

NAL SP-35

NAL SP-35

ISSN 0289-260X

UDC 532.5

533.6

航空宇宙技術研究所特別資料

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-35

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第19回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

1997年7月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事

空力性能部	伊藤 信 毅
空力性能部	山本 稀 義
空力性能部	高木 正 平
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年度）	
東京都立科学技術大学助教授	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）	
東北大学工学部助教授	福西 祐
客員研究官（平成7, 8年度）	
豊橋技術科学大学教授	蒔田 秀 治

**「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第19回)**

**Proceedings of the 19th NAL Workshop on
“Investigation and Control of Boundary-Layer
Transition”**

1997年7月

「境界層遷移の解明と制御」研究会

**Steering Committee of NAL Workshop on
“Investigation and Control of Boundary-Layer
Transition”**

目 次

第19回研究会（平成8年9月26日・27日）

1. 過熱液滴の自励振動	航空宇宙技術研究所	徳川 直子	1
2. 乱流微細構造の可視化	航空宇宙技術研究所 電気通信大学	山本 稀義	5
		生出 伸一	
		佐藤 司	
		細川 巖	
3. 主流中の点源攪乱による境界層遷移	慶応大学理工学部	益田 重明	11
		柴田 潔	
4. 超音速境界層における T-S 波動の受容性について	大阪府立大学工学部	坂上 昇史	17
		西岡 通男	
5. 表面処理による遷移および乱流制御の試み	東北大学流体科学研究所	小栗 英美	21
		小濱 泰昭	
6. 流れ制御のための間欠噴流アクチュエータの開発	北海道大学工学部	望月 修	25
		木谷 勝	
		鈴木 紳由	
7. 斜め円柱前縁近傍の点源から発達する不安定波動	航空宇宙技術研究所	伊藤 信毅	29
8. 乱流環境におかれた乱流スポットのふるまい	東北大学工学部	福西 祐	31
		島田 勝	
9. 2つの乱流斑点間の相互干渉	豊橋技術科学大学	蒔田 秀治	37
		西沢 啓	
10. 広間隙球殻Couette流の不安定性について	核融合研究所	荒木 圭典	43
11. 実験と数値解析による内球回転2球間クエット流の層流-乱流遷移に関する研究	名古屋工業大学	中林 功一	47
		森西 洋平	
		小林 政弘	
12. 円柱後流中の渦列の渦構造の変化	岐阜大学工学部	永田 拓	53
		成田 達治	
		田中 実一	
		箕浦 智	
		福島 千晴	
第19回研究会の総括と成果			61

過熱液滴の自励振動

徳川直子*

Self-induced Vibration of Superheated Liquid Drop

Naoko TOKUGAWA

National Aerospace Laboratory

Mechanism of self-induced vibration of a superheated liquid drop is analyzed. Temperature distribution of a liquid drop at the surface suggests dominance of the surface tension fluctuation. A model is proposed, where the magnitude of the surface tension varies, due to the contact of the peripheral region of the drop with heated air surrounding it. Analysis based on this model gives stable stationary vibration with finite amplitude in agreement with experimental data.

Key Words: self-induced vibration, fluctuation of surface tension, weakly nonlinear approximation, superheated liquid drop

1. はじめに

沸点より十分高温に加熱した平板上にのせられた液滴は、重力と表面張力の影響で扁平になった状態を、平板との間に形成された薄い蒸気の層の上で暫く保つことが出来る。この現象は、伝熱工学の分野では高温面の冷却や燃焼器系での蒸発促進などに関連してLeidenfrost現象として古くから知られている。この液滴は平面形が多角形の対称性を持つ自励振動をする(図1)が、そのメカニズムは未だに解明されているとは言えない[1, 2, 3, 4]。

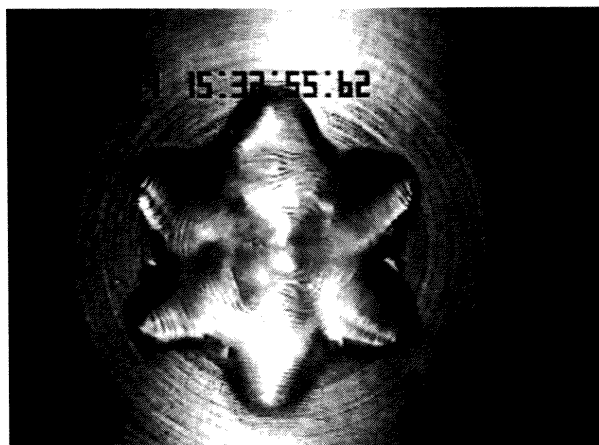


図1 モード数 $n = 6$ で振動する蒸留水液滴

著者は表面張力の変動が振動励起の駆動力であると考え、実験的、理論的に解析を行ってきた[5, 6, 7, 8]。ここではその結果を簡単にまとめて報告する。

2. 実験

ステンレス板を加熱し、その上で振動する液滴を観察した。蒸留水では、モードは主に加熱面の温度 T に依存した(図2)。一方エタノールでは、半径にのみ依存し、振動モードが物質のみならず加熱面の温度や半径に依存することがわかった。

蒸留水液滴内の温度分布を熱電対を用いて直接計測したところ、下面はほぼ沸点であるが、上面及び側面では $10 \sim 15^\circ\text{C}$ 低温であることがわかった。この結果は表面温度(表面張力)の非一様性によって振動が励起される可能性を示唆する。

3. 表面張力変動のモデル

著者は、液滴の自励振動の励起には、表面張力の変動が重要な要因であり、その原因は周辺部と周囲の空気や水蒸気との熱的接触からくと仮定し、以下のモデルを提案している。

液滴は加熱面と周囲を覆う熱い気体によって加熱されているので、表面のいたるところで蒸発が起こり、蒸気の層が形成されている。液滴が振動し、周辺が出っ張っていくとき、周囲の蒸気は後方へ流され、先端での蒸気の厚さは薄く周辺空気からの熱を受けやすくなり、高温

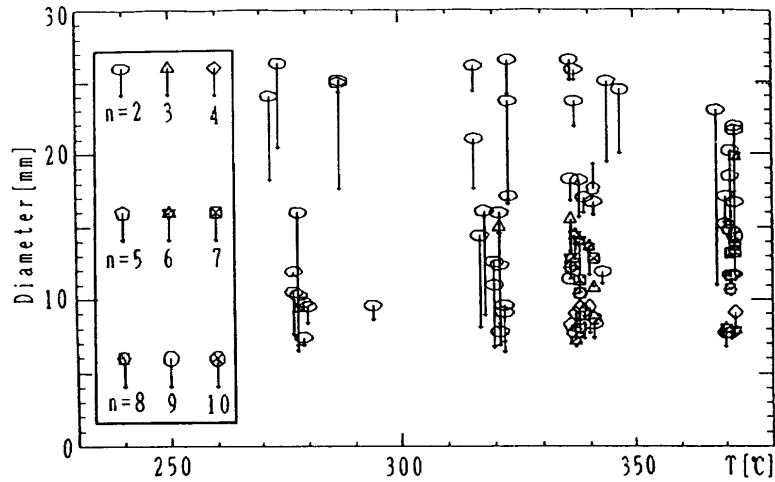


図2 振動モードの温度直径依存性

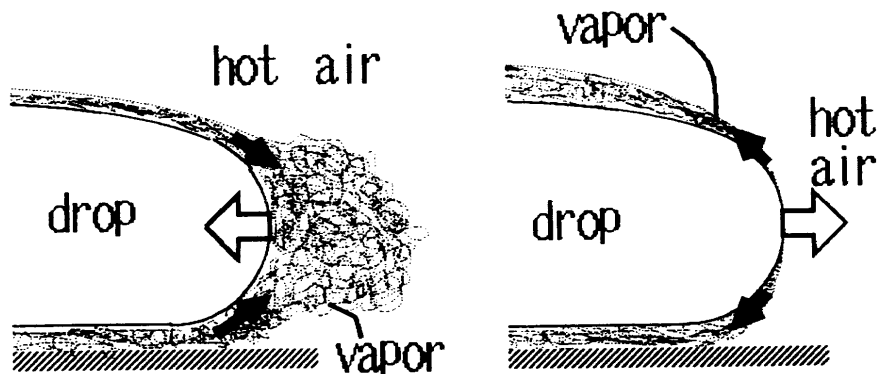


図3 表面張力変動のモデル

になる(図3)。逆に、周辺が引っ込んで行くときには、蒸気は周辺付近に伴流領域を形成し、表面は周囲と熱的に遮断され、内部の低温液体により冷やされる。

最も簡単には、運動方向のみに依存するステップ関数的に変動すると仮定される。

4. 弱非線形近似

理論的に解析するにあたって以下の仮定をする。液滴を非常に薄い液体の層とし、浅水波理論を適用する。また、非圧縮非粘性とする。液滴下側の蒸気層は非常に薄く、Hele-Shaw流の仮定を適用する。液体内部では粘性摩擦は働かないが、蒸気層内の速度勾配に起因する摩擦が液滴下面から働き、その反作用が蒸気層に働くとする。実験観察から振動周期の間、蒸発の効果は無視できる。液滴の周辺部の境界条件として、周辺における表面張力と圧力の釣合いおよび、平面形の輪郭の変動に対する運動学的条件を課す。方程式の詳細は文献[6]に詳しい。

方程式を線形化した場合、不安定な(振動が励起される)解が得られた。次に振幅を予測するために、表面張

力の変動が振動励起の駆動力となり最も重要であるという立場から、表面張力の変動を含む2次の非線形項のみを残す一種の弱非線形近似を行う。解は、normal mode解析^[2]から、半径方向にはBessel関数、周方向には、 n 回の対称性を仮定する。表面張力変動をステップ関数で記述した場合、解は解析的に求めることができ、定常振動解が得られた。モード数 $n=2\sim 6$ の蒸留水について計算した振幅 \bar{R} を図4に示す。予想されるとおり、表面張力変動の大きさ q が大きい程振幅が大きい。表面温度が高温時に100°C、低温時にほぼ99°Cとするとす実験結果と一致する。

5. モード間相互作用

次にモード間相互作用を考慮する。方程式は前節と同じ非線形近似を行い、解として複数のモードの重ね合わせを仮定する。その結果、加熱面の温度や初期振幅によらず、初期振幅を与えたモードの中で、最大のモード数を持つ振動のみが不安定であった。また、3次までのすべての非線形項を残した方程式を解いたが、結果は同様であった。

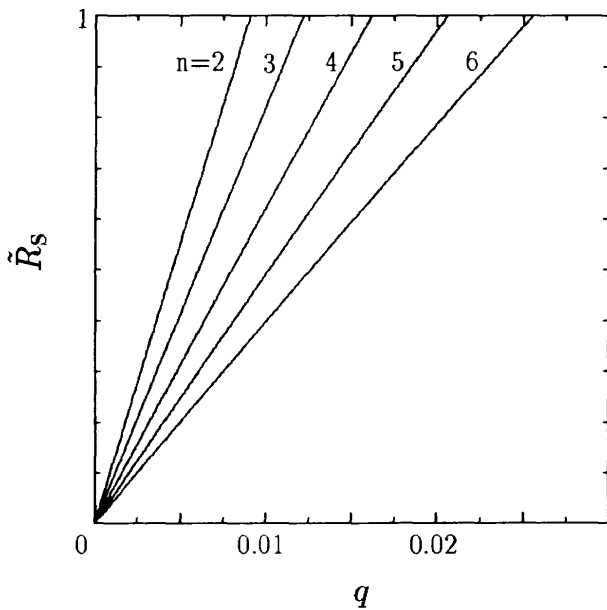


図4 定常振動解

6. おわりに

単一のモードについての解析から実験と一致する定常振動解が得られた。このことから、現象の本質は3節で仮定したモデルで理解できるといってよい。

モード間の相互作用を考慮した場合、ある一つのモー

ドのみが不安定となり、平面形が規則的な多角形であった観察結果と一致したが、選択されるモードは必ずしも実験と一致しなかった。その理由として、液滴の物質依存性(物性値以外の極性や分子構造など)、液滴の形状、液滴内の対流などを考察していないことが考えられる。

参考文献

- [1] K. Adachi and R. Takaki : J. Phys. Soc. Jpn. 53 (1984) 4184
- [2] R. Takaki and K. Adachi : J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 2462
- [3] R. Takaki, A. Katsu, Y. Arai and K. Adachi : J. Phys. Soc. Jpn. 58 (1989) 129
- [4] N. Yoshiyasu, K. Adachi, R. Takaki : J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 2314
- [5] N. Tokugawa and R. Takaki : Proc. KIT Workshop, 1991, ed. S. Kai (World Scientific, 1992) 211
- [6] N. Tokugawa, R. Takaki : J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 1758
- [7] 高木隆司, 徳川直子 : 数理解析研究所講究録 888, (1994) 158
- [8] 徳川直子 : 数理解析研究所講究録922, (1995) 175

No. 2

乱流微細構造の可視化

山本 稀 義*, 生出 伸 一**, 佐藤 司**, 細川 巖**

Visualization of Fine Structures in Turbulence

Kiyoshi YAMAMOTO*, Shin-ichi OIDE**, Tsukasa SATO** and Iwao HOSOKAWA**

*National Aerospace Laboratory, Chofu, Tokyo 182

**The University of Electro-Communications, Chofu, Tokyo 182

Direct numerical simulation (DNS) of decaying homogeneous isotropic turbulence with a high resolution (512^3 spatial mesh points) is carried out using the Numerical Wind Tunnel, and fully developed turbulent fields, such as the velocity, vorticity and temperature, are obtained. To search organized structures in the turbulent fields, the vorticity and temperature fields are visualized. As a result, the intense regions of vorticity concentrates into sheet-like layers at first. Then, the layers are rolled up by the Kelvin-Helmholtz instability, and ultimately, become to fine vortex tubes, which are called worms. On the other hand, the intense temperature gradient concentrates into local sheet-like layers.

Key Words : DNS, isotropic turbulence, fine structure, vortex tube, passive scalar

1. はじめに

計算機の発達に伴ってCFDの役割は益々増大し、現在では理論及び実験と並ぶ流体研究の第3のツールとなってきた。この様なCFD発展の源となっている計算機は、近年、並列計算機の開発によってその性能が飛躍的に向上した。航空宇宙技術研究所では1993年に新しい並列計算機である数値風洞(NWT)を開発したが、その理論的ピーク速度は270ギガフロップスに到達している²⁾。この様な状況において、乱流研究についても高精度なスペクトル法による直接数値シミュレーション(DNS)が有効な成果を挙げるようになってきた²⁾。

一様等方性乱流のDNSはこれまで各時代の最先端の計算機を用いて挑戦させてきた。近年の大規模DNSの例としては、ベクトル計算機による強制乱流の空間格子点数 128^3 のDNSがKerr(1985)³⁾によって、続いて、同規模の減衰乱流のDNSがYamamoto & Hosokawa(1988)⁴⁾によって行われた。また、並列計算機では、格子点数 256^3 の強制乱流のDNSがVincent & Meneguzzi(1991)⁵⁾によって、さらに、 512^3 のDNSがChen et al.(1993)⁶⁾及びJimenez et al.(1993)⁷⁾等によって行わ

れた。さらに、同規模の減衰乱流のDNSが筆者等(1994)によってNWTを使用して行なわれた^{8, 9)}。ここではこのDNSによって得られた種々の乱流場の空間的微細構造について報告する。

2. 基礎方程式

流れの周期性を仮定し、速度場 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ を

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{u}(\mathbf{k}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (1)$$

とフーリエ級数展開すると(以下では必要の無い限り変数 t は省略する)、 $\mathbf{u}(\mathbf{k})$ の基礎方程式はナビエ・ストークス方程式から

$$\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{k})}{\partial t} = -i \sum_{\mathbf{k}'} \mathbf{u}(\mathbf{k}') \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') - i\mathbf{p}(\mathbf{k}) - \frac{k^2}{R} \mathbf{u}(\mathbf{k}) \quad (2)$$

と導かれる。ここで、 $p(\mathbf{k})$ は圧力、 R は初期乱流に基づいて定義されるレイノルズ数である。ここではさらに、受動的スカラーとして温度場 $\theta(\mathbf{x})$ を取り扱うとそのフーリエ成分の方程式は同様に

$$\frac{\partial \theta(\mathbf{k})}{\partial t} = -i \sum_{\mathbf{k}'} \theta(\mathbf{k}') \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') - \frac{k^2}{P_r} \theta(\mathbf{k}) \quad (3)$$

となる。ここで、 P_r はプラントル数である。

また、非圧縮条件は

* 航空宇宙技術研究所

** 電気通信大学

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{k}) = 0 \quad (4)$$

となる。

これらの基礎方程式の計算には差分法に比べて計算精度のフーリエ・スペクトル法が使用されるが、時間方向の積分にも計算精度の良いRunge-Kutta-Gill法が使用される²⁾。乱流の初期条件はエネルギー及び温度変動の分散 $\frac{1}{2} \langle \theta(\mathbf{x})^2 \rangle$ のスペクトルを

$$E(k) = \frac{16}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} k^4 \exp(-2k^2) \quad (5)$$

と仮定し、これを実現する流れのアンサンブルをフーリエ成分について正規乱数によって発生させる⁴⁾。初期エネルギー・スペクトルが与えられるとレイノルズ数は、 $R = u_0 / \nu k_0$ の定義より、2000と定まる。ここで、 ν は動粘性係数で、 $u_0 = \sqrt{2 \int E(k) dk}$ 、 $k_0 (= 1)$ は(5)式の最大値を与える波数である。

3. 等方性乱流の空間的構造

等方性乱流研究の主たる目的は乱流の微細変動に含まれる普遍的構造を明らかにすることである。ここでは本DNSで得られた計算データを数値解析及び可視化して、乱流場の空間的構造について調べる。

3.1 エネルギー・スペクトル

エネルギー・スペクトルは乱流構造を記述する最も基本的な統計量である。DNSによって得られた乱流速度場

より計算されたエネルギー・スペクトル $E_u(k)$ の時間的発達過程を図1に示す。図中の点線は初期に与えられたエネルギー・スペクトル(5)式を示す。初期に低波数領域に与えられた乱れのエネルギーが時間と共に高波数領域に流れて、発達した乱流スペクトルが実現される。この時、時刻 $t=10$ でエネルギー・スペクトルの高波数領域の値は最大になり、その後は全領域でほぼ単調に減衰することが分かる。したがって、 $t=10$ の流れは本DNSで得られた流れの中で最も発達した乱流速度場と考えることが出来るが、そのエネルギー・スペクトルには波数の中間領域 (k が3~30の範囲) で、 $E_u(k) \sim k^{-5/3}$ (コルモゴロフ・スペクトル) が実現している。そして、この時刻のテイラー・マイクロスケール・レイノルズ数は160となっている。

図2は温度の分散 $\frac{1}{2} \langle \theta(\mathbf{x})^2 \rangle$ のスペクトル $E_\theta(k)$ の時間的発達過程を示す。プラントル数 Pr は1とした。スペクトルの発達の傾向は図1とほぼ同様であるが、この場合は、高波数領域の値が最大のスペクトルは $t=7$ で得られる。また、エネルギー・スペクトルと同様に、本スペクトルにおいても慣性領域の $k^{-5/3}$ 則がBatchelorによって予測されているが、 $t=7$ のスペクトルではこの巾乗則は必ずしも明確ではない。

3.2 乱流の空間的微細構造

流れの各瞬間データを時空間で得られるのがDNSの大きな利点である。計算データから流れの種々の空間的微細構造が調べられてきたが、その結果、乱流高波数領

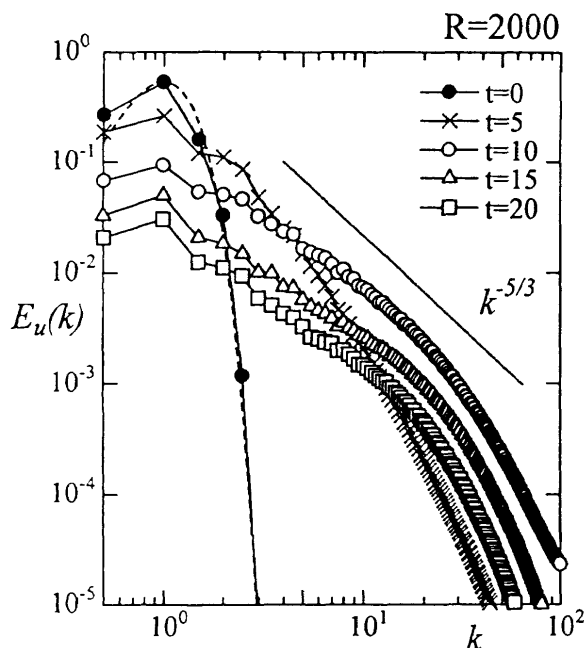


図1 乱流エネルギー・スペクトルの時間的発達
点線は初期スペクトル (5) を示す。

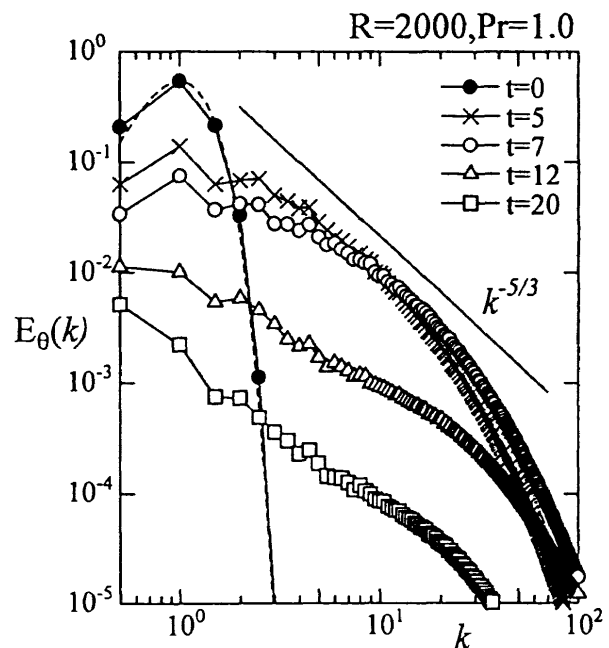


図2 乱流温度場の分散スペクトルの時間的発達
点線は初期スペクトル (5) を示す。

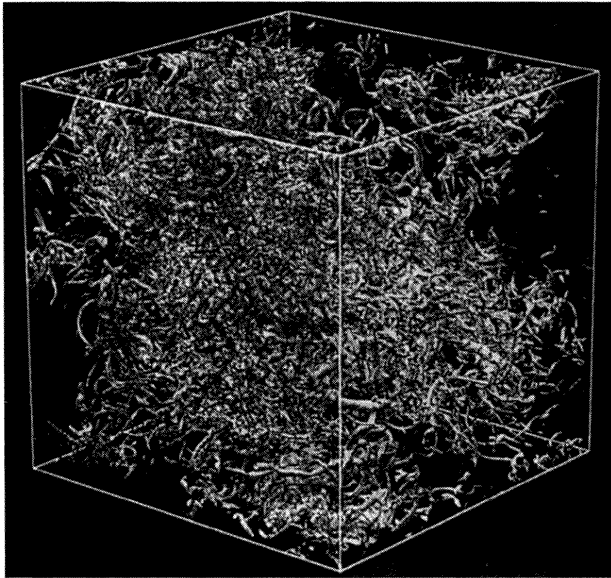


図3 発達した乱流中の高渦度集中領域の可視化
($t=10$)
白線は全計算領域の $1/2^3$ 領域を示す。

域は微細な渦管領域に集中することが明らかになってきた^{3-5, 7-9}。図3は本DNSで最も発達した乱流が得られている時刻 $t=10$ において乱流高渦度場が空間的に集中する領域を示すが、図の様に微細な渦管が可視化される。しかし、このような渦管生成の力学機構はまだ明確には分かっていない。ここでは初期に与えられた大規模スケールの乱流から発達した乱流までの渦度場の発達過程を可視化してみる（図1参照）。

図4は初期に与えられたエネルギースペクトル(5)式に基づき作られた初期乱流の高渦度領域を可視化した結果で、白線で示された領域は全計算領域 (512^3 格子点領域) を示す。図から分かるように高渦度領域は丸みを持った大規模構造を示すが、これは図1の低波数領域のみのエネルギースペクトルと対応している。

乱流は時間と共に高波数領域が発達して、流れの空間的構造は複雑になる。図5はこの様な乱流構造の発達過程を渦度場の可視化によって示す。各図は全計算領域の $1/64$ (格子点数 128^3) 領域を示す。図5(a)は時刻 $t=4$ における高渦度領域を示すが、この時刻ではシート状の渦層が形成されている。次に図(b)は時刻 $t=5$ の同じ領域を示すが、この時刻では、左上領域に渦層の巻込みが実現している。渦層が Kelvin-Helmholtz 不安定性によって巻上げられて渦管が生成されることは乱流混合層等で良く知られた巨視的構造であるが、このような乱流の局所的微細構造の中でも発生することは最近のDNSによる重要な発見である。更に図(c)の $t=6$ になると渦層のあちこちに微細な渦管が生成されている。

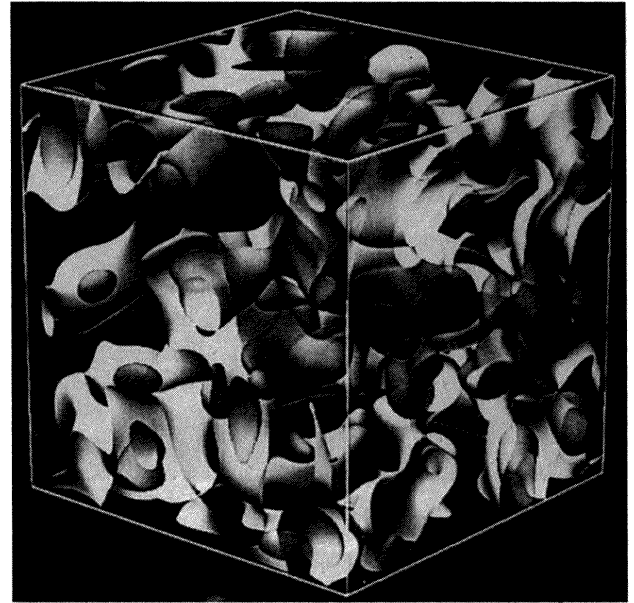


図4 初期乱流の高渦度集中領域の可視化
白線は全計算領域 (512^3 格子点領域) を示す。

最後に、最も発達した $t=10$ の図(d)では高渦度領域は微細な多数の渦管ばかりの構造になっている。このような乱流中の微細な渦管はしばしば worms と呼ばれている^{4, 7-10}。これらの渦管の直径は最近の研究からコルモゴロフ・スケールの程度であることが分かってきた¹²。

同様な組織的構造は乱流温度場にも観測される。図6は発達した乱流中の温度場の勾配 $H = |\nabla \theta|$ の強い領域を可視化した結果である。図の白い領域が H の強い領域を表すが、図の右側面にはその断面が示されていて、そこでは紐状の分布が観測出来る。これらの結果から、温度勾配の強い領域はシート状に分布していることが分かる⁸⁻¹⁰。

この様に、乱流の最小スケールであるコルモゴロフ・スケール近傍にも組織的な構造があることが明らかとなってきたことは驚くべきことである。これらの構造が十分に大きなレイノルズ数の乱流中でもそのまま存在するかどうかは今後の問題であるが、神秘のベールに包まれていた乱流もその構造は案外単純なものであるのかもしれないとの予感を抱かせる。

4. むすび

減衰等方性乱流の格子点数 512^3 のDNSを行い、発達した種々の乱流場を計算した。得られた計算データを数値解析して、乱流のエネルギースペクトル及び温度場の分散スペクトルを計算した。また、乱流渦度場及び温度場を可視化することによって、これらの空間的微細構造を調べた。その結果、乱流渦度場はまず引き伸ばされて

