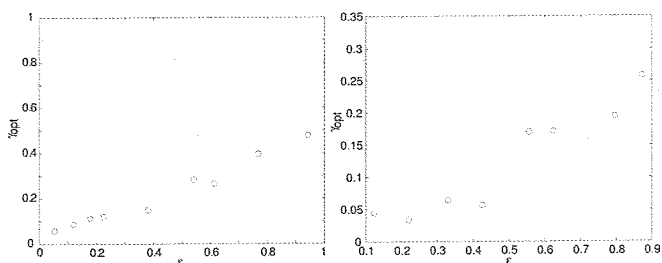


Fig. 6. Broadening of the spectra of the oscillation subjected to the linear control. The spatio-temporal decomposition of the oscillation in the numerical simulation. γ is the suppression ratio. $\epsilon = 0.07$.

空間発展 DNS による M=3 超音速境界層の遷移機構の研究

前川 博, 渡辺大輔 (広大院) 尾崎 幸玄 (広大)

Study of transition mechanism in a supersonic boundary layer at M=3 using spatial DNS

H. Maekawa, D. Watanabe & K. Ozaki

Dept. of Mech. System Eng., Hiroshima University

ABSTRACT

Spatial direct numerical simulations are used to study the formation and development of three-dimensional structures in a supersonic flat plate boundary layer, where the freestream Mach number is 3 and the Reynolds number at the inlet based on the displacement thickness 1000. Random disturbances are superimposed on the laminar profile at the inlet plane of the boundary layer computational box. Hairpin vortices are generated in an intermittent manner on a low speed streak downstream after the low/high speed streaks formation. The numerical turbulent velocity fluctuations are in good agreement with the experimental data of the supersonic turbulent boundary layer for M=2.9.

Key Words: Supersonic boundary layer, Bypass-transition, Spatial DNS, Aeroacoustics

1. はじめに

圧縮性境界層の遷移予測は次世代輸送機的设计にとってキーテクノロジーの一つと考えられてきた。線形理論で予測される初期条件から発達する遷移機構と線形領域をバイパスするいわゆるバイパス遷移現象があることがこれまで知られているが、その遷移機構の詳細な内容は直接シミュレーション (DNS) を使って解明されることが期待されている。超音速流れでは低速流れのような可視化結果は少なく遷移機構の全体像について示唆を与えるデータは多くないが、亜音速流れの遷移機構とは類似性があるものと考えられている。一方、DNS による研究は時間発展問題としてこれまで研究が進められてきたが、通常的时间発展 DNS では境界層の非平行性の影響が理解されにくい欠点があり¹⁾、空間発展 DNS はその欠点をカバーしより実験に近い流れ場を作ることができると遷移機構の解明が進むことが期待されている²⁾。

本研究は、高解像空間差分³⁾による空間発展 DNS を使って、線形過程バイパス領域から乱流遷移状態までの圧縮性境界層における遷移機構の詳細を明らかにするものである。本報告では、超音速境界層 (主流マッハ数 3) で等温壁である

2. 計算手法

流入境界層の層流速度分布は境界層方程式を解き与えた。また、温度分布はプラントル数 $Pr=1$ として Crocco-Busemann の関係式を用いた。マッハ数 $M_\infty=u$

$/c_\infty$ として、 c_∞ は主流音速である。また、本研究では壁面温度 $T_w=1$ の等温壁を仮定した。一方、DNS において支配方程式は圧縮性ナビエ・ストークス方程式であり、空間の離散化には移流項に 5 次精度風上バイアスコンパクトスキーム⁴⁾および粘性項に 6 次精度中心コンパクトスキーム⁵⁾を用いた。流出境界には特性波解析に基づく NSCBC (Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition)⁶⁾を適用した。時間進行は 4 次精度 Runge-Kutta 法により行った。また、計算領域は流入口 ($x=0$) における排除厚さ δ に対し、 $0 < x < 500\delta$, $0 < y < 30\delta$, $0 < z < 33\delta$ とした。格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 301 \times 101 \times 96$ であり、主流および主流垂直方向に格子伸長を行っている。

3. 計算結果および考察

層流状態にランダム攪乱 (速度変動最大値 5%) を導入すると、渦度変動が同時に作り出され、ストリークが現れることがわかる。ただし、入り口層流のレイノルズ数が低く粘性の影響が大きいので攪乱振幅が大きいと考えるべきであり、超音速境界層においては壁面近くで粘性項の影響が大きく、より高いレイノルズ数流れにおいては小さな振幅をもつ攪乱で遷移が開始すると考えられる。粘性項の影響が大きいことは、主流マッハ数が小さい場合 (例えば $M_\infty=1.2$ 程度) でより小さな攪乱から遷移することよりわかる。速度変動 u' を使って可視化すると図 1 のように見える。そして速度変動 u' のフーリエ変換を行うと、低速・高速ストリークに対応する速度変

動の大きい位置が(y-z)平面内で見出すことができる(図2参照). 図2では l_r は壁摩擦長さを示す. 上流ではストリークの位置や間隔は, $y=1.0$ の排除厚さ程度, 間隔は $z=120$ 程度と, これまで低速流れのバイパス遷移で観察されたスパン方向間隔($z=110$)と比べわずかに広いことがわかる. これは速度分布が壁面付近で若干異なることに由来すると考えられる. 一方, 第二不変量 Q を使った渦構造を同時に可視化すると, 明らかに低速ストリークの近くに主流から鉛直およびスパン方向に少し傾いた渦構造が比較的交互に向きが変化した渦形態がみられる. ストリーク・縦渦構造は, 非圧縮性壁面せん断流で観察されたものと酷似している. その下流ではヘアピン渦のように頭部が明確になる渦構造が間欠的に現れる. このとき, ストリーク間隔はいったん広くなり, その後壁面極近くまでストリークが形成され始める. そして, 乱流境界層が発達し始めると, 間隔が小さなストリークとストリークの分嶺によって形成されたと思われるより大きな間隔のストリークが壁面近傍に発達することがわかる. その上にはもっと大きなスケールの変動が現れる. ストリーク出現頻度最大値の位置($y=0.44$)から10倍程度上方の境界層内では大きな(ストリーク間隔のおおよそ2.5倍)構造が出現する. 一方, 図3,4に示すように, 下流の乱流境界層においては, u 変動が他の v, w 成分より際立って大きい超音速境界層の特徴が現れている. 速度変動は $M=2.9$ の実験結果とよく一致している. 遷移領域では, u, w 変動とも境界層上方で極大値をもつ.

M=3.0, $Re_\delta=1000, u^*=-0.1$

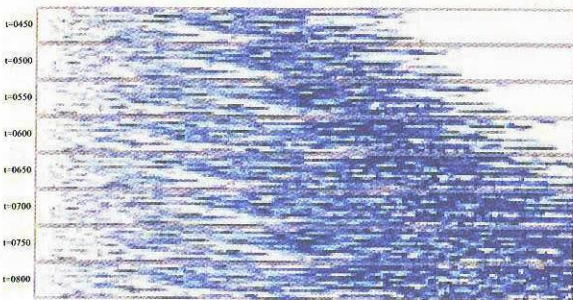


図1 低速ストリーク発達の様子(流れは左から右)

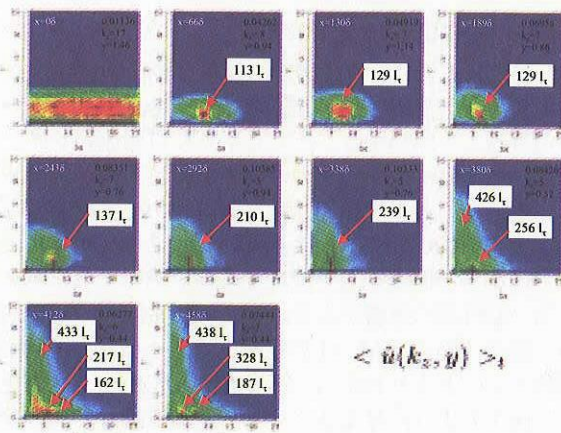


図2 u 速度変動のフーリエ変換 $\langle \hat{u}(k_z, y) \rangle$

4. まとめ

空間発展DNSを実行し以下の事を確認した.

(1) 大きな攪乱によって縦渦構造とともに低速・高速ストリーク構造が明確に現れる. ストリークがある程度発達すると, 低速ストリークの上方に縦渦がスパン方向にやや傾いて存在する. さらに下流では, 低速ストリークが分嶺する状態があらわれ, その位置に複雑化した渦構造が発達してスポット乱流が形成される. 亜音速のバイパス遷移と機構は類似している.

(2) 下流で発達しはじめた乱流境界層の速度変動分布は, $M=2.9$ 乱流境界層の高レイノルズ数結果と良い一致を示し, u 変動が大きくなる特徴を示した. ただし, w 速度変動の壁面付近の大きさは実験結果より大きな値を示した. 詳細はもっと多くの実験結果を調べる必要がある.

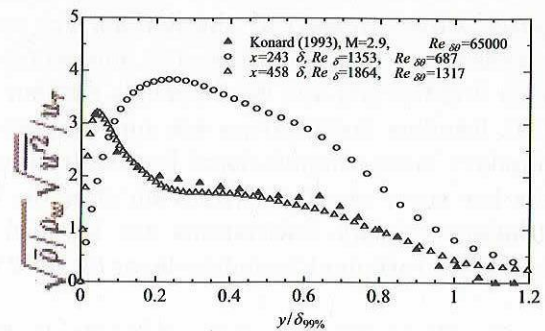


図3 遷移領域($\circ: x=243\delta: Re_\delta=687$)と下流($\triangle: x=458\delta: Re_\delta=1317$)乱流境界層における速度変動 $\sqrt{\bar{\rho}/\rho_w} \sqrt{u_i^2}/u_\tau$ および $M=2.9$ の実験結果($Re_\delta=65000$).

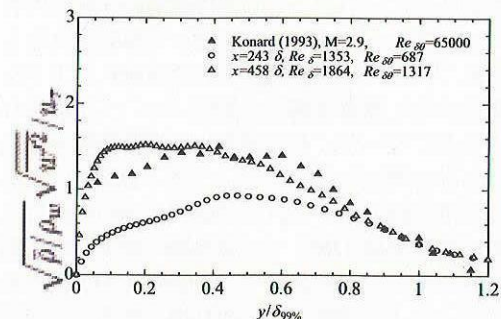


図4 超音速境界層における w 速度変動($\triangle: x=458\delta: Re_\delta=1317$)と $M=2.9$ の実験結果.

参考文献

- 1) Adams N. A., Kleiser L., J. Fluid mech. 317, (1996).
- 2) Guo Y., Kleiser L. and Adams N. A., AIAA J. 34, (1996).
- 3) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., AIAA Paper 96-1972, (1996).
- 4) Lele, S. K., J. Comput. Phys. 103, (1992).
- 5) Poinot, T. J. and Lele, S. K., J. Comput. Phys. 101, (1992).
- 6) Konrad, W., Ph.D. Thesis, Princeton University, Princeton, NJ. (1993).

空力騒音の発生に及ぼす乱流の影響

飯田明由, 森田謙次(工学院大学), 谷田寛行(日立インダストリーズ)

Effect of turbulence on aerodynamic noise generation

Akiyoshi Iida*, Kenji Morita*, and Hiroyuki Tanida**

*Dept. Mech. Eng., Kogakuin University

**Hitachi Industries Ltd

ABSTRACT

In this paper we attempted to develop a low-noise "active turbulence generator (ATG)" for aerodynamic noise measurement in a large scale turbulent flow field. The aerodynamic noise from the developed ATG was only 10 dB larger than that of the conventional wind tunnel. Aerodynamic noise from a rearview mirror was measured to estimate sound generation effect on turbulence intensity. The experimental result showed that the edge tone of the rearview mirror was disappeared in the case of strong turbulent flow field. Aerodynamic noises strongly depend on the turbulence intensity and eddy scale of incoming flow. The turbulence of incoming flow is important parameter to estimate flow around real cars. The active turbulence generator is one of the useful devices to simulate real road simulations in wind tunnels.

Key Words: Aerodynamic noise, Turbulence, Bluff body, Edge-tone

1 序論

自動車や新幹線などの高速車両では、空力騒音低減技術の開発が製品開発における主要課題となっており、風洞実験や数値解析による空力騒音の予測・低減手法の開発が精力的に進められている。

これまでの技術開発により、一様流中におかれた流れから発生する空力騒音についてはかなりのことが明らかになってきた。しかし、実際の工業製品が利用されている環境は風洞実験のように理想的なものではなく、境界条件が時々刻々と変化する場合がある。たとえば、トラックの後ろを走行する乗用車の場合、トラックが作る後流により流れは風洞実験のような一様な流れとは限らない。大気乱流による突風や横風が問題となることも多い。自動車や新幹線の開発においても、ファンやタービンの開発などで問題となるガスト流の影響についても考慮すべき段階になってきたと考えられる。

本研究の目的は、自動車や新幹線など開発において、今後問題となると考えられる乱流中における車両の空力特性、特に空力騒音の測定方法を開発することである。

自動車の開発においては、様々な気象条件や気流条件が考えられるため、風洞中の乱れや渦スケールをコントロールできることが望ましい。風洞中の乱流場をコントロールするのは、動的な乱流発生装置が必要となるが、動的乱流発生装置の場合、乱流発生装置自体の騒音が問題となる可能性がある。そこで本研究では、小型低騒音風洞に乱流発生装置を設置し、その特性を評価するとともに、乱流発生装置によって発生する騒音低減手法について検討を行った。

開発した乱流発生装置を用いてドアミラーから発生する空力騒音と円柱から放射される空力音を測定し、主流の乱れが空力騒音の発生にどのような影響を及ぼすか調べた。

2 乱流発生装置

風洞中に強い乱流場を作る試みは1970年代から行われているが、最も成功した手法は蒔田らの開発した動的乱流発生装置⁽¹⁾である。蒔田らの開発した装置は風洞測定部を15段から20段に分割し、各段に小型の矩形翼を取り付け、この矩形翼をランダムに振動させることにより、風洞中に大規模乱流場を発生させることが可能である。乱流発生装置の振動翼を制御することにより、速度勾配を制御することも可能である。乱れ強度は20%から30%にも達し、積分特性距離は通常の格子乱流の4倍近い大きさになる。エネルギースペクトルには2桁以上の波数に渡って慣性小領域が観察されることも確認されている。

他にも大規模乱流を作る方法として、風洞内に圧力チャンバを備え、チャンバ内の圧力と風洞ダクトのバランスをコントロールすることにより脈動を発生させるもの。多数のファンを使って、流れを制御する方法、格子乱流からジェットを噴出す方法などがある。しかし、自動車用の乱流発生装置として利用する場合、流れの制御のし易さから、振動翼を使った動的乱流発生装置が優れていると考えられる。

動的乱流発生装置の問題点は翼の振動に伴う騒音の発生である。特に、翼から発生する空力騒音は測定対象となる車両モデルやドアミラーからの騒音をマスクしてしまう可能性もある。そこで小

型低騒音風洞用に乱流発生装置を作成し、その騒音特性について調べた。

図 1 に開発した乱流発生装置を示す。低騒音風洞（測定断面 30cm × 30cm）のノズル出口部を 4 段に分割し、矩形翼を取り付け、ステッピングモータで矩形翼を振動させて大規模乱流場を発生させた。蒔田らの装置では矩形翼がダクトを全閉させることも可能だが、本研究では空力騒音を測定するため主流速度が速いことから、ダクトを全閉させないようにするため、矩形翼の間に隙間を設けた。ステッピングモータは 1 チップマイコン（PIC）を使って定常回転やランダム回転などの制御を行った。

図 2 に乱流発生装置を使用した場合の流れ場のエネルギースペクトルを示す。エネルギースペクトル中に慣性小領域が観察されることから大規模な乱流場が形成されていることがわかる。このときの乱流強度は約 20% である。

図 3 は乱流発生装置を使用した場合の風洞暗騒音の測定結果である。図中の暗騒音は乱流発生装置を使用しない場合である。乱流発生装置を設置した場合、暗騒音が 24dB 程度増加する。乱流発生装置の下流にサイレンサを設置し、さらに矩形翼の振動モード（振動角度及び回転速度）を調整した結果、最終的には乱れ強度 10% 以上の大規模乱流場において、騒音レベルを暗騒音に対して 10dB 程度の増加に抑えることができた。なお、流れ場の非一様性は風洞端部をのぞき、ほぼ 1% 以内である。

3 実験結果

円柱に小さな穴を開け、後流に流れを噴出させると空力騒音を抑制できることが知られている。この手法はパンタグラフ騒音の低減に利用されているが、円柱から放射される空力音の低減技術が強い乱れ場において有効かどうか確認するため、円柱と孔付円柱周りの流れの可視化と騒音測定を行った。図 4 に可視化結果を示す。

主流が層流の場合、円柱後流には明確なカルマン渦が観察される。また、間欠孔から噴流が噴出し、後流における渦の巻き上がりが下流に移動していることがわかる。一方、流れが乱流の場合は、円柱と間欠孔付円柱の流れに大きな差が見られなくなる。図 5 に騒音測定結果を示す。流れが層流の場合は、可視化写真の変化に対応してカルマン渦による騒音が抑制されていることがわかる。流れが乱流の場合に注目すべき点は円柱から放射されるカルマン渦によるピーク性騒音はほとんど小さくならないことである。間欠孔による騒音低減効果は層流の時に比べて小さくなる。

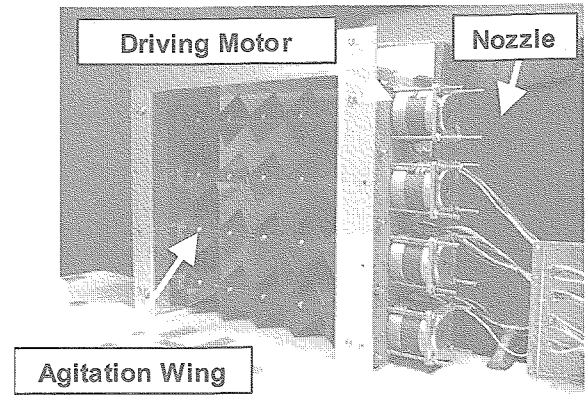


Figure 1. Active turbulence generator for low-noise wind tunnel with small agitator wings and driving motors

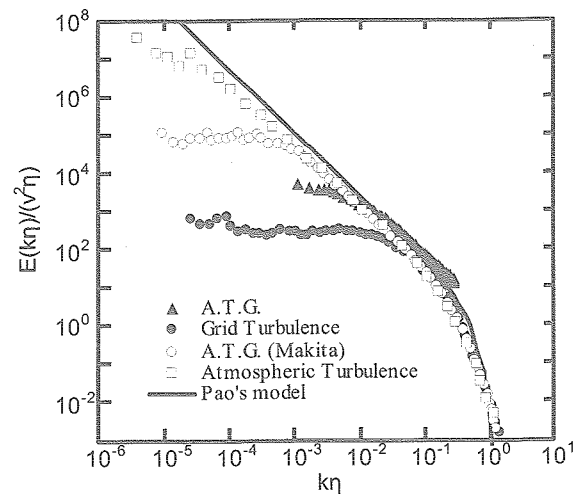


Figure 2. One-dimensional energy spectra of turbulent flow fields

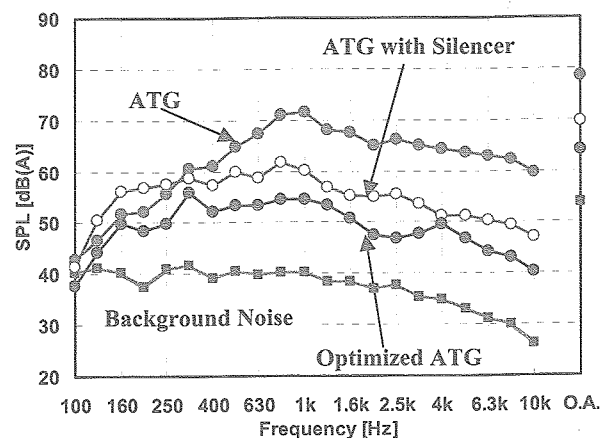
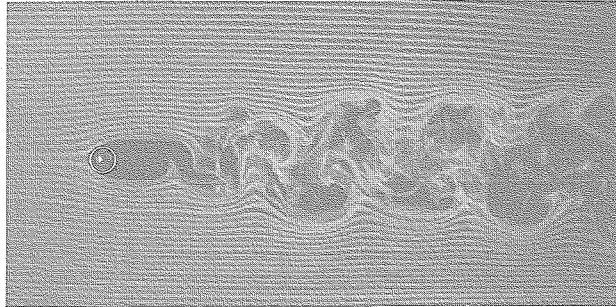
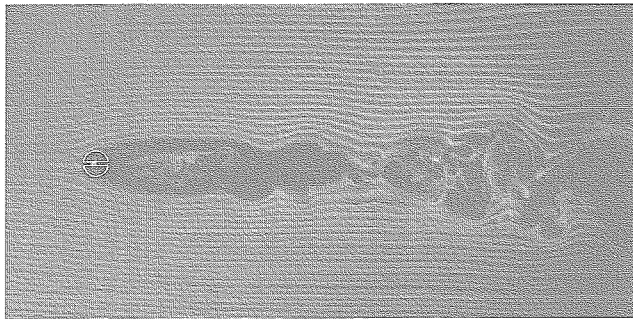


Figure 3. Aerodynamic noise of the active turbulence generator at flow velocity of 30 m/s

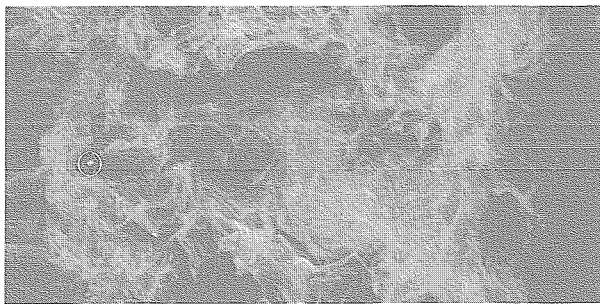
このことから流れが乱流になってもカルマン渦のような大規模渦による騒音の寄与はほとんど影響を受けない。したがって、実際の新幹線の走行において気流の乱れの影響はあまり大きくないと考えられる。また、間欠孔による対策は風洞実験（層流）よりも効果が小さくなる可能性がある。



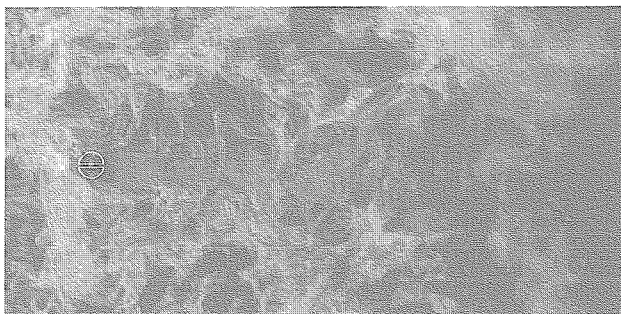
(a) Circular cylinder (Laminar)



(b) Circular cylinder with holes (Laminar)

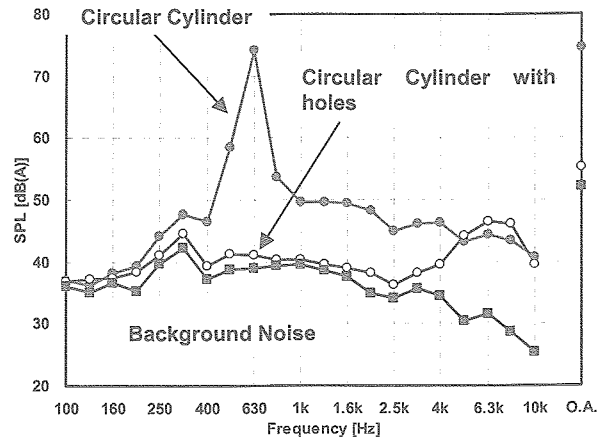


(c) Circular cylinder (Turbulence)

