

ISSN 1347-457X

UDC 532.5

533.6

独立行政法人

# 航空宇宙技術研究所特別資料

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-59

## 「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集 (第31回・第32回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

2003年6月

独立行政法人 航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY OF JAPAN

## 「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事

流体科学研究センター	高 木 正 平
流体科学研究センター	泉 耕 二
流体科学研究センター	徳 川 直 子
流体科学研究センター	跡 部 隆
流体科学研究センター	杉 浦 裕 樹
流体科学研究センター	西 沢 啓
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）	
東北大学工学部助教授	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
参事（平成 15 年度）	
ながれ研究集団	伊 藤 信 毅
元航空宇宙技術研究所	
ながれ研究集団	山 本 稀 義



# 「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集 (第 31 回・第 32 回)

Proceedings of the 31st and 32nd NAL Workshops on  
“Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

2003 年 6 月

「境界層の解明と制御」研究会

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

## 目次

第31回研究会(2002年9月30日-10月1日)

超音速流中で迎角を有する軸対称物体の遷移解析 .....	1
航技研	上田良稲、石川敬掲 吉田憲司
壁面吸い込みによる境界層遷移の制御 .....	7
スウェーデンKTH	吉岡修哉、J.H.M. Fransson P.H. Alfredsson
平行2円板間放射状流れの不安定性と乱流への遷移 .....	9
同志社大	芳松克則、田中大介 水島二郎
RANS法による回転場の乱流数値解析 .....	13
慶応大	市川正明、益田重明 小尾晋之介
格子ボルツマン法を用いた直接数値シミュレーションと2次元等方性乱流の解析 .....	15
東北大	熊 鰲魁
二次元噴流中に存在する渦構造の合体機構 .....	19
豊橋技科大	関下信正、蒔田秀治
層流境界層の剥離の実験 .....	21
ながれ研究集団	佐藤 浩、斉藤博之助 中村 宏
段付き鈍頭物体を利用した側面の流れの安定化に関する研究 .....	25
名大	A. Cakrawala 梅村 章
超音速境界層の振動マッハ波に対する受容性 .....	29
大阪府立大	坂上昇史、西岡通男
超音速キャビティ流の振動機構について .....	33
大阪府立大	西岡通男、浅井智広 坂上昇史、白井幸次
平板境界層中の斜行波の能動制御の問題点 .....	35
東北大	伊澤精一郎、坂井岳史 芝本弘一、福西 祐
付着線近傍境界層における2つの不安定モードの分離 .....	39
航技研	西沢 啓
青山学院大	P. Kusumo
航技研	徳川直子、高木正平
後退翼境界層中の定在波と進行波について .....	41
航技研	野村聡幸

第32回研究会(2003年3月27日-28日)

後退付着線近傍の臨界レイノルズ数 .....	45
航技研	西沢啓、徳川直子 高木正平
波状壁をもつ2次元チャネル流の安定性の実験的研究 .....	47
都科技大	浅井雅人、岡本拓志
西オンタリオ大	J.M. Floryan
渦・変形要素モデルによる平板境界層遷移の数値解析 .....	49
慶応大	北村朋子、小尾晋之介
管内乱流から発達する乱流噴流の統計値に関する実験 .....	53
信州大	石田 崇、小田 誠 松原雅春、吉田尚史 土屋良明
乱流境界層中における馬蹄形渦の相互干渉(渦構造の変形とレイノルズ応力に関する考察) .....	57
豊橋技科大	蒔田秀治、関下信正 青山隆一、林 豊
落ち葉の舞 .....	59
ながれ研究集団	佐藤 浩、斉藤博之助 中村 宏
Burgers乱流における速度分布の慣性相似性 .....	63
国際高等研 トヨタテクノサービス	巽 友正 吉村卓弘
磁気リコネクションの境界層理論 .....	67
京大	石澤明宏、若谷誠宏
原研那珂	徳田伸二
地面に衝突する鉛直重力流の統計的性質 .....	71
宇宙開発事業団 慶応大	長田泰一 井山和人、小尾晋之介 益田重明
後流中に配置した並列垂直軸型風車に関する研究 .....	75
長岡高専	山岸真幸、佐藤大資 野崎健太郎、宮下准
マイクロバブルの摩擦抵抗低減効果とその特徴 .....	79
海技研	児玉良明、高橋孝仁 牧野雅彦、杉山和靖 北川石英
凹曲面に沿う境界層遷移の過程 .....	81
明大	伊藤 光、山田浩平
回転円盤流の安定計算について .....	83
ながれ研究集団	伊藤信毅
C-S-C鞍部点法によるSST小型実験機の遷移解析 .....	85
航技研	跡部 隆
カリフォルニア州立大	H.H. Chen
超音速流中の迎角つき軸対称体の境界層遷移計測 .....	89
航技研	杉浦裕樹、西沢 啓 徳川直子

## CONTENTS

The 31st workshop (2002 September 30 – October 1)

Transition analysis on axisymmetrical body at nonzero angle of attack in supersonic flow .....	1
National Aerospace Laboratory Y. Ueda, H. Ishikawa K. Yoshida	
Control of boundary layer transition by wall suction .....	7
Royal Inst. of Tech., Sweden S. Yoshioka, J.H.M. Fransson P.H. Alfredsson	
Instability of outgoing flow between two parallel disks and its transition to turbulence .....	9
Doshisha Univ. K. Yoshimatsu, D. Tanaka J. Mizushima	
RANS-simulation of turbulent flows with system rotation .....	13
Keio Univ. M. Ichikawa, S. Masuda S. Obi	
Direct numerical simulation by LBM and analyses of two-dimensional isotropic turbulence .....	15
Tohoku Univ. A. Xiong	
Mechanism of the vortex pairing in a parabolic plane jet .....	19
Toyohashi Univ. of Tech. N. Sekishita, H. Makita	
Experiments on the separation of laminar boundary layers .....	21
Inst. Flow Res. H. Sato, H. Saito H. Nakamura	
An experimental study on side flow stabilization by using stepped nosed method .....	25
Nagoya Univ. A. Cakrawala, A. Umemura	
On the receptivity of supersonic boundary layer to oscillating Mach waves .....	29
Osaka Pref. Univ. S. Sakaue, M. Nishioka	
On the mechanism of supersonic cavity flow oscillation .....	33
Osaka Pref. Univ. M. Nishioka, T. Asai S. Sakaue, K. Shirai	
Difficulties around active control of oblique waves in a flat-plate boundary layer .....	35
Tohoku Univ. S. Izawa, T. Sakai K. Shibamoto, Y. Fukunishi	
Decomposition of two instability modes near attachment-line boundary layers .....	39
National Aerospace Laboratory A. Nishizawa Aoyama Gakuin Univ. P. Kusmo National Aerospace Laboratory N. Tokugawa, S. Takagi	
On stationary and traveling waves in swept-wing boundary layers .....	41
National Aerospace Laboratory T. Nomura	

The 32nd workshop (2003 March 27 – 28)

Critical Reynolds number near a swept attachment line .....	45
National Aerospace Laboratory A. Nishizawa, N. Tokugawa S. Takagi	
Experimental investigation of instability of plane channel flow bounded by corrugated wall .....	47
Tokyo Metro. Inst. Tech M. Asai, T. Okamoto Univ. of Western Ontario J.M. Floryan	
Simulations of boundary-layer transition using $\omega$ -S model .....	49
Keio Univ. T. Kitamura, S. Obi	
Statistical properties of turbulent jets developed from turbulent pipe flows .....	53
Shinshu Univ. T. Ishida, M. Oda, M. Matsubara T. Yoshida, Y. Tsuchiya	
Interaction between two horseshoe vortices in a turbulent boundary layer .....	57
Toyohashi Univ. of Tech. H. Makita, N. Sekishita R. Aoyama, Y. Hayashi	
Dance of falling leaves .....	59
Inst. Flow Res. H. Sato, H. Saito H. Nakamura	
Inertial Similarity of Velocity Distributions in the Burgers Turbulence .....	63
IIAS T. Tatsumi Toyota Ins. Advanced Studies T. Yoshimura	
Boundary layer theory of magnetic reconnection .....	67
Kyoto Univ. A. Ishizawa, M. Wakatani JAERI S. Tokuda	
Statistical characteristics of vertical gravitational flow impinging onto horizontal ground .....	71
NASDA T. Nagata Keio Univ. K. Iyama, S. Obi, S. Masuda	
Experimental study on the parallel vertical-axis type windmill in a wake .....	75
Nagaoka Nat. Col. Tech. M. Yamagishi, D. Sato K. Nozaki, J. Miyashita	
Skin friction reduction effect of microbubbles and its characteristics .....	79
Nat. Maritime Res. Inst. Y. Kodama, T. Takahashi M. Makino, K. Sugiyama H. Kitagawa	
Process of boundary layer transition on a concave wall .....	81
Meiji Univ. A. Ito, K. Yamada	
On stability analysis of rotating-disk flow .....	83
Inst. Flow Res. N. Itoh	
Transition analysis of the SST experimental airplane using the C-S-C saddle point method .....	85
National Aerospace Laboratory T. Atobe Cal. State Univ., Long Beach H. H. Chen	
Boundary-layer transition measurements on axisymmetric body with angles of attack in supersonic flow .....	89
National Aerospace Laboratory H. Sugiura, A. Nishizawa N. Tokugawa	

# No.1 超音速流中で迎角を有する軸対称物体の遷移解析

上田良稲、石川敬掲、吉田憲司（航技研）

## Transition Analysis on Axisymmetrical Body at nonzero angle of attack in supersonic flow

Y. Ueda\*, H. Ishikawa\*, K. Yoshida\*

\* National Aerospace Laboratory

### Abstract

In the development of a supersonic natural laminar flow wing in the NEXST-1 program, a transition analysis code (LSTAB code) based on a current  $e^N$  method was originally developed. Recently to improve the precision of the analysis method, a new analysis procedure was investigated. This procedure consists of estimating laminar boundary layer based on CFD analysis and computing stability characteristics by LSTAB code. To verify the procedure, two simple configurations of a sharp cone and the nose cone of the NEXST-1 airplane were analyzed. Although they are axisymmetric bodies, they have very complex flowfield at nonzero angle of attack (AOA). Therefore, it is supposed that present analysis procedure is effective to analyze their transition characteristics. In this article, it is numerically shown that the crossflow instability on the side surface is dominant on transition phenomenon at nonzero AOA.

Key Words: CFD, NS, 3-D boundary layer, T-S instability, cross-flow instability, sharp cone

### 1. はじめに

遷移点予測法の確立は工学的に重要な課題の一つである。現在は層流境界層の安定性理論を基にした  $e^N$  法が最も有効な手法として使われており、低速及び遷音速流では多くの解析が試みられている<sup>1)</sup>。しかしながら、超音速流での遷移解析は比較的単純な形状に限定されている。これは  $e^N$  法には実験による遷移データを必要とするのに対して、通常の超音速風洞では主流乱れの影響のため良質な遷移データが少ないことに起因している。

超音速流の遷移研究の代表例は円錐である。これは円錐が流れ方向に圧力勾配を持たないため、境界層プロファイルが自己相似となり解析上容易であることによる。特に頂角  $10^\circ$  の円錐は標準模型として採用され、豊富な遷移データを有する<sup>2)</sup>。

しかしながら、この単純な円錐形状であっても迎角を有すると流れ場が格段に複雑になり、その遷移特性は単純ではなくなる。文献3に  $M=3.5$  の実験結果が示されているが、他の  $M$  数による風洞試験や  $e^N$  法に基づく遷移点予測の研究は非常に希少である。特に解析面では、円錐側面に発達する振れた境界層プロファイルを、境界層方程式を用いて高精度に推定することは容易ではない。

当所では小型超音速実験機プロジェクトにおける自然層流翼設計<sup>4)</sup>の一環として独自の  $e^N$  法（LSTAB コード<sup>5)</sup>）を開発したが、今回解析法の高精度化を目的に境界層プロファイルの推定に CFD コードを利用する改善を行った。そこで、この機に上記問題の解析を試みた。

解析対象としては上述の円錐形状の他に、圧力勾配を有する軸対称物体の代表例として実験機機首形状を取り上げ、迎角  $0^\circ$  と  $2^\circ$  の遷移特性を解析した。但し、本解析では定量的な遷移点予測は行わず、各  $N$  値に対応する“相当”遷移点分布の迎角に対する変化を考察するに留めた。これは  $e^N$  法における遷移点判定のための  $N$  の閾値を全周方向に適用することの是非が明確でないためである。従って定量的な検討は今後の課題とした。

### 2. CFD を用いた遷移解析手法の概要

今回用いた遷移解析システムは次の2段階から構成される。①まず NAL の汎用 CFD 解析コード（UPACS コード<sup>6)</sup>）を用いて、迎角を有する軸対称物体まわりの流れ場と表面上の層流境界層を推定する。②次に上記境界層情報を基に線形安定性理論に基づく  $e^N$  法（LSTAB コード）を用いて、遷

移点判定の指標となる微小擾乱波の増幅率の積分である  $N$  値を求める。その際、解析の簡単化のため envelope 法<sup>1)</sup>を採用した。以下に今回の改善点である①に関連する事項をまとめる。

### (1) CFD 解析用格子の概要

遷移解析に必要な層流境界層プロファイルを推定するためには、通常の CFD 解析用の格子に比べて境界層内により多くの格子点を集め、かつ境界層厚み方向の間隔もプロファイルを高精度で分解できるよう工夫する必要がある。そこで、まず迎角  $0^\circ$  の円錐と機首形状について数種類の格子密度を想定し、CFD 解析と軸対称境界層コード<sup>7)</sup>による解析結果を比較した。その結果、図 1 に示されるように境界層内に約 70 点、厚さ方向の最小格子幅を  $0.0135/(\text{Re})^{0.5}$  (円錐)と  $0.058/(\text{Re})^{0.5}$  (機首)、全格子点数を約 500 万点 (円錐)と約 406 万点 (機首) に選ぶことが有効であることを見出した。

### (2) 境界層外縁の推定方法

一般に境界層外縁の推定には多少の任意性を伴う。但し、その誤差は本来境界層の物理現象に本質的な影響を与えないはずである。しかしながら、今回使用した LSTAB コードはその定式上の簡略化のため境界層厚さを無次元化の代表長に採用している。もちろん最終的な  $N$  値の計算においては境界層厚さの効果が相殺される定式化には成っているが、プログラムの構成上、計算途中で境界層厚さを必要とし、結果として計算誤差が残ってしまう欠点を有している。また LSTAB コードでは外部流線方向に微小擾乱波の増幅率を積分するため、その方向と物理量 ( $M$  数、温度、等) の高精度の推定は非常に重要となる。

以上の理由のため、本遷移解析システムにおいては境界層厚さの推定を可能な限り精度よく行う工夫が必要となる。そこで迎角  $0^\circ$  の円錐及び機首形状について、軸対称境界層コード<sup>7)</sup>による境界層プロファイルとの比較を通して、妥当な境界層外縁推定方法を検討した。その結果、 $\rho u$  の境界層厚さ方向の座標 ( $y$ ) による微分量  $d(\rho u)/dy$  に着目し、それが境界層内の最大値に対して円錐形状においては  $0.4\%$ 、機首形状においては  $1.0\%$  となる位置を外縁と推定することが良好な結果を与えることを見出した。

## 3. 円錐形状の遷移解析

### 3. 1 迎角 $0^\circ$ の場合

円錐の解析条件としては、一様流  $M$  数 2.0、単位  $\text{Re}$  数 9million のケースを選んだ。一般に超音速流中で迎角  $0^\circ$  の円錐形状は、流れ方向を特長づける代表長の欠如に起因して層流境界層の速度及び温度プロファイルを排除厚さ ( $\delta^*$ ) で無次元化すると流れ方向位置に依らず自己相似的となる。そこで、まず検証の一環として自己相似性の確認

を試みた。図 2 は 3 箇所の流れ方向位置の速度及び温度境界層プロファイルを比較したものである。図より、両プロファイルともほぼ完全に自己相似性を示すことが確認され、CFD 解析による境界層の推定精度は十分であると考ええる。

図 3a は最大増幅率を示す微小擾乱波の伝播方向  $\psi_{\max}$  (NAL-CFD: 実線) と、軸対称境界層コード<sup>7)</sup>による境界層プロファイルを用いた遷移解析結果 (NAL-LBL: 破線) との比較を示す。図より、非常に良好な一致を示すことがわかった。また図 3b は各周波数毎の  $N$  曲線を示すが、両者でわずかに相違が見られるものの、その差は微小であり、CFD を用いた遷移解析結果は十分妥当であるものと見なされる。尚、図 3b を基にした各  $N$  値に対応する“相当”遷移点分布は図 7 に破線で示した。

### 3. 2 迎角 $2^\circ$ の場合

迎角を有する場合は、まず上述の境界層外縁推定法を用いて、外縁での速度ベクトルを基に外部流線の推定を行う必要がある。結果を図 4a の挿入図に示す。ここで便宜上、流線の命名として真上 (top line) を #6、真下 (bottom line) を #96、側面上の代表的な二つの流線を #86 と #91 とした。まず図 4a の  $C_p$  分布より、top line と bottom line は流れ方向にほぼ一定で、その大きさは迎角  $0^\circ$  の場合を基準にほぼ同程度のずれを示していることわかる。これは両 line 上が対称面であり、横流れが存在せず 2 次元的になるためと考えられる。

図 4b は境界層厚さを示すが、bottom line 上と側面上での厚さに比べて、top line 上がかなり厚くなっているのが特徴的である。圧力分布的には流れ方向の勾配が無いことから境界層を大きく発達させる要因はないものと考えるが、予想以上に境界層が厚いのは検討に値する。(後述)

図 5 は代表的な  $x$  位置 ( $x=0.6\text{m}$ ) における各流線毎の外部流線方向 ( $U/U_e$ ) と横流れ方向 ( $V/U_e$ ) の境界層プロファイルを示す。Top line と bottom line 以外では確かに横流れ成分が生じていることが確認された。また top line では  $U/U_e$  分布が剥離に近い分布形、すなわち境界層低層部の流体に比べて中間部から上層部の流体が多くなっている傾向が見られる。これは圧力勾配が無いことから、top line 近傍の流線上の流れが top line に向かって流れ込む 3 次元効果によるものと推測される。

図 6a は側面の流線 (#86) 上の  $\psi_{\max}$  に対する迎角  $0^\circ$  (○) と  $2^\circ$  (実線) の結果を示す。図より迎角を有すると、側面では  $\psi_{\max}$  が  $80\sim 90^\circ$  に増加する様子が見られ、crossflow (C-F) instability が支配的になることが理解される。図 6b は各周波数毎の  $N$  曲線の包絡線を示す。図より top line 上の  $N$  値が非常に大きいことがわかる。この傾向は一般に Tollmien-Schlichting (T-S) instability による  $N$  曲線の方が C-F instability の場合より小さいという予想に

反している。これは上述の top line 上の速度プロファイルに起因することは容易に想像される。一方、bottom line に関しては予想通りになっている。

図7は最終的に得られた”相当“遷移点分布の予測図（side view）である。図より、迎角効果として bottom line 近傍は遷移点が後退するが、top line 及び側面上では遷移点がかかなり前進することが読み取れる。この結果は図中の風洞試験による遷移計測例<sup>3)</sup>と比べても、マッハ数と迎角条件が異なるものの定性的には概ね同等の傾向を示し、本解析結果が妥当であることを裏付ける。尚、定量的な検証は今後の風洞試験で行う予定である。

#### 4. 実験機機首形状の遷移解析

実験機機首形状は Area-rule 胴体設計法の適用により、Sears-Haack 体の前方部と同一である<sup>4)</sup>。解析条件としては ONERA 超音速風洞（S2MA）での試験条件（ $M=2$ 、 $P_0=1$  bar、 $T_0=300$ K）を選定した。以下に迎角  $2^\circ$  の遷移解析結果を述べる。

まず上述の境界層外縁推定法を用いて、外縁の速度ベクトルを基に外部流線方向を推定した結果を図8aの挿入図に示す。ここでの流線の命名は top line を#1、bottom line を#100 とし、側面の代表的な二つの流線を#86 と#93 とした。

図8aの  $C_p$  分布より、top line の加速勾配は迎角  $0^\circ$  の場合より緩やかになっており、bottom line では後半で加速勾配がやや増加していることが見られる。また側面では先端部の加速勾配は減少しているものの、後方に向かって加速勾配が増加している。これらの傾向により、図8bの境界層厚さ分布の傾向は容易に理解できる。尚、bottom line 上と側面上の厚さに比べて、top line 上がかかなり厚くなっているのは円錐と同様であるが、後述の速度プロファイルを見るとその増加は剥離型への漸近とは無関係であり、単に流れ方向の圧力勾配に起因しているものと考えられる。

図9は代表的な  $x$  位置（ $x/L=0.24$ ）における各流線毎の速度プロファイルを示す。Top line と bottom line 以外では確かに横流れ成分が生じていることがはっきりと確認される。

図10aは側面の流線#93上の $\psi_{\max}$ の迎角 $0^\circ$ （○）と $2^\circ$ （実線）の結果を示す。これより側面の流線上には円錐同様、 $\psi_{\max}$ が $80\sim 90^\circ$ に近い領域が見られ、C-F instability が支配的であることが理解される。図10bは各周波数毎のN曲線の包絡線を示す。これより、側面上のN値が非常に大きいことがわかり、これはC-F instabilityの影響である。尚、図10bのtop line上のN値の包絡線が $0.18 < x/L$ で減少しているのは、CFD解析による物理量に多少の変動が見られたことから、CFD解析精度の問題であり、遷移特性としての本質的な傾向ではないと判断される。また機首形状の場合は、円錐形状のようにtop line上で特異な挙動は見られない。

図11は最終的に得られた遷移点の予測図である。図よりtop line、bottom line上の遷移点が後方に位置し、側面上では急激に前方に移動していることがわかる。これは遷移に支配的な機構がtop lineとbottom lineに向かってC-F instabilityからT-S instabilityに変化していることを意味する。尚、図中の破線は迎角 $0^\circ$ の解析結果である。またside view（図11b）に関して円錐の結果（図7）と比べると、前方へ移動する遷移点領域が広がっており、これは機首形状の順圧力勾配の存在が横流れ成分を誘発し易いことを意味するものと解釈される。

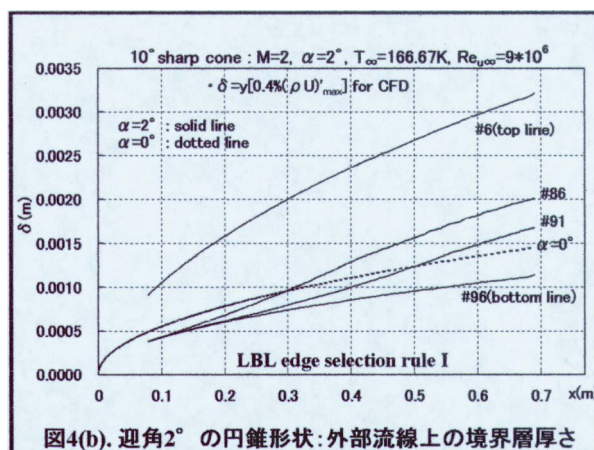
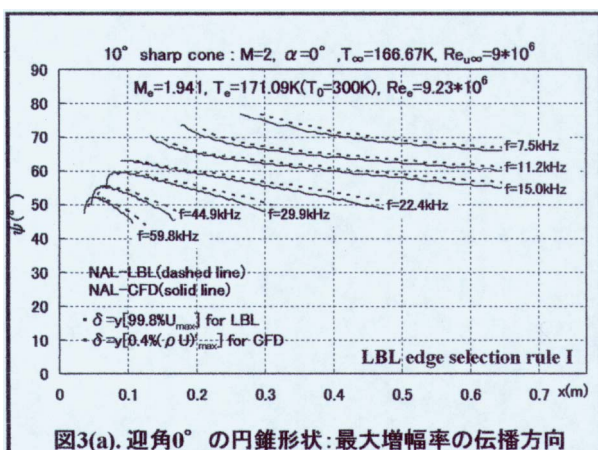
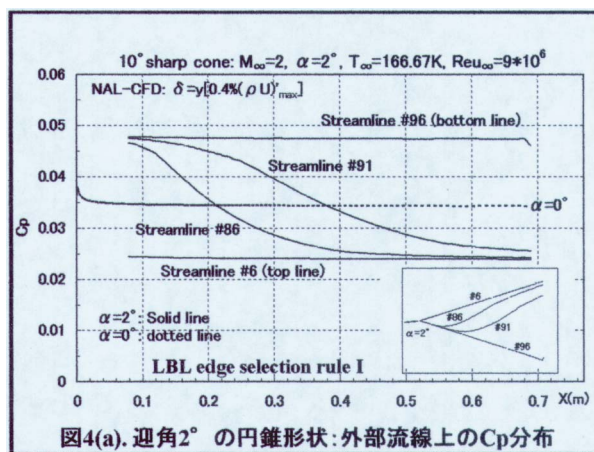
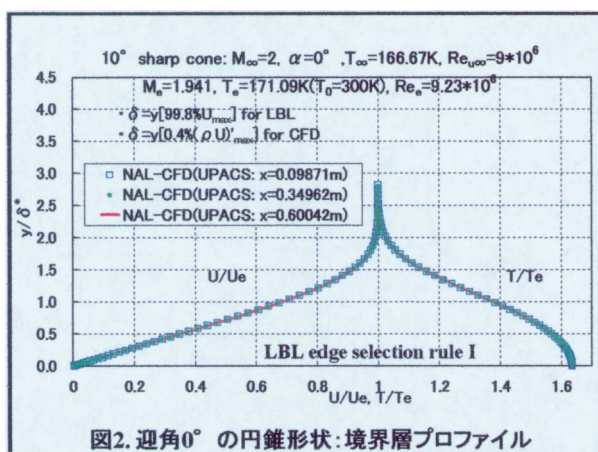
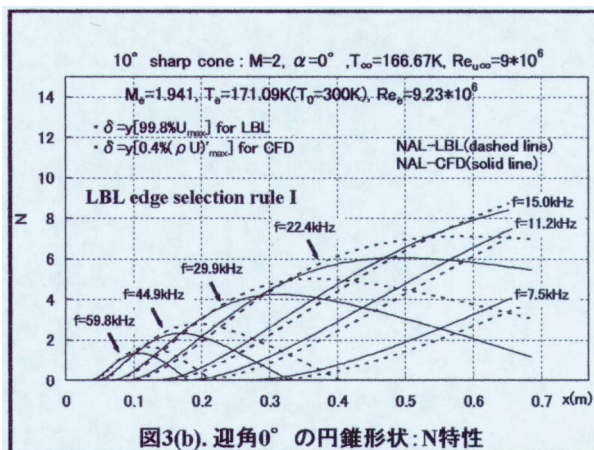
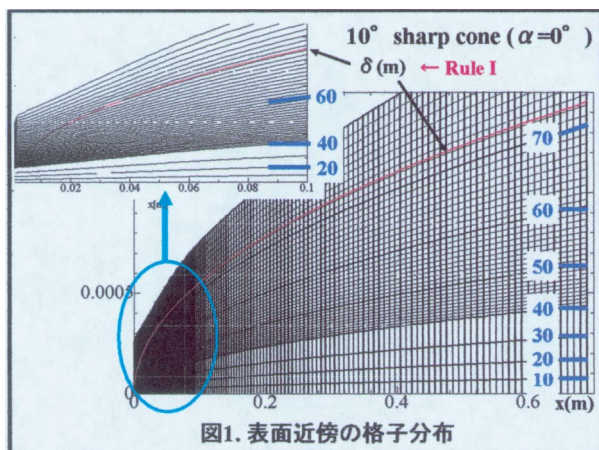
#### 5. まとめ

遷移解析においては境界層プロファイルの推定精度が重要である。今回、従来の境界層コードの代わりに壁面近傍の格子密度を改善したCFDコードの適用による遷移解析システムの構築を行った。これにより迎角を有する軸対称物体の複雑な遷移現象の解析が可能となり、円錐及び実験機機首形状の遷移解析を試みた。その結果、迎角効果としてbottom line上の遷移点は後退し、top line及び側面上の遷移は大幅に前進することが明らかになった。特に円錐形状の遷移点分布の予測結果は風洞試験データとも定性的には同等であった。また側面では最大増幅率の伝播方向 $\psi_{\max}$ が $90^\circ$ に近いことから、その遷移はC-F instabilityが支配的であることが明らかとなった。今後は本結果の風洞試験による検証に加え、T-S instabilityとC-F instabilityとの支配性の分岐点の明確化、等の遷移機構のより詳細な解明が必要と考える。

#### 参考文献

- 1) Arnal, D., “Boundary Layer transition: prediction based on linear theory”, AGARD FDP/VKI Special Course on Progress in Transition Modeling, AGARD Report 793, 1993
- 2) Fisher, D. F. and Dougherty, N. S. Jr., “In-Flight Transition Measurement on a  $10^\circ$  Cone at Mach Numbers From 0.5 to 2.0”, NASA TP-1971, 1982
- 3) King, R. A., “Three-dimensional boundary-layer transition on a cone at Mach 3.5, Experiments in Fluids 13, pp.305-314, 1992
- 4) 吉田憲司, 小型超音速実験機（ロケット実験機）の空力設計, 日本流体力学会誌 ながれ 18 pp.287-290, 1999
- 5) Yoshida, K., Ishida Y., Noguchi, M., Ogoshi, H., and Inagaki, K., “Experimental and Numerical Analysis of Laminar Flow Control at Mach 1.4”, AIAA 99-3655, 1999
- 6) 石川敬掲, 高木亮治, 黒田文武, 小型超音速ロケット実験機のCFD解析精度の検討, 第39回飛行機シンポジウム 3D16, 2001
- 7) Herring, H. J. and Mellor, G. L., “Computer Program for Calculating Laminar and Turbulent Boundary Layer Development in Compressible Flow”, NASA CR-2068







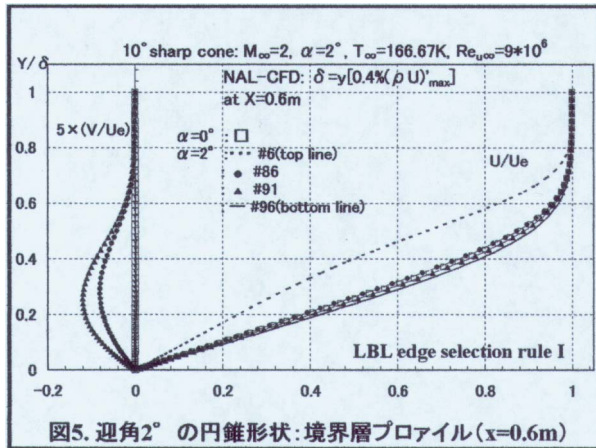
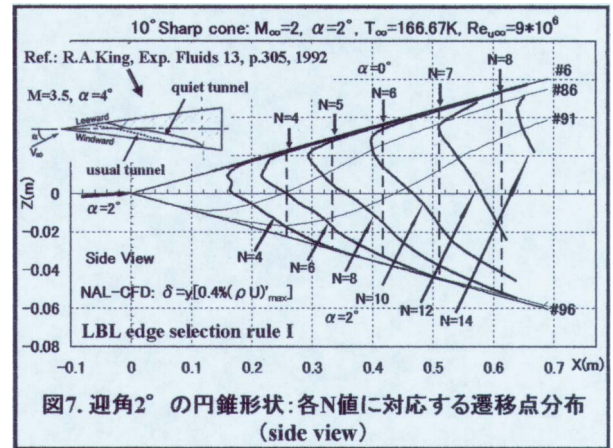
図5. 迎角2° の円錐形状:境界層プロファイル ( $x=0.6\text{m}$ )

図7. 迎角2° の円錐形状:各N値に対応する遷移点分布 (side view)

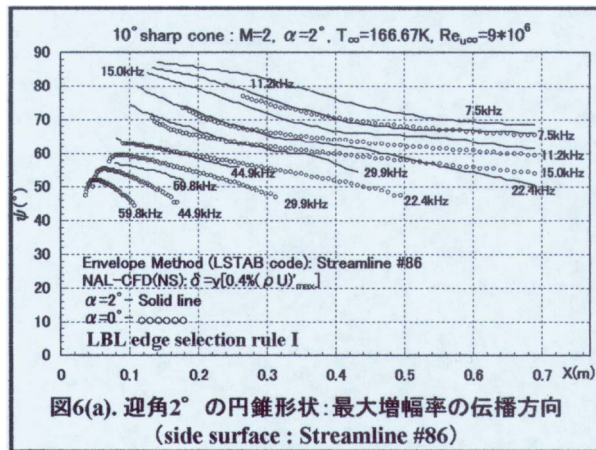


図6(a). 迎角2° の円錐形状:最大増幅率の伝播方向 (side surface: Streamline #86)

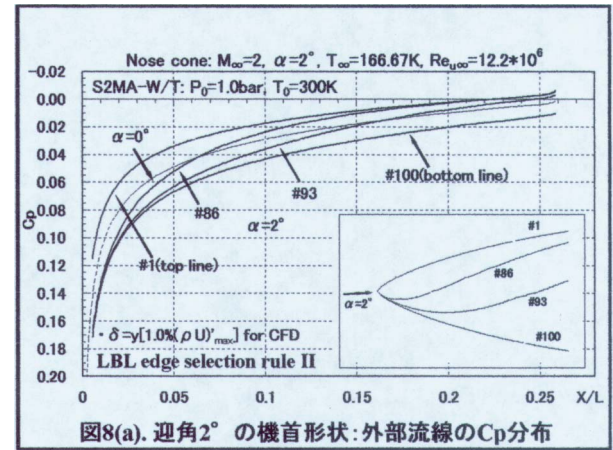


図8(a). 迎角2° の機首形状:外部流線のCp分布

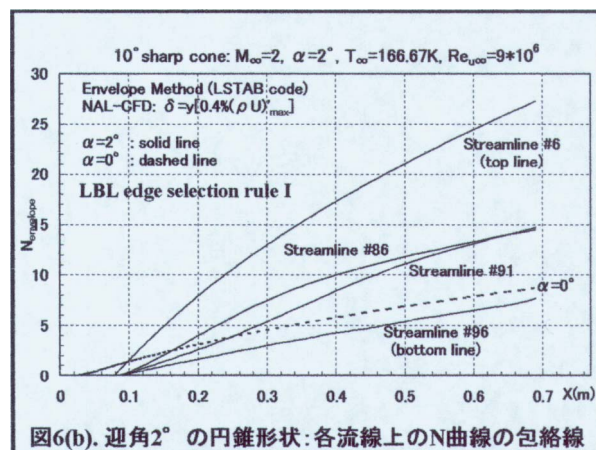


図6(b). 迎角2° の円錐形状:各流線上のN曲線の包絡線

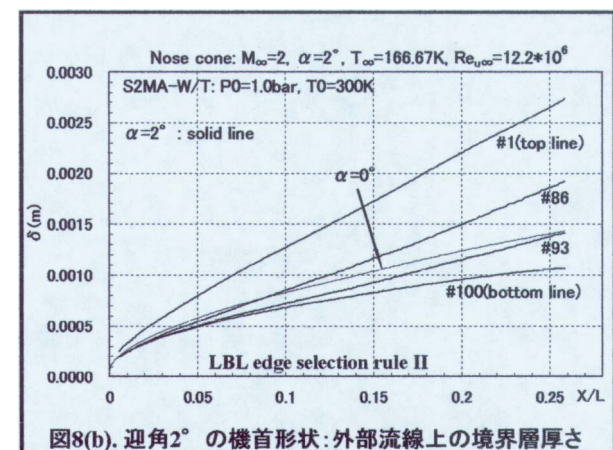
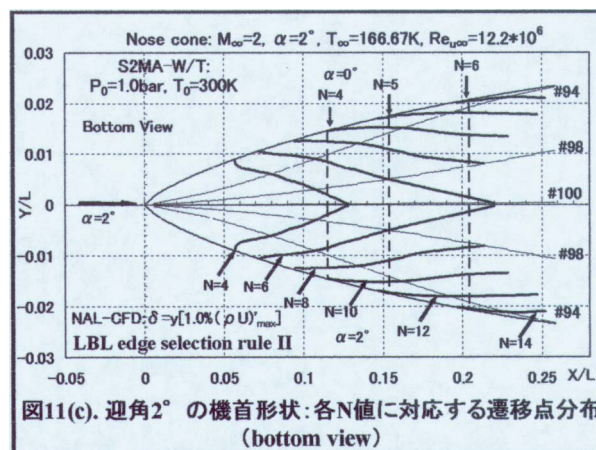
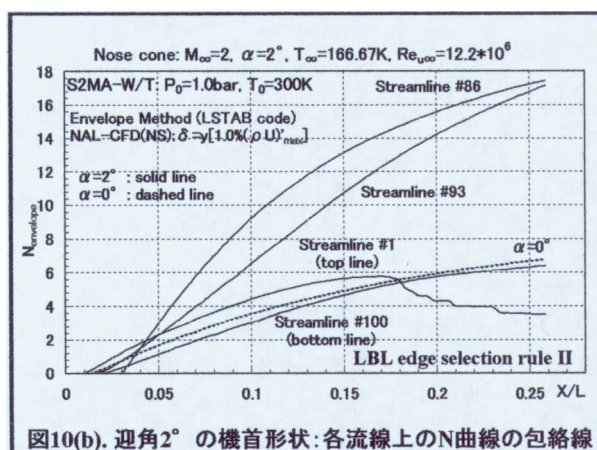
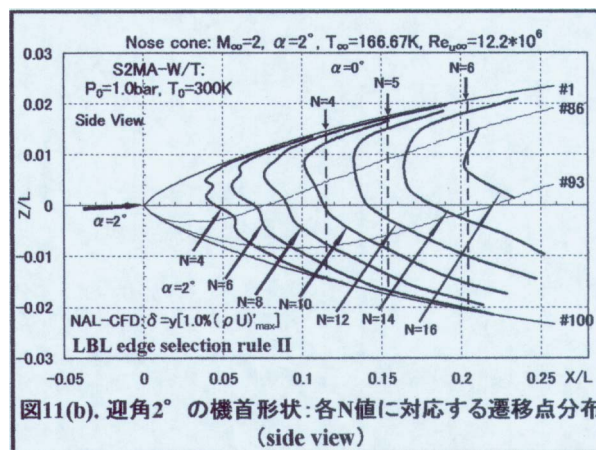
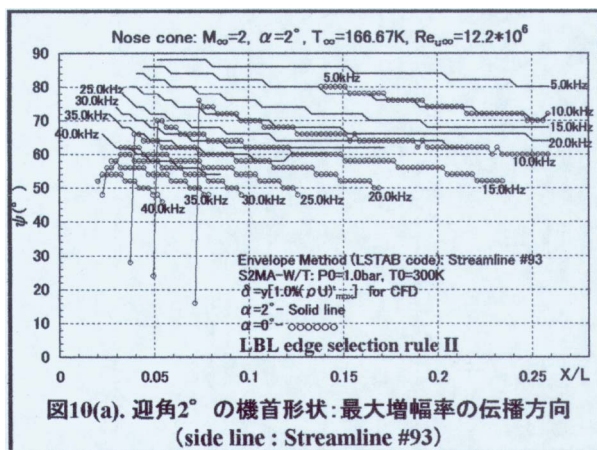
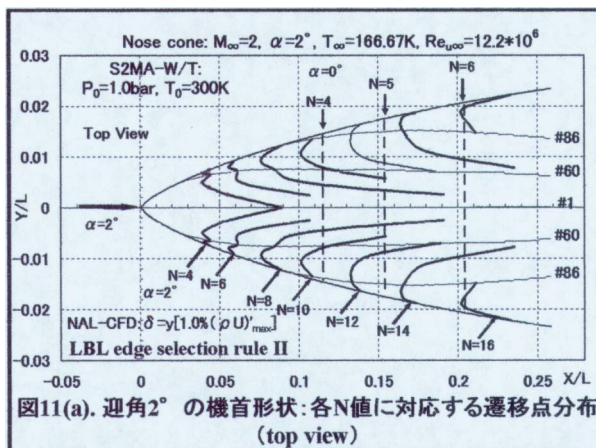
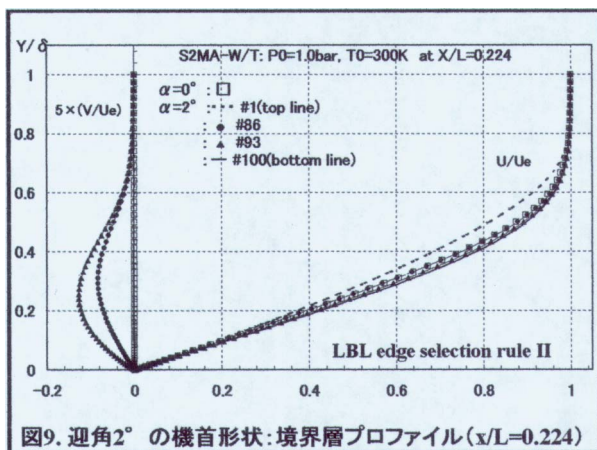


図8(b). 迎角2° の機首形状:外部流線上の境界層厚さ





## No.2

## 壁面吸い込みによる境界層遷移の制御

吉岡修哉 (KTH) J. H. M. Fransson (KTH) P. H. Alfredsson (KTH)

## Control of boundary layer transition by wall suction

S. Yoshioka, J. H. M. Fransson and P. H. Alfredsson

Department of Mechanics, Royal Institute of Technology (KTH)

## ABSTRACT

Effect of wall suction on the delay of free stream turbulence induced boundary layer transition is experimentally investigated. Variation of shape factor and downstream evolution of turbulence intensity in boundary layer show the suction stabilizes the laminar boundary layer and delays the transition. This trend is remarkably observed when higher velocity suction is applied.