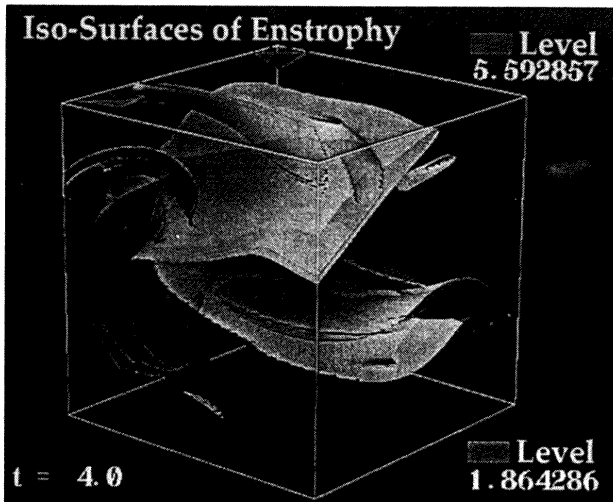
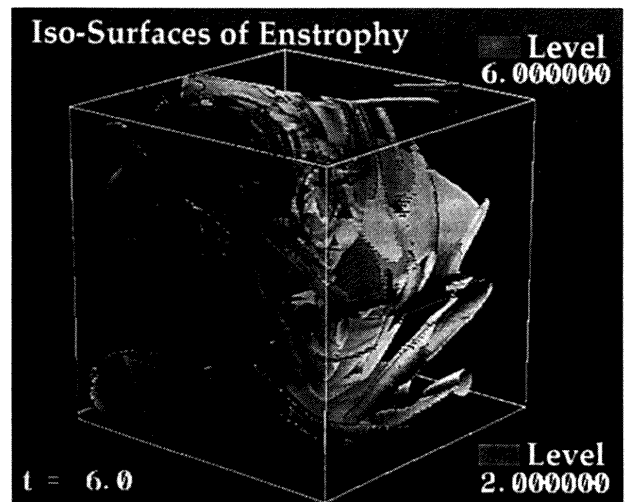
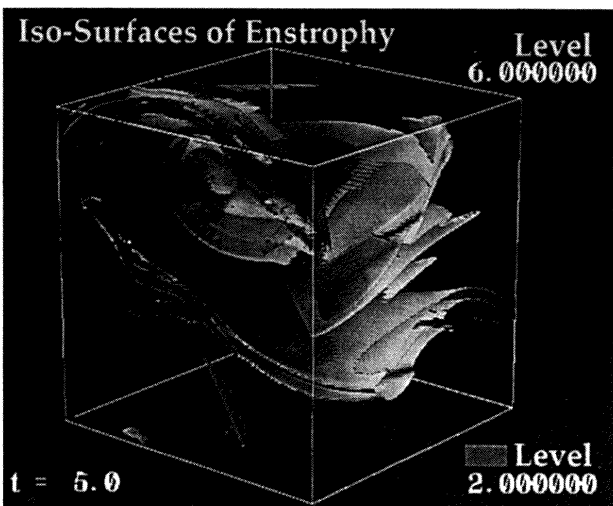
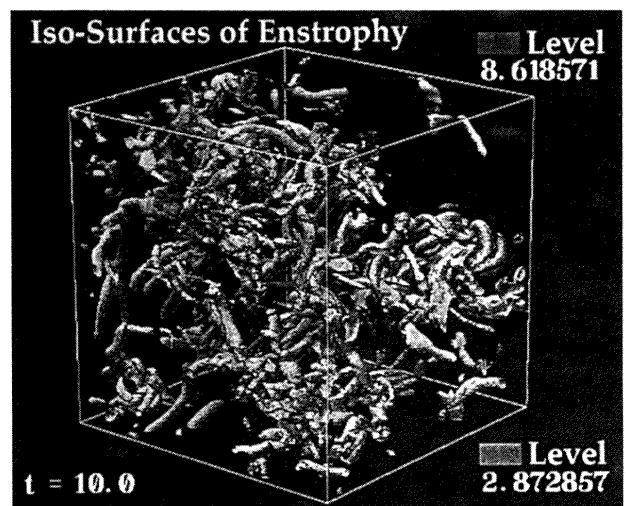
(a) $t = 4$ (c) $t = 6$ (b) $t = 5$ (d) $t = 10$

図5 乱流高渦度領域の空間的構造の発達
白線は全計算領域の $1/4^3$ 領域を示す。

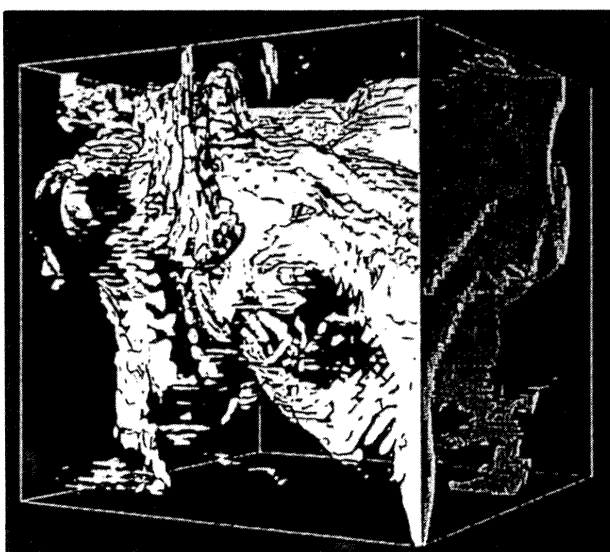


図6 発達した乱流中の高温度勾配領域の可視化($t=10$)
白線は全計算領域の $1/8^3$ 領域を示す。

シート状の渦層となるが、次に、この渦層が巻き上げられて微細な渦管が生成される。発達した乱流中では、高渦度領域はこの様に微細で局所的な渦管によって構成されている。一方、温度場については、その勾配の強い領域がシート状領域に集中することが明らかにされた。

参考文献

- 1) 山本稀義：航技研数値風洞と乱流の数値シミュレーション，ながれ，14 (1995) 353.
- 2) Canuto, C. et al. : Spectral Methods in Fluid Dynamics (Springer-Verlag, New York, 1988).
- 3) Kerr, R. M. : Higher order derivative correlation and the alignment of small-scale structures in isotropic numerical turbulence, J. Fluid Mech., 153 (1985) 31.
- 4) Yamamoto, K. and Hosokawa, I. : A decaying

- isotropic turbulence pursued by the spectral method, *J. Phys. Soc. Japan*, **57** (1988) 1532.
- 5) Vincent, A. and Meneguzzi, M.: The spatial structure and statistical properties of homogeneous turbulence, *J. Fluid Mech.*, **225** (1991) 1.
- 6) Chen, S. et al.: On statistical correlations between velocity increments and locally averaged dissipation inhomogeneous turbulence, *Phys. Fluids A5* (1993) 458.
- 7) Jimenez, J. et al.: The structure of intense vorticity in isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.* **255** (1993) 65.
- 8) Yamamoto, K.: Direct Numerical Simulation of Isotropic Turbulence Using NAL Numerical Wind Tunnel, in *Parallel Computational Fluid Dynamics: New Algorithms and Applications* (Eds. Satofuka, N. et al., Elsevier Science, 1995) 13.
- 9) 山口博他: 等方性乱流の微細構造の可視化, 第9回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1995) 167.
- 10) Ruetsch, G. R. and Maxey, M. R.: Small-scale features of vorticity and passive scalar fields inhomogeneous isotropic turbulence, *Phys. Fluids A3* (1991) 1578.
- 11) 店橋護他: 乱流微細 coherent 構造のスケーリング則, 第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1996) 144.

No.3

主流中の点源攪乱による境界層遷移

益田 重明*, 柴田 潔*

Boundary Layer Transition Caused by Point Disturbance in Free-Stream

Shigeaki MASUDA and Kiyoshi SHIBATA

Faculty of Science and Technology, Keio University

Response of a laminar boundary layer to an impulsive point disturbance in the free-stream has been examined. The ensemble average of hot-wire signal for a sufficiently high amplitude of initial perturbation showed the penetration of disturbance through the outer edge of the boundary layer causing a turbulent spot similar to that of the on-wall disturbance. Transient growth of perturbation energy was observed for initial amplitude below some threshold value.

Key Words : by-pass transition, free-stream disturbance, Blasius boundary layer, transient growth

1. まえがき

平板境界層では主流乱れ強さ Tu が 5% 以上では乱流維持のための最小レイノルズ数と考えられる $Re_{\delta^*} \sim 490$ 程度で遷移が始まることが知られているが、5% 以下では主流乱れ強さと遷移開始レイノルズ数の一般的関係は不明である。種々雑多な主流乱れに対する境界層の反応を調べる一つの方法として、性質の分かっている特定の攪乱を主流中に添加し、境界層内部への伝播・成長・崩壊の過程を個別に調べる方法がある。特に攪乱の成長を初期値・境界値問題として数値解析する手法が最近広く行われ、亜臨界域での非モード攪乱の線形成長や T-S 波を経ずにストリークや縦渦が生み出される機構など、従来の固有値解析には見られなかった重要な現象が説明されるようになっている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。

本研究では、前縁下流の主流に添加されたパルスジェット型の攪乱が境界層外縁を通して境界層内部に伝播し乱流遷移を引き起こす過程を、攪乱強さをパラメータとして、初期値・境界値問題の視点から実験的に検討した。

2. 実験装置と方法

吸い込み式風洞に平板を設置し、主流速 $U_{\infty} = 4\text{m/s}$ 、主流乱れ強さ $Tu = 0.5\%$ において可視化および熱線計測を行った。攪乱は前縁からの距離 $x = 0.3\text{m}$ ($Re_{\delta^*} \sim 490$),

壁面からの距離 $y = 2\delta$ の位置に出口端を持つ内径 1.9 mm のパイプからのパルスジェットとして、スピーカーにステップ状の電圧を印可することによって駆動した。この印可電圧をトリガーとして 100 サイクル分のアンサンブル平均

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_i^N u_i(t) \quad (1)$$

を算出した。攪乱の強さは攪乱を与えた x 位置での境界層外縁における速度変動の最大値で定義し、スピーカー入力電圧を変えることによって主流速の 4%~16% の範囲で変化させた。詳細については既報⁽⁴⁾を参照されたい。

3. 実験結果

3.1 攪乱の性質

スピーカーにステップ状の電圧を印可すると約 2 ms 後に壁面直角方向の速度 ($v < 0$) が急激に立ち上がり、約 6 ms 後にピークに達した後徐々に減少し、約 30 ms 後に零に復帰する。図 1 は攪乱導入位置 ($x = 0.3\text{m}$) における流速変化の $y-z$ 面の等値線である。境界層外縁付近 ($y = 5.5\text{mm}$) には境界層厚さ程度のスパン方向広がりを持った一つの低速領域があり、時間と共に壁面側に拡大するが、 0.6δ 付近では常に速度変化は見られず、さらに壁面側では加速領域が認められる。

図 2 は攪乱導入位置の境界層外縁付近における $\partial u /$

* 慶応大学

∂z の等値線である。これが渦度の y 方向成分を代表しているものと考えれば、攪乱源を挟んで対称に時計方向・反時計方向の垂直渦度成分が生じていると見なせるが、 $y=4.5\text{mm}$ (0.8δ) ではすでにかなり弱まり、これより壁面側ではこのスケールでは何も識別できない。つまり垂直渦度はシアアの弱い境界層外縁付近にのみ存在し、

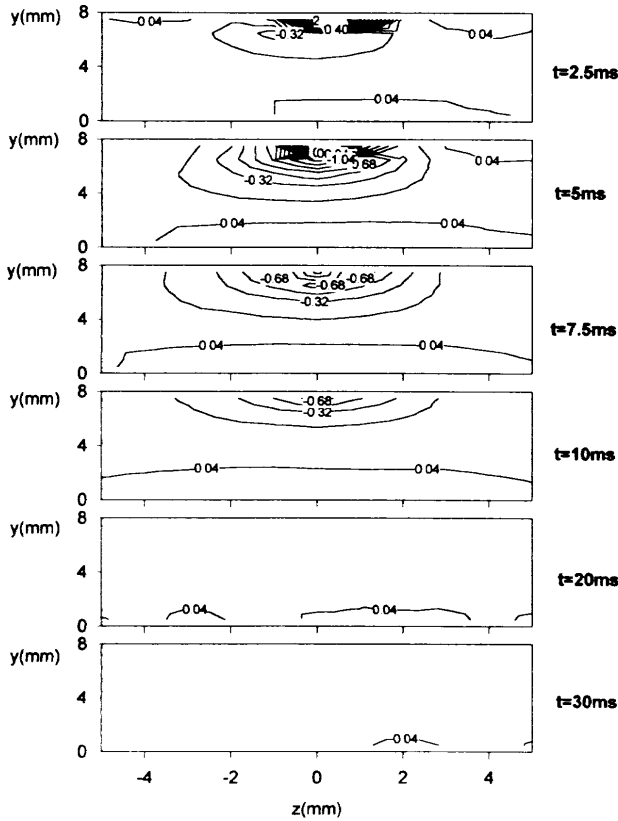


図1 攪乱導入位置 ($x=0.3\text{m}$) における流速変化の等値線、攪乱強さ $0.16 U_\infty$ 、等値線の間隔 0.18m/s

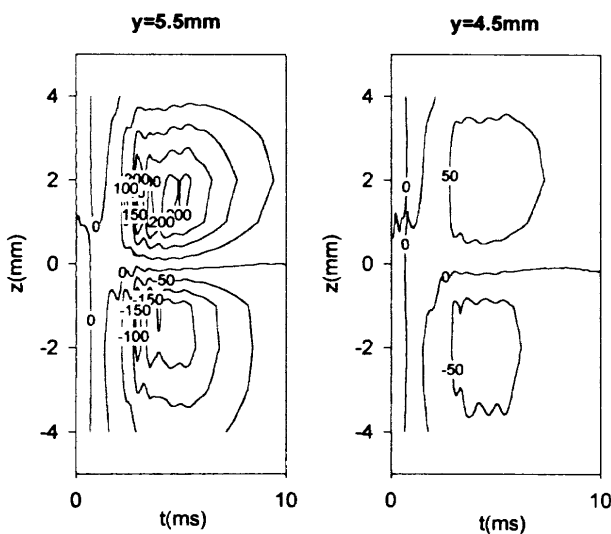


図2 攪乱導入位置 ($x=0.3\text{m}$) における $\partial u / \partial z$ の等値線、攪乱強さ $0.16 U_\infty$ 、等値線の間隔 50s^{-1}

渦糸の転向による縦渦生成のメカニズムは期待できないと思われる。

3.2 攪乱エネルギーの時間発展

図3は初期攪乱強さを変化させた場合の攪乱エネルギーの下流への変化である。ここで攪乱エネルギーは、変動速度成分のアンサンブル平均の運動エネルギー $\langle u \rangle^2 / 2$ を、攪乱が存在する (y, z, t) 領域全体 V にわたって積分し、

$$E(x) \equiv \frac{1}{2} \iiint_V \langle u \rangle^2 dy dz dt \quad (2)$$

と定義した。攪乱強さが $0.04 U_\infty$ の場合、一旦成長し初期エネルギー E_0 の約 4.4 倍に達した後減衰を開始するのに対して、 $0.16 U_\infty$ の場合には 10^4 倍に達しさらに成長を続けている。後で述べるように、流速変化の大きさは下流方向に高々 2 倍程度だが、速度変動の領域が空間的に拡大しており、結果的に全体のエネルギーが増加している。

Butler and Farrell⁽²⁾は線形攪乱の時間発展の数値解析から、 $Re_{\delta^*} = 344$ (すべてのモードが安定) においても非モード攪乱の成長は可能であること、特にスパン方向にだけ周期性を持つ純三次元攪乱が最もエネルギーを獲得しやすいこと、その結果は実験でもしばしば観察される縦渦とストリークに帰結されること、攪乱エネルギーは一旦増大するが線形の枠内ではやがて減衰に転じること (transient growth) などを見出した。表1に、すべての線形攪乱の中で最も成長しやすいとされる攪乱 (Global optimal) および二次元攪乱の中では最も成長しやすいとされる攪乱 (Best 2-D optimal) の最大到達

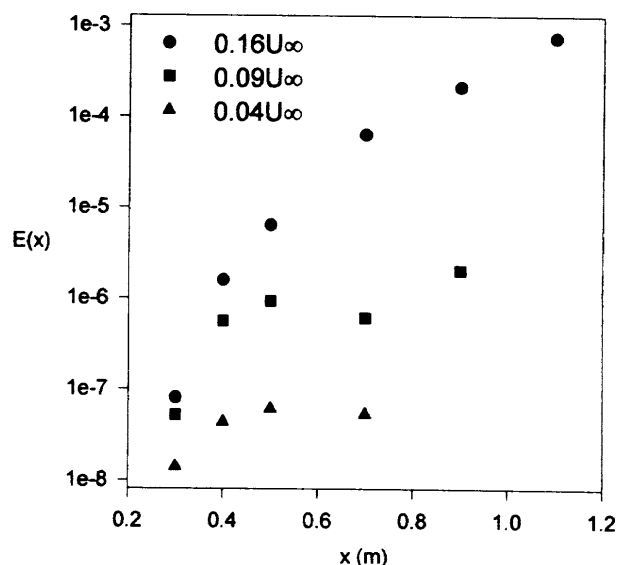


図3 攪乱エネルギーの変化

表1 最大エネルギー増幅率と到達時刻

Author	Re_{δ^*}	disturbance	growth type	$U_{\infty} t_{max} / \delta^*$	E_{max} / E_0
Butler-Farrell					
Global optimal	344 *	pure 3-D ($\alpha=0, \beta=0.65$)	transient	778	1514
Best 2-D optimal	344 *	pure 2-D ($\alpha=0.42, \beta=0$)	transient	45	28
Present					
$0.04U_{\infty}$	490 **	pulse jet	transient	30	4.4
$0.09U_{\infty}$	490 **	pulse jet	transient	30	21.8
$0.16U_{\infty}$	490 **	pulse jet	monotonous	—	—

* parallel flow assumption, ** displacement thickness at disturbance position

エネルギーとその時の無次元時刻を本実験の結果と比較した。その際、攪乱は後で述べるように $0.65U_{\infty}$ で移流するものとして流れ方向位置 x を時間 t に換算した。本実験のレイノルズ数は Butler and Farrell のものより大きいし、攪乱のタイプも異なるから定量的比較は意味がないが、点源攪乱でも弱い場合には transient growth の性質を示すこと、強い場合には成長を続け、transient growth の性質を示さないことなどが分かる。

3.3 強い攪乱の場合の速度場

図4は攪乱強さ $0.16U_{\infty}$ の場合について、基礎流れからの流速変化を(a) $y-t$ 面、および(b) $z-t$ 面で見

等値線である。 $y-t$ 面のスパン方向位置は攪乱源の位置($z=0$)、 $z-t$ 面の y 座標は流速変化が最も顕著に現れる $y=2.5\text{mm}$ を選んだ。可視化実験の結果、この攪乱強さの場合には壁面から攪乱を与えた場合と同様の乱流斑点が形成されることが確かめられている。また図3で示したように、この強さの攪乱の場合エネルギーは少なくとも測定した範囲では増大し続ける。

$y-t$ 面から明らかのように攪乱源直下($x=0.3\text{m}$)では攪乱自身と思われる外縁付近の減速領域と、これよりやや遅れてこれに誘起されて二次的に発生したと思われる壁面近傍の加速領域が認められ、下流域ではこれよりやや遅れて第二の加速領域が現れる($x=0.5\text{m}$)。この第

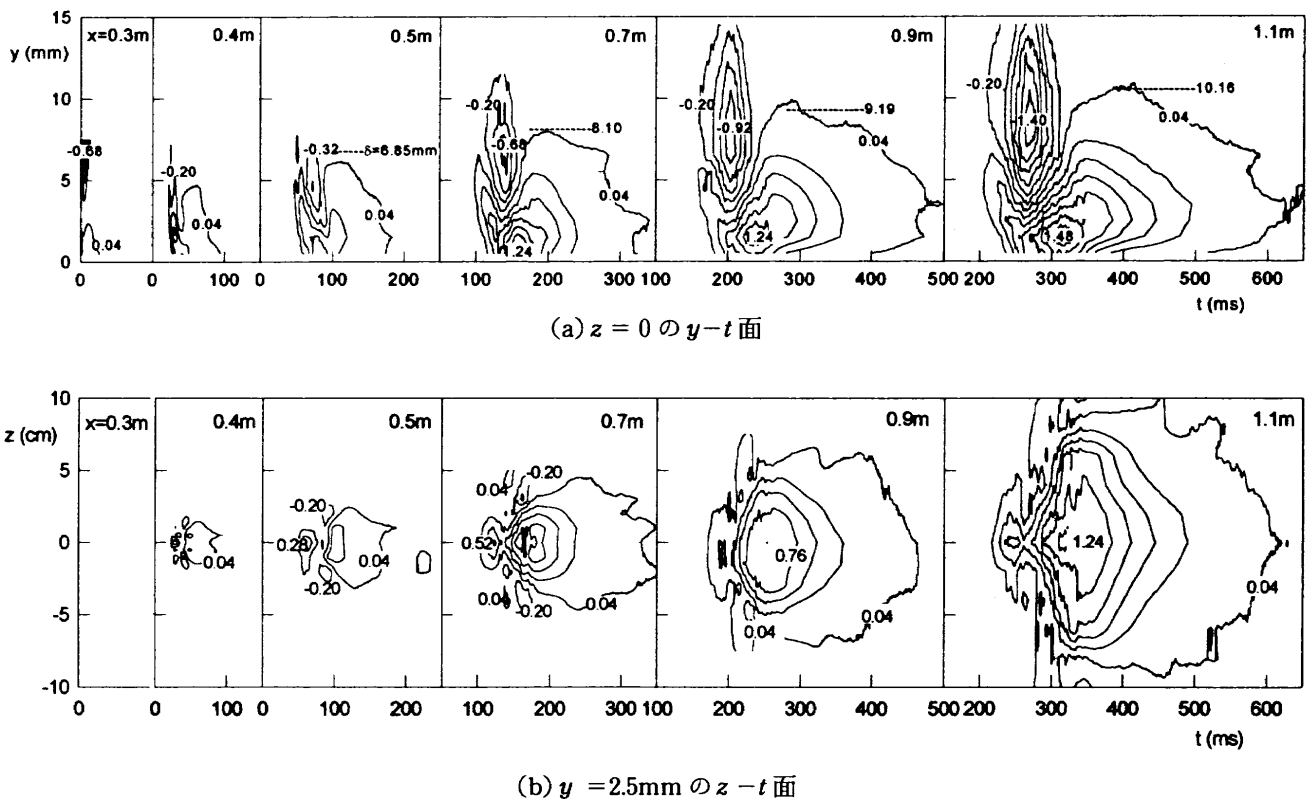


図4 基礎流れからの速度変化の等値線、攪乱強さ $0.16U_{\infty}$ 、等値線の間隔 0.24m/s 、

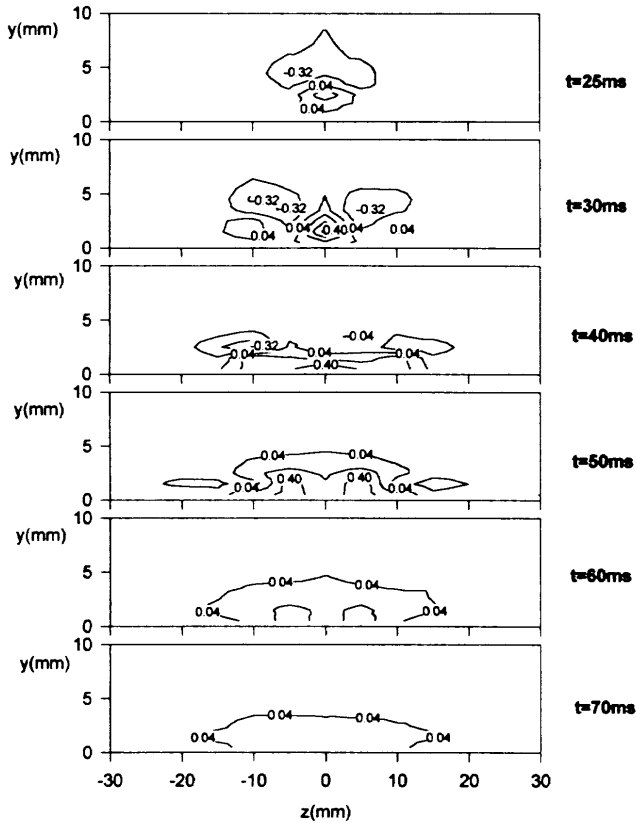


図5 基礎流れからの速度変化の $y-z$ 面等値線, $x = 0.4m$, 攪乱強さ $0.16U_\infty$, 等値線の間隔 $0.18m/s$

二の加速領域は時間方向にも空間方向にも領域を拡大して行く。この領域の高さとスパン方向の広がりほぼ局所の境界層厚さ程度である。一方、攪乱自身と思われる減速領域は、図4(b)では構造の中心($z=0$)からスパン方向に離れた位置に対称に現れており、図4(a)と合わせて考えるとこの減速領域はアーチ状になっているものと思われる。

図5は $x=0.4m$ の位置における $y-z$ 面の流速変化の等値線である。主流から降下してきた攪乱による減速領域は、最初はその下部に誘起される加速領域を跨ぐように存在するが ($t=25ms$)、直ちに左右に分離し ($30ms$)、中間に新たな加速領域が現れ ($40ms$)、その後減衰して攪乱到達以前の状態に復帰する。

図4(a)で減速領域の下部にやや遅れて位置する最大流速の点を構造の中心点とみなし、その位置を時間に対してプロットすると図6のようになる。攪乱は与えられた直後からほぼ主流速度 U_∞ の65%程度の一定速度で移流していることが分かる。この流速はこの y 位置での基礎流れの局所流速 $U(y)$ の約2倍に相当し、攪乱により歪められた局所流速と同程度の大きさとなっている。

3. 4 攪乱の時間発展

Orr (1907) が時・空間的に局在する攪乱の時間発展

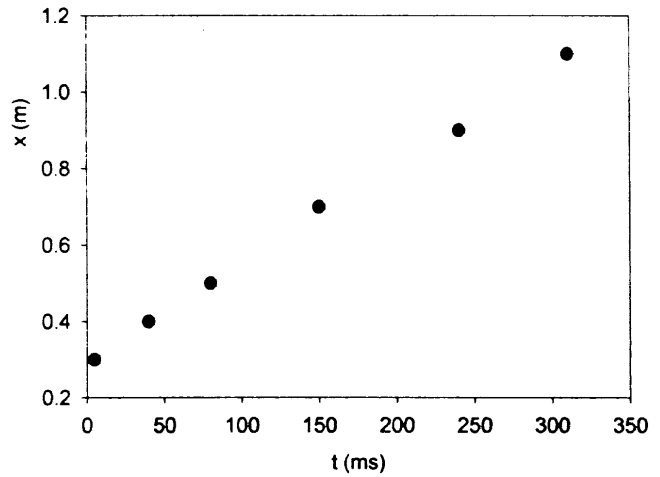


図6 速度変化のピーク位置の時間変化

の非粘性解析により、孤立スペクトルの他に連続スペクトルが現れることを示して以来、乱流遷移との関係について研究が行われてきた^{(5) (6) (7)}。そして三次元攪乱は一般に“dispersive wave part”と呼ばれる孤立スペクトル成分と、“convective part”と呼ばれる連続スペクトル成分から合成されており、後者は局所平均流速で移流しながら過渡的に成長し (transient growth)、やがて減衰すること⁽¹⁾、初期攪乱が強い場合には“convective part”が、逆に弱い場合には“dispersive wave part”が遷移にとって重要であること^{(6) (7)}などが次々に明らかにされつつある。

こうした背景を念頭に置いて本実験結果を見直すと、dispersive wave partの兆候はどの強さの攪乱に対しても認められないこと、攪乱が局所流速で移流し、弱い場合には transient growthの兆候を示すことなどから、本実験で扱われた遷移においては convective partが支配的であるものと推測できる。強い攪乱の場合には攪乱が基礎流れを大きく歪め、早い時期から非線形段階に達しているものと考えられる。

なお、弱い攪乱の場合の速度場には強い攪乱とは違った、“dispersive wave packet”と思われるパターンが見られたが、風洞壁や熱線ローブの微弱な振動の疑いもあり、攪乱の再現性についても改良を加えた上で改めて計測を実施する計画である。

4. まとめ

本研究で明らかになった点を要約すると以下の通りである。

- 1) 前縁下流の主流中に加えられたパルスジェット型の攪乱により、直下の壁面近傍に加速領域が形成され、攪乱が強い場合には下流で、壁面上の点源攪乱の場合と基本的に同様の乱流斑点へと成長することが分かった。
- 2) この時、攪乱は歪められた基礎流れの局所平均流速

で移流すること、変動のエネルギーは初期値の 10^4 倍に達した後もなお成長を続け、transient growthの兆候は認められなかった。

3) 初期攪乱が弱い場合にも境界層内部の速度変動のエネルギーは一旦増大するが、途中から減衰に転じ乱流斑点には至らなかった。

5. 文 献

- (1) Gustavsson, L. H., *J. Fluid Mech.*, **224**(1991), 241–260.
- (2) Butler and Farrell, *Phys. Fluids A*, 4-8 (1992), 1637–1650.
- (3) Henningson, D. S. et al., *J. Fluid Mech.*, **250** (1993), 169–207.
- (4) 濱田ほか, 第28回乱流シンポジウム講演論文集 (1996), 97–98.
- (5) DiPrima, R. C. and Habetler, G. J., *Arch. Rat. Mech. Anal.*, **32** (1969), 218.
- (6) Breuer, K. S. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, **220** (1990), 569–594.
- (7) Breuer, K. S. and Landahl, M. T., *J. Fluid Mech.*, **220** (1990), 595–621.

No. 4

超音速境界層における T-S 波動の受容性について

坂上 昇 史*, 西岡 通 男*

A Numerical Study on the Receptivity Process Generating Tollmien-Schlichting Waves in Supersonic Laminar Boundary Layer

Shoji SAKAUE and Michio NISHIOKA

Osaka Prefecture University

The objective of the present study is to obtain a better understanding of boundary layer receptivity. A direct numerical simulation is made on the basis of TVD scheme to investigate the generating process of Tollmien-Schlichting waves in supersonic laminar boundary layer flow. The external disturbance is introduced as a boundary condition by forcing weak sinusoidal u -fluctuation on a narrow strip of the wall. Results of the simulation clearly show the process by which T-S wave develops from the local (x -dependent) Stokes layer due to the external disturbance.