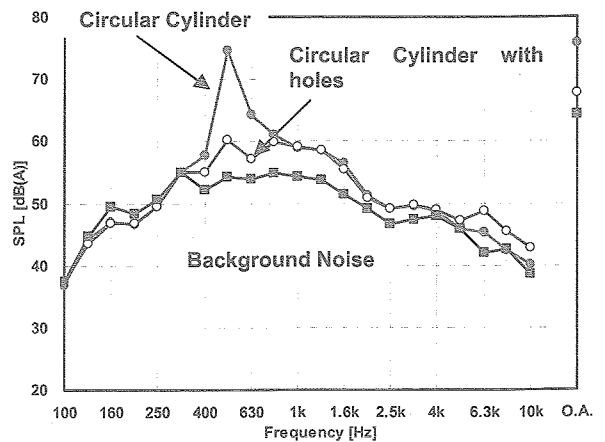


(d) Circular cylinder with holes (Turbulence)

Figure 4 Flow pattern around a circular cylinder ($U_0=1\text{m/s}$)



(a) Laminar flow, $U_0=30\text{m/s}$



(b) Turbulent flow, $U_0=30\text{m/s}$

Figure 5 Aerodynamic noise from a circular cylinder and a circular cylinder with small holes

図6に自動車ドアミラーを模擬した風洞実験模型⁽²⁾を示す。この実験では半円柱の端部に1/4球を取り付けた簡易モデルを使用した。ドアミラーは複数の部品を組み合わせるため、表面に段差ができることが多い。図6に示すようにドアミラーモデル表面に段差を模擬したテープをつけ、実際の流れ場を模擬した。図7に騒音測定結果を示す。段差の設置位置によってピーク性の騒音が出る場合と出ない場合がある。このようなピーク性騒音は異音として問題となることが多い。図8にピーク性の異音と段差の高さの関係を示す。段差の高さがドアミラー表面の境界層厚さの半程度の場合に強い異音が発生することがわかる。これは段差が境界層より薄い場合は、境界層内に正弦波上の外乱が導入され、その外乱がドアミラーの端部と干渉して騒音が発生するものと予想される。境界層が乱流に遷移すると異音が発生しなくなることから、外乱がドアミラー端部までその形

を維持するかどうか異音の発生に関係しているものと考えられる。

図9は乱流発生装置を使って強い乱れ場にドアミラーモデルを設置した際の空力騒音測定結果である。乱れ強度が大きくなると異音の発生が抑制されることがわかる。主流の乱れ強度が大きくなるとドアミラー表面の段差によって作られる正弦波状の渦が破壊され、ドアミラー端部におけるフィードバック音が形成されなくなると考えられる。

実際の自動車の走行中には乱流の影響によって異音が発生する場合と発生しない場合があると考えられることから、乱流発生装置を用いた空力騒音計測により、空力騒音の発生に対する乱流の影響を定量的に調べることが可能である。

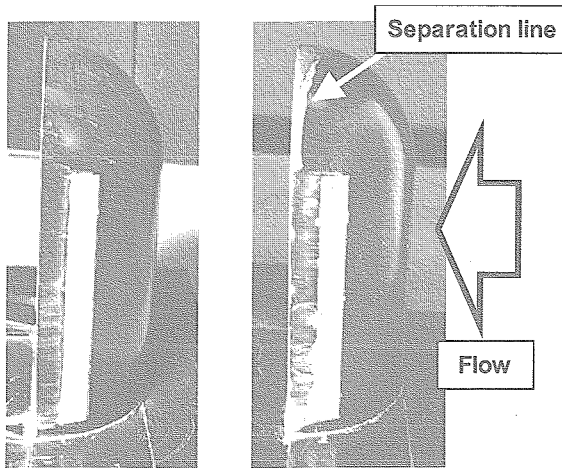


Figure 6. Oil flow images of the flow around a rearview mirror with (left) and without (right) the active turbulence generator ($U_0=30\text{m/s}$)

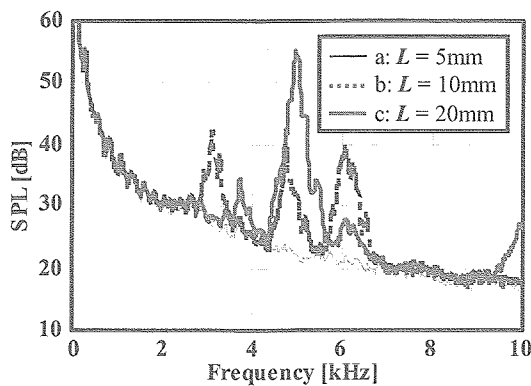


Figure 7 Aerodynamic noise spectra from rearview mirrors with step ($U_0 = 30 \text{ m/s}$)

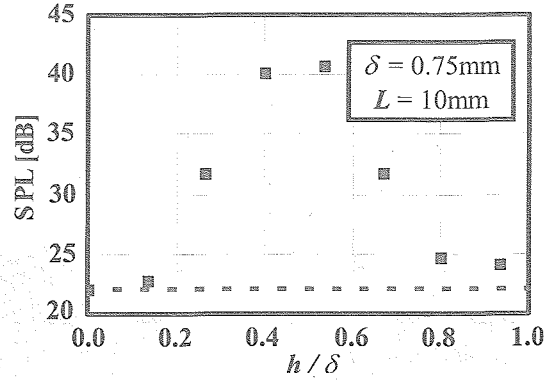


Figure 8 Effects on the noise generation of height of Step ($U_0 = 30 \text{ m/s}$)

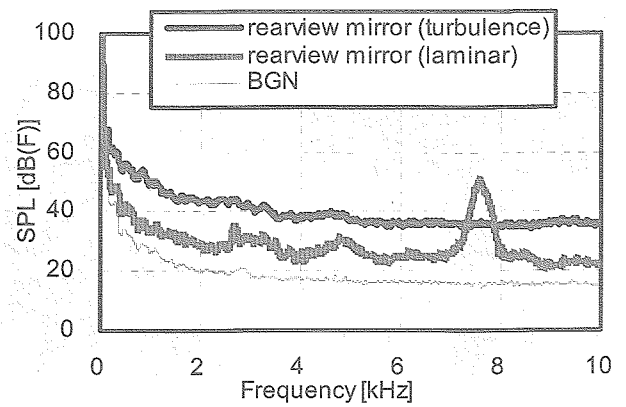


Figure 9. Aerodynamic Noise form a rearview mirror in large scale turbulent flow ($U_0=30\text{m/s}$)

4まとめ

低騒音乱流発生装置を開発し、空力騒音の発生に対する乱流の影響について調べた。カルマン渦のような大規模渦から放射される空力騒音に対しては乱流の影響は小さいが、ドアミラーから放射される異音に対する影響は大きいことがわかった。今後、乱れ強度、渦スケールと空力騒音の関係を明らかにし、自動車の実走行時における空力騒音対策に役立てていきたい。

References

- [1] H. Makita, *Fluid Dyna. Res.* Vol. 8, pp. 53-64 (1991)
- [2] R. Siegert, V. Schwarz, & J. Reichenberger, Numerical Simulation of Aero Acoustic Sound Generated by Generic Bodies Placed on a Plate - Prediction of Radiated Sound Pressure, 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA-99-1895.(1999)

渦対と渦輪，エオルス音の音源モデル

西岡通男，坂上昇史（阪府大）

Vortex Pair and Vortex Ring as Flow Models for Aeolian Tones

Michio Nishioka and Shoji Sakaue

Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

ABSTRACT

To obtain a better understanding of the vortex sound the present study considers the sound generation by oscillating vortex pair and vortex ring. The vortex pair is such that the two vortex filaments maintain their constant distance, with their mutually sign-different circulations of the same intensity varying in time periodically. For the case of oscillating vortex ring the same time-varying vortex filament maintains a rectangle shape with a constant enclosing area. We have analyzed the far-field sound generated by the present 2D and 3D oscillating vortex systems in the otherwise calm space and obtained closed form expressions for the sound pressure. The present flow models are applied to the Kármán vortex street of a circular cylinder, in particular, to the vortex formation region immediately behind the cylinder in order to obtain the far-field sound. With all those results we have discussed the flow mechanism of vortex pair and vortex ring working as the dipole sound source generating the Aeolian tones.

Key Words: Aerodynamic sound, Vortex sound, Aeolian tones, Kármán vortex street, Vortex pair, Vortex ring

1. まえがき

打楽器やスピーカーの音は，振動する板や膜に接した空気が運動し，圧力変動が生まれ，それが疎密波として伝播することによる．この種の圧力変動は一定の条件を満たす空気の流れがつくるものであり，固体の振動がなくても音は出る．風が強いときに電線がヒューヒュー鳴るように聞こえるのは，電線の背後で周期的に渦が生まれ，カルマン渦列ができる現象が原因であり，電線が振動せず静止状態にあっても音は出る．流れがこのように放射する音を空気力学的な音，空力音 (aerodynamic sound) という．

Lighthill¹⁾の導出した非同次の波動方程式が示すように，流体の非定常運動はレイノルズ応力 ($\rho u_i u_j$: ρ は流体密度を，そして u_i, u_j は速度ベクトル u の i, j 成分を表す) の生成を通して4重極音源 (quadrupole source) として音波を放射する．流れの中に存在する物体の影響は，Curle²⁾がLighthill理論を拡張して示したように，物体面上に分布する2重極音源 (dipole source) で表される．その2重極音源の強さは各点の変動圧力の強さに等しく，放射音波の音圧はそれゆえ物体に作用する流体力の時間微分に比例する．Powell³⁾, Howe⁴⁾が示したようにこれらの4重極音源・2重極音源を支配するのは渦度場であり，レイノルズ応力の音源項も渦度 ω を用いて $\rho \operatorname{div}(\omega \times u)$ と書くことが

できる⁴⁾．それゆえ，エントロピー変動を伴わない亜音速流の空力音は渦の非定常運動 (渦度の生成，渦の形成，変形，加速度運動，相互干渉などの現象) に起因すると考えられていて，渦運動に由来する音は渦音 (vortex sound) と称されている．

渦の非定常運動が音波を発生させることは，Kambe and Minota⁵⁾が渦輪の衝突音について理論・実験両面から検証しているように，疑問を挟む余地はない．しかし，渦音発生の機構について平易な説明を行うことは易しいことではない．筆者らは単純でイメージが容易な物理的モデルを得たくて，模索した．その結果，カルマン渦列を念頭に二つ流れのモデルを考えた．その一つは，循環の値が $\Gamma \exp(-i\omega t)$, $-\Gamma \exp(-i\omega t)$ の形で周期的時間変化をする2本の渦糸が一定距離 l を保って渦対を構成し，しかも空間に固定されているという2次元の渦対モデルである．ここで，角周波数 $\omega = 2\pi f$, f は周波数， t は時間を表す．本論文では，まず，この振動渦対が放射する音波を扱っている．

カルマン渦列による渦音はエオルス音 (Aeolian tones) とよばれているが，これは Strouhal が実験の論文を出版した1878年から今日に至るまで研究が絶えることなく続いている課題である．なお，エオルス (Aeolus) とはラテン語でギリシャ神話の風神を意味する．Strouhalの実験はワイヤのエオルス音の周波数に関する観測であるが，その周波数

データを Rayleigh⁶⁾ は Strouhal's law として紹介し、そして、ストローハル数 $S_t = fD/U$ (D は円柱やワイヤの直径を、 U は主流速度を表す) を定義し、それがレイノルズ数 $Re = UD/\nu$ (ν は動粘性係数を表す) の関数になること (すなわち、 a, b を定数とし、 $S_t = a + b/Re$) や彼の観測範囲では S_t はほぼ一定で $S_t = 0.185$ となることなどを示している。一方、ごく最近では Inoue and Hatakeyama⁷⁾ が 2 次元円柱について数値シミュレーションを行い、 $Re = 150$ 、主流マッハ数 $M = 0.1 \sim 0.3$ におけるカルマン渦列と音場を調べ、Curle 理論²⁾ の妥当性を検証している。彼等の論文にはエオルス音に関するこれまでの研究の紹介・解説があり、参考になる。

本論文では、渦対モデルの放射音とともに、もう一つのモデルすなわち、渦輪モデルでスパン長が有限の円柱のエオルス音を解析し、渦音を発生する流れの機構について考察している。

なお、本論文は日本流体力学会誌「ながれ」24 巻第 1 号 (平成 17 年 2 月発行) に原著論文として出版され、学会ホームページに全文が掲載されている。本稿では解析のポイントと結論を記載するだけにとどめる。

2. 解析のポイント

本論文では、カルマン渦列の渦が形成されるときに音波が出る機構を理解するために、周期的な時間変化をする循環 $\Gamma \exp(-i\omega t)$ の 2 本の渦糸が距離 l を保ってつくる振動渦対 (2 次元) を円柱背後の渦形成流れのモデルとして考えた。この振動渦対の遠方場が湧き出し対のそれと等価になることや第 1 種第ゼロ次のハンケル関数を用いてその流れを表現できることを示し、さらに振動渦対の運動量変化率と円柱の振動揚力の間になり立つ関係式を導き、エオルス音の表現式を得た。3 次元円柱 (長さ b が有限) 背後の渦形成流れについては、循環 $\Gamma \exp(-i\omega t)$ の渦糸が面積 $A = lb$ の長方形を保ってつくる振動渦輪モデルを考えて、このモデルに基づく解析を行った。

なお、ポテンシャル流の理論では円柱表面での境界条件を満足させるために流れ場にある渦の鏡像を円柱内に置くが、この現実の渦と鏡像渦が渦対を構成すると考えることができる。円柱 ($Re = 250$) のカルマン渦列を可視化した写真 (Prandtl and Tietjens⁸⁾) を見ると、円柱直後の流れは本論文の振動渦対流れと同質であることが良くわかる。周期的な渦形成に伴って向きが変わる上下方向 (後流を横切る方向) の流れが 2 重極音源として機能すると判断される。

3. 結論

- (1) 音波発生の原因は、渦対の運動量 (渦糸の単位長さあたり) が $\rho_0 l \Gamma \exp(-i\omega t)$ と、また渦輪の

運動量が $\rho_0 A \Gamma \exp(-i\omega t)$ と時間変化することである。いずれも 2 重極音源として機能する。

- (2) 振動渦対・渦輪がつくる遠方音場 (距離 r) の音圧はそれぞれ $\rho_0 l \Gamma \omega^{3/2} / (c_0 r)^{1/2}$ 、 $\rho_0 A \Gamma \omega^2 / (c_0 r)$ に比例する。
- (3) 渦対・渦輪の運動量に大きく寄与するのは渦対、渦輪の間を通り抜ける流れである。
- (4) 渦対・渦輪の流れを用いて円柱カルマン渦列の渦形成をモデル化し、エオルス音に対する閉じた表式を得た。2 次元円柱に対する表式は Inoue and Hatakeyama⁷⁾ の数値シミュレーション結果 (遠方音場) を (ドップラー効果を除き) よく記述する。また、渦形成がスパン方向に一様でなく、セル単位で生じる場合⁹⁾ には、渦輪の解析結果がそのセルごとに適用できると考えられる。
- (5) 円柱背後には上記(3)で指摘した流れが周期的にできるが、この流れがエオルス音の原因と言える。本論文で扱った渦対・渦輪はこの流れを表現する最も単純な音源渦のモデルと言える。

筆者らの空力音の研究に協力された平井 誠氏、久米 司氏、永野誠一郎氏に対しここに感謝の意を表します。本研究は部分的に文部科学省科学研究費補助金 (No. 12125203, No. 14750722) の援助を受けた。

参考文献

- 1) M. J. Lighthill: On sound generated by aerodynamically, I General theory, Proc. Roy. Soc., A 211, (1952) 564-587.
- 2) N. Curle: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc. Roy. Soc., A 231, (1955) 505-514
- 3) A. Powell: Theory of vortex sound, J. Acoustic. Soc. Am., 36, (1964) 177-195.
- 4) M. S. Howe: Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of flute, J. Fluid Mech., 71, (1975) 625-763.
- 5) T. Kambe and T. Minota: Acoustic wave radiated by head-on collision of two vortex rings, Proc. Roy. Soc., A 386, (1983) 277-308.
- 6) Lord Rayleigh: The Theory of Sound, II, (Dover edition, 1945) 412-414.
- 7) O. Inoue and N. Hatakeyama: Sound generation by a two-dimensional cylinder in a uniform flow, J. Fluid Mech., 471, (2002) 285-314.
- 8) L. Prandtl and O. G. Tietjens: Applied Hydro- and Aeromechanics (Dover edition, 1957)
- 9) O. M. Phillips: The intensity of Aeolian tones, J. Fluid Mech., 1, (1956) 607-624.

一様等方性乱流における速度分布の局所平衡

巽 友正（京都大学） 吉村卓弘（トヨタテクノサービス）

Local Equilibrium of Velocity Distributions
in Homogeneous Isotropic Turbulence

T. Tatsumi (Kyoto University) T. Yoshimura (Toyota Technos)

ABSTRACT

Succeeding to the previous reports by the authors¹⁾ which mostly concerned with the inertial similarity of the velocity distributions in homogeneous isotropic turbulence, the local equilibrium similarity of the velocity distributions is studied in this report using the *cross-independence* closure hypothesis and the local variables. The one- and two-point velocity distributions are all expressed, except for the longitudinal velocity-difference distribution, in terms of the *inertial normal distributions* associated with the *self-energy dissipation* rates. The non-normal and asymmetric properties of the longitudinal velocity-difference distribution are discussed in relation with the structure of the governing equation.

Key words: Turbulence; Cross-independence hypothesis; Velocity distributions; Self-energy dissipation

1. 交差独立性理論

著者たちはこれまで、「交差独立性仮説」を用いた乱流理論に関して、1997年3月以来何回かの報告を行なってきた¹⁾。その結果、一様等方性乱流は高Reynolds数のもとでは、大規模のエネルギー保有渦の慣性相似則と、小規模のエネルギー散逸渦の局所平衡相似則との二つの相似則によって支配されることが分かった。

このうち、局所平衡相似則は、すでにKolmogorov(1941)²⁾によって、乱流の小規模成分を支配する普遍的な仮説として提案され、以来今日に至るまで、さまざまな形で実験的・数値的検証が行われてきた。本研究はこれに対して、高Reynolds数の極限で厳密に成立する「交差独立性仮説」を用いた速度分布方程式の解析によって理論的根拠を与えたものとなっている。

本研究ではさらに、Kolmogorov理論では対象外であった乱流の大規模成分に関して、1点および2点速度分布が、エネルギー散逸率 ε をパラメータとする正規分布によって表わされることを示した。これは、一様等方性乱流においては、大規模成分もまたKolmogorovの慣性相似則に従うこと、そしてそれを支配するエネルギー散逸 ε が、小規模成分による揺動散逸積分として表わされることを示したものである。

慣性相似性の下では、乱流の小規模成分が占める局所平衡領域は、その特性尺度であるKolmogorov長さ $\eta=0(v^{3/4})$ が粘性率 ν とともに0となるために消失する。したがって、その内部構造を調べるためには、長さ η を基準とする局所座標と変数を用いた解析を行わなければならない。これが本報告の目的である。以下、簡単のために局所平衡領域を局所領域、その外の慣性相似則が支配する領域を外部領域と呼ぶ。

乱流における二つの領域の分離は、層流における境界層理論と似ている。境界層理論は、今から一世紀前にPrandtl(1904)³⁾によって提案されたもので、高Reynolds数における物体の周りの層流を、物体を過ぎる非粘性のポテンシャル流と、物体表面を覆う境界層との結合としてとらえ、境界層の厚さ $\theta=0(v^{1/2})$ を基準にとった局所変数を用いた解析によって、層流場を求める一般的方法を開発したものである。以来、今日に至る現代流体力学の飛躍的發展は、この境界層理論を契機とするものである。

この境界層を乱流の小規模成分の占める局所領域に、境界層外のポテンシャル流を大規模成分の占める外部領域に対比するとき、この層流と乱流の二つの理論が共に高Reynolds数における漸近理論であることが認められるであろう。

2. 局所変数による表式

本研究では自由減衰乱流を対象とするが、そのエネルギー E およびエネルギー散逸率 ε の減衰則はすでに $E = E_0 t^{-1}$ 、 $\varepsilon = \varepsilon_0 t^{-2}$ の形に与えられている。局所平衡領域を特徴づけるパラメータとして、この ε_0 と粘性率 ν をとり、局所変数を次のような無次元数として定義する。

$$\begin{aligned} \text{座標 } x^* &= x(\nu^3/\varepsilon_0)^{-1/4}, \\ \text{時間 } t^* &= t(\nu/\varepsilon_0)^{-1/2}, \\ \text{速度 } u^* &= u(\varepsilon_0\nu)^{-1/4}, \\ \text{圧力 } p^*/\rho &= u(\varepsilon_0\nu)^{-1/2}/\rho. \end{aligned}$$

局所領域の特性Reynolds数は $R^* = 1$ となる。

局所領域における解析は、速度分布に対するLundgren-Monin(1967)^{4),5)}の方程式をこの局所変数で書き表わし、これに交差独立性仮説を適用して1点および2点速度分布に対する閉じた方程式を導くやりかたで進められる。

3. 1点速度分布

1点速度分布は、外部領域においては¹⁾

$$f(v, t) = (t/4\pi\alpha_0)^{3/2} \exp[-|v|^2 t/4\alpha_0], \quad (1)$$

すなわち第1正規分布(N1)として与えられているが、局所領域においても同様に分布N1、

$$f(v^*, t^*) = (t^*/4\pi\alpha_0^*)^{3/2} \exp[-|v^*|^2 t^*/4\alpha_0^*], \quad (2)$$

で表わされる。ここに、

$$\begin{aligned} \alpha^*(t^*) &= \varepsilon^*(t^*)/3 = \alpha_0^* t^{*-2}, \quad \alpha_0^* = \varepsilon_0/3, \\ \varepsilon^*(t^*) &= -dE^*(t^*)/dt^*, \quad E^*(t^*) = \frac{1}{2} \langle |u^*|^2 \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

で、 α^* は無次元エネルギー散逸率を表わす。

1点速度分布が、外部領域と局所領域とを通じて単純な正規分布の形に求められ、しかも、パラメータとしてエネルギー散逸率 $\alpha^* = \varepsilon^*/3$ のみを含み、粘性率 ν によらないことは、一様等方性乱流の簡明な法則性を表わしている。さらにこの結果は、以下に述べる2点速度分布に関する結果と併せて、この理論のより複雑な乱流場への拡張に明るい展望を与えるものと言える。

4. 2点速度分布

局所領域における2点速度分布に対する方程式は、高次分布である3点速度分布に対して交差独立性仮説を2回適用することになるが、本質的には1点速度分布に対するのと同じやり方で導かれる。ただし、慣性領域における解析とは違って、本来の2点速度が同じ局所領域に含まれることを考慮しなければならない。

2点速度分布は一般に表現が複雑なので、これを2点の速度和 $u_+ = \frac{1}{2}(u_1 + u_2)$ と速度差 u_-

$= \frac{1}{2}(u_2 - u_1)$ の分布に分解して、別個に扱われることが多い。本研究では最初からこの分解を用いているので、速度和分布と速度差分布の方程式は直ちに求めることができる。

5. 速度和分布

速度和分布は、外部領域においては、

$$g_+(v_+, t) = (t/2\pi\alpha_0)^{3/2} \exp[-|v_+|^2 t/2\pi\alpha_0], \quad (4)$$

すなわち第2正規分布(N2)として与えられた¹⁾。ここで(4)式では、(2)式におけるパラメータ α_0^* が $\frac{1}{2}\alpha_0^*$ に変っていることに注意されたい。

局所領域においても、速度和分布は正規分布で表わされるが、それは分布N2ではなく第3正規分布(N3)、

$$g_+(v^*, r^*, t^*) = (t^*/4\pi\alpha_0^*(r^*))^{3/2} \times \exp[-|v^*|^2 t^*/4\alpha_0^*(r^*)] \quad (5)$$

で与えられる。ここに、

$$\begin{aligned} \alpha^*(r^*, t^*) &= \varepsilon^*(r^*, t^*)/3 = \alpha_0^*(r^*) t^{*-2}, \\ \varepsilon^*(r^*, t^*) &= -dE^*(r^*, t^*)/dt^*, \\ E^*(r^*, t^*) &= \frac{1}{2} \langle |u^*|^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle | \frac{1}{2}(u_1^* + u_2^*) |^2 \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