*Key Words:* Boundary layer transition, Wall suction, Laminar flow control, Free stream turbulence

## 1 緒 論

強い主流乱れが作用する状態においても、境界層の状態を層流に保つことは、工学的に重要である。著者らはこれまでに、主流乱れは境界層内に高速領域と低速領域を新たに導入し（ストリーク構造）、この乱れが増幅して乱流塊に崩壊することを明らかにした<sup>(1)</sup>。本研究では、この主流乱れが作用する境界層に対し壁面から一様な吸い込みを与え、乱流化を遅延、あるいは防止することを試みる。

壁面からの一様な吸い込みは、層流境界層を安定化させることはよく知られている。Fransson<sup>(2)</sup>は、主流乱れ作用下における境界層に対しても、この手法が有効であることを示した。本報告では、これを他のレイノルズ数、他の主流乱れ強さの場合にも拡張し、境界層への主流乱れの受容性や、下流への乱れの発達について検討する。

## 2 実験装置

実験は、KTHのMTL風洞にて、Fransson<sup>(2)</sup>と同じ装置を用いて行った。テストセクションの概要を図1に示す。一様な壁面吸い込みは、平板の表面を覆った多孔質板を通して行った。主流乱れは、平板の上流部に設置した格子により生成した。下流には、前縁への流入角度を調整するためのフラップとスクリーンを設置した。速度計測は、トラバース装置に搭載したI型熱線風速計により行った。主流速度はすべての実験を通して $U_\infty=5\text{m/s}$ とした。壁面からの吸い込

み速度 $V_0$ は、主流速度の最大0.4%までの間で変化させた。与えた主流乱れは3種類で、それぞれの前縁部における乱れ強さは $Tu=u_{rms}/U_\infty=1.6\%, 2.0\%, 2.3\%$ である（以後それぞれG1, G2, G3と表す）。

## 2 結果及び考察

層流境界層に壁面吸い込みが一様に作用すると、境界層内の平均速度分布 $U(y)$ は、

$$U(y) = U_\infty \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-V_0}{\nu} y\right) \right\} \quad (1)$$

と表される<sup>(3)</sup>。ここで $V_0$ は吸い込み速度である。これより、境界層厚さは流れ方向によらないことがわかる。これから、排除厚さ $\delta_1$ に基づくレイノルズ数は $Re_{\delta_1} = U_\infty / V_0$ 、形状係数は $H_{12}=2.0$ と計算される。図2に、吸い込み無しの場合と、主流速度の0.2%の吸い込みを与えた場合の平均速度分布を示す。ともにブラジウス分布、式(1)の分布とよく一致している。

図3に、主流乱れG3を与えた場合の、形状係数の下流方向への変化を示す。吸い込み無しの場合、最上流の計測点において形状係数は $H_{12}=2.6$ を下回っており、すでに間欠状態となっている。さらに下流では徐々に減少し、最下流部ではほぼ $H_{12}=1.4$ 、すなわち乱流となっていることがわかる。次に、壁面吸い込みを与えた場合を検討する。吸い込み速度が主流速度の0.1%の場合は、最上流部では層流値の $H_{12}=2.0$ を保っているが、下流方向に減少し、最下流部では

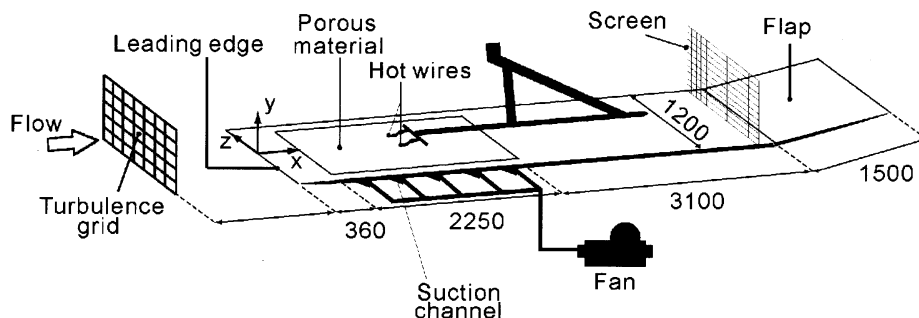


図1 テストセクション

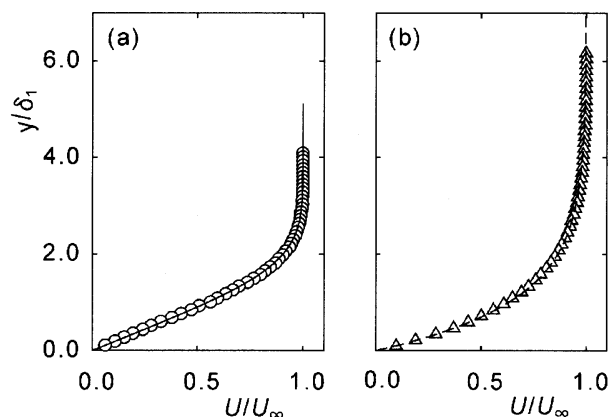


図2 時間平均速度分布 (a) 吸い込み無し (b) 吸い込み有り. 実線:ブラジウス分布, 破線:式(1)

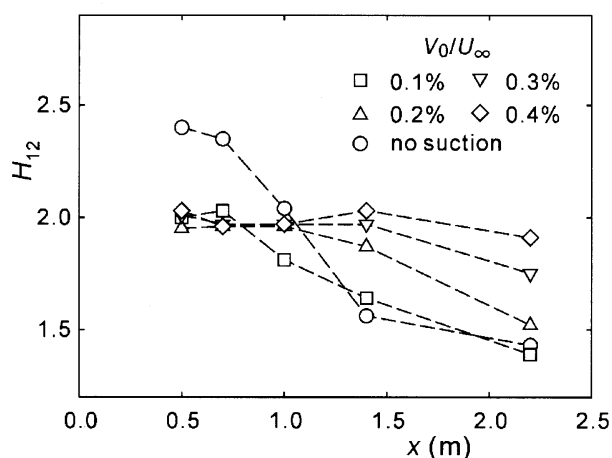


図3 形状係数の下流方向への変化 (G3 の場合)

吸い込み無しの場合と同様に乱流となる．それに対し0.2%以上の吸い込みを与えると，形状係数の下流方向への減少は抑えられることが見て取れる．その傾向は吸い込み速度が大きいほど顕著で，最大の吸い込み速度0.4%の場合，形状係数はほぼ層流状態の  $H_{12}=2.0$  を保ち，乱流化が起こらなくなる．

次に，境界層内に導入された乱れの発達について検討する．図4に，流れ方向各点における，境界層内の乱れ強さの最大値を示す．(a)に示すG1の場合，吸い込み無しから0.3%の吸い込みまでの場合は，下流方向へ乱れは増加する．一方で吸い込みが0.4%の場合，乱れは増加しない．(b)に示すG2の場合は，吸い込み無しの場合，乱れはまず増大し， $x=1.4\text{m}$ で最大値を取り，さらに下流では減少する．これは，流れが間欠状態を経て乱流に移移していることを表す．壁面吸い込みを与えると，G1の場合と同様に乱れの増加は抑えられる．(c)に示すG3の場合は，吸い込み無しの場合と，吸い込み速度0.1%の場合に，それぞれ  $x=1.0\text{m}$ ,  $1.4\text{m}$ で乱れ強さが極大値を取り，間欠状態を経て乱流化している．一方で，最大の吸い込み速度である0.4%の吸い込みを与えた場合，乱れ強さは下流方向に直線的に減衰している．これは，0.4%の吸い込み速度を与えると乱流化が起こらなくなるという，図3の結果と整合する．

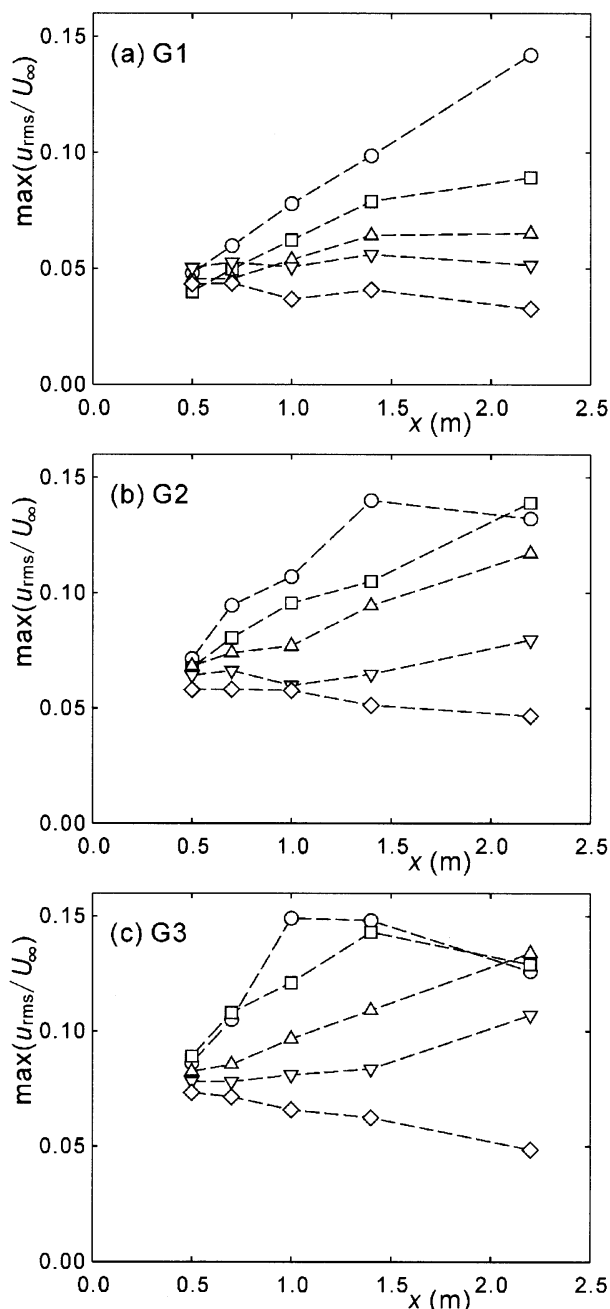


図4 乱れ強さの下流方向への発達 (a) G1, (b) G2, (c) G3 記号は図3と同様

本研究の一部は，スカンジナビア・ニッポン ササカワ財団の助成を得て行われた（助成番号01-14）．ここに記し謝意を表す．

#### 参考文献

- (1) M. Matsubara and P. H. Alfredsson, 2001, Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 430, pp. 149-168.
- (2) J. H. M. Fransson, 2001, Investigation of the asymptotic suction boundary layer, *Licentiate Thesis*, KTH, TRITA-MEK Tech. Rep. 2001:11, [http://www2.mech.kth.se/~jensf/LicThesis\\_JHMF.pdf](http://www2.mech.kth.se/~jensf/LicThesis_JHMF.pdf)
- (3) H. Schlichting, 1979, *Boundary-Layer Theory*, 7th edition, McGraw-Hill.

## No.3

## 平行 2 円板間放射状流れの不安定性と乱流への遷移

芳松克則, 田中大介, 水島二郎 (同志社大工)

Instability of outgoing flow between two parallel disks  
and its transition to turbulence

K. Yoshimatsu, D. Tanaka, and J. Mizushima

Department of Mechanical Engineering, Doshisha University

## ABSTRACT

Instability of radially outgoing flow between two parallel disks and its transition to turbulence are investigated by numerical simulations and linear stability analyses of the steady symmetric flow based on the assumption of incompressible axisymmetric flow. At small Reynolds numbers, the flow is steady and symmetric along the centerline between two parallel disks. It is found that the symmetric steady flow becomes asymmetric above a critical Reynolds number, which is revealed due to a supercritical pitchfork bifurcation. The transition from the steady symmetric flow to the asymmetric one depends the inlet radius at which the flow is introduced. The critical Reynolds number is determined as a function of the inlet radius. Oscillatory flow is also found with further increase of the Reynolds number.

Key Words: radially outgoing flow, transition to turbulence, instability, pitchfork bifurcation, Hopf bifurcation

## 1. はじめに

平行 2 円板間放射状流れは、空気ベアリング、放射ディフューザ等の工業製品や、プラスチックの射出成型においてみられる基礎的流れである。特に、プラスチックの射出成型においては、流れが周方向に均一で動径方向にも境界層剥離や再付着の生じない滑らかな流れであることが製品品質の向上に不可欠である。

流れの十分下流においてこの流れが軸対称であるとき、速度分布は放物形の分布に漸近し、動径方向速度の大きさは半径に反比例して減少する。レイノルズ数が非常に小さくストークス流に近いときには下流にいくにしたがって圧力が対数的に減少するが、レイノルズ数が大きくなると下流にいくにしたがって圧力が高くなることが完全流体流れとの類推から想像できる。したがって、この平行 2 円板間流れにおいては圧力の逆勾配に起因した剥離渦が生成される可能性がある。Raai<sup>1)</sup> は、流体の流入半径と円板間隔の半分との比（無次元流入半径）が 1 の流入口から一様流が流入する場合の軸対称平行 2 円板間対称定常流を差分法に基づく数値計算により求めた。その結果、レイノルズ数がある値を超えると流れ場の中に剥離渦ができることを見いだした。また、計算の結果、平板間中心軸上で凹形の動径方向

速度分布が得られたことから、流れの不安定性が起きる可能性を予測した。

Mochizuki and Yang<sup>2)</sup> は、Raai<sup>1)</sup> とは異なり無次元流入半径が数十程度の大きい場合の平行 2 円板間流れを実験により調べた。特に、流れの不安定性と遷移について詳しく調べた。彼らは流れの可視化と流速の測定の結果から、この流れはほぼ軸対称であると判断した。また、この流れはレイノルズ数が小さいときは剥離渦なしの対称な定常流であるが、レイノルズ数が大きくなると剥離渦を伴う振動流へと変化し、その振動振幅は下流にいくにしたがって小さくなることを見いだした。さらに大きなレイノルズ数では、層流から乱流への遷移が起きるが、下流では乱流から層流への逆遷移が起きるという 3 種類の流れのパターンを観測した。彼らは、差分法による数値計算も行い、対称な定常流と剥離渦を伴い下流に向けて弱まる振動流を確認した。また、実験と数値計算の結果から、凹形の動径方向速度分布は必ずしも不安定性を引き起こさないことを確認した。

ここでは、比較的小さい流入半径をもつ平行 2 円板間放射状流れの不安定性と遷移について、差分法による数値シミュレーションおよび定常対称流の線形安定

性解析により調べる。流れは軸対称流であると仮定するが、この仮定は Mochizuki and Yang<sup>2)</sup> の実験的研究によりほぼ正しいものと考えられる。十分に低いレイノルズ数で、流れは軸対称であり 2 円板間中心線について対称な流れであるが、レイノルズ数を大きくするとこれらの対称性が破れると考えられる。

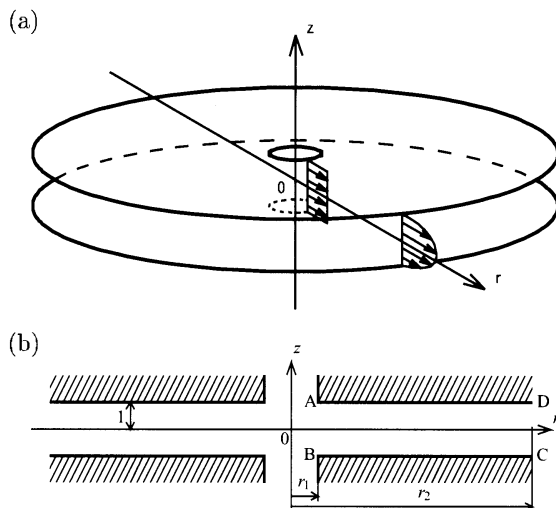


図 1 平行 2 円板流路とその座標系。AB: 流入口。CD: 流出口。(a) 全体図。(b) 断面図。

## 2. 問題の定式化

### 2.1. 基礎方程式

平行におかれた 2 枚の円板の中心部から流体が流入し、外周部に向かって流れる無限に広い 2 円板間流路を考える (図 1)。図中には、平行 2 円板の間隔の半分  $h^*$  を代表長さとし、流入口における平均速度  $Q^*/4\pi h^* r_1^*$  を代表速度として、無次元化した変数が書かれている。ここで、上付き添え字 \* は次元量を意味する。図 1(b) において、流体は流入口 AB から平行 2 円板間に流入し、外周部に向かって流れる。数値計算では、無限に大きな半径の流路を考える代わりに、十分大きな  $r (= r_2)$  (図 1(b) における CD) において流れに流出条件を課す。流れは非圧縮軸対称流れであると仮定する。円柱座標系を用い、非圧縮性軸対称流の速度  $u = (u, v)$  をストークスの流れ関数  $\psi(r, z, t)$  により

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (1)$$

と表すと、 $\psi$  と周方向渦度  $\omega$  を支配する方程式は

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - \frac{1}{r} \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \omega = \frac{1}{Re} \Delta \omega, \quad (2)$$

$$\omega = \frac{1}{r} D^2 \psi \quad (3)$$

となる。ここで、

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2},$$

$$D^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

である。また、 $Re$  はレイノルズ数であり、 $Re = Q^*/4\pi\nu r_1^*$  と定義される。 $\nu$  は流体の動粘性係数である。2 枚の円板上 (図 1(b) における AD および BC)  $z = \pm 1$  での境界条件は、

$$\psi = \pm r_1, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \omega = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (4)$$

となる。流入口  $r = r_1$  での流入条件として一様流

$$\psi = r_1 z, \quad \omega = 0 \quad (5)$$

と放物形速度分布

$$\psi = \frac{r_1}{2} (3z - z^3), \quad \omega = -3z \quad (6)$$

の 2 種類の流入条件を考える。流出口  $r = r_2$  での流出条件として

$$\psi = \frac{r_1}{2} (3z - z^3) + \frac{3Re r_1^2}{8r^2} \left( \frac{1}{7} z - \frac{11}{35} z^3 + \frac{1}{5} z^5 - \frac{1}{35} z^7 \right),$$

$$\omega = -3 \frac{r_1 z}{r} + \frac{3Re r_1^2}{4r^3} \left( -\frac{33}{35} z + 2z^3 - \frac{3}{5} z^5 \right) + \frac{3Re r_1^2}{r^5} \left( \frac{1}{7} z - \frac{11}{35} z^3 + \frac{1}{5} z^5 - \frac{1}{35} z^7 \right) \quad (7)$$

を用いる。この流出条件は  $\psi$  と  $\omega$  を  $1/r (\ll 1)$  でべき展開し、式 (2) および (3) に代入して得られる定常流の  $r \rightarrow \infty$  における漸近解である。

### 2.2. 数値計算法

ここでは、数値シミュレーションと定常対称流の線形安定性解析により、平行 2 円板間流れの流れ場とその遷移について調べる。数値計算には差分近似を用いる。速度場の空間変化率が大きい場所では差分格子点を多くとり、精度の良い計算を行うため、物理空間  $(r, z)$  から計算空間  $(x, y)$  への写像

$$r(x) = r_2 - \frac{r_2 - r_1}{B} \tanh \left( \frac{A(r_2 - x)}{r_2 - r_1} \right), \quad (8)$$

$$z(y) = \frac{1}{B} \tanh(Ay), \quad (9)$$

$$B = 0.9, \quad A = \frac{1}{2} \log \left( \frac{1+B}{1-B} \right) \quad (10)$$



を行う。式(2)–(4)の空間微分を2次の中心差分法で近似する。ポアソン方程式(3)の解法にはSOR法を用いる。時間積分法として、低レイノルズ数流れについてはオイラー法を用い、比較的高いレイノルズ数については4次のルンゲ・クッタ法を用いた。

非線形定常対称解の直接数値計算には、式(2)で時間微分項を除いた式と式(3)を境界条件(4)–(7)の下でSOR法により計算を行った。

対称定常解に対する線形安定性解析においては、対称定常解を $\bar{\psi}, \bar{\omega}$ に微小攪乱 $\tilde{\psi}(r, z, t), \tilde{\omega}(r, z, t)$ を加え、流れ関数および渦度をそれぞれ $\psi = \bar{\psi} + \tilde{\psi}, \omega = \bar{\omega} + \tilde{\omega}$ と表す。攪乱の時間依存性を $(\tilde{\psi}(r, z, t), \tilde{\omega}(r, z, t)) = (\hat{\psi}(r, z), \hat{\omega}(r, z)) \exp \lambda t$ のように仮定する。このとき線形攪乱方程式は

$$\lambda \hat{\omega} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial r} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial z} + \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial r} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial r} - \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial r} \right\} - \frac{1}{r^2} \left\{ \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} \hat{\omega} + \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial z} \bar{\omega} \right\} = \frac{1}{Re} \Delta \hat{\omega}, \quad (11)$$

$$\hat{\omega} = \frac{1}{r} D^2 \hat{\psi} \quad (12)$$

となる。攪乱 $\hat{\psi}, \hat{\omega}$ が満たすべき境界条件は流入口( $r = r_1$ )と流出口( $r = r_2$ )においては

$$\hat{\psi} = 0, \quad \hat{\omega} = 0 \quad (13)$$

であり、2円板上( $z = \pm 1$ )では

$$\hat{\psi} = 0, \quad \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial z} = 0, \quad \hat{\omega} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial z^2} \quad (14)$$

とした。最も不安定な攪乱は $\hat{\psi}$ が $z$ について偶関数であるということがわかっているのので、数値計算では

$$\hat{\psi}(r, z) = \hat{\psi}(r, -z), \quad \hat{\omega}(r, z) = \hat{\omega}(r, -z) \quad (15)$$

対称条件を用いることができる。なお、すべての計算において計算結果は $r_2$ の値のとりかたに依存しないことを確認した。

### 3. 計算結果

#### 3.1. 定常解

2種類の流入条件(5)または(6)のもとで、無次元流入半径 $r_1$ とレイノルズ数 $Re$ のいろいろな値について数値シミュレーションを行った。その結果、定常流の流れ場のパターンは調べた範囲では $r_1$ の値や流入条件による変化は小さかったので、ここでは $r_1 = 1$ の場合に

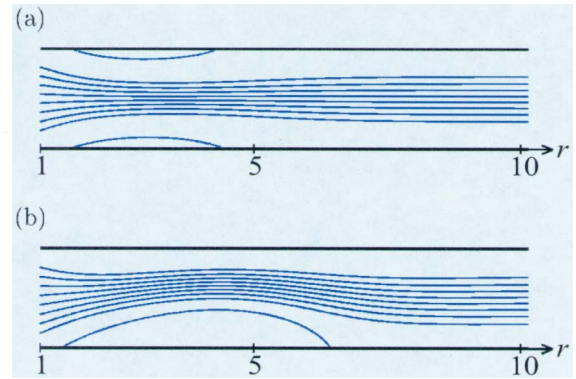


図2 流線図。  $r_1 = 1$ 。(a)  $Re = 60$ , (b)  $Re = 70$ 。

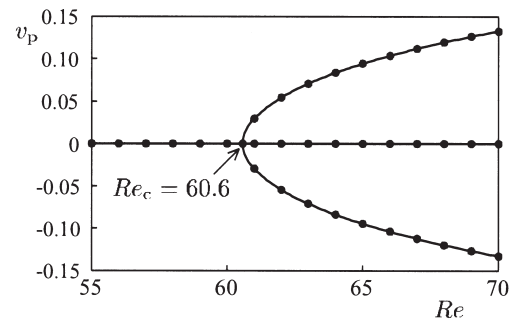


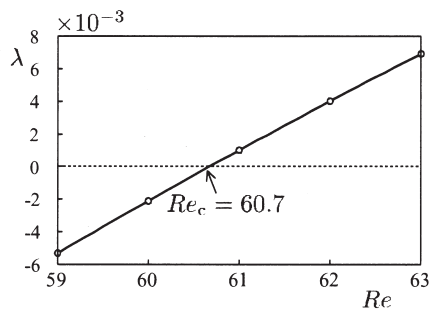
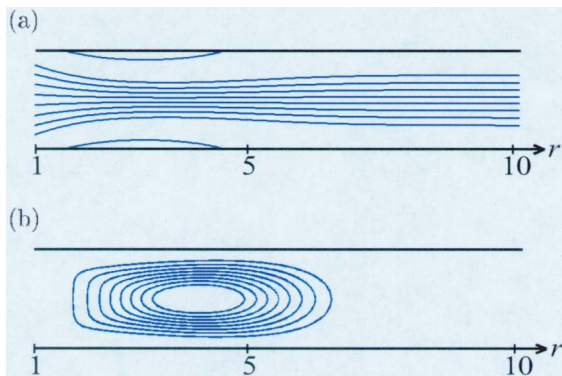
図3 分岐図。  $r_1 = 1$ 。  $v_p = v(1.95, 0)$ 。

ついて一様流入条件(5)のもとで計算した2円板間流れの挙動について説明する。

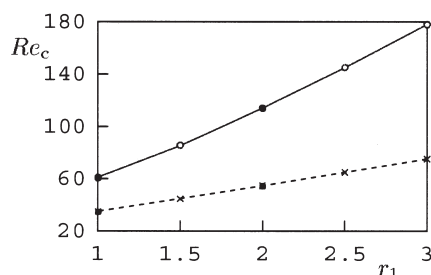
レイノルズ数が十分低いときは剥離渦のない対称定常流が見られるが、レイノルズ数を大きくすると、図2(a)に見られるように、剥離渦を伴った対称定常流となる( $Re = 60$ )。この図からはわからないが、流入口近傍( $r \sim 2$ )付近で $x$ 方向速度の $y$ 方向分布は中心で凹形の速度分布となっている。レイノルズ数が大きくなると流れ場の対称性が破れ、図2(b)のように非対称定常流へと遷移する。Raal<sup>1)</sup>により示唆された不安定性はこの遷移と関連があると考えられる。対称性が破れる臨界点における臨界レイノルズ数 $Re_c$ を数値シミュレーションの結果から評価するため、点 $P(r = 1.95, z = 0)$ での $z$ 方向速度 $v_p$ を代表速度にとり、その値を調べた(図3)。図3より、 $Re_c = 60.6$ となること、 $Re \geq Re_c$ で $v_p^2 \propto (Re - Re_c)$ の関係が求まり、この分岐が超臨界熊手型分岐であることがわかった。

数値シミュレーションによって得られたこの結果を線形安定性解析によっても確かめた。流入半径 $r_1 = 1$ の場合に、対称定常流をもとめその線形安定性を、攪



図 4 線形増幅率  $\lambda$ .  $r_1 = 1$ .図 5 流れ場 (流線).  $r_1 = 1$ .  $Re = 63$ . (a) 不安定対称定常解  $\bar{\psi}$ , (b) 攪乱  $\hat{\psi}$ .

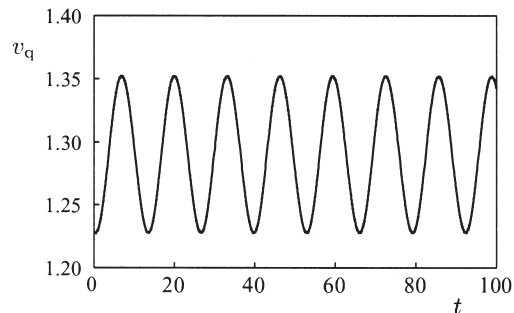
乱方程式 (11) と (12) を境界条件 (13) と (14) のもとに解き、固有関数  $\hat{\psi}$  および  $\hat{\omega}$  と線形成長率  $\lambda$  を求めた。図 4 に示すように、 $\lambda$  は  $Re = 60.7$  で 0 となり、数値シミュレーションの結果 ( $Re_c = 60.6$ ) とよく一致している。レイノルズ数  $Re = 63$  における対称定常流と攪乱の固有関数をそれぞれ図 5(a) および 5(b) に示す。

図 6 臨界レイノルズ数  $Re_c$ . 実線: 一様流入条件. 点線: 放物形流速流入条件.

### 3.3. ピッチフォーク分岐の臨界レイノルズ数

ピッチフォーク分岐の臨界レイノルズ数を 2 つの異なる流入条件についていろいろな流入半径  $r_1$  のもとに、

線形安定性解析によって評価した。その結果を図 6 に示す。この図で、一様流入条件の結果を実線で表し、放物形速度分布流入条件の結果を点線で表している。いずれの場合も、 $Re_c$  は  $r_1$  とほぼ線形的関係にあることがわかった。また、この流入半径の範囲では、臨界レイノルズ数  $Re_c$  は一様流入条件の場合の方が放物形速度分布流入条件の場合よりも大きいことがわかった。

図 7  $z$  方向速度  $v_q$  の時間変動.  $v_q = v(18.8, 0)$ .

### 3.4. 振動解

数値シミュレーションにより、放物形速度分布流入条件の場合に  $Re = 768$  で振動解を得た。図 7 に点  $Q(r = 18.8, z = 0)$  での  $z$  方向速度  $v_q$  の時間変動を示す。 $v_q$  は  $v_q = 0$  の周りに振動していないことから振動解は非対称定常解から分岐していると考えられる。

## 4. 今後の課題

今後の課題として、可視化実験により軸対称流れの仮定の検証することと対称性をもたない軸対称流への遷移を確認することがあげられる。Mochizuki and Yang<sup>2)</sup> が発見した振動流と本研究で見つけた振動解との関係を明らかにする必要がある。また、軸対称性をもたない流れへの遷移を調べる必要もある。

### 謝辞

同志社大学大学院生の三浦知仁氏および除補義信氏に図の作成を手伝って頂いた。ここに感謝の意を表します。

### 参考文献

- 1) J. D. Raal: J. Fluid Mech., **85**, (1978), pp.401-416.
- 2) S. Mochizuki and W. J. Yang: J. Fluid Mech., **154**, (1985) pp.377-397.

## No.4

## RANS 法による回転場の乱流数値解析

市川正明（慶大院），益田重明，小尾晋之介（慶大理工）

## RANS-simulation of turbulent flows with system rotation

M.Ichikawa, S.Masuda, and S.Obi

Department of Mechanical Engineering, Keio University

## ABSTRACT

A RANS simulation of a turbulent channel flow with spanwise rotation has been reported. The primary interest is to see whether the effects of rotation can be reproduced correctly by simply adding the rotational terms to the existing model equations explicitly to the governing equations with modifications of neither the model itself nor the model constants. The simulated mean and turbulent quantities have been compared with experimental and DNS data.

Key Words: turbulence model, rotating channel flow, second momentum closure

## 1. 序論

コリオリ力や遠心浮力が作用する回転場における乱流伝熱現象を解明することは、ガスタービンの動翼に代表される回転機器の冷却システムの開発・設計にとって非常に重要である。回転場の伝熱問題を扱った最近の研究例<sup>[1][2]</sup>では、両体積力の効果が、低速回転のモデル実験により明らかにされている。しかし、パラメータ範囲は実機よりはるかに小さい(図1)。このギャップを実験的に埋めることは非常に困難であり、数値解析に期待が寄せられている。本研究はその手始めとして、既存の乱流モデルに回転による陽的な付加項のみを加え、低速回転領域で予測計算を行い、DNSデータとの比較をし、計算手法を確立することを目的としている。

## 2. 支配方程式

計算対象は図2に示す様にスパン方向の軸の周りに一定角速度 $\Omega$ で回転する、平行平板間の十分発達した二次元、定常、非圧縮性の乱流（回転チャンネル乱流）である。支配方程式として、質量保存、運動量保存、レイノルズ応力の輸送方程式、散逸方程式を連立させる必要があるが、紙面の都合上、詳細は文献[1]に譲る。平均流に関して書き下すと、以下になる。

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} \quad (1)$$

レイノルズ応力の輸送方程式にはコリオリ力項

$$R_{ij} = -2\Omega_i \left( \varepsilon_{ijk} \overline{u_k u_j} + \varepsilon_{jlk} \overline{u_k u_i} \right) \quad (2)$$

が付加される。これらの方程式系を閉じるために、この項以外については Launder-Shima モデル(LS モデル)を適用した。モデルの詳細については文献[3]を参照されたい。なお、回転により再配分項にも付加項が加えられている。

## 3. 結果及び議論

本計算によって得られた平均速度分布及びレイノルズせん断応力 $\overline{uv}$ をDNSデータ<sup>[4]</sup>と図3,4に示す。図3より、平均速度場が、非回転時には中心線で対称となっているのに対して、回転が増すにつれて非対称性を有するようになっていく様子が、予測されている。レイノルズせん断応力も、高回転時には低圧側でほとんど0になってしまいう様子や、高圧側で回転数の増加に伴って $\overline{uv}$ も増大していくが、ある回転数以上になると減少する様子が定量的に予測できている。一方で図5より垂直成分は定性的な一致をみせたものの、非回転時にはモデルの性能として、やや過剰に見積もる傾向がある<sup>[3]</sup>のに対し、回転数の増加に伴い、より小さく見積もられる傾向がみられた。

次に図6にさらに回転数を上げた場合の平均速度場をDNSデータ<sup>[5]</sup>と共に示す。本計算では平均速度分布が対称となり、レイノルズ応力成分もすべてほぼ0となった。即ち流れがチャンネル全域で層流となると予測されたが、これは同条件でのDNSの結果に相反している。

以上の結果より、乱れに対して負の寄与をしている成分が本計算では過剰に働いているのではないかと考えられた。そこで、図7より高圧側での乱れの散逸率 $\varepsilon$ を見ると、確かに本計算では散逸を過剰に見積もっていることがわかる。前述のように本計算ではLSモデルを適用しているが、陽的な回転項を追加しただけで、その他の変更は施していない。乱れの散逸率に回転の影響を付加することで、改善できるのではないかと考えられる。また割愛するが、バジェットを見たところレイノルズ応力成分への散逸の配分も適切に行われていないことがわかった。平均速度場を求める際には、回転数に制限があるものの、レイノルズ応力として $\overline{uv}$ が適切に与えられればよいが、温度場を予測する際に、乱流熱流束の算出にはレイノルズ垂直応力の予測精度が高いことが求められるので、この問題は放置できない。改良の指針として散逸率 $\varepsilon$

に対する回転の効果と、その配分を適切に与えることが必要であると考えられる。

#### 4. 結論

静止場における既存の乱流モデルを陽的な回転項を付加するだけで回転場を使用すると、垂直応力が過小に見積もられる傾向がある。特に高圧側での回転軸方向成分に顕著に表れる。その結果、高回転時にはDNSに比べて再層流化が早まる傾向が見られる。原因は散逸率の過大評価にあると思われ、回転場に固有の散逸率の非等方性を

を散逸率方程式上でいかに表現するかが今後の課題であると思われる。

#### 参考文献

- [1] Yamawaki, et al. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 23 (2002), 186
- [2] Willet, et al. *Trans. ASME J Heat. Transfer*, 124 (2002), 1
- [3] 島 機論, 55-516, B (1989), 2198
- [4] Andersson, et al. *J. Fluid Mech.*, 254 (1993), 163
- [5] Lamballais et al. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 17 (1996), 324

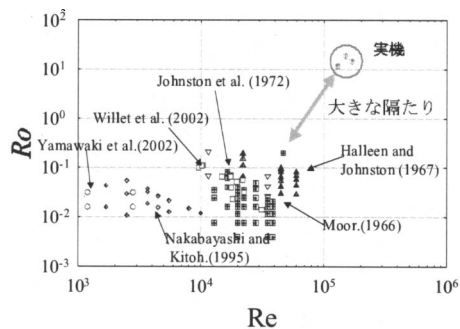


図1 パラメータ範囲

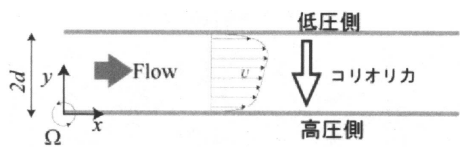


図2 回転チャンネル

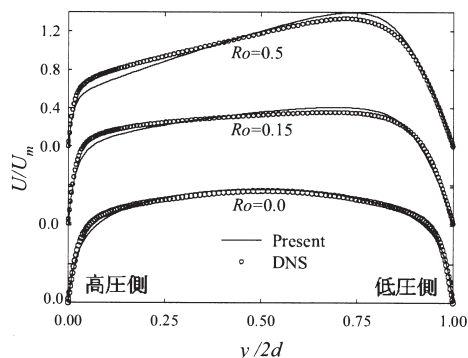


図3 平均速度分布  $Re = 5,800, Ro = 0 - 0.5$

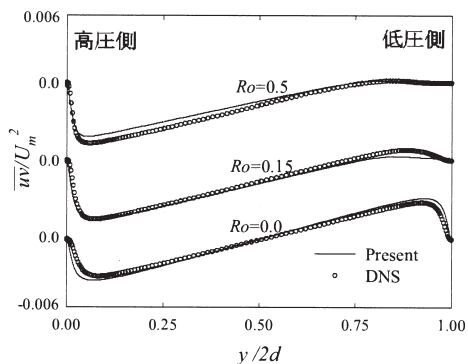


図4 レイノルズせん断応力  $Re = 5,800, Ro = 0 - 0.5$

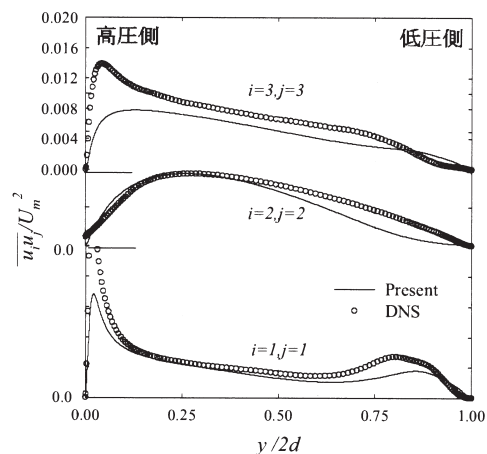


図5 レイノルズ垂直応力  $Re = 5,800, Ro = 0.5$

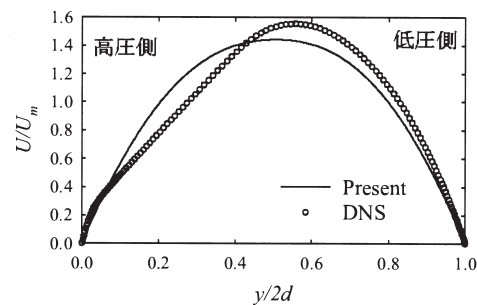


図6 平均速度分布  $Re = 5,000, Ro = 1.5$

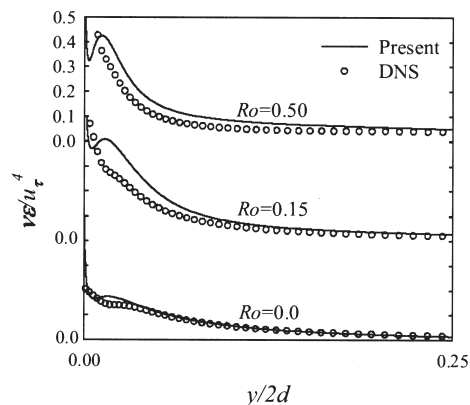


図7 高圧側の乱流エネルギーの散逸率  
 $Re = 5,800, Ro = 0 - 0.5$

## No.5

# Direct Numerical Simulation By LBM and Analyses of Two-dimensional Isotropic Turbulence

Ao-kui Xiong

Department of Machine Intelligence and Systems Engineering  
Graduate School of Engineering, Tohoku University  
Aoba-yama 01, Aoba-ku, Sendai 980-8579, JAPAN

Direct numerical simulations of the forced two-dimensional turbulence are performed by lattice Boltzmann method with high resolutions. It is confirmed that the lattice Boltzmann method is an alternative approach to simulate multi-scales flows efficiently before instability takes place. The instability can occur even after millions time-steps of iteration. Based on the database of the DNS, the behaviors of energy and enstrophy flux and the features of SGS Lamb vector in context of large eddy simulation are discussed. The most important observation is that the transverse component of the SGS Lamb vector, which plays a key role in the dynamics, only dominates in the regions of curved sheet-like structures.

**Key Words:** Direct numerical simulation, Lattice Boltzmann method, Two-dimensional turbulence

## 1. Introduction

In the past a few more than a decade, the lattice Boltzmann method (LBM), originated firstly from lattice-gas cellular automaton (LGA), has greatly developed into an alternative and promising numerical scheme for simulating fluid flows and modeling physics in fluids.<sup>1)</sup> Contrasting with the conventional CFD method, LBM is not a technique of numerical scheme or algorithm but a physical model of fluid flows with some advantages. Remarkable one of those is that it is a high efficient parallel method to simulate turbulent flows with multi-scales.

One class of physical systems exhibiting apparent two-dimensional turbulent behaviors is the large-scale motion of the Earth's air and ocean masses that occurs at a state close to geostrophic and hydrostatic balance.<sup>2)</sup> Another motivation of the studies on two-dimensional turbulence is that it provides a beautiful example of dynamic system. In the past thirty years, a number of theoretical, numerical and experimental studies have been devoted to the understanding of this branch of fluid mechanics. But still, many fundamental questions remain open.<sup>3)</sup> In this paper, direct numerical simulations of the forced two-dimensional turbulence are conducted by lattice Boltzmann method with high resolutions. Based on the database obtained by DNS, the behaviors of energy and enstrophy flux and the features of SGS Lamb vector in context of large eddy simulation are discussed. The emphases are on the interaction between large-scale and small-scale in two-dimensional turbulence that has been paid less attention.

## 2. Lattice Boltzmann Method

Instead of macro variables such as velocity and pressure, lattice Boltzmann method deals with mesoscopic quantities called distribution functions, which describe the fraction of masses of fluid bulk moving with a certain speed and are governed by, in a standard form

$$f_{\alpha}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_{\alpha}\Delta t, t + \Delta t) = f_{\alpha}(\mathbf{x}, t) - \frac{f_{\alpha}(\mathbf{x}, t) - f_{\alpha}^{eq}(\rho, \mathbf{u})}{\tau}$$

In which,  $\tau$  is relaxation time.  $f_{\alpha}$  is equilibrium distribution function, related only to macroscopic states of the system

$$f_{\alpha}^{eq}(\rho, \mathbf{u}) = \rho w_{\alpha} [1 + 3c_{\alpha}u_i + \frac{9}{2}(c_{\alpha}u_i)^2 - \frac{3}{2}u_iu_i]$$

For two-dimensional flows,  $w_{\alpha}$  takes

$$w_0 = \frac{4}{9}, w_{\alpha} = \frac{1}{9} (\alpha = 1, 3, 5, 7), w_{\alpha} = \frac{1}{36} (\alpha = 2, 4, 6, 8)$$

The formulas of the equilibrium distribution function are derived under some fundamental conservative laws about collision such as mass and momentum conservations.

Finally, the macro density and velocity of fluid flows are recovered by

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha} f_{\alpha}(\mathbf{x}, t)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\sum_{\alpha} \mathbf{c}_{\alpha} f_{\alpha}(\mathbf{x}, t)}{\rho(\mathbf{x}, t)}$$

It can be demonstrated that these density and velocity distributions satisfy the Navier-Stokes equations of viscous incompressible flow in second order of accuracy. Moreover, the pressure of the flow fields can be recovered by a isothermal state equation and the viscosity of the fluid is restored as

$$\mu = \Delta t(\tau - 0.5)\rho c_s^2$$

The most challenge in DNS using LBM is the instability occurring usually when Reynolds number is high enough. This instability can take place either at first several stages of simulation or even after millions time steps of iteration just as what happened in our case.