Key Words : supersonic flow, boundary layer receptivity, Tollmien-Schlichting waves, TVD scheme

1. はじめに

次世代超音速旅客機の開発において重要な空気力学的課題とされているものの1つに翼面上の境界層の層流制御が挙げられる。その実現のためには層流から乱流への遷移過程をよく知る必要がある。

境界層遷移のごく初期段階の予測に安定性理論は非常に有効であるが、遷移を予測し制御するためには外乱が微小攪乱を励起する過程、すなわち、受容過程について知ることが重要である。微小攪乱の発生過程とその必要条件を知らなければ、いろいろな外乱環境において遷移の発生を正確に予測することはできない。非圧縮流の場合、T-S 波動が励起されるためには局所的で x 方向に強さの変化する Stokes 層の発生が必要であることが Nishioka-Morkovin¹⁾ 以来、多くの実験的、理論的、数値的研究により示されている²⁾。しかしながら、超音速境界層における微小攪乱の発生過程とその必要条件についてはほとんど知られていない。

そこで、本研究では超音速境界層における微小攪乱の受容過程について詳しく知るために、壁面上で時間的に振動する速度変動攪乱による T-S 波動の発生過程を数値計算により調べた。

2. 数値計算法

T-S 波動が励起されるためには前述のように局所的な Stokes 層の発生が必要である。Asai-Nishioka²⁾ は非圧縮流についてこのような Stokes 層を発生させるために

$$u = u_w(x)\sin(\omega t),$$

$$u_w(x) = \begin{cases} A_w(\cos^2(\pi(x-x_0)/2s)) & \text{for } |x-x_0| \leq s \\ 0 & \text{for } |x-x_0| > s \end{cases} \quad (1)$$

で表される壁面上の狭い範囲 ($2s$) において角振動数 ω で時間的に振動する x 方向の速度成分 u を与え、励起された波動の強さは外乱に含まれる T-S 波動の波数スベクトルの強さ

$$F(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u_w(x)e^{-i\alpha x} dx$$

$$= \frac{A_w}{4\pi} \left(\frac{2}{\alpha} + \frac{s}{\pi - \alpha s} - \frac{s}{\pi + \alpha s} \right) \sin(\alpha s) \quad (2)$$

に比例することを明らかにした。

本研究においても(1)式で表される攪乱を壁面上に与え、その強さ A_w と x 方向のスケール $2s$ を変えることにより、超音速境界層における T-S 波動の受容される条件を調べる。計算対象は、図1のような平板上に形成される主

* 大阪府立大学

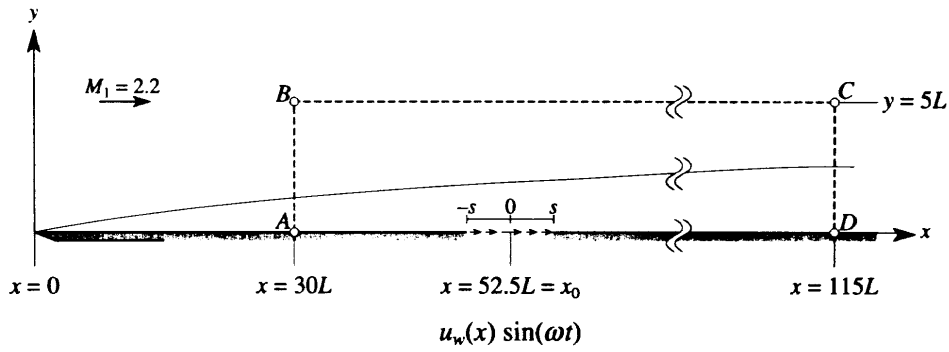


図1 解析の対象とする流れ場

流マッハ数 $M_1=2.2$ の超音速層流境界層を考え、流れ方向に x 軸、平板と垂直な方向に y 軸をとる。上流、下流境界をそれぞれ $x/L=30, 110$ に設定し、攪乱の原点 (x_0) を $x_0/L=52.5$ に設定する。ここで、基準長さ L は $Re = \rho_1 c_1 L / \mu_1 = 4500$ となるように設定されており、吸い込み式風洞を用いた実験に対応させると $L=0.78\text{mm}$ である。また、格子点数は $(n_x, n_y) = (800, 160)$ 、格子間隔は境界層内で $(\Delta x/L, \Delta y/L) = (0.125, 0.0125)$ とし、境界層外では不等間隔格子とする。

数値計算は、対流項については Chakravarthy - Osher³⁾ の 3 次精度 TVD スキームを適用し、粘性項は

2 次精度の中心差分を適用して離散化する。また、時間積分には 2 次精度の陽解法を用いる。

3. T-S 波動の励起過程

(1)式で表される壁面上の速度変動攪乱の角振動数は $\omega = 1.2469$ とする。この角振動数の T-S 波動は、外乱の原点において $\alpha = 0.9099 - i 0.0132$ の固有値をもつ増幅攪乱であり、その波長 λ は $\lambda/L = 6.91$ となる。外乱の強さは $A_w = 0.03 U_1$ に固定し、その x 方向のスケール $2s$ のみを変化させる。まず、外乱の x 方向のスケール $2s/L = 5.6$ (T-S 波動の波長の 81%) とする。導入する外乱の強さは十分小さく、励起される波動の挙動は線形安

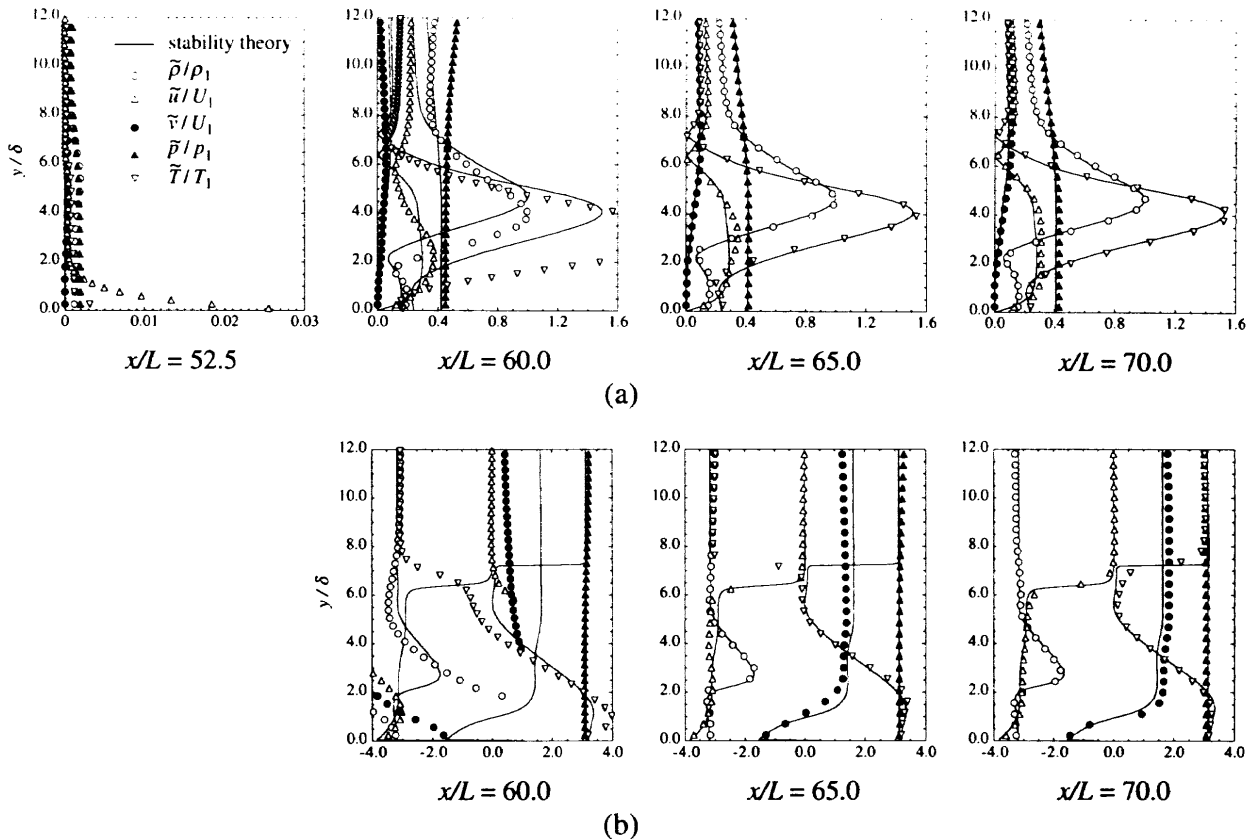


図2 励起された波動に関する数値解と安定性解析の比較 ($2s/L=5.6$):
(a) 波動の振幅, (b) 位相 (rad) の y 分布

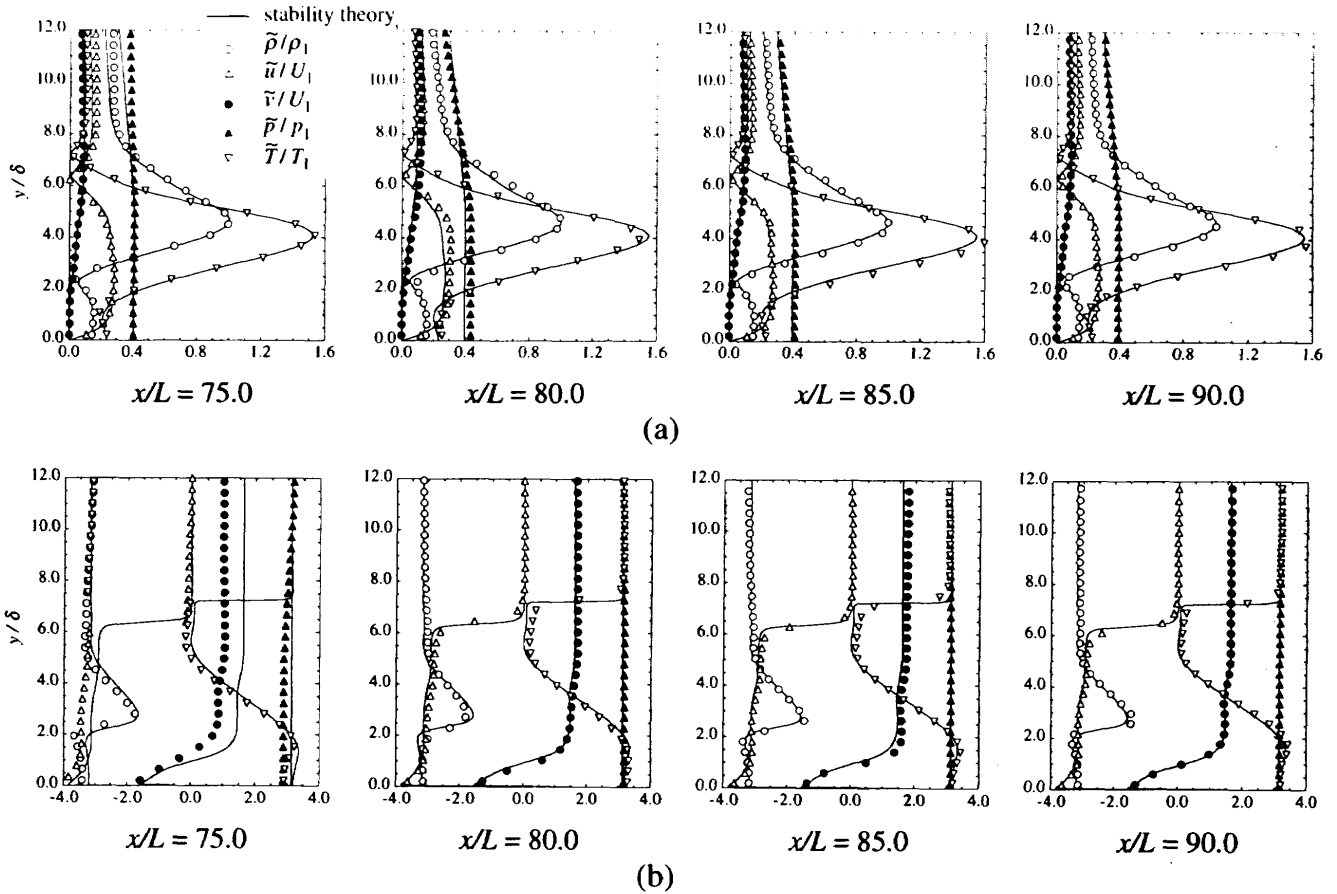


図2 (つづき)

定性理論によって予測可能である。

まず、励起された変動の振幅と位相を各断面位置での安定性解析による T-S 波動モードの固有関数と比較する。図 2 (a) は密度変動 $\tilde{\rho}$ の最大値で正規化した変動の振幅、図 2 (b) は位相の各 y 分布である。励起された変動は、攪乱の原点から約 2 波長下流の $x/L = 65$ 付近でほぼ T-S 波動とみなせる構造を持っている。また、外乱として壁面上に速度変動を与えているにもかかわらず、攪乱のすぐ下流 ($x/L = 60$) で境界層速度分布の一般化変曲点近傍において密度および温度変動が大きくなっている。図 3 に励起された変動の発達の様子を安定性解析による T-S 波動モードの固有値と比較する。図 3 (a) は波数 α_r 、図 3 (b) は空間増幅率 $-\alpha_i$ の x 方向変化である。 $x/L \geq 65$ において両者はほぼ一致しており、攪乱源から約 2 波長下流で T-S 波動が励起されている。以上の結果より、一般化変曲点に伴う変曲点不安定性に支配される超音速境界層においても、非圧縮流と同様、壁面に形成される Stokes 層により T-S 波動が励起されていることが確認できる。

次に、外乱のスケールを $2s$ を変化させ励起される波動の強さを調べた。図 4 (a) は $x/L = 90$ での速度変動 \tilde{u} の最大値と外乱のスケール $2s$ の関係を、図 4 (b) は

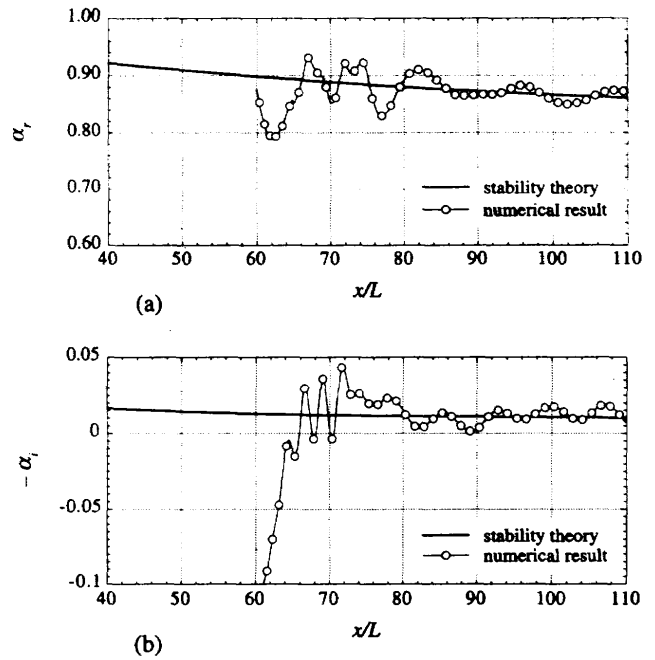


図3 励起された波動に関する数値解と安定性解析の比較 ($2s/L = 5.6$):

(a) 波数 α_r 、(b) 空間増幅率 $-\alpha_i$ の x 分布。

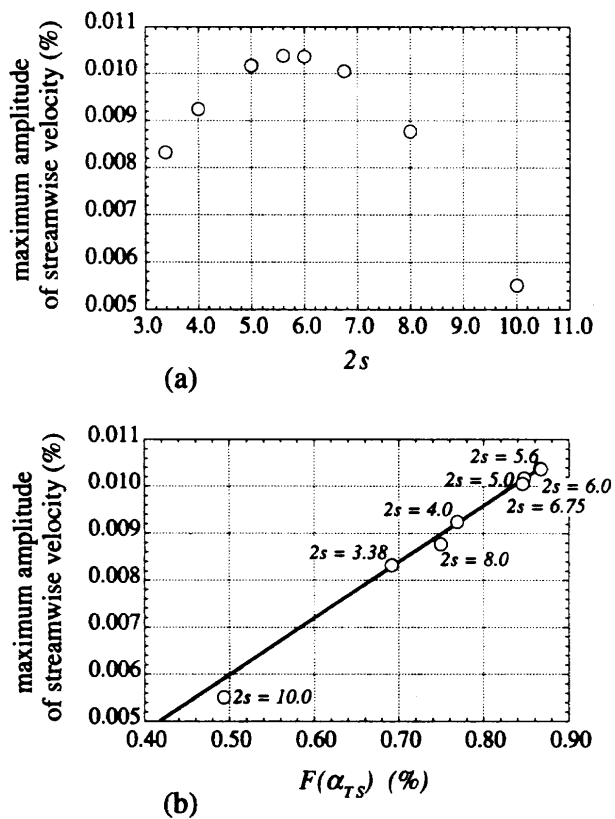


図4 外乱の強さと励起される波動の関係：
 (a) \hat{u}_{\max} (at $x/L=90$) vs. $2s$,
 (b) \hat{u}_{\max} (at $t/L=90$) vs. $F(\alpha_{TS})$.

同位置での速度変動 \hat{u} の最大値と(2)式で表される外乱に含まれる T-S 波動の波数スペクトル $F(\alpha_{TS})$ の関係を表す。励起された波動の強さは $F(\alpha_{TS})$ に比例している。壁面の速度変動攪乱により励起される T-S 波動の強さは、変曲点不安定に支配される超音速境界層においても、非圧縮流の場合と同様、その外部攪乱の特性長さ(外乱のスケール $2s$)、すなわち、外乱に含まれる T-S 波動の波数スペクトルの強さに支配される。また、励起された T-S 波動はほぼ $-\alpha_i$ で増幅しているので、その強さを

$$\hat{u}(x) = C \exp(-\alpha_i x) F(\alpha_{TS}) \quad (3)$$

で表すと、 $C=0.012$ となる。これは、非圧縮の平面 Poiseuille 流の場合²⁾ の $1/20$ 程度である。これは、圧縮流の場合、壁面上の速度変動攪乱によって圧力変動(圧縮・膨張波)が誘起され、そのエネルギーが消費されるためであると考えられる。

4. まとめ

本研究では、外部攪乱による超音速層流境界層中の T-S 波動の励起について数値計算により調べた。T-S 波動を発生させるための攪乱源として局所的で x 方向に強さの変化する時間的に正弦振動する x 方向の速度成分 u を壁面の狭い領域に与えた。T-S 波動は、攪乱源からわずか 2 波長下流においてその発達が観察された。また、今回のシミュレーションにより、超音速層流境界層中に励起される T-S 波動は、非圧縮流の場合と同様、外乱に含まれる T-S 波動の波数スペクトルの強さに比例することを明らかにした。

本研究は部分的に文部省の科学研究費(課題番号 0845 5465)の援助を受けた。

引用文献

- 1) Nishioka, M., M. Morkovin : Boundary layer receptivity to unsteady pressure gradients : Experiments and overview, *J. Fluid Mech.*, **171** (1986) 219-261.
- 2) Asai, M., Nishioka, M. : A numerical study on the receptivity process generating Tollmien-Schlichting waves, *Fluid Dynamics Research*, **12** (1993) 229-239.
- 3) S. R. Chakravarthy, S. Osher : A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws, *AIAA 85-0363* (1985).

No. 5

表面処理による遷移および乱流制御の試み

小栗 英美*, 小濱 泰昭*

Turbulent Transition and Boundary Layer Control Using
Micron-Sized Distributed Surface Geometry

E. OGURI and Y. KOHAMA

Institute of Fluid Science, Tohoku University

The present paper deals with experimental investigation using micron-sized distributed surface geometry on a flat plate to observe effective drag reduction. Namely, objective is to verify Tani's hypothesis that distributed fine rough surface can even reduce turbulent drag in a certain range of Reynolds number. To verify above hypothesis, we directly measured the net drag of a flat plate wrapped by a sheet with micron-sized distributed surface geometries. At the range of higher Reynolds number, a limited amount of drag reduction was observed in the case of certain kinds of rough surface geometries. The present result requires a new explanation how turbulent energy is suppressed in the turbulent boundary layer. On the other hand, at the range of lower Reynolds number, 7~9% drag reduction was observed in the surface covered with micron-sized hair. By measuring velocity distributions, it was found out that these drag reduction is owing to transition delay.

Key Words : boundary layer control, micron-sized distributed surface geometry, drag reduction, turbulent energy production mechanism, turbulent transition, tripped boundary layer

1. 緒 言

交通機関の高速化を実現するにあたり、物体に働く流体抵抗を境界層制御の立場から軽減することが必要となってくる。境界層制御は、乱流遷移を遅らせる層流制御、乱流境界層中のエネルギー生成を抑制する乱流制御¹⁾のおおむね2種類に分けられる。イルカの表面に観られるコンプライアントウォール²⁾、流れ方向に微小な縦溝構造を有するリブレット³⁾の効果は良く知られている。一方、谷は表面に分布する微小な粗さ ($Re_k < 7$) における抵抗軽減の可能性を提唱した⁴⁾。そこで本研究ではこの粗さ範囲内の粗面を用いて乱流制御を試みる。また西ら⁵⁾は網状の粗面を、高田ら⁶⁾は起毛繊維を用いて抵抗軽減の可能性を示している。本研究においても採用し、その抵抗軽減が乱流制御によるものか層流制御的なものなのかを検討する。

これらを表面形状とする平板に働く流体抵抗を直接測

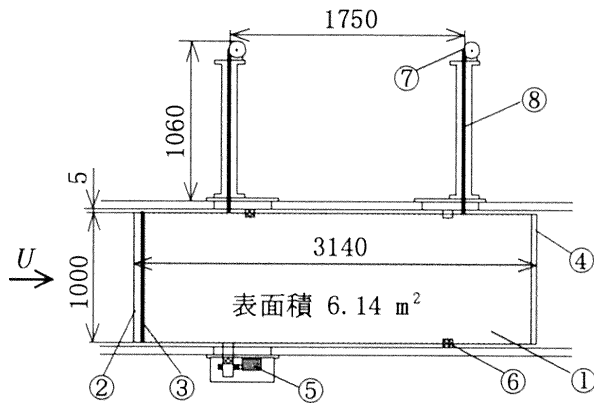
定するとともに、流れ場の状態を調べるために速度分布測定を行っている。以上の結果を踏まえ、抵抗軽減のメカニズムを解明し、抵抗軽減効果の大きな表面構造を開発することを最終的な目的としている。

2. 実験装置及び実験方法

実験には、東北大学流体科学研究所の低乱熱伝達風洞を測定部が密閉型の状態で使用した。図1に実験装置の概略を示す。測定に用いた平板は3.14m×1.0m×14mm、前縁形状は10:1の楕円形である。平板両面に滑面および数種類の表面形状の異なるフィルムないし布を貼り付ける。前縁から90mmの位置に $\phi = 0.5\text{mm}$ のトリップワイヤーを取り付け境界層を強制的に乱流遷移させている。

測定に用いた表面は9種類で、滑面を有するポリエステルフィルム、リブレット面として溝高さ17 μm 、溝間隔50 μm のポリエステルフィルム、表面分布粗面として粗さ高さが、9, 12, 30 μm の3種類の酸化アルミニウム粒子ラビングフィルム、網粗面としてポリエチレン

* 東北大学流体科学研究所



- ①表面フィルム, 布
- ②前縁 (10:1 楕円形)
- ③トリップワイヤー (φ=0.5)
- ④後縁
- ⑤ロードセル
- ⑥ガイドローラー
- ⑦平板吊り下げ装置
- ⑧ピアノ線 (φ=0.7)

図1 抵抗測定実験装置の概略 (単位: mm)

表1 各表面の構造の寸法および特徴

表面	粗さ高さ k (μm)	構造の寸法 (μm)	特徴, その他
リブレット	17	溝間隔50	頂角 110°
粗 $9\mu\text{m}$	11~13	粒子径9	—
粗面 $12\mu\text{m}$	14~16	粒子径12	—
粗面 $30\mu\text{m}$	32~34	粒子径30	—
網粗面	27~31	繊維の直径40	格子状の綾織
繊維 (A)	37~42	510×184 (流れ方向 \times 幅)	弾力性 柔軟性
繊維 (B)	62~72	360×235 (流れ方向 \times 幅)	粗さ高さ大
繊維 (C)	33~42	950×100 (流れ方向 \times 幅)	流れ方向の 糸が主流

綾織り網, 繊維粗面として織り方の異なる3種類の布を使用した。各種表面における表面または断面の顕微鏡写真を図2に, 構造の寸法および特徴を表1に示す。

平板は風洞上方から風洞壁に触れないようにピアノ線で吊り下げられる。平板に働く流体抵抗の測定には1g~5kgまで測定可能なロードセルを用い, 平板の横揺れをベアリングガイドローラーで抑制する。ロードセルからの出力信号は, 測定条件とともにコンピュータに取り込まれる。主流速度 $U = 5 \sim 65\text{m/s}$, 平板の全長 L を代表長さとしたレイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^6 \sim 1.4 \times 10^7$ の範囲で測定を行った。各表面につき複数回測定を行い再現性を確認している。

速度分布の測定には熱線流速計を用い, 平板に垂直な y 方向のみトラバースを行い平均速度分布等を測定し遷移レイノルズ数を求めている。

3. 実験結果および考察

3.1 乱流制御

まず流れ場の状態およびトリップワイヤーの影響について滑面の結果を図3に示す。横軸はレイノルズ数 Re の対数表示, 縦軸は抵抗測定値から平板, 表面フィルムおよびトリップワイヤーの圧力抵抗を減じた摩擦抵抗を摩擦抵抗係数 C_f で表している。 $Re < 6 \times 10^6$ では乱流境界層の値であるプラントルの式より小さく, 平板上流部に層流もしくは遷移領域が存在することを意味している。 $Re > 6 \times 10^6$ では平板全域で完全乱流境界層であるとみなすことができる。

図4はリブレット面および粗面9, 12, $30\mu\text{m}$ における粗さレイノルズ数 Re_k を摩擦抵抗係数 C_f の滑面に対する増減率で示している。 $C_f/C_{fs} < 1$ は抵抗減少, $C_f/C_{fs} > 1$ は抵抗増加を意味する。また, 平板全域で

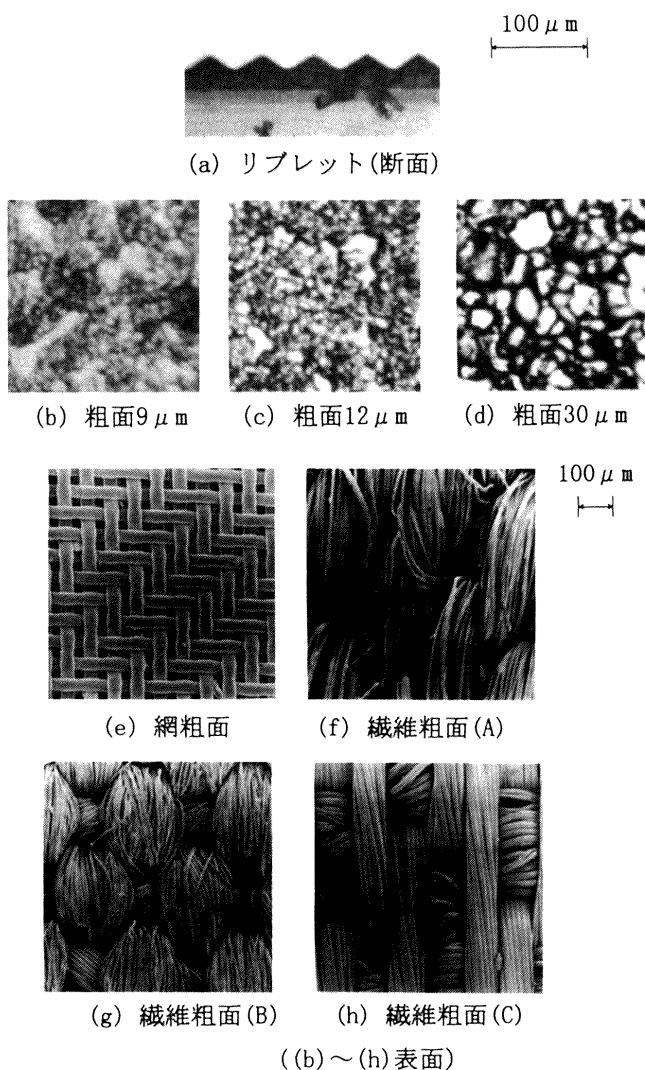


図2 各種表面の表面または断面の顕微鏡写真

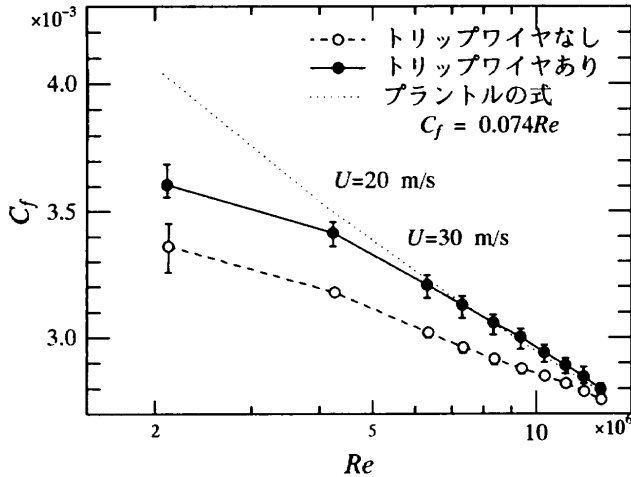


図3 滑面における流れ場の状態およびトリップワイヤの影響

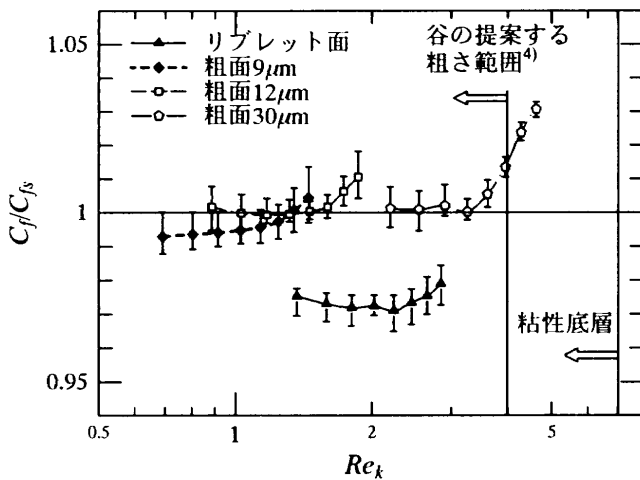


図4 各表面における Re_k に対する摩擦抵抗係数の変化率

完全乱流境界層とみなされる範囲における結果のみを示している。リブレット面では $0.9 < Re_k < 2.8$ で抵抗軽減がみられ最大3%に達している。これは本研究とほぼ等しい Re_k 範囲で測定したWalshら³⁾の結果と一致し、本測定装置が正確に機能していることを意味している。粗面 $9\mu\text{m}$ は $0.7 < Re_k < 1.25$ において0.5%とわずかではあるが滑面より低い値を示している。この範囲内での測定値のばらつきは $\pm 0.8\%$ であり抵抗減少量はその中に埋もれてしまうが、抵抗軽減の可能性はあるものとみなす。粗面 $30\mu\text{m}$ における粘性底層外縁付近の急激な抵抗増加は流体力学的に滑面の粗さ範囲を超えたためという妥当な結果といえる。