で、 E^* は速度和 u_+ に関する自己エネルギー、 α^* と ε^* は自己エネルギー散逸率を表わし、いずれも無次元量である。

(6)式から明らかなように、これらの量はいずれも2点間の距離 r^* の関数であるから、正規分布N3は(5)式によって r^* とともに変化する。

$r^* \rightarrow 0$ の極限では $u_+ \rightarrow u_1$ となるから、 $\alpha^* \rightarrow \alpha^*$ となり、分布N3は分布N1に移行する。一方、 $r^* \rightarrow \infty$ の極限では2点速度 u_1 と u_2 は互いに独立となるから、(6)式により $E^* \rightarrow \frac{1}{2}E^*$ 、 $\alpha^* \rightarrow \frac{1}{2}\alpha^*$ となり、分布N3は慣性領域における分布N2に移行する。

このようにして、局所領域において(5)式で表わされる速度和分布N3は、正規分布の形を保ちながら、局所領域の境界である $r^* \rightarrow 0$ および $r^* \rightarrow \infty$ の両極限において、外部領域における解と一致し、境界値問題の完全な解となっている。

6. 速度差分布

速度差分布も速度和分布と同様、外部領域においては第2正規分布(N2)、

$$g_-(v_-, t) = (t/2\pi\alpha_0)^{3/2} \exp[-|v_-|^2 t/2\pi\alpha_0] \quad (7)$$

となることが示された¹⁾。これは、外部領域では速度和と速度差が同等であることを示している。

局所領域においては、速度差分布方程式は正規型とならず、

$$[\partial/\partial t + 2\mathbf{v} \cdot \partial/\partial \mathbf{r} + \alpha^-(\mathbf{r}, t) |\partial/\partial \mathbf{v}^-|^2 + \frac{1}{2} \partial/\partial \mathbf{v}^- \cdot \{ \partial/\partial \mathbf{x}_1 \{ \beta_1^-(\mathbf{v}^-, t) + \frac{1}{2} \gamma_1^-(\mathbf{v}^-, t) \} - \partial/\partial \mathbf{x}_2 \{ \beta_2^-(\mathbf{v}^-, t) + \frac{1}{2} \gamma_2^-(\mathbf{v}^-, t) \} \}] \times \mathbf{x} \cdot (\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) = 0. \quad (8)$$

で与えられる。ここに、

$$\begin{aligned} \alpha^-(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon^-(\mathbf{r}, t)/3 = \alpha^{\circ-}(\mathbf{r}) t^{-2}, \\ \varepsilon^-(\mathbf{r}, t) &= -dE^-(\mathbf{r}, t)/dt, \\ E^-(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \langle |\mathbf{u}^-|^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle |\frac{1}{2}(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1)|^2 \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

で、 E^- は速度差 \mathbf{u}^- に関する自己エネルギー、 α^- と ε^- は自己エネルギー散逸率を表わし、いずれも無次元量である。また、 β_1^- 、 γ_1^- 、 β_2^- 、 γ_2^- は、いずれも速度差変数 \mathbf{v}^- に関して2次の積分量であるが、詳細は省略する。

(6)および(9)式で定義された α_{\pm}^- 、 ε_{\pm}^- 、 E_{\pm}^- などの自己散逸パラメータは、明らかに等式、

$$\begin{aligned} \alpha^-(t) &= \alpha^+(\mathbf{r}, t) + \alpha^-(\mathbf{r}, t), \\ \varepsilon^-(t) &= \varepsilon^+(\mathbf{r}, t) + \varepsilon^-(\mathbf{r}, t), \\ E^-(t) &= E^+(\mathbf{r}, t) + E^-(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (10)$$

によって散逸パラメータと関係づけられている。

6.1. 同等正規分布

方程式(8)は距離 r に依存しない正規項と依存する非正規項からなり、そのため局所領域における速度差分布は一般に非正規非対称である。

ここで、(8)式の正規項からなる方程式、

$$[\partial/\partial t + \alpha^-(\mathbf{r}, t) |\partial/\partial \mathbf{v}^-|^2] g_-(\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) = 0 \quad (11)$$

を考えれば、(11)式の解は、パラメータ α^- の r 依存性の影響を無視する近似において(8)式の解となっている。この意味で、(11)式の正規解、

$$g_-(\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) = (t/4\pi\alpha^{\circ-}(\mathbf{r}))^{3/2} \times \exp[-|\mathbf{v}^-|^2 t/4\alpha^{\circ-}(\mathbf{r})] \quad (12)$$

を第4正規分布(N4)と呼ぶとすれば、分布N4は速度差分布の同等正規分布を与える。

この同等正規分布は速度差分布の境界条件を満たしている。(9)式から明らかのように、(12)式のパラメータ $\alpha^{\circ-}$ は距離 r の関数であるから、分布N4は r とともに変化する。 $r \rightarrow 0$ の極限では $u^- \rightarrow 0$ となるから、 $\alpha^{\circ-} \rightarrow 0$ となり、分布N4はデルタ分布に移行する。一方、 $r \rightarrow \infty$ の極限では2点速度 u_1^- と u_2^- は互いに独立となるから、(9)式により $E^- \rightarrow \frac{1}{2}E^+$ 、 $\alpha^{\circ-} \rightarrow \frac{1}{2}\alpha^{\circ+}$ となり、分布N4は外部領域における分布N2に移行する。このようにして、局所領域において同等正規分布N4は、局所領域の境界である $r \rightarrow 0$ および $r \rightarrow \infty$ の両極限において外部領域の解と一致し、境界値問題の完全な解となっている。

6.2. 横速度差分布

速度差分布は、局所領域においては等方的でなく、距離ベクトル \mathbf{r} を軸として軸対称的であるため、軸方向の縦速度差分布と、それに直交する横速度差分布に分けて考える。

座標系を $\mathbf{x} = (x, y, z)$ 、距離ベクトルを $\mathbf{r} = (r, 0, 0)$ 、速度差変数を $\mathbf{v} = (v_{\parallel}, v_{\perp}, v_{\perp})$ とおけば、縦速度差分布 g_{\parallel} および横速度差分布 g_{\perp} は、それぞれ次のように表わされる。

$$\begin{aligned} g_{\parallel}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) &= \iint g_-(\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) dv_{\perp}^- dv_{\perp}^-, \\ g_{\perp}(\mathbf{v}_{\perp}, \mathbf{r}, t) &= \iint g_-(\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) dv_{\parallel}^- dv_{\perp}^-, \\ g_{\perp}(\mathbf{v}_{\perp}, \mathbf{r}, t) &= \iint g_-(\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) dv_{\parallel}^- dv_{\perp}^-. \end{aligned} \quad (13)$$

局所領域における横速度差分布方程式は、(8)および(13)式から次の形に与えられる。

$$[\partial/\partial t + \alpha^-(\mathbf{r}, t) \partial^2/\partial v_{\perp}^2] g_{\perp}(\mathbf{v}_{\perp}, \mathbf{r}, t) = 0. \quad (14)$$

(14)式は明らかに同等正規分布方程式(11)の1次元形であるから、横速度差分布は同等正規分布(12)の1次元形、

$$g_{\perp}(\mathbf{v}_{\perp}, \mathbf{r}, t) = (t/4\pi\alpha^{\circ-}(\mathbf{r}))^{1/2} \times \exp[-v_{\perp}^2 t/4\alpha^{\circ-}(\mathbf{r})] \quad (15)$$

として、正規分布N4で表わされる。

したがって、横速度差分布(15)は、同等正規分布N4と同様、局所領域の境界において境界条件を満たす完全解となっている。

6.3. 縦速度差分布

局所領域における縦速度差分布方程式は、(8)および(13)式から次のように導かれる。

$$[\partial/\partial t + 2v_{\parallel} \partial/\partial r + \alpha^-(\mathbf{r}, t) \partial^2/\partial v_{\parallel}^2] g_{\parallel}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) + \frac{1}{2} \partial/\partial v_{\parallel} \cdot \{ \partial/\partial \mathbf{x}_1 \{ \beta_1^-(\mathbf{v}^-, t) + \frac{1}{2} \gamma_1^-(\mathbf{v}^-, t) \} - \partial/\partial \mathbf{x}_2 \{ \beta_2^-(\mathbf{v}^-, t) + \frac{1}{2} \gamma_2^-(\mathbf{v}^-, t) \} \} \times \mathbf{x} \cdot (\mathbf{v}^-, \mathbf{r}, t) dv_{\perp}^- dv_{\perp}^- = 0. \quad (16)$$

(16)式から明らかに、縦速度差分布 g_{\parallel} は非正規かつ非対称である。

ただ、同式は変数 \mathbf{v}^- を定積分の形で含み取扱いが難しいので近似解を求める。関数 β_1^- 、 γ_1^- 、 β_2^- 、 γ_2^- の定義式(省略)に等方化近似を行なうと、 $\beta_1^- = \beta_2^- = -(1/3)|\mathbf{v}^-|^2$ 、 $\gamma_1^- = \gamma_2^- = 0$ 、(17)となり、(16)式は次のように簡単化される。

$$[\partial/\partial t + \alpha^-(\mathbf{r}, t) \partial^2/\partial v_{\parallel}^2 + \partial/\partial r \{ 2v_{\parallel} + (1/3) \partial/\partial v_{\parallel} (v_{\parallel}^2 + 4\alpha^-(\mathbf{r}, t) t) \}] \times g_{\parallel}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = 0. \quad (18)$$

ここで、横速度差分布(15)と同じ自己相似性を仮定して、相似変数を、

$$\begin{aligned} \mathbf{w} &= (w_{\parallel}, w_{\perp}, w_{\perp}) \\ &= \mathbf{v}^- t^{-1/2} = (v_{\parallel}^- t^{-1/2}, v_{\perp}^- t^{-1/2}, v_{\perp}^- t^{-1/2}), \\ s &= r t^{-1/2}, \quad g_{\parallel}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = t^{-1/2} G(w_{\parallel}, s), \end{aligned} \quad (19)$$

とおけば、(18)式は次の形に書ける。

$$G + w_{||} \partial G / \partial w_{||} - s \partial G / \partial s + a^2 \partial^2 G / \partial w_{||}^2 + 2\partial / \partial s \{ 2w_{||} + (1/3) \partial / \partial w_{||} (w_{||} + 2a^2) \} G = 0, \quad (20)$$

ここに、

$$a^2 = 2\alpha^{-2} (r^*) = M(w_{\perp}^{*2}) = M(w_{\perp}^{*2}), \quad (21)$$

で、M は平均値を表わす。

近似方程式(20)の解、および方程式(16)の解に関する議論は次の論文に譲るが、(20)式の解の定性的性質について触れておきたい。

(20)式は2元2階偏微分方程式で、中間積分として関係式、

$$s = (4/3)w_{||} + (1/9)w_{||}^3, \quad (22)$$

が得られる。(22)式から直ちに、

$$\begin{aligned} s \ll 1 \text{ のとき } & w_{||} \propto s, \\ s \gg 1 \text{ のとき } & w_{||} \propto s^{1/3}, \end{aligned} \quad (23)$$

となる。(23)の第1式は、 $s \ll 1$ の領域が局所平衡領域の中の散逸領域、 $s \gg 1$ の領域が慣性小領域にそれぞれ対応することを示している。

7. 交差速度モーメント

関係式(22)によって、速度差分布のモーメントが距離 r^* と関係づけられる。とくに、エネルギーやエネルギー散逸を表わす2次モーメント $\langle u^{*2} \rangle$ は、図1の破線のようになる。 $\langle u^{*2} \rangle$ は $r^*=0$ の近傍では r^{*2} に比例し、 r^* が大きくなると $r^{*2/3}$ に比例して増大する。この r^{*2} の領域が散逸領域に、そして $r^{*2/3}$ の領域が慣性小領域に対応する。

一方、速度和分布の2次モーメント $\langle u^{*2} \rangle$ は、(10)式から図1の実線のように求められる。 $\langle u^{*2} \rangle$ は $r^*=0$ における値 $\langle u^{*2} \rangle$ から出発して、水平線 $\langle u^{*2} \rangle = \frac{1}{2} \langle u^{*2} \rangle$ に関して速度差 $\langle u^{*2} \rangle$ の鏡像を描いて減少する。そして、 r^* のある値 r^* で、 $\langle u^{*2} \rangle = \langle u^{*2} \rangle = \frac{1}{2} \langle u^{*2} \rangle$, (24)となる。

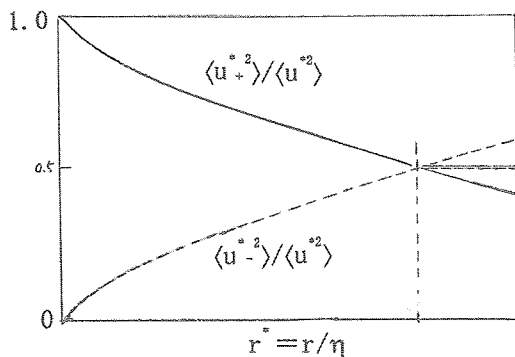


図1 速度差と速度和の2次モーメントの距離 r/η に対する変化の概念図

$r^*=r^*$ の点で、速度差は速度和と同程度の大きさとなり、速度差が乱流の小規模成分を表わすという局所平衡領域の前提が崩れるため、その部分領域である慣性小領域はここで終わる。

$r^* \geq r^*$ の領域では、速度和と速度差の区別が無くなり、領域は慣性相似則が支配する外部領域となる。そして関係式(24)と速度和および速度差の慣性正規分布はすべての点で成立する。

1. 交差独立性仮説の実験的検証

今回の発表の直前、昨年(2005)の研究会において、蔦田ほか(2005)⁶⁾による『大規模乱流場を用いた交差独立性仮説の実験的検証』と題する研究報告が行われていたことを知った。早速、論文を拝見したところ、蔦田研の高Reynolds数風洞を用いて、ほとんどすべての場合において交差独立性理論の結果を支持する検証結果が得られており、まさに百万の味方を得た心地がした。唯一のしかし重要な相違点である「近接領域での速度差分布の非正規性」についても、相違は巽ほか(2002)⁷⁾の結果によるもので、現在では解決の方向にあることを付言しておきたい。

とくに「交差速度の2次相関」の実測図(原論文の図5)は、まさに本論文の概念図1を裏付ける実験結果で、これがあれば図1は不要であった。ここに、同図を引用して深く謝意を表したい。

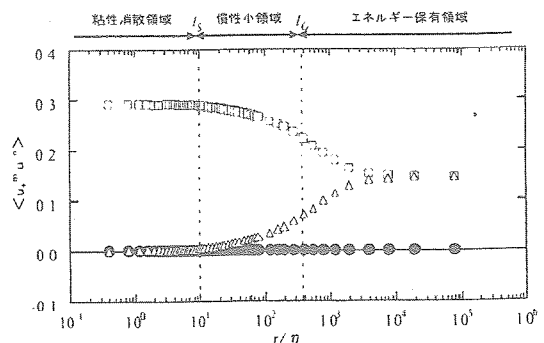


図2 交差速度の2次相関の r/η 依存性 ($R_\lambda \approx 350$)

$$\square: \langle u^-2 \rangle, \bullet: \langle u^+2 \rangle, \triangle: \langle u^2 \rangle$$

(蔦田-高佐-関下(2005)⁶⁾による)

引用文献

- 1) T. Tatsumi & T. Yoshimura (2004) *Fl. Dyn. Res.* 35, 123.
- 2) A. N. Kolmogorov (1941) *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 30, 301.
- 3) L. Prandtl (1904) *Vehr. III Int. Mat. Kong. Heidel.* 484.
- 4) T. S. Lundgren (1967) *Phys. Fluids*, 10, 969.
- 5) A. S. Monin (1967) *PMM J. Appl. Math. Mech.* 31, 1057.
- 6) 蔦田-高佐-関下 (2005) 航宇技研 JAXA-SP-04-002, 71.
- 7) 巽-吉村 (2002) 航宇技研特別資料 SP-56, 71.

境界層と渦度モデル

小橋安次郎(北海道工業大学)、早川道雄(北海道大学大学院)

Boundary Layer and Vorticity Model

Y. Kobashi*, and M. Hayakawa**

*Hokkaido Institute of Technology, **Dept of Eng. Hokkaido University

ABSTRACT

Based on the idea that the flow phenomena of the real fluids are governed by vorticity, the vorticity model is proposed. The model is found to be very effective to study the boundary layer structure both of laminar and turbulent type.

序論

実在流体の流れが渦度によって支配されているという立場から、渦度モデルを提案し、境界層の構造解明を試みる。ただし、境界層は基本的に2次元であることを考慮して2次元問題として扱うこととし、関連する諸量を次の様に定義する。

渦度子(vorticle): 渦度をもつ流体分子を渦度子と呼び、速度勾配のある流れの基本素子である。

渦度束(vorticle-bunch or eddy): 渦度子が集団化し一団となった状態。渦度子には親和力と斥力の両面があり、渦度束がある大きさに達するまでは親和力、それを超えると斥力に変わると考えられる。渦度束自体は、粘性を生ずることによって速度勾配を支えるが、静的な釣り合い状態にあり同じ構造を保ちながら流れに乗って移動する。この状態が層流である。

渦(vortex): 渦度束が回転し、周囲に循環流を作り出した状態で、回転するコアとコアを取り巻く循環流を総称して渦とよぶ。渦は循環流の働きで近隣の渦と干渉し相対運動を引き起こす

が、渦の数が大きくなると運動は複雑となり、従ってその誘導する速度場も一見乱雑なものとなる。渦度の立場からこれを乱流と呼ぶ。

乱流渦(turb-vortex): 渦相互間の干渉によってグループ化した渦の集団。

粘性(viscosity): 渦度によって発生する流れの特性量 μ で、渦度子の強さ ω と、渦度束の面積 S の積 $\mu = \rho S \omega$ (ただし ρ は密度) で表される。従来の定義には実在流体にもっとも肝要な渦度が含まれていない点を考慮してこのように定義し直すことにする。

1 渦度と流れ(渦度モデル)

1-1 粘性と渦度

実在流体では渦度 ω を持つ分子の集団(渦度束)が現れて渦度の層を作り、粘性応力

$$\tau = \mu du/dy \quad (1)$$

により速度勾配を支える。ただし粘性係数 μ は渦度束の有効半径を r とするとき

$$\mu = \rho S \omega = \rho \pi r^2 \omega \quad (2)$$

のように定義されるものとする。これは従来の粘

性係数の定義 $\mu = \rho \alpha l_m$ (α :音速、 l_m : 平均自由行路長) に比し渦度を含む点でより実際的であると云える。

1-2 遷移と渦

流れの速度が増すと、渦度束を構成する渦度子間の干渉作用が活発になるが、そのエネルギーが流れの摩擦エネルギーの大きさに達すると渦度束は回転を始め、同時に周囲の渦度子を引き込んで循環流を誘発する。

これが渦の発生で、この状態で流れは層流から乱流に遷移する。この意味で、遷移とは静的な釣合い状態にある渦度束が動的な釣合いを持った渦に変貌する現象であると言う事が出来る。

この場合、渦度束の大きさや渦度子の数は変わらないから、内部エネルギーの調整は渦度の変化

$$\omega_1 = \mu / \rho \pi r^2 = v / \pi r^2$$

$$\rightarrow \omega_1^2 = u_\tau^2 / \pi r^2 = u_\tau^2 \omega_1 / v \quad (3)$$

によって行われ、従って遷移の段階で速度分布は変化する。ただし、 ω_1, ω_1 は遷移前後の渦度、 v, u_τ は動粘性係数および摩擦速度である。

1-3 渦と乱流

渦は渦度束を形成する渦核と周囲に誘起された循環流の部分から構成されるが、循環流をつくることによって近隣の渦と干渉して次第に複雑な動きを示すようになり、これに伴って一見乱雑な速度場が現れる。これを乱流と定義することにする。

1-4 乱流渦と秩序運動

遷移直後の乱れは不規則ではあるが比較的穏やかである。しかし流れの速度が増して渦の粘性がさらに強くなると、干渉による渦間でのグループ化が始まり、乱流渦と呼ぶ渦の群落が周期的に現れるようになる。この群落はあたかも乱れを持つ流体塊が特別な構造を持って流れているように観測されるため、秩序運動とも呼ばれる。

2 境界層

境界層は物体表面に沿う流れにおいて表面の影響が渦度の形で伝えられる領域を言い、渦度の状態によって層流境界層と乱流境界層とに区別される。

2-1 層流境界層

層流境界層では壁面から外に向かって順次新たな渦度束の層が現れて速度勾配が形成される。渦度束には回転や循環のような動的運動を伴わないから、周囲の流体粒子との間で干渉をおこすことなく、同じ状態を保ちながら流れに乗って運ばれてゆく。

平板に沿う層流境界層では速度分布は Blasius 分布として知られているが、先の発表では渦度の層形成の経過から ω に対して $\pi r^2 \omega^2 = U_0^2 (1-U)^2$ と置くことによってかなり良い近似が成り立つことを見出したが、今回は

$$\pi r^2 \omega^2 = U_0^2 (1-U^2) \quad (4)$$

ただし $U = u / U_0$

と置くことにより

$$-\omega = U_0^2 / v \{ 1 + \cos(c\pi Y) \} \quad (5)$$

したがって

$$u = U_0 \{ Y + 1 / (c\pi) \sin(c\pi Y) \} \quad (6)$$

となり、さらに精度のよい近似を得た。ただし、 $Y = y / \delta$ 、 $c = 0.998$ で、 δ は境界層厚さである。

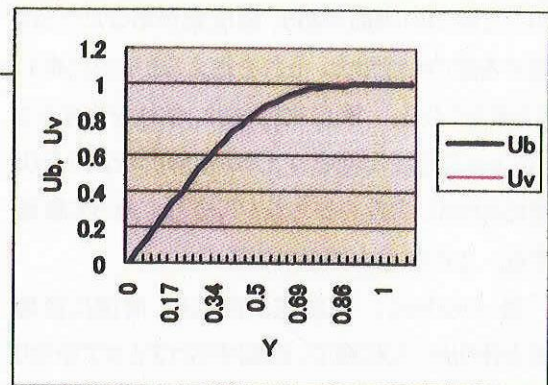


図1 層流境界層速度分布

2-2 乱流境界層

流れの Reynolds 数の増加に伴って層流境界層を構成する渦度束は壁面に近い層から順次限界値 $\tau_w = \rho u_\tau^2$ に達した状態で渦に変わり流れは乱流状態に遷移する。ただし τ_w は壁面摩擦応力、 u_τ は摩擦速度で、いずれも Reynolds 数の関数である。

(a) 内層速度分布

乱流境界層の壁に接した部分では渦の動きが制限されていて、層流に似た層（粘性底層）をなしており、乱流状態はその外側から始まる。ただ、此処でも渦はグループ化するほどの強い干渉作用を持たないため、比較的穏やかな乱れの壁乱流が形成される。この領域を内層と呼ぶが、此処では渦の径は壁からの距離に比例して増大して

$$r_{\omega} = y u_\tau / \nu = u_\tau y / \nu \quad (7)$$

が成り立ち、これから内層の対数速度分布が導かれる。ここで u_τ は Reynolds 数の関数として一義的に与えられる。

(b) 外層速度分布

内層の外側では渦径の増加に伴って渦間の干渉が活発で、壁面の影響よりも渦間の干渉のほうが卓越して乱流渦を含む自由せん断乱流型の外層が形成される。

外層の速度は乱流渦を構成する個々の渦の大きさや強さに差があるため、レイノルズ数によって分布形状が変わるが、我々はレイノルズ数の広い範囲に亘る実験結果から、Reynolds 数の関数を指数に持つ指数分布

$$U = Y^{N_w} \quad (9)$$

で表示出来ることを見出した。

ただし $U = u/U_0$, $Y = y/\delta$, であり、 N_w は $1/4 \sim 1/7.5$ の範囲の定数で Reynolds 数の関数である。