### 3. Simulation and analysis

Two-dimensional turbulences are different very much from the three-dimensional turbulent flows in the sense that there exist two opposite cascades in two-dimensional turbulence: energy (or inverse) cascade and enstrophy (or direct) cascade. Our simulations began from still initial condition with  $512^2$  resolution. The flow was driven by external force only with three lowest wavenumber modes in Fourier space. This process of evolution is of pure direct cascade that means both of energy and enstrophy transfer from large scales to small scales before stationary state is reached, as shown in Fig.1. To get database of higher resolution, we continued simulation with  $1024^2$  and  $2048^2$  resolutions, by rescaling double periodic domains of flow field with lower resolution as the latter's initial condition for time-saving. In these cases, the spectra of small scales underwent decaying, which usually implies inverse cascade. The spectral evolution of  $2048^2$  resolution was shown in Fig.2. Fig.3 shows the energy and enstrophy flux through fields of different scales at very late stage of time development. Positive value means flux from large-scale to small-scale for enstrophy but from small-scale to large-scale for energy flux. One can see here that inverse energy cascade and direct enstrophy cascade co-exist simultaneously. Note that the energy fluxes are very small especially for the smallest scales. This is consistent with the physical phenomena, saying that the like sign vortices will merge and the smallest eddies are easily and quickly merged into larger vortices. Fig.4 shows a typical vorticity distribution of forced two-dimensional turbulence. Sheet-like structures are characteristic pattern of the direct cascade.

The interaction between scales is the key point of understanding turbulent flows. In the engineering turbulence computations, models have to be used. Success of these computations heavily depends on whether or not the models mimic as closely as possible the interplaying behaviors. By filtering database of DNS, the instantaneous turbulent field was decomposed into scales- resolved and subgrid-scales parts in the context of large eddy simulation. Fig.5 shows a example of decomposed signal and vorticity field respectively. The distinct observation from the latter figure is that the large-scale structures that usually depend on initial condition and external force remained its marks in small-scale field.

For energy transfer between the resolved and subgrid fields, the inner product of additional stress with mean strain rate is broadly used like following

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) = & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\overline{u_i p}}{\rho} + \overline{u_i \tau_{ij}^R} \right) + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) \\ & - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \tau_{ij}^R \overline{S_{ij}} \end{aligned}$$

But there is no rigorous demonstration showing this is solely correct choice. Other candidates of transfer effects

come from the Helmholtz-Hodge decomposition of the nonlinear term in governing equations

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) = & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\overline{u_i p}}{\rho} \right) + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) \\ & - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \overline{u_i L_i} \end{aligned}$$

here

$$\begin{aligned} L_i \overline{u_i} = & - \overline{\omega \times \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}} \\ = & \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u} \phi}) + (\nabla \times \Psi) \cdot \overline{\mathbf{u}} \\ = & \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u} \phi} + \Psi \times \overline{\mathbf{u}}) + \Psi \cdot \overline{\omega} \end{aligned}$$

therefore, there are four possible forms of energy transfer

$$\tau_{ij}^R \overline{S_{ij}}, \quad \mathbf{L} \cdot \overline{\mathbf{u}}, \quad (\nabla \times \Psi) \cdot \overline{\mathbf{u}}, \quad \Psi \cdot \overline{\omega}$$

Fig.6 shows the distributions of the four forms of energy transfer. The most interesting observation is for the final form of the four energy transfer terms to be smoother and then to be more adequate to be modeled in engineering computation. It is this quantity that was employed by Perot in his new RANS model as energy budget.<sup>4)</sup> It also should be noticed that the enstrophy transfer has only sole form directly related to the transverse component (or, in other name, the vector potential part) of the Helmholtz-Hodge decomposition. All of these strongly suggest that the transverse component plays an important role in the interaction of resolved scales and subgrid scales. But more interestingly, the transverse component is only in the region of curved sheet-like structures to be over longitudinal component in amplitude just as shown in Fig.7, where the valuable is defined as

$$\Theta = (\nabla \times \Psi) \cdot \mathbf{L} / L^2$$

### 4. Concluding remarks

Contrasting with the conventional CFD method, LBM is not a technique of numerical scheme or algorithm but a physical model of fluid flows with some advantages. Remarkable one of those is that it is a high efficient parallel method to simulate turbulent flows with multi-scales. The main challenge in this area is about instability when high Reynolds number's flows are to be simulated. Instability may take place even after millions time-steps of iteration. This strongly implies that it is quite different from that usually met in simulations of fluid flows and then distinct explanation needs to be given.

Generations of sheet-like structures and/or mergence/aggregation among vortices with like sign are fundamental phenomena of two-dimensional turbulence. The former corresponds to enstrophy (or direct) cascade, while the latter is regarded as energy (or inverse) cascade. For pure enstrophy (energy) cascades the energy (enstrophy), accompanying enstrophy (energy), are transferred from larger (smaller) scales to smaller (larger) ones. For co-existing cases, behaviors seem complicated. In our case, directly cascading of enstrophy and inversely cascading of energy are observed simultaneously. But the latter is very weak because it is after a long time of



evolution and therefore the energy from the small-scales is exhausted. The effects of large-scale structures generally dependent on initial condition and external circumstance remain in small-scale turbulence. The vector potential of SGS Lamb vector plays key role in the interactions of the resolved and the residual fields and much more smooth. Therefore, it should be more appropriate to be modeled in the context of large eddy simulation. Though its influence is great, the proportion of its curl (i.e. the transversal part of the SGS Lamb vector) is less than the longitudinal part, except where sheet-like structures are more heavily curved.

### References

- 1) Chen, S. and Doolen, G.D., Annul. Rev. Fluid Mech., 30, 329-364(1998)
- 2) Vorobieff, P., Rivera, M., and Ecke, R.E., Phys. Fluids, 11, 2167-2177(1999)
- 3) Tabeling, P., Phys. Rep., 362, 1-62(2002)
- 4) Perot, B., Phys. Fluids, 11, 2645-2655(1999)

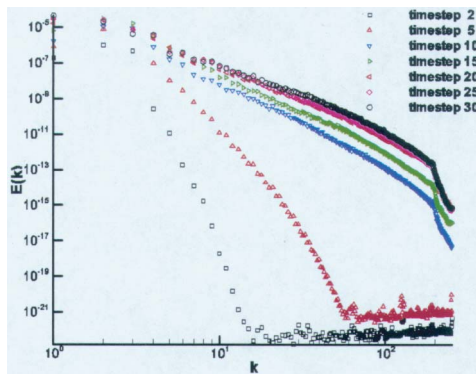


Figure 1. Time development of spectra for the  $512^2$  run.

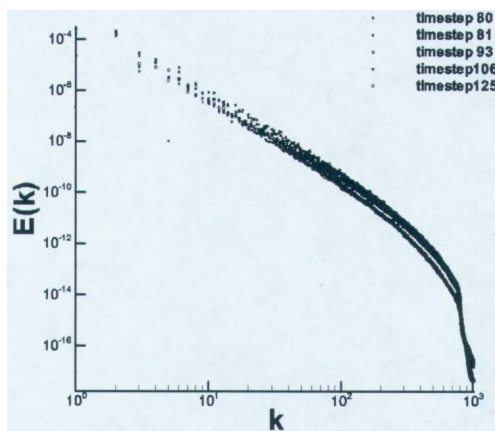


Figure 2. Time development of spectra for the  $2048^2$  run.

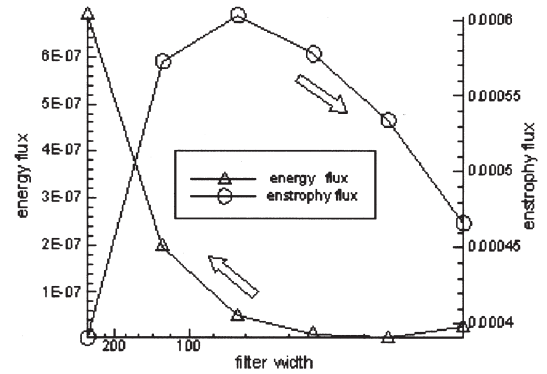


Figure 3. Spatial average energy and enstrophy flux through different scales.

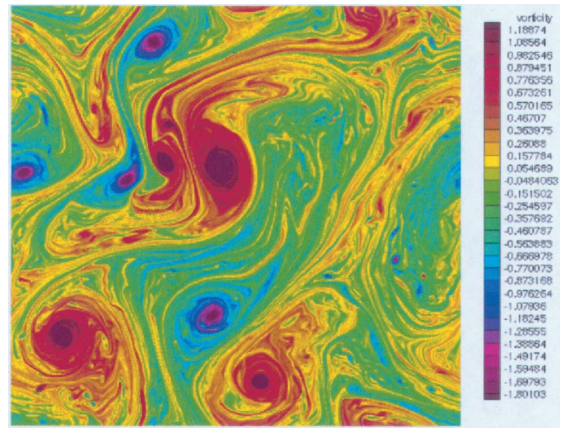


Figure 4. Distribution of vorticity.

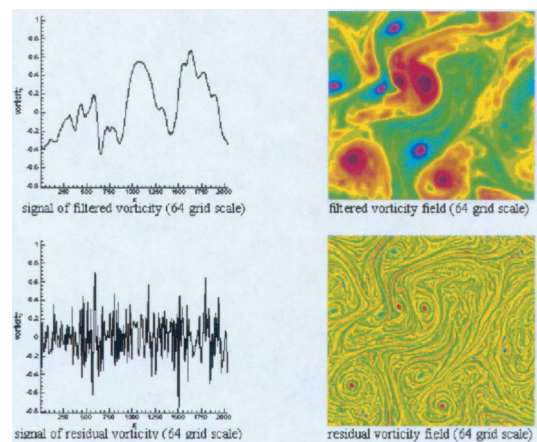


Figure 5. Signals (left) and flood contours (right) of resolved and subgrid vorticity distribution.

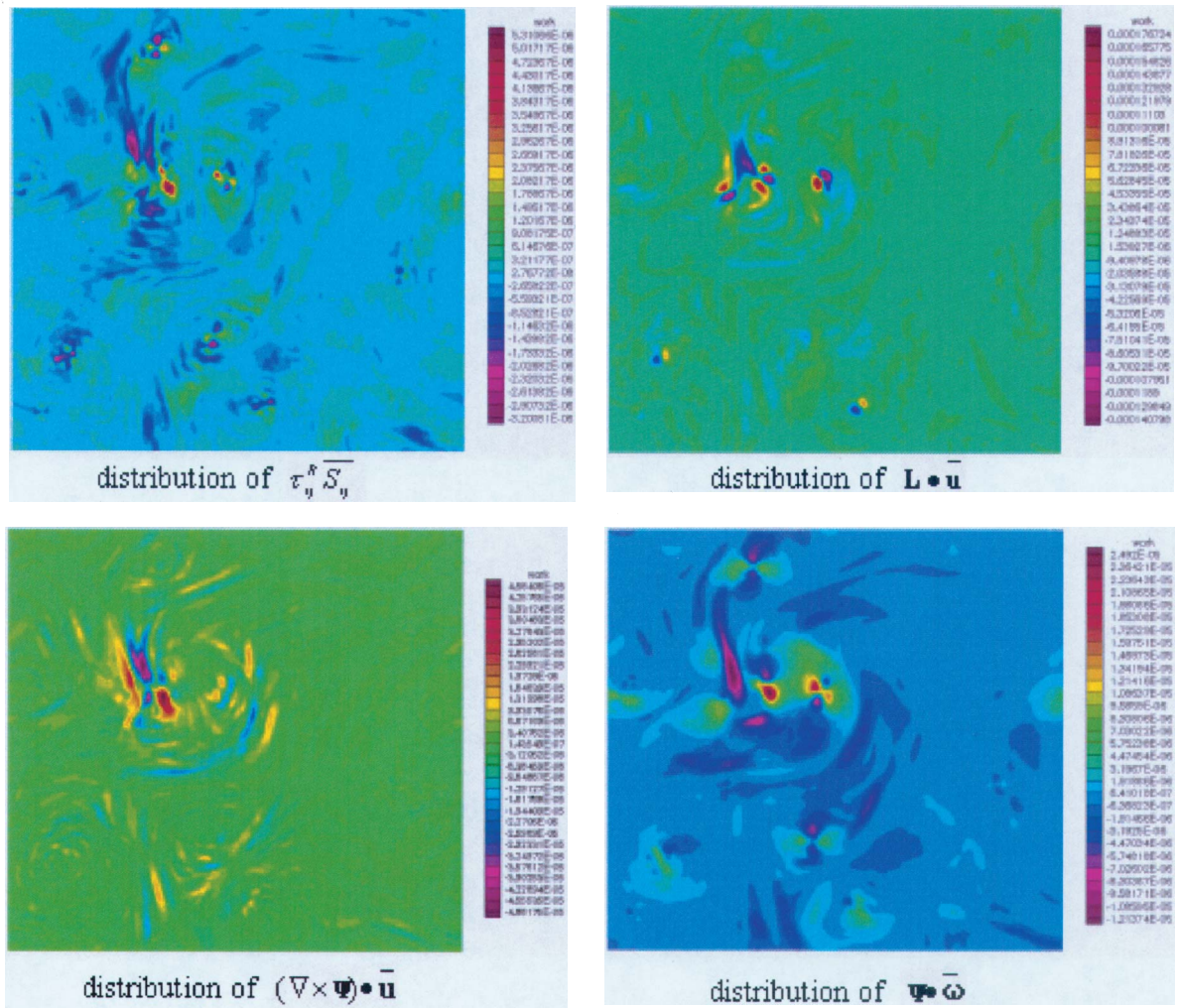


Figure 6. Flood contours of the four forms of energy transfer between resolved scales and subgrid scales.

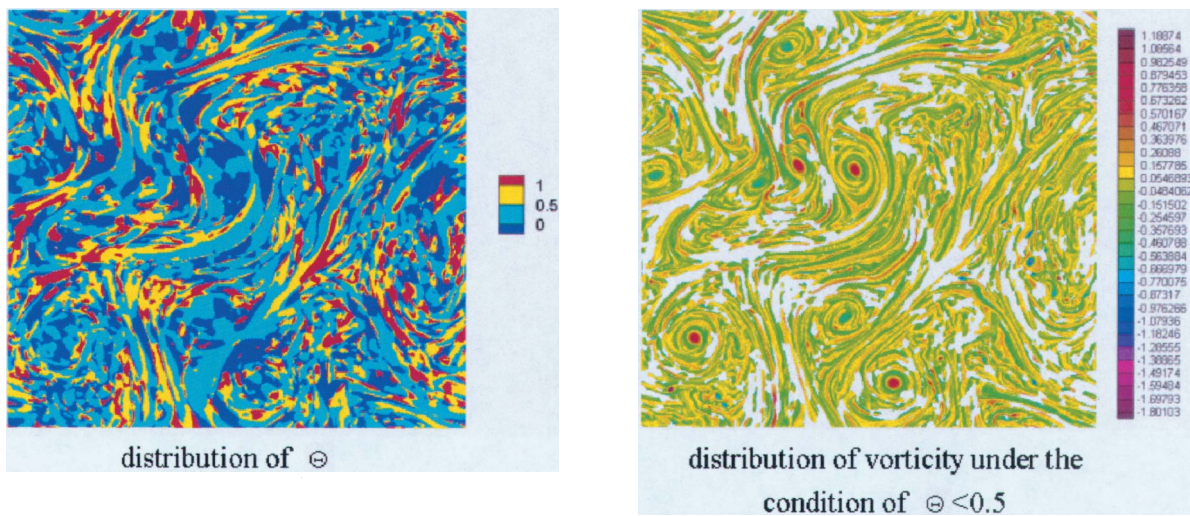


Figure 7. Flood contours of contributive proportion of transverse component over SGS Lamb vector



## No.6 二次元噴流中に存在する渦構造の合体機構

関下 信正, 蒔田 秀治(豊橋技科大)

## Mechanism of the Vortex Pairing in a Parabolic Plane Jet

N. Sekishita\* and H. Makita\*

\* Toyohashi University of Technology

## ABSTRACT

Three dimensional deformation and pairing process of vortex tubes were investigated in a two-dimensional parabolic jet exhausted from a nozzle of 10mm×400mm. Hot-wire measurement and multi-smokewire visualization were compared. Vortex pairing occurred periodically around  $X/2h \approx 7$  when the bimodal excitation conducted at  $u_s/u_f=1$ ,  $\phi=0$  deg, where  $u_f$  and  $u_s$  were fundamental and subharmonic components, respectively, and  $\phi$  was the phase deference between  $u_f$  and  $u_s$ . Vortex arrangement shifted into anti-symmetric one after the pairing. At  $\phi=120^\circ$ , the vortex pairing became to occur occasionally. When two vortices didn't paired, the symmetric arrangement was kept until far downstream. Rib structures elongated from the roll vortices were important role as the interaction between the roll vortices.

Key Words: Jet, Bimodal Excitation, Coherent Structure, Vortex Pairing, Hot-Wire Measurement Flow Visualizaiton

## 1. 緒言

噴流中の秩序構造は速度せん断によって形成され、合体や変形し、崩壊する。放物線型速度分布を有する二次元噴流の場合、線形干渉領域においてロール渦が成長し、非線形干渉領域で変形し、乱流に遷移する<sup>(1)</sup>。これまでに我々は、この噴流場をバイモーダル励起し、噴流軸に対して対称に配列したロール渦の合体と変形を調べてきた<sup>(2)(3)</sup>。なお、バイモーダル励起は、対称モードの固有周波数成分  $u_f$  (その周波数  $f_f$ ) と subharmonic 成分  $u_s$  (その周波数  $f_s$ ) の合成波(それらの位相差  $\phi_{in}$ )に基づいて音波励起する手法である<sup>(4)</sup>。

本研究の目的は、二次元噴流中のロール渦が波状に変形する機構を明らかにすることである。ロール渦の変形を熱線流速計による計測と煙線法による可視化実験を行って調べ、噴流場における秩序構造の三次元化について考察した。

## 2. 実験装置・方法

本研究では、噴流口の高さ 400mm、幅  $2h=10$ mm の 2 次元噴流風洞<sup>(3)</sup>を用いた(図 1)。噴流口での速度分布は放物線型<sup>(5)</sup>であり、最大流速  $U_0=6$ m/s、 $Re=U_0 \cdot 2h/\nu=3850$  である。励起は整流胴内の両側に設置された二つのスピーカを用い、噴出口断面中心において、次式で定義される速度変動になるように設定した。励起条件を表 1 に示す。

$$u/U_0 = u_s/U_0 \cdot \sin\theta + u_f/U_0 \cdot \sin(\theta + \phi) \quad (1)$$

なお、 $\phi=0^\circ$  の時にロール渦の合体が促進され、 $\phi=120^\circ$  の時に抑制されることが分かっている<sup>(3)</sup>。実験は、スピーカの励起信号に基づいて条件付多線式煙線法による可視化と X 型熱線プローブによる条件付計測を行った。

## 3. 実験結果と考察

ロール渦の配列と合体現象を XY 断面の可視化および計測結果で説明し、ロール渦の変形とリブ構造を XZ 断面の可視化写真で説明した後、ロール渦の変形のメカニズムについて考察する。

図 2 (a)~(c)に  $u_s/u_f=1$ ,  $\phi=0^\circ$  で、図(d)~(e)に  $u_s/u_f=1$ ,  $\phi=120^\circ$  で励起した場合の XY 断面の結果を示す。可視化写真の+印は、渦度分布(図 2 c, e)から判断したロール渦の中心位置、白丸は写真と渦度分布から判断したロール渦を示している。バイモーダル励起の励起条件である位相差  $\phi=0^\circ$  に注目すると、式(1)の位相角  $\theta=0^\circ$  では、上流

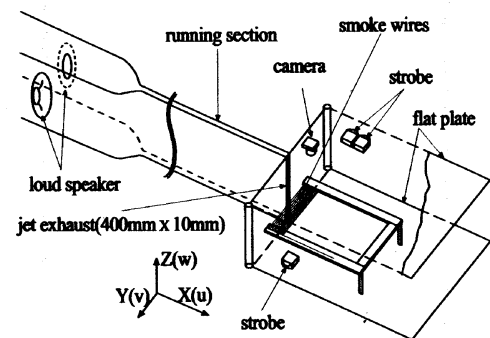


Fig.1 Experimental Setup.

Table 1 Excitation Condition.

$u_s/u_f$	$u_s/U_0$	$u_f/U_0$	$\phi$
1	1	1	$0^\circ$
2	2	1	
3	3	1	
1/1	1	1	$120^\circ$
1/2	1	2	
1/3	1	3	

の 6 つの渦は対称配列であるが、その下流の渦 F と H は合体する直前であり、次の時刻  $\theta=45^\circ$  では  $X/2h=8$  付近で渦構造が合体し、一つの大きな渦になると同時に、逆対称配列に移行している。この時、合体した渦によって反対側の渦 E はわずかに外側へ押出される。その結果、さらに  $\theta$  が進むと、上流の渦 C が時間の経過とともに、渦 E に引き寄せられるように近づき、これらが合体する。ここでは図示しないが、同じ位相差  $\phi=0^\circ$  の  $u_s/u_f=2, 3$  の場合も同様の傾向であった。 $\phi=0^\circ$  では渦の合体が常に生じることによって、合体後の渦構造は逆対称配列になる。

一方、 $u_s/u_f=1$ ,  $\phi=120^\circ$  の条件では、図 2(a)→(b)と同様に、渦 F と H が  $X/2h=7$  付近で合体し、合体後は逆対称になっているものもあるが、 $\phi=0^\circ$  のように常に合体が生じているわけではなく、対称配列のまま渦構造が下流へ流れていく場合も観察された(図 2d, e)。このように  $\phi_{in}=120^\circ$  の場合、渦の合体が定常的に起こっているわけではない。



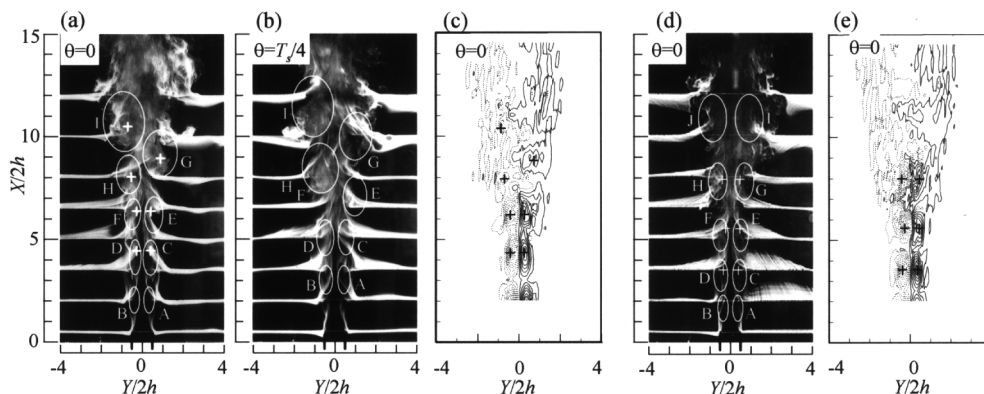


Fig. 2 Vortex arrangements for (a, b, c)  $u_s/u_f=1$  at  $\phi=0^\circ$  and (d, e)  $u_s/u_f=1$  at  $\phi=120^\circ$ . (a, b, d) Smokewire visualization, (c, e) contour maps of  $\langle \omega_z \rangle \cdot 2h/U_0$ , the lowest level:  $5 \times 10^{-4}$ , the other levels:  $1 \times 10^{-3}$  steps, solid line: positive value, dotted line: negative value, +: vortex center.

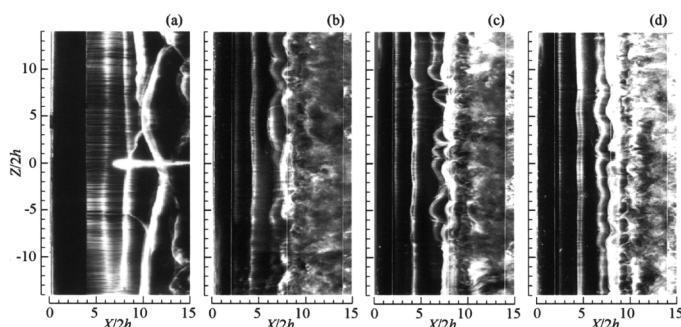


Fig. 3 Vortex tubes for non-excited (a) and excited jets of (b)  $u_s/u_f=1$ ,  $\phi=0^\circ$ , (c)  $u_s/u_f=2$ ,  $\phi=0^\circ$  and (d)  $u_s/u_f=1$ ,  $\phi=120^\circ$ .

次に、ロール渦の変形について説明するために、XZ断面の可視化写真を図3に示す。励起しない自然噴流の場合(図3a)、ロール渦が大きく湾曲しており、この写真では流れ方向に並ぶ渦同士が絡み付いているところが捉えられているが、この場合、図3(a)に示したような合体は不規則に発生していた。一方、バイモーダル励起した場合(図3b~d)、線形干渉領域( $X/2h \leq 3$ )では真直ぐなロール渦が、その下流で波状に変形している。図3(b), (c)はいずれも $\phi=0^\circ$ の場合であるが、 $X/2h=7 \sim 8$ 付近において波状に変形したロール渦同士が合体していることから、ロール渦の波状変形が合体を引き起こしていると考えられる。一方、 $\phi=120^\circ$ の場合(図3d)、非線形干渉領域でのロール渦は波状に変形するものの、流れ方向に並んだロール渦の変形が揃っているために、それらが合体せずに、乱流に遷移するため、乱雑化領域で崩壊している。

次に、リブ構造について説明するために、リブ構造が顕著に観察された $u_s/u_f=2$ ,  $\phi=0^\circ$ の拡大写真を図4に示す。位相角 $\theta=0^\circ$ ではZ軸方向に軸を持つロール渦同士をつなぐように筋状の構造が観察でき、これはリブ構造であると考えられる。位相角 $\theta=45^\circ$ では、ロール渦が波状に変形して下流側に突き出た部分にリブ構造が観察でき、波状変形にリブ構造が重要な役割を果たしていることが考えられる。各励起条件について、約100枚の可視化写真から、波状変形の平均流れ方向スケール $L_x$ 、および、平均鉛直方向スケール $L_z$ を算出した(表2)。このスケールと奥出らの結果<sup>(6)</sup>を比較する。奥出らは、静水槽の中で円柱(直径 $d$ )を回転させ、その近傍にできるきのこ渦との間隔 $p/d$ と回転レイノルズ数 $Re_r$ の関係を調べた。本研究のロール渦が回転円柱、それに巻きつくリブ構造をきのこ渦と考え、回転レイノルズ数からリブ構造の間隔を推定してみる。本噴流場の場合、渦度分布(図2c)の渦Fについて検討すると、ロール渦の直径 $D \approx 1.1 \times 10^{-2} \text{m}$ 、循環 $\Gamma = 1.0 \times 10^{-3} \text{m}^2/\text{s}$ であ

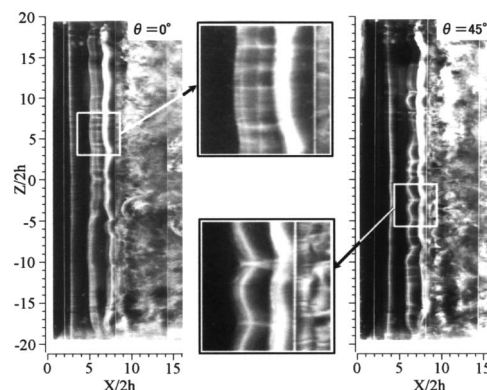


Fig. 4 Rib structure in the bimodally excited jet for  $u_s/u_f=2$  and  $\phi=0^\circ$ .

Table 2 Streamwise and vertical scales of wavy structure.

$u_s/u_f$	$L_x/2h$	$L_z/2h$
1/1	1.0	3.0
2/1	1.3	2.7
3/1	2.3	2.4

り、それらから算出される回転の速度 $V=3.1 \times 10^{-2} \text{m/s}$ から、回転レイノルズ数は $Re_r=VD/\nu \sim 20$ であり、奥出の実験結果からリブ構造の間隔 $p/d$ は4~5となる。ロール渦の直径は $D \approx 1.1 \times 10^{-2} \text{m} \approx 2h$ であることから、いま算出した $p/d=4 \sim 5$ は表2に示す $L_z/2h$ の値とほぼ同一のオーダーであり、ロール渦の回転によってリブ構造ができ、それがロール渦を歪めて三次元化するものと考えられる。

#### 4. 結論

2次元噴流をバイモーダル励起し、ロール渦の変形と合体について明らかにした。バイモーダル励起の位相差 $\phi=0^\circ$ の場合、対称配列で流れ方向に並ぶ大小のロール渦の合体が噴流軸に対して左右交互に生じ、合体後の渦配列は逆対称配列に移行する。一方、 $\phi=120^\circ$ の時、渦の合体が定常的に起こらず、合体が生じなかった場合には対称配列の渦構造がより下流側まで維持された。渦の合体はロール渦の波状変形によって引起されるが、波状変形はロール渦を繋ぐリブ構造によって起こるものと考えられる。

#### 参考文献

- (1) Makita, H., & Hasegawa, T., in *Eddy Structure Identification in Free Turbulent Shear Flows* (1993), 77, Kluwer
- (2) 関下・蔭田・三好, 日本流体力学会誌, 19 巻別冊 (2000), 523.
- (3) 三好・蔭田・関下・山口, 日本機械学会 2000 年度年次大会講演論文集IV, 00-1 (2000), 137.
- (4) 豊田・Hussain, F., 機論 B, 55-514 (1989), 1542.
- (5) 蔭田・大谷・石角, 機論 B, 54-504 (1988), 1938.
- (6) 奥出・大蔵・早藤, ながれ, 21 (2002), 78.

## No.7

## 層流境界層の剥離の実験

佐藤 浩、 斉藤博之助、中村 宏 （ながれ研究集団）

## Experiments on the separation of laminar boundary layers

H.Sato H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

## ABSTRACT

The separation of laminar boundary layer was observed in the flow of water by hydrogen bubble technique and hot-wire velocimeter. The purpose of experiment is to compare results of two different methods. The separation was caused by 4 different devices including a fence, a semi-cylinder in the boundary layer and separation from trailing edge. In all cases we observed the remarkable disagreement between two results. It is clear that in order to understand complicated turbulent flows we have to use all available devices and fuse them by numerical computations.

Key Words : laminar boundary layer, separation, hydrogen bubble, hot wire in water

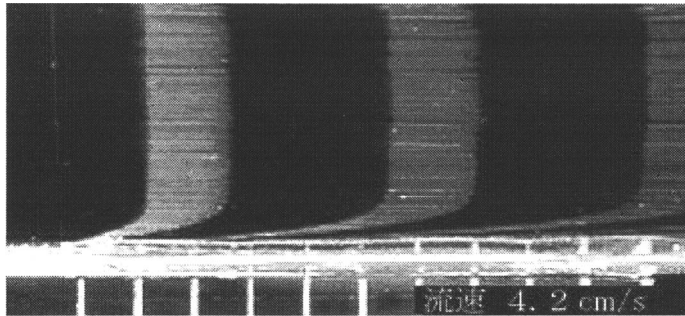
## 0. はしがき

流れを理解するための実験技術は数多くありますが、我々の流れの理解は使う技術によって違います。時にはまるっきり正反対になることも珍しくはありません。特に大きな違いは熱線風速計のような、空間の中の一点での連続観察と、可視化と言われる全空間の短時間観察です。この両方にはそれぞれ専門家がいて、自分の領域を守っていますが、もっと交流を密にする必要があります。ここに提供するのとは流水槽の中に置かれた平板の上の層流境界層がいろいろな方法で剥離するときの流れについての熱線流速計と水素気泡観察の結果の比較です。

実験は小型の流水槽、全体の大きさが

100 cm x 50 cm、測定部の断面15 cm x 15 cmの中で行われました。流速範囲は3 - 13 cm/sで、平板の長さが11 cmのとき境界層の排除厚さにもとずくレイノルズ数は290 - 600です。

使用流体は0.1%の食塩水で、その中で35ミクロンの水素気泡線と太さ10ミクロン、長さ5 mmの白金を使った熱線流速計が使用されました。水の中の熱線は空気の場合に比べて一桁以上のエネルギー消費があり、定温度作動にはパワー部分を付加する必要があります。今回はそれは取り付けられておらず、定電流作動となっています。熱線はトラバース装置の上に載せられて、1/100 mmのきざみで移動させることができます。

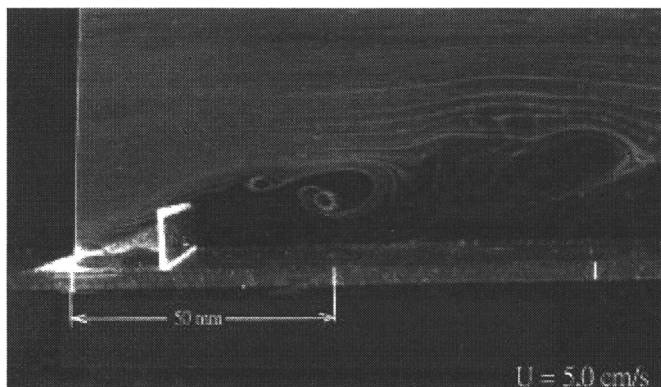


第 1 図

第 1 図は断続水素気泡で観察された境界層の速度分布です。ブラジウスの分布がはっきりと見られます。

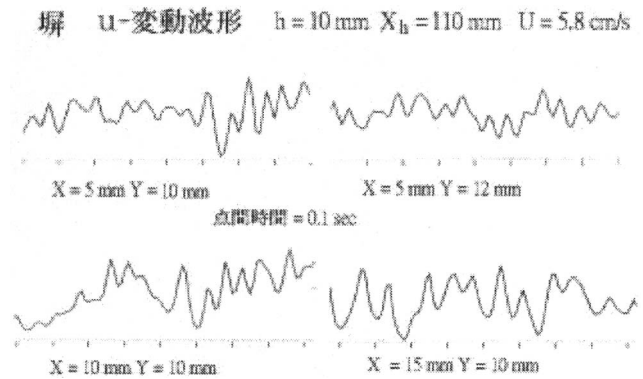
### 1. 境界層の中の堀

前縁の 110 mm 下流に、高さ 10 mm の 2 次元の堀を立てました。境界層は上縁で剥離します。気泡写真が第 2 図で、下流



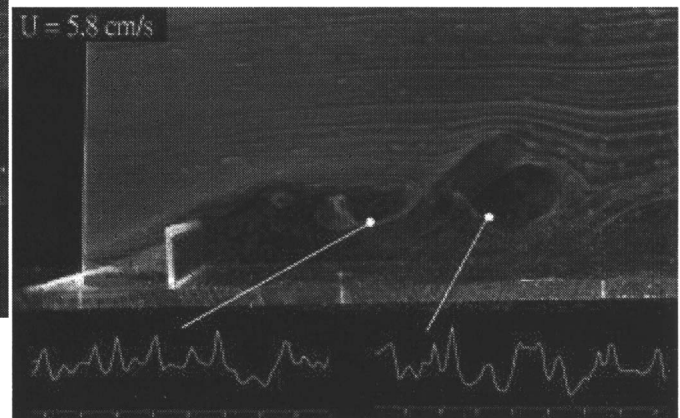
第 2 図

に渦らしいものが見られます。ここで注意が必要なのは、この実験条件で何時も渦が発生すると思いこまないことです。この種の実験をしているときの最大の誘惑は、綺麗な渦の絵を撮りたいということです。渦が出ていないときは勿論、出ていても大きく変形しているものは見過ごして、綺麗なだけの追いかけます。しかし崩れたような渦もそれが実在の流れなのですから、それを無視することは公平ではありません。またもう一つの注意は泡の見えない部分です。ついいうっかりすると、この暗いところには流れが無いと思ってしまいますがそれは間違いです。



第 3 図

熱線流速計の出力の例を第 3 図に示しました。熱線の周波数特性には疑問があります。また水温の変化による特性の変化もあります。なんやかやで精度が下がりますので、定性的なものと思って下さい。波形を見ると周期的な変動も見られます。しかし水槽は低乱ではありませんので、定量的な議論は止めておきます。



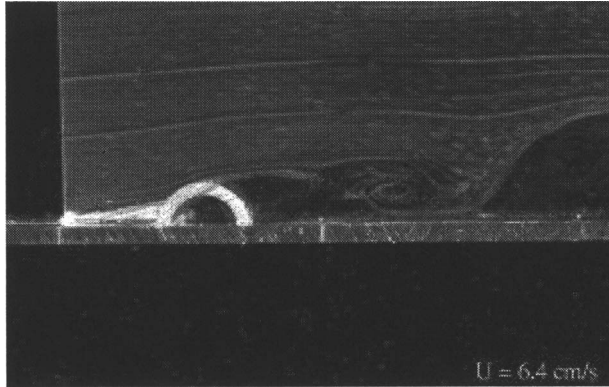
第 4 図

第 4 図は泡写真と熱線との対応を示しています。これは同時測定ではありません。熱線では堀の近くに関心があるのに比べて、泡はもっと大規模な範囲を見ています。このような大雑把な泡写真では速度の細かい変動を見ることは出来ません。

### 2. 境界層の中の半円柱

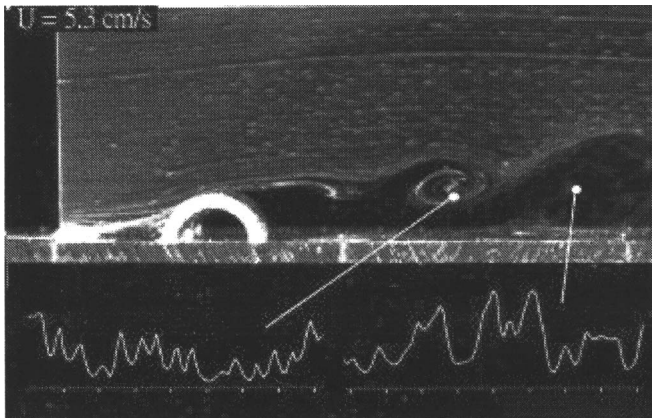
剥離点が固定されて動かない堀に比べて自由に動ける滑らかな曲面では違いがあるかと思い、半円柱を流れと直角に、境界層





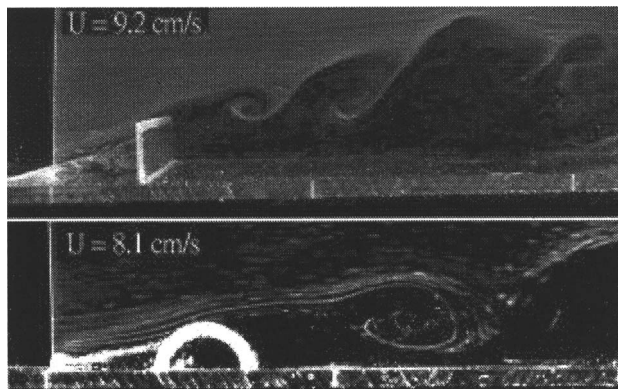
第5図

の中に置きました。この場合は剥離層がもう一度平板に付着しやすくなります。第5



第6図

図は泡線写真の一例です。塀の場合と同じように泡の写真と熱線の出力の比較を第6図に示しました。塀を立てた場合と同じように、熱線は剥離点の近くばかりに気を取られているし、泡の方は全体の流れを見えています。

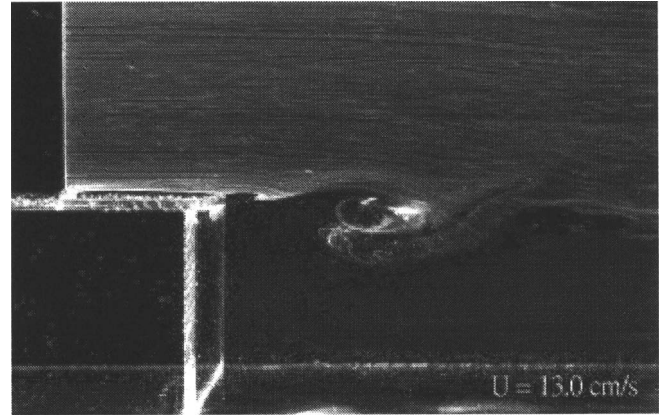


第7図

第7図は同じ泡写真で塀と半円柱の場合の比較です。渦の出来方のちょっとした違

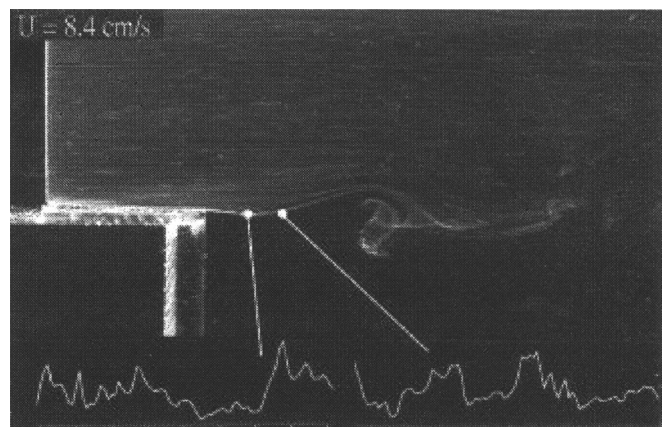
いを見ることが出来ます。塀に比べて半円柱の場合は渦が平板に近づいています。

### 3. 直角後縁からの剥離



第8図

次は後縁が直角に落ちた、境界条件の急変という形の剥離です。第8図は泡写真の一例です。下流では渦が出来ているのが見られます。泡の届かない下半分は真っ暗で、そこで何が起きているか分かりません。

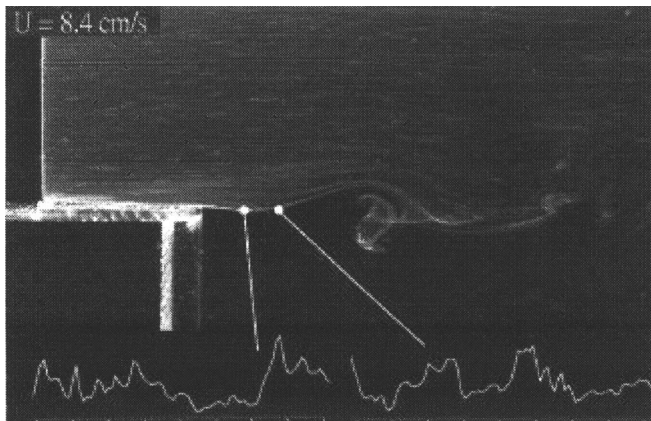


第9図

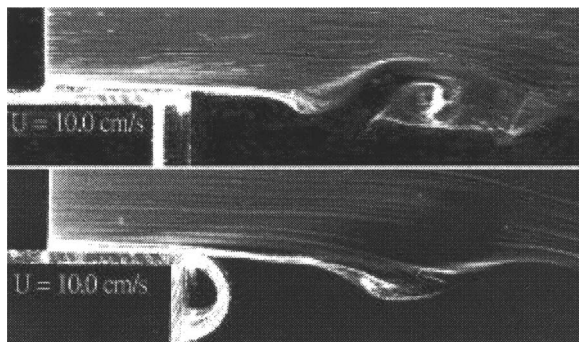
第9図は熱線出力との比較です。熱線には周期的な変動が含まれています。この種の実験は広く行われており、今回の結果もそれらとほぼ一致しています。

### 4. 半円後縁からの剥離

剥離点が固定していない場合として後縁に丸みが付いているときの実験をしました。流れは基本的には直角後縁の場合と違います。第10図は泡写真と熱線との比較です。



第 10 図



第 11 図

第 11 図は後縁の形の違いによる流れの違いを示しています。同じ流速ですが半円後縁の方がやや滑らかな流れになっているようにも見えます。しかしこれらはある瞬間の絵であって、いつでもそうゆうふうになっているわけでもありません。

## 5. 考察

まずこの実験で使われた幾つかの測定技術について考察します。

水素気泡による観察には避けられない本質的な弱点があります。それは写真に撮られた泡の位置はそれが発生してから撮られるまでの時間または空間の間の積分効果だということです。これを我々はかつて”古い煙は人をだます。”と表現しました。煙や泡はいわばラグランジュ的に追跡されているのですが、我々に馴染み深いオイラー量であるかのように扱っているのです。

この実験でどのような剥離にも共通しているのは泡線観察と熱線測定の驚くべき不

一致です。それには理由があります。泡線写真はいつも流れ場の全体を見ているに対して熱線はその置かれた場所の付近だけの情報に重点があるのです。この規模の違いが大きな不一致の原因になります。泡線の動画は我々にもっと豊富な情報を提供しますが、現在の制度ではこれを出版して周知することはできません。これも時間的変動が大切な流体運動には非常に大切なことです。

2次元、軸対称といった、単純で、基礎的な流れについての我々の知見は豊富で、正確なものになってきました。しかし台風や、内燃機関のシリンダーの中の流れのような、いわゆる複雑乱流については手も足も出ないのが実状です。すべての流体力学者は基礎的な流れが理解できれば、その組み合わせでどんな流れも理解できると信じてきました。しかし流体運動に本質的な非線形性はそんな甘い考えをふっとばしてしまいました。複雑乱流についてはいわゆるベテランも頭を抱えます。

ここに提案するのは色々な測定、観察技術と、数値計算の協力です。流れの中に入れる熱線風速計の数には限りがあります。また粒子を使う観察、測定にもそれなりの限界があります。これらを補うのが数値計算です。ただの数学的な内挿、外挿でなく、NS方程式を含む力学的な内、外挿を行ってデータを豊富にします。気泡観察に固有な問題もこれで解決できるでしょう。色々な測定技術にはそれぞれ固有の誤差があります。それらも考えにいれなければなりません。複雑乱流の持つ情報量は気が遠くなるほどのもので、それをどのように引き出すかという技術の開発も問題になります。これらは決して容易な仕事ではありませんが、これ以外に複雑乱流を扱う手段はありません。



**No.8****An Experimental Study on Side Flow Stabilization  
by using Stepped Nosed Method**

Anang Cakrawala and Akira Umemura

Nagoya University, Aerospace Engineering Department, Propulsion Lab.