抵抗軽減は谷の提案した粗さ範囲 $Re_k < 7$ でみられるが、その範囲内の粗面 $12\mu\text{m}$ 、 $30\mu\text{m}$ では抵抗軽減はみられず、 $9\mu\text{m}$ においても $Re_k < 1.25$ の小さな粗さレイノルズ数範囲でしか確認されなかった。これは粗さが平板上流部の薄い境界層に対しては流体力学的な粗さ

として作用したためと考えられる。

今後、境界層をさらに厚くする工夫をし、平板全域で乱流境界層かつ粗さが流体力学的に滑面である範囲において測定する必要があると考えている。

3.2 強制遷移を遅らせる効果

図5は網粗面、繊維(A)、(B)における摩擦抵抗係数 C_f を滑面と比較して示したものである。測定範囲内での Re_k はそれぞれ $0.38 \sim 4.90$ 、 $0.52 \sim 6.70$ 、 $0.87 \sim 11.34$ に相当する。平板全体が完全に乱流境界層である高レイノルズ領域では滑面より大きい値となり乱流制御は認められない。一方、低レイノルズ数域において抵抗減少がみられ、網粗面、繊維(B)は $U=7.5\text{m/s}$ 、繊維(A)は $U=7.5 \sim 10\text{m/s}$ と広範囲において8~9%の軽減を示している。このような低レイノルズ数域($Re \approx 2 \times 10^6$)では、平板上流部に層流もしくは遷移領域が残っているため乱流遷移を考慮する必要がある。

まずこれら表面の自然遷移に対する効果を調べるために、トリップワイヤを取り付けない状態で測定した結果を示す。図6は滑面および繊維(A)、(C)における形状係数 H を示している。横軸は前縁からの距離を代表長さとしたレイノルズ数 Re_x である。どちらの表面においても滑面より早期に乱流遷移をしており、自然遷移に対しては弊害にしかならないことがわかる。次に滑面、網粗面、繊維粗面(A)、(B)、(C)のトリップワイヤにより強制的に遷移させられた境界層における H を図7に示す。滑面と比較して繊維(C)は8%、網粗面、繊維(B)では20%、繊維(A)においては40%も乱流遷移が遅れていることがわかる。遷移が遅れるほど抵抗値の低い領域が増すことになり抵抗測定の結果を裏付けている。

以上のことより、トリップワイヤにより強制的に乱流遷移させられた境界層において遷移を遅らせる効果が

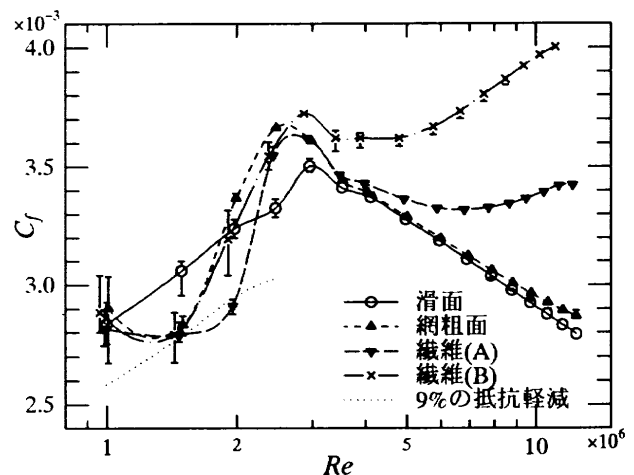


図5 網粗面、繊維粗面における摩擦抵抗係数

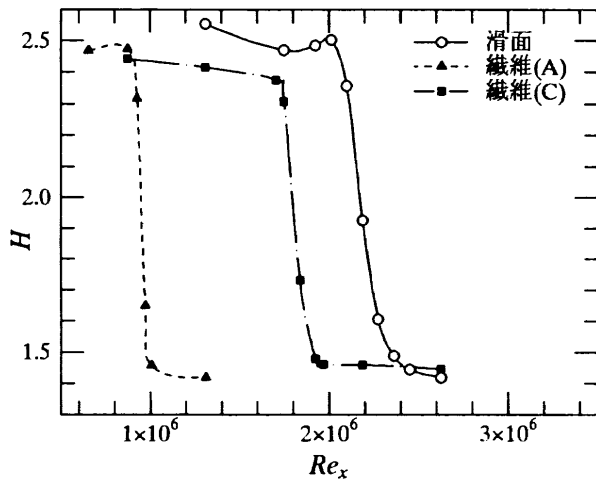


図6 滑面, 繊維粗面 (A), (C) における形状係数
トリップワイヤなし

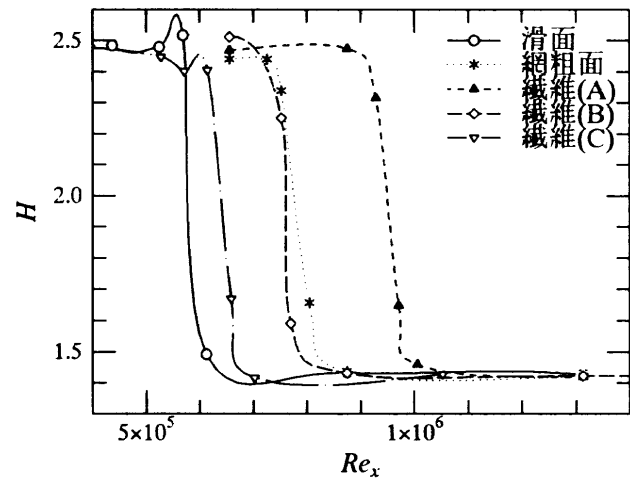


図7 各表面における形状係数
トリップワイヤあり

あるといえる。これはトリップワイヤにより乱された下流の流れ場が平衡状態に達する過程において、これらの表面構造が何らかの効果をもたらしたものと考えられる。繊維の構造から考察すると、自然遷移には粗さ高さの影響が大きいが、強制遷移には繊維の弾力性、柔軟性など他の要因が加わってくるものと思われる。

4. 結 言

本研究では、微小な表面分布粗さにおける抵抗軽減の実証および、網粗面、起毛繊維の抵抗軽減の原因を確認する目的で、抵抗の直接測定および速度分布測定を行い以下の知見を得た。

1. 微小な表面分布粗さ $9 \mu\text{m}$ において0.5%程度の抵抗軽減がみられた。
2. 網粗面、起毛繊維において強制的に遷移させられた境界層において遷移を遅らせる効果が確認された。

謝 辞

実験に際し多大なる協力を頂いた流体科学研究所技官太田福雄氏、並びに同付属工場技官浅野和夫氏に感謝の意を表します。

引用文献

- 1) M. Wallace, H. Eckelmann, and R. S. Brodkey : J. Fluid Mech., **54** (1972) 39-48.
- 2) D. M. Bushnell, J. N. Hefner, and L. Ash, Robert : Phys. Fluid, **20** (1977) S31-S48.
- 3) J. Walsh : AIAA Paper **82-0169**.
- 4) I. Tani : Proc. the Japan Academy, **65** (1989) 133-136.
- 5) 西 茂夫, 大坂英雄 : 日本機械学会論文集 (B), **60-574** (1994) 113-120.
- 6) 高田 孝, 京極啓史, 中原綱光 : 日本機械学会講演論文集, **940-53** (1994) 109.

No. 6

流れ制御のための間欠噴流アクチュエータの開発

望月 修*, 木谷 勝*, 鈴木 紳由*

Development of a Zero-Mass-Flow Device to Control Flow

Osamu MOCHIZUKI, Masaru KIYA and Nobuyoshi SUZUKI

Division of Mechanical Science, Hokkaido University

Characteristics of a pulsating round jet ejected from an orifice into a uniform cross flow are investigated experimentally to develop a zero-mass-flow device to control flow. The trajectories of the jet with different initial conditions are found to collapse into a single curve if these are normalized by the frequency and amplitude of the jet, and the cross flow velocity. This means that the disturbance generated by the jet can be hit at an arbitrary position apart from the orifice.

Key Words : jet, control, cross flow, vortex ring, flow visualization

1. はじめに

航空機の翼のみならず、ターボ機械内の翼およびディフューザにおいて流れがはく離することは、それらの機械の性能に深刻な打撃を与えることになる。たとえば着陸寸前の航空機では翼上面の流れがはく離し易く、いわゆる失速状態に陥りやすい。航空機における失速は重大な事故につながることは記憶に新しい。このためフラップ、ボルテックスジェネレータのようないわゆる高揚力装置と呼ばれる大がかりな装置によって、はく離を未然に防ぐことが行われるのである。しかし、フラップを作動させるための付加的装置は航空機全体の重量および投影面積を増加させるし、ボルテックスジェネレータは常に流れにさらされ、一種の抵抗になっている。したがって、これらははく離の危険にさらされたときだけ必要とされるにも係わらず、いつも航空機の抵抗の増加につながるような影響を及ぼしていることになる。このことは、航空機の燃費にも多大な影響を及ぼしているのである。一般のターボ機械において、それが設計通り使用されていれば問題はないが、そのようなことの方が少ないであろう。規定流量外で使用されるポンプや送風機ではやはりはく離が生じやすい。これによって、機械の振動・騒音が問題となる。

従来のはく離制御というのは、それがパッシブ制御にしてもアクティブ制御にしても常に流れになんらかの人

工的攪乱を与え続けるものである。このため、流れ全体がこの制御によって影響を受け、最悪の場合には機械の効率を犠牲にすることもある。流体機械や航空機では、はく離が起これないように設計するのであるから、普段ははく離制御を必要としない。すなわち、はく離が生じたときだけ制御装置が作動すればよい。また、はく離を起こした部分のみを制御することができればエネルギーの省力化につながる。もし、はく離が起これる前兆を捉え、はく離を事前に抑制できれば一すなわち異常な状況においてのみ、制御装置が作動すれば一常に設計点における流れが実現されることになり、余儀なく設計変更をさせられることはない。さらに、その制御装置が非常に小さく、作動していないときには流れに影響を及ぼさないものであれば、機械の効率を犠牲にすることもない。

これらのことは別の問題として、どこにでも制御装置を必ず取り付けられるとは限られないということがあがる。制御装置を取り付けられないような場所におけるはく離をどのように制御するのかといったことが問題となる。このためには、流れの音波による攪乱の受容性に関する研究、ある位置から発生させた制御用攪乱(ガスト)を目的の箇所に打ち込む技術の確立、などが望まれる。

本研究では、はく離の制御が必要なときだけ制御装置を作動させるといった、流れに損失を与えず、機械の効率を低下させない制御技術の実現、ガストを用いた遠隔制御の技術の確立を目的としている。実験において、一様流の横風中にオリフィスから噴出させた間欠噴流¹⁻³⁾の挙動/性質を調べた。この結果、この間欠噴

*北海道大学工学部

流の渦構造が移動する軌跡は、噴出周波数、噴出速度、および横風速度を用いて無次元化することによって普遍的にまとめられることが明らかとなった。このことは、それらのパラメータを与えるとガストの軌跡を決定でき、任意の地点に任意の強さのガストを打ち込めることを意味している。このようなガストに対する翼に作用する非定常力の関係も研究されている⁴⁾。

2. 実験装置および方法

間欠噴流（以下単に噴流という）は、風洞試験部の壁面の一部に明けられた直径 5 mm のオリフィスから、一様流の横風中（速度 U ）に噴出させられる。オリフィスにつながる容器の容積をその底面に取り付けられたスピーカコーンを変位させることで変化させる。容器内の容積が小さくなると、噴流としてオリフィスから噴出し、逆に容積が大きくなると、オリフィスから横風中の空気を容器内に吸い込むことになる。したがって、容積変化における増減の振幅が同じであれば、オリフィスを通った吹き出しと吸い込みの流量は同じである。噴出の周波数 f および噴出速度 V_0 は、スピーカに与える信号によって変化させる。スピーカに与えた信号波形は矩形波である。これと同じ様な噴流はピエゾアクチュエータを用いても実現できる⁵⁾。

噴流を形成する渦輪の挙動は煙を用いた流れの可視化によって観測した。噴流の噴出周波数にストロボライト発光を同期させ、写真撮影を行った。撮影した領域内では、横風中の渦輪の位置はストロボライトの同期発光により、固定されたように見える。(図1)。煙が充満した渦輪の中心を写真から読みとった。この中心を結んだ線は流脈線となるが、これが変動しないので、一つの渦輪に着目した場合の渦輪が移動する軌跡（流跡線）とみなせる。

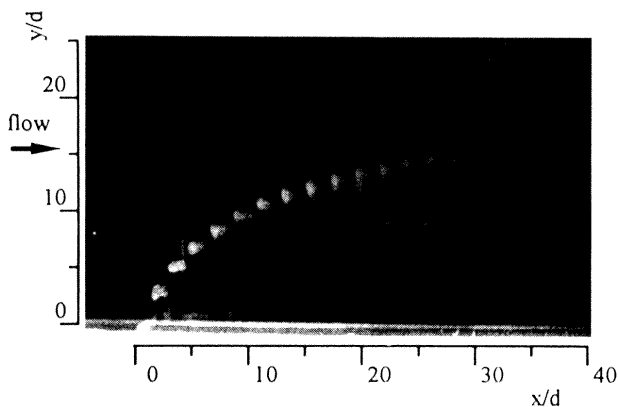


図1 横風中の間欠噴流（間欠噴流の周波数に同期させた多重露光）

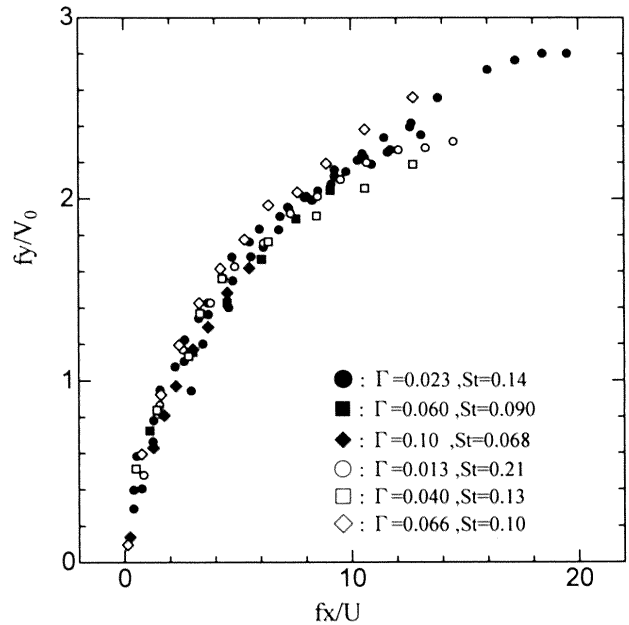


図2 噴出条件の異なる間欠噴流の軌跡

3. 実験結果および考察

種々の条件で噴出させた噴流における渦輪の中心位置をまとめてプロットしたものを図2に示す。実験は $U = 0.4 \text{ m/s}$ で行った。図中の St は無次元周波数 (fd/V_0)、 Re は渦輪の循環 $\Gamma \{= V_0^2 / (2f)\}$ に基づくレイノルズ数 (Γ/ν) である。図の横軸はオリフィスから下流方向へ測定した距離 x を f と U で無次元にしたもの、縦軸はオリフィスから垂直方向に測定した距離 y を f と V_0 で無次元にしたものを表す。このようにしてまとめると、渦輪の軌跡はほぼ一つの曲線で表すことができることがわかる。この曲線は

$$fy/V_0 = c(fx/U)^{0.5}$$

で表される。ここに、 c は定数である。ただし、オリフィスから遠く離れるとその曲線からのずれ（偏差）が大きくなる。この結果から、噴流の吹き出し条件をいくつかに変化させても、上述のパラメータで整理するとその軌跡がほぼ一本の曲線で表されることから、目的の位置にある強さのガストをある周期で打ち込むことが可能であることが明らかとなった。

4. 結論

離れた位置におけるはく離流れを制御するための、ガストを用いた遠隔制御の技術の確立を目的として、横風中に噴出させた間欠噴流の軌跡を流れの可視化によって明らかにした。この結果、間欠噴流は渦輪列によって構成され、その軌跡は噴出周波数、噴出速度および主流速度によって記述できることがわかった。

参考文献

- 1) R. M. Kelso, T. T. Lim, and A. E. Perry, 1996, An experimental study of round jets in crossflow, *J. Fluid Mech.*, vol 306, pp. 111–144.
- 2) P. Huq and M. R. Dhanak, 1996, The bifurcation of circular jets in crossflow, *Phys. Fluids*, vol. 8 (3), pp. 754–763.
- 3) Y. K. Chang and D. Vakili, 1995, Dynamics of vortex rings in crossflow, *Phys. Fluids*, vol. 7 (7), pp. 1583–1583.
- 4) J. S. Marshall and J. R. Grant, 1996, Penetration of a blade into a vortex core : vorticity response and unsteady blade forces, *J. Fluid Mech.*, vol. 306, pp. 83–109.
- 5) J. W. Jacobs, R. D. James, C. T. Ratliff, and A. Glezer, 1993, Turbulent jets induced by surface actuators, AIAA paper 93–3243.

No. 7

斜め円柱前縁近傍の点源から発達する不安定波動

伊藤 信毅*

Instability Waves Developing from a Point Source near the Leading Edge of a Yawed Circular Cylinder

Nobutake ITOH

National Aerospace Laboratory

Description of dispersive waves originating from a point source is made by the use of an approximate boundary-layer calculation, linear stability theory and the method of complex characteristics. Results indicate that the streamline-curvature instability dominates the flow field just downstream of the attachment line.

Key Words : attachment-line flow, instability, cross flow, streamline curvature

1. はじめに

後退翼前縁近傍の境界層では横流れ不安定と流線曲率不安定が発生し¹⁾、これらは外部流中の乱れや翼表面の粗度によって励起される微小攪乱の発達に寄与するはずである。本論文では、斜め円柱上の付着線近傍に置かれた点源から発達する楔状攪乱²⁾の性質を調べるために、境界層近似計算法と壁面と流線の曲率効果を取入れた線形安定理論および分散波を記述するための複素特性曲線法を総合した計算を行う。

2. 複素特性曲線法

複素領域に拡張された運動学的波動理論では、攪乱の波数と振動数は複素位相関数の偏微分として定義される³⁾。この定義式から位相関数を消去すると複素特性方程式が得られ、その解曲線、すなわち複素特性曲線に沿って、振動数とスパン方向波数が不変である⁴⁾。攪乱が実測されるためには、特性方程式の点源から観測点までの積分値が実数になることが必要で、この条件を満たす波数成分のスパン方向分布と増幅率が計算された。円柱に沿う境界層の速度分布は Falkner-Skan-Cooke 分布に基づく境界層近似計算法⁵⁾を用い、各翼弦位置の局所安定特性は壁面と流線の曲率効果を取入れた近似攪乱方程式⁴⁾に従って算定された。

3. 計算結果

斜め円柱に沿う三次元境界層中では横流れ不安定と流線曲率不安定から生じる二種類の攪乱が増幅し、その相対的強さは円柱の後退角 Λ に依存する。図1は $\Lambda = 30^\circ$ の場合に、前縁の近傍におかれた点源 X_0 から発達する楔状攪乱をある下流位置 X_1 で観測したときの波数、スパン方向座標 Y および全増幅率 N を振動数に対してプロットしたものである。この場合の一樣流 Re 数 R_Q では翼弦方向座標(X :前縁から後縁までの表面長で無次元化)の広い領域で局所 Re 数が二つの不安定の臨界値

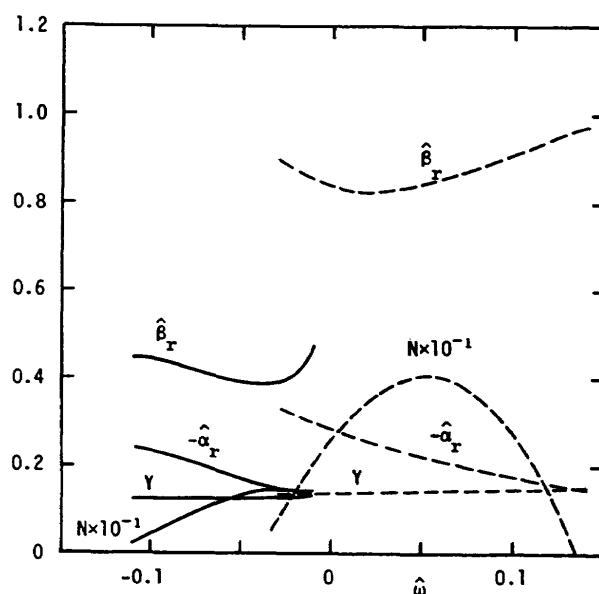


図1 波数、スパン方向位置、全増幅率の振動数に対する変化($\Lambda = 30^\circ$, $R_Q = 10^6$, $X_0 = 0.05$, $X_1 = 0.25$; 実線: 流線曲率攪乱; 破線: 横流れ攪乱)

* 航空宇宙技術研究所

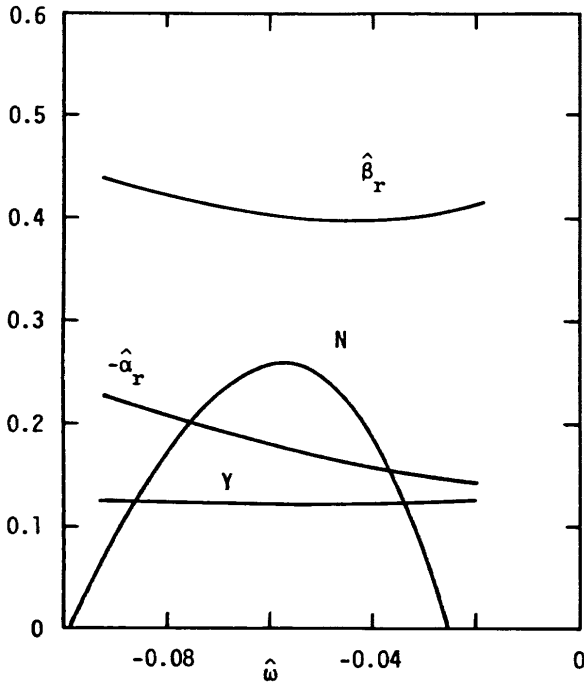


図2 流線曲率不安定だけが現れる場合の攪乱特性
($\Lambda = 30^\circ, R_Q = 0.4 \times 10^6, X_0 = 0.05, X_1 = 0.25$)

を超えているので、二種類の攪乱とも正の N 値を持つ。一樣流 Re 数を下げていくと、横流れ攪乱の N が急激に低くなり、流線曲率攪乱だけが正の N 値を持つ場合が生じる(図2)。この場合を選んで実験を行えば、流線曲率攪乱の純粋な性質を観測できるものと期待される。なお、後退角が非常に小さい場合 ($\Lambda = 5^\circ$) にも流線曲率攪乱だけが現われることが確認されているが、この場合には N が非常に小さいので実験的観測は困難と思われる。

図1の計算を観測位置を変えながら行くと図3が得られる。各曲線は振動数一定の攪乱成分が観測される Y 座標を前縁からの無次元距離に対して描いたもので、楔状攪乱の緩やかな広がりを見ることができる。実線の流線曲率攪乱と破線の横流れ攪乱の間に横流れ定常渦が存在し、これらは全て点源を通る外部流線の内側に位置している。

4. むすび

斜め円柱前縁近傍の点源から発達する楔状攪乱の伝播

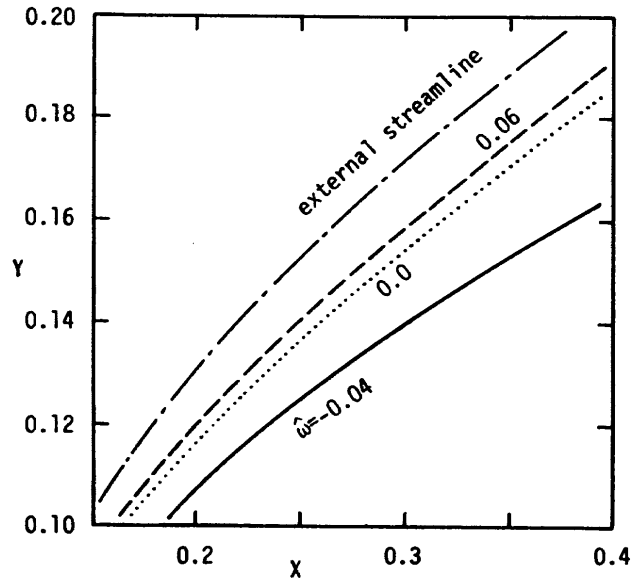


図3 (X, Y) 平面上の等振動数曲線
($\Lambda = 30^\circ, R_Q = 10^6, X_0 = 0.05$; 実線: 流線曲率攪乱; 破線: 横流れ攪乱; 点線: 定常横流れ攪乱; 鎖線: 外部流線)

を複素特性曲線法で算定した。攪乱のスパン方向分布や増幅率などは実験²⁾と定性的に良く一致する。注目すべき結果は、一樣流レイノルズ数が臨界値をわずかに超えた場合や円柱の後退角が極めて小さい場合には、付着線のすぐ下流で流線曲率攪乱だけが成長することである。

参考文献

- 1) Itoh, N. (1994) Fluid Dyn. Res. 14, pp. 353-316.
- 2) Takagi, S. and Itoh, N. (1997) Fluid Dyn. Res., in press.
- 3) Itoh, N. (1980) Laminar-Turbulent Transition, ed. R. Eppler and H. Fasel, pp. 86-95. Springer-Verlag.
- 4) Itoh, N. (1996) Fluid Dyn. Res. 18, pp. 337-354.
- 5) Itoh, N. (1995) Laminar-Turbulent Transition, ed. R. Kobayashi, pp. 323-330, Springer-Verlag.

No. 8

乱流環境におかれた乱流スポットのふるまい

福西 祐*, 島田 勝*

Behavior of Turbulent Spots in a Turbulent Environment

Yu FUKUNISHI and Masaru SHIMADA

Faculty of Engineering, Tohoku University

The results of an experimental study to investigate the behavior of turbulent spots in a turbulent boundary layer are reported. A turbulent boundary layer is created by a trip wire or distributed roughness elements on the plate surface. The turbulent spot, introduced by a short duration ejection of a jet from a small hole on the flat plate, grows downstream and moves into the turbulent environment. Measurements show that its growth in the turbulent boundary layer is different from that in a laminar boundary layer.