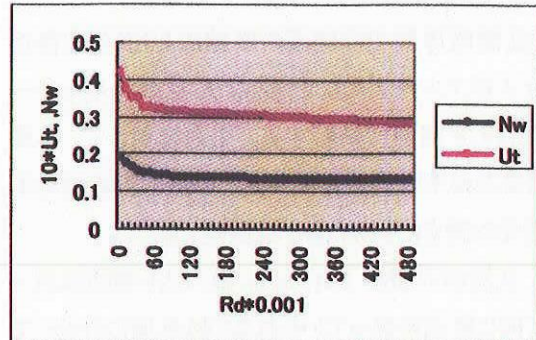


図2 乱流境界層パラメータ

3 乱流境界層の構造

3-1 乱流境界層の秩序構造

外層の乱れは均一ではなく、大きさや強さの異なる渦の集団で、時間的にも変化を繰り返している。これは乱流渦が下流に向かって移動する際、境界層内の速度差により引き伸ばされるため、同じ渦の群を保つことが出来ず幾つかの小グループに分裂して小さな乱流渦の群れとなって移動することになり、その途中で別の乱流渦から放出された渦群とスレちがうため、その際おたがいに干渉して合体し、分裂前と同様な乱流渦を作り出すためである。

このため外層の乱流は乱流渦の分裂と合体を繰り返すことにより、周期的な構造を示すようになる。いわゆる秩序構造である。なを $T = U_0/\delta$ で定義される秩序構造の周期は 2.5 であることが実験的に知られている。

一方、内層の乱れは相互干渉が小さく整然としている筈であるが、外層の秩序構造に刺激されて周期的に攪乱され、いわゆるバースト構造が現れる。バースト構造は発生位置の流れに乗って移動するが、その速度は外層秩序構造の移動速度のほぼ半分で、これから得られる周期は $T = 5$ である。

3-2 乱流境界層のエネルギーの変遷

乱流境界層では壁面の摩擦により渦度を得た分子がグループ化して渦となり、乱れエネルギーを絶えず内層に供給する。これに対して、外層の乱れはそれ自身エネルギーの発生源を持たず、活発な動きにも拘わらず減衰型である。

乱流境界層が Reynolds 数の広い範囲に亘って同じ構造を保っているのは外層にむかって内層からのエネルギー補給が行われているため、これには外層の秩序構造による内層の攪乱作用が重要な役割を果たしている。さきに述べた通り外層の乱流渦は引き伸ばされて小さな乱流渦群に分裂するが、この渦群は移動の間に別の渦群と合体して新しい乱流渦を作る。こうして生まれた乱流渦は合体の際に内層を刺激して流れを攪乱するとともに、これによって内層の乱れエネルギーを外層に運び出す働きをする。いわゆる Burst である。かくして乱流境界層の乱れエネルギーは内層から外層に運ばれ、ここで外層の乱流渦を勢い付けた後再び内層を攪乱してエネルギー補給を助けるというサイクルが作られ、これによってほぼ不変の乱流構造が保たれることになる。

4 結語

乱れを渦の誘導速度場として捉え、渦度モデルを提案し、その性質を利用して乱流境界層の構造を考えてきた。

乱れは多数の渦の集合による誘導速度場であるため、厳密な解析を行うことは出来ないが、ここに提案した渦度モデルは乱れや秩序構造の形成過程、更には本来穏やかであるはずの内層に現れるバースト構造の出現などを単なる random 現象として扱うのではなく、その因果関係を含めて物理的に追求しようとしている点で新たな手段を提供するもの考える。

渦度は流れの状態に応じて個々の流体分子に付与される物理量で、その持つ親和力のよって渦度束をつくり、实在流体としての特性量である粘性を作り出して速度勾配を支えている。

本論分で提唱された渦度モデルは 2 次元に限られているが、境界層を扱う上では基本的に十分で、流れに応じた渦度の形態や役割の変化を理解する上で極めて有効と考える。

实在流体の流れは層流と乱流とに区別されるが、前者は渦度束が整然と並んで移動するのに対し後者は渦度束が回転しその周りに循環流を持ついわゆる渦をつくり、それに伴って複雑な流れ場を発生したもので、循環流の大きさによって壁乱流のような比較的穏やかな乱れと、自由せん断乱流に見られるような大きさや強さの異なる渦集団により活発に揺らぐ乱れとがある。層流境界層や乱流境界層内層の速度分布が ω, u_r によって一義的に決まるのに対し外層速度分布が実験的にしか得られないのは構成渦の不確定さによると思われる。

乱流境界層の秩序構造やエネルギー・バランスの問題については実験事実として明白であるにも拘わらず、その解明は十分とはいえない。筆者らは外層における乱流渦の分裂・合体が原因と考え、渦度モデルによる説明を試みたが、実験の結果と矛盾しない結果を得たと考えている。

5 参考文献

乱流境界層の構造と渦(第 34 回研究会)

小橋安次郎, 早川道雄

Vortex and Structure of Turbulent Boundary Layer (10th ACFM)

Y.Kobashi and M.Hayakawa

地面効果翼機の性能向上に関する研究

D. H. Yoon, 鈴木和幸、遠藤秀之、小濱泰昭(東北大・流体研)

Aerodynamic performance improvement of Aero-Train

D. H. Yoon, K. Suzuki, H. Endo, and Y. Kohama

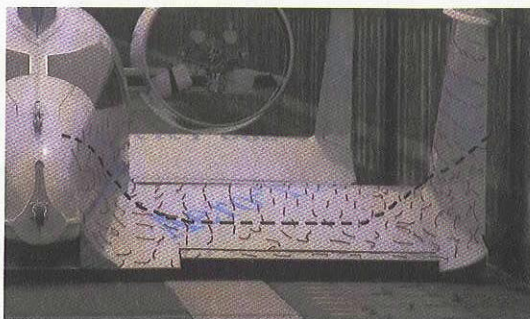
Institute of Fluid Science, Tohoku University

ABSTRACT

Aerodynamic performance improvement of the Aero-Train has been conducted both experimentally and numerically. Suction side of the WIG aerofoil tend to separate, because of the existence of the ground surface, and also wing-wing, wing-fuselage interactions appears. Those flow separations limit the lift to drag ratio performance. In order to improve overall Aero-Train performance, optimum wing configuration determination, blowing from the pressure side, and swept forward guide wing configuration are studied.

1. はじめに

環境に負担をかけない高速輸送システムとしてエアロトレインを提案^(1,2)、これまで無人ではあるが自然エネルギーのみで 150km/h を実現する走行実験に成功している。しかし、当初予定した全機性能目標 $L/D \rightarrow 25$ は達成できず、現在のところ 13 に留まっている。一般の航空機に比べて極めて低いアスペクト比であるにも係わらず、予想外に大きな L/D が得られるのは地面効果内での飛行故であるが、実用的ゼロエミッションシステムにするためには 25 まで上げる必要がある。現在のエアロトレインの設計は、第ゼロ次モデルであり、当然ながら全機形状が最適化されていない。低く留まっている理由としては、地面効果翼形状の最適化が出来ていないこと、そしてガイドウエーの長さの制約から加速状態で計測せざるを得ないこと、横風などの外乱があるために左右、上下に揺動して接触する、そして翼-胴、翼-翼干渉流により表面の境界層はく離することなどが挙げられる。図1にタフトにより可視化された翼表面の流れ⁽³⁾を示す。点線の下流側で境界層はがれている。

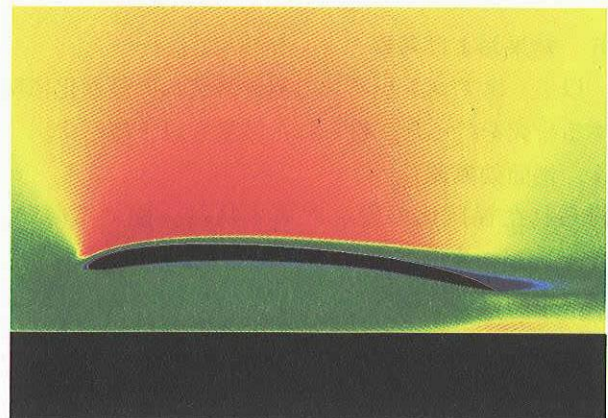


従って本研究では、地面効果翼形状の最適化、案内翼形状の最適化、そして翼システムの最適化に関する研究を行っている。

2. 地面効果翼の最適化

地面効果翼を組織的に開発したものは現在までの所殆ど存在していない。ましてや、エアロトレインのように、地面の極近傍を走行するタイプのものは皆無に近い。本研究では、遺伝的アルゴリズムを用いて翼形状の最適化を行った。得られた結果の一例⁽⁴⁾を図2に示す。これまで実験研究で求めた翼形状とはかなり異なる形状が求めた。今後はこの翼形状を実験で追及してみる予定である。

図2. 遺伝的アルゴリズムで求めた翼形状



3. 案内翼の最適化

現在のエアロトレインの案内翼は後退翼形状である。理由は特になく、第ゼロ次モデルとして漠然と採用したもののだが、本研究では前進翼形状も取り入

(5)を示す。迎え角 α が下から順に 0, 2, 4, 6 度の場合である。前進翼形状の方がより優れた案内特性を示すことが判明した。理由としては案内翼圧力面の圧力がより高くなるためである。

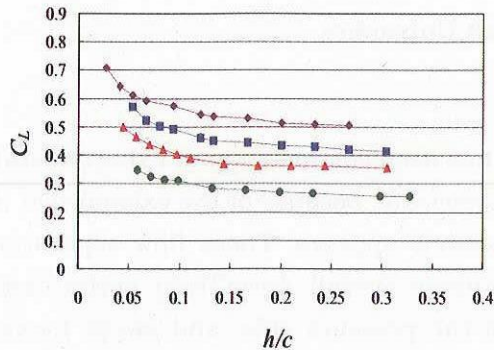


図3. 前進翼システムの揚力係数特性

4. 翼システムの最適化

地面効果翼は負圧面後縁付近ではく離する傾向にある。後縁で地面により急激に流れが上向きに曲げられる為である。地面効果内で圧力面における圧力が高いため、負圧面のはく離部へブローすることで、はく離が防止できる可能性があり、それを試している。更にエアロトレインでは浮上翼と案内翼が直角に結合されており、その結合部分で境界層の干渉によりはく離が発生する。フィレットの最適化によりはく離を低減する必要がある、本研究ではそれを防止す理由からもブローを行っている。優れた性能を示した形状を図4(6)に示した。噴出しによりはく離が防止されて揚抗比が大幅に改良された。

5. 結果および考察

以上、エアロトレインの翼システムの最適化に関する研究を行った。得られた結果を以下に示す。

1. 地面効果翼

得られた揚抗比の優れた翼形状は、極めて薄い、キャンバーを有するものであった。

2. 案内翼

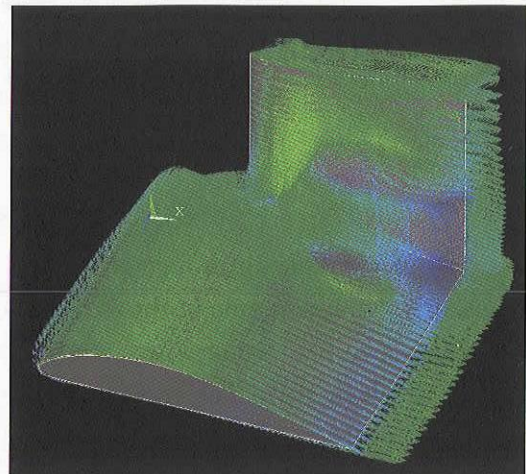
案内翼形状は前進翼が優れる結果を得た。

3. 翼システム

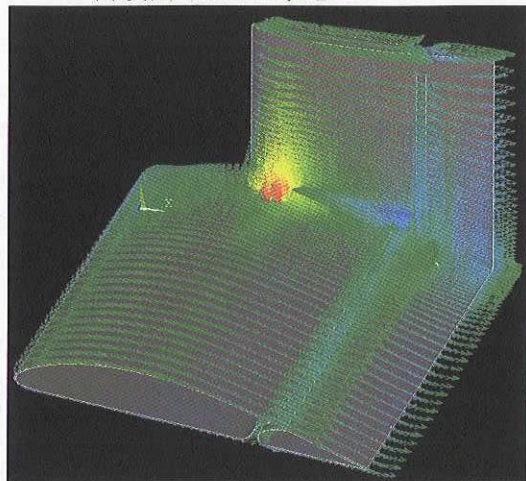
正圧面からスリットを介して噴出し流をはく離部に導くことで負圧面後縁部のはく離を防ぐことが出来る結果を得た。それは案内翼ともに同じであり、極めて優れた揚抗比へとつながる結果を得た。

以上を総合すると、全機揚抗比を目標の 25 まで

向上させることは不可能ではないことが判明した。



(b)噴出し無しの状態



(a)噴出し有りの状態

図4. 翼システム負圧面流れの計算結果

参考文献

- (1)小濱泰昭：エアロトレインと地球環境、理工評論、(2004)。
- (2)小濱泰昭：25回飛行機シンポジウム講演論文集、(1989)、pp.128-138。
- (3) Kohama, Y.: Proc.9th ACFM, Conf., Iran, May(2002)。
- (4)鈴木和幸：平成16年度東北大学修士論文。
- (5)遠藤秀之：平成16年度東北大学修士論文。
- (6)Dong-hee Yoon: Doctoral Thesis, Tohoku Univ. (2004)。

鯉は風を泳ぐ

佐藤 浩、斉藤博之助、中村 宏（ながれ研究集団）

Carps swim in the wind

H.Sato, H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

ABSTRACT

Kites are the most popular toy in the world. In Japan people enjoy carps swimming in the fragrant May wind. They belong to the same family from the fluid-dynamical view point. We have made wind-tunnel experiments on the performance of carp model. As a simplified model we chose straight round hollow cylinders of various size and weight. If a model is light enough, it floats in the flow by a single support thread attached to the mouth. Obviously, the lift force acting on the cylinder supports the model. If a model is heavy, it starts violent oscillations. The reason for the oscillation seems to be due to the stall of cylinder wing. Models of carps suspended in the wind tunnel show similar performance. The best way in realizing a stable swimming is the choice of connecting carps to a rod.

1. はしがき

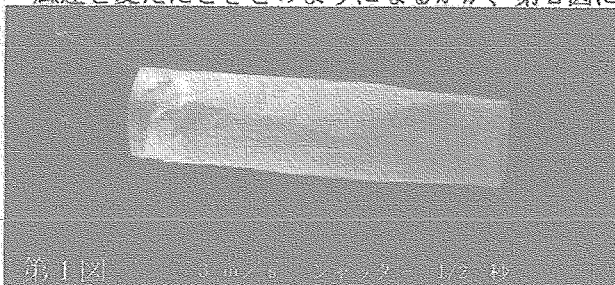
凧は人類の最も古いおもちゃで、世界中で楽しんでいます。日本では鯉凧が5月の薫風の中を泳ぎます。この二つは流れという観点からは同じグループに属します。揚力が重力より大きいのが凧で、逆なのが鯉です。

我々は鯉に重点を置いて風洞実験をしました。小さな模型を風洞の中に入れて、泳ぎ方の写真を撮り、流れを調べるために熱線風速計を使いました。風洞の測定部の断面は25 cm X 25 cmで、風速は1-4.5 m/sの範囲です。

2. 筒鯉

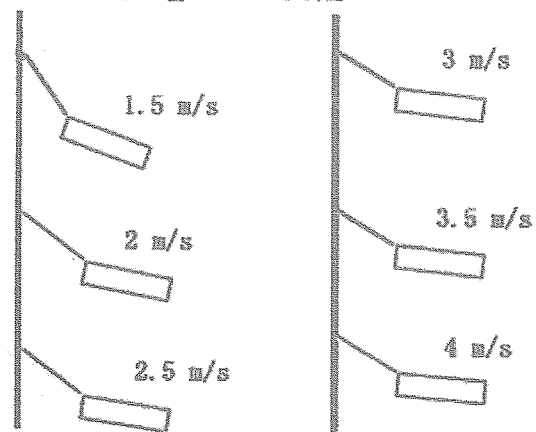
鯉の形は複雑なので、話を簡単にするために、薄肉の中空円筒の鯉の実験から始めました。これを筒鯉と称します。1本の糸で吊られた一番軽い鯉の写真が第1図です。この鯉は薄い和紙で作られた、重さ0.7gのものです。吊糸は下に垂れていて、重力が揚力を上回っていることを示しています。鯉は少しの迎角で風に向かっています。

風速を変えたときどのようなようになるかが、第2図に



第1図

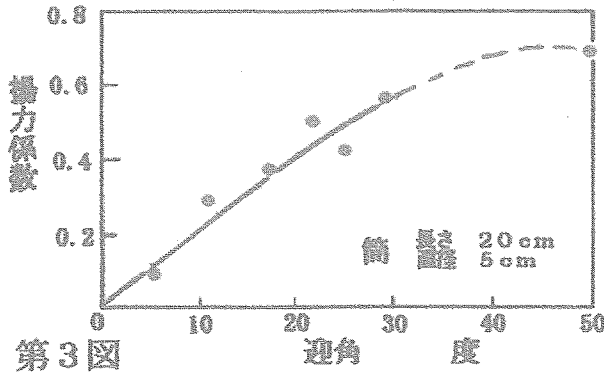
風速による変化



第2図

示されています。吊られ方が段々水平に近づき、迎角が段々小さくなっています。

これらは軽い鯉の特性です。もう少し重いと風速が上がるにつれて吊糸が水平になります。吊り糸がもっと上がると、それは凧の状態です。吊糸が水平の時は吊糸は揚力に寄与しないで、揚力と重力が釣り合います。そこで揚力係数を計算することが出来ます。ここでは面積として管の直径と長さの積を使います。重さを色々変えて、吊られ方が水平になる風速を求めて、揚力係数を計算したのが第3図です。迎角が30度になるまで揚力が増加しています。2次元の翼に比べれば揚力が小さいことが分かります。迎え角が50度のデータはやや怪しいので、点線にしておきました。揚力が分ると抗力も分るわけ



第3図

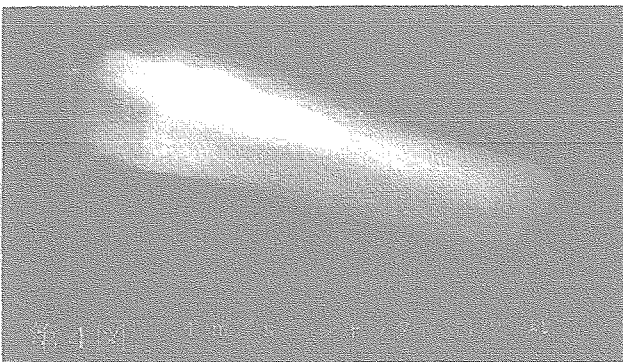
ですが、やってみると誤差が大きくなりますので、今回は省略しました。

轆がもっと重いと、振動が始まります。その代表的な写真が第4図です。シャッターは1/2秒で、それが開いている間に轆が揺れるので、像がぼやけています。それによって揺れの振幅の見当を付けることができます。

これよりももっと重いものはもっと烈しく揺れ、暴れるという表現が適当になります。しかし風速が大きくなると、揺れが段々小さくなります。

轆が揺れるのは風の中に乱れがあるからだと思われていますが、それは正確ではありません。我々の風洞は乱れのかなり少ないものですが、それでも揺れます。その理由を考えてみましょう。

筒轆には3つの揺れモードがあります。



1つは上下方向の揺れです。高さの変動と、迎え角の変動です。飛行機ではピッチングです。

2つめは横方向の揺れです。いわゆるヨウ振動です。

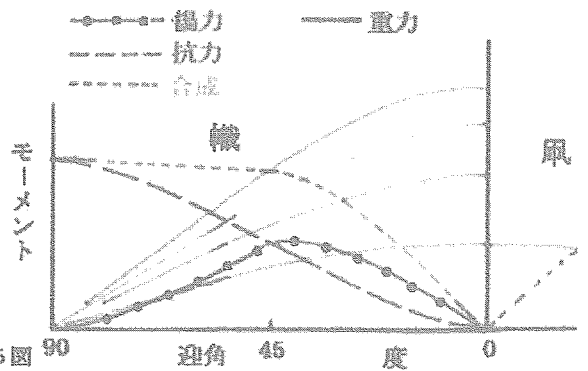
3つめは吊り糸を中心とする、糸の回りのねじれ振動、いわゆるロール振動です。

これらは連成することがあり、位相が適当な関係になると、大規模な振動になります。これらの揺れには再現性が無く、また時にはヒステレシスが認められます。即ち風速を上げていく時と、下げていくときに揺れ方に違いが見られることがあります。

轆が段々と上がっていくのは最初は轆にかかる抗力によっています。揚力を発生するには迎え角が大きすぎるからです。轆が上がって行くにつれて、揚力

の寄与が始まります。このあたりの関係を示したのが第5図です。縦軸は吊糸が轆にとりついた点の回りのモーメントです。重力については4つの場合が示されています。点線で表わされた合成モーメントと重力の交点が実現条件です。重力が小さいときは交点に相当する迎え角は10度くらいの小さい角度ですが、重力が大きいと、この角はどんどん大きくなります。例えば最大の重力の時には相当する迎え角は45度にも達します。これは常識としての失速角を超えています。失速すれば色々な形の振動が励起されることは常識で、轆が烈しく揺れるのも理解できます。飛行機にはこれらの振動を抑えるために尾翼や上半角が準備されていますが、轆にはそんなものはありません。揺れ放題、暴れ放題です。

釣合条件



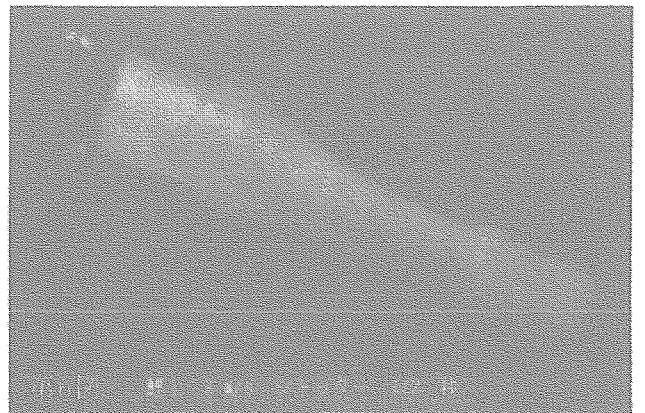
第5図

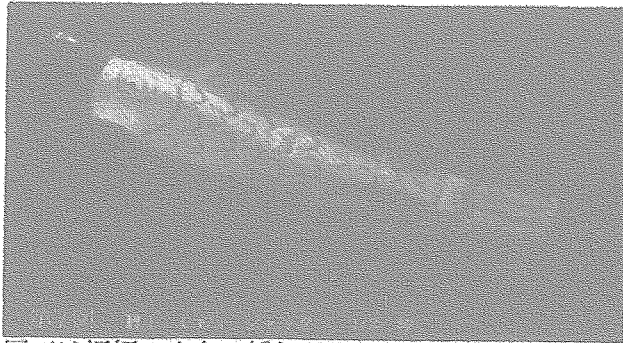
風速が大きくなると必要な迎え角が小さくなり、失速を免れます。振動が止まるのは当然です。また軽ければ迎え角が大きくなる必要がありませんから、揺れないのです。

3. 鯉轆

3つの鯉轆を準備しました。重さを変えてあります。重い筒轆は暴れることが分かっているので、それを鯉でも調べるためです。

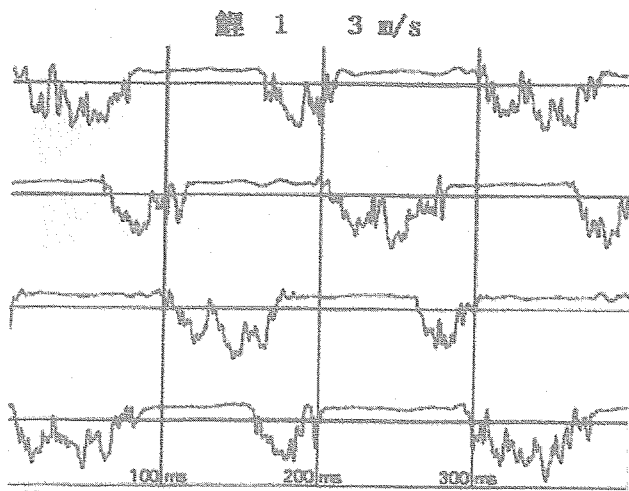
第6図は一番軽い(0.6g)鯉1の長時間露出の写真です。風速は3m/sです。鯉は筒に比べて揺れが烈しいので、すべて2本の糸で吊りました。