1- Furocho Chikusa-ku , Nagoya 464-8601, JAPAN

(E-mail : [anang@prop.nuae.nagoya-u.ac.jp](mailto:anang@prop.nuae.nagoya-u.ac.jp))**Abstract**

Experimental study on fluid flow characteristics around step obstacle at angle of attack zero were carried out for Reynolds number in the range  $0.5 \times 10^5$  to  $1.5 \times 10^5$ . Previous experiment study shows optimum stepped configuration obtains for some case of step height. In order to understand the structure of fluid flow around optimum configuration of the stepped nosed obstacle, we has been carry out an experimental study by using stepped nosed model result in various step height and stepped length. A small rectangular attached to a square cylinder, which is configure various stepped nosed obstacle, reduced the drag coefficient significantly. The underlying physics are that (1) the vortices trapped in the step regions produce the thrust forces acting on the step surfaces facing against the uniform stream which cancel the drag force acting on the front surface of the stepped nose obstacle and that (2) the tangent reattachment of the flow separating from the front surface edges to the side surfaces of the main body decreases the suction pressure acting on the back surface of the main body. In the present study, we would like to clarify the flow structure at the optimum stepped configuration. The optimum stepped configuration means the stepped nosed obstacle with minimum drag force. It is also examine the effect of Reynolds number for optimum stepped configuration.

This paper describe experimental result on the optimum stepped configuration include the following:

- A. Stepped obstacle drag coefficient map.
- B. Surface pressure distribution
- C. Flow visualization
- D. Strouhal number measurement

Experimental results shows there is no significant Reynolds number effect in case  $Re$  between  $0.5 \times 10^5 \sim 1.5 \times 10^5$ . Since Separation on bluff body such as stepped nosed obstacle occurs directly from the both front corner. The flow on side surface of the stepped obstacle shows stable, low turbulence intensity and almost attach to side surface of the obstacle. This condition result to narrow wakes and increase Strouhal number.

**1. Introductions**

The present work is an extension of previous investigation by using numerical simulation on stepped nose obstacle. It is known that step nose method is effective to reduce total drag of the obstacle until half of obstacle without treatment. However, an effect of stepped nose mode in turbulent flow has not been fully understood especially research on experimental. our experimental will be complete an information on flow around stepped nose model for Reynolds number around  $1.0 \times 10^5$  where obstacle height ( $H$ ) and test section inlet velocity ( $U_\infty$ ) used as references.

Separated flows are typical flows around bluff bodies that occur in a large variety of environmental and engineering situations. The recirculating flow regions also known as separation bubbles encountered in this flow have a significant impact on the performance of airfoil at higher angles of attack, turbine blades,

diffusers, heat exchangers, combustors and so on. Separated flows determine the drag of road vehicles and are the dominant feature of atmospheric flows over buildings, fence, and hills. They are also critical factors in the designing structures, such as bridges, which are susceptible to potentially disastrous wind.

Stepped nose obstacle is a method that treats such problems by controlling flow instability and boundary layer growth at the sidewall of a bluff nose obstacle. This paper summarizes a detailed experimental investigation on flow field measurements were made using, X-probe hotwire anemometer and surface pressure. All quantities were made dimensionless. The length, velocity, and time were made dimensionless using the obstacle height  $H$  and uniform velocity  $U$ .

**2. Apparatus and experimental procedures****2.1 Flow parameter and model dimensions**

The experiments were conducted with a 45 cm x 34 cm wind tunnel at Nagoya University Propulsion Energy Systems Laboratory. Figure 1 illustrates how to construct the tested, two-dimensional, stepped nose obstacles with various step sizes. A block with square cross section is partially inserted into a casing, which constitutes the square form of main body of stepped nose obstacle. The size of the main body is  $H$ . The step height ( $h$ ) is determined by the casing thickness, while the step length ( $l$ ) can be varied by changing the insertion block. As shown in

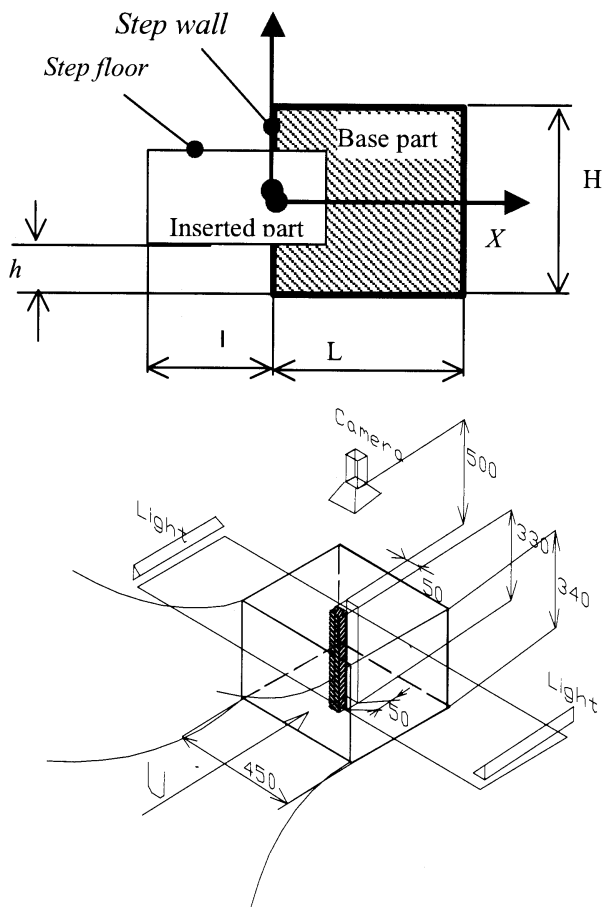


Figure 1. Experimental setup and model description

Fig. 1, the beam constructed in this way is mounted at the center of the test section, and about 20 times model height downstream of the end of contraction. Here, we apply only solid blockage of the model to corrected dynamic pressure value at the center of test section which use ass free stream flow velocity. The solid blockage of the stepped nose obstacles used in the present experiment was about 10 percents. Reynolds number based on the obstacle height ( $H = 50$  mm) and depend on free stream flow velocity variation ( $U_\infty = 10$  to 30 m/s) is about  $0.5 \times 10^5$  to  $1.5 \times 10^5$ . The

obstacle was mounted at the center of the test section, and about 20 times model height downstream of the end of contraction, as shown in Fig. 1. We consider that this experiment is enough to measure the stepped nose effect on side flow properties in the two-dimensional flow around a stepped nose obstacle.

## 2.2 Pressure measurement apparatus

The static pressure along the body surface was measured by means of pressure transducers. Pressure orifices with 0.5 mm diameter were drilled both in the casing and in the inserting block to measure the surface static pressure distribution at the mid-span of the obstacle. The main body part was instrumented with 28 pressure orifices, and the inserted block with 6 to 18 pressure orifices. In order to minimize interference effects between pressure orifices, the pressure orifices were arranged inclined to the uniform stream. To prevent the time lag difference of each pressure orifice measurement, almost same length of vinyl tubes was used to connect the transducer to the orifice on the obstacle. The static pressure distribution on the surface of the stepped nose obstacle was measured using differential pressure transducers and a 48-port scanivalve system.

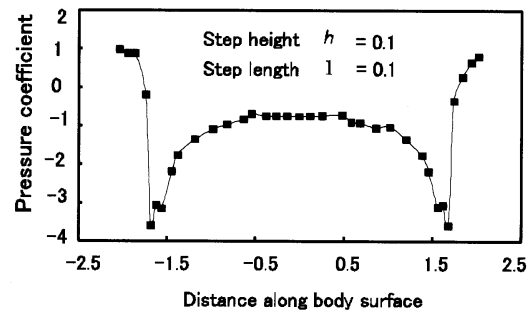


Figure 2. Pressure distribution along surface model

## 2.3 Turbulence measurements

Turbulence levels in this measurement were very high where the flow is separated from the obstacle. We used the turbulence intensity measurement method as used by Fernholz, H.H. and J. D. Vagt (1981) in the turbulence measurement of an adverse pressure gradient three-dimensional turbulence boundary layer along a circular cylinder. In the experiment, a time-averaged turbulence measurement was used to measure the turbulence intensities around the obstacle. The hot-wire anemometer measurement was conducted at fixed sampling time  $t = 1.0 \sim 2.0$  sec, sampling frequency  $f = 1000$  Hz  $\sim 5000$  Hz. The total number of data point at

each measuring point was 2048 ~ 5096.

### 3. Results and Discussion

#### 3.1 Pressure distribution dependences on stepped nose configuration

The time-averaged surface pressure distribution was measured for various step lengths and step heights. Figure 2 shows surface pressure distribution for step height = 0.1 and step length = 0.1 when the stepped nosed obstacle reach the optimum drag reduction is plotted to distance from center of forebody move clockwise.

The results are shown in Fig. 2, which indicates that the pressure distribution at step region is significantly reducing drag of the obstacle. The pressure distribution also shown the pressure distribution recovers at side surface of the stepped nosed obstacle.

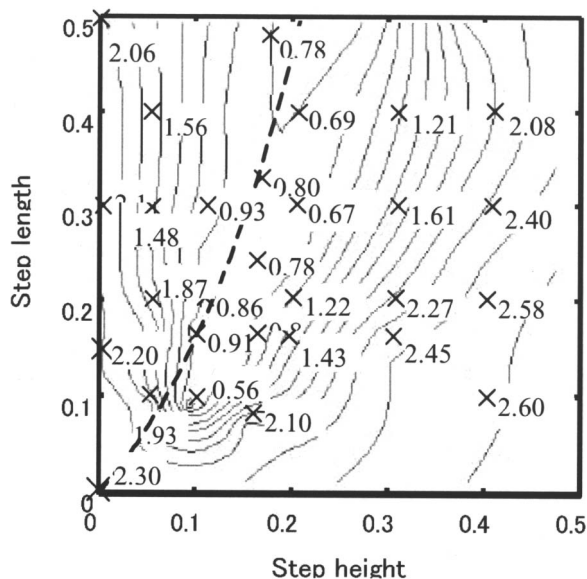


Figure 3 Contour of drag coefficient for various step length and step height.

#### 3.2. Drag coefficient dependences on step configuration

The drag coefficient of the stepped corner obstacle is obtained by integrating the pressure coefficient over the surfaces facing parallel to the uniform stream.

Experimental result on drag coefficient for various step length and step height is shown at fig. 3. In area at step height ( $h$ ) range 0.1 to 0.2 and step length ( $l$ ) range 0.15 to 0.4 shows that the drag coefficient becomes minimum. In this condition we consider that the stepped nosed obstacle has a maximum drag on drag reduction. The stepped nosed configuration in this area namely optimum stepped configuration. This figure also shows

good agreement with theoretical result on drag force of stepped nosed obstacle. at area when step height more than 0.3, shows drag coefficient higher than square obstacle. The reason is separated flow from forebody reattach at the step wall (see fig.1). Thus, high positive occurs on both of step region.

In contrast with stepped nose obstacle with optimum step configuration, separated flow on side surface was prevented then the net drag at forebody surface of the step obstacle considerably becomes zero. The flow visualization by using smoked machine indicated that the flow in optimum step configuration was stable than others step obstacle. As illustrates in Fig. 4 those large scale of separated flow was prevented in optimum step configuration. However, the large scale of separation occurs in side surface of the others obstacle.

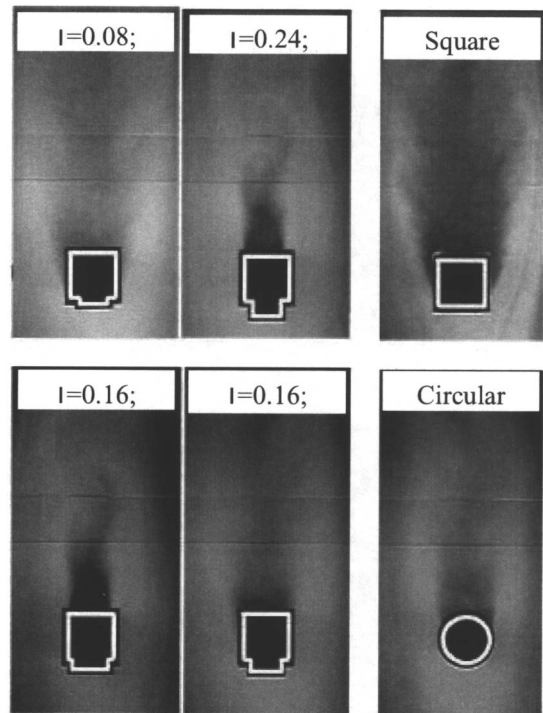


Figure 4. Flow visualization around step nose obstacle at the Reynolds number  $2.5 \times 10^4$

#### 3.3 Turbulence measurement at side surface of the stepped nose obstacle

The turbulence intensities decay drastically as increasing step length beyond a certain value. We consider that strength of the vortex trapped in the step region significantly affects the streamline pattern of the separated flow. Figure 5 shows the characteristics of the turbulence intensities in various step lengths.

$Tu_{\text{bottom}}$  denotes turbulence at measuring position closes to the side surface,  $Tu_{\text{max}}$  denotes the maximum



turbulence intensity at measuring station, and  $Tu_{edge}$  denotes the turbulence intensity at edge of measuring station ( $Y/H = 3.5$ ). We can conclude that the optimum stepped nose could reduce the turbulence intensities  $Tu < 10\%$ , instead of  $Tu = 50\%$  for other case configurations. Thus, the turbulence growth on the side surface for the optimum stepped nose obstacle is similar with turbulence growth on plate surface.

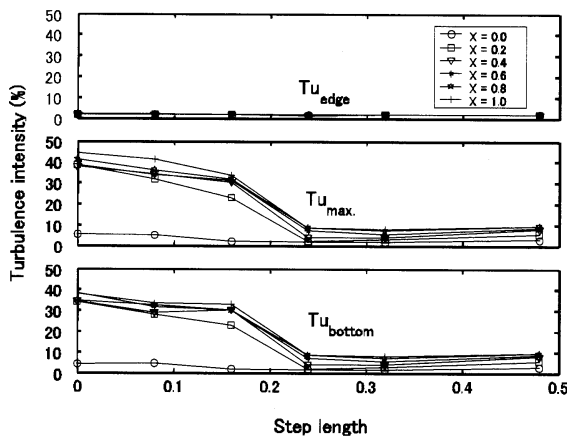


Figure 5. Turbulence measurement in various step lengths

#### 4. Strouhal Number Measurements

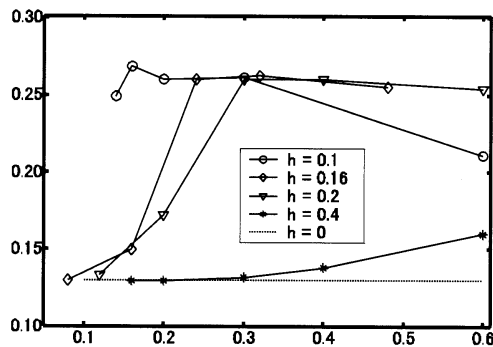


Figure 6. Strouhal number ( $St$ ) in various step lengths and step heights

One important quantity taken into account in the present analysis is Strouhal number ( $St$ ). It is measured by hotwire anemometer behind the obstacle. The characteristics of frequency  $f$  were determined by spectral analysis fast furrier transformations, FFT of flow velocity measured behind the model. Figure 7 shows summarizes of the Strouhal number analysis in various step length. An increase of Strouhal number at the optimum step configuration implies altering the flow properties of step obstacle. As expected, the large scale

of separation occurs on side surface result in large-scale vortices produced. However, at the optimum step configuration the large scale of separated flow were prevented, then turbulence intensity decayed. Thus, Strouhal number becomes increase.

#### 5. Conclusions

An experimental investigation of stepped nose effects in various step lengths and heights placed at forebody of square cylinder has been investigated. From this investigation we learned that, there is an optimum size of step configuration, where the net drag force at forebody of the stepped nose obstacle becomes zero, the turbulence growth at side surface of the stepped nose obstacle become suppressed, and stabilized. Furthermore, turbulence intensity at side surface becomes lower than 10% of free stream velocity. It is concluded that at the side surface of the obstacle, stepped nose configuration, the separated flow is affected in such a way that a stable boundary layer profile is obtained. The turbulence intensities of the optimum stepped nose configuration could be suppressed down to a 10% of free stream velocity. This leads to stable Von-Karman vortex configuration and low base pressure, and large drag reduction.

The pressure measurement was conducted for various step lengths. It is concluded that the suction pressure acting on the step region, and base pressures at the back surface of the obstacle, depend on the step length. For the optimum stepped nose configuration the pressure relaxation are observed at side surface. This leads to a stable boundary layer and low base pressure.

#### 6. References

- [1] Fernholz, H. H., and Vagt, j.D., 1981, Turbulence measurement in an adverse pressure gradient three dimensional turbulent boundary layer along circular cyliner, *Journal of fluid mechanics*, **111**, pp233-269.
- [2] Ota, T., Asano, T. and Okawa, J., Reattachment length and transition of separated flow over blunt flat plates, *bulletin of the Japan Society for Mechanical Engineers*, **24**, 941-947, 1981.
- [3] Lane, J.C. and Loehrke, R.I., Leading edge separation from blunt plate at low Reynolds number, *Transaction of the ASME*, **102**, 494-496, 1980.
- [4] K. Watanabe et all., Patent number 2000-233767, Japan Patent Agency.
- [5] Roshko, A., On the Wake and Drag of Bluff Bodies, *J. Aero. Sci.*, **22**, 2-\*\*, 1955.

## No.9 超音速境界層の振動マッハ波に対する受容性

坂上 昇史（阪府大工） 西岡 通男（阪府大工）

### On the Receptivity of Supersonic Boundary Layer to Oscillating Mach Waves

Shoji SAKAUE\* and Michio NISHIOKA\*

\* Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

#### ABSTRACT

The present paper describes our numerical study of supersonic boundary layer receptivity to oscillating Mach waves incident onto leading edge at a freestream Mach number 2.2. We examine the external disturbance field around the leading edge in detail to clarify the formation of oscillating Stokes layer and its evolution into TS wave.

Key Words: Supersonic Boundary Layer, Receptivity, Oscillating Mach Wave, Stokes Layer

#### 1. はじめに

超音速風洞実験で境界層の乱流遷移を調べる場合、風洞側壁の乱流境界層から放射される音波の影響が問題となることはよく知られている<sup>1)</sup>。そのため、音波が物体前縁に入射する場合の超音速境界層の受容過程を調べた実験<sup>2,3)</sup>や数値的研究<sup>4,7)</sup>が行われているが、音波が超音速境界層に入射する場合の流れ場は複雑で実験的に明らかにすることが困難であること、数値的研究でTS波動が励起される前縁近傍の受容領域を詳しく調べた研究がほとんど無いことから、入射音波に対する超音速境界層の受容性はまだ解明されていない。そこで、筆者らは、主流中を伝播する音波をポテンシャル流理論を用いて振動マッハ波として記述し、それが前縁に入射するときの受容過程を数値計算で調べ<sup>6,7)</sup>、(1)TS波動は前縁のごく近傍で形成されること、(2)励起されるTS波動の振幅は物体前縁に形成される衝撃波直後の変動場に依存すること、などを明らかにした。

本研究では、平板前縁に振動マッハ波が入射する場合について数値計算を行い、外乱場としての前縁近傍の変動場を非粘性・粘性流について詳細に調べ、励起されるTS波動の受容過程やその強さを決める要因について調べた。

#### 2. 数値計算法と計算モデル

主流マッハ数  $M_1 = 2.2$  の超音速流中に迎角零で置かれた平板上に形成される2次元超音速境界層を対象とする。座標原点を平板前縁におき、主流方向に  $x$  軸、流れと垂直方向に  $y$  軸をとる。支配方程式は主流速度  $U_1$ 、密度  $\rho_1$ 、粘性係数  $\mu_1$ 、代表長さ  $L$  で無次元化された2次元圧縮性 N-S 方程式を用いる。計算領域下流境界  $x = 40$  における排除厚さを代

表長さに取り、レイノルズ数は 649.44 である。前縁近傍の最小格子幅に基づくレイノルズ数は 3.25 である。

計算は、対流項に3次精度の TVD 法<sup>8)</sup>、粘性項に2次精度の中心差分を用いて離散化し、時間積分は2次精度の陽解法を用いる。境界条件は、壁面は滑りなし・断熱、上下境界は無反射、下流境界は零次外挿とし、上流境界は一樣流に以下に示す振動マッハ波を重ね合わせて与えた。

振動マッハ波は、局所的・周期的で微小な強さの吹き出し・吸い込み源から放射され平板前縁に下方から入射するものとする。この局所攪乱源を  $y$  方向速度変動  $\tilde{v} = v(x) e^{i\omega t}$ 、

$$v(x) = \begin{cases} A_w \cos^2(\pi(x-x_0)/2s) & : |x-x_0| \leq s \\ 0 & : |x-x_0| > s \end{cases}$$

で表し、角周波数  $\omega$  を 0.18、強さ  $A_w$  を主流速度の 0.2%、長さ  $2s$  を 4.0 および 18.0、攪乱源の中心を  $x_0 = -23.5$ 、 $y_0 = -12.0$  とする。この中心から引いたマッハ線上に前縁が存在する。角周波数  $\omega = 0.18$  のTS波動は  $x = 60$  で増幅率最大となるものであり、その固有値は  $\alpha = 0.2766 - i 0.1344 \times 10^{-2}$ 、波長  $\lambda$  は 22.71 である。なお、結果は主に  $2s = 4.0$  の場合について示す。

#### 3. 計算結果と考察

前縁近傍の変動場を圧力変動と  $x$  方向の速度  $u$  変動の等位相面で図1に示す。図1(a)は非粘性流、(b)は粘性流の場合である。マッハ線の方に伝播している変動が、前縁に形成される衝撃波等の不連続面を過ぎた後、下流方向へ伝播していく様子が見てとれる。非粘性流の場合、不連続面下流は時間平均流

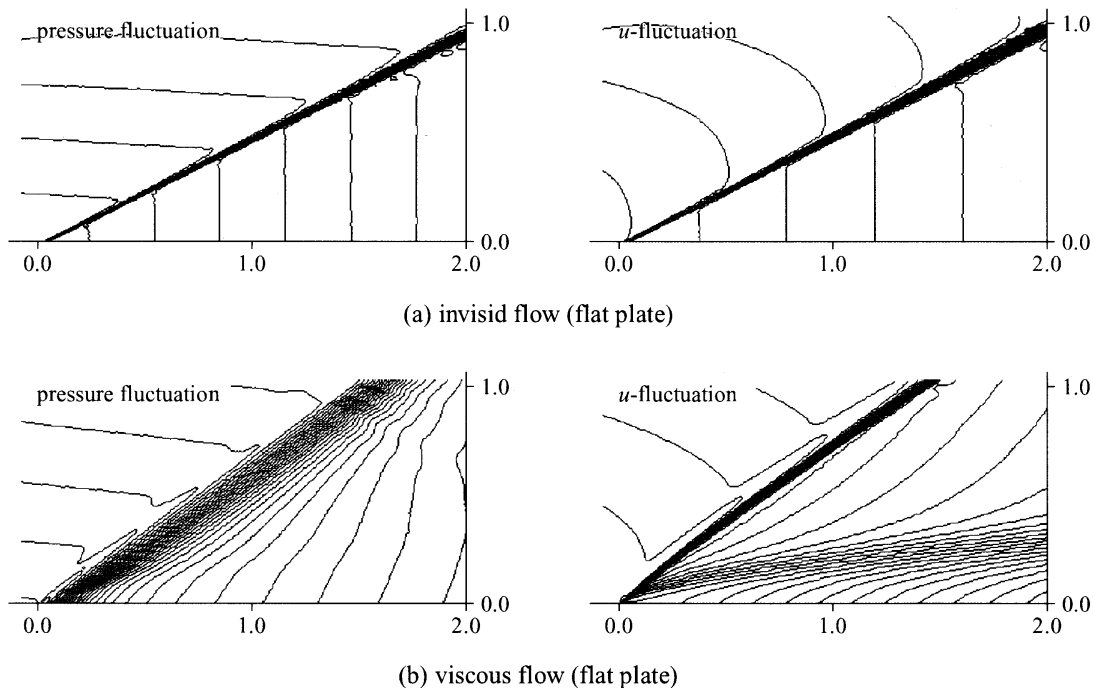


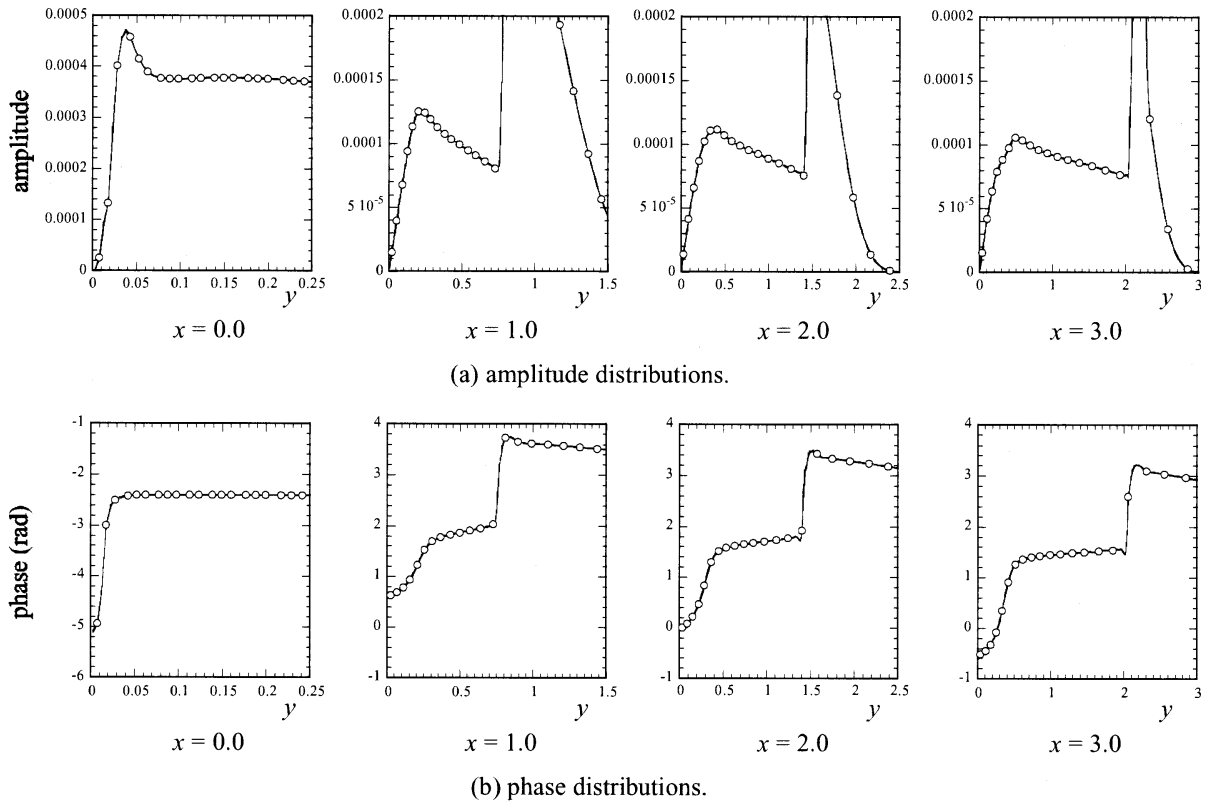
Fig. 1 Phase contour of pressure and  $u$ -fluctuations near the leading-edge.

が一様流でかつ壁面の境界条件 ( $v=0$ ) より、変動は壁面に沿った平面波として伝播している。粘性が作用する場合、境界層の形成に伴って  $v$  成分 (時間平均) が生じるため、圧力変動に着目すると等位相面は平面波の状態から変形しているが、境界層には平面波に近い圧力変動が周期的に加えられていることがわかる。また、前縁近傍で位相変化が急激であることから、境界層内に励起された変動は TS 波動の空間スケールを容易に獲得することが予想される。一方、 $u$  変動は境界層外縁付近で  $y$  方向に急激な位相変化を示している。図 2 は、前縁近傍の  $u$  変動の振幅と位相の  $y$  分布を示す。 $u$  変動は境界層外縁近傍に振幅のピークをもち、壁面に向かって位相が進んでいる分布となっており、図 1 に示す圧力変動によって振動ストークス層的な変動が形成されており、この前縁近傍の振動ストークス層が TS 波動の種となると考えられる。

下流における  $u$  変動の振幅と位相の  $y$  分布を図 3 に示す。図中実線は各断面での境界層分布を局所平行流を仮定して行った線形安定性解析の結果である。 $x=30$  において振幅・位相の  $y$  分布は固有解の分布にほぼ一致していることから、励起された変動は TS 波動であることが確認される。また、位相分布に着目すると、 $x=5$  (波長の  $1/4$  程度) までに TS 波動の構造を獲得していることが確認できる。

図 4 は壁面上渦度変動の振幅と位相の  $x$  方向変化を示す。図中実線は線形安定性解析の結果から予想される TS 波動の振幅と位相の変化である。前縁近傍で振幅が急激に減少しているのは、境界層の発達に伴う拡散が強調されているためである。振幅変化は主流中に振動マッハ波に伴う変動が存在するため安定性解析の予測からはずれているが、位相変化から境界層内に励起された変動が TS 波動であることが前縁から  $1/4$  波長程度から確認される。

TS 波動の強さを決定する要因について考察するため、振動マッハ波、振動ストークス層および励起される TS 波動の振幅を表 1 にまとめる。振動マッハ波の振幅は、平板が存在しない場合の平板前縁位置での振幅である。Maslov ら<sup>3)</sup>は、この振動マッハ波の振幅と TS 波動の振幅の比 ( $A_{TS}/A_M$ ) で受容係数を定義し、実験条件によってその値が大きく変化することを指摘している。表より、本計算でも同じ傾向であることがわかる。一方、振動ストークス層の振幅との比 ( $A_{TS}/A_S$ ) はほぼ一定であり、TS 波動の振幅は、入射する振動マッハ波ではなく前縁に形成される振動ストークス層の振幅に比例することがわかる。すなわち、TS 波動の受容領域は前縁近傍の振動ストークス層が形成される領域であると考えられる。なお、今回の計算結果は、単一周波数の外乱に対する厚み零の平板境界層の応答のみで

Fig. 2  $y$ -distributions of amplitude and phase of  $u$ -fluctuations for flat plate near the leading-edge.

あるので、物体形状や外乱周波数、主流マッハ数を変えたときの TS 波動の受容過程についてさらに詳しく調べる必要がある。

#### 4. まとめ

本研究では、前縁近傍の変動場を非粘性・粘性流について詳細に調べ、振動マッハ波の入射によって前縁近傍に振動ストークス層が形成されること、TS 波動の振幅はこの振動ストークス層の振幅に比例すること、などを明らかにした。

この研究は一部、文部科学省科学研究費補助金 (No. 14750722, No. 12125203) の援助を受けた。

#### 引用文献

- 1) J. Laufer: J. Aerospace Science, 28 (1961) 685-692.
- 2) A. D. Kosinov, A. A. Maslov, N. V. Semionov: J. Applied Mech. and Tech. Physics, 38-1 (1997) 45-51.
- 3) A. A. Maslov, A. N. Shpiilyuk, A. A. Sidorenko, D. Arnal: 2001, J. Fluid Mech., 426 (2001) 73-94.
- 4) X. Zhong: (2001) J. Fluid Mech. 441 (2001) 315-367.
- 5) K. Yamashita, H. Maekawa: AIAA 2001-1798(2001).
- 6) S. Sakaue, M. Nishioka: *Laminar-Turbulent Transition* (Springer, 2000) 481-486.
- 7) S. Sakaue, M. Nishioka: *Proc. 9th Asian Congress of Fluid Mech.* (2002).
- 8) S. R. Chakravarthy, S. Osher: AIAA 85-0363 (1985).

Table 1.  $u$ -fluctuation amplitude ( $\times 10^{-3}$ ).

	$2s$	TS wave; $A_{TS}$ ( $x = 20.0$ )	Mach wave; $A_M$ ( $x = 0.0$ )	Stokes layer; $A_S$ ( $x = 2.0$ )	$A_{TS}/A_M$	$A_{TS}/A_S$
Flat plate	4.0	0.1297	0.3934	0.1122	0.3297	1.1560
	18.0	0.3479	0.1988	0.2886	1.7502	1.2058

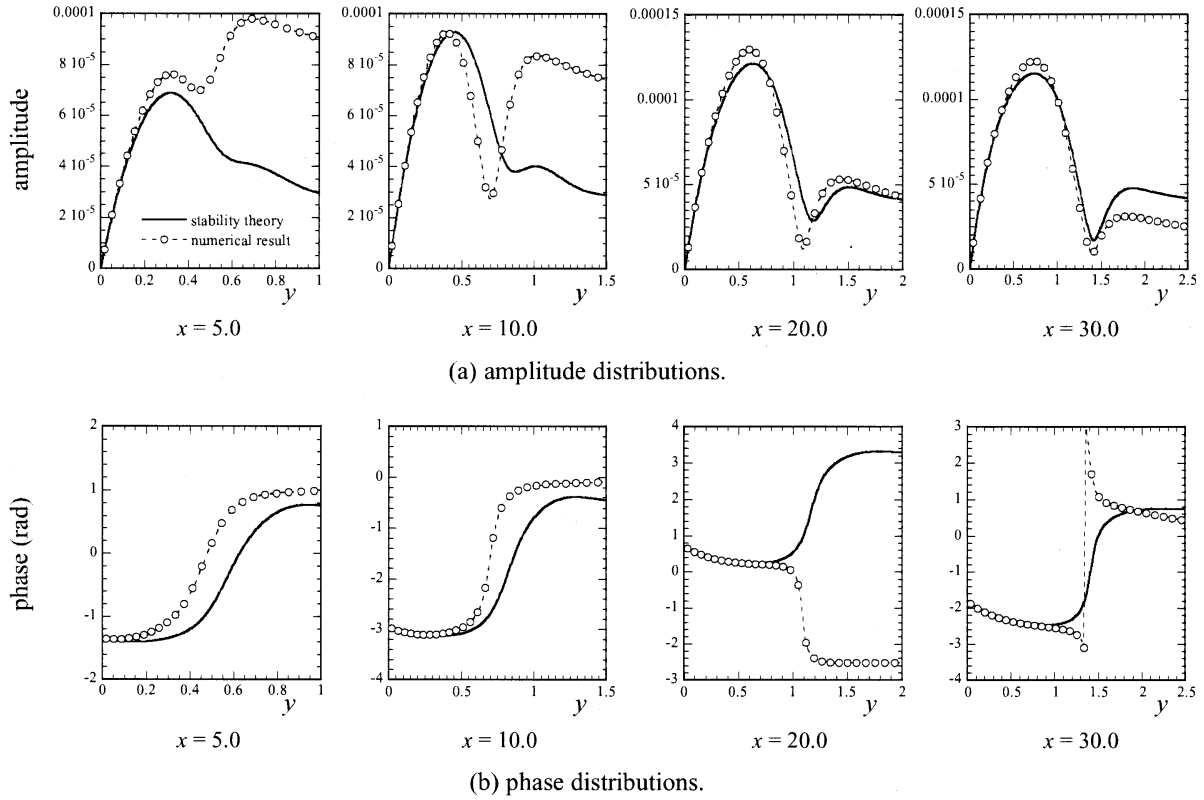


Fig. 3  $y$ -distributions of amplitude and phase of  $u$ -fluctuations for flat plate.  
Solid lines represent the results from linear stability analysis.

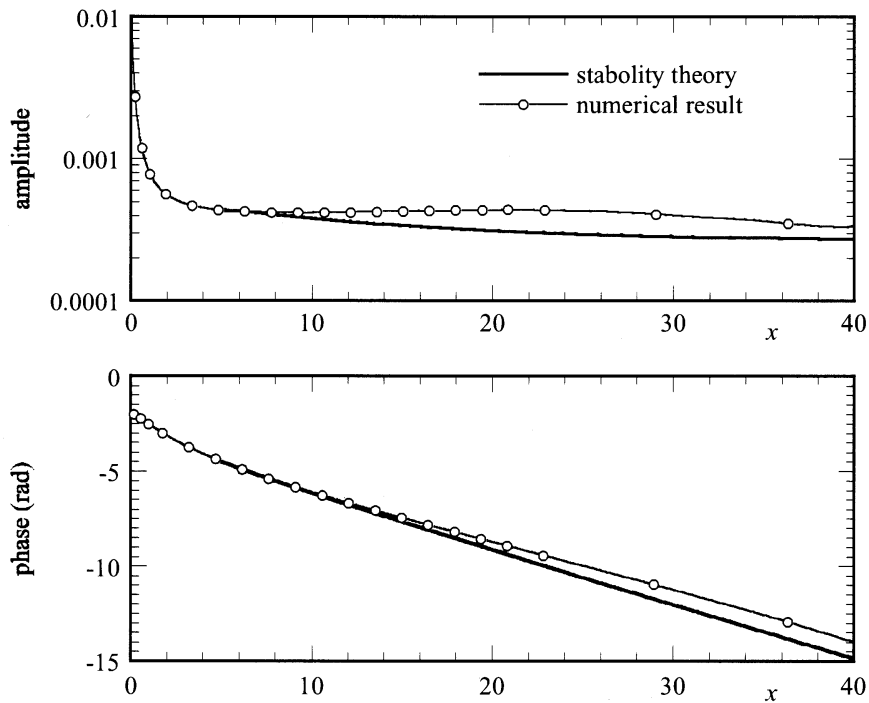


Fig. 4 Streamwise variations of amplitude and phase of vorticity fluctuations on the wall.  
Solid lines represent the results from linear stability analysis.

## No.10

## 超音速キャビティ流の振動機構について

西岡 通男（阪府大工） 浅井 智広（阪府大院）  
坂上 昇史（阪府大工） 白井 幸次（阪府大院）

## On the Mechanism of Supersonic Cavity Flow Oscillation

M. NISHIOKA, T. ASAI, S. SAKAUE and K. SHIRAI  
Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

## ABSTRACT

We have been working on the problem of supersonic cavity flows, which are characterized by violent self-sustaining flow oscillations generating strong vortical motions, hoping that such vortical motions can be used as a powerful means for supersonic mixing/combustion enhancement, a key technology developing scramjet engines. This paper summarizes our recent experimental, numerical and theoretical studies on the mechanism of supersonic cavity flow oscillations.