1. 緒 言

境界層が層流から乱流に遷移する際、多くの場合その最終段階で乱流斑点が発生する。この乱流斑点が成長し、やがて境界層を埋め尽くす形で乱流境界層が形成されていくと考えられている。したがって、境界層の乱流遷移過程を理解する上で、その最終段階でみられる乱流斑点の特徴を理解することは必要不可欠であり、古くから乱流斑点に関する研究は盛んに行われてきた⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。一方、十分に発達した乱流境界層中には秩序運動あるいは組織的構造と呼ばれる渦構造が見つけれられており、それは乱流斑点の流れの構造と似ていなくもない。乱流中に壁面から瞬間的にジェットを噴くことで組織的構造の再生を試みたMakita and Sassa⁽⁴⁾の興味深い実験があるが、回りが乱流であるため、ジェットが作った構造と回りの乱流とを区別することに困難がある。

本研究は、平板に沿う圧力勾配の無い2次元層流境界層中に人工的に乱流斑点を作り、その下流でトリップワイヤあるいは粗度により回りの境界層を乱流化し、層流境界層中と乱流斑点の振る舞いに差が生じるか否かを観察しようとするものである。

2. 実験装置および測定方法

実験には東北大学流体科学研究所の検定風洞を測定部を密閉型の状態で使用した。圧力勾配の無い2次元層流境界層は測定部に垂直に置かれた平板上に作られる。図1にその概略図を示す。

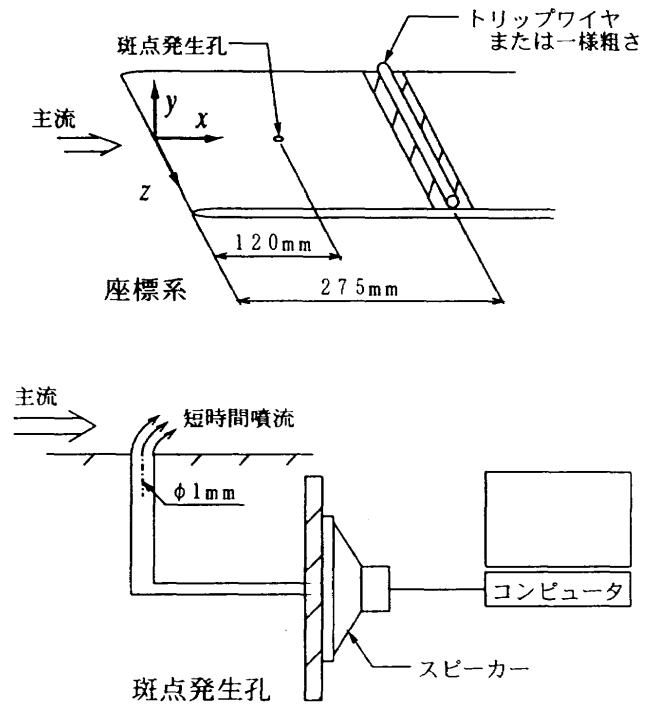


図1 実験装置

実験は主流速度 $U_\infty = 10\text{m/s}$ で行われ、測定には I 型の定温度型熱線流速計を用いた。ここで得られた波形を、1地点につき950回分アンサンブル平均することにより乱流斑点を観察している。乱流斑点は、平板前縁からの距離 $x = 120\text{mm}$ の位置に直径 1mm の小孔(斑点発生孔)を設け、そこから微小噴流を噴出させることにより人工的に作った。その微小噴流は、直径 8cm のスピーカーをコンピュータで制御することにより発生させた。また、境界層は2通りの方法で強制的に乱流に遷移

* 東北大学工学部

させた。一方は、 $x=275\text{mm}$ の位置に直径 1.5mm の円形断面をもつトリップワイヤを流れと直角に設置することにより遷移させ、他方は $x=250\sim 300\text{mm}$ に平均粒径 1.7mm のスチールボールを一様に分布させることにより遷移させた。

なお座標系は平板前縁中央部を原点とし、主流方向に x 軸(速度 u)、壁から垂直方向に y 軸、スパン方向に z 軸をとる。また、 u の時間変動成分は u' とする。

3. 結果及び考察

3.1 トリップワイヤを用いた場合

まず、トリップワイヤを用いて境界層を乱流に遷移させる実験を行った。このとき境界層は $x=350\text{mm}$ ではほぼ乱流となっている。図2にその $x=350\text{mm}$ における速度変動のコンター図を境界層が層流の場合と遷移させた場合について示す。コンター図において、実線は正の速度変動を、破線は負の速度変動を表している。これによると、遷移させた場合には層流のときと比べて形状が少し変化し、さらに壁面から離れたところで負の速度変動が大きくスパン方向に広がっているのがわかる。 $\partial u' / \partial z$ のコンター図(図3)より、 $x=500, 700\text{mm}$ の間においてその形状はあまり変化していない。このこ

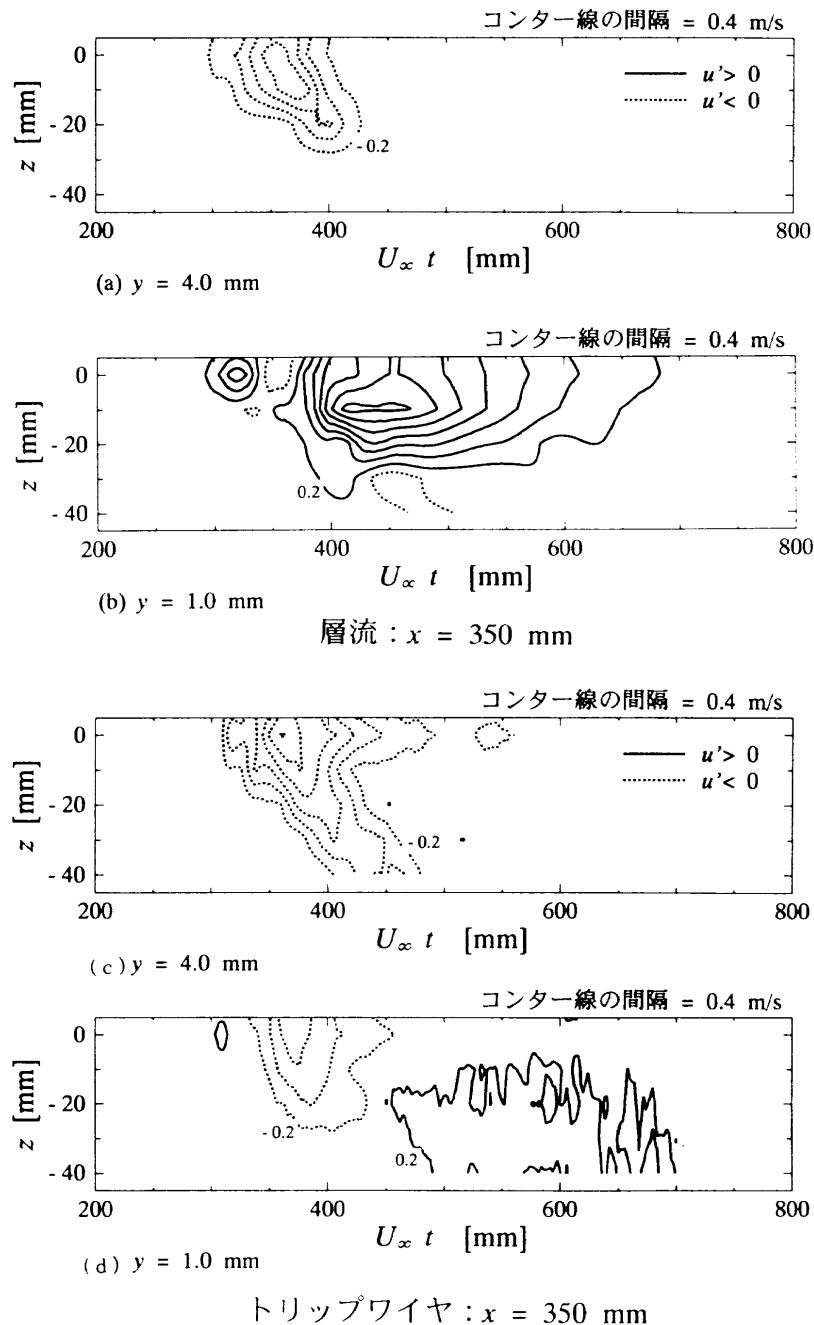
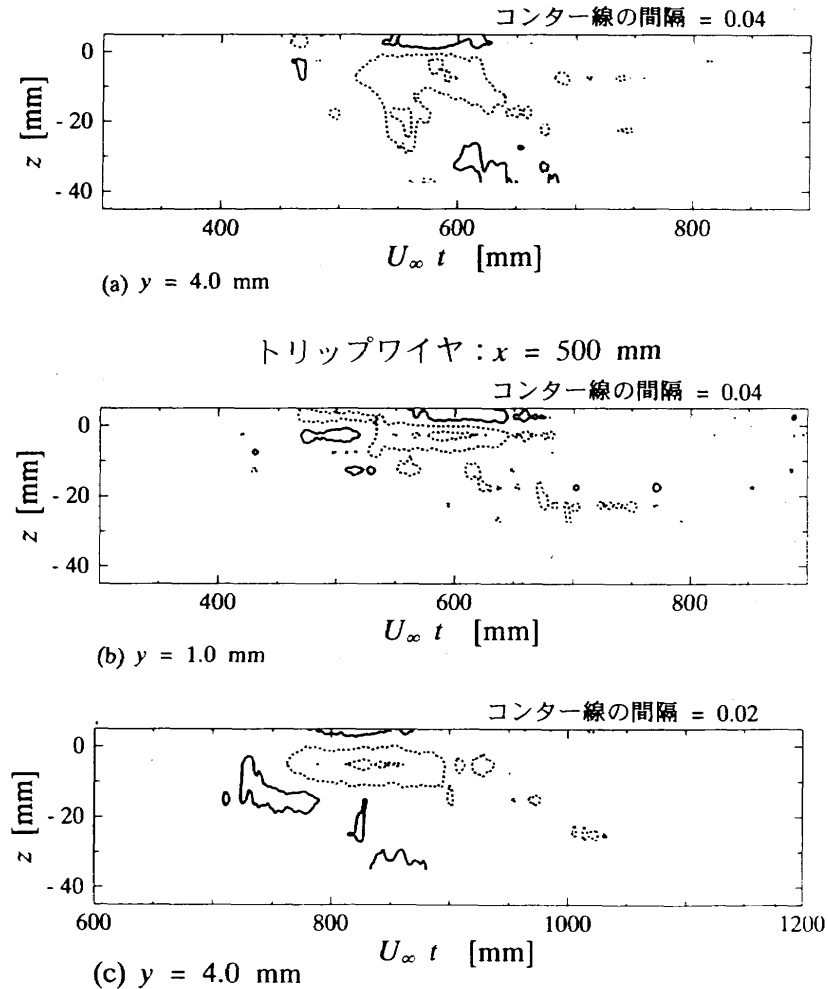


図2 速度変動 u' のコンター図

層流とトリップワイヤの場合の比較($x=350\text{mm}$, 実線が正)



トリップワイヤ: $x = 700 \text{ mm}$

図3 $\partial u' / \partial z$ のコンター図
(トリップワイヤ, 実線が正)

とから, 乱流斑点は平面形状だけでなくその大きさも変化が小さいことがわかる。これは, 乱流境界層中の秩序運動と性質が似ている。

次に乱流斑点の y 方向への成長をみている。図4に示したものは $z = 0 \text{ mm}$ における速度変動コンター図である。これをみると, 乱流斑点はほぼその形状を保ったまま y 方向に成長し, それに伴い変動が最大となる位置も壁面から離れていくことがわかる。

3.2 一様粗さを用いた場合

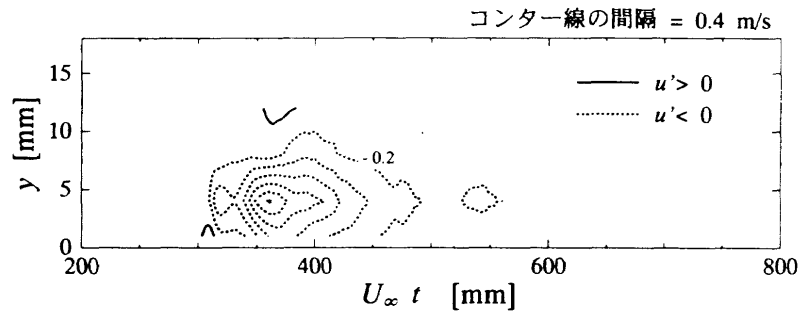
次に, 一様粗さを用いて境界層を乱流に遷移させる実験を行った。このときも境界層は $x = 350 \text{ mm}$ でほぼ乱流となっている。図5に示した速度変動コンター図より, $x = 350 \text{ mm}$ における形状はトリップワイヤを用いたときと異なっていることがわかる。しかし壁面から離れたところで負の速度変動がスパン方向に広がるという点はトリップワイヤを用いたときと似ている。

4. 結 言

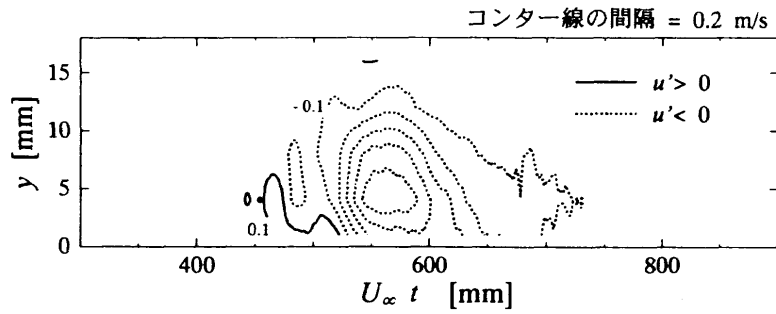
- (1) 乱流斑点は, 回りの境界層が層流から乱流へと遷移する際形状が変化する。正の速度変動はほとんどみられなくなり, 負の速度変動は壁面から離れたところでスパン方向に広がる。
- (2) 乱流境界層中の乱流斑点は, 下流に進むにつれてその速度変動は小さくなる。スパン方向への大きさの変化はあまりみられないが, y 方向には規模が大きくなっていく。
- (3) 境界層が遷移した直後の乱流斑点の形状は遷移の方法によって少し異なるようである。

参考文献

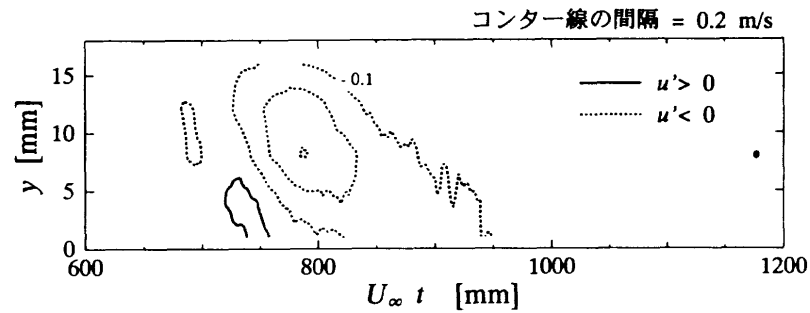
- (1) M. Jahanmiri, A. Prabhu, R. Narasimha, Turbulent spot in 3-D constant pressure flow, Proc. IUTAM Symp. on Laminar-Turbulent



(a) $z = 0.0 \text{ mm}$ トリップワイヤ : $x = 350 \text{ mm}$

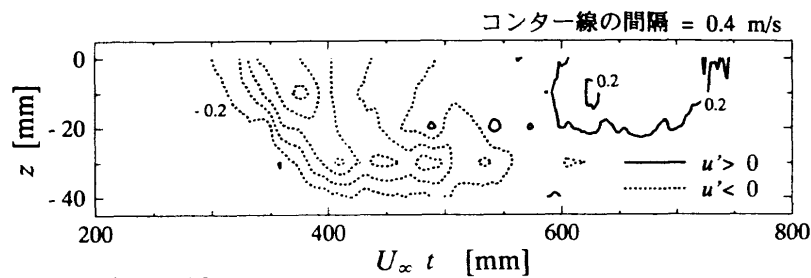


(b) $z = 0.0 \text{ mm}$ トリップワイヤ : $x = 500 \text{ mm}$

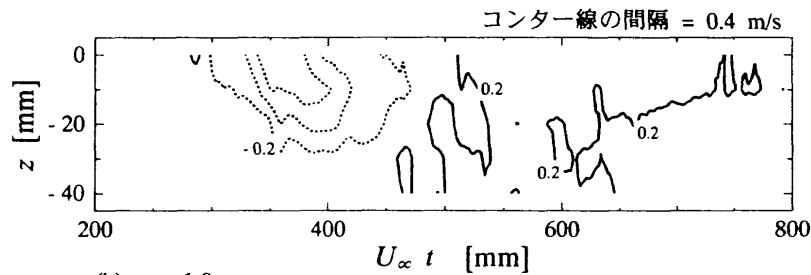


(c) $z = 0.0 \text{ mm}$ トリップワイヤ : $x = 700 \text{ mm}$

図4 速度変動 u' のコンター図 (トリップワイヤ, 実線が正)



(a) $y = 4.0 \text{ mm}$



(b) $y = 1.0 \text{ mm}$ 一様粗さ : $x = 350 \text{ mm}$

図5 速度変動 u' のコンター図 (一様粗さ, 実線が正)

- Transition, Sendai 1994.
- (2) B. F. A. van Hest, K. M. Passchier, J. L. van Ingen, Development of a turbulent spot in a boundary layer with adverse pressure gradient, Proc. IUTAM Symp. on Laminar-Turbulent Transition, Sendai 1994.
- (3) F. N. Shaikh, M. Gaster, The natural evolution of turbulent spots in a flat plate laminar boundary layer, Proc. IUTAM Symp. on Laminar-Turbulent Transition, Sendai 1994.
- (4) H. Makita, K. Sassa, Turbulence quantities around a large-scale coherent vortex in a turbulent boundary layer, Proc. 5th Asian Cong. of Fluid Mech., Taejon, Korea 1992.

No. 9

2つの乱流斑点間の相互干渉

蔦田 秀治*, 西沢 啓*

Interaction between Two Turbulent Spots

Hideharu MAKITA and Akira NISHIZAWA

Toyohashi University of Technology

A pair of horizontally displaced turbulent spots was artificially generated in a zero pressure gradient laminar boundary layer to analyze the interaction phenomena between them. When the two spots were simultaneously generated side by side, they merged into a larger single spot downstream. The merged spot had a larger velocity-defect region on their center plane, where the turbulence energy was intensified from either of the original spots. When the two spots were generated with phase lag, the upstream one reduced the area of its velocity-defect region and the turbulence intensity apparently decreased there. The merged spot, however, conformed almost the same horizontal outline as the superposition of each single spot except for the region around their trailing edge.

Key Words : turbulent spot, laminar boundary layer, turbulence measurement, conditional sampling

1. 緒 言

境界層の乱流遷移はその最終段階における乱流斑点の発生によって特徴づけられる¹⁾。下流への線形的な発達や形状の相似性²⁾など、初期条件やレイノルズ数に依存しない普遍的性質を有する乱流斑点の構造、および、その成長機構を解明することは、境界層の遷移機構を解明する上で有力な手掛かりとなる。乱流斑点は人為的に形成することが比較的容易であり、かつ初期攪乱の与え方に依存しない³⁾。したがって、多数の斑点を人工的に発生させる手法が境界層遷移過程の制御手法の1つとして考えられる。例えば、乱流域が下流へ向かって急激に拡大していくという乱流斑点の性質を利用し、これを多数発生させることで遷移の促進を図ることなどである。この手法は通常のラフネスなどでは不可能な能動的な制御の可能性があると利点を有するが、その際、斑点間の間隔や発生周期をどのように決定することが最も効率的な制御につながるのかという判断には、斑点同士の相互干渉の仕方によって遷移領域の構造がどのように変化するかを正確に把握することが必要である。逆に、その様な斑点の相互干渉にたいする知見は、遷移機構その

ものを解明する上でも重要な手掛かりとなる。

層流境界層中の単独の乱流斑点に関しては、内部の渦構造や成長機構などがかなり詳しく知られている⁴⁾のに対し、複数の斑点に関しては、隣り合った2つの斑点の線形的な干渉を観察したもの⁵⁾や、様々な配列で複数の斑点を形成した実験⁶⁾、流れ方向に並んだ2つの斑点の干渉について調べた例⁷⁾などがあるものの、その微細構造や内部の輸送機構などに関して系統的に扱った研究は少なく、未だ不明な点が多い。

層流境界層が多数の乱流斑点で埋め尽くされる結果として生じる乱流境界層の構造が、乱流斑点の構造と共通の性質を持つことは予想される。このような観点に基づいた境界層の制御手法として、近接した間隔で多数の乱流斑点を発生させ、時空間的なスケールが制限された乱流境界層の形成を試みた例⁸⁾がある。この時、摩擦抵抗が軽減されることが報告されているが、そのメカニズムに関しては乱流境界層中の大規模な渦構造の存在が緩和されたためとの定性的な説明があるのみで、詳しく述べられてはいない。その様な手法が乱流境界層の制御手法として有効か否かの判定には、乱流斑点と乱流境界層中の秩序構造との関連について理解することも必要であるが、両者の構造の類似性が可視化による観察から述べられている^{9,10)}ものの、研究例は少なく、それが明確に示

* 豊橋技術科学大学

された例は未だ存在しない。

本研究では、複数の斑点を人工的に発生する手法を用いて、それらの発生間隔や配列をパラメトリックに変化させることにより、乱流斑点間の相互干渉によって斑点の構造や成長の様子がどのように変化するかを詳細に調べること、および、それに基づいて境界層遷移の制御を行なうことを目的としており、最終的には、乱流斑点と、乱流境界層中の秩序構造との関連性を明らかにしたいと考えている。本報ではその第1段階として、スパン方向に並べて発生させた2つの乱流斑点の相互干渉について調べた。

2. 実験装置・実験方法

実験に使用した境界層風洞は全長約16mの吹き出し型で、境界層形成用平板(7.7m×0.75m)は測定部(8×0.75×0.44m³)の片方の側壁から70mm、縮流胴出口から0.3mの位置に鉛直に設置されている。平板と対向する壁の広がり角を調整することにより、平板上に圧力勾配のない層流境界層を形成した。

図1に実験装置の概略を示す。前縁から694mmの位置に、平板に対して45°の角度で上流側に向けられた吹き出し孔(孔径0.5mm)が、スパン方向に40mm間隔で2つ設けられている。スピーカーに、鋸歯状波的な電圧を周期的(1Hz)に印加し、微小噴流を初期擾乱として与えた。

主流流速は $U_\infty=5.0\text{m/s}$ 、吹き出し位置における境界層排除厚さに基づくレイノルズ数は $R_{\delta^*} \cong 8.05 \times 10^2$ である。座標原点は2つの吹き出し孔の中央とした。計測位置は $X=600\text{mm}$ であり、ここでの境界層厚さは $\delta=10.2\text{mm}$ である。実験は $Z=20\text{mm}$ 、 -20mm に位置する吹き出し孔からそれぞれ単独の斑点を形成したCase 1

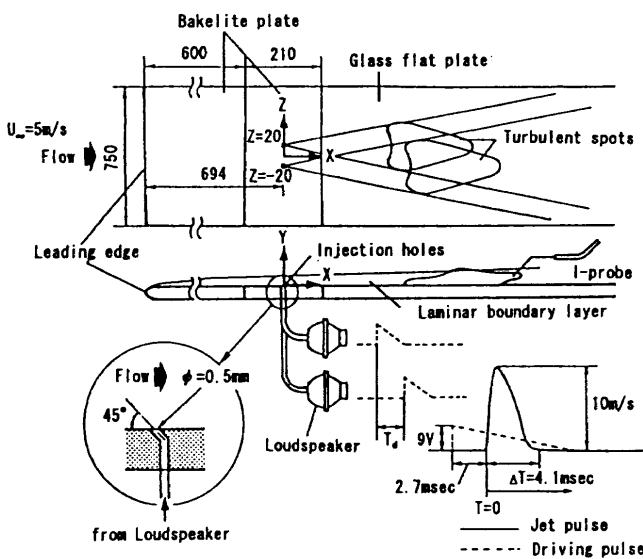


図1 実験装置概略図(単位:mm)

と2つの斑点を同時に形成したCase 2、流れ方向に位相差を持つ2つの斑点を形成したCase 3について行った。尚Case 3において、 $Z=20\text{mm}$ で発生した噴流の遅れ時間は $T_d=60\text{msec}$ である。

計測には定温度型熱線流速計とIプローブを用いた。得られたデータはA/D変換(5kHz)され、1波形当たり2000点のデータを取り込み、256回のアンサンブル平均処理を行った。

3. 実験結果と考察

実験はまずCase 1について行ない、単独に形成された2つの斑点がほぼ等しい形状と規模を有することを確認した。したがってCase 1については、主に $Z=20\text{mm}$ で形成された斑点のデータのみを示す。図2にCase 1の $Z=0\text{mm}$ における、斑点の通過に伴うアンサンブル平均速度分布 $\langle U \rangle$ の変化を示す。斑点が計測点を通過する以前($T=100\text{msec}$)の速度分布はBlasiusの理論値と良く一致しており、斑点の前後は層流境界層である。斑点の通過に伴って速度分布は変形を受け、上方で急激に減速($T=170, 190\text{msec}$)した後、下方で加速($T=230\text{msec}$)している。

図3に $Z=0\text{mm}$ における、アンサンブル平均速度変動 $(\langle U \rangle - U_i)/U_\infty$ の $Y-T$ 断面分布を示す。ただし、 U_i は斑点を形成しない時の局所平均流速である。また、時間軸 T については図の右側を上流とみなすことができる。図中灰色で示した部分は、アンサンブル平均乱れ強度 $\langle u' \rangle/U_\infty$ が2%以上になる領域であり、斑点の大きさを表す。Case 1において、斑点は図2の速度分布の変形に対応する $Y/\delta \geq 0.3$ の減速領域とその下方に加速領域を有している。このような減速・加速領域の存在は斑点の構造がスパン方向に渦度を持つ大規模な渦

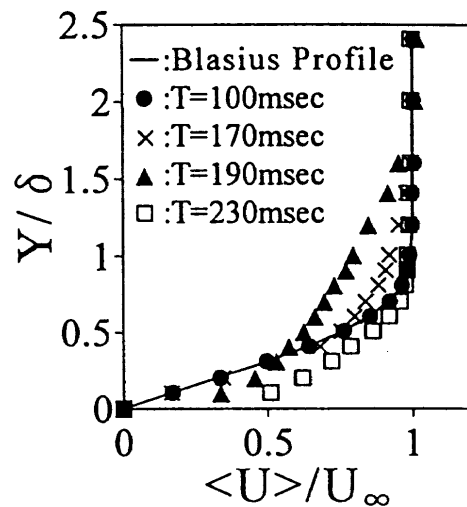


図2 斑点の通過に伴う速度分布 $\langle U \rangle/U_\infty$ の変化 (Case 1, $Z=0\text{mm}$)

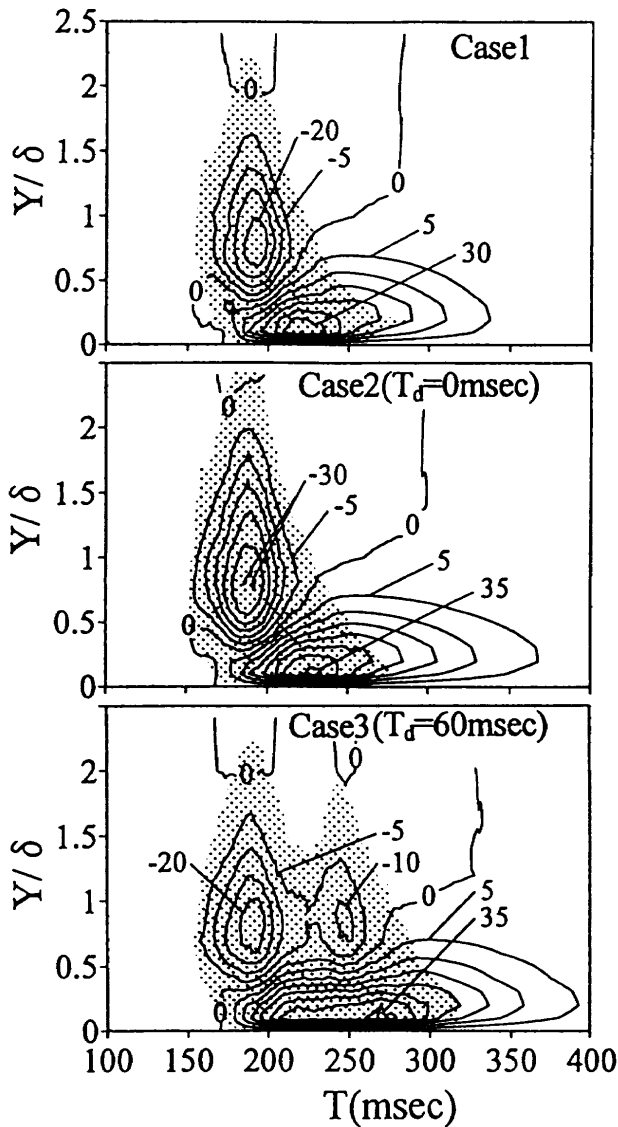


図3 $Y-T$ 断面における $(\langle U \rangle - U_i) / U_\infty$ (%) の分布 ($Z = 0\text{mm}$, 等値線のレベルは外側が $(\langle U \rangle - U_i) / U_\infty = \pm 5\%$, 以下 $\pm 5\%$ ごとに変化, 灰色の部分は $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 2\%$)

によって特徴づけられることを示している^{3,9)}。実際の斑点の構造はこのような単一の大規模渦ではなく、それよりも小さい多数の渦から構成されていることが可視化による観察^{11,12)}などで知られており、最近のDNSの結果¹³⁾も斑点内部の多数の渦構造を描き出している。しかし、斑点の全体的な形状の変化や比較的規模の大きい運動の寄与を見る場合には通常のアンサンブル平均手法による本研究結果でも問題ないと考えている。Case 2 (同位相) では、減衰領域、加速領域ともにCase 1のものよりも広く、各ピーク値も大きい。特に減速領域の鉛直上方への成長が顕著である。斑点の鉛直方向への成長機構としては、周囲の非乱流部分の entrainment によるものであると解釈されており^{3,9)}、同位相で斑点が重なることによって内部の渦運動が強められ、entrain-

mentが増加したものと考えられる。しかし、これは1断面のみの観察による考察であり、その正確な評価を行なうには、斑点全域にわたって速度の各成分を詳細に計測する必要がある。一方、Case 1に比べCase 2の加速領域は、鉛直方向にはほとんど変化していないが、流れ方向上流側に伸長している。この加速領域の上流側の部分は、乱れがない“静隠領域 (calmed region)”²⁾として知られている。斑点の水平断面の可視化写真では、流れ方向に伸びた多数の縞が静隠領域内で観察されることが良くあり^{5,9)}、静隠領域は流れ方向に軸を持つ縦渦によって構成されているのではないかと指摘⁹⁾もある。静隠領域の構造には未だ不明な点があるものの、相互干渉によってこの領域が拡張した原因としては、縦渦などのような別の渦構造の寄与も考慮しなければならないと思われる。

Case 3 ($T_d = 60\text{msec}$) では、それぞれの斑点の減速領域が分離している。Case 1と比較すると、先行斑点の減速領域はその大きさがほとんど変化していないのに対し、後続斑点の減速領域は著しく狭くなっている。また、先行斑点の加速領域は、後続斑点の減速領域が重なることによって押しつぶされており、位相のずれによって互いの渦運動を弱め合う効果が確認できる。流れ方向に並んだ2つの斑点の相互干渉について実験的に調べた例⁷⁾では、後続斑点が、先行斑点の静隠領域に入ると、鉛直方向の成長が抑制されることが報告されており、その理由については静隠領域内の流れが安定であるためと述べられている。この場合、本実験とは斑点間の位置関係が異なるが、静隠領域がこのような効果を持つことは考慮すべき点であり、位相のずれによって互いの渦運動を弱め合う効果との関連や寄与の割合、そのメカニズムなどに関しては、斑点間の間隔や位相差を細かく変え、今後詳細に調べる必要がある。