図では振幅の小さい揺れが見られます。

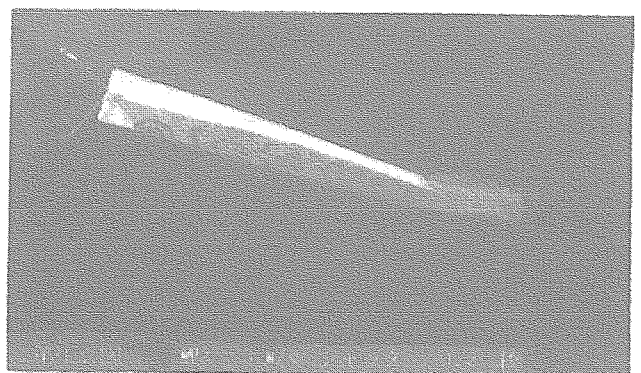
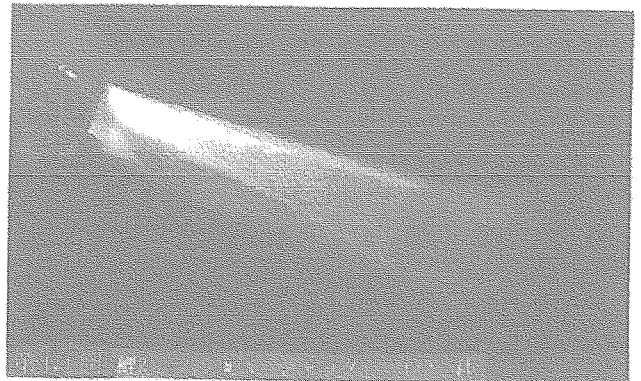
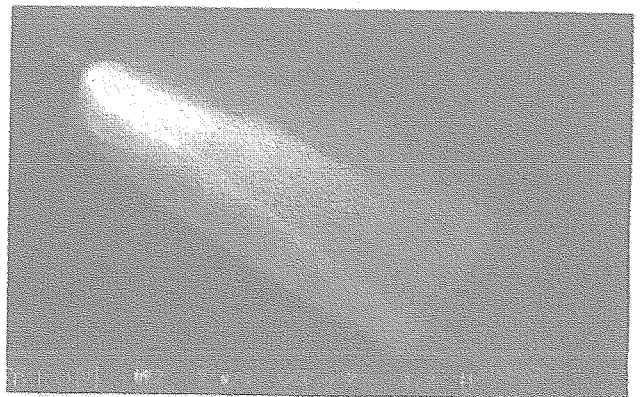
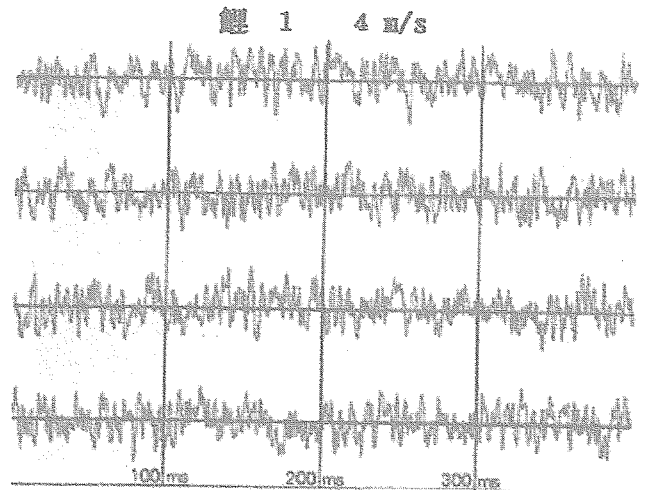
ところが風速が 4 m/s になった第7図では殆ど揺れが見られません。このことを詳しく見ましょう。熱線風速計を使って鯉轆の後流の速度変動の波形を記録しました。風速が 3 m/s のときのものが第8図です。波形が乱流的な部分と、平らな部分から成り立っています。乱流的なのは熱線が轆の後流に入っていることを物語っており、平らな部分は轆



の揺れのために、熱線が後流からそれていることを現しています。揺れの周期はほぼ 150 m sec と読み取れます。FFTでスペクトルを作ってみると、その周期に相当するところに高い山が見られます。

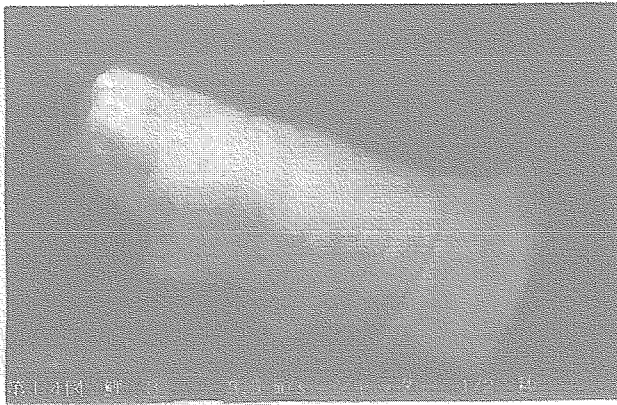
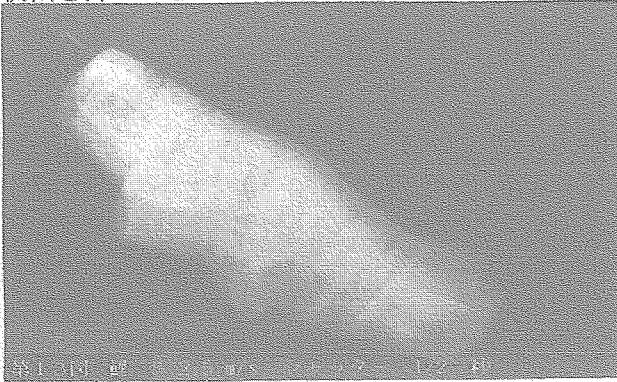
それに反して、風速が 4 m/s の第9図では波形は連続的な乱流波形です。これは揺れが収まって、熱線が常時、後流の中に止まっていることを示しています。この鯉轆は両方の風速の間で失速から逃れたのです。

鯉2は重さが 2.1 g です。風速を変えて写真を撮りました。第10図は風速 2 m/s で、烈しく揺れています。風速 2.5 m/s の第11図でも揺れは収まりませんが、第10図よりは揺れは少なくなっています。風速が 3 m/s まで上がった写真が第12図です。尾の部分を除いては揺れはありません。



鯉3は更に重く、 4.5 g です。第13図を見ると風速 2.5 m/s で烈しく揺れています。風速を上げて 3.5 m/s の第14図ではもっと烈しく暴れています。この暴れは風速 4.5 m/s でもおさ

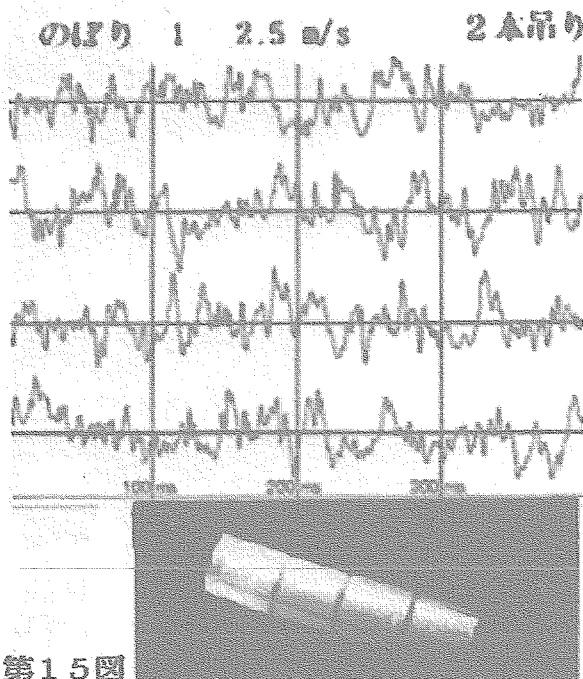
まりません。筒織と同じく、重さが揺れに決定的な役割を持つことが示されました。



4. 吊糸と裾

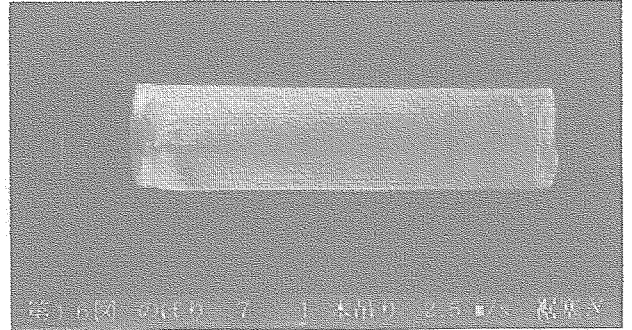
一本の糸で吊ると、動きの自由度が多くて、鯉は落ち着きません。そこで自由度を減らした実験を行いました。

まず2本吊りです。口の上としたから2本の糸を出して、別々に竿に結びます。これによって上下方向の揺れを抑えることが出来ます。第15図は1本

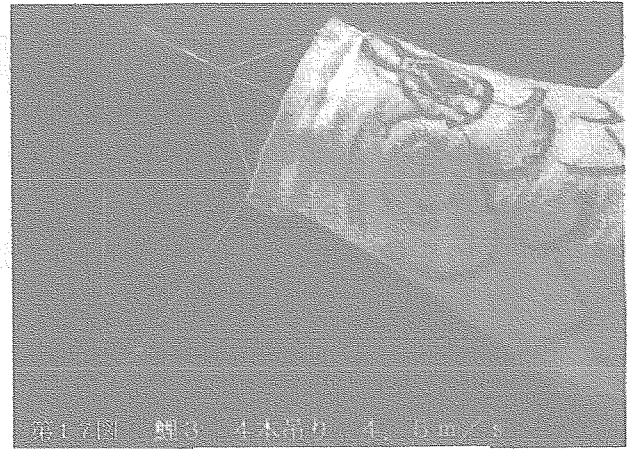


第15図

吊りでは揺れた筒織が見事に静かになったものです。写真でも、変動波形でもそのことがわかります。

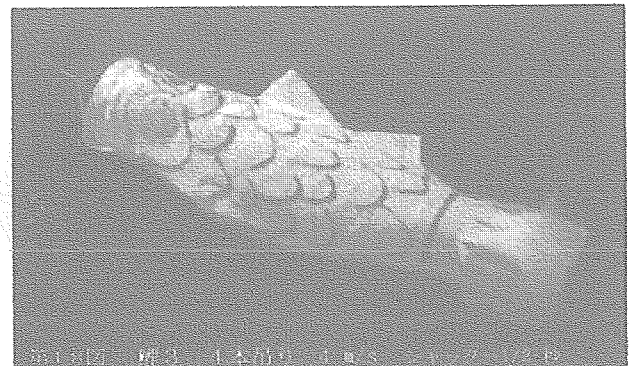


第16図は軽い筒織の裾を詰めて、中の流れが無いようにしたものです。殆ど揺れはなくて、静かに止まっています。



更に同じ筒織の口も閉じて、織の中には全く空気が入らないようにしてみました。その時も大人しく止まっています。

重い鯉3の揺れを止めることが出来るかどうかを試みました。吊り糸を第17図に示したような4本吊りにしました。これで口の部分は殆ど動くことが出来ません。風を吹かした結果が第18図です。揺れは見事に止まっています。実はこの吊り方は市販の鯉織に使われているものです。昔から鯉織職人達は風洞も何も使わないで、このやり方に到達したのです。大したものです。



高レイノルズ数乱流場生成ツールとしてのマルチファン型風洞

佐々浩司（高知大理） 宮城弘守（宮崎大工）

Multi-fan wind tunnel as a tool generating high Reynolds number turbulence fields

K. Sassa

Dept. of Natural Environmental Science, Kochi University

H. Miyagi

Dept. of Applied Physics, Miyazaki University

ABSTRACT

We tried to generate quasi-isotropic homogeneous turbulence fields with high Reynolds numbers in the multi-fan wind tunnel. The fans making flow and counter flow were arranged like a checkered pattern and they were driven by a fluctuating signal transformed from continuous spectra with $-5/3$ slope. The Reynolds number of the resultant turbulence fields ranged from 330 to 560. The turbulence fields realized in the multi-fan wind tunnel are expected to be very useful to study high Reynolds number turbulence, though their uniformity and isotropy were not so good.

Key Words: turbulence, Reynolds number, multi-fan wind tunnel

1. 序論

一様等方性乱流は、エネルギー生成の欠落した不完全な乱流であるが、乱流の本質である非線形性によって形成される普遍的な構造を理解する上で最もシンプルで有用な乱流場でもあり、今もお高レイノルズ数の一様等方性乱流場のデータを得ることは重要である。世界トップ5にランクされる地球シミュレータを用いたDNSでは $R_\lambda \sim 1200$ の一様等方性乱流場を実現している¹⁾が、高精度の解を得るにはまだ格子点が不十分であり、 $R_\lambda > 1000$ となる一様等方性乱流を実現できる風洞に期待がかかる。そのような挑戦の例として最も成功しているのは動的乱流発生装置²⁾であり、すでに米国にて、 $R_\lambda \sim 1200$ の乱流場が実現されている³⁾。しかし、国内で $R_\lambda > 1000$ を実現するような動的乱流発生装置を備えた大型風洞はなく、測定部の大

きい本マルチファン型風洞に期待している。これまでの研究では、正転ファンと逆転ファンを格子状に配置する擬似格子法によって $R_\lambda \sim 500$ の準一様等方乱流場を得た^{4,5)}。ここでは、擬似格子法を基本とし、個々に位相を変えた変動風速を与えることによってさらに高レイノルズ数の一様等方性乱流場の形成を試みた結果について報告する。

2. 実験

マルチファン型風洞を図1に示す。測定部は、断面が縦1.8m横2.5m、長さ15mである。吸い込み口には図2に示すようにACサーボモータを取り付けたファンを縦11列横9列の計99個配列してお

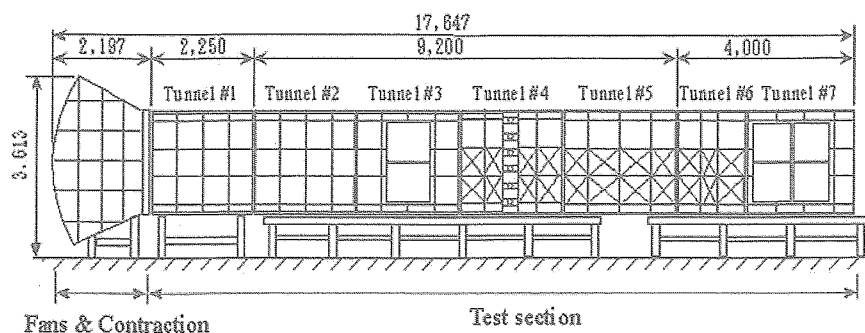


図1 マルチファン型風洞（宮崎大学工学部）

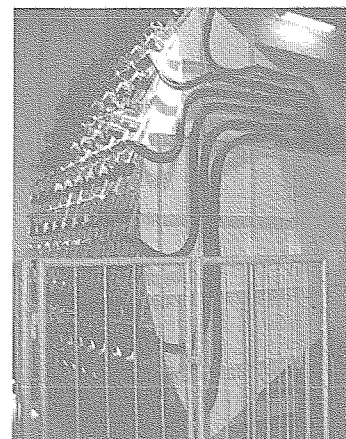


図2 吸い込み口に並ぶファン

表1 ファン設定パターン

U_{gri} (m/s)	市松格子	中市松格子	中市松格子バラ
-5 ± 5	a		
-10 ± 5	b		
-15 ± 5	c	d	e

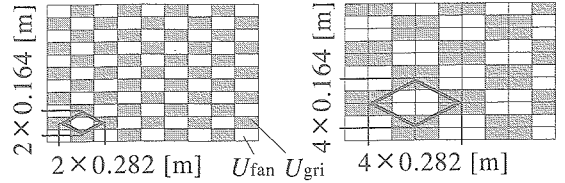
り、各ファンを独立に任意の運転命令で動作させることが可能なため測定部内に様々な流れ場を形成することができる。今回は、擬似格子パターン^{4,5)}のうち、隣り合うファンを逆転させて局所速度勾配を大きくする図3に示すような2種の市松格子パターンを基本とした。各格子パターンは図中に太線で示したような乱流格子を模擬しており、格子が作るひとつの菱形と同じ面積の正方形の一辺をメッシュサイズとすると、市松格子が $M=0.30m$ 、中市松格子が $M=0.61m$ となる。図中の白抜きダクトは吹き出し運転とし、風速を $U_{fan}=15 \pm 5$ m/sに設定した。グレーダクトは吸い込み運転である。図4は擬似格子法⁴⁾における、各風速設定値と測定部において期待される平均風速を示す。例えば、 $U_{fan}=11$ m/s、吸い込み風速 $U_{gri}=-5$ m/sと設定すると、測定部における平均風速は右下がりの線で表されるような $U=5$ m/sとなる。本実験では吸い込み風速の変動幅を ± 5 m/sとし、平均 $U_{gri}=-5, -10, -15$ m/sの3パターンで実験を行った。各ケースをまとめたものを表1に示す。平均風速は $a > b > c, d, e$ となるが、各ダクト間の速度勾配は c, d, e の3ケースが最も大きくなるものと期待できる。

風速変動は0.00305~4Hzまでの周波数帯で図5に示すようなカルマン型のスペクトルから生成した50Hz8192点(163.84秒)の変動波形(図6)を運転命令として、位相を6secずつずらして各ファンに与えることによって作った。ここでケースdは中市松格子を構成する各4つごとのファンの位相は同じに設定したもの、ケースeはすべてのファンの位相をずらしたものを表す。

計測にはKanomaxのX型熱線流速計を用い、 $X=5 \sim 12$ mの各風洞断面中心および、 $X=10$ mにおけるY, Z断面内において流れ方向および鉛直方向の速度変動 u, w を計測し、16bitA/D変換をもつデジタルレコーディングユニットに24kHzサンプルで運転命令の3~4周期分ずつ記録し、解析を行った。

3. 実験結果

図7に $X=10$ mの測定部断面内における平均風速の一様性を示す。ケースaの側壁近傍を除いてはいずれも一様性は良好であり、擬似格子法^{4,5)}に比べて混合がうまく行われていることがわかる。流れ方向については、図8に示すようにケースa, bがほぼ同様であったが、平均風速の小さいケースc, d, eは下流方向にわずかに加速した。マルチファン風洞は測定部組み替えの便宜を考えて測定部断面が一定であるため、境界層の厚い低速の実験では境界層発



(a) 市松格子 $M=S^{0.5}=0.30$ [m] (b) 中市松格子 $M=S^{0.5}=0.61$ [m]

図3 擬似格子パターン

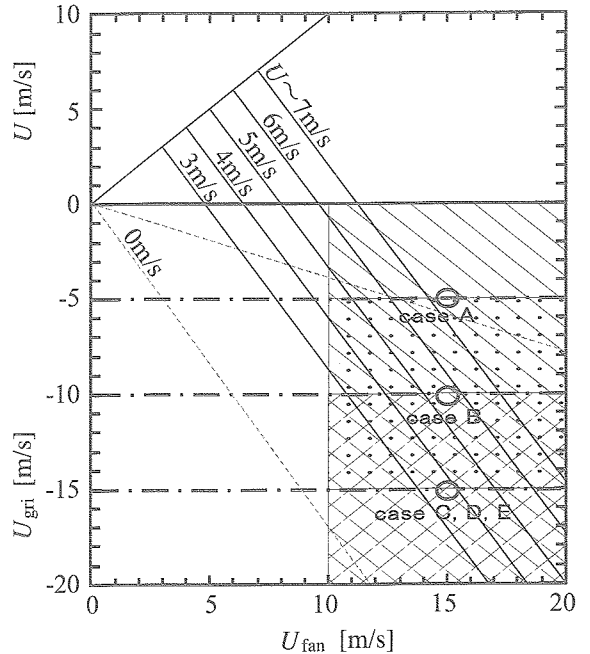


図4 送風機の運転速度と風速の設定

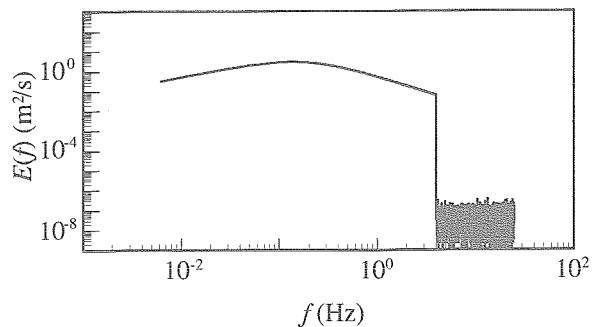


図5 ファン運転信号のスペクトル

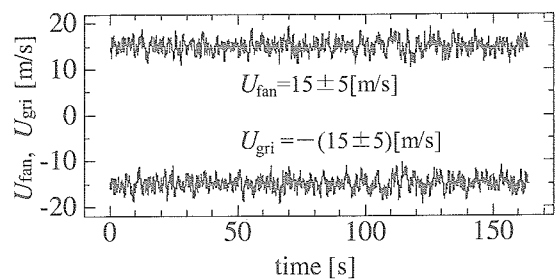


図6 ファン運転信号の波形

達に伴って断面が縮流されたものと思われる。ただし、図7に示したように断面の一様性が大きく崩れるほど境界層の発達とは顕著ではなく、極めて大きな乱流渦が側壁ぎりぎりまで運動量輸送を行っていることが伺える。

乱流変動エネルギーの減衰を図9に示す。一般的に減衰則を考える際は仮想原点を設定するが、本風洞の測定部長は中市松格子などを考えると乱流場が平衡状態に達するのに十分な長さではないため、縮流ダクト出口を原点としたまま整理している。中市松格子を用いたケース a, b, c はほぼ減衰の勾配が

流れ方向の-1乗であるが、中市松格子を用いた d, e ではやや緩やかな減衰となった。これは先述の縮流効果によって壁面との間にあらたな乱流生成が生じたためではないかと思われる。

主流方向乱流変動成分と鉛直方向乱流変動成分との比の流れ方向変化を図10に示す。いずれも下流に向けて等方化している様子がわかるが、中市松格子を用いたケース d, e では $X=8\text{ m}$ までに等方化が終了し、最下流まで $u'/w' = 1.3$ 程度が維持されている。これは、本方式における乱流生成法によって達成し得る等方度の限界を示しているように

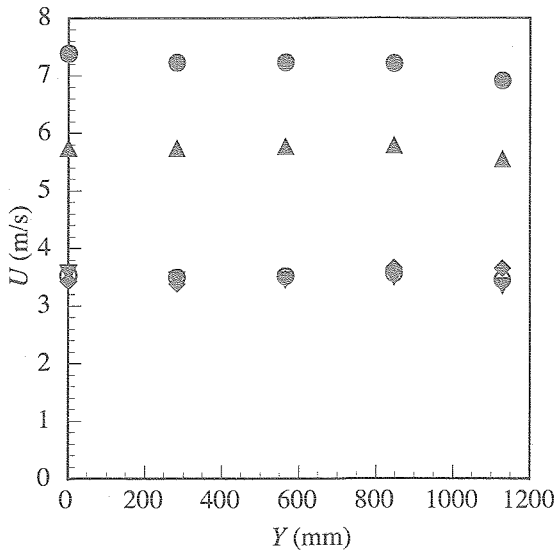


図7 平均風速の一様性($X=10\text{ m}$)
●: a, ▲: b, ◆: c, ▼: d, ○: e

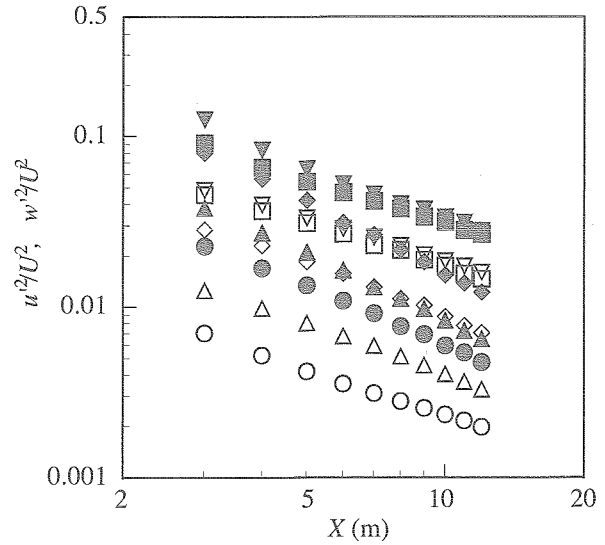


図9 乱流エネルギーの減衰

●: a u' , ▲: b u' , ◆: c u' , ▼: d u' , ■: e u'
○: a w' , △: b w' , ◇: c w' , ▽: d w' , □: e w'