Key Words: Supersonic cavity oscillation, Supersonic mixing, Scramjet engine

## 1. まえがき

壁にうがたれた穴や溝などの空洞（キャビティ）を過ぎる流れをキャビティ流という。キャビティ流の特徴として、激しい自励振動（キャビティ振動）が起き、周期的で強い渦運動が生じる。筆者らはこの点に着目し、**キャビティ振動流を超音速域での乱流制御に用いることを考えている。**

超音速域では圧縮性の影響で渦運動が抑制され、混合能が著しく低下する。現在、超音速燃焼エンジン（極超音速推進スクラムジェットエンジン）や超音速化学レーザーの開発研究が世界的に進められているが、いずれにおいても超音速域での混合能の低下が技術課題となっている。超音速キャビティ振動流で強い乱流渦を生成できると、熱、物質、運動量の輸送・混合の促進技術に直結し、スクラムジェットエンジンや超音速化学レーザーの技術課題の解決に貢献する。

キャビティ振動流は、自励振動の機構そのものが興味深く、流体力学の重要課題として半世紀にわた

る研究が積み重ねられ、振動サイクルについては従来から次のような提案がある：**キャビティ前縁で剥離した境界層（剥離剪断層）の不安定波が下流に増幅し、キャビティ後縁に衝突すると圧縮波が発生する。その圧縮波はキャビティ内を伝播して前縁に達して、渦度攪乱をつくる。それが種となり、新しい不安定波が前縁から下流に成長し、次の振動サイクルが始まる。**しかし、このフィードバックループについては、不安定波の増幅過程、後縁での圧縮波の発生過程、圧縮波のキャビティ内の伝播過程、前縁で圧縮波が受容され渦度攪乱が生まれる受容過程のいずれについても、具体的なプロセスは従来から未解明であった。キャビティ振動を超音速混合促進制御などに応用するにはこれらの要素過程をよく知り、振動機構を把握する必要がある。

そこで筆者らは、超音速キャビティ流の振動機構の解明を目指し、流体工学上重要で基本的な平面壁上の2次元キャビティ（矩形断面：深さ  $D$ 、流れ方向長さ  $L$ ）を対象に、一連の研究を続けている。こ

ここでは、その成果をまとめている。

## 2. 圧縮波発生過程

第1報<sup>1)</sup>では、キャビティ流に関する従来の研究を精査してまとめた。そして、数値計算結果<sup>2)</sup>（主流マッハ数  $M_\infty = 1.8$ ,  $L/D = 1$ ）をもとに、剥離剪断層の挙動、キャビティ後縁における圧縮波発生過程およびキャビティ内の圧縮波伝播過程について考察し、剪断層の“波打ちの山”がキャビティ後縁の真上に達した瞬間に圧縮波が発生する現象を捉えた。これは「剪断層がキャビティ後縁の内側に入るとき（“波打ちの谷”の位相で）、主流側的高速流体が後縁壁に衝突して圧縮波が生まれる」という従来の定説を覆す結果であった。この新しい結果をキャビティ振動の理論としてよく知られた Tam and Block 理論<sup>3)</sup>（線形安定性理論に基づき剪断層の挙動を解析して振動周波数を計算）に適用し、振動周波数と  $L/D$  の関係を計算で求めたが、実験と一致する結果は得られなかった。

## 3. 超音速キャビティ振動の共鳴条件

第2報<sup>4)</sup>では、キャビティ前縁部での受容過程について考察し、前縁における渦度攪乱の生成がV字形の圧縮波によりパルス的になされることやV字形圧縮波が  $L/D$  の影響を直接的に反映することを見出した。そして、フィードバックループの共鳴条件から  $L/D$  の影響が考慮された振動周波数予測式を導出し、その妥当性を実験（主流マッハ数  $M_\infty = 1.5, 1.83, 2.5$ , 境界層はいずれもキャビティ前縁で乱流）と比較して確認した。

## 4. 剥離剪断層の不安定性

第3報<sup>5)</sup>では、キャビティ流における剥離剪断層の不安定性を調べるため、主流マッハ数が  $M_\infty = 1.85, 2.5$  で、キャビティ前縁の境界層が層流の場合について、 $L/D$  を種々に変えてキャビティ振動を実験で観察した。微小振幅振動流（ $L/D = 1.5$ ）を対象とする熱線計測から、キャビティ振動モードの攪乱の空間増幅率を評価し、線形安定性理論による計算と比較・検討し、キャビティ内に生じる定在渦（キャビティ渦）の速度場を考慮すれば、キャビティ振動モ

ードの攪乱の挙動は線形安定性理論で記述できることを見出した。

## 5. 超音速キャビティ振動機構の理論的研究

第4報<sup>6)</sup>では、筆者ら前述の研究成果に基づき Tam and Block<sup>3)</sup>のキャビティ振動モデルを改善し、超音速キャビティ振動における剪断層の挙動を線形安定性理論により解析した。そして、振動周波数を理論的に求め、第2報で導出した振動周波数予測式とを比較し、筆者らが提案する超音速キャビティ流の振動機構を理論的に検証した。

本研究は部分的に文部科学省科学研究費（課題番号 12125203）の援助を受けた。

## 引用文献

- 1) 西岡 通男, 浅井 智広, 坂上 昇史, 白井 幸次, “超音速キャビティ流の振動機構に関する考察 第1報 圧縮波の発生と伝播の過程”, 日本流体力学会誌「ながれ」**21** (2002) 280-294.
- 2) M. Nishioka, T. Asai, S. Sakaue and K. Shirai, “On the Mechanism of Supersonic Cavity Flow Oscillations,” Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics 2001, Edizioni ETS, Pisa, Vol. 1 (2001) 153-163.
- 3) C.K.W. Tam and P.J.W. Block, “On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities”, Journal of Fluid Mechanics **89** (1978) 373-399.
- 4) 西岡 通男, 浅井 智広, 坂上 昇史, 白井 幸次, “超音速キャビティ流の振動機構に関する考察 第2報 振動周波数予測式の提案,” 日本流体力学会誌「ながれ」**21** (2002) 368-378.
- 5) 浅井 智広, 西岡 通男, “超音速キャビティ流の振動機構に関する実験的研究,” 日本流体力学会誌「ながれ」**22** (2003) 131-145.
- 6) 浅井 智広, 西岡 通男, “超音速キャビティ流の振動機構に関する理論的研究,” 日本流体力学会誌「ながれ」**22** (2003) 147-156.

## No.11

## 平板境界層中の斜行波の能動制御の問題点

伊澤 精一郎, 坂井 岳史, 芝本 弘一, 福西 祐 (東北大)

## Difficulties around Active Control of Oblique Waves in a Flat-Plate Boundary Layer

S. Izawa, T. Sakai, K. Shibamoto and Y. Fukunishi  
Machine Intelligence and System Engineering, Tohoku University  
Aramaki-Aoba 01, Aoba-ku Sendai 980-8579, JAPAN

## ABSTRACT

The aim of this study is to develop a method to control T-S wave and oblique waves observed at the early stage of transition of a flat-plate boundary layer using an array of thin piezo-ceramic actuators attached on the flat-plate surface. In particular, the difficulties encountered during the experiment is reported. One major problem is that the effects of control are not uniform along the spanwise direction. It is shown that the unevenness is caused by the spanwise deformation of the velocity fluctuation pattern introduced by each piece of actuators.

**Keywords :** Flat-Plate Boundary Layer, Oblique Wave, Active Control, Piezo-Ceramic Actuator

## 1. はじめに

本研究では、平板上に一列に設置したピエゾアクチュエータによって T-S 波や斜行波など境界層遷移の初期段階に観測される波を相殺するような波を人工的に励起することで、境界層の遷移を能動的に抑制する手法の開発を目指している。このように逆符号の波を導入することで遷移の制御を目指した試みとしては、Thomas ら<sup>1)</sup>による振動リボンを用いたもの、Liepmann ら<sup>2)</sup>の平板上に張ったニクロム片を周期的に加熱する方法などが知られており、また最近では、Nitsche ら<sup>3)</sup>の翼型を対称としたセンサー(熱線)・スロットアクチュエータ(拡声器)・エラーセンサーからなる制御システムによる遷移を制御する試みなどが挙げられる。これら従来の制御手法に対し、我々のグループでは壁面上に貼り付けられた薄いアクチュエータにより流れを制御することを試みてきている。これは実用化を視野に入れているためでもある。

我々のグループでは、これまで PVDF (Poly Vinylidene Fluoride) フィルムによる TS 波・斜行波の励起を試みた実験(海老名ら<sup>4)</sup>)、ピエゾセラミック (PZT: lead zirconate titanate) を用いて制御能力を向上させた実験(森田ら<sup>5)</sup>) などにより、すでにこの種の平板設置型薄型アクチュエータによって TS 波や斜行波の制御が可能であることを報告している。本論文では、これら層流境界層を対象とした制御方法の開発の過程で実際に直面した幾つかの問題点およびその原因追求を行った結果について報告する。

## 2. 実験装置

実験は、全長 3,500mm、対面距離 1,010mm の八角形断面形状の密閉型測定部を有する東北大学流体科学研究所の低乱熱伝達風洞で行った。本実験で用いた風速  $U_\infty = 14.0$  [m/s] における主流の乱れ強さ  $u'_{rms}/U_\infty$  は、平板に制御装置を取り付けた状態で 0.07% 以下である。

図 1 に実験装置の概観を示す。平板は全長 3,200mm、幅 1,000mm、厚さ 10mm のアルミニウム合金製で、前縁部は長短軸比が 36:1 の楕円状に加工されている。また、平板部との接合部において、主流の乱れを受容しないように、連続的に曲率に変化するような工夫がなされている。座標系の原点は前縁部中央にとり、流れ方向に  $x$  軸、壁面垂直方向に  $y$  軸、スパン方向に  $z$  軸をとる。

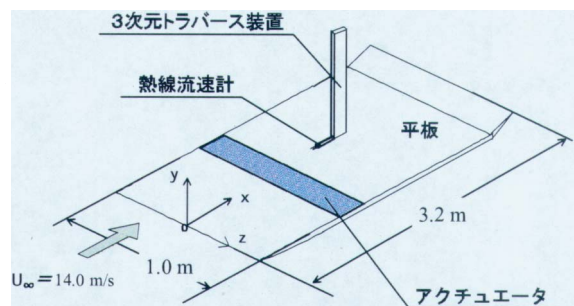


図 1: 実験装置概観



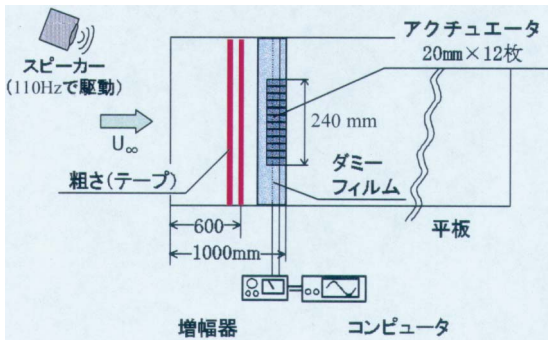


図2: アクチュエータの設置と粗さ

一様流中の乱れが小さいこともあり、測定領域内では T-S 波等の自然成長は観察されなかった。このような環境下で、風洞整流部上流の壁面に取り付けたスピーカーによる音響攪乱を平板上の粗さ（テープ）で受容させることで、TS 波や斜行波を人工的に励起した（図2）。斜行波の傾き角  $\theta$  は、テープをスパン方向に対して傾けて設置することで変化させた。

アクチュエータとして用いるピエゾセラミックは、一枚当たり幅 20mm、長さ 80mm あり、厚さは電極や配線を含めるとおよそ 0.6mm 程度である。これらを図2に示すような位置に、スパン方向に 12 枚並べて取り付ける。このとき、アクチュエータ端部の影響を取り除くため、同じ厚さのダミーフィルムを平板の端まで設置してある。

ピエゾアクチュエータ前縁  $x = 874[\text{mm}]$  における境界層厚さ  $\delta$  および排除厚さ  $\delta^*$  は、それぞれ 4.71mm、1.63mm であり、アクチュエータの厚さ  $h$  は、 $h/\delta = 0.13$ 、 $h/\delta^* = 0.37$  に相当する。Taneda ら<sup>6)</sup>によれば、排除厚さの 30%以下のスケールの粗さは境界層の遷移に影響しないとされているのに対し、本研究では 37%と若干大きめであるが、境界層の速度分布はアクチュエータによってその厚さ分だけ持ち上げられるものの、下流域では Blasius の理論値に一致した層流状態が保たれている（図3）ことが確かめられている。ここで、 $\eta$  は  $y$  方向の無次元距離である。

各アクチュエータへの配線は電氣的に独立しているため、位相の異なる交流電圧を印可することで、それぞれ別々に流れ方向に伸縮させることが可能である。アクチュエータの印可電圧の実効値は 30～50V、駆動周波数はスピーカーと同じ 110Hz の正弦波である。なお、主流速度  $U_\infty = 14.0[\text{m/s}]$  のとき、測定領域全体は不安定領域内にある。

### 3. 斜行波の能動制御

図4は、 $\theta = 15^\circ$  の斜行波を制御した場合の結果である。図の等高線は、アクチュエータの駆動信号を

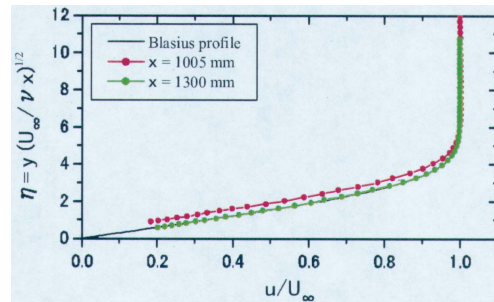
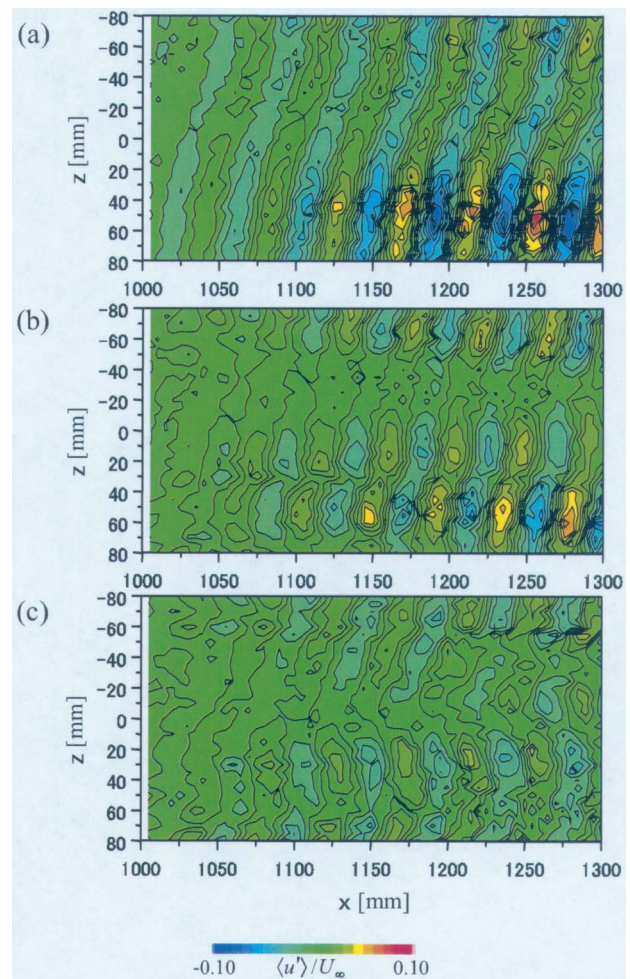


図3: アクチュエータ下流域における平均速度分布

図4: 速度変動等値線図 ( $\theta = 15^\circ$  の斜行波を制御,  $\eta = 1.1$ )  
(a) 音波+粗さ (b) アクチュエータのみ (c) 制御後

基準として位相毎にアンサンブル平均を取ることで求められた主流方向の速度変動  $u'$  を表している。赤は正の、青は負の速度変動である。テープと音響攪乱によって励起した斜行波は、スパン方向にその振幅の強さが一様ではなく（図4(a)）、振幅の大きい領域 ( $z=50[\text{mm}]$ ) と小さい領域 ( $z=30[\text{mm}]$ ) が見られた。図4(b)は、音波を入射せず、スパン方向に一列に並んだ 12 枚のアクチュエータの位相と振

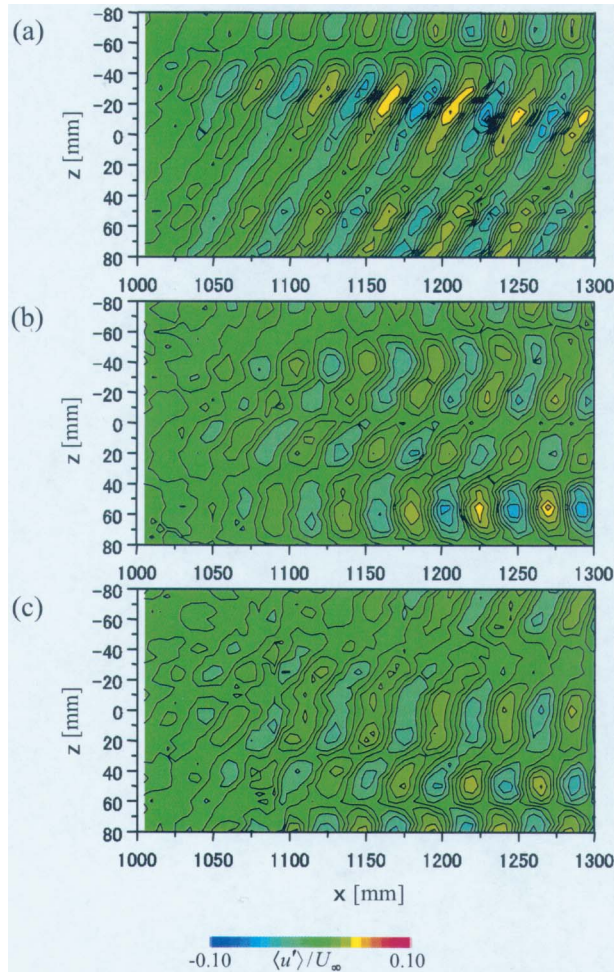


図 5:速度変動等値線図 ( $\theta=30^\circ$  の斜行波を制御,  $\eta=1.2$ )  
(a) 音波+粗さ (b) アクチュエータのみ (c) 制御後

幅を調整することで、制御対象であるこの斜行波と位相が 180 度異なった波を人工的に作り出そうとした結果である。両者の変動のパターンは良く一致してことから効果的な制御が期待されたが、図 4(c)に示す、テープと音響攪乱によって励起した斜行波をアクチュエータが作る斜行波により打ち消す実験の結果を見ると、予想された通り、測定領域の全域にわたってほぼ完全に抑制することに成功したと結論付けることができる。

図 5 は、励起する斜行波の傾き角を 30 度にした場合の結果である。 $\theta=15^\circ$  の場合と同様に、アクチュエータを調整して制御対象の波（図 5(a)）を模擬することを試みたが（図 5(b)）、斜行波の変動のパターンを一致させることができず、波打ったような分布しか作り出すことができなかった。この結果制御効果にもむらが見られ、制御が効きすぎた領域（ $z=50$ ）や不足した領域（ $z=80$ ）では、取り残された波が再び成長し始めている（図 5(c)）。

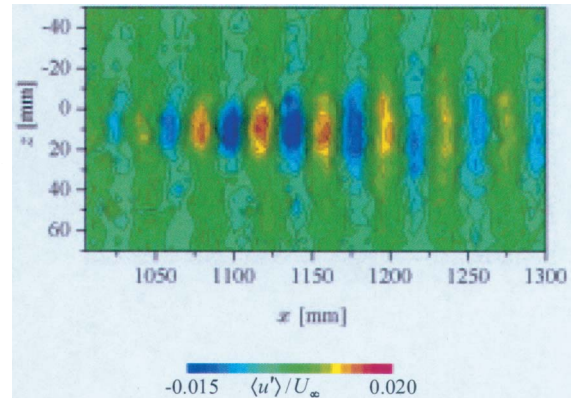


図 6:速度変動等値線図( $U_\infty=12.0$ [m/s],  $\eta=0.9$ )

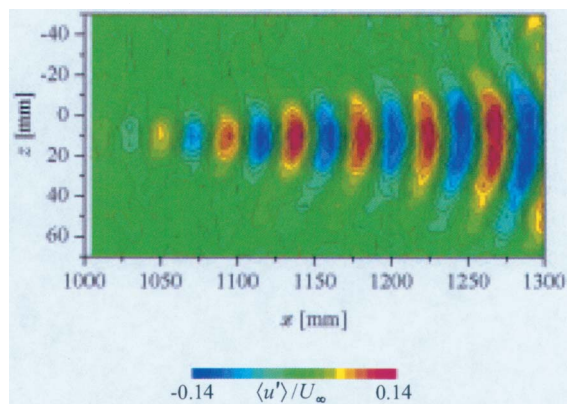


図 7:速度変動等値線図( $U_\infty=14.0$ [m/s],  $\eta=1.0$ )

#### 4. 1 枚のアクチュエータによる速度変動の導入

斜行波の傾き角を大きくすると制御がうまくいかない原因を探るため、1 枚のアクチュエータだけを駆動させたときに、導入された速度変動がどのように成長しているのかについて調べることにした。

実験装置および実験条件はこれまでと同じであり、 $z=0\sim 20$ [mm]に位置するアクチュエータを 1 枚だけ駆動させる。主流速度は、12.0、14.0、16.0[m/s]と変化させた。印可電圧の実効値は 50V である。

図 6 は、主流速度  $U_\infty=12.0$ [m/s] の場合の結果である。アクチュエータにより導入された速度変動は、スパン方向に平行に成長し、 $x=1,100$ [mm] ぐらいから速度変動の成長が頭打ちとなってやがて減衰していく様子がわかる。線形安定性理論によると、この流速では下流側測定領域の一部（ $x>1,075$ [mm]）が安定領域に入っており、実験の結果は安定性理論の予測とよく一致している。この減衰域では波が減衰しながらもスパン方向に 2 次元的に伸びて行く様子が観察された。

主流速度を 14.0m/s に上げた場合の結果を図 7 に示す。12.0m/s の場合と異なり、 $x=1,060$ [mm] 付近か



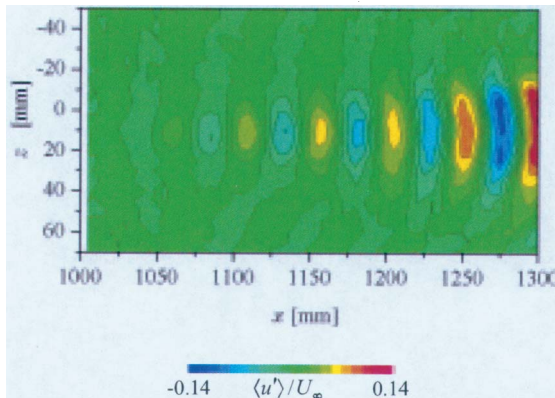


図 8:速度変動等値線図( $U_{\infty}=16.0$ [m/s],  $\eta=0.9$ )

ら、速度変動のパターンがスパン方向に対して弓状に変形し始め、下流に行くほどその度合いが大きくなっていることがわかる。また、導入された変動はスパン方向に広がりながら流下するが、その成長は  $x=1,100$ [mm] を過ぎた辺りから頭打ちとなっている。

流速をさらに上げると、変動が弓状に変形し始める位置はより下流にシフトするようになる。図 8 は、 $U_{\infty}=16.0$ [m/s] のときの速度変動の等値線図である。 $x=1,280$ [mm] 付近から、変動が弓なりに変形していく様子がわかる。測定領域を  $x=1,400$ [mm] まで広げて測定したが、この範囲内では速度変動は成長と変形を続けていることがわかった。

以上の実験の結果、 $\theta=30^\circ$  の斜行波の制御がうまくいかなかった原因が以下に示すように説明できた。図 5 (a) に示したテープと音響攪乱によって励起した斜行波に、1 枚のアクチュエータが作り出す速度変動を重ねたものが図 8 である。図中(a)の、丸で囲んだ領域付近の速度変動を抑制するために、その上流側  $y=0\sim 20$ [mm] にあるアクチュエータの駆動信号を強くあるいは弱くして新たな波を作ったとする。このとき、このアクチュエータが新たに作り出す速度変動は図 8 (b) のようになっており、元の速度変動場に重ね合わせるとアクチュエータ下流の  $y=0\sim 20$ [mm] の範囲にある変動は相殺されるものの (図 8 (c) 青丸)、隣接する  $y=-20\sim -40$ [mm] にある変動は逆に増幅されてしまう (図 8 (c) 赤丸)。したがって、制御対象である波に対応して局所的に強い変動を導入して抑制しようとしても、変動は弓状に広がってしまうため隣接する位置では速度変動を逆に強めてしまう、という事態に陥る。この効果は斜行波の傾き角が大きいほど顕著になる。

## 5. まとめ

平板上に貼り付けたピエゾアクチュエータによって、斜行波を能動制御する際の問題点について報告した。傾き角の大きな斜行波を制御することが難

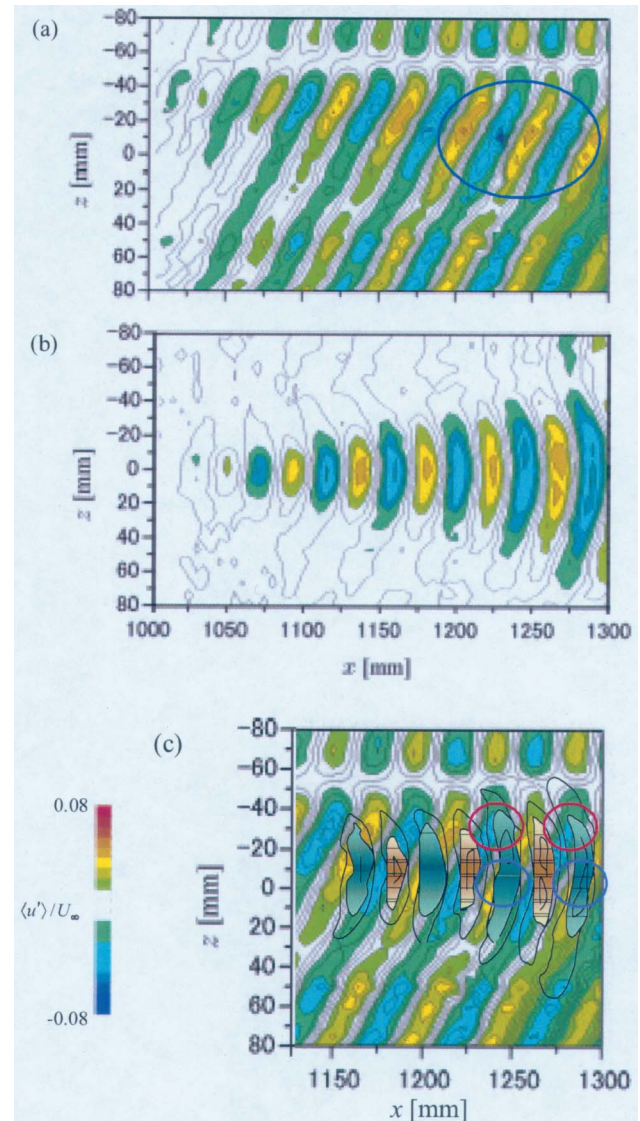


図 8:速度変動等値線図( $U_{\infty}=14.0$ [m/s])

(a)  $\theta=30^\circ$  の斜行波を制御,  $\eta=1.2$  (b) アクチュエータを 1 枚駆動,  $\eta=1.0$  (c) 重ね合わせ

しい原因を説明することができた。

## 参考文献

- 1) Thomas, A. S. W. : J. Fluid Mech., Vol.137 (1983) pp. 233-250.
- 2) Liepmann, H. W., Brown, G. L., Nosenchuck, D. M. : J. Fluid Mech., Vol.118 (1982) pp.187-200.
- 3) Sturzebecher, D., Nische, W. : Proc. 5th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, (2002).
- 4) 海老名 勲, 福西 祐 : 日本機械学会論文集(B), Vol.65, No.673 (1999) pp.3042-3047.
- 5) Morita, K., Fukunishi, Y. : Proc. of Workshop on Drag Reduction of Aircraft and Ground Transportation, (2000) pp.24-25.
- 6) Taneda, S. : J. Phys. Soc. Japan, Vol.46 No.6 (1979), pp.1935-1942

## No.12 付着線近傍境界層における2つの不安定モードの分離

西沢 啓 (航技研), Prijo Kusmo(青山学院大), 徳川直子, 高木正平 (航技研)

## Decomposition of two instability modes near attachment-line boundary layers

Akira NISHIZAWA\*, Prijo Kusmo\*\*, Naoko Tokugawa\*, Shohei TAKAGI\*

\*National Aerospace Laboratory, \*\*Aoyama Gakuin University

## ABSTRACT

An iterative calculation method was applied to identify two different instability modes in a three-dimensional boundary layer near attachment-line on a yawed cylinder. The point disturbance originating from a small hole on the cylinder was dispersed in the wedge-shaped region which consists of two types of unstable waves. Detailed hot-wire measurements illustrated the wave crests suggesting the each distribution of phase line for the two instability modes. The iterative calculation based on an assumption for the distribution function of the amplitude successfully provided the decomposition of the original experimental data into the two modes. The decomposition enabled us the comparison with the prediction by Itoh's linear stability theory and the identification of these modes, the streamline-curvature (S-C) modes and cross-flow (C-F) modes.

Key Words: 3-D boundary layer, streamline-curvature instability, cross-flow instability

## 1. はじめに

後退翼上の3次元境界層中には、異なる2つの不安定モード、すなわち横流れ不安定と流線曲率不安定が共存するレイノルズ数の領域がある<sup>1)</sup>。しかもこれら2つのモードは互いに近い周波数帯域において不安定となる<sup>2)</sup>。このような領域では単一の周波数で微小攪乱を与えても、両方のモードが励起されてしまいそれぞれのモードだけを抽出することが困難になる<sup>3)</sup>。このことは線形安定理論と実験結果を比較する上で障害となるだけでなく、臨界レイノルズ数を調べる妨げにもなっている。本研究では、2つのモードが共存しているときに、それらをデータ処理によって近似的に分離することを試みる。

## 2. 実験装置及び解析手法

後退翼上の境界層を模擬するため、直径 $D=138\text{mm}$ の円柱を後退角 $A=50^\circ$ で風洞測定部に設置した。 $\theta=10^\circ$ の位置に励起孔が設けられており、その裏に貼り付けられたスピーカを駆動することにより、任意の周波数の点源攪乱を境界層中に導入できる。これをIプローブにより計測した。座標系は周方向を $\theta$ 、スパン方向を $Y$ 、壁面に垂直な方向を $Z$ とし、座標原点はそれぞれ付着線、励起孔中央、壁面とした。なお、スパン方向座標は代表長さ $D/\cos\theta$ で、壁面に垂直な方向の座標は局所境界層特性厚さ $\delta$ で無次元化した。実験装置および記号の詳細は既報<sup>4)</sup>を参照されたい。

計測した速度変動をスピーカ駆動パルスに同期してアンサンブル平均し、これを $\langle q \rangle$ とする。これはほぼ正弦波であるから振幅 $A$ および位相 $\varphi$ を用いて

$$\langle q \rangle = A \sin(2\pi ft - \varphi) \quad (1)$$

と表すことができる。ここで、 $f$ は励起周波数、 $t$ は時間である。いま、ある正弦波が周波数の等しい

2つの正弦波の合成である場合を考え、それぞれをModel、Mode2とすると、

$$A^* \sin(2\pi ft - \varphi^*) = A_1 \sin(2\pi ft - \varphi_1) + A_2 \sin(2\pi ft - \varphi_2) \quad (2)$$

と書ける。ここで、添え字\*は合成波を、1,2はそれぞれModel,2を表す。次に、振幅 $A_1$ および $A_2$ を推定する手法について考える。合成波が計測した正弦波そのものであると仮定すれば(2)式の左辺は $\langle q \rangle$ で置き換えられる。さらに、何らかの仮定により $\varphi_1$ および $\varphi_2$ を与えることができれば(2)式の未知数は $A_1$ および $A_2$ の2つだけとなるので、異なる2つの時刻における $\langle q \rangle$ のデータがあれば簡単な連立方程式を解くだけで原理的には $A_1$ と $A_2$ を算出することができる。しかし、Modelと2の位相差が $d\varphi=0$ の場合には2つの未知数に対して1つの式しか存在しないから解は得られない。さらに、図1に示すように $d\varphi$ が小さいときは、推定した位相に数度以下程度のわずかな誤差が生じるだけで、振幅に生じる誤差は数10%にも達するため、実際にはこの手法は使えない。

そこで、本研究では位相分布を仮定するだけでなく、

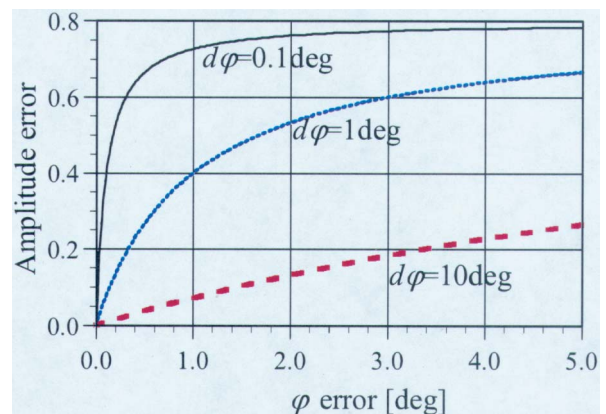


図1 位相誤差に対する振幅誤差



振幅のスパン方向分布形状を

$$\begin{aligned} A_1(Y) &= a_1^2 \cos^2(b_1 Y - Y_1), \\ A_2(Y) &= a_2^2 \cos^2(b_2 Y - Y_2) \end{aligned} \quad (3)$$

のように仮定し、振幅の大きさに対して制約を設け、次に示す手順の繰り返し計算により 6 つの未知パラメタ  $a_1, a_2, b_1, b_2, Y_1, Y_2$  を求めた。

- ① 各パラメタの初期値  $P_0$  に対しそれぞれ 3 つの変化量  $-dP_0, 0, +dP_0$  を与えたときに得られる 6<sup>3</sup> 通りの合成波形  $q^*$  を元のアンサンブル平均波形  $\langle q \rangle$  と比較し、最も近いパラメタの組み合わせを選ぶ。
- ② この組み合わせを新たなパラメタの初期値として、再び 6<sup>3</sup> 通りの合成波形を算出する。その際、もし前回の計算で変化量 0 が選ばれたのであれば新たな変化量として  $-dP_0/2, 0, +dP_0/2$  を与え、それ以外の変化量が選ばれたのであれば変化量は変えない。
- ③ この手順を繰り返すことにより、変化量は徐々に 0 に近づき、かつ合成波形  $q^*$  と元のアンサンブル平均波形  $\langle q \rangle$  の差も自然に縮まっていく。
- ④ 最終的に  $A$  と  $A^*$  の誤差が 3% 以内に収まったら計算を打ち切る。

### 3. 実験・解析結果

典型的な一例として図 2 に  $\langle q \rangle$  の  $Y$ - $t$  断面における等値線図を示す。明らかに 2 種類の波が混在している。 $Y$  が大きい方の領域のものを Mode1、小さい方の領域のものを Mode2 とする。この等値図から各 Mode の位相分布が線形であると仮定し、図に示すようにそれぞれ実線と点線で等位相線を描くと、波の山と山または谷と谷が重なり合ったところでは振幅が大きく、山と谷が重なり合ったところでは振幅が小さくなっており、各 Mode が線形的に重なっていることが予想できる。このため、図 3(b) に示すように、計測された振幅のスパン方向分布  $A(Y)$  は、3 つの極大値を持っている。本来単一の Mode であれば極大値はただ 1 つだけしかなく<sup>2)</sup>、そしてその値がその場所のレイノルズ数における振幅の最大値である。図 3(b) における  $A(Y)$  の分布からは各 Mode の振幅の最大値を求めることはできない。そこで、図 2 を基にして図 3(a) に示すように各 Mode の位相分布  $\phi_1, \phi_2$  を仮定する。次に適当な初期値の下に前述した繰り返し計算を行った結果が図 3(a) の振幅分布  $A_1(Y), A_2(Y)$  である。そして、(2) 式により各 Mode を合成した結果を図 3(b) に点線で示した。元の振幅分布  $A(Y)$  が合成された振幅分布  $A^*(Y)$  によってかなり良く再現されていることがわかる。ただし、裾野部分では比較的両者の誤差が大きい。これは、実際には直線ではなく緩やかに曲がっている位相分布を直線で近似したために、位相の誤差が裾野部分で大きくなってしまったことによる。しかし、各 Mode の振幅の最大値および最大位置を知る上ではほとんど問題にならないレベルである。以上の結果、本分離手法によって、周波数が同じで位相速度が異なる 2 つの Mode が重なりあった計測データから各 Mode を抽出することが可能であることが確認できた。

### 4. まとめ

後退円柱上に形成された 3 次元境界層中に発達する 2 種類の不安定 Mode を、データ処理によって分離することを試みた。その結果、計測データから各 Mode の位相分布を推定することは可能であるが、解析的な手法は推定した位相分布に含まれるわずかな誤差が大きな振幅誤差を生じるため適用できないことがわかった。一方、振幅のスパン方向分布形状に制約を設け、その分布を決める複数のパラメタを繰り返し計算により求めれば、位相分布に多少の誤差があってもかなり正確に各モードの振幅分布を抽出することが可能であることがわかった。

### 引用文献

- 1) N.Itoh: *J. Fluid Mech.*, 317 (1996) 129.
- 2) N.Itoh: *Fluid Dyn. Res.*, 18 (1996) 337.
- 3) N.Tokugawa, S.Takagi, and N.Itoh, : *AIAA Paper* 99-0814 (1999).
- 4) 徳川他 3 名: *ながれマルチメディア*, [http://www.nagare.or.jp/mm/2002/index\\_ja.htm](http://www.nagare.or.jp/mm/2002/index_ja.htm) (2002).

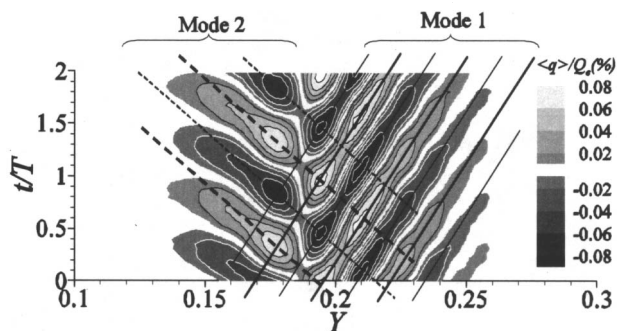


図 2 速度変動のアンサンブル平均値  $\langle q \rangle$  の  $Y$ - $t$  断面における等値線図.  $A=50^\circ$ ,  $R_Q=0.26 \times 10^6$ ,  $\theta=29^\circ$ ,  $Z=1.3$ ,  $f=440\text{Hz}$

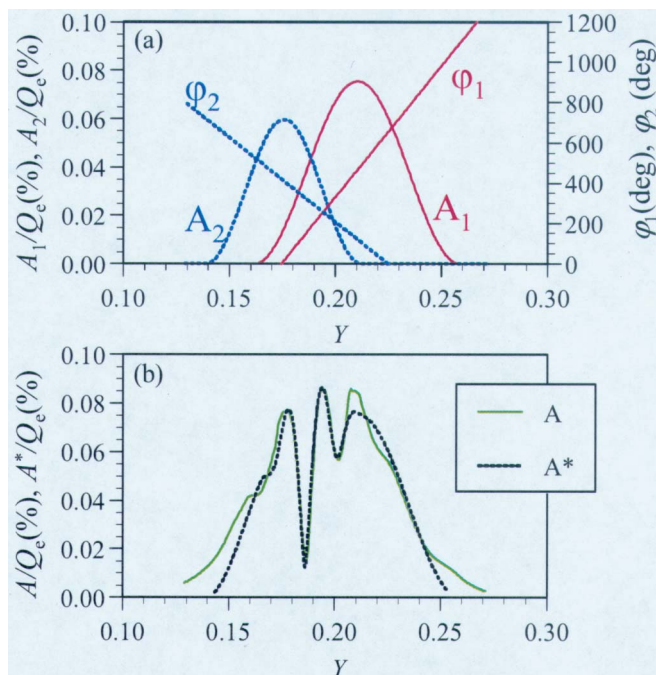


図 3 (a) 各 Mode の位相分布  $\phi_1, \phi_2$  と繰り返し計算により決定された振幅分布  $A_1(Y), A_2(Y)$   
(b) 計測された振幅分布  $A(Y)$  と各 Mode を合成して得た振幅分布  $A^*(Y)$

## No.13

## 後退翼境界層中の定在波と進行波について

野村聡幸（航技研）

## On Stationary and Traveling Waves in Swept-Wing Boundary Layers

Toshiyuki Nomura

National Aerospace Laboratory of Japan

## ABSTRACT

Using the prediction system of boundary-layer transition, we investigate the growth of various stationary and traveling waves in the supersonic boundary layers over the infinite swept wing that is the simplified wing of the semispan model of the NAL's experimental airplane. At the angle of attack of  $0^\circ$ , first-mode waves destabilized strongly by CF instability grow so much, which is supposed to be the main cause for the transition observed in the experiments. On the other hand, at the angle of attack of  $2.7^\circ$ , neither stationary waves nor traveling ones grow enough to cause transition. It is presumed that strong spanwise contamination yielded by a shock impingement led to the transition in the experiments.