また、アンサンブル平均乱れ強度 $\langle u' \rangle / U_\infty$ の分布形状から、斑点の大きさの変化に着目すると、Case 1と比べCase 2では乱れの分布域が鉛直上方に広がっている。一方、Case 3 ($T_d = 60\text{msec}$) における分布域の流れ方向への広がり、位相がずれたことによる当然の結果であるが、後続斑点に対応する乱れの分布域は、減速領域と同様、先行斑点と比べ狭まっている。

図4に $Y/\delta = 1.6$ における $\langle u' \rangle / U_\infty$ の時間変化を示す。実線で示すCase 1に比べ、1点鎖線で示すCase 2では、図3における乱れ強度の分布域の拡大と対応してそのレベルも増加している。点線で示すCase 3は2つのピークを有しており、先行斑点に対応する乱れ強度の時間変化は、Case 1の単独の場合にほぼ一致し、後続斑点では分布域が狭まるのに対してそのレベルは著しく減少している。このことから、干渉によって渦運動が

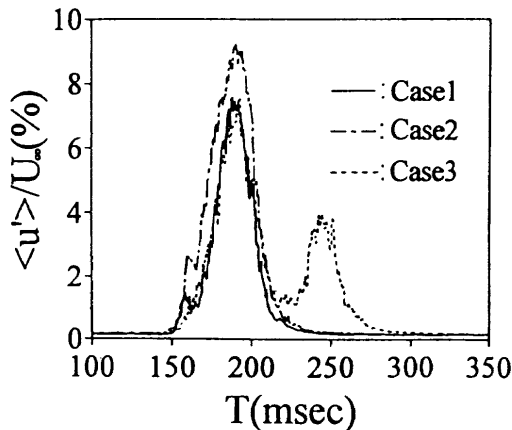


図4 $Z=0\text{mm}$, $Y/\delta=1.6$ における $\langle u' \rangle / U_\infty$ (%) の分布

強められるとそれに伴って乱れは増加し、また、渦運動が弱められると逆に乱れが減少することが解かる。

図5に $Y/\delta=0.4$ における $\langle u' \rangle / U_\infty$ の $Z-T$ 断面分布を示す。灰色で示す $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 2\%$ の領域は、融合した斑点の全体的形状である。 $\langle u' \rangle / U_\infty = 2\%$ の等値線は斑点の輪郭を表すが、Case 1 の単独の斑点それぞれの輪郭を点線で重ねて示す。単独の斑点の外形は、尖った前縁と、両端部の突き出た後縁が特徴的な、矢じり型の形状を有している。Case 2 の場合、外形に関しては、単独の斑点の後縁両端における突起状の形状が、 $Z=-50\text{mm} \sim 50\text{mm}$ 付近においてそれぞれ消えている以外は、2つの斑点の輪郭を重ね合わせたものとはほぼ同じであり、 $Y-T$ 断面で見られたような顕著な大きさの変化はない。Case 3 も同様に、融合した斑点の外形は単独の斑点の外形の重ね合わせとはほぼ一致している。したがって、スパン方向の成長に関しては相互干渉の影響をあまり受けていない。単一斑点のスパン方向の成長機

構としては、両サイドにおける新たな渦の生成とその外側へのシフト¹¹⁾や、スパン方向に千鳥状に並んだ渦群の連鎖的生成¹²⁾などが提案されており、鉛直方向の成長機構として説明される entrainment とは異なる。これらの渦は、前述のスパン方向に軸を持つ様な大規模な渦ではなく、流れ方向に軸を持つ縦渦構造を有するものと考えられている。2つの斑点の内部に存在するこれらの渦が、相互の接近によってどのような相互干渉を生じるのかは今後詳細に調べる必要があるが、まだ重なりあっていない領域に存在している渦が、相手の斑点内の渦の影響をほとんど受けないことは、そのような渦構造モデルを支持するように思われる。

以上の結果から、2つの斑点間の位相差の違いは相互干渉に影響を与えることがわかった。このことは境界層遷移の過程で、局所的な斑点間の相互作用の違いが、下流の乱流構造に大きな影響を与える可能性があることを示すとともに、多数の乱流斑点を、それらの配列を変化させて発生することにより、遷移領域における境界層の速度分布や乱れの特徴を制御できる可能性があることを示している。

4. 結 論

- ① 2つの斑点の中間断面における相互干渉の影響は、減速領域の変化に顕著に現れ、同位相の場合、融合した斑点は広い減速領域とそれに伴う強い乱れ強度を有するが、位相差がある場合、後続斑点の減速領域は著しく減少し、それに伴って乱れ強度が弱まる。
- ② 融合した斑点のスパン方向のスケールは、相互干渉の影響を受けにくく、単独の斑点のそれぞれの外形を重ね合わせたものとはほぼ一致する。

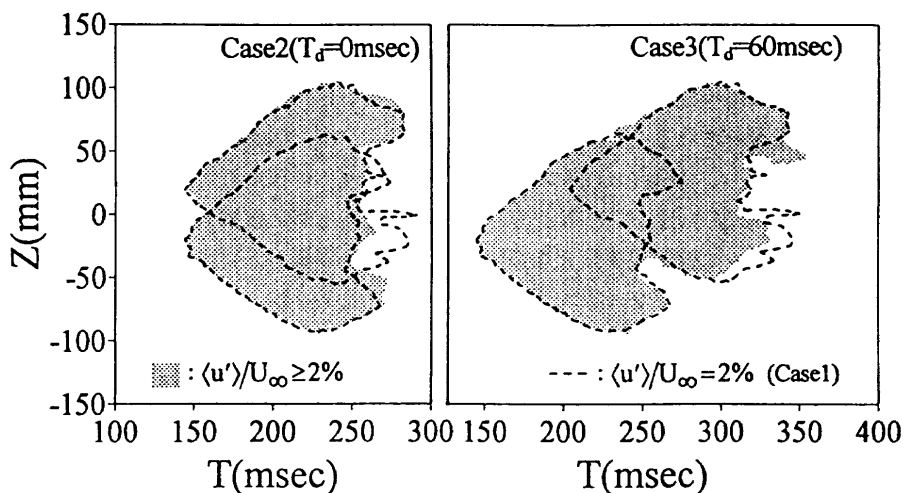


図5 $Z-T$ 断面における $\langle u' \rangle / U_\infty$ (%) の分布
($Y/\delta=0.4$, 灰色の部分は $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 2\%$, 点線はCase 1 の $\langle u' \rangle / U_\infty = 2\%$)

参考文献

- 1) Emmons, H. W. : J. Aeronaut. Sci. 18 (1951) 490.
- 2) Schubauer, G. B., & Klebanoff, P. S. : NACA TN-3489 (1955).
- 3) Wygnanski, I., Sokolov, M., & Friedman, D. : J. Fluid Mech. 78-4 (1976) 785.
- 4) Riley, J. J., & Gad-el-Hak, M. : Frontiers in Fluid Mechanics, Springer (1985) 123.
- 5) Elder, J. W. : J. Fluid Mech. 9 (1960) 235.
- 6) Savas, O., & Coles, D. : J. Fluid Mech. 160 (1985) 421.
- 7) Cherneys, M., & Pauley, W.R. : ASME FED 184 (1994) 21.
- 8) Goodman, W. L. : AIAA J. 23-1 (1985) 155.
- 9) Cantwell, B., Coles, D., & Dimotakis, P. : J. Fluid Mech. 87-4 (1978) 641.
- 10) Sankaran, R., Sokolov, M., & Antonia, R. A. : J. Fluid Mech. 197 (1988) 389.
- 11) Matsui, T. : Laminar-Turbulent Transition, Springer (1980) 288.
- 12) Perry, A. E., Lim, T. T., & Teh, E. W. : J. Fluid Mech. 104 (1981) 387.
- 13) Singer, B. A. : Phys. Fluids 8-2 (1996) 509.

No.10

広間隙球殻 Couette 流の不安定性について

荒木 圭典*

On the Wide-Gap Instability of the Spherical Couette Flow

Keisuke ARAKI

National Institute for Fusion Science

The linear stability problem of the wide-gap instability of the spherical Couette flow is investigated numerically when the aspect ratio $(R_2 - R_1)/R_1 = 0.5$. The basic axisymmetric flow is obtained numerically and found that it has a strong azimuthal jet structure near the equatorial region at the Reynolds numbers where the nonaxisymmetric instability occurs. It is conjectured that the origin of spiral wave is a Tollmien-Schlichting wave excited on the equatorial jet. Sufficiently large spatial resolution is found to be required in order to avoid serious underestimation of the critical Reynolds number. (This work is carried out in collaboration with Prof. Mizushima (Doshisha Univ.) and Prof. Yanase (Okayama Univ.).)

Key Word : Spherical Couette flow, wide-gap instability

1. 概 観

外殻を固定した球殻 Couette 流には、アスペクト比 $\beta = (R_2 - R_1)/R_1$ と Reynolds 数 $Re = \Omega R_1^2/\nu$ という二つのパラメーターがあります¹。系のコントロール・パラメーターは二つしかないのですが、同一境界条件下において複数の安定な非線形定常解が存在し、流れの性質が(定常解であっても)系の履歴に依存するなど、たいへん面白い性質を持っています。

Reynolds 数が低い場合には、球殻内には南北両半球にひとつずつ大きな循環流²が生じます。この流れは β に依らず低 Reynolds 数領域に必ず存在します。したがって球殻 Couette 問題の課題は、この 2 ロール解からいかにして 2 次流、3 次流への遷移が生じるかを調べる事にあります。

この 2 ロール解は、 β および Re に依存する軸対称定常解ですが、その関数形を解析的に表現することは困難です。漸近解を求める試みは文献 [1] にありますが、最終的には数値計算の助けを借りています。ですから、最初に分岐を調べる場合であっても、基本解を数値的に求

めなくてはなりません。

球殻 Couette 流の遷移のふるまいは、アスペクト比 β の大きさによって、その振舞いが定性的に大きく異なっている事が、実験的に知られています [2,3]。

球殻が厚い場合 ($\beta > 0.23$) には、2 ロールに対して非軸対称の攪乱が最初に不安定化することが、実験的に知られています [4,5]。しかしながら理論的な安定性の計算はそれほど多くありません。文献 [6] に、エネルギー法を用いた $\beta = 1$ の場合の計算があります。エネルギー法の結果によると臨界 Reynolds 数 $Re_c = 90$ 、臨界波数 $m = 1$ ですが、実験では $\beta = 1$ の不安定性は $Re_c = 450$ のときに $m = 4$ の波数で生じます [7]。

この 2 ロール解の非軸対称解への分岐の詳細はまだ十分に調べられたとは言えません。ここでは $\beta = 0.5$ における 2 ロール解の非軸対称攪乱に対する不安定性を数値計算を用いて調べ、実験との比較を行います [3]。Egbers and Rath の実験によれば、このときの臨界 Reynolds 数は $Re = 1244$ 、東西方向の臨界波数は $n = 5$ です [3]。

2. 基礎方程式

軸対称定常解 $U(r, \vartheta; Re)$ は、基礎方程式

$$(U \cdot \nabla)U = -\nabla P + \Delta U, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot U = 0, \quad (2)$$

¹ ここで R_1 および R_2 はそれぞれ内殻と外殻の半径、 Ω は内殻の角速度、 ν は流体の動粘性係数。

² 以下、2 ロール解と呼びます。

を境界条件

$$\begin{aligned} U(R_1, \vartheta; Re) &= \Omega R_1 \sin \vartheta e_\varphi, \\ U(R_2, \vartheta; Re) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

の下に解きます。ここでは境界条件(3)を満たす非圧縮軸対称な速度場を, 流れ関数 $\phi(r, \vartheta)$, $\omega(r, \vartheta)$ を用いて,

$$\begin{aligned} U(r, \vartheta; Re) &= \nabla \times \left(\frac{\phi(r, \vartheta)}{r \sin \vartheta} e_\varphi \right) \\ &+ \left[\frac{\omega(r, \vartheta)}{r \sin \vartheta} + U_\varphi^{(BC)}(r, \vartheta; Re) \right] e_\varphi, \end{aligned} \quad (4)$$

と表現します, ここで $U_\varphi^{(BC)}$ は境界条件(3)をみたす調和関数

$$U_\varphi^{(BC)}(r, \vartheta; Re) = \frac{Re R_1}{R_2^3 - R_1^3} \left(\frac{R_2^3}{r^2} - r \right) \sin \vartheta \quad (5)$$

です。したがって ϕ , ω の境界条件は

$$\phi = 0, \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, \omega = 0 \quad (6)$$

となります。

U の線形安定性を, 攪乱 $u \propto \exp[\lambda t]$ を仮定し, 固有値問題

$$\begin{aligned} \lambda u &= -(U \cdot \nabla) u - (u \cdot \nabla) U - \nabla p + \Delta(\bar{u}), \\ \nabla \cdot u &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

を解くことによって求めます。本研究では, 計算領域の節約のため, 流れ関数を用いて速度場を表現します。非軸対称攪乱 u はトロイダル/ポロイダル・ベクトル場表現を用いて

$$\begin{aligned} u(r, \vartheta, \varphi) &= \nabla \times (G(r, \vartheta, \varphi) e_r) \\ &+ \nabla \times \nabla \times (F(r, \vartheta, \varphi) e_r) \end{aligned} \quad (9)$$

と表現しました^[13], ここで F , G は境界条件

$$F = 0, \frac{\partial F}{\partial r} = 0, G = 0 \quad (10)$$

を満たす関数, e_r は r 方向の単位ベクトルです。

圧力項は方程式の rot をとることにより消去します。今回のコーディングには Mathematica を用いました^[8]。

展開係数に関する連立方程式は選点法を用いて解きます。定常軸対称解は Newton-Raphson 法を, その解の非軸対称攪乱に対する線形安定性の固有値問題は二重 QR 法と Newton-Raphson 法を併用して求めます。

3. 収束性の判定

本研究では, 定常解と固有値問題の展開打ち切りに対する収束性を, 固有値の分布の収束性から判定しました。この過程で選点上での定常軸対称解の高階微分まで含めた収束が, 固有値の収束に影響を与えることが判りました。

展開項数が小さい場合には, 偽の不安定固有値が生じることが判りました (詳細は文献[10])。空間分解能の不足によって偽の固有値が生じ, 空間分解能の増加に伴い固有値の実部が急速に減少することが示されています。このことより空間分解能が小さい計算を行うと, 実際の臨界 Reynolds 数よりも低い偽の臨界値と偽の固有関数を出すものと考えられます。

4. 計算結果

4.1 定常軸対称解について

臨界 Reynolds 数近傍における軸対称定常解には, 内殻に沿った強いせん断層と, 赤道面をはさむ領域に局在化した東西のジェット構造という二つの際だった構造が見られます。これらを「内殻せん断層」「赤道ジェット」と呼び, それ以外の領域の流れを「外殻流」と呼ぶことにします。

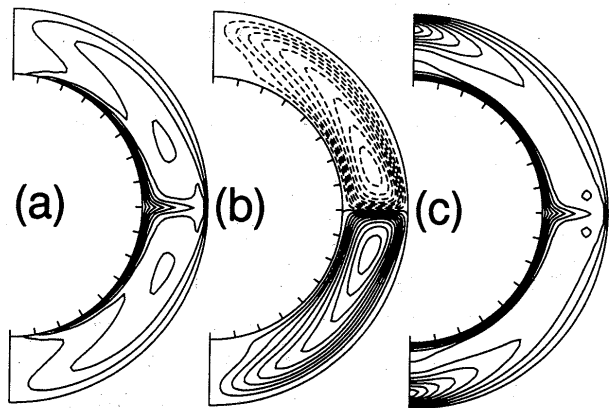


図1 軸対称な主流の流れの構造。(a)東西流, (b)南北流の流れ関数 $\phi / (r \sin \vartheta)$, (c)東西流の角速度 $U_\varphi / (r \sin \vartheta)$ 。

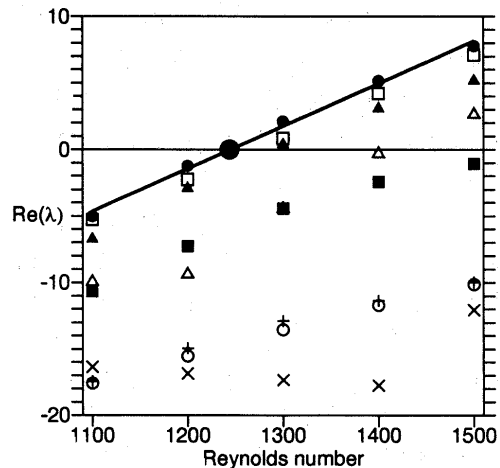


図2 最大成長率の Reynolds 数および東西波数保存性。東西波数の記号は次の通り: ×:1, ○:2, △:3, □:4, ●:5, ▲:6, ■:7, +:8

「内殻せん断層」は $R < r < R + 0.2$ の領域に広がっており、強い東西のせん断流と、赤道向きの南北流によって特徴づけられます。「赤道ジェット」領域は、境界せん断層から赤道付近で外殻側に伸びた東西流によって特徴づけられ、その広がりは赤道より南北 5° の領域に広がっています。この領域は、せん断層領域の流体が持っていた角運動量が、赤道付近の外向きの流れによって運ばれることによって形成されます。

4.2 臨界 Reynolds 数, 臨界波数, 位相速度

線形安定性問題を東西波数 $1 \leq n \leq 8$, Reynolds 数 $Re = 1100, 1200, 1300, 1400, 1500$ において、定常解 (16, 128), 固有値問題 (16, 64) の展開項数で計算しました。

臨界 Reynolds 数は各 Re において成長率の最も大きい $n=5$ のデータを線形最小二乗法で補間して $Re_c = 1245$ を得ました。これらは Egbers and Rath の実験による観測値と良く合っています。

規格化された位相速度 $Im(\lambda) / (n\Omega)$ は内殻の回転の方向と同じ向きで、その大きさは東西波数 $n \geq 3$ の場合、 n にはほとんど依らず、内殻の回転の角速度のおよそ 25% 程度の大きさになっています。興味深いことに、この位相速度の大きさは「外殻流」の角速度の大きさとほぼ同じ大きさになっています。

臨界 Reynolds 数および臨界波数に関しては Egbers and Rath の結果と良く一致する値を得ました。実験で得られたらせん渦の「位相速度」と固有値の虚数部分が一致していることは、不安定性により遷移した流れが (軸対称の主流) + (微小な不安定モード) で十分に近似できること、すなわち弱非線形理論で十分に取扱うことができることを示唆しています。このことと固有値の縮

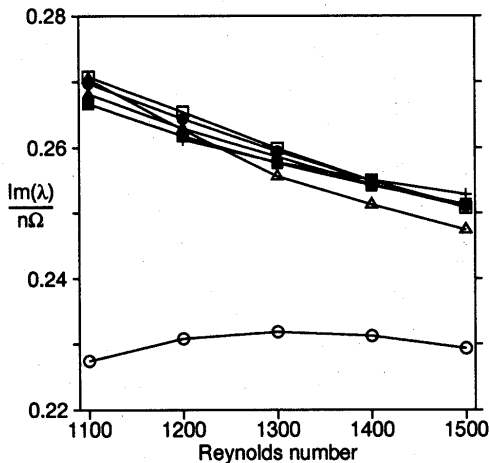


図3 位相速度の Reynolds 数および東西波数依存性。東西波数の記号は前の図に同じ。

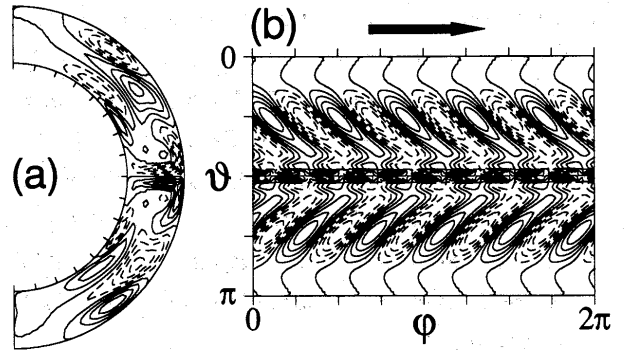


図4 $Re=1500$ での最不安定モードの空間構造: (a) u_ϕ , (b) u_r , $r = (R_1 + 3R_2)/4$. 矢印は内殻の回転方向。

退の無いことから、この分岐は超臨界 Hopf であると予想されます。

4.3 固有関数の空間構造

不安定モードの解の空間構造を図1, 2 に示しました。まず固有関数は、主流の三つの領域に対応する部分にそれぞれ特徴的な構造を持っています。赤道ジェット領域を除いた部分ではらせん状構造を持っています。これは実験で観測される構造とよく似ています [5]。らせん型構造は、薄い球殻の場合には 2 次分岐以降に生じますが [11], 形としては球殻の厚みによらず普遍的に観察される構造です [3,7]。

不安定攪乱のうち振幅の最も強い部分は赤道ジェット領域に局在しています。外殻流領域のらせん構造は、実験的に最も目立つ部分です。赤道ジェットで励起された波がこの領域に 2 次的な波を励起し、その波が主流によって運ばれるという機構で、このらせん構造が形成されるものと思われます。

参考文献

[1] Munson, B. R., and Joseph, D. D., J. Fluid Mech. 49 (1971) pp. 289-303.
 [2] Belyaev, Yu. N., Monakhov, A. A., and Yavorskaya, I. M., Fluid Dyn. 13 (1978) pp. 162-168.
 [3] Egbers, C., and Rath, H. J., Acta Mech. 111 (1995) pp. 125-140.
 [4] Munson, B. R., and Menguturk, M., J. Fluid Mech. 69 (1975) pp. 705-719.
 [5] Yavorskaya, I. M., Belyaev, Yu. N., and Monakhov, A. A., Sov. Phys. Dokl. 20 (1975) pp. 256-258.
 [6] Munson, B. R., and Joseph, D. D., J. Fluid Mech. 49 (1971) pp. 305-318.

- [7] Belyaev, Yu. N., and Yavorskaya, I. M., Transition to stochasticity of viscous flow between rotating spheres, in *Nonlinear Dynamics and Turbulence* edited by Barenblatt, G. I., Iooss, G., and Joseph, D. D., (Pitman Advanced Publishing Program, Boston, 1983).
- [8] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and hydro-magnetic stability*, (Clarendon, Oxford, 1961) Appendix III.
- [9] 荒木圭典, 「曲線座標系における流れのシミュレーション」, *Mathematica ユーザー会第4回ワークショップ講演予稿集*, pp. 33.
- [10] Araki, K., Mizushima, J., and Yanase, S., The Non-axisymmetric Instability of the Wide-Gap Spherical Couette Flow, *to appear in Phys. Fluids*.
- [11] Nakabayashi, K., and Tsuchida, Y., *J. Fluid Mech.* 194, (1988) pp. 101–132.

No.11

実験と数値解析による内球回転2球間クエット流の 層流—乱流遷移に関する研究

中 林 功 一^{*}, 余 偉 明^{*}

Study on the Laminar-Turbulent Transition in Spherical Couette Flow by Laboratory Experiment and Numerical Analysis

Koichi NAKABAYASHI, Weiming SHA

Nagoya Institute of Technology

The laminar-turbulent transition of spherical Couette flow for case of clearance ratio $\beta = 0.14$ was investigated by laboratory experiment. Calculating the correlation dimension and drawing the Poincaré section, it is revealed that the flow field traces a scenario as follows ; steady state \rightarrow periodic state \rightarrow quasi-periodic state \rightarrow chaos \rightarrow periodic state \rightarrow steady state \rightarrow periodic state \rightarrow chaos. A finite-difference method for solving three-dimensional, time-dependent, incompressible Navier-Stokes equations in spherical polar coordinates is also presented. Based on a new algorithm, a higher accurate numerical code has been developed, and it is demonstrated that the initial-boundary numerical code is valid for studying the spherical Couette flow problems.

Key Words : spherical Couette flow, laminar-turbulent transition, chaos, experiment and numerical analysis

1. はしがき

内球回転2球間クエット流は、内外球が同心状態に置かれた内球回転、外球静止の流れである。レイノルズ数の増加に伴い、流れは最初、基本層流を形成し、その後臨界レイノルズ数において外力不安定により赤道付近に環状TG(テイラー・ゲルトラー)渦を発生する。更にレイノルズ数が増加すると準周期運動を経てカオスに至る。特にすき間比 $\beta = 0.14$ の場合にはレイノルズ数6000付近で速度変動の消滅現象がNakabayashiら⁽¹⁾⁽²⁾によって報告されている。この時の遷移過程は通常の流れのそれとは全く相違しており、流れの安定性や分岐理論の観点から非常に興味深いものであるが、その詳細については実験的にも理論的にも不明である。一方、数値計算手法による回転2球間クエット流の研究では最近、NiとNigro⁽³⁾、DumasとLeonard⁽⁴⁾、Zikanov⁽⁵⁾等があるが、有限差分法を用いた非定常3次元の非圧縮性ナビエ・ストークス方程式に対する数値解析が行われていない。

著者らは速度変動の消滅現象が生じる $\beta = 0.14$ の内球

回転2球間クエット流に注目し、実験、数値計算と理論によりこの現象の解明に取り込んでいるが、本報では、まず、実験で得られた乱れの実効値と相関次元を用いて遷移過程を定量的に特徴づける。この遷移過程に伴う特徴的な流れの構造の変化については、ポアンカレ断面と一次元再帰写像を用いて考察する。ここでは、新しい数値アルゴリズムを考案し、球面座標における非圧縮性ナビエ・ストークス方程式の高精度な差分値解析コードを開発したので、それを用いて $\beta = 0.14$ の内球回転2球間クエット流を計算し、数値解析コードを検証する。

2. 実験結果から見た相関次元の変化と 遷移のシナリオ

まず、実験結果を示す。実験装置と実験方法についてNakabayashiら⁽²⁾と同じであるので省略する。図1に、相関次元 d と基本周波数の R^* (レイノルズ数比 Re/Re_c , Re はレイノルズ数, Re_c は臨界レイノルズ数)に対する変化、及び速度変動の消滅に至るまでのシナリオを示す。速度変動の消滅までのシナリオは流れ場のアトラクターに関連づけて以下のように説明できる。まず、 $1.00 < R^* < 1.20$ においてアトラクターは固定点(S, 定常状態)である。これは定常な環状TG渦に対応して

*名古屋工業大学

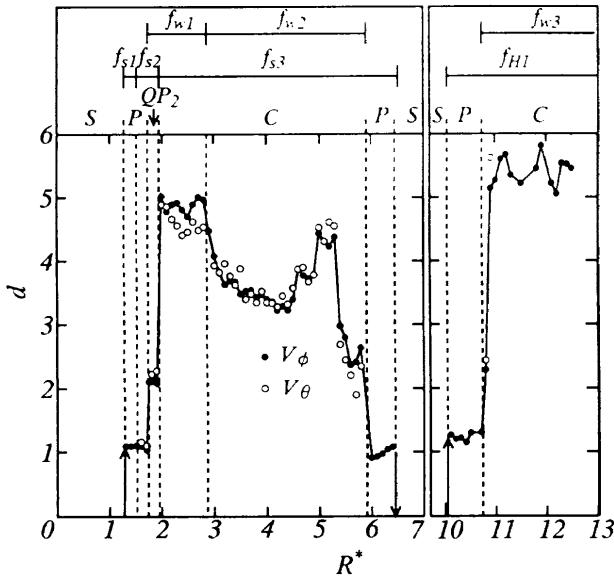


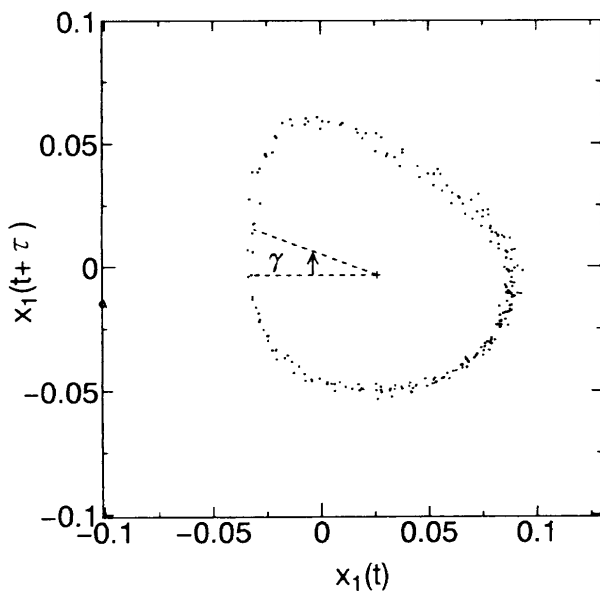
Fig. 1 Evolution of correlation dimension and scenario of the transition.