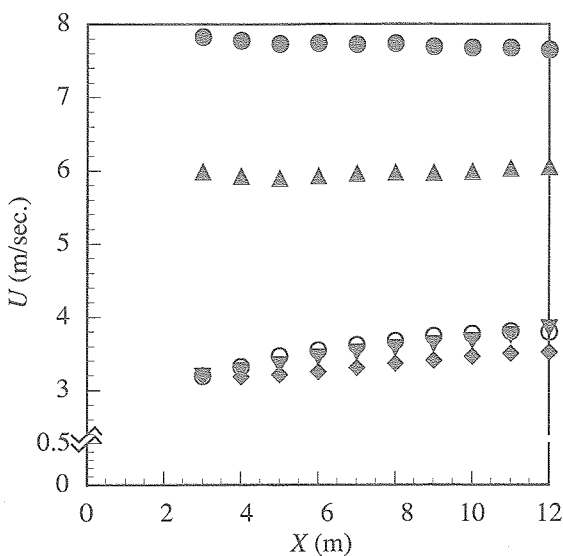


図8 平均流速の流れ法王変化
記号は図7参照。

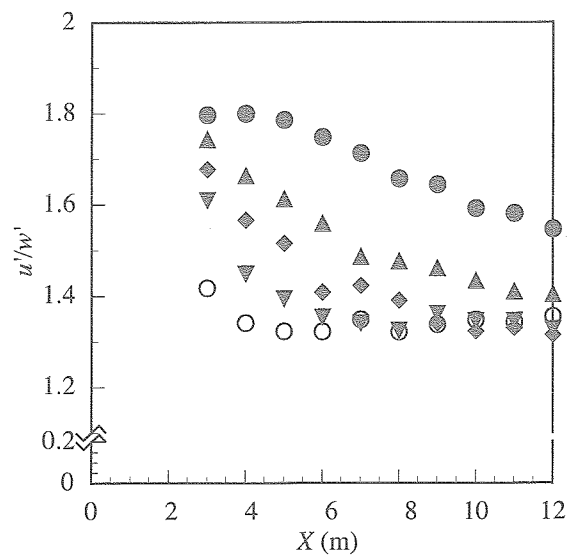


図10 異方性の流れ方向変化
記号は図7参照。

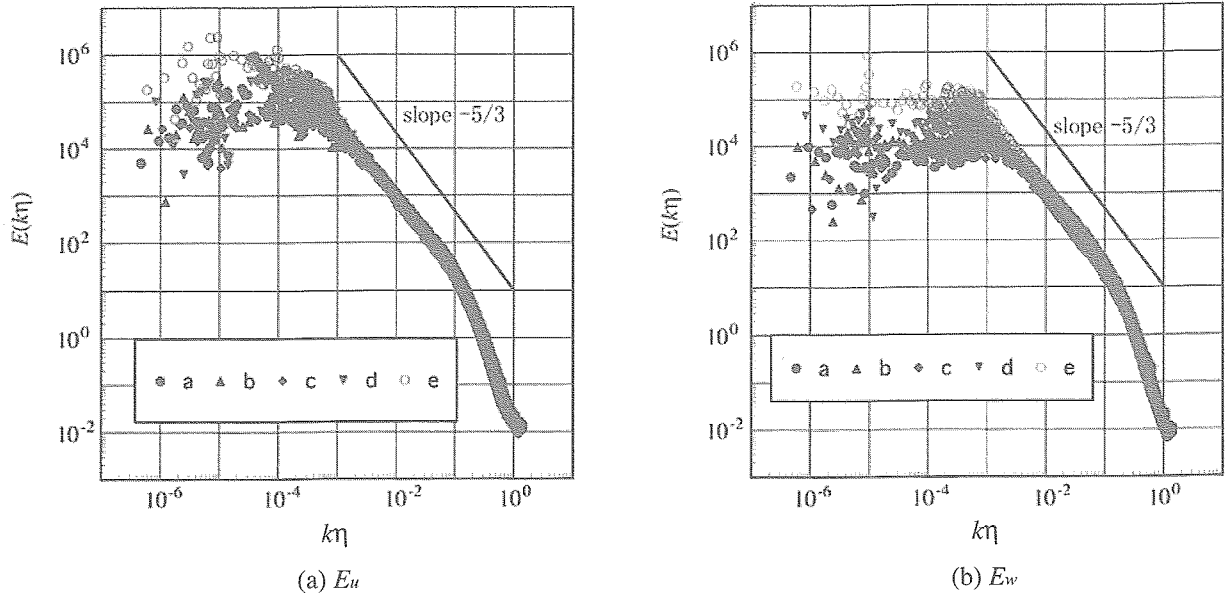


図11 一次元パワースペクトル

表2 乱流場の統計特性 ($X=10\text{ m}$)

case	U (m/s)	u'/U	w'/U	u'/w'	ε (m^2/s^3)	η (mm)	λ (mm)	R_λ
a	7.68	0.077	0.048	1.6	0.179	0.38	0.0164	489
b	5.99	0.092	0.063	1.4	0.165	0.38	0.0165	480
c	3.46	0.124	0.092	1.3	0.152	0.39	0.014	336
d	3.67	0.183	0.136	1.3	0.347	0.32	0.0144	533
e	3.77	0.178	0.133	1.3	0.311	0.32	0.0152	560

思える。これはエネルギーを含む渦の規模が測定部断面に対してかなり大きいためと思われる。

図11に $X=10\text{ m}$ における速度変動の一次元スペクトルを示す。各ケース、 u, w 成分ともに特定のピークはなく、明確な慣性小領域の存在が認められるような発達した乱流場のスペクトルを示した。このうち最も効果的にエネルギーが励起されているのはケースeであり、平均流速よりも横方向の空間スケールを大きくする工夫が乱流場のエネルギーを高めていることがわかる。これは表2の乱流レイノルズ数を見ると明らかである。同じ格子サイズでは平均流速の大きいものほどレイノルズ数は大きくなるが、格子サイズを大きくすると、ほぼ同じ平均流速でもレイノルズ数は200以上大きくなる。ただし、このようなスペクトル分布は乱流場が十分に発達した地点でのものであり、測定部上流では運転命令として与えた低波数のエネルギー成分のみが卓越するような分布となる。これは、マルチファン型風洞の乱流励起の特性である。つまり、運転命令とファンの設定パターンは基本的に比較的大規模な変動成分しか励起することなく、あとは局所速度勾配による混合に期待するという方式である。これに対し、動的乱流発生装置²⁾は、各振動翼が構成する開口比の空間的变化による大規模スケールの励起から、各振動翼間の吹き出し、はく離などによる小規模スケールの励起までが同時励起される点が大きく異なっている。マルチファン型風洞は速く平衡

状態に達するような乱流場の形成に不向きであるが、大気乱流の残存層⁶⁾に見られるようなおだやかな乱流を再現できるなど、特異な乱流場の形成が期待できる。

4. まとめ

マルチファン型風洞により最大 $R_\lambda \sim 560$ の準等方的乱流の実現に成功した。平衡状態となる領域を確保するための測定部延長、中間規模の変動励起のための工夫、運転パターンの改良など今後検討すべき問題は多くあるが、その後に $R_\lambda \sim 1000$ に達する乱流場が実現されるものと期待している。

参考文献

- 1) Kaneda et al. (2003) *Phys. Fluids* 15 L21.
- 2) Makita, H. & Sassa, K. (1991) *Advances in turbulence* 3 497
- 3) Larssen, J.V. & Davenport, W.J. (2002) *AIAA-2002-2861*.
- 4) 宮城弘守、他3名 (2004) 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集 332.
- 5) 宮城弘守、他2名 (2004) 第18回風工学シンポジウム講演論文集 211.
- 6) Stull, R.B. (1988) *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Acad. Pub.

回転2円板間流れのパターン形成

三浦知仁, 水島二郎 (同志社大工)

Pattern formation in flow between two corotating disks

T. Miura and J. Mizushima

Department of Mechanical Engineering, Doshisha University

ABSTRACT

Pattern formation in flow between two corotating disks in an enclosure is investigated numerically and experimentally. The outer cylindrical boundary of the flow field is assumed to be fixed, whereas the inner cylinder rotates together with the two disks. The flow is not only symmetric with respect to the inter-disk midplane but also axisymmetric around the axis of rotation at small Reynolds numbers. The axisymmetry of the flow field is broken due to instability at high Reynolds numbers. Such an instability occurs for small gap ratios, the ratio of the gap between two disks to the radius of the annulus, and yields a polygonal flow pattern in a plane normal to the rotation axis. We identified two kinds of three dimensional unsteady flow by numerical simulations, one of which is asymmetric with respect to the inter-disk midplane and the other has a shift-and-reflect symmetry with the midplane, and compared them with those obtained by experiment. We found that the critical Reynolds number at which the axisymmetric makes a transition to unsteady 3D flow is smaller than those evaluated in previous papers, although the flow patterns are consistent with those reported in them.

Key Words: corotating disks, Couette flow, polygonal pattern

1. はじめに

内円筒とともに一定角速度で回転する2枚の平行な円板と静止外周壁に囲まれた流体の運動は、テイラー・クエット流の有限長さをもつ場合に対応している。テイラー・クエット流はさまざまな流体機械、化学反応容器などに現れる流れである。2円板間隔が円板半径に対して非常に小さい場合はコンピュータのハードディスク内部流れのモデルとしても考えられる。流れ場の非定常な変化が装置や反応速度に与える影響は大きく、工学の分野においてもこの種の流れを解明することは非常に有用である。

ハードディスク内部流れのモデルとして研究されている例は比較的多く、Lennemann¹⁾は2円板の間隔がせまい場合について可視化実験を行った。その結果、回転軸方向から流れ場を観察したとき、回転軸付近にコアと呼ばれる多角形状のパターンを有する領域が現れることを発見した。また、このコア領域は回転軸の角速度の約80%で回転しているということも報告している。Abrahamson, Eaton and Koga²⁾は、2円板の間隔が非常にせまい場合について流れ場の様子を可視化実験により調べた。Lennemann¹⁾の結果と同様に回転軸付近に多角パターンを確認しているが、さ

らに、2円板の間隔によっては非定常に流れパターンが変化するパラメータ領域が存在することを示した。

外周壁が少し異なった形状の場合については、類似した系について流れ場のパターン形成について詳しく考察を行ったのが舟木、滝澤、平田、矢野³⁾である。彼らは楕円形、3角形、4角形、5角形、6角形、および円形の6種類のコア領域が発生することを確認し、各パターンが発生する条件を調べた。また、コア領域の位相速度についても詳しく調べた。

数値的に解の分岐や流れ場の構造について調べられた例もある。Herrero, Giralt and Humphrey⁴⁾は2円板間隔がせまい場合から比較的広い場合について数値シミュレーションを行い、軸対称流れから非軸対称流れへの遷移について調べた。円板の回転速度が非常に小さい場合、流れ場には回転軸対称性があり、鉛直断面内では2円板間の中心面に対して対称な一対の渦が観察できる。円板の回転速度が大きくなると軸対称性が破れるが、Herrero *et al.*⁴⁾は軸対称性が破れる過程について、鉛直断面内の上下対称性が完全に破れた非定常流に遷移する場合と水平断面内に現れる多角パターンを回転周期の半分で鉛直断面内の上下の流れパターンを入れかえるような非定常流に遷移する場合があると述べている。彼らは前者を symmetry-breaking

型, 後者を shift-and-reflect symmetry 型と呼んでいる。Randriamampianina *et al.*⁵⁾ は 2 円板間隔が大きい場合について, 軸対称流れ場でピッチフォーク分岐とホップ分岐が生じることを数値シミュレーションによって示した。また, 2 円板間隔のある値においてピッチフォーク分岐とホップ分岐の現れる順序が入れ替わることも示した。さらに, 3 次元数値シミュレーションを行った結果, Herrero *et al.*⁴⁾ と同様に symmetry-breaking 型と shift-and-reflect symmetry 型の 3 次元非定常流れ場を確認しているが, 定量的な面で Herrero *et al.*⁴⁾ と相違がある。

これまでの研究において軸対称性の破れに関していくつかの研究は行われているが, その詳細な遷移過程は明らかになっていない。本研究では 2 円板間隔と内外円筒間の距離の比であるアスペクト比およびレイノルズ数を無次元パラメータとし, 2 円板間隔が比較的広い場合について実験と数値計算の両面から流れ場の構造および遷移を明らかにすることを目的とする。

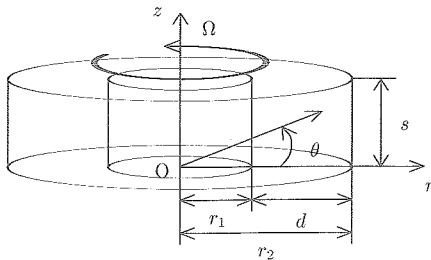


図 1: 座標系。

1 定式化

内円筒とともに一定角速度で回転する 2 枚の平行な円板と静止外周壁に囲まれた非圧縮粘性流体の運動を考える。座標系は図 1 に示すように内円筒外周部と一方の円板との交点を原点 O とし, 半径方向に r , 周方向に θ , 鉛直方向に z 軸をとるような円筒座標を考える。代表的な長さスケールを内円筒半径 r_1 と静止外周壁半径 r_2 の差 $r_2 - r_1 \equiv d$, 代表的な速度スケールを円板の最大速度である $r_2\Omega$ として, 無次元化を

$$r = \frac{r^* - r_1}{d}, \quad z = \frac{z^*}{d}, \quad \mathbf{u} = \frac{1}{r_2\Omega} (u^*, v^*, w^*),$$

$$p = \frac{p^*}{\rho r_2^2 \Omega^2}, \quad t = t^* \frac{r_2 \Omega}{d}, \quad Re = \frac{r_2 \Omega d}{\nu}, \quad \eta = \frac{r_1}{r_2} \quad (1)$$

のように行う。ただし $*$ は有次元量であることを示している。この結果, 次の無次元形の連続の式とナビエ・ストークス方程式が得られる。

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial(\xi u)}{\partial r} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{\xi} \frac{\partial u}{\partial \theta} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{\xi} = -\frac{\partial p}{\partial r}$$

$$+ \frac{1}{Re} (\nabla^2 u - \frac{u}{\xi^2} - \frac{2}{\xi^2} \frac{\partial v}{\partial \theta}) + 2(1 - \eta)v + \xi(1 - \eta)^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{\xi} \frac{\partial v}{\partial \theta} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{uv}{\xi}$$

$$= -\frac{1}{\xi} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{Re} (\nabla^2 v - \frac{v}{\xi^2} - \frac{2}{\xi^2} \frac{\partial u}{\partial \theta}) - 2(1 - \eta)u, \quad (4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{\xi} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{Re} \nabla^2 w \quad (5)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (6)$$

ここで,

$$\xi = r + \frac{r_1}{d}$$

とおいた。本研究における無次元パラメータは,

レイノルズ数

$$Re = \frac{r_2 \Omega d}{\nu},$$

半径比

$$\eta = \frac{r_1}{r_2}$$

および, 2 円板間の距離 s と内外円筒の半径差 $r_2 - r_1 \equiv d$ の比で定義される

アスペクト比

$$\Gamma = \frac{s}{d}$$

である。

2 数値計算法

基礎方程式に対して有限差分法を用い, SOLA 法 (SOlution ALgorithm method) に従って離散化を行った。計算格子については等間隔スタガード格子を採用した。差分スキームについては, 対流項に 3 次精度である Leonard の UTOPIA (Uniformly Third -Order Polynomial Interpolation Algorithm) スキーム, 拡散項には 4 次精度中心差分, 圧力方程式には 2 次精度中心差分を用いた。ただし, 境界より 1 グリッド内側の領域については対流項と拡散項に対して 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には 2 次精度アダムス・バッシュフォース法を用いた。離散化することにより得られる各速度成分および圧力に関する差分方程式を, 内円筒および 2 円板上で

$$u = v = w = 0, \quad (7)$$

静止外周壁上で

$$u = w = 0, \quad v = -1, \quad (8)$$

という境界条件のもとで解いた。また, 周方向には周期境界条件を課して計算を行った。

3 可視化実験

回転2円板間のパターン形成を調べるために、鉛直断面内および水平断面内の流れ場の可視化実験を行った。実験装置の概略図を図2に示す。回転円板4と内円筒5および外円筒6はアクリル製であり、半径はそれぞれ98 mm, 50 mm, 100 mmである。回転軸3はアルミニウム製である。作動流体には空気(20℃)および水(15℃)、トレーサーには線香の煙およびアルミニウム粉末を用いる。実験方法は流体層に作動流体

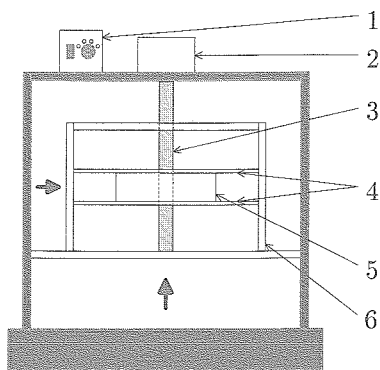


図2: 実験装置概略図。1 回転数制御装置, 2 モーター, 3 回転軸, 4 回転円板, 5 内円筒, 6 静止外円筒。

を満たした後、回転数制御装置1でモーター2の回転数を調節する。本実験では、モーターの回転数を調節することでレイノルズ数を $5.0 \times 10^2 \lesssim Re \lesssim 1.5 \times 10^5$ の範囲で変えることができる。鉛直断面内の流れ場を可視化する場合は、流体層に対して垂直にスリット光を照射し、紙面に対して垂直な方向からデジタルビデオカメラで撮影する。水平断面内の流れ場を可視化する場合は、流体層に対して水平にスリット光を照射し、鉛直下方からデジタルビデオカメラで撮影する。

4 結果および考察

4.1 軸対称流れ場

流れ場に軸対称性を仮定して、数値計算および可視化実験を行い、流れパターンの遷移について調べた。図3に代表的なアスペクト比 $\Gamma = 0.6$ の子午面内流れパターンを示す。図3に見られるようにレイノルズ数 Re が小さいときは z 軸中心面に対して上下対称でかつ定常な一対の渦構造が見られる。この渦構造は上部の渦は時計回りに回転し、下部の渦の回転方向は逆となっている。 Re が増加すると一対の渦構造は上下非対称になることがわかる。また数値計算と可視化実験の結果は比較的良好に一致しているが、可視化実験においては時間的に上下の流れパターンを入れかえるような非定常流が見られるような場合もあった。

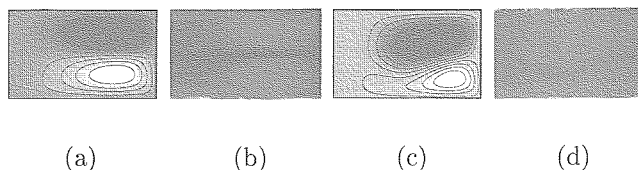


図3: 子午面内流れパターン。 $\Gamma = 0.6$ 。(a) $Re = 800$, 流線(数値計算), (b) $Re = 800$, 可視化写真, (c) $Re = 1200$, 流線(数値計算), (d) $Re = 1200$, 可視化写真。

4.2 非軸対称流れ場

これまで述べたように、静止容器中の回転2円板間流れでは回転数が大きくなると軸対称性が破れ、水平断面内で多角形パターンが出現することが過去の研究で明らかになっている。本研究ではアスペクト比 $\Gamma = 0.2$ および $\Gamma = 0.3$ について水平断面内流れ場の可視化実験、 $\Gamma = 0.2$ および $\Gamma = 0.6$ について3次元数値シミュレーションを行った。数値シミュレーションの解像度は *Herrero et al.*⁴⁾ に従い $\Gamma = 0.2$ の場合は $80 \times 80 \times 40$, $\Gamma = 0.6$ の場合は $80 \times 80 \times 60$ とした。図4および図5に数値計算によって得られた z 軸中心断面の流れ場を示す。図中では各物理量の値が大きい部分が暖色、小さい部分が寒色で示されている。図4(a)–4(d)を見るとアスペクト比 $\Gamma = 0.6$, レイノルズ数 $Re = 1000$ では半径方向速度 u および周方向速度 v の周方向波数が鉛直方向速度 w の周方向波数の2倍になるような流れとなっている。図4(e)–4(h)は $\Gamma = 0.6$, $Re = 3000$ の場合であるが、 u, v, w の周方向波数は全て等しくなっている。 $\Gamma = 0.6$, $Re = 1000$ の場合は、水平断面内の流れパターンの回転周期の半分で子午面内の1対の渦の上下配置が入れかわる。それに対し $\Gamma = 0.6$, $Re = 3000$ の場合は、子午面内の対称性は常に破れた状態であった。このことから、 $\Gamma = 0.6$, $Re = 1000$ では *Herrero et al.*⁴⁾ が述べているような shift-and-reflect symmetry 型の流れ場、 $\Gamma = 0.6$, $Re = 3000$ では symmetry-breaking 型の流れ場となっていることがわかる。また、この結果から $\Gamma = 0.6$ では $Re = 1000$ 程度で軸対称性が破れていることがわかり、前節で述べたような可視化実験で見られた非定常流は流れ場の3次元性によるものであると考えられる。図5に示すように $\Gamma = 0.2$ でも2つの異なるタイプの流れ場が存在する。図5(a)–5(d)は shift-and-reflect symmetry 型であるが、この場合は静止外周壁付近に多数の渦構造が存在する。図5(e)–5(h)は symmetry-breaking 型であり、明確に多角形パターンが確認できる。図6は可視化実験による水平断面内の様子である。図6(a)および6(b)は $\Gamma = 0.2$ について、それぞれ $Re = 5000$, $Re = 9000$ の場合を示している。これらの場合は静止外周壁付近に多数の渦構造が確認できることから図5(a)–5(d)で示した流れ場と同種のものであると考えられる。図6(c)は $\Gamma = 0.3$, $Re = 5000$ の場合であり、多角形パターン

の各辺に隣接して大規模な渦構造が存在していることから図5(e)–5(h)と同種の流れ場であると考えられる。このように可視化実験によっても2種類の非軸対称流れ場を確認した。

Herrero *et al.*⁴⁾ は $\Gamma = 0.2$ で軸対称性が破れる臨界レイノルズ数 Re_c を $Re_c \sim 12000$, Randriamampianina *et al.*⁵⁾ は $\Gamma = 0.6$ で $Re_c \sim 1700$ としている。しかし、本研究では $\Gamma = 0.2, 0.6$ において彼らが示した Re_c より低い Re 領域で非軸対称な流れ場を可視化実験と数値計算の両面で確認している。

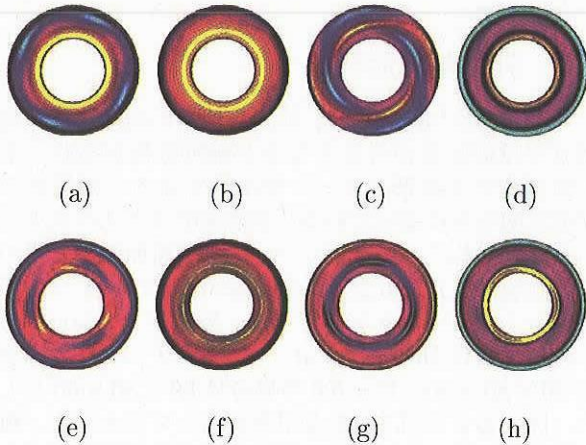


図4: 水平断面内流れパターン. $\Gamma = 0.6$. $z = 0.5\Gamma$. (a) $Re = 1000$, 半径方向速度 u , (b) $Re = 1000$, 周方向速度 v , (c) $Re = 1000$, 鉛直方向速度 w , (d) $Re = 1000$, 渦度 ω_z . (e) $Re = 3000$, 半径方向速度 u , (f) $Re = 3000$, 周方向速度 v , (g) $Re = 3000$, 鉛直方向速度 w , (h) $Re = 3000$, 渦度 ω_z .