**Key Words:** Boundary-Layer Transition, Swept Wing, First-Mode Waves, CF Instability

## 1. はじめに

NALロケット実験機の半裁模型を使った遷移計測試験において、主翼上の超音速境界層で乱流遷移が観察された<sup>1)</sup>。しかしながら、ホットフィルムでの計測のため、得られた情報は遷移位置だけである。そこで、筆者はその遷移の主因となった擾乱を特定するため、境界層遷移予測システム<sup>2, 3, 4)</sup>を使って、迎角 $0^\circ$ と $2.7^\circ$ の主翼上の境界層で様々な定在波と進行波の増幅を調べた。

## 2. 境界層遷移予測システム

図1に境界層遷移予測システムのフローを示す。物体まわりの圧縮性流れがNavier-Stokes (NS)コードで計算され、収束した流れから境界層が抽出される。時間安定性コードと空間安定性コードを使って初期擾乱が探索され、空間進行コードでその擾乱を空間進行させる。各位置で得られた擾乱の空間増幅率を積分して $N$ 値とし、その $N$ 値に基づいて遷移開始を判断する。

## 2.1 Navier-Stokesコード

NSコードの支配方程式は以下の薄層近似NS方程式である。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \quad (2.1)$$

ここで $\tau$ は時間、 $\xi$ は物体表面に沿ってノーマル・コード方向の座標、 $\eta$ は物体表面に垂直方向の座標、 $\zeta$ はスパン方向の座標である。また、 $\hat{Q}$ は保存量、 $\hat{E}$ ,  $\hat{F}$ ,  $\hat{G}$ は非粘性流束、 $\hat{F}_v$ は粘性流束、 $Re$ はレイノルズ数である。(2.1)式を有限体積法で解く。非粘性流束をChakravarthy-OsherのTVDスキーム<sup>5)</sup>を用いて空間3次精度で計算し、粘性流束をGaussの定理を用いて空間2次精度で計算する。時間積分にはPulliam-Chausseeの対角化ADIスキーム<sup>6)</sup>を用いる。NSコードの詳細は参考文献7を参照されたい。

## 2.2 線形安定性解析コード

瞬間的な流れは平均流と擾乱の和で表される。

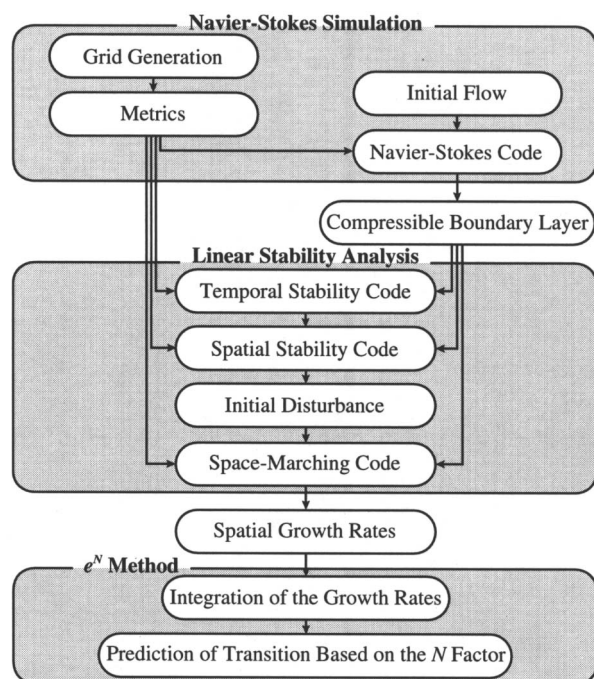


図1 境界層遷移予測システム



$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + \tilde{u}, \quad v = \bar{v} + \tilde{v}, \quad w = \bar{w} + \tilde{w}, \\ \rho &= \bar{\rho} + \tilde{\rho}, \quad T = \bar{T} + \tilde{T} \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで  $u, v, w$  はデカルト座標での速度であり、 $\rho$  は密度で、 $T$  は温度である。 $\xi$  方向に非平行で  $\zeta$  方向に一定な境界層中の擾乱は次式のように書ける。

$$\tilde{q}(\xi, \eta, \zeta, \tau) = \hat{q}(\xi, \eta) \exp \left[ i \left\{ \int_{\xi_0}^{\xi} \alpha(\xi) d\xi + \beta \zeta - \omega \tau \right\} \right] \quad (2.3)$$

ここで  $\hat{q} = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{\rho}, \hat{T}, \hat{w})^T$ ,  $\hat{q} = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{\rho}, \hat{T}, \hat{w})^T$  であり、 $\alpha$  は  $\xi$  方向の波数、 $\beta$  は  $\zeta$  方向の波数、 $\omega$  は周波数である。(2.2)式と(2.3)式を(2.1)式に代入し、平均流のみの項と擾乱の振幅の積を含む項を除くと、以下の線形parabolized stability equations (PSE)を得る。

$$D \hat{q} + A \frac{\partial \hat{q}}{\partial \xi} + B \frac{\partial \hat{q}}{\partial \eta} = V \frac{\partial^2 \hat{q}}{\partial \eta^2} \quad (2.4)$$

ここで境界条件は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = \hat{T} &= 0 \quad \text{at } \eta = 0 \text{ (壁面)}, \\ \hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\rho}, \hat{T} &\rightarrow 0 \quad \text{at } \eta \rightarrow \infty \text{ (主流中)} \end{aligned}$$

(2.4)式の  $\partial \hat{q} / \partial \xi$  は 1 次の後退差分で、 $\partial \hat{q} / \partial \eta$  と  $\partial^2 \hat{q} / \partial \eta^2$  は 2 次の中心差分で近似される。

空間安定性コードと空間進行コードについては参考文献 2, 3, 4 に詳しい。ここでは新たに開発された時間安定性コードについて説明する。境界層が局所的に平行流であると仮定すると、 $\hat{q}$  は  $\eta$  座標のみの関数となり、(2.4)式は以下のように簡単になる。

$$D \hat{q} + B \frac{d \hat{q}}{d \eta} = V \frac{d^2 \hat{q}}{d \eta^2} \quad (2.5)$$

$D$  は  $\omega$  の 1 次の項を含む。

$$D = D' - \omega D'' \quad (2.6)$$

(2.6)式を(2.5)式に代入し、両辺に  $D''^{-1}$  を掛ける。

$$D''^{-1} D' \hat{q} + D''^{-1} B \frac{d \hat{q}}{d \eta} - D''^{-1} V \frac{d^2 \hat{q}}{d \eta^2} = \omega \hat{q} \quad (2.7)$$

離散化された(2.7)式は  $\omega$  を固有値、 $\hat{q}$  を固有関数とする固有値問題を表す。この式に実数の  $\alpha$  と  $\beta$  を与え、さらにQR法を適用すると、 $\omega$  と  $\hat{q}$  が得られる。 $\omega$  の実部が擾乱の周波数、虚部が時間増幅率である。

時間安定性コードで計算された擾乱の  $\omega$  の実部と  $\beta$  を空間安定性コードに与えると、上記と同様の手法で空間増幅率 ( $-\alpha$  の虚部) が得られる。 $\omega$  と  $\beta$  を固定して  $\xi$  座標の上流側へ解析を続け、空間増幅率が 0 に最も近付いたとき、その擾乱を初期擾乱とする。初期擾乱を空間進行コードで  $\xi$  座標の下流側に

空間進行させると、各位置で空間増幅率が得られる。それを積分すると  $N$  値となる。Arnal<sup>8)</sup>によると、低乱環境下でTS不安定性が支配的な場合の遷移開始の  $N$  値は 10、横流れ不安定性が支配的な場合の遷移開始の  $N$  値は 6 である。

### 3. 結果

遷移計測試験はNALロケット実験機の 15.7% スケール半裁模型を使って行われた<sup>1)</sup>。流れ場の概略を図 2 に示す。主流マッハ数は 2.0、主流条件と平均空力翼弦に基づくレイノルズ数は  $4.7 \times 10^6$  である。簡単のため、70% セミスパンと 40% コードの交点を通り、かつ前縁に垂直な断面で局所無限後退翼近似を行う。主流条件と無限翼の翼弦に基づくレイノルズ数は  $1.94 \times 10^6$  である。また、無限翼の後退角は  $61.2^\circ$  であり、迎角は  $0^\circ$  と  $2.7^\circ$  の 2 ケースを扱う。遷移予測システムを使って、この無限翼上の境界層で様々な定在波と進行波の増幅を調べる。

#### 3.1 境界層流れ

翼上面での圧力分布を図 3 に示す。図中の矢印は空間増幅率が局所的に最大となる進行波が探索された位置を示す。迎角  $0^\circ$  では前縁から  $X/C = 0.174$  まで順圧力勾配が続き、それより下流では平坦な圧力分布になる。一方、迎角  $2.7^\circ$  では前縁近くの suction peak を除いて、平坦な圧力分布になる。翼表面は断

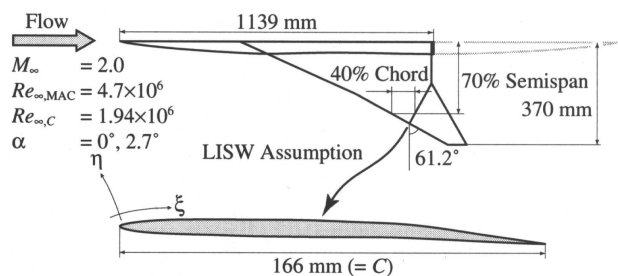


図 2 ロケット実験機半裁模型概略

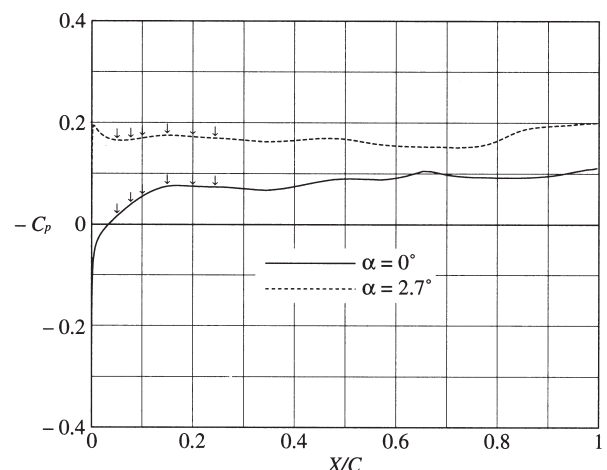


図 3 翼上面での圧力分布

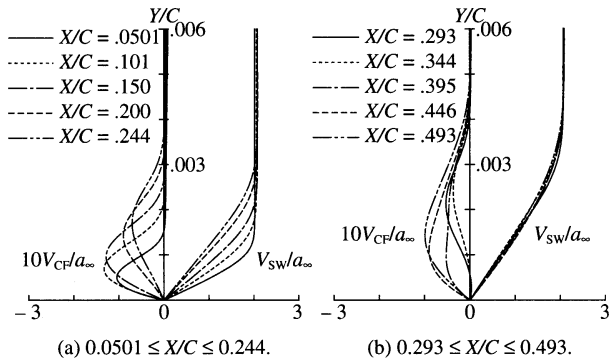


図4 迎角0°での速度分布

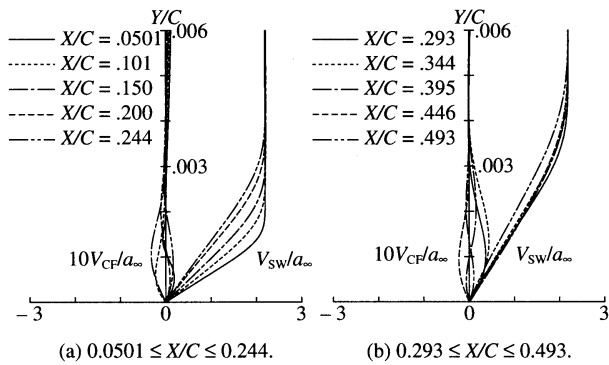


図5 迎角2.7°での速度分布

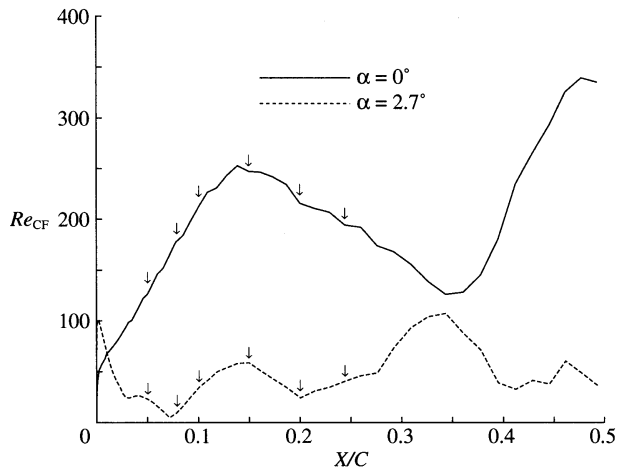


図6 横流れレイノルズ数

熱で滑りなしである。図4に迎角0°の翼上面での外部流れ方向の速度 ( $V_{sw}$ ) 分布と横流れ方向の速度 ( $V_{cf}$ ) 分布を示す。これらの速度は主流中の音速で無次元化されている。上流から下流へ、順圧力勾配による横流れの増加、逆圧力勾配による横流れの減少、再び順圧力勾配による横流れの増加と変化しているのがわかる。また、外部流が  $X/C = 0.150$  まで加速している。図5に迎角2.7°の翼上面での速度分布を示す。迎角0°のような順圧力勾配の領域がないため、横流れが小さく、外部流も一定で、境界層がやや厚くなる。横流れレイノルズ数は次式で定義される。

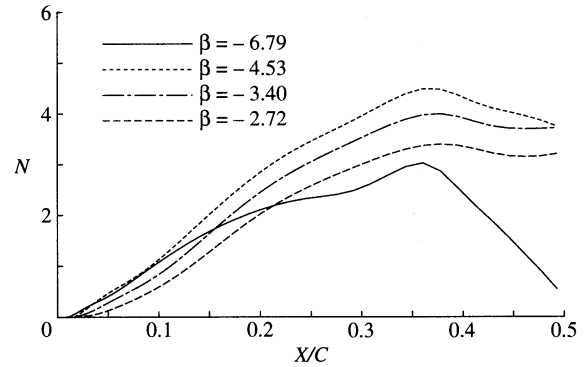


図7 迎角0°での定在波のN値

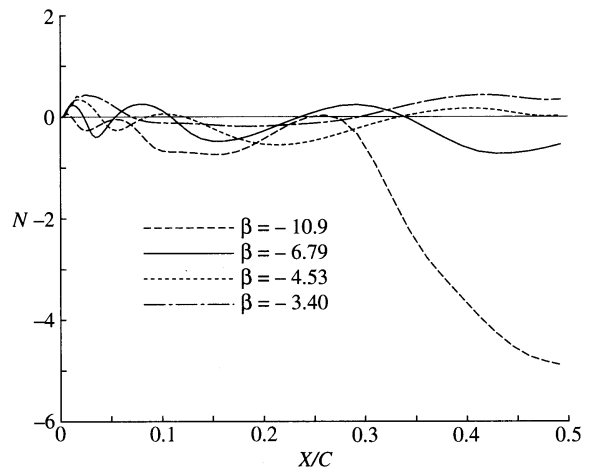


図8 迎角2.7°での定在波のN値

$$Re_{CF} = \frac{|V_{CF}|_{\max} \delta_{0.1}}{v_e}$$

ここで  $v_e$  は境界層端での動粘性係数、 $\delta_{0.1}$  は  $|V_{CF}|/|V_{CF}|_{\max} = 0.1$  となる壁面からの最大高さである。図6に迎角0°と2.7°での横流れレイノルズ数を示す。図中の矢印は図3の矢印と同じ位置を示す。迎角0°の横流れレイノルズ数は図3の圧力分布と同様に変化しているのがわかる。一方、迎角2.7°の横流れレイノルズ数は複雑に変化するが、大きな値にはならない。よって、迎角2.7°の平坦な圧力分布は横流れ不安定性を抑制するのに有効である。

### 3.2 定在波

迎角0°で横流れレイノルズ数が極大となる  $X/C = 0.139$  で、波長が境界層厚さの1.25, 2, 3, 4, 5倍であり、かつ波数ベクトルと外部流れが直交すると仮定すると、 $\beta = -10.9, -6.79, -4.53, -3.40, -2.72$  を得る。これらの  $\beta$  を持った定在波の迎角0°での  $N$  値を図7に示す。 $\beta = -4.53$  の定在波が最も増幅し、実験での遷移開始位置に対応する  $X/C = 0.139$  で  $N = 1.81$  となる。しかし、この  $N$  値は遷移開始には不十分である。図8に迎角2.7°での定在波の  $N$  値を

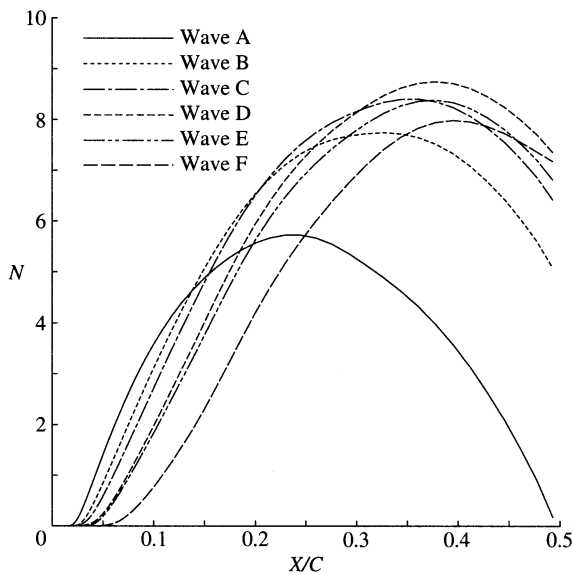


図9 迎角0°での進行波のN値

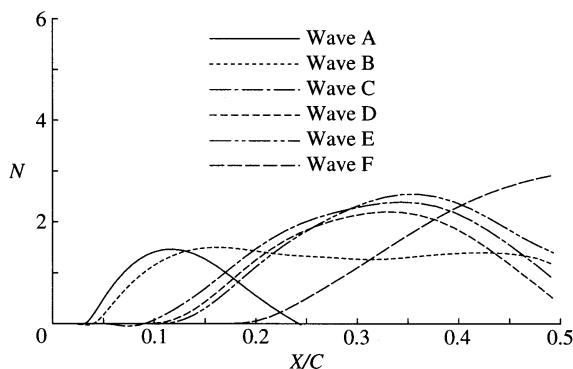


図10 迎角2.7°での進行波のN値

示す。先程の $\beta$ が再び用いられる。どの定在波も迎角2.7°ではほとんど増幅しないことがわかる。

### 3.3 進行波

図3と図6に矢印で示された位置 $X/C = 0.0501, 0.0781, 0.101, 0.150, 0.200, 0.244$ で、空間増幅率が局所的に最大となる進行波をwave A, B, C, D, E, Fと呼ぶことにする。図9に迎角0°での進行波のN値を示す。Wave Bは横流れ不安定性の影響を強く受けるfirst-mode waveであり、 $X/C = 0.139$ で $N = 4.66$ となる。実験で観察された遷移はこの種の擾乱の増幅によって引き起こされたと推測される。図10に迎角2.7°での進行波のN値を示す。図6の横流れレイノルズ数が示すように横流れ不安定性が弱く、そのために進行波はあまり増幅しない。実験での遷移開始位置に対応する $X/C = 0.244$ でwave CのN値は1.97であり、遷移開始には不十分である。それでも実験

で遷移が観察されたということは、強い外乱が存在していたことを示唆する。実際、参考文献1は衝撃波の内翼への入射を示しており、これによりスパン方向へ強い汚染が発生していたと推測される。

### 4. まとめ

局所無限後退翼近似を行ったNALロケット実験機半裁模型主翼の超音速境界層で、境界層遷移予測システムを使って、様々な定在波と進行波の増幅を調べた。迎角0°では横流れ不安定性の影響を受けるfirst-mode waveが大きく増幅し、これによって実験で観察された遷移が引き起こされたと推測される。一方、迎角2.7°では定在波も進行波も遷移開始につながるほど増幅しない。それでも実験では遷移が観察されているが、これは衝撃波の入射が強い汚染を発生させたためと推測される。

### 参考文献

- 1) 杉浦裕樹, 野口正芳, 高木正平, 徳川直子, 西沢啓: 小型超音速実験機の遷移特性, 日本航空宇宙学会第31期年会講演集, pp. 170-173, 2000.
- 2) Nomura, T.: Development of a System for Prediction of Boundary-Layer Transition, NAL TR-1397T, 2000.
- 3) Nomura, T.: PSE Analysis of Swept-Cylinder Boundary Layers Computed by Navier-Stokes Code, AIAA Paper 2001-2703, 2001.
- 4) Nomura, T. and Kuroda, F.: Validation of the Natural-Laminar-Flow Design for the National Experimental Supersonic Transport, Trans. JSASS, Vol. 45, No. 149, pp. 149-153, 2002.
- 5) Chakravarthy, S. R.: Development of Upwind Schemes for the Euler Equations, NASA CR-4043, 1987.
- 6) Pulliam, T. H. and Chaussee, D. S.: A Diagonal Form of an Implicit Approximate-Factorization Algorithm, J. Comput. Phys., Vol. 39, pp. 347-363, 1981.
- 7) 野村聡幸: 後退円柱上の境界層に対するNavier-Stokesシミュレーションと線形安定解析, NAL TR-1321, 1997.
- 8) Arnal, D.: Boundary Layer Transition: Predictions Based on Linear Theory, AGARD Report 793, pp. 2/1-63, 1994.

## No.14

## 後退付着線近傍の臨界レイノルズ数

西沢 啓, 徳川直子, 高木正平 (航技研)

## Critical Reynolds number near a swept attachment line

Akira NISHIZAWA, Naoko Tokugawa, Shohei TAKAGI

National Aerospace Laboratory

## ABSTRACT

Characteristic features of small disturbances originating from a point source on a yawed cylinder were experimentally investigated in order to decide the critical Reynolds number near the attachment line. Various frequencies were examined by hotwire measurements. The results showed that the disturbances propagate downstream in wedge-like regions and the cross-flow instability is dominant for all the frequencies examined here in comparison with the streamline-curvature instability. For lower frequency disturbances the neutral points were clearly observed in contrast to the higher ones. A critical Reynolds number for off attachment line was obtained. The value is about 7% lower than the well known critical Reynolds number  $R_c=583$  for attachment-line instability.

Key Words: 3-D boundary layer, critical Reynolds number, streamline-curvature instability, cross-flow instability

## 1. はじめに

後退翼上の3次元境界層中には、付着線不安定、横流れ不安定、流線曲率不安定、T-S不安定といった複数の不安定現象が混在し<sup>1)</sup>、境界層を乱流に移させる。これらは出現する領域が異なるものの、必ずしも完全に分離しているわけではなく互いに混在する領域も存在する。特に付着線の近傍では付着線から離れると横流れ不安定と流線曲率不安定の2つの不安定モードのために臨界レイノルズ数が著しく低下することが理論的に予測されている<sup>2)</sup>。ただし、斜行波を扱う厳密な攪乱方程式は偏微分方程式であって固有値問題に帰着させることができないため、その計算はモデル方程式を用いて行われている<sup>1,2)</sup>。したがって、実験的に臨界レイノルズ数を求めることは必要不可欠であるが、複数の不安定モードが混在する複雑さのため、その手法は確立されておらず、未だに付着上の臨界レイノルズ数<sup>3)</sup>しか実験的には求められていない。本研究では、付着線のごく近くの領域において横流れ不安定の臨界レイノルズ数を実験的に決定することを目的とする。

## 2. 実験装置及び解析手法

後退付着線上の臨界レイノルズ数は  $R_c=583$  であることが知られている<sup>4)</sup>。この程度のレイノルズ数を実現し、かつ境界層の厚さを十分な精度で計測できる程度に厚くしようとする、比較的大きな模型を用いざるを得ない。本実験では図1に示すように直径  $D=500\text{mm}$  の円柱を後退角  $A=70^\circ$  で風洞測定部に設置した。用いた風洞は航空宇宙技術研究所所有のLWT1(測定部:  $6.5\text{m} \times 5.5\text{m}$ )である。 $\theta=9^\circ$ の位置に励起孔が設けられており、その裏に貼り付けられたスピーカを駆動することにより、任意の周波数の点源攪乱を境界層中に導入できる。励起周波数は  $f=49$ ,

98, 147, 196, 245, 294, 343Hzとした。これらは無次元周波数<sup>5)</sup>  $\hat{\omega}=0.03, 0.06, 0.09, 0.12, 0.15, 0.18, 0.21$ に対応する。計測にはIプローブを用いた。座標系は周方向を $\theta$ 、スパン方向を $Y$ 、壁面に垂直な方向を $z$ とし、座標原点はそれぞれ付着線、励起孔中央、壁面とした。なお、スパン方向座標は代表長さ  $D/\cos\theta$  で、壁面に垂直な方向の座標は局所境界層特性長さ $\delta$ で無次元化した。熱線の軸は計測点によらず付着線に垂直で壁面に平行とした。このため付着線上以外では流線が曲がっているために熱線の接線方向の速度成分が存在し、計測誤差になっている。ただし、本実験の計測範囲  $-40^\circ < \theta < 40^\circ$  では流線の曲がり方が比較的小さいことから、熱線の出力は境界層外縁において1%以内の一様性を有していた。このことから接線方向の速度成分の影響はほとんど無視できると考えられる。したがって計測した速度変動成分は $Y$ 方向成分 $v$ とみなすことができる。

## 3. 実験結果と考察

図2に振幅と位相の $\theta$ 方向分布を示す。本来、振

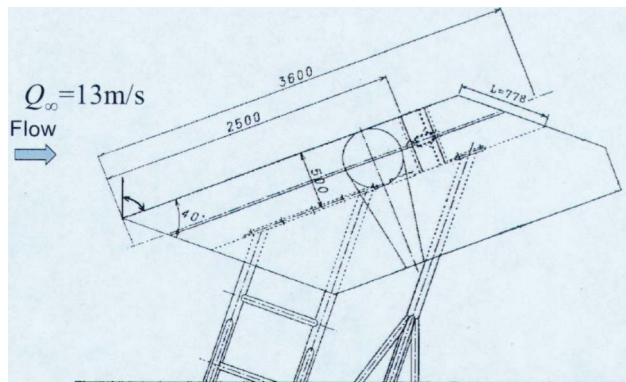


図1 実験装置 (単位: mm)



幅分布はレイノルズ数が変化しない  $Y$  方向に計測すべきであり、各レイノルズ数(各  $\theta$ )に対して振幅の最大値を調べてやれば、振幅のレイノルズ数依存性がわかるから攪乱の増減特性もわかり、中立点を決定できる<sup>6)</sup>。しかし、本実験条件では後退角が大きいために攪乱の伝播方向と付着線のなす角度がかなり小さく、楔型の伝播領域は  $Y$  方向に非常に長く、 $\theta$  方向に短い。このような場合  $Y$  方向にトラバースすることは風洞使用時間の制約から不可能であり、そのためいくつかの  $Y$  位置において振幅の  $\theta$  方向分布を調べ、その最大値を追跡することとした。図 2 はその一例であるが、位相分布は  $\theta=12^\circ$  を境として勾配の符号が変化しており 2 つの Mode<sup>6)</sup> が存在していることがわかる。位相分布の勾配から、 $\theta$  が小さい領域の Mode は付着線に近づき、 $\theta$  が大きい領域の Mode は付着線から離れる位相速度を持つことがわかる。前者は横流れ不安定、後者は流線曲率不安定の性質<sup>5,6)</sup>であるが、より厳密に調べるため大きい方の振幅のピーク位置で  $\zeta$  方向分布を観察する。図 3 に振幅と位相の分布を横流れ不安定 Mode に対する Itoh<sup>5)</sup> の理論結果と比較する。流線曲率不安定との違いで特に決め手となるのは位相の  $\zeta$  方向分布であるが、実験結果と理論結果はよく一致しており、着目した Mode は横流れ不安定であると特定できる。

図 2 には流線曲率不安定 Mode も現れた場合を示したが、本実験ではほとんどの計測位置および励起周波数に対して流線曲率不安定 Mode の存在は横流れ不安定 Mode の振幅を判断する上で支障ない程度に小さく、既報<sup>6)</sup>のような分離手法を用いることなく横流れ不安定 Mode のみ追跡することが可能であった。図 3 に各励起周波数に対する振幅最大値の  $\theta$  方向分布を示す。いずれの周波数に対しても、最初減衰し、その後付着線から離れるに従って、すなわち局所レイノルズ数が大きくなるに従って増幅に転じることがわかる。減衰から増幅に転じる点が中立点であるが、周波数が大きくなるほど中立点が付着線に近づいている。ただし、 $f \geq 245\text{Hz}$  では攪乱の伝播領域が  $\theta$  方向にほとんど曲がらなかったために大きな  $\theta$  に対する値を得ることができなかった。そのため  $f \geq 245\text{Hz}$  の周波数に対してはどこに中立点があるのか定かではない。従って、最も小さな  $\theta$  に中立点をもつ周波数を特定することはできていないが、 $11.5^\circ \leq \theta \leq 13.5^\circ$  に臨界点があるとおおよそ予測できる。この  $\theta$  に対応する局所レイノルズ数から、臨界レイノルズ数は 543~544.5 の範囲にあると推定できる。これは付着線上の臨界レイノルズ数 583 に比べて小さく、付着線から少し離れた場所では横流れ不安定によって臨界レイノルズ数が低下することが定量的に確認された。

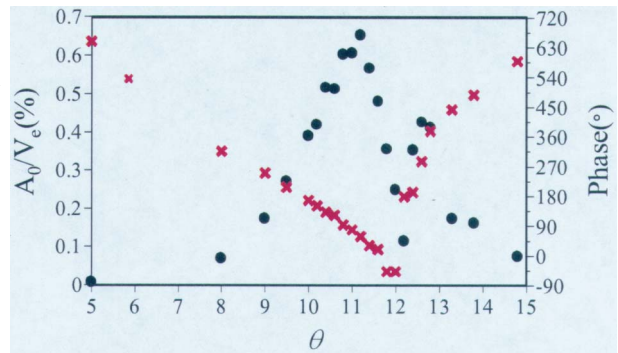


図 2 振幅(●)と位相(×)の  $\theta$  方向分布.  $A=70^\circ$ ,  $R_Q=1.3 \times 10^6$ ,  $Y=0.048$ ,  $\zeta=1.0$ ,  $f=245\text{Hz}$

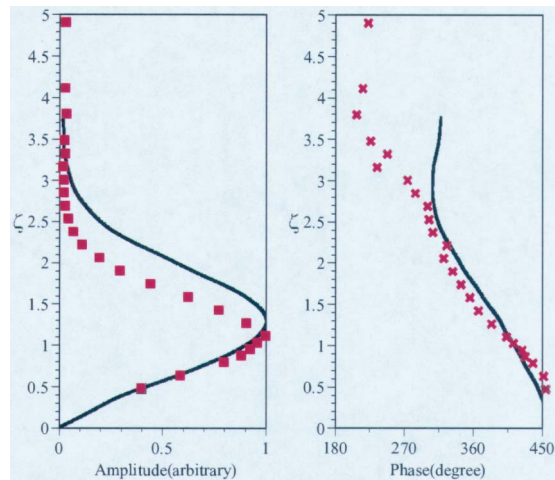


図 3 振幅と位相の  $\zeta$  方向分布. 実線は Itoh<sup>5)</sup> の理論結果.  $A=70^\circ$ ,  $R_Q=1.3 \times 10^6$ ,  $Y=0.048$ ,  $\theta=11.2^\circ$ ,  $f=245\text{Hz}$

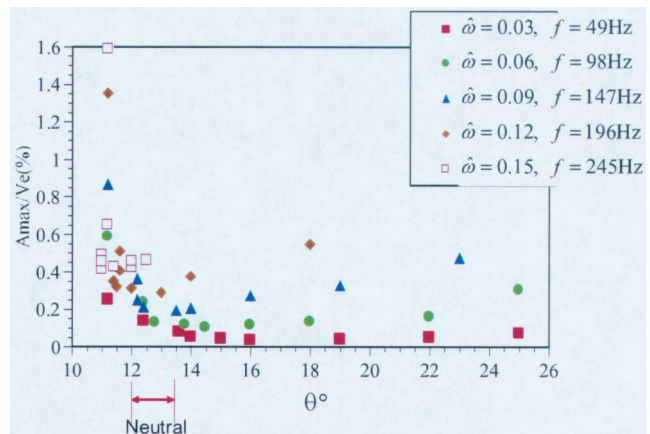


図 4 各励起周波数に対する振幅最大値の  $\theta$  方向分布.  $A=70^\circ$ ,  $R_Q=1.3 \times 10^6$ ,  $\zeta=1.0$

## 引用文献

- 1) N.Itoh and T.Atobe: *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.* 45 (2002) 195.
- 2) N.Itoh: *J. Fluid Mech.*, 317 (1996) 129.
- 3) D.I.A.Poll: *Aero Q.*, 30 (1979) 607.

4) P.Hall, M.R.Malik and D.I.A.Poll: *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A395 (1984) 229.

5) N.Itoh: *Fluid Dyn. Res.*, 18 (1996) 337.

6) 徳川他 3 名: *ながれマルチメディア*, [http://www.nagare.or.jp/mm/2002/index\\_ja.htm](http://www.nagare.or.jp/mm/2002/index_ja.htm) (2002).



## No.15 波状壁をもつ2次元チャネル流の安定性の実験的研究

浅井雅人（都科技大），岡本拓志（都科技大），J.M.フローリアン（西オンタリオ大）

## Experimental investigation of instability of plane channel flow bounded by corrugated wall

M. Asai\*, T. Okamoto\* and J.M. Floryan\*\*

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

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

## ABSTRACT

In order to clarify effects of distributed roughness on the stability of wall-bounded shear flows, the instability of laminar channel flow bounded by corrugated wall is investigated experimentally. The experiment is conducted at subcritical Reynolds numbers for the linear instability of plane Poiseuille flow. The non-dimensional wavenumber of the corrugated wall is 1.02 and the amplitude is 4% of the channel half height. It is shown that such a slight waviness of the wall surface reduces the critical Reynolds number down to about 4000.

Key Words: Channel flow, Instability, Surface roughness, Critical Reynolds number

## 1. はじめに

乱れの弱い環境下における境界層の乱流遷移は線形安定性理論に従う攪乱の増幅に支配される。翼の境界層を例にとれば、後退角が小さな場合にはトルミン・シュリヒティング (T-S) 波動の増幅に支配され、後退角の大きな場合には横流れ不安定に支配される。しかしながら、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。孤立した粗度の場合、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、後退翼のような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粗さの場合には、壁近傍の流れの様子をも変更させるので、流れの安定特性にも影響し得る。本実験的研究で注目しているのは、分布粗さが流れの安定性にどのように影響するかである。

普遍的な知識を得るためには、できるだけ理論解析<sup>1)</sup>が可能な実験デザインを考えるのが懸命である。

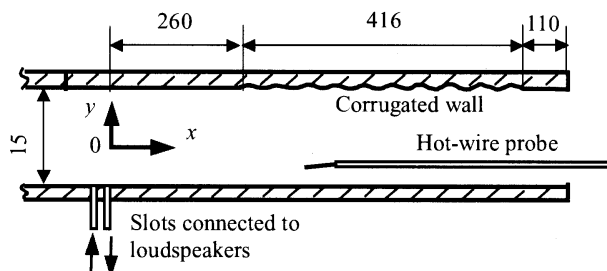


図 1. 測定部の概略.

ここでは、分布粗さの最も単純なモデルとして、壁が正弦波状に波打っている場合を採用し、壁面粗さの安定性への影響を調べた。

## 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。この幾何学形状は Nishioka et al<sup>2)</sup>の安定性実験で使用されたチャネルとほぼ同じである。レイノルズ数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。中心流速は、最大 12 m/s までの範囲で可変であり、最大レイノルズ数は約 6000 である。線形安定の臨界レイノルズ数は 5772<sup>3)</sup>である。乱れ強さは 0.1% 以下であり、この最大レイノルズ数まで層流の平面ポアズイユ流を実現することができる。

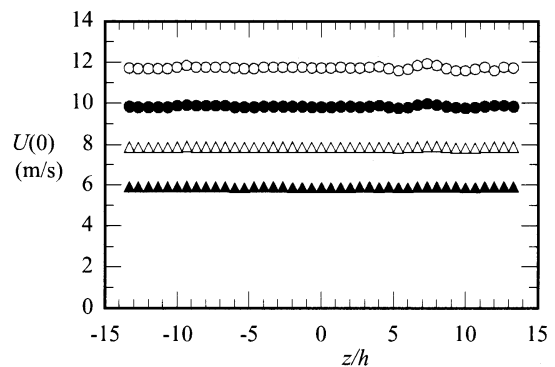
図 2. チャネル中心速度  $U(0)$  のスパン方向変化.▲ $R=3000$ , △ $R=4000$ , ● $R=5000$ , ○ $R=5950$ .

図 1 は、測定部の概略である。チャンネル下流端より 786mm 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 3mm、スパン長 300mm）がある。ただし、スリットは直径 0.3mm の孔が 0.6mm 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れており、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 46.2mm（無次元波数  $\alpha_w = 1.02$ ）、振幅 0.3mm（無次元振幅  $A_w = 0.04$ ）であり、チャンネル上面に攪乱源の 260mm 下流から 9 波長に渡って分布している。この測定部のチャン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。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。

### 3. 実験結果及び考察

本実験のチャンネル流の特性について説明する。図 2 は、中心流速のスパン方向分布である。二次元性は非常によく実現されていて、 $R=5950$  の場合でも最大 2%（peak-to-peak 値）程度である。特に二次元性の良好な  $-14 < z/h < 5$  の範囲では、速度  $U$  の  $y$  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することを確認している。二次元的なスパン中心で測定された中心流速を基準速度  $U_c$  とする。

まず、滑面のポアズイユ流の安定性について線形安定性理論に従うことを確認した。図 3 は、亜臨界レイノルズ数  $R=5000$  における種々の周波数の攪乱の流れ方向発達である。ただし、 $\beta$  は無次元角周波数である。励起された攪乱（基本周波数成分のみ抽出）の強さ  $u'_m/U_c$  はすべて 0.3% 程度で、二次不安定が生じない微小振幅攪乱である。また、励起された攪乱は、十分二次元的であることを確認している。図のように、亜臨界レイノルズ数のため、全ての周波数において攪乱は減衰する。減衰率は O-S 方程式から計算される値に近い。

次に、測定部の上壁を正弦波状の壁面に取り替え、微小振幅攪乱の増幅・減衰特性を調べた。図 4(a) は、 $R=5000$  における攪乱の発達を示している。 $x/h > 34.7$  から波状壁に入る。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  $\beta = 0.27$  (54Hz) と  $\beta = 0.30$  (60.5Hz) の攪乱は増幅に転じる。また、図 4(b) は、 $R=4000$  における攪乱の発達を示している。このレイノルズ数においても減衰までには至らず、ほぼ中立安定の状態である。従って、わずかな壁面波打ちで臨界レイノルズ数が  $R=4000$  まで減少することを示している。

### 4. まとめ

本研究では、二次元チャンネル流の線形安定性及

ば正弦波状壁面の影響を調べた。チャンネル半分高さの僅か 4% の波打ち振幅で、T-S 波動の増幅に対する臨界レイノルズ数が  $R=4000$  まで下がること示された。なお、理論的にも同様の臨界レイノルズ数の減少が得られていることを追記する。

本研究は、部分的に学術振興会科学研究費補助金基盤研究 C (13650963) の援助を受けた。

### 引用文献

- 1) Floryan, J.M. J. Fluid Mech. (1997) 29-55.
- 2) Nishioka, M. et al, J. Fluid Mech. 72 (1975) 731-751.
- 3) Orszag, S. J. Fluid Mech. 50 (1971) 689-704.

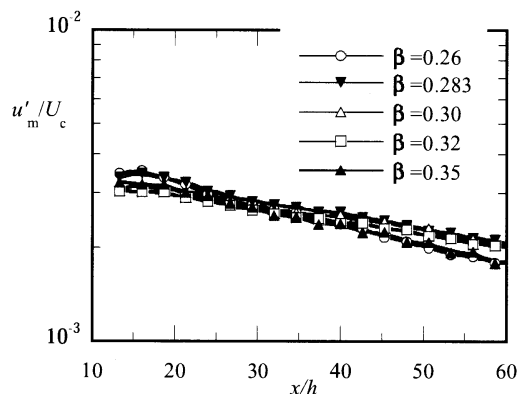


図 3. 滑面チャンネルにおける攪乱の発達。  $R=5000$ 。

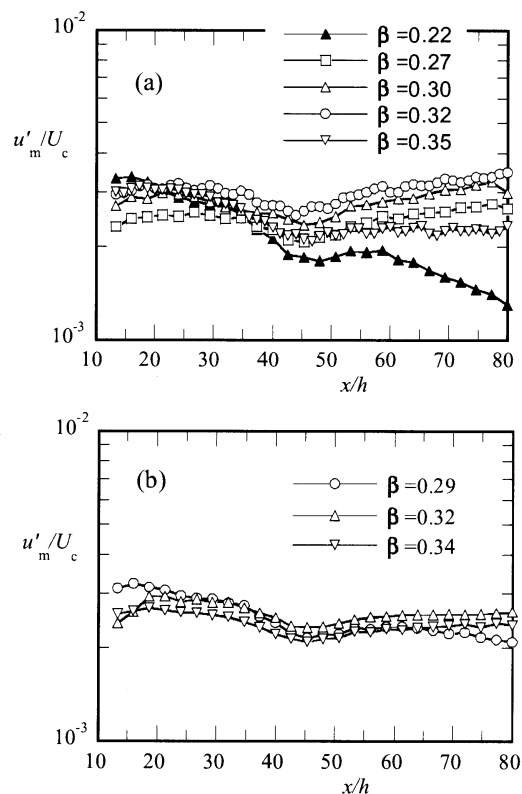


図 4 波状壁 ( $\alpha_w=1.02$ ,  $A_w=0.04$ ) の場合の攪乱の発達。(a)  $R=5000$ , (b)  $R=4000$ 。

## No.16 渦・変形要素モデルによる平板境界層遷移の数値解析

北村朋子 小尾晋之介（慶大理工）

Simulations of boundary-layer transition using  $\omega$ -S model

T. Kitamura, S. Obi

Department of Mechanical Engineering, Keio University

## ABSTRACT

New simulating method named  $\omega$ -S model is proposed and results of boundary-layer transition in a flat-plate is presented.  $\omega$ -S model, based on vortex method, is mesh-free and uses particles for discrete of velocity gradient at the field. The distinctive point is to handle not only vorticity tensor but also strain-rate tensor. Applied this model to initial value problem, we found that the most effective disturbance for the growth of streamwise vortex had relatively large value of  $|\partial v / \partial x| + |\partial w / \partial x|$ . That means, the optimal disturbance is created when flow goes over or around a obstacle.