いる。 $R^* = 1.20$ での最初のホップ分岐 (f_{s1} が生じる)の後、 $1.20 < R^* < 1.74$ の間でアトラクターはリミット・サイクル (P, 変動は周期的) となる。この間に、 $R^* = 1.60$ で f_{s1} から f_{s2} への遷移が起こる。 $R^* = 1.74$ での2番目のホップ分岐 (f_{w1} が生じる) が起こり、準周期状態 (QP_2) となる。赤道上のすき間中央部での方位角の速度 V_ϕ のデータから時間遅れ法⁽⁶⁾により再構成したトラジェクトリのポアンカレ断面を図2に示す。図2 (a)の $R^* = 1.74$ におけるポアンカレ断面は滑らかな環状となっており、このレイノルズ数でのトラジェクトリが T^2 トーラスを形成していることがわかる。図2 (b)に

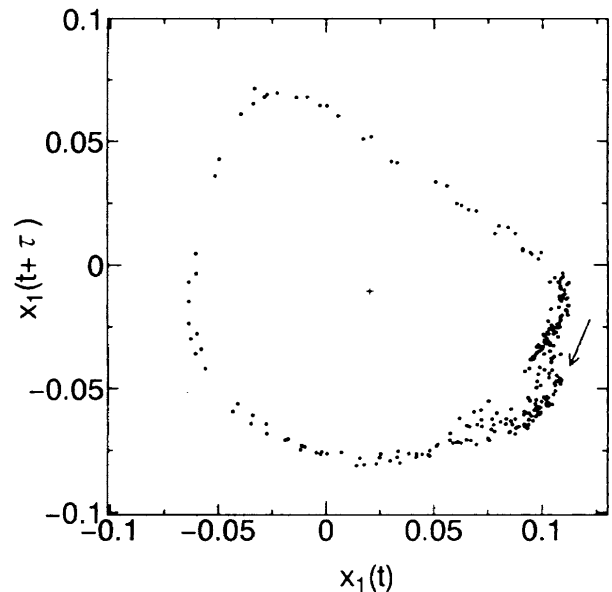
示す $R^* = 1.90$ では図中に示す矢印の部分にトラジェクトリの引き延ばしと折り畳み構造が見られ、図2 (a)の状態と比べて非線形性が強まっている⁽⁷⁾。

さらに、図2 (a), (b)のポアンカレ断面に対応する一次元再帰写像を図3 (a), (b)に示す。 $R^* = 1.74$ の場合の図3 (a)は線形写像で可逆であるが、レイノルズ数を $R^* = 1.90$ と増加させた図3 (b)では写像上に平坦な部分が現れ不可逆となっている。これは、レイノルズ数の増加によりこの力学系の持っている非線形性が強まることを示している⁽⁷⁾。 $R^* = 1.95$ 付近で生じる分岐により基本周波数 f_{s2} は f_{s3} へと変化し、相関次元 d は2から5へと増加する。従って、この時のアトラクターはカオス (C) に対応するストレンジ・アトラクターとして特徴づけられる。また、この分岐は3番目のホップ分岐と見なされるが、この分岐の直後において準周期運動 (QP_3) は観察することができなかった。 $R^* = 2.95$ における f_{w1} から f_{w2} の遷移 (4番目の分岐) の後、 R^* の増加に伴い d は減少する。次に、 $R^* = 6.0$ 付近の分岐でカオスが基本周波数 f_{w3} の周期運動へと変化する。ここでのアトラクターはリミット・サイクルである。 $R^* = 6.5$ で d はほぼ0となり、そのアトラクターは固定点 (S) となる。以後 $6.50 < R^* < 10.02$ の間で速度変動の消滅現象が生じる。

その後、 $R^* = 10.02$ でのせん断波動 f_{H1} の発生によりアトラクターはリミット・サイクルとなり、相関次元 d の値は約1となる。 $R^* = 10.79$ で進行波動の基本周波数 f_{w3} が加わり2周期運動となるが、その相関次元 d が一気に5程度まで増加してカオス状態となる。 $R^* = 12.8$ 以上の領域では、埋め込み次元に対する相関次元の



(a) $R^* = 1.74$



(b) $R^* = 1.90$

Fig. 2 Poincaré section of u_ϕ .

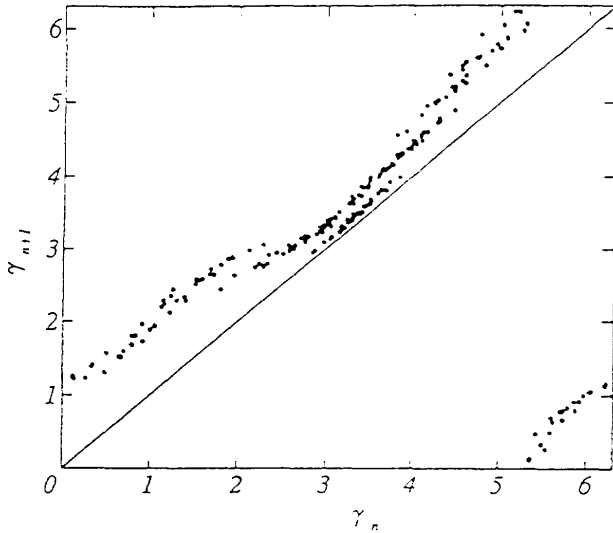
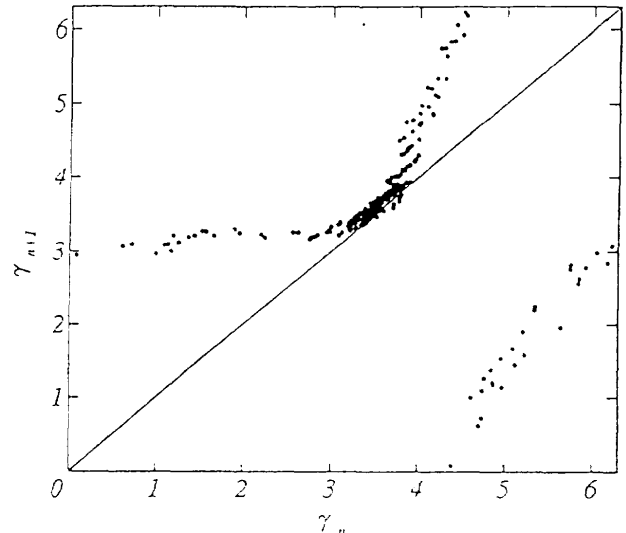
(a) $R^*=1.74$ (b) $R^*=1.90$

Fig. 3 First return map of Fig. 2.

収束が悪くなりここでは正確な値が得られていないが、少なくとも相関次元が6以上の自由度が励起されており、 $2.95 < R^* < 6.03$ の領域よりもカオスが進行している。

3. 数値解析コードの構築

回転2球間クエット流の数値解析の基礎方程式として、球面座標における非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いる。以下にその連続(1)と運動方程式(2)を示す。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

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

ここで、 \mathbf{u} (u_r, u_ϕ, u_θ), P, t はそれぞれ速度ベクトル (u_r ; 半径方向速度, u_ϕ ; 方位方向速度, u_θ ; 天頂方向速度), 圧力, 時間である。 Re はレイノルズ数($Re = \omega R_1^2 / \nu$, ω ; 内球回転角速度, R_1 ; 内球半径, ν ; 動粘度)である。本解析の回転2球間クエット流の境界条件は内球回転, 外球静止であるため次のように記述される。

$$\text{内球表面上; } u_r = u_\theta = 0, u_\phi = \sin \theta,$$

$$\text{外球表面上; } u_r = u_\phi = u_\theta = 0.$$

基本方程式(1), (2)を時間空間で離散化すると次のようになる。

$$D\mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (3)$$

$$\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n + \frac{\Delta t}{2} [3H\mathbf{u}^n - H\mathbf{u}^{n-1}] = -\frac{\Delta t}{2} [3G\mathbf{p}^{n+1} - G\mathbf{p}^n] + \frac{\Delta t}{2Re} [L\mathbf{u}^{n+1} + L\mathbf{u}^n] \quad (4)$$

ここで、 D, H, G, L はそれぞれ空間差分の離散化因子で、2次精度の中心差分を用いる。時間差分に関して

粘性項のラプラス成分には2次精度の陰解法 (Crank-Nicholson法)を、対流項と粘性項の他の成分には2次精度の陽解法 (Adams-Bashforth法)を、圧力項には変形した2次精度のCrank-Nicholson法を用いる。また、上の(3), (4)式を次のようなマトリックス形式に書き直す。

$$\begin{bmatrix} I - \frac{\Delta t}{2Re} L & \frac{\Delta t}{2} G \\ \frac{\Delta t}{2} D & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n \\ 3\mathbf{p}^{n+1} + \mathbf{p}^n \end{bmatrix} = \Delta t \begin{bmatrix} \frac{1}{Re} L & G \\ -\frac{1}{2} D & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}^n \\ \mathbf{p}^n \end{bmatrix} + \Delta t \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}(3H\mathbf{u}^n - H\mathbf{u}^{n-1}) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

さらに、(5)式を次のように近似する (Dukowicz と Dvinsky⁽⁸⁾)。

$$\begin{bmatrix} I - \frac{\Delta t}{2Re} L & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I & \frac{\Delta t}{2} G \\ \frac{\Delta t}{2} D & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n \\ 3\mathbf{p}^{n+1} + \mathbf{p}^n \end{bmatrix} = \Delta t \begin{bmatrix} \frac{1}{Re} L & G \\ -\frac{1}{2} D & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}^n \\ \mathbf{p}^n \end{bmatrix} + \Delta t \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}(3H\mathbf{u}^n - H\mathbf{u}^{n-1}) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6)$$

(6)式には時間的にも、空間的にも離散の2次精度が維持されることがわかる。

(6)式を展開すると、次のようになる。

$$\hat{\mathbf{u}} = \mathbf{u}^n + \frac{\Delta t}{2} G\mathbf{p}^n \quad (7)$$

$$\left(I - \frac{\Delta t}{2Re} L\right) \tilde{u} = \left(I + \frac{\Delta t}{2Re} L\right) \hat{u} - \frac{\Delta t}{2} [3Hu^n - Hu^{n-1}] \quad (8)$$

$$u^{n+1} = \tilde{u} - \frac{3\Delta t}{2} Gp^{n+1} \quad (9)$$

$$Du^{n+1} = 0 \quad (10)$$

(9)と(10)式から、次のような圧力に関する離散ポアソン方

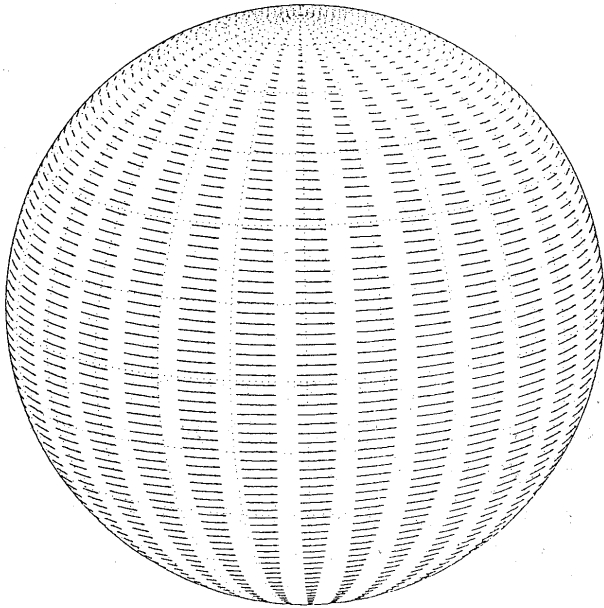


Fig. 4 Velocity vectors on (ϕ, θ) Plane for $Re=505$.

程式が得られる。

$$\frac{2}{3} \frac{D\tilde{u}}{\Delta t} = DGp^{n+1} = Lp^{n+1} \quad (11)$$

上述の式に適切な境界条件と初期条件を与え数値積分をすることによって、その数値解を求めることができる。以下にはその結果の一例を示す。図4はレイノルズ数 $Re=505$ における (ϕ, θ) 球面での速度ベクトルを示すものである。その速度は方位角方向に一様であり、赤道から両極に向かって減少することがわかる。図5には図4と同じレイノルズ数 $Re=505$ における (r, θ) 断面での速度ベクトルと流線が示されている。内球壁に沿って極から赤道に向かい、外球壁に沿って赤道から極に戻る二次流れが生じている。以上の計算結果には低レイノルズ数での内球回転2球間クエット流の性質がよく現されている (Ni と Nigro⁽³⁾, Dumas と Leonard⁽⁴⁾)。

4. 結 言

速度変動の消滅現象が生じるすき間比 $\beta = 0.14$ の内球回転2球間クエット流の層流-乱流遷移について実験的に調べた結果、 R^* の増加に伴い流れ場は次のようなシナリオ：定常状態→周期状態→準周期状態→カオス→周期状態→定常状態→周期状態→カオス：辿ることが明らかになった。また、新しい数値アルゴリズムにより球面座標における非圧縮性ナビエ・ストークス方程式の高精度差分値解析コードを完成し、その検証を行った。

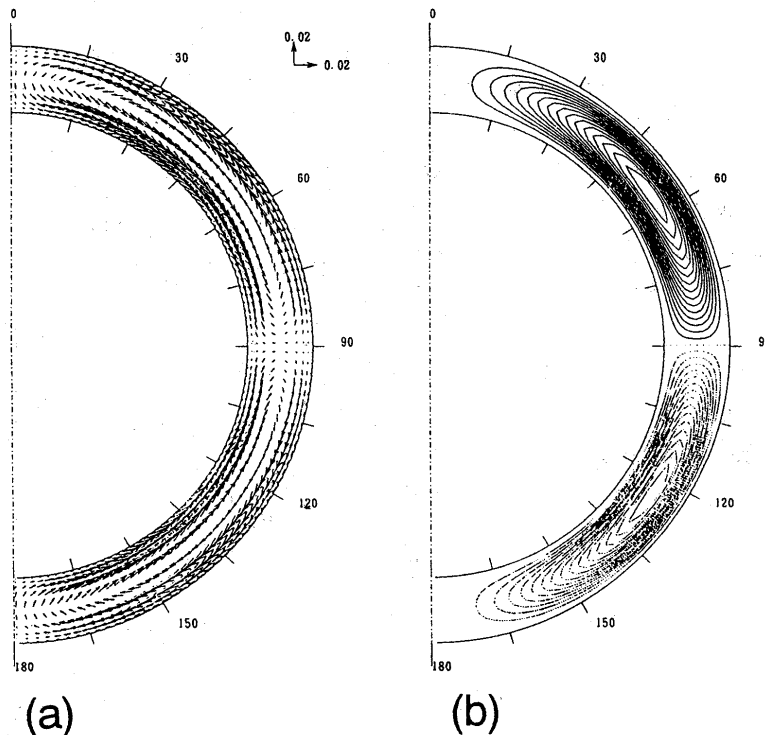


Fig. 5 Same as Fig. 4 but on (r, θ) Plane, (a) velocity vectors (b) streamlines.

本研究の一部に平成8年度科学研究費補助金基盤C
が与えられた。ここに記して謝意を表す。

文 献

1. K. Nakabayashi; J. Fluid Mech., 132, 209 (1983).
2. K. Nakabayashi and Y. Tsuchida; J. Fluid Mech., 194, 101 (1988).
3. W. Ni and N. J. Nigro; Int. J. Numer. Methods in Fluids, 19, 207 (1994).
4. G. Dumas and A. Leonard; J. Comput. Phys., 111, 205 (1994).
5. O. Y. Zikanov; J. Fluid Mech., 310, 293 (1996).
6. P. Berge, Y. Pomeau, C. Vidal; Order in Chaos, 産業図書(相澤訳), (1992).
7. 沢田, 非平行系の秩序と乱れ, 朝倉書店, (1993).
8. J. K. Dukowicz and A. S. Dvinsky, J. Comput. Phys. 102, 336 (1992).

No. 12

円柱後流中の渦列の渦構造の変化

永田 拓*, 成田 達治*, 田中 実一*, 箕浦 智*, 福島 千晴*

Variation of Vortex Structure of the Vortex Streets
Traveling in the Wake of a Circular CylinderHiroshi NAGATA, Tatsuharu NARITA, Yoshikazu TANAKA,
Satoru MINOURA and Chiharu FUKUSHIMA

Gifu University

We proposed a technique for quantitative information to understand the vortex structure by means of hydrogen bubble techniques. Using the technique we obtained not only the velocity but the velocity gradient tensor in the vortex region convecting from the near wake to the far wake of a circular cylinder. Based on the values obtained in the technique, the contours of the physical quantities which characterize the vortex structures, i. e. vorticity, vorticity number, principal value of the rate of deformation, shear stress and Laplacian P (P : kinematic pressure) in the flow field, were illustrated to see the overall structure of the vortices. These results suggest that the vortices change in structure from unstable sheet-like vortices to stable rod-like vortices as the vortices traveling in the near wake of the cylinder. And in the far wake of the cylinder the vortices once again change in structure from stable rod-like vortices to unstable sheet-like vortices which induce three dimensional structure and the rearrangement of the vortices in the vortex streets.

Key Words : vortex structure, visualization, vortex street, velocity gradient tensor, vorticity number

1. はしがき

前報⁽¹⁾では、「渦を見る」ばかりでなく「渦を測る」ことが可能な、水素気泡法を用いた新しい可視化実験の方法を導き、この方法を一様流中の円柱の near-wake ($x/d=3.0$ から 7.0 , $Re=Ud/\nu=120$; x : 円柱中心からの距離, d : 直径, U : 一様流の速度, ν : 動粘度) に適用した。渦構造を定量化する物理量として「速度」ばかりでなく「速度勾配テンソル」を流れ場全体に亘って測定し、円柱直後で三次元的な sheet 状の不安定な渦構造が、下流に移行するに従って、二次元的な rod 状の安定な渦構造に変化する経過を定量的に明らかにした。本研究では、円柱のさらに下流の $x/d=15$ から 50 に対して同様な可視化実験を行い、渦列がさらに下流に移行するに従って、渦構造が変化する状況を明らかにした。説明の便宜上、この $x/d=15\sim 50$ の領域を far-wake と

呼ぶ。

2. 実験の装置と方法

円柱背後の気泡発生用の電極細線の設置位置 $x=x_H$ を near-wake から far-wake に至る $x_H/d=1.5\sim 50$ の広い範囲に変えて、前報⁽¹⁾と同様な方法によって、一定の時間間隔 ΔT (渦放出周期の $1/12$) で電極細線を通過する速度 $v(u, v)$ を測定した。そして渦が一定速度 U_v で下流に移行するとして、Taylor 仮説によって時間と空間を読み替え ($x=-U_v t$), 電極細線を通過する流れの速度場 $v(u, v)$ を測定した。そして、前報⁽¹⁾と同様に、速度の測定値の平滑化とスプライン補間⁽²⁾によって格子点上の速度 $v(u, v)$ と、その x, y 微分; $a=u_x, b=u_y, c=v_x, d=v_y$ から成る速度勾配テンソル F を求めた。

図1は、円柱表面を発色電極とする電解沈殿法によって円柱背後の流れを可視化したものである。図中の矢印は、電極細線の設置位置を示す。色素線が示す渦列の形

* 岐阜大学

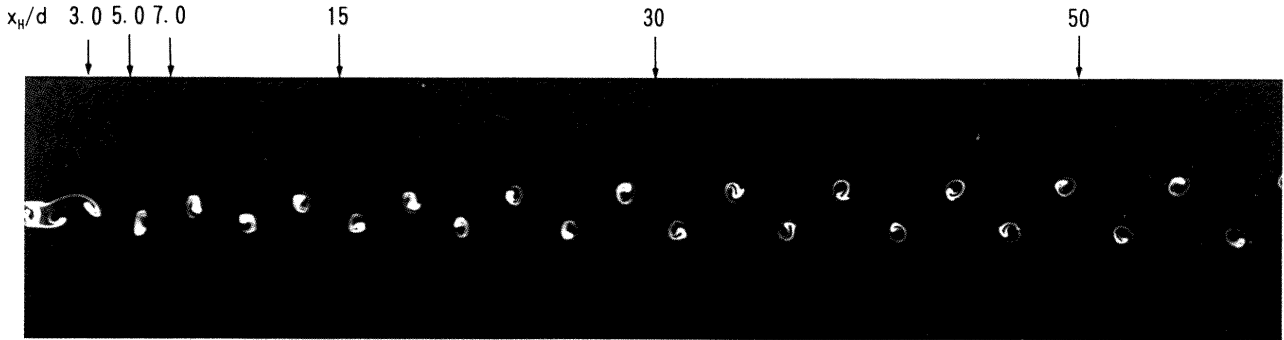


図1 円柱背後の流れと電極細線の設置位置

状は、円柱から遠くなるに従って、渦列間隔に変化が見られるが、本実験の最下流の $x_H/d=50$ においても、千鳥型の渦配列は持続し、渦列の pairing 等の大きな渦配列の変化は認められない。

3. 速度勾配テンソルと渦構造

渦構造を定量化する物理量として、従来から、主として「渦度」が測定されてきた。しかし、渦が関与する流れの本質を知るには、「渦度」が示す流体要素の平均的な角速度だけでは不十分である。周知のように、速度勾配テンソル F は、変形速度テンソル D とスピテンソル S の和として表される。スピテンソル S の成分である「渦度」だけでは、流体要素の変形や軌道についての知見が欠落する。そこで、本研究では、渦度の他に、速度勾配テンソルの成分や不変量から算定できる以下の物理量の分布状況を知ることにした。これらの物理量は、観察座標系の並進速度に依存しないので、渦構造の本質を明らかにするものと考えられる。近似式は、非圧縮二次元流と見なせる場合、すなわち、 $a+d=\text{div}(u, v)=-p \approx 0$ の場合を示す。

$$\bullet \text{ 渦度 } \omega = c - b \quad \omega^2 = 4 \det(S) \quad (1)$$

$$\bullet p - q \text{ 値} \quad p = -\text{tr}(F) = -\text{div}(u, v), \quad q = \det(F) \quad (2)$$

$$\bullet \text{ 渦度数 } W_k \quad W_k = \omega / \sqrt{2D:D} \approx \omega / \sqrt{\omega^2 - 4q} \quad (3)$$

$$W_i = (2/\pi) \tan^{-1} W_k \quad (4)$$

$$\bullet \text{ セン断応力 } \tau_{xy} \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu(b+c) \quad (\mu; \text{粘性係数}) \quad (5)$$

$$\bullet \text{ 主変形速度 } \varepsilon \text{ とその方向 } \theta$$

$$2\varepsilon = p + \sqrt{p^2 + \omega^2 - 4q} \approx \sqrt{\omega^2 - 4q} \quad (6)$$

$$2\theta = \tan^{-1}(b+c)/(a-d) \quad (7)$$

$$\bullet \text{ ラプラシアン } P \quad P = p/\rho \quad (p: \text{圧力}, \rho: \text{密度})$$

$$\nabla^2 P = -(p^2 - 4q)/2 \approx 2q \quad (8)$$

4. 実験の結果と考察

速度勾配テンソルの成分や不変量から算出した物理量

の分布を、図2-1と図2-2に示す。図の上から順に、渦度 ω 、渦度数 W_i と主変形速度 (ε, θ) 、せん断応力 τ_{xy} およびラプラシアン P (P : kinematic pressure) の分布図がそれぞれ横に配列されている。図を縦に見れば、円柱からの距離が同じ x_H/d の位置におけるそれぞれの分布を対比できる。図中の×印は、渦列の移流速度で動く観察座標系から見たよみ点の位置を示し、○印は渦度分布のピーク(渦中心)の位置を示す。等値線の値は、破線を0値として隣接する等値線間の差を step として表示している。これらの物理量の測定結果を以下に述べる。

4.1 渦度分布と循環

図2-1および図2-2の図(I)上の等渦度線図に見られるように、 x_H/d が大きい下流ほど渦度のピーク値は小さくなっている(図中の step と ω^*_{\max} 参照)が、渦度 $\omega^* = \omega d/U$ のピークの位置が示すように、 x_H/d が3.0から50に至るまで渦列は千鳥配列を保っている。渦度 ω^* の等値線の外形が示す渦列の形状は、円柱直後 ($x_H/d=3.0$) では、流れ方向に伸びた横長の長円形である。渦列が下流に移行するに従って、この形は縦長の長円形となり ($x_H/d=5.0, 7.0$)、さらに下流では円形に近くなる ($x_H/d=15, 30$)。そしてさらに下流の $x_H/d=50$ では、再び横長の長円形となる。

図3は、渦度の等値線が囲む領域の循環値 Γ の下流方向の変化を示す。図中実線で結ぶ測定値は、気泡発生用の電極細線を下流から上流に一定速度 U_w ($U_w/U = -1.46$) で掃引した場合の実験値である。この場合には、渦列が電極細線を通る時間が短いので、Taylor 仮説の影響を軽減した測定ができる。図中破線で結ぶ測定値 ($U_w = 0$ の場合) と対比すると両者は良く一致しており、水槽中に固定した電極細線を用いた場合でも、Taylor 仮説の影響は少ないことが分かる。

4.2 渦度数 (W_i) と主変形速度 (ε, θ) の分布

図4に、 $x_H/d=5.0$ の場合の渦度数 W_i の等値線図

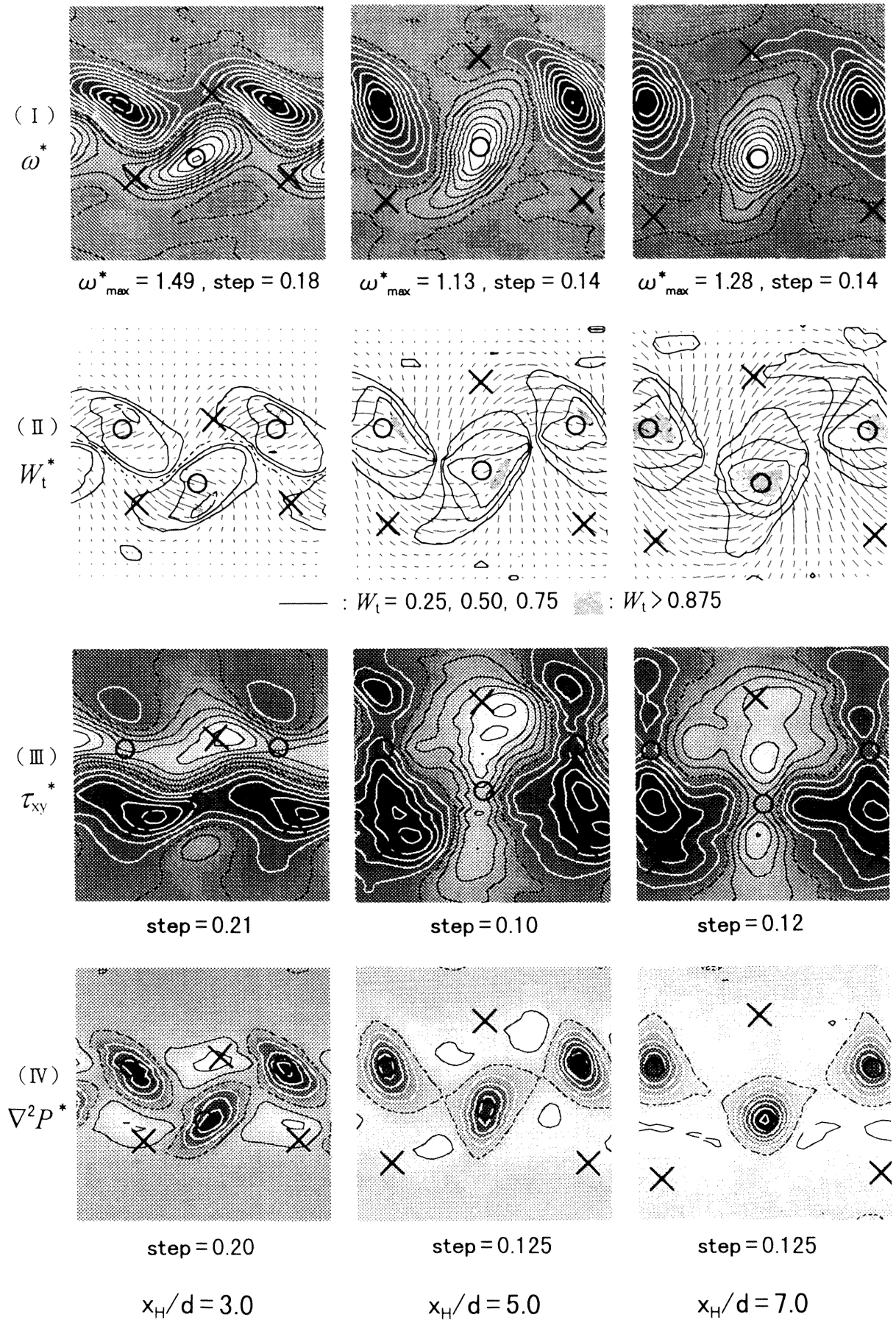


図2-1 渦列の下流移行に伴う渦構造の変化 ($Re=120, x_H/d=3.0, 5.0, 7.0$)