5 結言

回転2円板間のパターン遷移について可視化実験および数値シミュレーションを行った結果、2種類の非軸対称な流れ場を確認した。本結果は過去の文献と定性的に一致するが、定量的な面で相違がある。今後は解の分岐構造を調べることにより、流れ場の軸対称性が破れる過程を明らかにしていく。

謝辞

可視化実験に協力して頂いた樽林亮氏、松尾智之氏および貴重な助言を与えてくださった横山直人氏に感謝の意を表します。

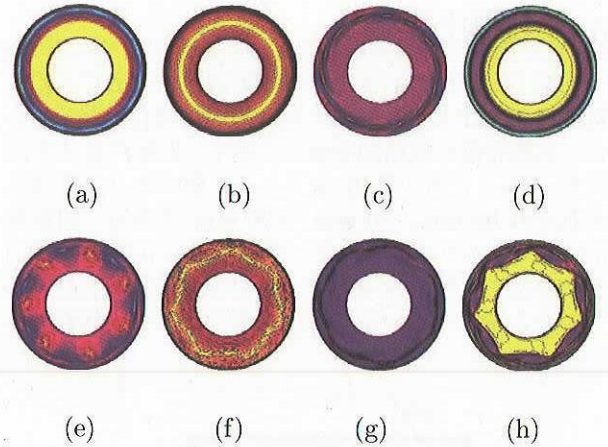


図5: 水平断面内流れパターン. $\Gamma = 0.2$. $z = 0.5\Gamma$. (a) $Re = 5000$, 半径方向速度 u , (b) $Re = 5000$, 周方向速度 v , (c) $Re = 5000$, 鉛直方向速度 w , (d) $Re = 5000$, 渦度 ω_z . (e) $Re = 12000$, 半径方向速度 u , (f) $Re = 12000$, 周方向速度 v , (g) $Re = 12000$, 鉛直方向速度 w , (h) $Re = 12000$, 渦度 ω_z .

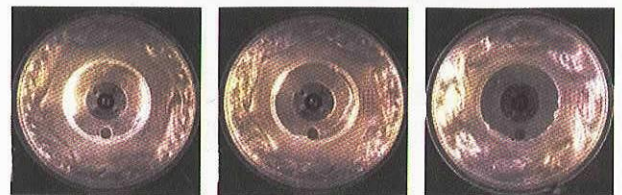


図6: 水平断面内流れパターン. 可視化写真. $z = 0.5\Gamma$. (a) $\Gamma = 0.2$, $Re = 5000$, (b) $\Gamma = 0.2$, $Re = 9000$, (c) $\Gamma = 0.3$, $Re = 5000$.

参考文献

- 1) E. Lennemann, *IBM J. Res. Develop.*, Vol. 18, pp. 480-488 (1974).
- 2) S. D. Abrahamson, J. K. Eaton, and D. J. Koga, *Phys. Fluids. A*, Vol. 1, pp. 241-251 (1989).
- 3) 舟木 治郎, 滝澤 敬次, 平田 勝哉, 矢野 秀雄, 日本機械学会論文集 B61, 2924-2929 (1995).
- 4) J. Herrero, and F. Giralt, *Phys. Fluids*, Vol. 11, pp. 88-96 (1999).
- 5) A. Randriamampianina, R. Schiestel, and J. Wilson, *J. Fluid Mech.*, Vol. 434, pp. 39-64 (2001).

平面チャネル流の線形安定性に対する二次元壁面粗さの影響

浅井雅人（都科技大），J.M.フローリアン（西オンタリオ大），前田友規（都科技大），

Influence of 2D surface roughness on the linear instability of plane channel flow

M. Asai*, J.M. Floryan** and Y. Maeda*

*Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan Institute of Technology

**Dept. of Mechanical and Materials Eng., The Univ. Western Ontario

ABSTRACT

Experiments on the linear instability of flow in a wavy-wall channel are carried out to examine the effects of 2D distributed surface roughness on the stability of wall-bounded shear flows. One of the channel walls is modified by introduction of the wavy wall model with the amplitude of 4% of the channel half height and the wave number of 1.02. The experiment is focused on the two-dimensional travelling wave instability. The results are compared with the theory proposed by Floryan. It is shown that the flow is destabilized by the wall corrugation at subcritical Reynolds numbers below 5772, as predicted by the theory. For the present corrugation geometry, the critical Reynolds number is decreased down to about 4000. The spatial growth rates, the disturbance wave numbers and the distribution of disturbance amplitude measured over such wavy wall also agree well with the theoretical results.

Key Words: Channel flow, Flow instability, Surface roughness, Critical Reynolds number

1. 序論

乱れの弱い気流中における境界層の乱流遷移が線形安定性理論に従う攪乱の増幅に支配されることは周知であり，工学的な遷移予測も主に線形安定性解析に基づき行なわれてきた．しかしながら，現実に境界層遷移の正確な予測や制御を考えると，常に問題となるのは外乱の存在である．外乱には，気流乱れや音などが挙げられるが，さらに重要な外乱として，壁面の粗度がある．孤立的な粗度の場合，気流中の音や乱れと干渉してT-S波動を生み出す原因となり，後退翼のよう横流れを伴うとそれ自身横流れ渦の種となる．一方，壁面全体に分布するいわゆる分布表面粗さの場合には，壁近傍の流れの様子も変化させるので，たとえ微小な表面粗さであっても流れの安定特性そのものに影響を及ぼすことが考え

られる．本研究では，この分布粗さが流れの安定性に及ぼす影響を実験的に調べている．

実験では，分布粗さの最も単純なモデルとして，壁が二次元的に正弦波状に波打っている場合を採用した．実験結果はFloryan¹⁾による理論予測と比較される．

2. 実験装置及び方法

実験は高さ15 mm，幅400 mm，長さ6000 mmの長方形断面のチャネル風洞で行われた．断面のアスペクト比は26.7である．レイノルズ数 R を定義する代表長さ h は流路の1/2高さの7.5 mmである．図1は，測定部の概略である．チャネル下流端より786 mmと，806 mmに人工的に微小振幅攪乱（正弦波）を導入するスリット（幅3 mm，スパン長300 mm）がある．ただし，スリットは直径0.3 mmの孔が0.6 mmピッチで千鳥上に開けられた薄板で覆われている．スリットは，それぞれ別のスピーカにつながっており，流量変動を生じないように逆位相の攪乱を導入してT-S波動を励起している．波状壁は，波長46.2 mm（無次元波数 $\alpha_w = 1.02$ ），振幅0.3 mm（無次元振幅 $A_w = 0.04$ ）であり，チャネル上面に攪乱源の260 mm下流から9波長に渡って存在する．この測定部のチャネル上壁は滑面板に取り替えることができる．下壁はすべて滑面である．

座標系は，流れ方向に x （下流側の攪乱導入用ス

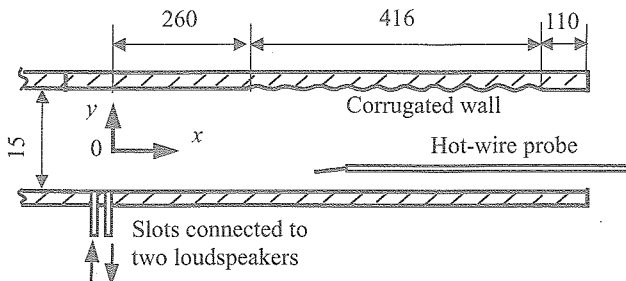


図1. 測定部の概略（単位 mm）.

リットを原点), 壁に垂直上向きに y , スパン方向に z である. 座標はすべてチャンネル半分高さ h で無次元化される. 時間平均速度 U および変動 u の測定は定温度型熱線風速計でなされた. 熱線プローブはチャンネル下流端から挿入した.

乱れ強さは 0.1% 以下であり, 線形安定の臨界レイノルズ数 5772²⁾ 以上の約 6500 まで層流の平面ポアズイユ流を実現することができる. また, 中心流速 U_c のスパン方向変化は, $R=6000$ の場合でも最大 2% (peak-to-peak 値) 程度であり ($-14 < z/h < 5$ の範囲では特に二次元性良好), 速度分布はポアズイユ流の放物線分布にほとんど完全に一致している³⁾.

3. 実験結果

まず, 滑面壁のポアズイユ流の安定性^{4,5)}について詳しく調べ, 固有関数, 増幅率や分散関係, 臨界レイノルズ数が線形安定性理論の予測にほとんど一致することを確認した.

次に, 測定部の上壁を正弦波状の壁面に取り替えた. 図 2 は, チャンネル上半面 (波状壁側) の速度の x 方向分布を示している. レイノルズ数は $R=5000$ である. 図のように, 波状壁の影響は壁の極近傍のみであるが, 重要なのは, 約半波長にわたって弱い変曲点型速度分布が現れることである. 図 3 は, この流れ ($R=5000$) に微小振幅攪乱を導入したときの攪乱の増幅・減衰を示している. ただし, ω は無次元角周波数であり, 攪乱の強さ u'_m/U_c はすべて 0.6% 以下で, 二次不安定 (三次元化) が生じないレベルである. $x/h > 34.7$ から波状壁に入る. 亜臨界レイノルズ数のため滑面の部分ではどの周波数においても減衰しているが, 波状壁の部分に入ると少し下流位置から $\omega=0.27, 0.30, 0.33$ の攪乱は増幅に転じる. 過渡応答領域が 4 波長領域程度続いた後ほぼ一定の増幅率 (或いは減衰率) を示し, それらは波状壁チャンネル流の線形増幅率と考えることができる. さらに低い $R=4000$ でも同様の測定を行った結果, やはり波状壁の 4 波長程度下流から一定増幅率を持って消長する. 図 4 は, $R=5000$ と $R=4000$ における攪乱の増幅率を Floryan の理論結果と比較している. 理論解は次の形をとり, $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ が複素波数を表す.

$$u(x, y, t) = e^{i(\alpha x - \omega t)} \sum_{m=-\infty}^{m+\infty} u^{(m)}(y) e^{-m\alpha_w x} + CC$$

いずれのレイノルズ数の場合も理論結果との一致は極めてよく, $R=4000$ でほぼ中立安定となることも理論予測とよく一致する. また, 攪乱の固有関数も実験と理論で良い一致を示すことも追記する.

4. 結論

二次元チャンネル流の線形安定性に及ぼす正弦波状壁面粗さの影響を実験的に調べ, 波状壁上の攪乱 (T-S 波動) の増幅特性は Floryan による理論計算

と非常に良く一致することが示された.

引用文献

- 1) Floryan, J.M., ESFD-2003 (2004).
- 2) Orszag, S. J., Fluid Mech. 50 (1971) 689-704.
- 3) Asai, M. and Floryan, J.M., Phys. Fluids 16 (2004) 1160-1163.
- 4) Nishioka, M. et al, J. Fluid Mech. 72 (1975) 731-751.
- 5) Itoh, N., Trans. Jpn. Soc. Aero. Space Sci. 17 (1974) 65-75

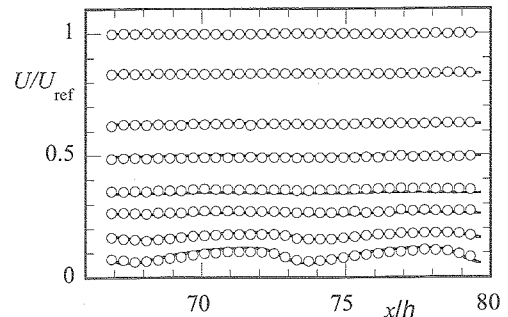


図 2. 波状壁上の基本流の速度分布 ($R=5000$). 分布は上から, $y/h=0, 0.4, 0.6, 0.7, 0.8, 0.85, 0.9, 0.94$. \circ ; 実験, 実線; 理論計算.

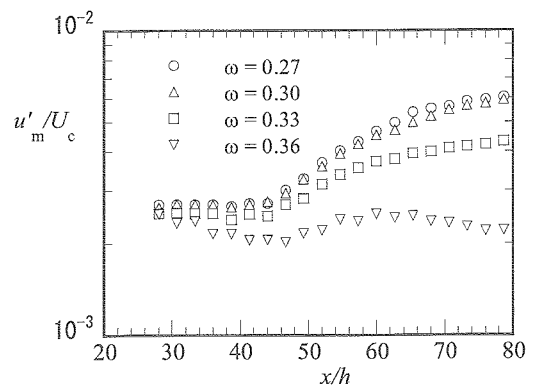


図 3. 攪乱の発達. $R=5000$.

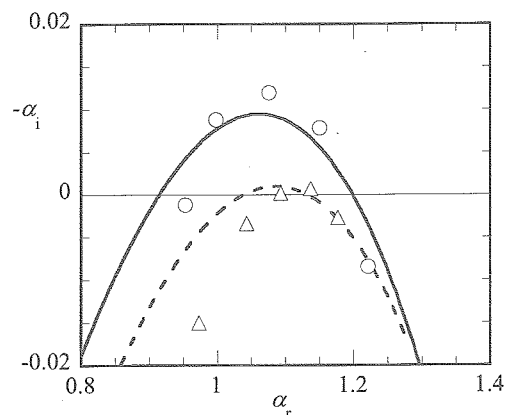


図 4. 空間増幅率 ($-\alpha_i$) と波数 (α_r) の関係. $\alpha_w=1.02, A_w=0.04$. 実験; \circ $R=5000, \triangle$ $R=4000$. 理論; 実線 $R=5000$, 破線 $R=4000$.

境界層遷移に対する外乱の影響

徳川直子, 高木正平, 上田良稲(宇宙航空研究開発機構)

Influence of the External Disturbances on Boundary-Layer Transition

Naoko TOKUGAWA, Shohei TAKAGI, Yoshine UEDA
Japan Aerospace Exploration Agency

A series of experimental investigations have been carried out to examine the influence of free-stream turbulence and acoustic noise on laminar-to-turbulent transition in rectangular wing flow. The quantitative examination deduces an empirical relation between the total growth rate N for the transition prediction obtained from the e^N method and both residual vortical and non-vortical fluctuations. Also, we propose a modified relation, which takes account for both external fluctuations with effective contribution to transition.

Key Words: Transition prediction, e^N -method, Free-stream turbulence, Acoustic noise

1 序論

境界層の遷移位置は、残留乱れおよび騒音の大きさに依存して変化することが知られている。遷移位置の予測に、外乱の影響を定量的に反映させる試みとして、 e^N 法において予測指標である攪乱の空間増幅率 N 値と外乱の関係を定式化する試みが行われている¹⁾。著者らは、残留乱れと騒音の両者の影響を同時に評価されていないことに着目し、迎角および後退角を持たない二次元の NACA0015 翼境界層の遷移に対する式を提案した²⁾が、この関係式が他の翼型に対しても適用できるのかは不明である。一方、通常外乱の大きさは広い周波数帯域にわたるオーバーオール値で評価されるが、遷移を促進させる効果は周波数に依存すると推測される。予測精度を向上させるには、周波数に依存した遷移促進効果を反映した新たな外乱の実効的なレベルを提案することが有効であると期待される。そこで、本研究の目的は、第一に残留乱れおよび騒音と遷移位置における N 値の関係に対する関係式が他の翼断面をもつ二次元翼に対して適用できるのか調べることである。そして第二には、遷移予測精度を向上させる実効的な外乱レベルを提案することである。これら2つの目的を達成するために、自由流中で変動の特性が異なる3つの風洞においてNACA0012翼上に発達する境界層の遷移過程を計測した。用いた模型は、表面粗さを一定とするため、いずれの風洞でも同一とした。計測手法も、風洞ごとの差異を取り除くために統一した。

2 実験装置および方法

実験は、鉄道総合技術研究所の大型低騒音風洞(RTRI)、宇宙航空研究開発機構の6.5m×5.5m低速風洞(LWT1)および2m×2m低速風洞(LWT2)の3つの風洞において実施し²⁾、模型はC-FRP製の矩形翼型NACA0012(翼弦長 $C=1$ m, 翼幅 $S=1.95$ m)を用いた。遷移位置の検出には、赤外線カメラ、熱線流速計およびプレストン管を用いた。

3 遷移予測計算方法

境界層流についてはポテンシャル流を仮定し、今

井の等角写像法を用いて求めた圧力分布から、Kaups&Cebeciの境界層計算コード³⁾を用いて境界層内の速度分布を計算した。 N 値を算出するにあたり、宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部において開発された e^N コード(LSTAB)⁴⁾を用いた。このコードは圧縮性線形安定論に基づいており、局所平行流の近似を採用している。また攪乱の増幅率は局所的に最大の増幅率を連ねる envelope 法を用いて算出した。4 自然遷移における遷移位置と外乱の関係

3つの風洞で、一樣流速 $Q=15, 20, 25, 30$ m/s において、 $A=0^\circ$, $\alpha=0^\circ$ に設置された場合に3つの計測手法によって決定した。なお計測手法による決定される遷移位置の差は非常に小さいことが既に確認されている⁵⁾。風洞毎の遷移位置を比較したところ、遷移位置が最も上流側となったのはLWT1で、最も下流側なのはRTRIであった。遷移予測コードLSTABを用いて計算された N 値曲線と、実験的に得られた遷移位置から遷移位置における N 値を求め、一樣流中に含まれる残留乱れ Tu および騒音レベル SPL ¹⁵⁾に対して三次元プロットした(図1)。 N が指数関数的に増幅する攪乱の増幅率を示していることから、攪乱の初期攪乱の振幅を決定する残留乱れ Tu の N に対する寄与は対数的であり、音圧の対数である SPL の N に対する寄与は線形的であると考えられる。遷移位置における N に対する残留乱れと騒音の影響を同時に評価するため、 $\ln(Tu)$ および SPL に対する N の変化を示す面を最小二乗近似で求めた。前述の通り、 N の値は $\ln(Tu)$ と SPL の変化に対して線形に応答すると予測されるので、三次元プロットにおいて平面を仮定した。その結果、 N と Tu および SPL の関係が $N=-2.01 \times \ln(Tu)-0.23 \times SPL+20.92$ と表されることがわかった(図1中格子斜面)。得られた関係式は、NACA0015 に対して得られた式 $N=-1.32 \times \ln(Tu)-0.003 \times SPL+6.57$ ²⁾と同じ形式であった。しかし、 Tu と SPL 、それぞれに対する感度は異なることがわかった。その原因として、遷移を支配する不安定機構が異なることや表面粗度が翼模型に依っ

て異なることが挙げられる。NACA0015においては、翼前縁に近い順圧力勾配の領域で粘性型(Tollmien-Schlichting)不安定によって増幅を開始し、下流の逆圧力勾配領域に進むと変曲点型速度分布の影響を受けて急激に成長する。それに対しNACA0012では下流領域における逆圧力勾配が弱く、粘性型不安定による増幅領域が長い。圧力変動の受容過程は、表面粗度に強く依存することが知られており、SPLに対する感度も表面粗度に依存する可能性が高い。しかしそれぞれの表面粗度が不明であるため、その関連性を明確にすることはできなかった。

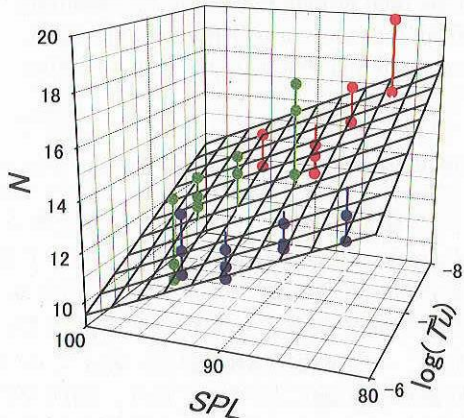


図1：二次元形態におけるN値と外乱の比較

表1 重み付け関数のパラメータ

case	中心周波数 f_0	幅 B	$[\sum\{(N-N_{fit,i})^2\} / \sum\{N^2\}]^{(1/2)}$
計測値	-	-	0.077
1	Q=15m/s:300Hz Q=20m/s:500Hz Q=25m/s:600Hz Q=30m/s:700Hz (流速に対応した基本不安定波の最大増幅周波数)	Q=15m/s: 1.99×10^{-6}	0.044
		Q=20m/s: 5.95×10^{-6}	
		Q=25m/s: 3.84×10^{-6}	
		Q=30m/s: 2.03×10^{-6}	
2		(流速に対応した最小二乗近似関数) case 1の1/2倍	0.032
3		case 1の2倍	0.060
4		1.99×10^{-5} (Q=15m/sに対応)	0.114
5		2.03×10^{-6} (Q=30m/sに対応)	0.112
6			0.083
7	10Hz	3.98×10^{-6}	0.073
8	10kHz		0.076

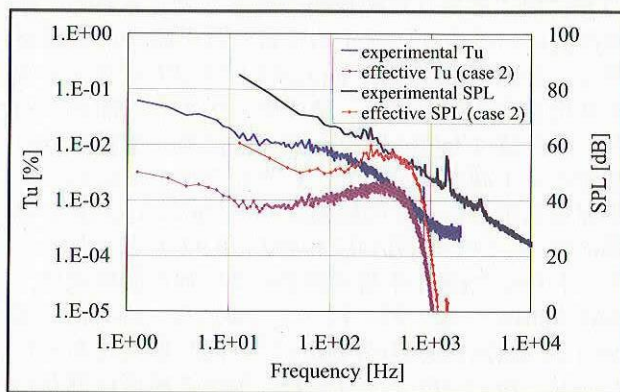


図2：重み付けした外乱のスペクトラム (LWT1 開度 80%; Q=20m/s)

5 実効的な外乱レベルの提案

実効的な外乱レベルを決定するための重み付け関数として、不安定攪乱の空間増幅率に関連した関数が妥当であると推測する。遷移に導く不安定攪乱を励起するには不安定波と同じ周波数の外乱が有効であることが知られているからである。空間増幅率は流れ方向に変化するが、その相対的な周波数依存性はほとんど変わらない。そこで、各流速において、 $X/C=0.4$ における増幅率分布を最大増幅率で規格化し、二次関数で最小二乗近似したものを、重み付けの基本的な関数(case1)とした。重み付け関数の中心周波数 f_0 および重み付け関数の広がり幅 B の2つをパラメータとすると、攪乱の振幅は空間増幅率の N の指数であるから、重み付け関数は、 $W(f) = \exp[-B \times (f - f_0)^2 + 1] / \exp[1]$ と記述される。 f_0 および B を変化させて8つの関数(表1)を定義し、それらの関数で重み付けしたスペクトラムを積分し、残留乱れおよび騒音レベルを求めた(図2)。次に、実効的な残留乱れおよび騒音レベルと、遷移位置における N 値の関係を調べた。実験的に得られた N 値と、最小二乗近似平面 N_{fit} の誤差が小さければ、予測精度が高くなることを意味する。重み付けを行っていない実測された外乱レベルと8種類の実効的外乱レベルについて、 N 値の誤差を調べた結果、 f_0 と B の選び方によっては N と N_{fit} の差 $(\sum\{(N - N_{fit,i})^2\} / \sum\{N^2\})^{(1/2)}$ が大きくなる場合と小さくなる場合があることがわかった(表1)。全体的な傾向として、基本不安定波の空間増幅率の周波数特性を反映するような重み付け関数によって決定された実効的な外乱レベルを導入することによって、予測精度が向上することがわかった。そして最も N と N_{fit} の差が小さかったのは、基本的な重み付け関数(case1)に対し広がり幅 B を $1/2$ とした関数(case2)であり、差は 0.077 から 0.032 に 60% 程度低減することがわかった。

6 結論

後退角と迎角を持たない NACA0012 矩形翼の自然遷移位置における空間増幅率 N と残留乱れ Tu および騒音レベル SPL との関係を調べた。その結果、それらの関係が NACA015 の場合と同様に $\ln(Tu)$ と SPL の一次関数で表されることを示した。しかし、 Tu あるいは SPL に対する感度は、翼型に依存することが示された。次に基本不安定波の増幅率に関連した重み付けをした実効的な外乱レベルを用いた場合、外乱レベルをオーバーオール値で評価するよりも予測精度が向上することがわかった。より汎用的に、またより遷移予測精度を向上させるために、外乱に対する感度を決定する要因あるいは規則性を解明し、任意の翼形状あるいは形態に対する値を決定すること、並びに実効的な外乱レベルの提案が今後の課題である。

引用文献

- 1) L. M. Mack : AGARD Conf. Proc. No.224 (1977) 1-1-1-22.
- 2) 徳川, 他 : ながれ 22 (2003) 485-497.
- 3) K. Kaups & T. Cebeci : J. Aircraft 14 (1977) 661-667.
- 4) K. Yoshida, et. al. : NAL-SP-31 (1996) 59-79.
- 5) 徳川, 他 : NAL-SP-54 (2002) 57-60.