**Key Words :**  $\omega$ -S model, vorticity tensor, strain-rate tensor, vortex method, boundary-layer transition, shear flow

## 1. 結論

今日遷移の解析はDNSを主とするが、計算時間が膨大である。そこで本研究では平板の自然遷移を、渦法を拡張した渦・変形要素モデルでモデル化し、縦渦発生を3次元非定常において再現することを目指す。渦・変形要素モデルとは著者が考案した手法であり、渦度と歪み速度テンソルを使って計算することで、渦法が本来不得手としていた境界層計算を扱いやすいようにした。

また最も効率良く流れを乱す初期攪乱を渦・変形要素モデルで調べた。その初期攪乱を用いて自然遷移の初期・中期段階を模擬した。

## 2. 渦・変形要素モデル

渦法は渦度場を微小な渦要素によって離散化し、流れに乗った渦要素の移動をラグランジュ的に追跡する手法である。格子形成を必要としない大きなメリットを持つ。計算手法としては渦度輸送方程式から渦度場を算出し、その渦度場からビオ・サヴァールの式で速度を求め、さらに渦要素の位置を出す。そして位置情報から微小時間後の渦度場を算出するアルゴリズムの繰り返しで計算を進捗させる。

一方、境界層は内部全体に渡って渦度分布を持つので、従来の渦法では渦要素を敷き詰めなければ模擬できず非効率であった。また回転運動がないにも関わらず、ビオ・サヴァールの式を適用するので計算の結果渦を生み出してしまいう危険もあった。

境界層への適用として、渦列によるせん断をモデル化した渦シート法<sup>[1]</sup>が提案されている。しかしこの方法だと単純せん断しか扱えず、遷移して渦が生まれる過程を模擬できない。

ここで単純せん断とは渦度が支配的な回転と、歪み速度が支配的な淀みの間にあり、両者が丁度等しくバランスした状態だと考える。ブラジウス流れはその平衡状態にあるが、擾乱やレイノルズ応力が加わるとバランスが崩れ、渦と淀みが生じ、3次元性が顕在化し成長すると思われる。従って単純せん断や渦の発生を考える際、渦度と歪み速度の大小を考慮する必要があると考えた。

そこで渦とせん断の両方の効果を持つ渦要素を考え、乱流遷移に適したモデルの考案を試みた。

速度勾配テンソルを以下のように対称テンソルである歪み速度 $S$ と、反対称である渦度 $\Omega$ に分ける：

$$\frac{u_j}{x_i} = \frac{1}{2} \left( \frac{u_j}{x_i} + \frac{u_i}{x_j} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{u_j}{x_i} - \frac{u_i}{x_j} \right) \quad (1)$$

ナビエ・ストークス方程式のグラディエントを取ると9本の式が得られるので、対称・非対称成分に分け、それを歪み速度と渦度で表すと以下のようなになる：

・対称成分

$$\frac{dS_{ij}}{dt} = -\Omega_{ik}\Omega_{kj} - S_{ik}S_{kj} - \frac{1}{\rho} p_{,ij} + \nu S_{ij,kk} \quad (2)$$

### ・反対称成分

$$\frac{d\Omega_{ij}}{dt} = -\Omega_{ik}S_{kj} - S_{ik}\Omega_{kj} + \nu\Omega_{ij,kk} \quad (3)$$

式(2)の対角成分の和はポアソン方程式となり、式(3)は渦度輸送方程式と一致する。渦・変形要素モデルでは、1つの要素に渦度3成分、歪み速度6成分の全てを包含させる。

計算手法は渦法とほぼ同じである。式(2)・(3)を用いて微小時間経過した後の歪み速度場と渦度場を求め、渦度場からビオ・サヴァールの式(4)を使って速度 $u_{vor}$ を計算する。

$$u_{vor} = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(x-x_r)}{|x-x_r|^3} \times \omega(x_r) dV \quad (4)$$

また歪み速度場から速度 $u_{shr}$ を求める場合は、以下の計算が必要である。要素の歪み速度を対角化して半径を乗じたものを要素中心での速度 $\tilde{u}$ とする。そして任意の場所 $x$ における誘起速度は、 $x$ が近隣の要素(位置 $x_m$ )の影響半径 $r_{eff}$ 内にある場合のみ、それらの要素からの誘起速度を足し合わせる。式で記述すると以下ようになる：

$$u = u_o + \sum \tilde{u}(1 - |x - x_m|/r_{eff}) \quad (5)$$

ただし $u_o$ をブラジウス流れとする。その後式(1)の概念に従い、両者から求めた速度を足し合わせて任意の場所での速度場を算出する。

ただし格子を切らないために、空間勾配を用いる粘性拡散項と圧力項は離散化できず、モデル化する必要がある。粘性拡散は渦法で既存の渦核拡散法<sup>[2]</sup>を用い、圧力項は連続の式を使って対称テンソルの対角成分を補正する。具体的には圧力項を直接計算せず、 $S_{ii}$ に対し

$$S_{ii} - \frac{S_{ii}}{\sum |S_{ii}|} \sum S_{ii} \quad (6)$$

と置くことで連続の式が満たされるように計らっている。

さらに基本流をブラジウス流に固定し、変動成分のみを要素で扱うものとする。よって攪乱要素がブラジウス流に乗って流されていき、次第に成長する様子を追う。

### 3. 初期条件

遷移の挙動は初期の擾乱に大きく依存する。そこで式(2)、(3)を渦要素1つについて解くことで小さいエネルギーで最も流れ場を不安定にする最適な擾乱を見つけることを試みた。歪み速度6成分と渦度3成分の計9成分について擾乱の符号を正、0、負と3通りに変え、計19683通りについて3秒後の発達を計算した。結果、縦渦成分 $\Omega_x$ が最も大きくなった18通りについて表1にまとめたところ、 $\Omega_z'$ と $S_z'$ は正、 $\Omega_y'$ と $S_y'$ は互いに逆符号となった。

このことから図1に示すように、壁摩擦など流れの中にある障害物を乗り越える $\partial v / \partial x$ と回り込もうとする $\partial w / \partial x$ の絶対値の和が大きい程、流れを乱し縦渦を発生させやすいことが分った。

以下 $x$ 方向を主流、 $y$ 方向を平板垂直方向とする。計算領域は $5.0\text{m} < x < 5.2\text{m}$ 、 $0.0\text{m} < z < 0.05\text{m}$ とする。

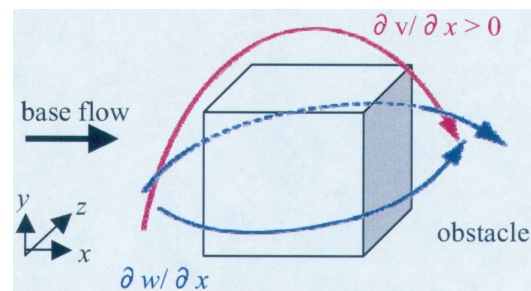


図1 最適な初期攪乱

### 4. 結果と考察

式の離散化は予測修正子法を適用し、予測子には2次のアダムス・バッシュホース法を用いた。

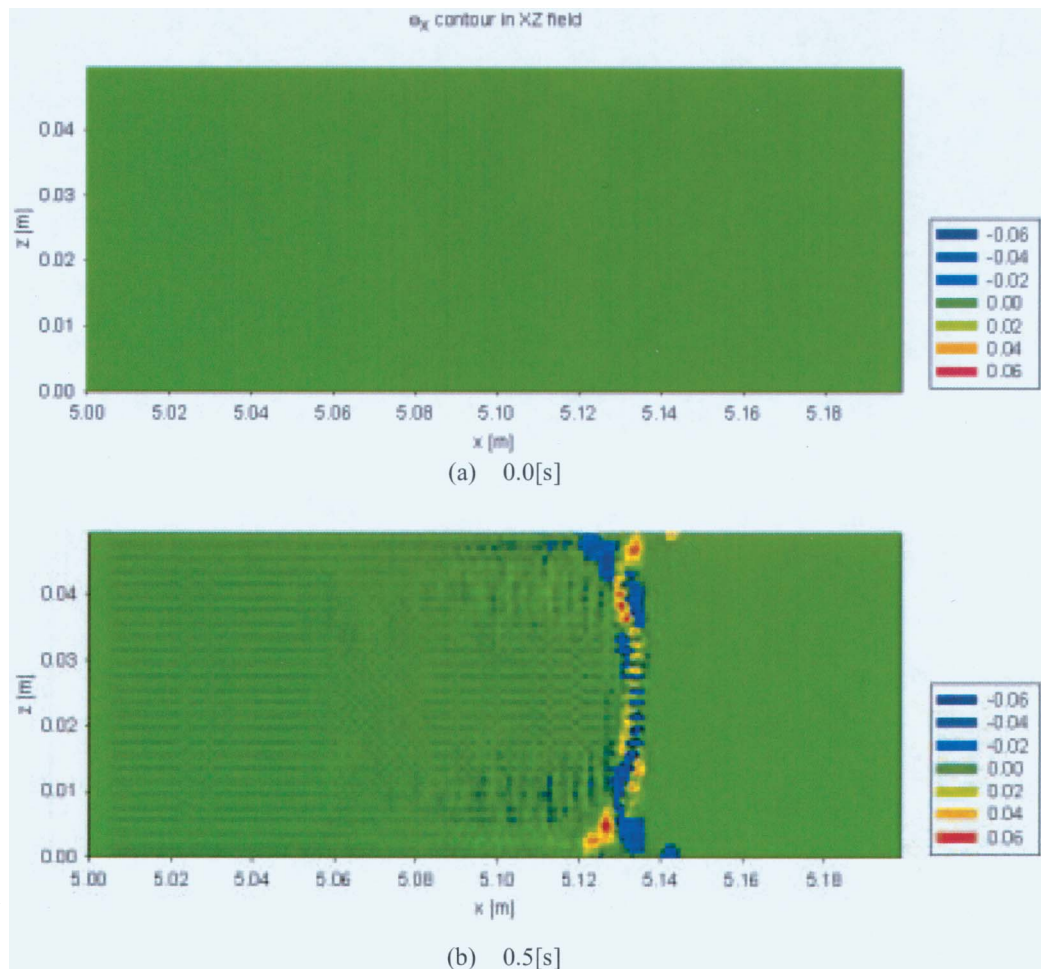
なお本研究で組んだプログラムは、渦法における戸塚義孝氏のコードを参考にした。計算時間は初期攪乱の放出時間間隔に依存するが、毎タイムステップ放出するような場合でも、タイムステップ幅を0.01[s]として100ステップ進むのに約20時間程度であった。

図2は $y/\delta=0.1$ で見た $xy$ 断面での $\omega_x$ のコンターを示している。(a)～(d)と時間を経るにつれて弱い $\omega_x$ がスパンワイズ方向一様に出現し、次第にM字型に歪曲していくのが分かる。また(b)では正のコンターと負のコンターが逆位相となる構造が現れている。

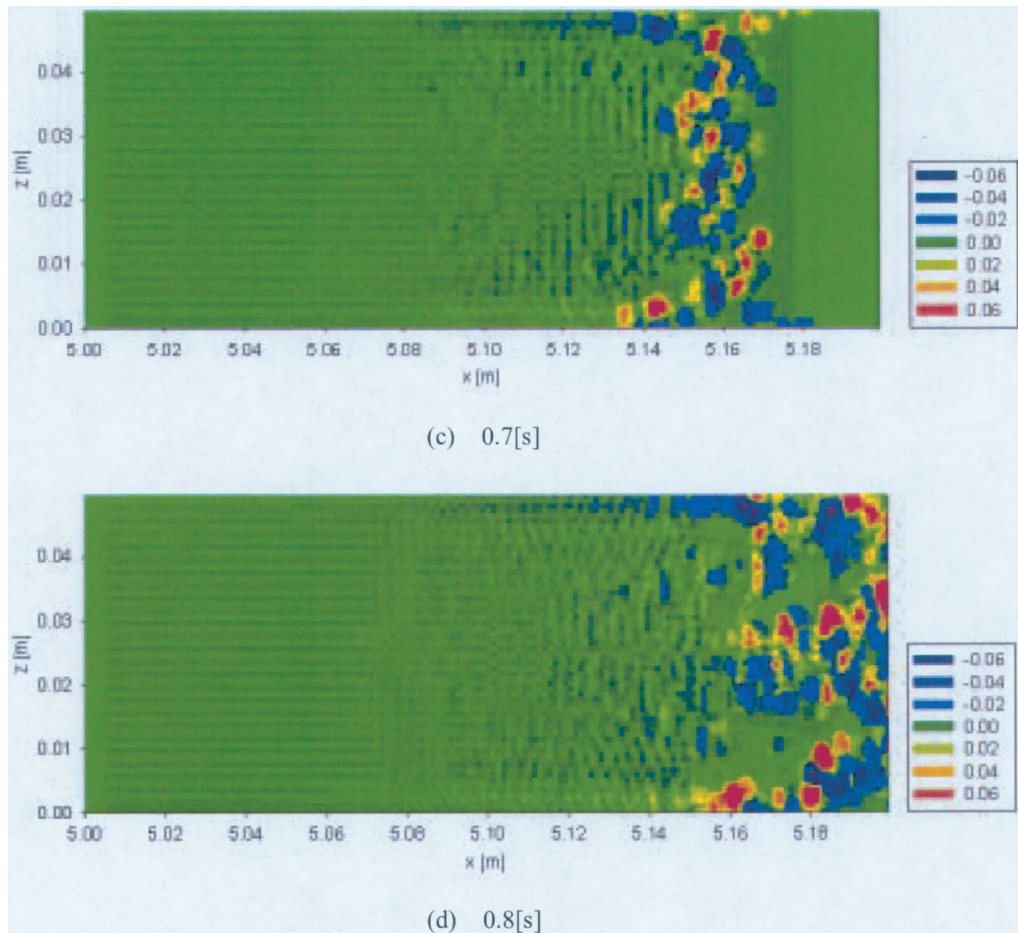
(c)、(d)では正負が対となったハの字型の構造に発展し、縦渦が発生している。

表1 初期攪乱

	初期攪乱						3秒後
	渦度			歪み速度			渦度
	$\Omega_x'$	$\Omega_y'$	$\Omega_z'$	$S_x'$	$S_y'$	$S_z'$	$\Omega_x'$
1	-0.01	-0.01	0.01	-0.01	0.01	0.01	-0.911
2	-0.01	-0.01	0.01	0	0.01	0.01	-1.103
3	-0.01	-0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	-1.092
4	-0.01	0.01	0.01	-0.01	-0.01	0.01	0.894
5	-0.01	0.01	0.01	0	-0.01	0.01	0.913
6	-0.01	0.01	0.01	0.01	-0.01	0.01	0.923
7	0	-0.01	0.01	-0.01	0.01	0.01	-0.921
8	0	-0.01	0.01	0	0.01	0.01	-0.902
9	0	-0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	-1.09
10	0	0.01	0.01	-0.01	-0.01	0.01	1.09
11	0	0.01	0.01	0	-0.01	0.01	0.902
12	0	0.01	0.01	0.01	-0.01	0.01	0.921
13	0.01	-0.01	0.01	-0.01	0.01	0.01	-0.923
14	0.01	-0.01	0.01	0	0.01	0.01	-0.913
15	0.01	-0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	-0.894
16	0.01	0.01	0.01	-0.01	-0.01	0.01	1.092
17	0.01	0.01	0.01	0	-0.01	0.01	1.103
18	0.01	0.01	0.01	0.01	-0.01	0.01	0.911





図2  $\omega_x$ のコンター

## 5. 結論

渦・変形要素モデルを考案し、初期攪乱の決定及び3次元非定常計算を行った。その結果以下の結論を得た。

小さいエネルギーで遷移を引き起こす最適な擾乱は $|\partial v / \partial x| + |\partial w / \partial x|$ が大きくなるように取ることで得られる。これは流れ中の障害物を乗り越える、又は回り込む際に発生する擾乱である。

しかし計算負荷軽減のため計算領域が $x=5.0\text{m}$ から取ったので、やや現実味に欠けたと言わざるを得ない。今後はリーディングエッジから計算し、結果を定量的に判断できるように改良していきたい。

## 6. 参考文献

- [1] Chorin, A.J. "Vortex sheet Approximation of Boundary Layers." *J.Comp.Phys.* **27**, 428 (1978)
- [2] Leonard, A. "Vortex Methods for Flow Simulation" *J.Comp.Phys.* **137**, 289 (1980)

## No.17 管内乱流から発達する乱流噴流の統計値に関する実験

石田 崇, 小田 誠, 松原雅春, 吉田尚史, 土屋良明 (信州大工)

### Statistical properties of turbulent jets developed from turbulent pipe flows

T. Ishida, M. Oda, M. Matsubara, T. Yoshida and Y. Tsuchiya

Dept. of Mech. Systems Engng., Shinshu University

#### ABSTRACT

The turbulence characteristics of air jets issuing from the exit of turbulent duct and pipe flows were investigated using hot wire anemometry. The statistics of turbulence that include turbulence intensity, skewness factor and flatness factor show that the strong entrainment that bring the surrounding fluid at rest into the jet around the early development of the jet and these values saturate to the general turbulence values downstream. The velocity correlations show apparent negative values that suggest certain large scale of the turbulence both in time and the spanwise direction. Though the spectra never indicate any specific peaks, this result suggests that the jet flows from the turbulent duct or pipe flows have a large coherent structure at least in the region close to the jet exit.

Key Words: 2-D, rectangular, circular pipe, jet, correlation, coherent structure

#### 1. 序論

噴出口を層流とする自由噴流は現在までに数多くの研究がなされており, 乱流への遷移過程で大規模な渦が存在していることが知られている<sup>(1)</sup>. しかし噴出口がはじめてから乱流である場合の研究は比較的少なく, 遷移過程で現れるような大規模渦が存在するかよくわかっていない. また乱流混合層における渦や乱流統計値の解明は工学的応用や, 数値計算工学などの立場からも重要である.

本研究は発達した管内乱流速度分布で噴出した自由噴流の発達過程において大規模渦のスケールと乱流統計値の変化に着目し調べることを目的とする. 特に噴流のスケールの一般性を調べるため, 噴出口形状は二次元チャンネル (縦横比 20), 長方形 (縦横比 5), 円の 3 種類のものを使用した. I 型熱線プローブを 2 本用いて噴流軸上中心から距離を変化させながら流速の測定を行い, その時系列データを処理した. 特に噴出口付近から噴流断面における速度分布が軸対称へ変化する過程において, 乱れの変化が著しい付近に着目し, 噴流軸上における歪度, 平坦度, 速度の 2 点相関等の乱れ特性スペクトルを調べそれらの値とスケールの変化の関係を明らかにする.

#### 2. 実験装置および方法

Fig.1 に二次元チャンネル噴流の実験装置の概略図を示す. 本実験では他に 2 種類の実験装置を用いたが, 実験装置の構造は前報<sup>(2)</sup>までのものに整流部の改良を加え, 噴出口形状を変えたものを用いたため図示は省略する. 送風機から送られた空気は, 一辺 100mm のハニカム, メッシュで構成されている風洞内に入り, 整流された空気は長さ 1000mm の平行部を通り発達した管内乱流速度分布を形成し, 短辺  $h=5\text{mm}$  で縦横比 20 の二次元チャンネルより噴出

される. 座標系は, 噴出口中心を原点とし噴流軸方向に  $x$  軸, 噴出口短辺方向に  $y$  軸, 長辺方向に  $z$  軸をとる. また円は直径  $d=20\text{mm}$  助走距離を 2000mm とし, 噴出口直径方向を  $r$  軸とした. 長方形の噴出口形状は短辺  $h=10\text{mm}$ , 縦横比 5 とし, 助走距離は 1000mm とした.

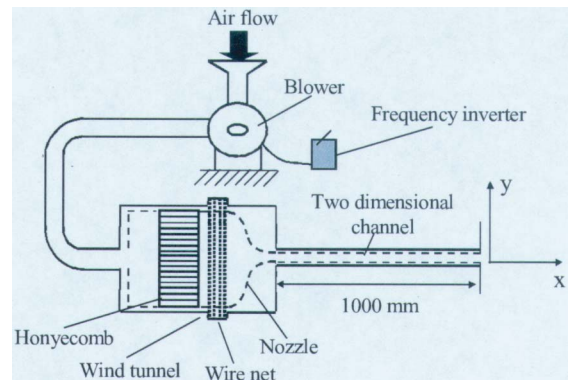


Fig.1 Experimental set-up for the two-dimensional jet.

噴出口より噴出する流れ方向速度を線径  $2.5\mu\text{m}$  の白金線で測定部長さが 1mm の熱線とする I 型プローブと, 作成した定温度型熱線風速計を用いて測定する. I 型プローブを三次元トラバース装置に取り付け噴流軸上方向および各断面について測定した. また, 相関を測定する際, I 型プローブを 2 本用いそれらを電動スライダに取り付け, 噴流軸に直交な 2 方向に対し 2 点間の距離を変化させながら流速の測定を行った. 移動方向は流れ方向に

2000mm, 流れ方向の直角方向に 300mm のトラバースを可能にした。長方形と円の噴出口中心の平均流速  $U_0=20\text{m/s}$  としレイノルズ数はそれぞれ約 23000, 29000 である。また二次元チャンネルの噴出口中心の平均流速  $U_0=40\text{m/s}$  としレイノルズ数は約 25000 である。

なお本実験でのデータのサンプリング条件はサンプリング周波数が 20kHz, サンプリング数が 100000 点でサンプリングタイムは 5s である。

### 3. 実験結果および考察

噴流の発達に及ぼす管形状の違いを示すため、噴流軸上における二次元チャンネル、長方形、円形の噴出口を持つ噴流についての流れ方向の平均速度分布を Fig. 2 に示す。縦軸は流れ方向平均速度  $U_x$  を噴出口中心速度  $U_0$  で無次元化したもので、横軸は噴出口からの距離  $x$  をそれぞれの噴出口短辺  $h$  または直径  $d$  で無次元化したもので、両対数グラフである。円管噴流が最も早い位置 ( $x/d=5$  付近)、二次元噴流、長方形噴流はほぼ同じ位置 ( $x/h=6$  付近) から中心速度の減衰が始まっている。またこの付近での減少の傾きの大きさは円管噴流が最も大きく、その後  $x/h=10$  付近より、軸対称噴流の特徴である  $-1$  の傾きをもって減少していく。長方形噴流、二次元チャンネル噴流は  $x/h=20$  付近まで同様に二次元噴流の特徴である  $-1/2$  の傾きをもって減衰し、その後長方形噴流は  $x/h=30$  から  $-1$  の傾きをもって減衰する。ここで長方形噴流は二次元的に減衰する領域と、軸対称的に減衰する領域の 2 つの領域をもっていることがわかる。

次に噴流軸上における流れ方向乱れ強さについて Fig. 3 に示す。縦軸は変動速度  $u$  の rms 値  $u'$  を噴出口平均速度  $U_0$  で無次元化したものである。平均流速の減衰が始まる  $x/h, x/d=4$  付近より、各噴出口とも急激な増加を示し、相対乱れ約 12~13% のピークをとった後減少していく。円管噴流が最も上流側で二次元噴流、長方形噴流に比べ鋭いピークをとり、その後乱れ強さが減少していく。

Fig. 4 に二次元チャンネル噴流、長方形噴流、円管噴流について噴流軸上 ( $y=0, z=0$ ) における歪度、平坦度を示す。管内流からの  $S(u)$ ,  $F(u)$  値は 3 種類の噴出口形状ともにそれぞれ  $-0.5, 3.5$  の一定値ではじまり、 $x/h=3$  付近から急激に変化し  $x/h=5, 6$  付近で歪度  $S$  は最小値、平坦度  $F$  は最大値をとる。この位置でのピークの形は円管噴流が最も鋭い形をとっており、その後  $S=0$ ,  $F=3.5$  へ緩やかに漸近していく。歪度  $S$  の明確な負のピーク値は噴流周囲の小さい速度の流体が噴流軸上に巻き込まれているためと思われる。また  $x/h<3$  では 3 種類とも  $S$  はほぼ一定な  $-0.5$  となっており、管内乱流の特性を表している。なお、同様に乱れ強さ (rms 値) は  $x/h>3$  あたりから急増し、 $x/h=15$  あたりで最大値となる。ここでの  $x$  位置は平均速度  $U_0$  が二次元噴流と同様な減衰を示している。平坦度  $F(u)$  を見れば、歪度  $S(u)$  と同様の位置でピーク値を示した後、下流において

一定値となる傾向を示すが、その値はガウス分布における値 3.0 よりやや小さい 2.75 である。

Fig. 5 に二次元チャンネル噴流の噴流軸上  $x/h=0, 5, 10, 20$  における変動速度  $u$  のパワースペクトルを示す。横軸に周波数  $f$  [Hz], 縦軸は流速のエネルギー密度をとり、両軸とも対数をとっている。なおスペクトル分布は移動平均法により平滑化してある。乱れ強さが増加し始める 5~200Hz 付近の低周波数領域における  $x/h=0$  から  $x/h=20$  でエネルギー密度が約 20 倍の増加が見られた。Fig. 6 に長方形噴流の噴流軸上  $x/h=0, 5, 10, 20$  における変動速度  $u$  のパワースペクトルを示す。5~100Hz 付近の低周波数領域におけるエネルギー密度 ( $x/h=0$  から  $x/h=20$ ) に関して約 10 倍の増加が見られた。また 100Hz 以上の周波数領域では下流に向かうに従い  $-5/3$  乗の傾きを持って減少していく傾向が見られる。Fig. 7 に円管噴流の噴流軸上  $x/d=0, 5, 10, 20$  における変動速度  $u$  のパワースペクトルを示す。4~30Hz 付近の低周波数領域における  $x/d=0$  から  $x/d=20$  のエネルギー密度に関して約 10 倍の増加が見られ、 $x/d=5$  から  $x/d=10$  の増加が最も大きい。また  $x/d=20$  は低周波数領域では最も高い値を示すが高周波数領域における減少の傾きが最も大きい。各噴出口形状ともに管内乱流速度分布で噴出した流れのため全周波数にわたり明確なピークは見られない。また十分下流では高周波数領域で  $-5/3$  乗則にしたがっている事がわかる。

Fig. 8 に二次元チャンネル噴流の近接した 2 点における速度間の相関係数についての等値線図を示す。横軸は  $x$  軸方向の距離を噴出口短辺  $h$  で無次元化したものであり、縦軸は  $y$  軸方向の距離を噴出口短辺  $h$  で無次元化したものを表す。相関係数の大きさは図の濃淡で表し値が小さくなるのに従い色が濃くなっている。軸上平均流速で減衰の見られない Jet core 領域の  $x/h=5$  付近までは平坦な分布を示しており、 $\Delta y/h=0.25$  付近までの広がりである。また  $x/h=5$  より直線的に広がっていく分布が見られる。また  $x/h=6$ ,  $\Delta y/d=0.5$  付近に存在する負の値は下流に向かうに従い、噴流の広がりを表す半値幅の傾き 0.1 と同様の傾きを持って広がっていることが分かる。負の最小値は  $-1$  である。Fig. 9 に長方形噴流の相関係数についての等値線図を示す。軸上平均流速で減衰の見られない Jet core 領域の  $x/h=5$  付近までは平坦な分布を示しており、 $\Delta y/h=0.25$  付近までの広がりである。また  $x/h=5$  より直線的に広がっていく分布が見られる。また  $x/h=6$ ,  $\Delta y/d=0.5$  付近に存在する負の値は下流に向かうに従い、噴流の広がりを表す半値幅の傾き 0.11 と同様の傾きを持って広がっていることが分かる。負の最小値は  $-0.2$  である。Fig. 10 に円管噴流の相関係数についての等値線図を示す。軸上平均流速で減衰の見られない Jet core 領域の  $x/d=5$  付近までは平坦な分布を示しており、 $x/d=5$  より直線的に広がっていく分布が見られる。



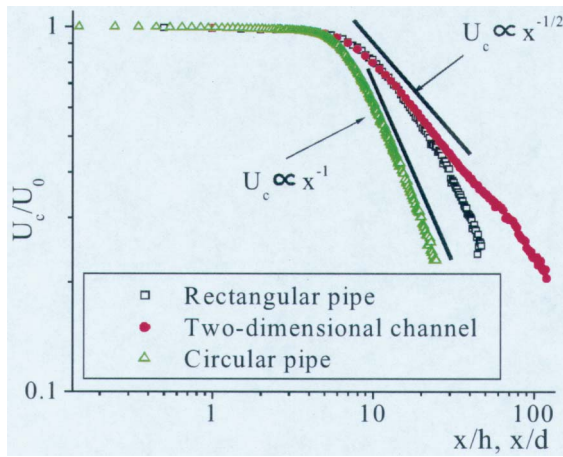


Fig. 2 The streamwise distributions of mean velocity.

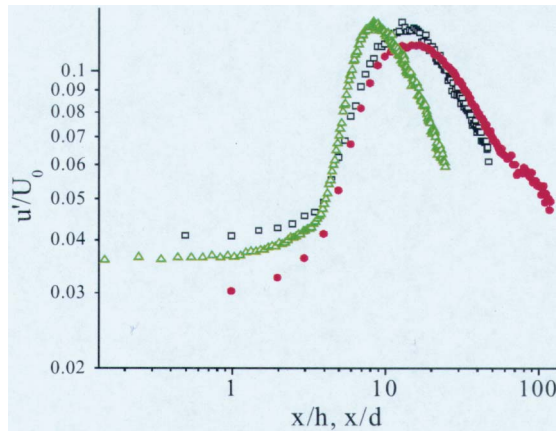


Fig. 3 The streamwise distribution of the velocity fluctuation.

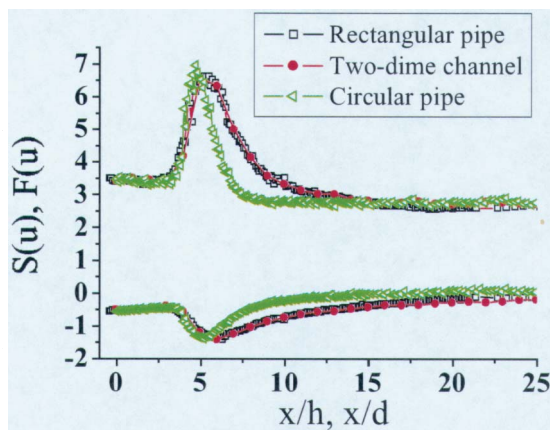


Fig. 4 Streamwise distribution of the skewness factors and flatness factors.

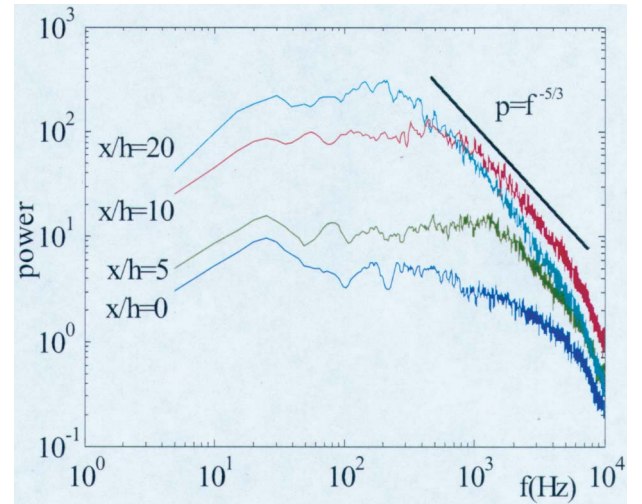


Fig. 5 Spectrum of the streamwise velocity in the two-dimensional jet.

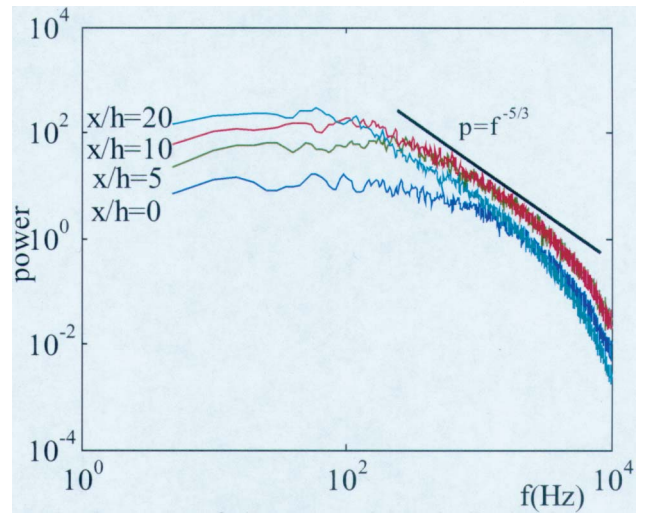


Fig. 6 Spectrum of the streamwise velocity in the rectangular jet.

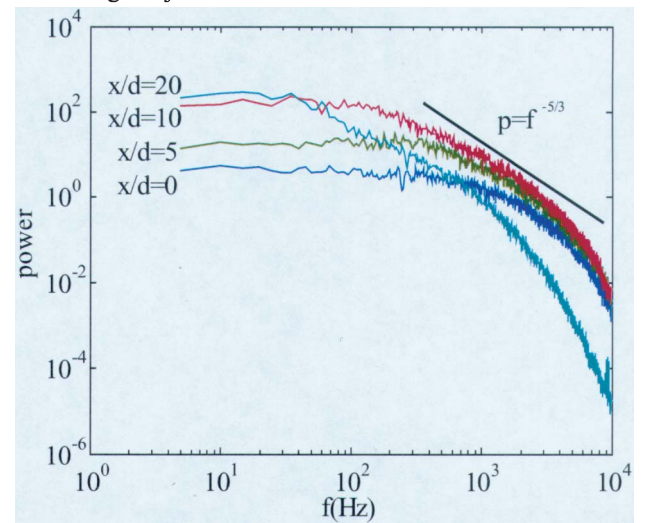


Fig. 7 Spectrum of the streamwise velocity in the circular jet.

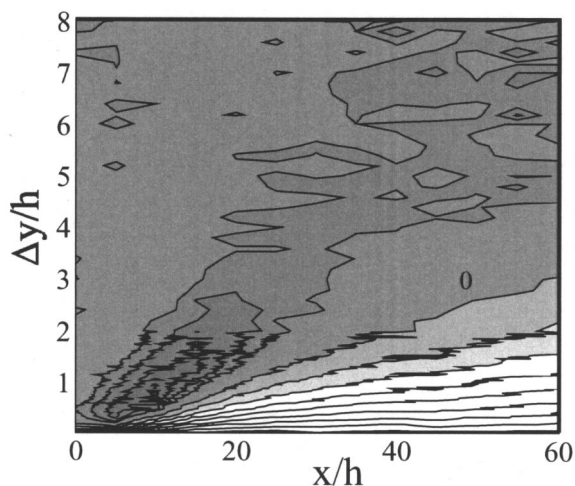


Fig. 8 Contour map of correlation in the two-dimensional jet. Contour spacing is 0.1.

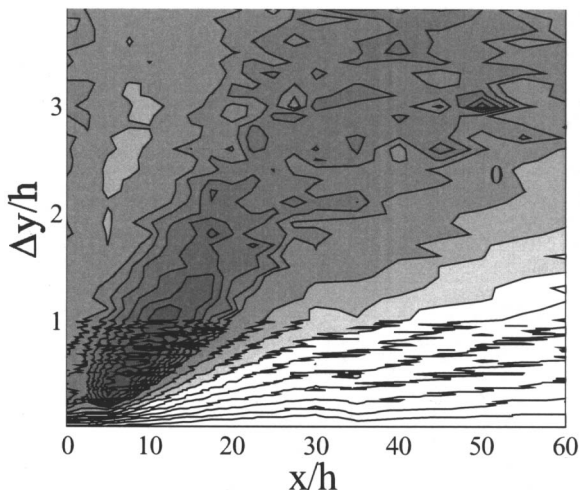


Fig. 9 Contour map of correlation in the rectangular jet. Contour spacing is 0.1.

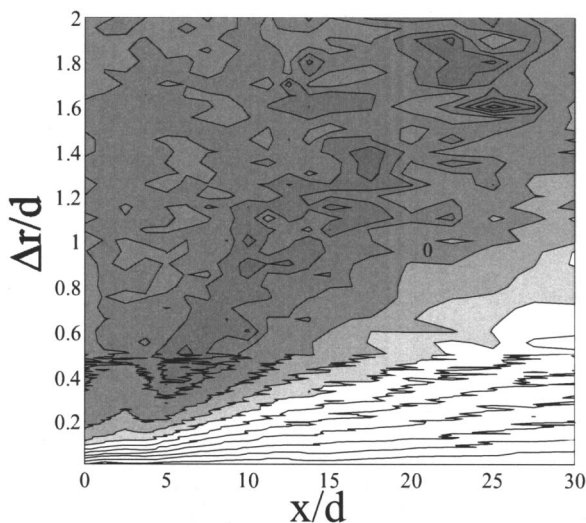


Fig. 10 Contour map of correlation in the circular jet. Contour spacing is 0.1.

また  $x/d=6$ ,  $\Delta y/d=0.5$  付近に存在する負の値は下流に向かうに従い、噴流の広がりを表す半値幅 0.06 の傾きと同様の傾きを持って広がっていることが分かる。負の最小値は -0.8 である。ここでの相関係数の負の値は渦の主に存在する大きさを示唆するものであると思われ、この渦の大きさは半値幅と同様の傾きをもって増加していくことが分かる。

#### 4. 結言

- (1) 3 種類の噴出口形状ともに平均速度が減衰し始める  $x$  位置で歪度、平坦度が急激に変化し、パワースペクトルでも低周波数領域のエネルギー密度が噴出直後に比べ 10~25 倍増加している。
- 3 種類の噴出口形状ともに平均速度が減衰し始める  $x$  位置で歪度、平坦度が急激に変化し、パワースペクトルでも低周波数領域のエネルギー密度が噴出直後に比べ 10~25 倍増加している。
- (2) 長方形噴流と二次元噴流の歪度、平坦度が流れ方向にほぼ同様の分布に変化するのに対し、円管噴流における歪度、平坦度のピークは長方形噴流、二次元噴流に比べ上流側に位置する。これは長方形噴流や二次元チャンネル噴流では短辺方向からのみ噴流軸上への混合が起こっているが、円管噴流では両軸方向からの混合が起こっているためと思われる。
- (3) 各噴出口形状における流れ方向速度の相関係数の等値線図より負の値の塊はそれぞれ  $x/h=5$  付近に存在し、その極小値の距離は半値幅とほぼ一致し下流に向かうに従い広がっている。
- (4) 長方形噴流における  $y$  軸方向の相関値は  $x/h=5$  付近で大きな負の値をとり、この付近で明確な渦構造があることが示唆される。しかしながら全周波数にわたりパワースペクトルでピークが見られないため、その渦構造のスケールがある程度分散していると考えられる。

#### 参考文献

- (1) 高曾, 西野, 栗山, 妹尾, 円形噴流における乱流大規模構造, 機論, 54-504 (昭 63-8), 1929-1937
- (2) 石田, 他 4 名, 日本機学会流体工学部門講演会講演論文集, (2002.10.23・蔵王), 1107.



## No.18

乱流境界層中における馬蹄形渦の相互干渉  
(渦構造の変形とレイノルズ応力に関する考察)

蒔田秀治, 関下信正, 青山隆一, 林豊 (豊橋技科大)

## Interaction between Two Horseshoe Vortices in a Turbulent Boundary Layer

H. Makita\*, N. Sekishita\*, R. Aoyama\* and Y. Hayashi\*

\* Toyohashi University of Technology

## ABSTRACT

Interaction phenomena between adjacent horseshoe vortices were experimentally investigated in a fully developed turbulent boundary layer. A pair of horseshoe vortices was artificially induced by injecting small swirling jets. To observe vortex structure, coherent velocity and vorticity components were obtained by conditional hot-wire measurement. A stronger sweep was induced by inside legs of two horseshoe vortices than by single horseshoe vortex in the symmetrical vertical plane. When two horseshoe vortices were induced simultaneously, they merged with each other at  $X=700\text{mm}$  and each inside leg of horseshoe vortices was separated. The separated legs might change to streaks. The merged horseshoe vortices grew to a single larger horseshoe structure in the downstream region. On the other hand, two horseshoe vortices induced with time delay of 20msec didn't connected between them. Separation of their inside legs was not observed apparently. Peak values of normal vorticity of trailing horseshoe vortex was smaller than that of leading horseshoe vortex at  $X=700\text{mm}$ ,  $Y/\delta=1.0$ .