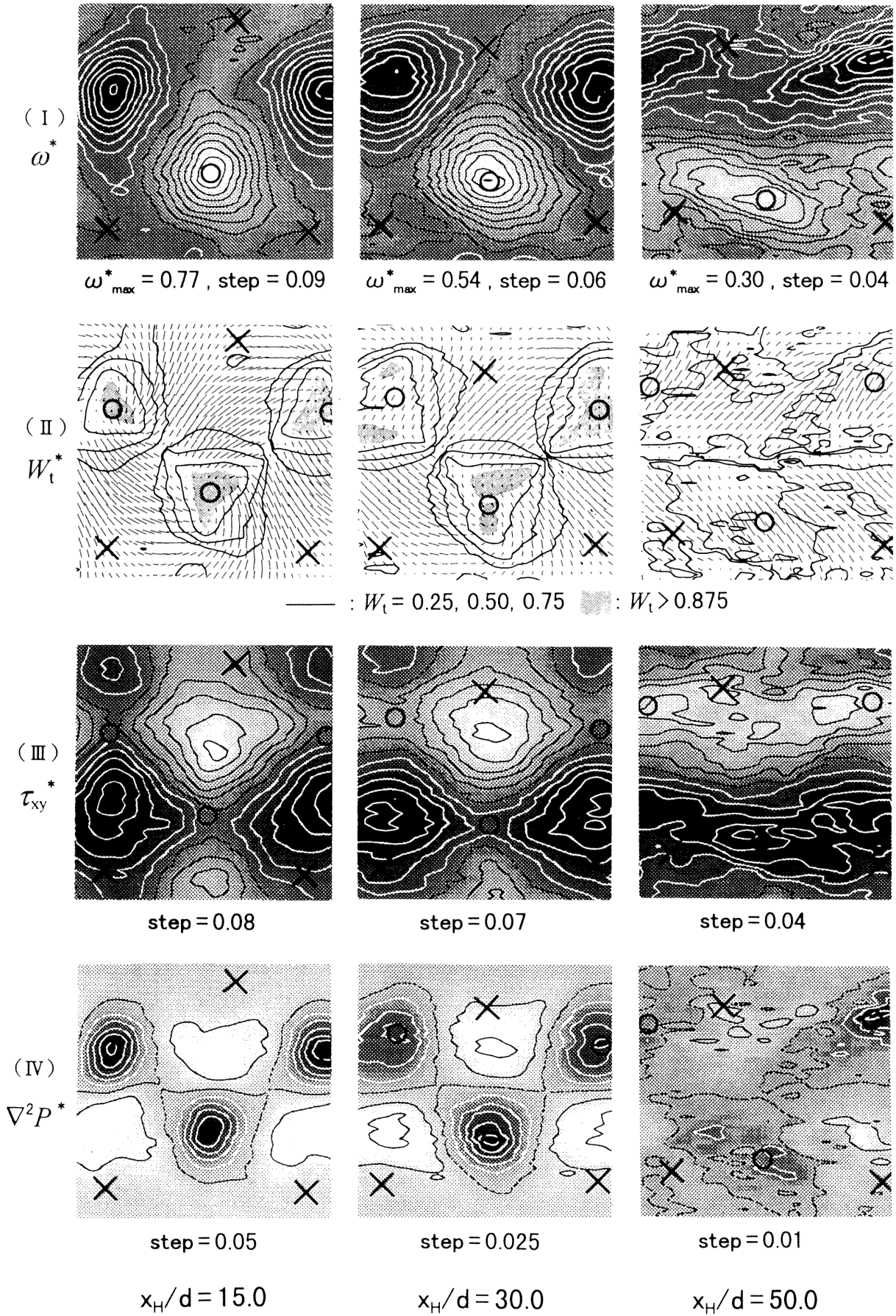


図2-2 渦列の下流移行に伴う渦構造の変化 ($Re=120, x_H/d=15, 30, 50$)

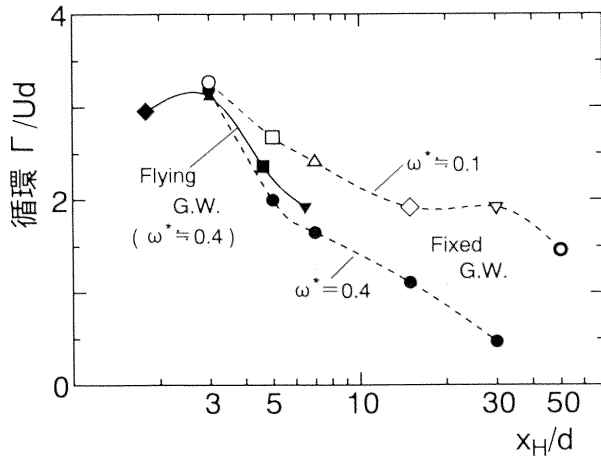


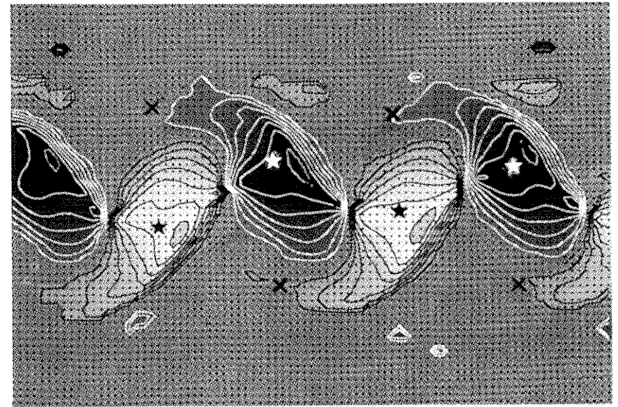
図3 渦度の等値線が囲む領域の循環

を示す。図中の星印は渦度のピークの位置を示し、×印は渦の移流速度 U_v と共に動く座標系から見た流れのよどみ点の位置を示す。流体運動の回転の質を表す尺度として、Truesdellによって導入された渦度数 W_k (kinematical vorticity number)⁽³⁾ は、式(3)で表され、

- ①solid rotation の場合； $W_k \rightarrow \infty$, ($W_t \pm 1$)
- ②ジェット流の場合； $W_k = 1.0$, ($W_t = 0.5$)
- ③非回転流の場合； $W_k = 0$, ($W_t = 0$)

となる。渦度の符号まで含めれば、 W_k の値は $\pm\infty$ の変域をもつ。この変域は、等値線図に示すには広すぎるので、図4に、変域を ± 1.0 に換算した W_t (式(4)参照)の等値線を示す。 $W_k = 1.0$ は、 $W_t = 0.5$ に相当する。この渦度数より大きい $W_t > 0.5$ の領域(図中外側から4本目の閉曲線内の領域)は、式(3)から、 $p^2 - 2q < 0$ の領域である。この領域は、流体要素と共に動く座標系から見た流体の軌道が spiral-in や spiral-out になる領域⁽⁴⁾、すなわち $p^2 - 4q < 0$ の領域と一致する。

流体の回転状況が剛体回転 (solid-rotation) に近い場合： $W_k \rightarrow \infty$ 、すなわち $W_t \rightarrow 1.0$ の場合は、式(3)から $\omega^2 - 4q = 0$ のときである。この値 $\omega^2 - 4q$ は主変形速度の自乗に比例する(式(5)参照)。従って、渦度 ω が大きくて主変形速度 ε が小さいほど渦度数の値は大きくなる。つまり、渦度数のピークは、 $W_k > 1.0$ の等値線が囲む領域の中で ε の値が小さい領域にある。このような観点から、図2-1および図2-2の図(II)には、渦度数 W_t の等値線の数を減らして、 W_t の等値線と主変形速度 (ε, θ) を重ねて表示した。この図と前掲の図4から、渦度数 W_t のピーク(図中アミカケ領域内にある)と渦度 ω のピークの位置は必ずしも一致しない。この差異は、 $x_H/d = 3.0, 7.0$ で大きく、下流に移行するに従って小さくなり、さらに下流の $x_H/d = 50$ では、渦度数の明確なピークの位置は認められない。このように渦度数 W_t の分布によって、渦度分布だけでは分



★☆: 渦度ピークの位置 ×: よどみ点の位置
step 0.125 : $W_t > 0.875$

図4 渦度数 W_t の分布 ($x_H/d = 5.0$)

からない、流体要素の旋回と変形についての知見を得ることができる。

4.3 せん断応力分布

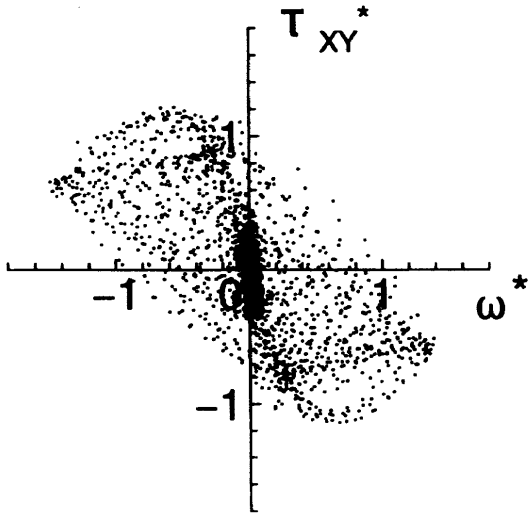
一様流中の渦構造を知る上で、一様流の方向を x 軸とし、円柱の横断面を $x-y$ 面とすると、渦列が主流方向(あるいは主流に直交して)に受けるせん断応力 $\tau_{xy}^* = \tau_{xy} d / \mu U$ は、重要な物理量である。

図2-1および図2-2の図(III)に、せん断応力 τ_{xy}^* の等値線を示す。この図から、いずれの x_H/d においても、 τ_{xy}^* 分布のピークは渦核の外側にあり、 τ_{xy}^* 分布の谷は、渦中心の近傍にあることが分かる。これは、渦中心近傍で流体が剛体回転をしていることに対応している。また、渦列が円柱から下流に遠ざかる程、 τ_{xy}^* は小さい値となり、妥当な測定結果である。

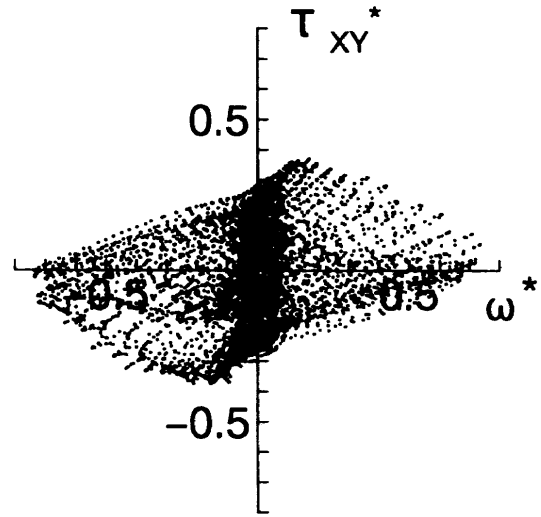
渦列の下流への移行に伴う τ_{xy}^* の等値線の形状の変化に注目すると、円柱直後の $x_H/d = 3.0$ では、 τ_{xy}^* のピークを囲んだ等値線は横長の閉曲線から成り、円柱の後流軸の上側と下側で τ_{xy}^* の符号が反転している。これに対して、下流の x_H/d が $5.0, 7.0, 15.0$ では、 τ_{xy}^* の等値線は円柱の後流軸を横断するように成る。この場合の τ_{xy}^* の分布は、千鳥配列した渦糸まわりの完全流体の理論から求めた $(b+c)$ の分布によく類似している。渦列がさらに下流に移行した x_H/d が 30 の場合には、 τ_{xy}^* の等値線の形状は、再び横につながる傾向を示し、 $x_H/d = 50$ では、円柱直後の $x_H/d = 3.0$ の場合と同様な横長の閉曲線となる。これは、渦列が下流に移行し、 $x_H/d = 50$ に至って、再び円柱直後の $x_H/d = 3.0$ と同様な渦構造に変化することを示す。

4.4 ラプラスアン P の分布

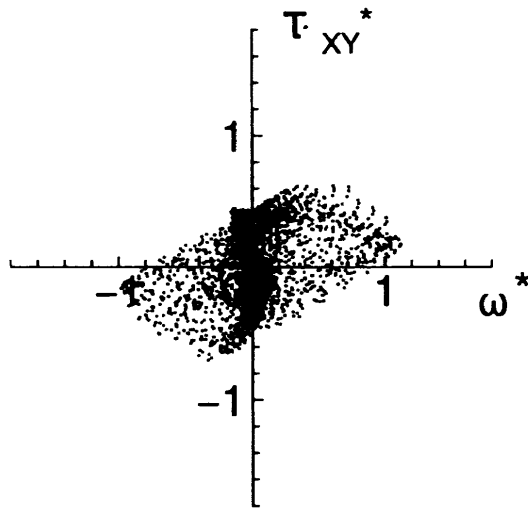
図2-1及び図2-2の図(IV)に、 $\nabla^2 P$ の等値線



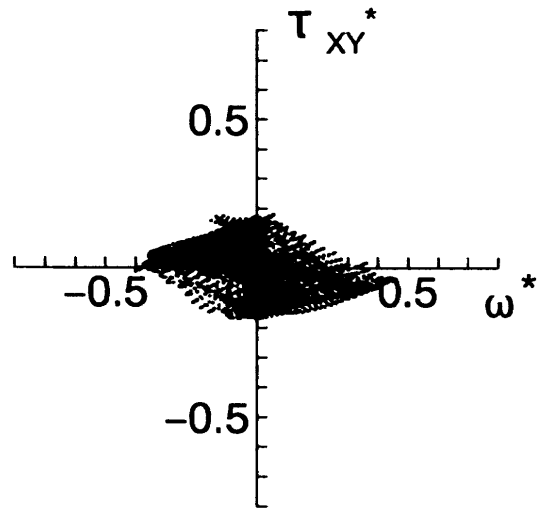
a) $x_H/d=3.0$



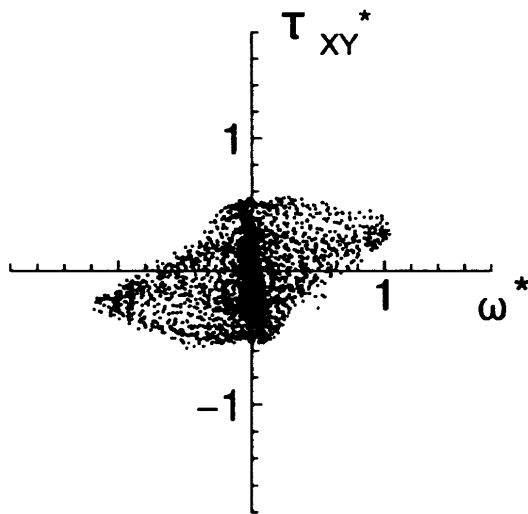
d) $x_H/d=15.0$



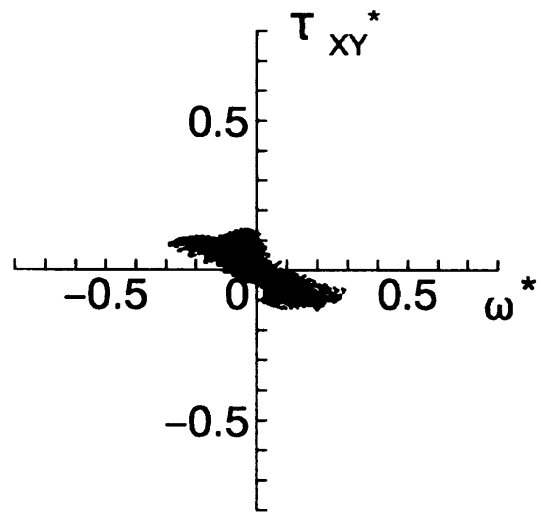
b) $x_H/d=5.0$



e) $x_H/d=30.0$



c) $x_H/d=7.0$



f) $x_H/d=50.0$

図5 $\omega^* - \tau_{xy}^*$ の位相面表示 ($Re = 120$)

図を示す。 $p^2 = (\text{div}(u, v))^2$ の値は q 値に比して小さいので、式(8)に示すように、 $\nabla^2 P$ の等値線図は q 値の等値線図と見なすことができる。図に見られるように、渦度分布のピークの渦中心で $\nabla^2 P$ は極小値を示し、下流に移行するに従って $\nabla^2 P$ の谷の深さはしだいに浅くなる。この場合の主流の動圧は、0.02mm Aq程度であり、他の方法でこれ程微小な圧力の空間微分値である $\nabla^2 P$ の瞬時値を測定することは不可能であり、本方法はこの種の圧力の変化を知ることができるきわめて有効な方法である。

4. 5 sheet 状の渦とrod 状の渦

前報⁽¹⁾では、円柱直後の $x_H/d = 3.0$ で三次元的なsheet状の渦構造が、下流の $x_H/d = 5.0, 7.0$ に移行するに従って、二次元的なrod状の渦構造に変化することを明らかにした。sheet状の渦とrod状の渦は、渦領域内の流れの渦度 ω とせん断応力 τ_{xy}/μ の相対的な大きさによって区分し、 $\omega \gg \tau_{xy}/\mu$ の場合をrod状の渦(vortex-tube)、 $\omega \sim \tau_{xy}/\mu$ の場合をsheet状の渦(vortex-layer)と呼んでいる。rod状の渦は安定で、sheet状の渦は不安定であることが知られている⁽⁵⁾。

図5はこのような観点から渦構造の質的变化を知るために、渦領域の格子点上の渦度 $\omega^* = \omega d/U$ とせん断応力 $\tau_{xy}^* = \tau_{xy} d/\mu U$ の位相面にプロットしたものである。この図から、 $x_H/d = 3.0$ では ω^* と τ_{xy}^* の広がりほぼ同じで、 $\omega^* \sim \tau_{xy}^*$ のsheet状の渦構造であることがわかる。すぐ下流の $x_H/d = 5.0$ ではプロット点は $\omega^* > \tau_{xy}^*$ の領域に分布するようになり、この傾向は $x_H/d = 7.0 \sim 30$ まで続き、rod状の安定した渦構造が持続することを示す。さらに渦が下流に移行し、 $x_H/d = 30$ から50に至ると、 $\omega^* - \tau_{xy}^*$ の分布は $x_H/d = 3.0$ の場合と類似した形($\omega^* \sim \tau_{xy}^*$)となり、再びsheet状の渦となることが分かる。

円柱の後流に形成される渦列が、図5の $\omega^* - \tau_{xy}^*$ の位相面表示が示すように、下流に移行するに従って、渦構造がsheet状の渦からrod状の渦に変化し、再び不

安定なsheet状の渦に変わる経過は、周知の渦列がfar-wakeで不安定化し、pairing等によって渦列が再配列する経過とよく対応している。この渦構造が変化する経過は、上述の種々の渦の特性値(渦度、渦度数、主変形速度、せん断応力)の分布状況の変化とも良く対応している。

5. 結 言

- (1) 円柱の背後からfar-wakeに至る広い領域($x/d = 1.5$ から50)の渦構造が定量的に明らかにされた。
- (2) 循環等の積分量の他に、格子点上の「速度こう配テンソル」の測定値から渦度、せん断応力及び静圧のラプラスシアン分布状況を求め、これらを等値線図に表示した。さらに、 p - q 値や渦度数 W_t の分布を求め、流体要素の変形と軌道についての知見を得た。
- (3) 下流に移行するに従って、渦構造は次のように変化する。①rotationよりshearの卓越したsheet状の不安定な渦($x/d = 3$)から②rotationが卓越した安定なrod状の千鳥配列の渦列($x/d = 5, 7$)となり、③このrod状の渦列がしばらく持続する($x/d < 15$)。④さらに下流では($x/d = 30, 50$)、再びsheet状の渦構造となり、渦列は不安定化する。渦列の下流移行時に見られるpairing等の渦列の再配列は、この不安定性とよく対応している。

文 献

- (1) 森, 福島, 永田, ながれ, 別冊(1994), 401-404.
- (2) 吉村, 高山, パソコンによるスプライン関数(東京電機大学出版, 1988), 174-192.
- (3) Truesdell, C., The Kinematics of Vorticity, (1954), Indiana Univ. Press, 106.
- (4) Perry, A. E. Chong, M. S., Ann. Rev. Fluid Mech., 19 (1987), 125-155.
- (5) Kida, S., Tanaka, M., J. Fluid Mech., 274 (1994), 43-68.

第19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8年9月23日と24日に開催され、12の講演が行われた。従来ならば、同年度3月下旬に実施される第20回研究会の講演要旨とともに収録すべきところであるが、第20回の記念行事として「乱流の解明と制御に関するシンポジウム」を企画したため、今回は第19回研究会の成果を単独で発行することとした。この研究会で発表・討論された12件の講演を内容別に分類すると次のようになる。

- ・境界層の不安定と攪乱の発達に関する研究 (5)
- ・渦と乱れの構造に関する研究 (4)
- ・流れの制御およびその他 (3)

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

1. 境界層の不安定と攪乱の発達に関する研究

益田と柴田は、平板境界層上の主流中に添加されたバルスジェット型攪乱が境界層内部に取り入れられ、下流方向に伝播する様子を詳しく観測している。初期攪乱が強いときには、壁面から加えられる点源攪乱と同様に乱流斑点に成長するが、初期攪乱が弱いときには一旦成長した後に減衰することが報告されている。このような実験条件では、外乱によって境界層内部にどのような攪乱が形成されるかと、境界層内に形成された局所的攪乱がどのような法則にしたがって伝播・成長するかという二つの問題が含まれている。さらに、初期攪乱の強さによって内部攪乱の種類が異なる可能性もあり、かなり複雑な現象のようである。非常に興味深い研究なので、なんらかの方法で現象を単純化し、原理的な法則性を追求する方向に研究が進展することを期待したい。

坂上と西岡は、二次元超音速境界層の受容性を数値シミュレーションで調べている。平板上の境界層中にT-S波を励起するために、壁面の狭い区間に一定振動数の x 方向変動速度を与え、下流で観測される波動攪乱の性質を線形安定理論の固有解と比較した。その結果、一般化変曲点不安定に支配される超音速境界層でも、非圧縮流の場合と同様に、ストークス層の形成によってT-S波が励起されることおよびその振幅は外乱中の対応する波数スペクトル成分の強さに比例することが示された。超音速流における不安定と遷移の問題は工学的応用、特に航空分野で重要性を増しているが、直接的な応用を目的とする工学的研究に比べて、現象そのものを追求する基礎研究は著しく遅れている。その意味で、非圧縮流における研究成果を発展させて、基礎知識の蓄積

を図るこの種の研究は極めて有意義なものと思われる。

伊藤は三次元境界層中に置かれた点源から楔状に発達する攪乱の理論的記述を試みている。斜め円柱に沿う境界層の局所的な速度分布を境界層近似計算法で求め、その安定特性を線形理論の固有値問題から定めた後、複素特性曲線法にしたがって攪乱の伝播と成長を予測している。三次元境界層では横流れ不安定と共に外部流線の曲率によって励起される不安定が存在する。楔状攪乱の場合では、波動の分散性によって、二種類の攪乱が空間的に分離された状態で観測されるとの結果が報告されている。理論の正当性と計算精度の信頼性のためには、実験との詳しい対比が必要であろう。

荒木は間隙の広い場合の球殻ケット流に関する安定計算を行った。外殻が固定され、内殻が一定角速度で回転する場合で、間隙と内径の比が0.5における軸対称定常流の非軸対称攪乱に対する不安定を調べている。この場合の基本流は南北半球に別れた二つの大きな循環流からなり、内殻に沿った強い剪断層と赤道に沿って外側に向う狭いジェット流の存在が特徴である。安定計算から得られた臨界レイノルズ数と周方向波数は既存の実験結果とよく一致している。攪乱の振幅は赤道ジェット領域で最も強く、そこで励起された波動が南北方向に運ばれ、螺旋状の構造を形成することが示されている。レイノルズ数をさらに大きくしたときのモードの変化や間隙比の影響などが今後の課題と思われる。

中林と余も球殻ケット流に関する研究の成果を報告している。やはり外殻静止、内殻回転の流れで、間隙比0.14の場合について、レイノルズ数を臨界値の十数倍まで高めたときの遷移過程を実験結果に基づいて紹介している。レイノルズ数を臨界値以下から増加させるにつれて、流れは、定常状態、周期状態、準周期状態、カオス、周期状態、定常状態、周期状態、カオス、の順で変化する。ここで注目されることは、レイノルズ数が臨界値の6.5倍から10倍のところで変動の消滅現象が生じることである。この領域を過ぎると流れは再び周期状態からカオスへ発展する。このような極めて特異な遷移過程を引き起こす原因が何か、非常に興味深い問題である。この実験事実を解明するために、新しいアルゴリズムに基づく数値計算を進めているようなので、研究の進展を期待する。

2. 渦と乱れの構造に関する研究

永田他4名は前回に引き続き、レイノルズ数が120前後の円柱後流の渦構造を調べている。可視化の弱点を克服するために「渦を見る」だけでなく「渦を測る」試みとして、新しい水素気泡法を用いて速度及び速度勾配テンソルを流れ場全体に渡って計測し、二次元的なシート状の渦構造が三次元的な棒状の渦構造に変形する過程を、定量的に示すことに成功している。前回は円柱直後のいわゆる near wake を詳細に調べたが、今回は円柱の直径の15倍から50倍までの far wake を研究対象とした。その結果、安定な棒状の渦構造から不安定なシート状の渦構造に移行することが示された。これまでの研究で、far wake 領域で渦の合体や再配列等が観察されているが、この渦の不安定性との関連性についても是非追求して欲しい。

近年の大型計算機の発展に伴って、 512^3 の格子点をもつDNSの計算が可能となり、乱流の微細構造が次第に明らかにされつつある。山本らは差分法より計算精度のよいフーリエ・スペクトル法を用いて、乱流変動に含まれる普遍的な空間構造を明らかにすることを目指している。今回は温度変動を伴う等方性乱流の微細構造に着目して計算を行うとともに、得られた結果を可視化した。温度の分散スペクトルにはコルモゴロフの $-5/3$ 乗則はあまり明確に現れていないが、速度の波数スペクトルには中間波数領域で1桁にわたりこのべき乗則が実現していることを明らかにした。また初期に与えた大規模スケールの空間構造から微細構造を持つ乱流への発達過程の中で、どのように渦管が生成されるかを詳細に可視化した。速度勾配の強いシート状の渦層がケルビン・ヘルムホルツ不安定によって巻き上げられて渦管が生成され、最も発達した乱流状態ではこの渦管で埋め尽くされる様子が見事に示された。乱流の微細スケールにおいても大規模構造と同様な構造が存在することが示されたわけで、極めて注目すべき結果である。レイノルズ数が大きい流れ場でも同様な構造が存在するかどうか、計算機能力の向上が待ち遠しい限りである。このシート状の渦層から渦度が集中した渦管が形成される過程は、前記円柱のカルマン渦の発生と共通しており興味深い。

乱流遷移の終盤過程を模擬するために、福西と島田は圧力勾配のない平板境界層にパルス状の噴流を吹き出して乱流斑点を人工的に作り出し、それを取り巻く環境が層流である場合と乱流である場合の挙動の違いを実験的に調べた。層流環境で発達する乱流斑点に比べ、乱流環境では速度変動が減少すること、横方向には変化を受けないが境界層方向には成長すること、また乱流斑点の発達が遷移の方法に依存すること等が明らかにされた。2種類の方法で層流境界層を強制遷移させているが、計測位置がそこから十分離れていないために、境界層は完全

に発達した乱流状態には達していない。従って、恰も異なった環境下における乱流斑点の挙動を見ていることになる。確かに完全に発達した境界層とは何かという質問は常に議論の対象になっているが、少なくとも研究の目的に合った流れ場は何を満たすべきかを予め明示して欲しい。

藤田と西沢も同様に乱流斑点に関する実験を行ない、2つの斑点の干渉問題に着目した。これらの斑点が下流方向に成長するに伴って、重ね合わさるように斑点発生孔を隣接させた。彼らは層流境界層内に単独に斑点を発生させた場合を基準に、2つを同時に発生させた場合及び発生時間をずらして発生させた場合について比較実験を行っている。同時発生の場合には斑点の共有部分は強めあい、乱れ強度は増加するが、減速と加速領域が重なるように位相差をつけると、後続の斑点の減速領域は著しく減少し、それと同時に乱れも減少した。これらの結果は常識を覆すものではないが、乱れの減少は抵抗軽減の可能性を示唆するもので、今後の進展を見守りたい。

3. 流れの制御およびその他

流体現象のメカニズムの解明は流れの力学特性の算定に重要であるが、さらにそれに基づいて流れを効率的に制御出来るとすれば、その効果は種々の応用分野で計り知れない。この様な観点から、乱流を含んだ流れの制御法は、非線形な流体現象の計算にもある程度目途のついた近年になって特に注目されてきている。

望月らは流れの遠隔的制御法の開発を目的として、一様流中に壁面のオリフィスから間欠噴流を吹き込んで発生させた攪乱(ガスト)の構造及び流体中の軌跡を実験的に調べた。その結果、この様なガストの内部流は渦輪を構成すること、噴出後の一様流中における軌跡は噴流周波数、噴出速度及び一様流速度に依存してほぼ一定になることなどが明らかになった。これによって、壁面から離れた流体中の任意の位置に、任意強さの制御用ガストを打ち込むことが可能になる。

流体中の運行体に加わる抵抗を軽減することは将来の航空機や列車等の開発の基盤技術として極めて重要である。流れの抵抗を軽減させる制御法には、境界層が層流から乱流へ遷移する位置を遅らせる層流制御と乱流境界層中のエネルギー生成を抑制する乱流制御の2つがある。小栗らは後者の方法に属する表面分布粗さの抵抗軽減効果を調べ、そのメカニズムを考察した。平板の表面にリブレットや酸化アルミニウム粒子ラビングフィルム、繊維等を貼ることによって種々の表面粗さを作り、それに働く抵抗を測定している。その結果、低レイノルズ数においてリブレットおよびある特定の粗さに抵抗軽減が測定された。また、トリップワイヤーにより境界層を強制

的に遷移させた場合には、表面粗さに遷移を遅らせる働きのあることが観測されたが、そのメカニズムはまだ明らかにされていない。

徳川は高熱平板上に置かれた液滴の Leidenfrost 現象として知られている自励振動のメカニズムを実験及び弱非線形解析に基づいて研究した。実験では、ステンレス板上に蒸留水及びエタノールの液滴を置き、その振動をビデオで撮影することによって、振動モードを計測した。

理論解析では、表面張力の非一様性を考慮した弱非線形近似に基づく振動解を求めた。計算結果は、単一モードの場合には実験とよく一致するが、多数モードの場合には選択されるモードが必ずしも実験とはよく一致していない。これは、解析において液滴の物質依存性や液滴内対流の影響を考慮しなかったせいと考えられる。

(伊藤信毅, 山本稀義, 高木正平)

航空宇宙技術研究所特別資料35号

平成9年7月発行

発行所 科学技術庁航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話(0422)47-5911 〒182

印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山5-6-17

© 禁無断複写転載

本書(誌)からの複写、転載を希望される場合は、企画室調査普及係にご連絡ください。