第35回・第36回研究会の総括と成果

「境界層遷移の解明と制御」研究会は平成16年度中に2回開催され、合計4日の間に26の講演が行われた。第35回と第36回の研究会で発表・討論された講演を内容別に分類すると次のようになる。

- ・ 遷移機構に関する研究(6)
- ・ 遷移に対する外乱の影響に関する研究(4)
- ・ 乱流の構造に関する研究(4)
- ・ 後流や対流に関する研究(4)
- ・ 渦や騒音に関する研究(2)
- ・ 特別セッション(2)
- ・ その他(4)

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

1. 遷移機構に関する研究

平面クエット流は単純な速度分布にもかかわらず剪断などのパラメータに依存して流れの性質が大きく変化するため、これまでも様々な観点から多くの研究者らによって調べられてきた。Alfredsson と Tillmark(第35回)は、この平面クエット流をスパン方向の軸まわりに回転させる、いわゆる回転平面クエット流の性質を実験的に調べた。このシステムは回転から生ずるコリオリ力によって流れの安定性が影響を受ける。レイノルズ数と回転の強さからなるパラメータ空間の中で攪乱の中立安定性を調べた結果は、線形論の予測とよく一致し、さらに幾つかのモードの存在も明らかにした。また可視化実験では、流れに現れるロールが波打つパターンや最終的なロール崩壊の様子が捉えられ、理論予測が妥当であることを示した。

山田と伊藤(光)(第35回)は凹曲面に沿う流れの境界層遷移について、馬蹄形渦に着目した実験的研究を行った。軽油ミスト法およびスモークワイヤ法を用いた可視化では、馬蹄形渦の生成から崩壊までの一連の過程が明確に示された。さらにX型プローブによる流速測定の結果からは、馬蹄形渦の成長にともなって変化する流速および乱れ度が定量的に検出されている。これによると、馬蹄形渦は下流にいくほどその大きさを増すが、次第に崩壊していく過程が見て取れる。ハイパスフィルタを用いた解析結果は、馬蹄形渦が明確に存在する上流側では主に低周波成分が、一方渦が崩壊している下流側では高周波成分が支配的であることを示した。著者らはこれらの結果から、馬蹄形渦の崩壊にともなって生ずる高周波の速度変動が乱流境界層の形成に重要な役割を果たしているとは結論づけている。

平板上に発達する境界層は外乱の強さが比較的小さいとき、いわゆる T-S 型の不安定から乱流への遷移プ

ロセスが開始されることはよく知られている。しかしながら不安定モードの規則性がどう失われ、最終段階の乱流運動がどう始まるかについては、未だに答えられていない。そこで Inasawa ら(第35回)はこの過程を明らかにするため、T-S 波とこの T-S 波の二次不安定から生じる Klebanoff タイプの攪乱を人為的に励起し、速度場の特性を実験的に調べた。その結果、従来から知られているラムダ型の高剪断層(Parent shear layer)の他に、その渦列の間にもこれとは異なる別な高剪断層(Child shear layer)が存在することをつきとめた。そしてこれまでラムダ型の高剪断層の不安定性から発生すると考えられていたスパイクが、実はこの別な剪断層で発生すること、および乱流領域が Parent shear layer に沿って広がっていくことを詳細な計測により初めて明らかにした。

境界層の層流から乱流への遷移機構を理解することは、層流維持制御だけでなく乱流制御や遷移予測法の高精度化、数値計算モデル(乱流モデル)の構築においても極めて重要である。超音速境界層の乱流遷移は、亜音速境界層の場合と比べると、乱流に導く攪乱を実験的に把握することが困難であることから、数値計算による遷移機構の解明が期待される。前川と渡辺(第35回)は、高精度空間差分法を適用した空間発展 DNS により、従来の時間発展 DNS では考慮されていない境界層の発達に伴う非平行性の影響を取り込んで、主流マッハ数 0.5 の圧縮性境界層の遷移過程を調べている。攪乱として、主流方向波数が TS 波と等しい中立安定となる斜行波((1,1)モード)、および、主流方向波数が中立斜行波の 0.5((0.5,1)モード)、スパン方向波数が2倍((2,1)モード)の斜行波を、それぞれ基本となる2次元 TS 波に重ね合わせて流入条件として与えた3つの場合について、TS 波の線形発達から遷移後期までの流れ場の詳細を解析し、斜行波の周波数が TS 波の 1/2 低調波に近い(0.5,1)モードの遷移が最も早く生じることを明らかにした。また、遷移後期においてヘアピン渦が発生・成長するとその周りに新たな渦構造が形成される過程を示した。また、前川ら(第36回)は、主流マッハ数3の超音速層流境界層に速度変動の最大値が主流速度の5%のランダム攪乱を与えた場合についても同様の空間発展 DNS により調べ、攪乱によって縦渦構造とともに低速・高速ストリーク構造が形成され、ストリークが発達すると低速ストリークの上方に縦渦がスパン方向に傾いて存在し、さらにストリーク構造が崩壊し複雑化した渦構造が発達して乱流斑点(スポット乱流)が形成されることを示した。この機構は、亜音速境界層の亜臨界遷移における乱流斑点の形成と類似であり、非常に興味深い。遷移機構に関して詳細な実験結果が得られている亜音速境界層の場合とは逆に、今後これら数値計算に対応

する超音速境界層の実験的検証が望まれる。

小橋と早川(第36回)は、階層的な渦度モデルを用いて2次元境界層の構造を説明することを試みた。この研究は、乱れを渦の誘導速度場として捉え、乱流境界層中の乱れの生成機構を渦運動の観点から理解しようとする筆者らの一連の研究の、総括的なものとして位置づけられる。このモデルでは、まず粘性係数を渦度が含まれる形で再定義し、層流から乱流への遷移を、渦度をもった流体分子(渦度子)の蓄積と流れの許容摩擦エネルギーのバランスの崩壊によるものと捉えた。このとき、十分に蓄積された渦度子の集合体(渦度束)は、その周囲に循環流を引き起こし、渦を発生させる。乱流とはこれら無数の渦が相互に干渉しあい乱雑な速度場が現れた状態であると定義した。また、乱流境界層中の秩序運動とエネルギーの授受についても、クラスター化した渦(乱流渦)の分裂合体プロセスをもとに考察している。

2. 遷移に対する外乱の影響に関する研究

浅井ら(第36回)は、2次元チャンネル内の上壁面の一部を正弦波状の波状壁とし、この分布粗さが流れの安定性に及ぼす影響について実験的に調べ、理論計算との比較を行った。波状壁の基本流に対する影響は壁面の極近傍に限られるが、弱い変曲点型の速度分布が作られる。このとき、スピーカーとスリットにより人工的に導入された微小振幅の T-S 波動は、レイノルズ数 R が 4,000 および 5,000 のいずれの場合も、4波長程度の過渡応答領域を経た後一定の増幅率あるいは減衰率を示すことを明らかにした。また、これらの攪乱の空間増幅率と波数の関係は、 $R = 4,000$ でほぼ中立安定となることを含め Floryan の理論結果と非常に良く一致することを報告した。このように実験によって理論計算の裏付けがなされたことで、実験では測定が困難な低いレイノルズ数の流れに対しても、その発達の様子を理論的に精度良く調べることができるものと期待される。

航空機開発における抗力評価には境界層の乱流遷移を精度よく予測することが不可欠である。 e^N 乗法に基づく遷移予測数値計算コードの高精度化により、圧縮性境界層においても攪乱振幅(N 値)の局所的な値を求めることが可能となってきたが、実験の遷移位置と N 値の関係は気流乱れや表面粗さに依存し、その関係は、特に圧縮性境界層の場合、明らかにされていない。徳川(第35回)は、遷音速から超音速までの4つの高速風洞の気流乱れを統一した方法で計測し、さらに、そのうちの2つの風洞で同一モデルの境界層遷移を計測して、圧縮性境界層の遷移に対する気流乱れの影響の評価を試みている。今後の研究の発展とともに、圧縮性境界層の遷移予測精度向上に直結するデータベースが構築されることが期待される。また徳川ら(第36回)は、低速の境界層遷移に対して風洞内の主流中の残留乱れや騒音のレベルがどのような影響を及ぼすのかにつ

いても、 e^N 法に基づいた遷移位置予測法の確立及びその予測精度の検証を進めている。この研究では、従来のように外乱の大きさをブロードバンドのオーバーオール値で評価するのではなく、基本不安定波の周波数と同じ周波数の外乱に着目することで選択的な外乱評価を行い、予測精度がどの程度向上するのかを気流及び騒音特性の異なる3つの風洞を使用して詳細に調べている。その結果、矩形翼の自然遷移位置における N 値と残留乱れおよび騒音レベルの相関は翼型形状に依存することを明らかにし、遷移位置予測の観点では、外乱レベルを基本不安定波の増幅率に関連して重み付けすることによって、その精度が向上することを示した。

主流の乱れ強さが1%を超えると、境界層は T-S 波の発生を伴わないいわゆるバイパス遷移を起こす。劔地と松原(第35回)は、格子にあけた小孔から上流に噴流を吹き出すことのできるタイプを含む3種類の乱流格子を用いて、主流の乱れ強さを広範囲にかつ連続的に変化させながらバイパス遷移の様子を詳細に調べている。その結果、乱れ強さの壁面垂直方向成分が境界層内の攪乱エネルギーの成長に支配的な影響を及ぼしていることを報告するとともに、主流乱れが非等方な場合には、1%以下の乱れ強さであっても境界層内の攪乱はバイパス型の成長特性を示すことを指摘している。また、このとき下流域では主流乱れが等方な場合とは成長の仕方が異なるように見受けられる。これらことは、主流乱れの質が異なれば境界層遷移が T-S 波型からバイパス型に入れ替わる乱れ強さの臨界値も異なることを示唆しているばかりでなく、バイパス遷移のタイプも異なる可能性を示しており、大変興味深い。

3. 乱流の構造に関する研究

高橋(直)(第35回)らは、DNS によって乱流場と Lamb-Oseen 渦(円柱渦)の相互干渉に関する一連の研究を行ってきており、本論文では、Lamb-Oseen 渦の時間発展におけるスペクトル法の妥当性を検討すると同時に、二点相関を用いて著者らの計算結果と渦動力学や RDT(Rapid Distortion Theory)との比較を行った。流体粒子が円柱渦内部に侵入できないブロッキングや、円柱渦による微細渦の巻取りなどの現象と関連付けて二点相関の結果が説明されている。また、乱流場の振幅の影響を調べ、攪乱振幅が比較的大きい場合、円柱渦表面の変形(渦波)を伴って円柱渦が崩壊するため、流れ場の性質を RDT で表せないことを明らかにし、RDT の限界を示す有意義な結論を得ている。

巽と吉村(第35回)は、これまでに交差独立性仮説による乱流理論を展開し、交差独立仮説に基づいた速度分布方程式の考察によって $Re \rightarrow \infty$ の場合に本仮説は理論的根拠を得られることを示し、さらに、一様等方性乱流場の場合、大規模成分も Kolmogorov の慣性相似性に従うことを明らかにした。本研究では、慣性相似性

を仮定した時、局所平衡領域では Kolmogorov スケール η が動粘性係数 ν とともに零になるという考えに基づいて検討された。交差独立性仮説を用いて、Lundgren-Monin の速度分布方程式から1点および2点速度分布方程式を導出して解析を行った結果、交差独立性仮説は、一様等方性乱流だけでなく、さらに複雑な乱流場にも適用できる可能性を見出している。また、本理論の実験的検証に関して、蒔田らの高レイノルズ数準等方性乱流の実験データと比較検討し、交差独立性仮説が実験的に検証されていることにも言及している。

日野(第35回)は、穂波を伴う乱流場を LES によって数値計算した。穂波が発生する乱流遷移過程では、植生面上に低圧部と高圧部が二次元的に並び、K-H 型不安定波の発生を示唆した。流れ場の3次元化過程では、植生面上に並んだ渦の一部が引き伸ばされて変形し、逆方向に回転する一対の渦が形成されることを明らかにした。また、穂波面上では主流方向に軸を持つ正負の渦度が分布しており、この二重構造によって植生層が流れ場のせん断変形を維持していることも解明している。さらに、植生層流れの大規模構造であるマイクロフロント、および、穂波を伴う乱流中での sweep 運動の卓越性について計算結果から考察しており、穂波乱流の貴重なデータを提供するとともに、乱流運動に着目して植生層乱流の構造を説明している。

早川(第35回)は、乱流境界層中のスパン方向の空間構造と壁面静圧の関係に注目し、8本の I 型熱線で構成された楕形プローブと壁面圧力センサーを用いた同時計測によって、乱流境界層の速度場と壁面静圧変動を調べた。バースト現象と関連する正の圧力ピークと負の圧力ピークについて、その個数および変動の強さはほぼ同じであったが、正の圧力ピークに基づいてサンプリングしたほうがより顕著な速度変化を抽出できることを示した。圧力変動に VITA 法を適用したところ、壁近傍の組織運動に伴って正と負の圧力ピークが引き続いて観察されることを明らかにした。また、壁面近傍で主流方向の速度変動が低速から高速へ急激に変化する加速フロントの発生と同時に、壁面圧力が急激に上昇することを捉え、乱流境界層の組織運動の空間構造に関する理解を深めただけでなく、DNS 計算への貴重な実験データを提供している。

4. 後流や対流に関する研究

石川(第35回)は防風林の耐風性を流体力学的に明らかにするため、樹木の抗力および後流を調べた。樹木は枝葉に透過性があり、またしなる(変形する)ため、その周囲の流れは非常に複雑である。園芸用の小木について、6分力天秤を用いた抗力計測と熱線流速計を用いた後流計測を行った結果、流速の増加に従って抗力係数が減少することを明らかにした。その原因として透過性があるために逆流が形成される領域が透過性の無

い物体に比べ下流となることが考えられる。

水島と末広(第35回)は流れと平行の、いわゆるタンデム型に置かれた2円柱を過ぎる流れの安定性について調べた。レイノルズ数が小さいときは2円柱の中心を通る直線に対称な定常流れが形成されるが、レイノルズ数が臨界値を超えると対称性が崩れ振動流へ遷移する。この遷移はホップ分岐によるもので、2つの安定な解と1つの不安定な解が存在する結果として、ストローハル数や抗力および揚力のヒステリシスを伴う不連続な変化が引き起こされることを示した。

三浦と水島(第36回)は静止する外壁と同方向に回転する2枚の円盤および内円筒に囲まれた流れの安定性を、2円板の間隔が比較的広い場合について実験的に、また数値的に調べた。その結果、レイノルズ数が小さいときは安定した軸方向に対称な流れ場が形成されるが、レイノルズ数が増加すると軸方向の対称性が破れた非定常流に遷移することが明らかになった。さらに非軸対称な流れ場は周方向に多角形状のパターンを形成し、各辺に隣接する渦構造が大規模なものと同規模なもの2種類あることを示した。

自由表面を有する液体が微小重力下におかれると、表面上における温度差または濃度差によって表面張力を駆動力とするいわゆるマランゴニ対流が発生する。そして温度差などの増大にともなって二次元定常流から三次元周期振動流、そして乱流へと遷移する。この対流現象は単結晶材料の製造法の一つとして有用なことからその遷移機構が調べられてきたが、塩見は(第35回)これを積極的に制御する手法を考案し、実験により検証した。一連の実験では線形則に基づく簡単なフィードバック機構でも対流パターンの制御が有効に作用することを示したが、同時にその限界も明らかになった。そこで著者は「アクチュエータのサイズ」と「コントローラの構成」の最適化および「非線形コントロール則」の活用により、比較的大きなパラメータ領域まで対流場のパターンを制御することに成功した。

5. 渦や騒音に関する研究

飯田ら(第36回)は、前方車両が作る後流や大気乱流中を走行する自動車から放射される空力の空力特性を調べるために、アクティブ乱流発生装置を開発し、それを風洞に設置して、孔付円柱や車両のドアミラーまわりの流れの可視化と騒音測定を行った。その結果、カルマン渦のような大規模渦構造から発生する騒音には乱流の影響は小さいけれども、ドアミラー表面に発達する境界層の挙動に関連して発生する騒音には主流の乱れ強度が大きく影響する可能性があることを示した。

桑原と小紫(第35回)は翼周り流れの数値計算において、遠方場にある条件を付加することによって、従来の計算に比べてより信頼性のある結果を算出することに成功した。一般に遠方場の速度は便宜的に定常流とし

て与えられるが、この方法ではそこでの循環が常に0になつてしまうという問題が生ずる。そのため著者らは遠方場の循環を物理的に整合性のとれるよう修正しながら計算を進める手法を構築し、その計算結果の妥当性を検討した。計算は非圧縮 Navier-Stokes 方程式を用いて行われた。また計算対象はNACA0012翼型とし、主流と翼弦長で定義されるレイノルズ数を 10^6 とし迎角 8° - 18° の範囲で解析を実施した。その結果循環修正法が流れ場に影響を与えることを明確に示した。特に揚力係数に対しては、失速角付近で顕著な違いが見られた。その他、翼面上の流線や渦度の分布を詳細に検証し、当該手法の有効性を確認している。

6. 特別セッション

「境界層遷移の解明と制御」研究会では第34回から遷移研究の発展すべき方向を示唆していただくことを目的として特別講演を設けている。第35回では「遷移研究の今後を探る2」と題して河原源太先生に講演いただいた。また第36回研究会では研究会の創設メンバーの一人である西岡通男先生に、今後の境界層研究の重要な研究課題の一つと考えられる渦音の発生について講演いただいた。

河原(第35回)は、 $Re=400$ の平面クエット乱流のDNSを行い、全エネルギー注入率と散逸率の関係図において、ポアンカレ断面を連続通過する2点間のユークリッド的距離を最小化することによって周期軌道を求めた。それと乱流軌道を比較検討し、乱流状態の系は周期軌道付近に長時間位置するが、時々周期軌道から大きく離れ、不安定なサドル状態になることを明らかにしている。さらに、周期解の時空間構造を考察することによって壁乱流中の縦渦の再生、持続機構を周期解によって説明できることを示した。本研究は、将来、乱流の普遍的性質を有する不安定周期解の存在に着目し、等方性乱流に関する統計理論との関連性を解明できる可能性もあり、注目すべき研究成果を得ている。

西岡と坂上(第36回)は、渦音発生機構の単純で直感的にイメージがつかみやすい物理モデルとして、循環の値が時間的に周期変動する渦対モデルと渦輪モデルを考案した。有限距離離れて空間に固定された同じ強さで逆方向の循環をもつ渦対は、非圧縮ポテンシャル流において、同じように有限距離離れて固定された同じ強さのわき出し・吸い込み対と同等に扱えること、わき出し対はその強さが時間的に周期変動する場合、近傍場および遠方場の近似解が2重極音源の特徴を示すことから、渦対モデルが2重極音源として機能することを示した。また、空力音は運動量の時間変化に起因し、渦音は渦対または渦輪の間を通り抜ける流れの運動量の時間変化によって発生すること、円柱後流に形成されるカルマン渦列は、円柱直後の渦と円柱内に置かれた鏡像渦

が渦対を成し、この間の運動量が渦の放出に伴って時間変化することによってエオルス音が発生すると説明できることを示した。本渦モデルで得られた遠方場の圧力変動は、Inoue&Hattori(2002)による超大型計算機を駆使して得られた円柱周りのDNS計算結果と極めてよく一致しており、モデルの妥当性を示している。単純な渦モデルで騒音の定量的議論も可能にしており、工学的意義は大きいだけでなく、空力音発生機構の理解を促進させるものである。このように流体運動に伴う音発生の機構がここまで明解になると、空力騒音の制御法も見えてくるのではないだろうか。

7. その他

佐藤(第35回)は弾性体でも塑性体でもない軟らかい物体周りの流れの例として、旗を対象とした風洞実験を行った。旗のような軟体が風の中に置かれると、軟体の大変形が流れに大きな影響を及ぼすことが予想される。この実験では旗の材質や重力に対する竿の角度、風速などをパラメータとして、旗のはためき方や後流の周波数などが観察された。その結果、はためきには旗全体の大規模な振動と、旗面を波長の短い進行波が走る小規模な振動が組み合わされたものであり、大規模な振動は揚力による単振動現象として理解できることが示された。また、旗表面に生じる波は、後縁が慣性で烈しく動くむち打ち運動による波と、竿に取り付いている部分の上端から出る斜めの波とから成っていることがわかった。一方、竿からでる後流渦列が旗の振動を誘起する可能性については、そのようなことが起こり得るのは竿の直径に対して旗の長さが極めて短い場合であって、通常の旗では起こらないことが示された。

佐藤(第36回)は鯉幟に代表される幟の運動とその周りの流れを調べるため風洞実験を行った。幟は揚力が重力より小さい場合で、その逆は凧としてよく知られている。幟の重さと風速をパラメータとしたところ、幟が重いほど揺れが烈しいことが分かった。また、この揺れは風の中に乱れがあるからではなく、重力と風速の関係によって決まる幟の迎え角が失速角を越えたために誘起された振動であることが示された。この振動を止めるためには紐の取り付け方を工夫すれば良く、1本吊では烈しく揺れた幟も市販の鯉幟と同様な4本吊にすると見事なほど揺れが治まることが風洞でも確認された。

Yoonら(36回)は翼の地面効果を利用して浮上する列車エアロトレインの揚抗比を改善するための要素研究を行った。現在の問題点として、各部の空力形状が最適化されていないこと、また、地面に近いため翼後縁付近で流れが急激に上に曲げられ、境界層が剥離しやすいこと、翼-胴及び翼-翼の干渉流によっても剥離することなどが挙げられる。そこで、まず初めに遺伝的アルゴリズムを用いて地面効果翼形状の最適化が行われ、

従来実験的に決定してきた翼形状と比べてかなり薄い翼が提案された。次に、矩形断面をした軌道の側壁と対面する案内翼の後退角が最適化された。従来は後退翼を採用していたが、前進翼にした方が案内翼圧力面の圧力がより高くなるため、案内特性が向上することがわかった。さらに、地面効果翼と案内翼の結合部における境界層の剥離を防ぐため、正圧面からスリットを介して負圧面後縁部に噴出し流を導く手法が数値計算により検討され、有効性が確認された。

佐々と宮城(第36回)は多数の送風機を吸い込み口に備えたマルチファン型風洞を用いて、高レイノルズ数の一様等方性乱流場を形成することを試みた。マルチファン型風洞には縦11列、横9列、計99個の送風機が配列されている。これらのファンを正転と逆転が互いに配置するように駆動すると、擬似的な乱流格子のように機能させることが可能で、しかも通常の乱流格子が作り出す局所的な速度せん断よりはるかに大きい速度勾配をファンとファンの間に作ることもできるので、強い乱れ度を持つ乱流場を作ることができる。さらにこの実験では、各ファンに与える運転信号として乱雑な信号を用意し、その位相が隣り合うファンの間でずれるように与えるとともに、隣り合うファンを全て反対方向に回転させる場合と2個おきに反転させる場合について調べた。その結果、 $Re \sim 560$ という通常の実験室規模の風洞としてはかなり大きい乱流レイノルズ数を持つ準一様な等方性乱流を形成できることがわかった。

編集委員 高木 正平
徳川 直子
跡部 隆
杉浦 裕樹
西沢 啓
坂上 昇史
関下 信正
伊澤精一郎

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-05-012

発行 平成 18 年 2 月 1 日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1

URL : <http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 (有) ノースアイランド

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現 2-1-1

TEL : 029-868-2079 FAX : 029-868-2956

© 2006 宇宙航空研究開発機構

※ 本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工作することを禁じます。