Key Words : Horseshoe vortex, Turbulent boundary layer, Interaction, Conditional sampling

## 1. 緒言

乱流境界層内に存在する大規模馬蹄形渦は、バルジ構造<sup>①</sup>や ejection, sweep などの重要な組織運動を伴っており、乱流境界層のレイノルズ応力の発生に大きく寄与している。乱流境界層中に単独で存在する馬蹄形渦によるレイノルズ応力の生成については LES を用いた Kim<sup>②</sup>や、熱線計測による Makita & Sassa<sup>③</sup> によって明らかにされてきた。しかし、乱流境界層中では多くの秩序渦が時空間的に不規則に分布しているため、馬蹄形渦同士の干渉が必然的に生じていると考えられ、相互干渉による構造の変化とともにレイノルズ応力の生成にも変化が生じることが考えられる。従って、それらが相互に干渉した時のレイノルズ応力分布の変化を明らかにする必要がある。

本研究の目的は、大規模馬蹄形渦の相互干渉過程を明らかにすることであり、主に 2 つの馬蹄形渦をスパン方向に並べて干渉させた場合の渦構造の変化について調べてきた<sup>④</sup>。本報では、2 つの馬蹄形渦をスパン方向に並べて干渉させた場合のレイノルズ応力分布の変化を単独の結果と比較、検討した。

## 2. 実験装置・方法

境界層風洞(Fig.1)の測定部( $0.37 \times 0.75 \times 8 \text{ m}^3$ )内に鉛直に設置した境界層平板( $0.75\text{m} \times 7.7\text{m}$ )の前縁(楕円形 5:1)から 2500mm の位置にトリッピングワイヤー (直径 2mm) を設置し、乱流境界層を形成した。前縁から 3600mm 下流に吹き出し孔をスパン方向に 2 組設けた(中心間距離 50mm)。吹き出し孔(直径 2mm)は 2 孔 1 組 (間隔 10mm) であり、平均速度勾配によって生じる渦度と同回転のスパン方向渦度  $\omega_z$  を誘起<sup>⑤</sup>、馬蹄形渦を自然発達させた。馬蹄形渦を単独で発生させた場合を Case1, 2 つの馬蹄形渦を同時に発達させた場合を Case2 とする。座標系は 2 組の吹き出し孔の中心を原点とし、主流方向を X、高さ方向を Y、スパン方向を Z 軸とした。主流流速は  $U_\infty=5\text{m/s}$ 、 $X=0\text{mm}$  における排除厚さに基づくレイノルズ数は  $Re_\delta^* \approx 1685$ 、境界層厚さは  $\delta=45\text{mm}$  ( $X=600\text{mm}$ ) である。

計測には、定温度型熱線流速計と I、X 及び Double-X プローブを用いた。瞬間流速  $u, v, w$  は、三成分分解<sup>⑥</sup>により局所平均流速  $U, V, W$ 、秩序運動成分  $u_o, v_o, w_o$ 、乱雑変動成分  $u_r, v_r, w_r$  に分離した。A/D 変換器 (5kHz) で速度変動をコンピュータに取り込み、1024 回のアンサンブル平均によって  $u_o, v_o, w_o$  を求めた。レイノルズ応力も次式に示すようにアンサンブル平均により秩序運動によって生じるレイノルズ応力秩序成分  $u_o v_o$  と秩序構造と乱雑変動との干渉により生ずる乱雑成分  $-<u_r v_r>$  とに分離された<sup>⑤</sup>。

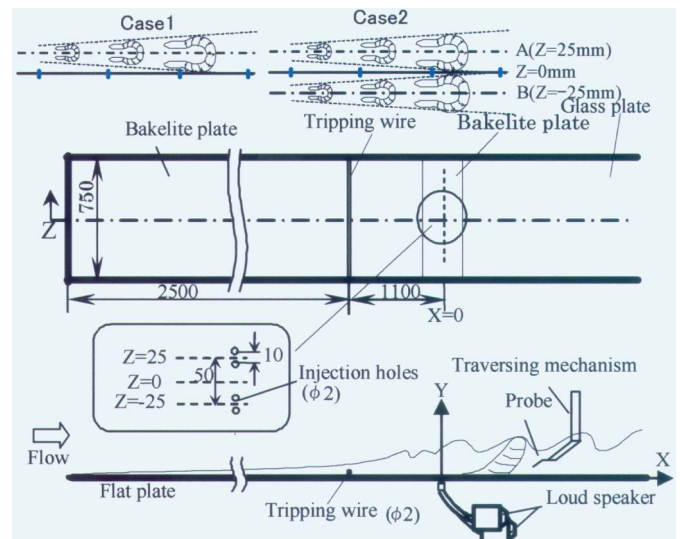
$$-<uv> = -u_o v_o + (-<u_r v_r>) \quad (1)$$


Fig.1 Experimental apparatus(unit:mm)

## 3. 実験結果と考察

Fig. 2 に、 $X=700\text{mm}$  における単独馬蹄形渦の速度ベクトル図を示す。単独馬蹄形渦の中心断面付近を捉えた  $Z=25\text{mm}$  の垂直断面 (Fig. 2a) では、ejection と上層部に馬蹄形渦の頭部を示すバルジ構造<sup>①</sup>が存在する。また、馬蹄形渦の脚部外側付近を捉えた  $Z=0\text{mm}$  の垂直断面 (Fig. 2b) では sweep が確認され、さらに、 $Y/\delta=0.7$  の水平断面 (Fig. 2c) では馬蹄形渦の脚部を示す 2 つの回転構造が観察できる。これより、境界層下層に導入された渦度擾乱が一般的な馬蹄形渦<sup>③</sup>へと発達していることが分かる。Fig. 2(a),(b) の鉛直断面におけるレイノルズ応力秩序成分の分布図を Fig. 3 に示す。中心断面では ejection による強い  $-u_o v_o$  が発生しており、そのピーク値は  $Y/\delta \approx 0.7$  付近に位置し、乱流境界層の時間平均値のピーク値 ( $-<uv>/U_\infty \times 10^4 \approx 14$ )<sup>⑥</sup>と同程度である。乱流境界層のレイノルズ応力の生成には内層の小規模な渦構造の寄与が大きい<sup>⑦</sup>とされるが、本結果より大規模馬蹄形渦も生成していることがわかる。脚部外側の  $Z=0\text{mm}$  では sweep に対応した分布が見られるが、その強度は中心断面に比べてかなり小さい。これは中心断面では 2 つの渦管の間で ejection は強められ、強いレイノルズ応力が発生するためであると考えられる。

馬蹄形渦を 2 つ同時に発生させた Case2 と単独で発生させた Case1 について  $X=300\text{mm}$  での対称断面 ( $Z=0\text{mm}$ ) における垂

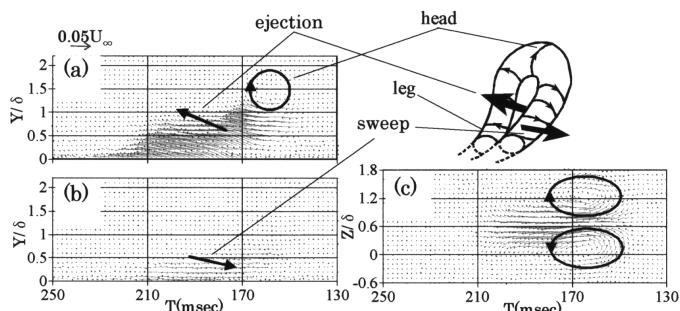


Fig. 2 Coherent velocity vector maps around a single horseshoe vortex at  $X=700\text{mm}$ , (a) $Z=25\text{mm}$ , (b) $Z=0\text{mm}$ , (c) $Y/\delta=0.7$ .

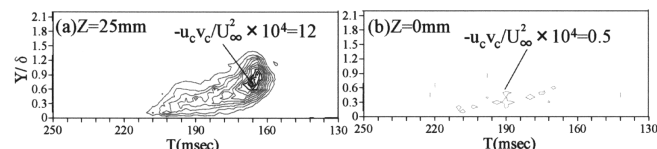


Fig. 3 Contour maps of Reynolds stress  $-u_c v_c$  around a single horseshoe vortex at  $X=700\text{mm}$ . Isolines spacing is  $u_c v_c / U_\infty^2 \times 10^4 = 1$ .

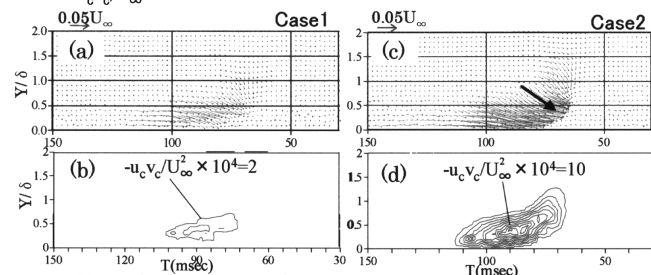


Fig. 4 Coherent velocity vector maps (a), (c) and contour maps of Reynolds stress  $-u_c v_c$  (b), (d) around the horseshoe vortex at  $X=300\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . Isolines spacing is  $u_c v_c / U_\infty^2 \times 10^4 = 1$ .

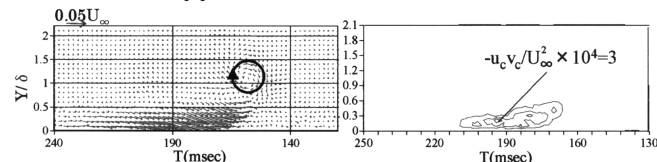


Fig. 5 Coherent velocity vector maps and contour maps of Reynolds stress  $-u_c v_c$  at  $X=700\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$  for Case2. Isolines spacing is  $-u_c v_c / U_\infty^2 \times 10^4 = 1$ .

直断面の速度ベクトル図と $-u_c v_c$ の分布図を Fig. 4 に示す。Case2 では馬蹄形渦がスパン方向に並ぶために、Case1 よりも強い sweep が発生している<sup>(4)</sup>。 $-u_c v_c$ の分布図においても、強められた sweep に対応して非常に強い正のレイノルズ応力が発生している。馬蹄形渦が境界層中に孤立して存在する場合には sweep によるレイノルズ応力の生成は Fig. 3(b) に示すように僅かであるが、馬蹄形渦がスパン方向に並ぶことによって sweep も ejection と同様にレイノルズ応力生成に寄与している。次に、 $X=700\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$  における Case2 の速度ベクトル図と $-u_c v_c$ の分布を Fig. 5 に示す。これまでの研究<sup>(4)</sup>でも報告したが、 $X=700\text{mm}$  では 2 つの馬蹄形渦の結合を示すバルジ構造が観察できる (Fig. 5a)。しかし、 $-u_c v_c$ の分布図ではバルジ構造に対応する分布は見られない。後で図示するように、 $-\langle u_r v_r \rangle$ の寄与の方が大きいのである。下層には sweep によるレイノルズ応力が確認できるが、そのピーク値と分布域は  $X=300\text{mm}$  (Fig. 3d) に比べて減少していることから、下流に移流するにつれて馬蹄形渦が減衰したためと考えられる。ただし、干渉による影響も考えられるために、Case2 について  $X=700\text{mm}$  での  $Z=0\text{mm}$  および  $25\text{mm}$  における $-u_c v_c$ と乱雑成分 $-\langle u_r v_r \rangle$ の分布を Fig. 6 に示す。また、比較のため、Case1 について  $X=700\text{mm}$  における $-\langle u_r v_r \rangle$ の分布を Fig. 7 に示す。Case2 における  $Z=0\text{mm}$  の $-\langle u_r v_r \rangle$ の分布 (Fig. 6b,d)

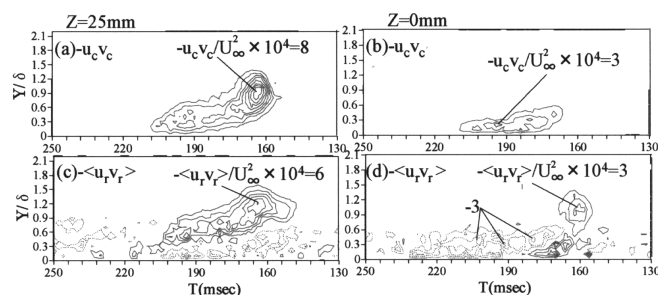


Fig. 6 contour maps of Reynolds stress around an interacted horseshoe vortex at  $X=700\text{mm}$  for Case2. Broken and solid lines represent negative and positive values, respectively. Isolines spacing is  $-u_c v_c / U_\infty^2 \times 10^4 = 1$ .

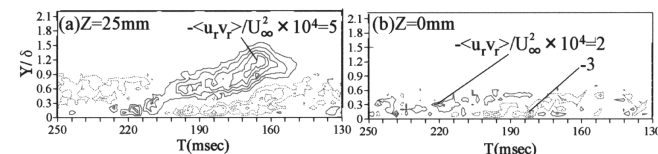


Fig. 7 Contour maps of Reynolds stress  $-\langle u_r v_r \rangle$  at  $X=700\text{mm}$ ,  $Z=25\text{mm}$  for Case1. Broken and solid lines represent negative and positive values, respectively. Isolines spacing is  $-\langle u_r v_r \rangle / U_\infty^2 \times 10^4 = 1$ .

では下層に位置する sweep によって $-u_c v_c$ が生成され、それを打ち消すような負の $-\langle u_r v_r \rangle$ の分布が見られる。しかし、その分布域は Case1 (Fig. 7b) よりも拡大しているものの、ピーク値に大きな差異は見られない。Case2 の速度ベクトル図 (Fig. 5) でバルジ構造が見られた  $T=160\text{msec}$ ,  $Y/\delta=1.0$  付近においても乱雑成分が観察される (Fig. 6d)。脚部の結合部においてもレイノルズ応力は生成されるが、それは乱雑変動によるものである。Hussain & Zaman<sup>(8)</sup>は $-\langle u_r v_r \rangle$ が大規模渦の乱雑変動による変形、減衰を促すと指摘した。Case1 と Case2 での  $Z=25\text{mm}$  における $-u_c v_c$ の分布図 (Fig. 3a, Fig. 6a) を比較すると、レイノルズ応力乱雑成分の分布には大きな差異はないが、 $-u_c v_c$ の分布において若干 Case2 の方がそのピーク値は小さい。これは干渉の影響が対称面近傍のみでなく、馬蹄形渦全体に及んでいる可能性を示している。同位相で干渉した馬蹄形渦では単独馬蹄形渦よりも $-\langle u_r v_r \rangle$ が対称面で増加し、 $Z=25\text{mm}$  での $-u_c v_c$ のピーク値が減少することから、単独の場合とは減衰過程が異なる可能性があり、さらに下流に追跡し、相互干渉が減衰、崩壊過程に及ぼす影響を明らかにする必要がある。

#### 4. 結言

単独で存在する馬蹄形渦の sweep によるレイノルズ応力の生成は少ないが、馬蹄形渦を 2 つ同時に誘起し、干渉させた場合、単独の場合よりも強い sweep が形成され、ejection と同様にレイノルズ応力生成に大きく寄与する。馬蹄形渦の内側脚部が結合する流れ方向位置における  $Z=25\text{mm}$  ではレイノルズ応力の秩序成分のピーク値が単独馬蹄形渦に比べ減少することから、馬蹄形渦全体に干渉の影響が及んでいると考えられる。

本研究は平成 13~14 年度文部科学省科学研究費基盤研究費(c)(2)(13650178)の援助により行われたものであることを記し、謝意を表する。

#### 参考文献

- (1) Kovaszny et al., J.Fluid.Mech.,41(1970),283.
- (2) Kim,J., Turbulent Shear Flow5,(1987)221. Springer-Verlag.
- (3) Makita and Sassa, Turbulent Shear Flows 8,(1992),23.
- (4) 蒔田, 他 3 名, 日本機械学会東海支部第 49 期総会講演会論文集,(2000),3.
- (5) Hussain,A.K.M.F.& Reynolds,W.C.,J. Fluid Mech.,41(1970),241.
- (6) Klebanoff,P.S, NACA 1247,(1955).
- (7) Kline,S.J., Reynolds,W.C., Schraub,F.A. & Runstadler,P.W., J.Fluid Mech., 30 (1967),741.
- (8) Hussain,A.K.M.F.& Zaman,K.B.M.Q., J.Fluid Mech.,101(1980),493.



## No.19

## 落 ち 葉 の 舞

佐藤 浩、斉藤博之助、中村 宏 （ながれ研究集団）

## Dance of falling leaves

H.Sato, H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

## ABSTRACT

When summer ends, tree leaves start falling. They dance around in air. We planned to perform a systematic investigation on the dance. We used a transparent water tank and dropped various kinds of thin model. Among them the best dance is performed by the one-yen coin. The dance by the coin is very regular and reproducible. After hundreds of trial we found that the stable dance is performed by models with axial symmetry. In the process of falling all models turn around the vertical axis and if there is no symmetry, falling mode changes. Appropriate conditions for the stable dance were discovered.

Key Words: Falling leaves, water tank

## 0. はじめに

秋が来ると木々は色付き、葉が、始めはおそろおそろ、やがて雨のように散っていきます。その散り方を詳しく、また系統的に調べることにしました。それには流体力学も役に立つでしょう。

## 1. 実験方法

垂直な、透明な水槽を準備しました。高さはほぼ1mで、断面は15cm x 15cmです。ここに水を満たして、水よりも密度の大きい材料でできた薄い模型を落としました。そして落ちていく模型の振る舞いをビデオに撮りました。正面だけでなく、側面からも見えるように、45度の角度に鏡を置いて、一つの画面に両方からの写真が同時に写せるようにしました。

ビデオカメラで撮った動画を静止画に変換しました。1コマは1/30秒ですから、落下速度に応じて、適当にコマ落としをして、一枚の画面に表示して観察しました。

## 2. 落葉

できるだけ実際の落ち葉に似せた模型を薄いアルミやアクリルで作って、落ち方を観察しました。その一例を第1図に示します。これは厚さ0.5mmの、アクリルで作った楓の模型です。落下速度が小さいので、12コマずつずらした、

合成図になっています。左半分は正面から、右



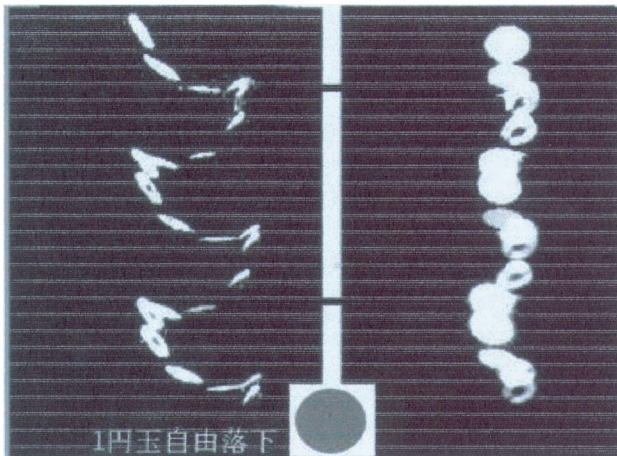
第1図 楓の落葉

半分は側面からの写真です。中央にある2本の横棒の間隔は10cmです。色々な落ち葉の中では比較的安定なひらひらを見せています。

## 3. 幾何図形

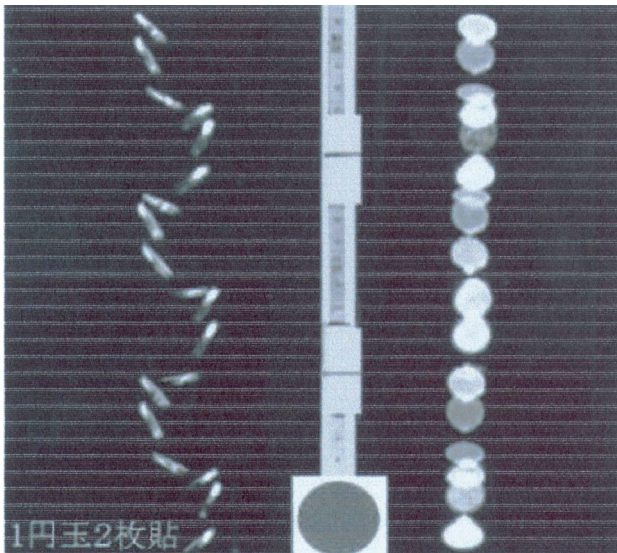
どのような模型よりも安定なひらひらを見せるのはアルミの一円玉です。非常に規則正しく、高い再現性を示します。第2図はその例です。左の図はひらひらをほぼ側面から捕えています。特徴的なのは大きな揚力のために一円玉が上に向けて動くこともあることです。





第2図 一円玉

第3図は一円玉を2枚貼り合わせたときの写真です。厚さと質量が両方とも2倍になっています。同じように安定したひらひらですが、振幅は小さくなっています。波の波長には大きな



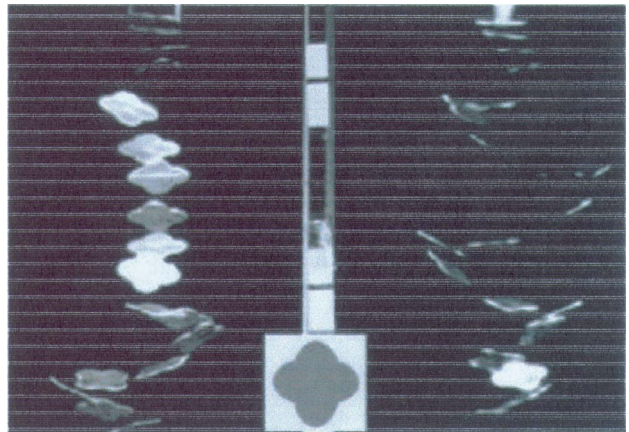
第3図 一円玉二枚貼

変化はありません。

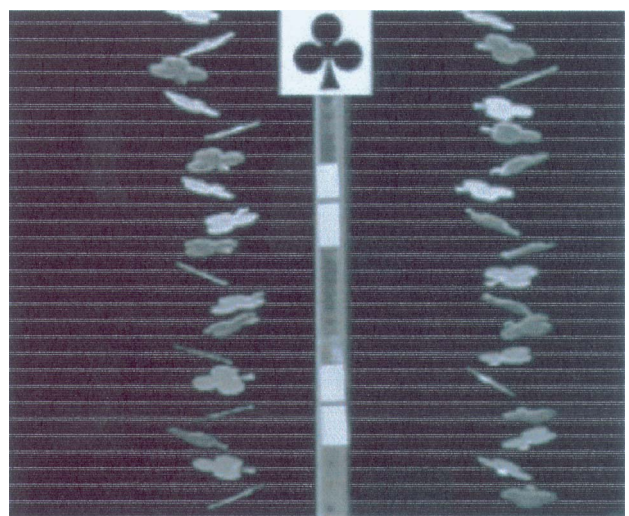
第4図は4つの弁を持つ花形で、円に近いところもありますが、一円玉ほど綺麗なひらひらはありません。左右の図を比べてみるとある場所でひらひらが変わっていることが見られます。これは面内の回転によるもので、形が軸対称でないのでひらひらに乱れが作られるのです。

トランプの4つの形もやってみました。軸対称性が良くないので、綺麗なひらひらはみられません。揚力が小さくてあまり持ち上げることができません。第5図はクラブです。0.5 mmのアクリルでできています。4つの中ではましなひらひらをしますが乱れも入っています。

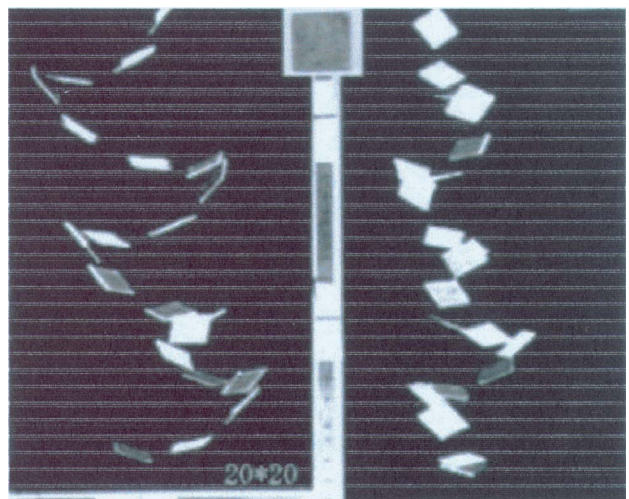
正方形の模型が第6図です。大きい揚力が見られますが、途中で乱れが入っています。



第4図 4弁花



第5図 クラブ



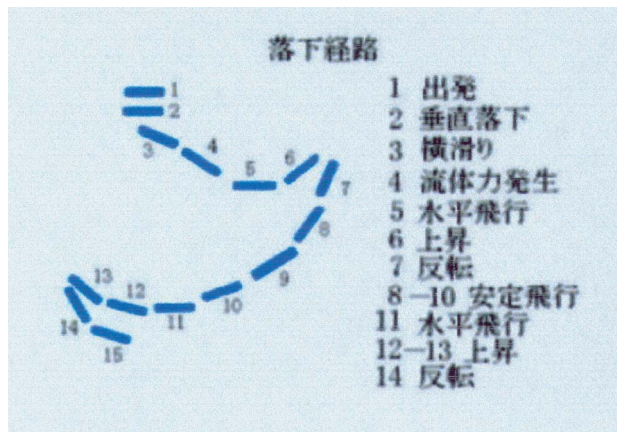
第6図 正方形

#### 4. 落下力学

ここで落葉のこまかな議論をします。まず第一は落下の経路です。第7図は経路の分解図です。まず1の水平な状態から落下を始めます。

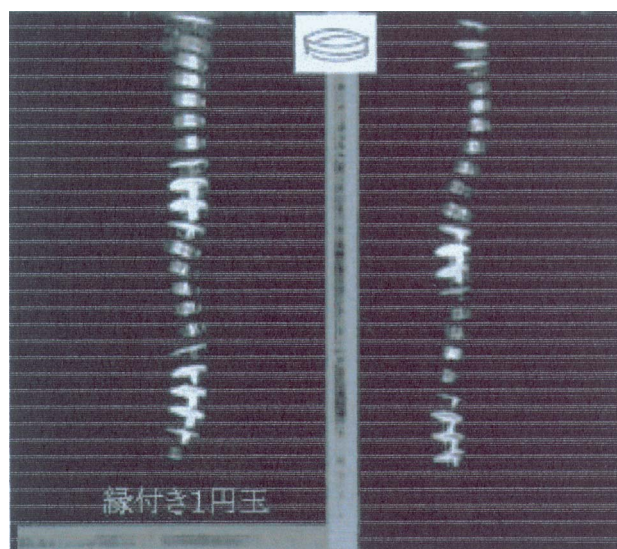


この水平落下は当然の事ながら不安定です。やがて3のような横滑りとなり、滑りが重力で加



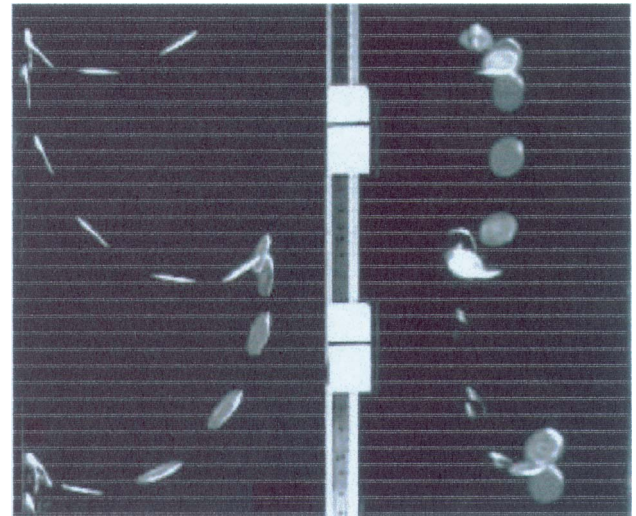
第7図 落下経路

速されると流体力としての揚力が発生します。その揚力の着力点は前縁から直径の  $1/4$  のあたりで、重力は  $1/2$  の中心に作用しますから頭上げのモーメントが作られます。それによって翼としての迎角が増大し、それに伴って揚力が大きくなります。揚力と頭上げモーメントの作用で物体の姿勢は5のように水平になります。さらに揚力の増大と慣性によって、6のように頭を上げ、物体を上を引き上げます。6の死点は翼としての失速点です。物体は7のように反転して8-10のように安定飛行をします。そして12, 13が上昇で、次の死点に入り、振動の一周期が完成します。ここで重要なのは横滑りです。それがないとひらひらはしません。例えば一円玉の周囲を薄い金属で塀のように囲って落したのが第8図です。同じ一円玉なのにほとんどひらひらしないで真っ直ぐに落ちていきます。



第8図 縁付き一円玉

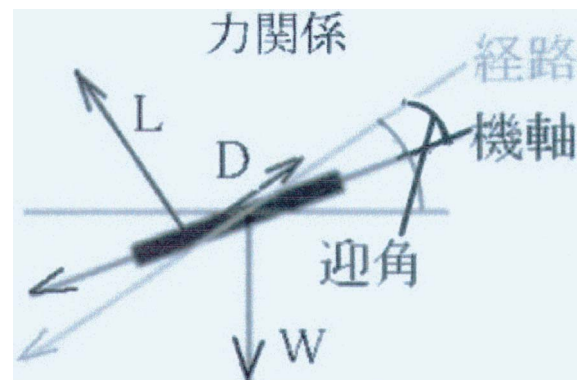
これと正反対に一円玉の縁を磨いて鋭くした物を落としてみると第9図のようになります。



第9図 鋭縁一円玉

横揺れ、すなわち振動振幅が非常に大きくなっています。しばしば水槽の壁に衝突して真っ直ぐ落ちてしまいます。

第10図は物体に働く色々な力を表しています。経路と機軸との間の角が迎角です。迎角

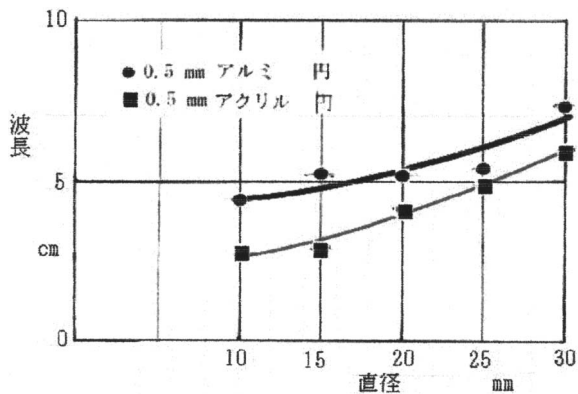


第10図 力の関係

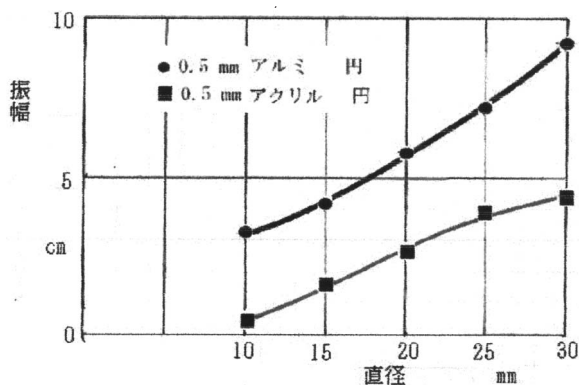
に応じて経路に垂直な揚力  $L$  と、経路方向の抗力  $D$  とが働きます。重力  $W$  は垂直に働き、 $L$  によって頭上げのモーメントが発生します。このとき慣性モーメントが大きくて頭が十分に上がらなければ、ひらひらすることがありません。経路が水平になった後でさらに揚力が増えるので経路が上向きになりますが、物体が重いとその重力に勝つことが出来ません。抗力は普通の翼では物体の表面積に比例しますが、この薄い物体の場合は物体の厚みと、横幅の積に比例すると考えた方が自然です。

ひらひらの度合いを定量的に調べるために、平面形を円に限って、系統的な実験を行いました。落下姿態を代表する量として、波長と、振幅とを画像から測定することにしました。

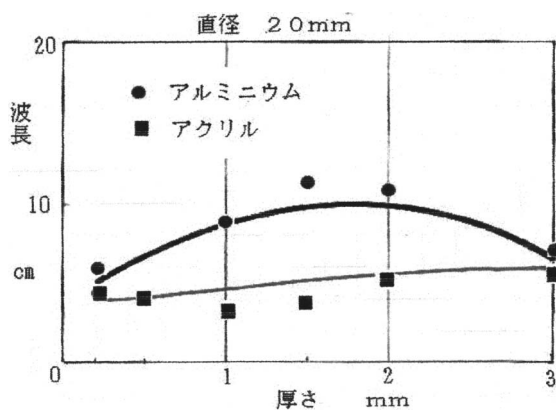
まず材料の厚さを一定にして面積だけを変えました。材料として厚み 0.5 mm のアルミとアクリルについて直径を 10 mm から 30 mm まで変えた結果が第 1 1 - 第 1 2 図に示されています。



第 1 1 図 直径と波長の関係

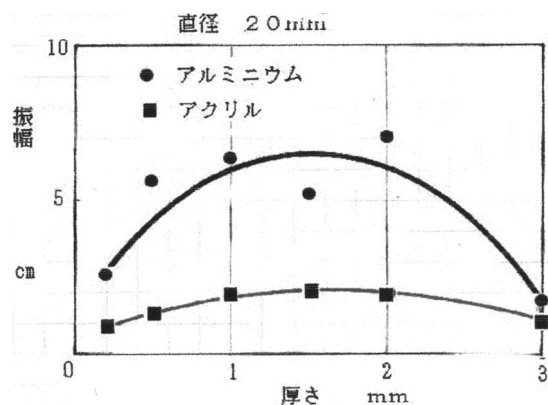


第 1 2 図 直径と振幅の関係

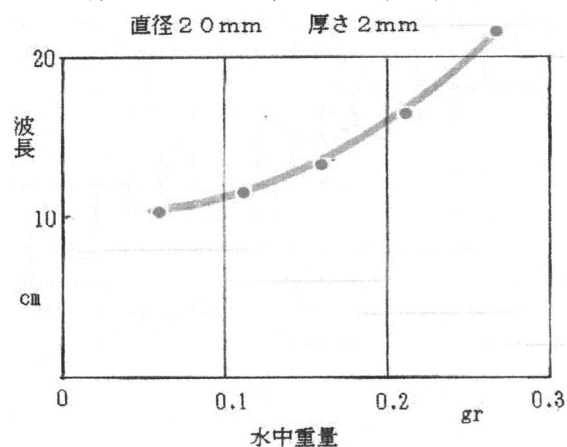


第 1 3 図 厚さと波長の関係

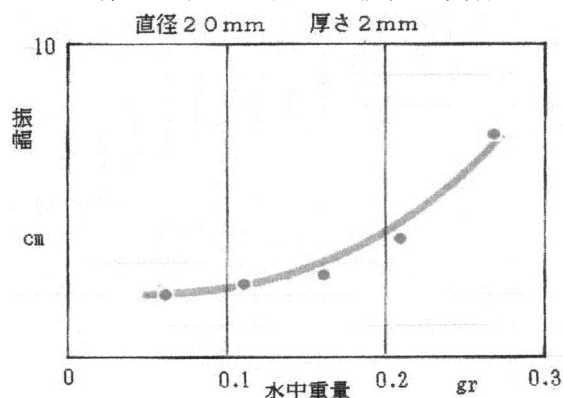
波長も振幅も直径が大きくなるにつれて大きくなります。直径を一定にして厚さを変えたのが第 1 3 - 第 1 4 図です。また厚さを一定にして重量を変えたのが第 1 5 - 第 1 6 図です。厚さには好適な値がありますし、実験の範囲では重いほど波長も振幅も大きくなります。



第 1 4 図 厚さと振幅の関係



第 1 5 図 重量と波長の関係



第 1 6 図 重量と振幅の関係

## 5. むすび

実験の結果分かったことは、ひらひらがうまくいくための条件として

- 程よい厚さが必要です。それは横滑りの速度を調節するためです。
- 横滑り速度によって発生する揚力は葉を支え、ひらひらの原因になります。
- 葉の平面形が軸対称に近い物は安定にひらひらし、遠い物には乱れが生じます。
- 試された多くの物体の中で一番安定した、見事なひらひらは「円玉」です。

## No.20 Burgers 乱流における速度分布の慣性相似性

巽 友正（国際高等研） 吉村卓弘（トヨタテクノサービス）

### Inertial Similarity of Velocity Distributions in the Burgers Turbulence

T. Tatsumi\* and T. Yoshimura\*\*

\*International Institute for Advanced Studies

\*\*Toyota Technoservice Corp.

#### ABSTRACT

One and two-point velocity distributions of the Burgers turbulence are worked out using the *cross-independence hypothesis* of two-point velocities, which was employed by the authors for dealing with homogeneous isotropic turbulence in an incompressible viscous fluid.<sup>1)</sup> Since no external excitation has been introduced, turbulence decays in time, and the self-similar evolution of the statistical characteristics is assumed.

One-point velocity distribution is found to be an *inertial normal* distribution including only the *energy dissipation rate*  $\varepsilon$  as the inverse diffusion parameter. Initially it starts from an *uniform* distribution with infinitesimal probability density, grows up in time as a *normal* distribution with decreasing variance, and eventually tends to a *delta* distribution corresponding to the dead still state. During this decay process, the kinetic energy  $E$  changes in time  $t$  as  $E \propto t^{-1}$  and thus the energy dissipation rate  $\varepsilon$  as  $\varepsilon \propto t^{-2}$ .

Two-point velocity distribution is expressed in terms of the velocity-sum and velocity-difference distributions. The both distributions are obtained as another *inertial normal* distribution for all finite distance  $r > 0$ , associated with the constant  $\varepsilon/2$  in place of  $\varepsilon$  of the one-point velocity distribution.

The inertial normality of the both distributions makes all length-scale related with the viscosity  $\nu$  vanishingly small and causes discontinuous change of the distributions in the limit of small distance  $r \rightarrow 0$ . The inertial normality is broken for the velocity-difference distribution at the inertial range, which is obtained numerically as the asymmetric non-normal distribution depicted in Fig.2. Except for this case, the prevailing inertial normality of the general statistics of the Burgers turbulence provides us with a bright prospect for the extension of the theory to more complex turbulent flows.

Key Words: The Burgers turbulence, velocity distributions, inertial normality

#### 1. Burgers 乱流

Burgers 乱流は非圧縮粘性流体における一様等方性乱流の1次元モデルで、その速度  $u(x, t)$  は、Burgers 方程式、

$$\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x = \nu \partial^2 u / \partial x^2 \quad (1)$$
に従う。

Burgers 乱流も他の流体乱流と同様、統計的に多点速度分布によって記述されるが、その速度分布を支配する方程式系は、つねに高次の分布を含むために閉じていない。著者たちはさきに、粘性流体乱流の速度分布方程式系を閉じさせる完結仮説として、*交差独立仮説* (Cross-independence hypothesis) を導入し、

それによって、1点速度および2点速度和と速度差の分布を理論的に求めた。<sup>1)</sup>

本論文ではこの仮説をBurgers 乱流に適用して、その1点および2点速度分布を求めようとするものである。

#### 2. 速度分布

2点速度を  $u_1 = u(x_1, t)$ 、 $u_2 = u(x_2, t)$  で表わせば、1点・2点速度分布は、

$$f(v_1, x_1, t) = \langle \delta(u_1 - v_1) \rangle \quad (2)$$

$$f^{(2)}(v_1, v_2; x_1, x_2; t) = \langle \delta(u_1 - v_1) \delta(u_2 - v_2) \rangle \quad (3)$$

で定義される。ここに、 $v_i$  ( $i=1, 2$ ) は、速度  $u_i$  に対応する確率変数である。



本論文では空間的に一様な乱流を考えるが、その場合、(2)および(3)は、

$$f(v_1, x_1, t) = f(v_1, t) \quad (4)$$

$$f^{(2)}(v_1, v_2; x_1, x_2; t) = f^{(2)}(v_1, v_2; r, t) \quad (5)$$

ただし、 $r = x_2 - x_1$ 、と書ける。

### 3. 速度分布方程式

1点および2点速度分布に対する方程式は、粘性流体乱流に対するLundgren-Monin方程式<sup>2)</sup>から、非一様の場合も含めて次のように求められる。

$$\begin{aligned} & [\partial / \partial t + v_1 \partial / \partial x_1] f(v_1, x_1, t) \\ &= -\nu (\partial / \partial v_1) \lim_{x_2 \rightarrow x_1} \partial^2 / \partial x_2^2 \times \\ & \quad \times \int v_2 f^{(2)}(v_1, v_2; x_1, x_2; t) dv_2 \quad (6) \\ & [\partial / \partial t + v_1 \partial / \partial x_1 + v_2 \partial / \partial x_2] \times \\ & \quad \times f^{(2)}(v_1, v_2; x_1, x_2; t) \\ &= -\nu [(\partial / \partial v_1) \lim_{x_3 \rightarrow x_1} \\ & \quad + (\partial / \partial v_2) \lim_{x_3 \rightarrow x_2}] \partial^2 / \partial x_3^2 \times \\ & \quad \times \int v_3 f^{(3)}(v_1, v_2, v_3; x_1, x_2, x_3; t) dv_3 \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & f^{(3)}(v_1, v_2, v_3; x_1, x_2, x_3; t) \\ &= \langle \delta(u_1 - v_1) \delta(u_2 - v_2) \times \\ & \quad \times \delta(u_3 - v_3) \rangle \quad (8) \end{aligned}$$

ただし、(8)は3点速度分布を表わす。

方程式(6)、(7)は高次速度分布(8)を含むために閉じていないので、これを閉じさせるために完結仮説を用いる。

### 4. 交差独立仮説

完結仮説として最も簡単で広く用いられるものは、2点速度 $u_1$ と $u_2$ の独立性を仮定するもので、(2)～(5)式により、

$$f^{(2)}(v_1, v_2; r, t) = f(v_1, t) f(v_2, t) \quad (9)$$

と関係づけられる。この独立仮説は、距離 $r$ が大きいときには良い近似を与えるが、 $r$ が小さいときには一般には成り立たない。そこで、次のように考える。

2点速度 $u_1$ と $u_2$ の和と差、

$$\begin{aligned} u_+(x_1, x_2; t) &= \frac{1}{2}(u_1 + u_2) \\ u_-(x_1, x_2; t) &= \frac{1}{2}(u_2 - u_1) \quad (10) \end{aligned}$$

を交差速度とよび、それらの分布、

$$g_{\pm}(v_{\pm}, r, t) = \langle \delta(u_{\pm} - v_{\pm}) \rangle \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & g^{(2)}(v_+, v_-; r, t) \\ &= \langle \delta(u_+ - v_+) \delta(u_- - v_-) \rangle \quad (12) \end{aligned}$$

を考える。ただし、

$$v_+ = \frac{1}{2}(v_1 + v_2), \quad v_- = \frac{1}{2}(v_2 - v_1) \quad (13)$$

ここで、分布 $f^{(2)}$ と $g^{(2)}$ は、2点速度

$u_1$ と $u_2$ の分布として同等であり、

$$f^{(2)}(v_1, v_2; r, t) = \frac{1}{2} g^{(2)}(v_+, v_-; r, t) \quad (14)$$

と書くことができる。このとき、交差速度の間で(9)と同様の独立性を考え、

$$g^{(2)}(v_+, v_-; r, t) = g_+(v_+, r, t) g_-(v_-, r, t) \quad (15)$$

とおくことができる。

交差独立仮説(15)は、通常の独立仮説(9)とは違って、距離 $r$ が大きい場合だけでなく、小さい場合においても漸近的に良い近似を与えることが示される。<sup>1)</sup>

また、この仮説は、乱流の小規模成分が寄与する速度差 $u_-$ が、大規模成分が寄与する速度和 $u_+$ から独立であることを仮定する意味で、Kolmogorov<sup>4)</sup>の局所平衡仮説と同等であることがわかる。<sup>1)</sup>

### 5. 1点速度分布方程式

1点速度分布方程式(6)は、一様乱流においては移流項が消えて、

$$\begin{aligned} & (\partial / \partial t) f(v_1, t) = -\nu \lim_{r \rightarrow 0} \partial^2 / \partial r^2 \times \\ & \quad \times \int (\partial / \partial v_1) v_2 f^{(2)}(v_1, v_2; r, t) dv_2 \quad (16) \end{aligned}$$

と書ける。(16)式は閉じていないが、交差独立仮説による(14)、(15)式を代入すると、

$$\begin{aligned} & (\partial / \partial t) f(v_1, t) = -\frac{1}{2} \nu \lim_{r \rightarrow 0} \times \\ & \quad \times \partial^2 / \partial r^2 \int (\partial / \partial v_1) v_2 \times \\ & \quad \times g_+(v_+, r, t) g_-(v_-, r, t) dv_2 \quad (17) \end{aligned}$$

となる。

ここで、(17)式右辺の $r \rightarrow 0$ での漸近評価を行なうと、方程式は次のような逆拡散型方程式に帰着する。<sup>1)</sup>

$$[\partial / \partial t + \alpha(t) \partial^2 / \partial v_1^2] f(v_1, t) = 0 \quad (18)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \alpha(t) &= 2\nu \lim_{r \rightarrow 0} \partial^2 / \partial r^2 \int v_-^2 \times \\ & \quad \times g_-(v_-, r, t) dv_- \quad (19) \end{aligned}$$

ただし、 $\alpha(t)$ は(19)式により、

$$\begin{aligned} \alpha(t) &= \nu \langle (\partial u(x_1, t) / \partial x_1)^2 \rangle \\ &= \varepsilon(t) \quad (20) \end{aligned}$$

と評価されるから、1次元乱流の運動エネルギー $E(t)$ の粘性散逸率、

$$\varepsilon(t) = -dE(t)/dt \quad (21)$$

に等しいことがわかる。<sup>1)</sup>

### 6. 1点速度分布

1点速度分布に対する(18)式は、閉じ



た線形方程式であるが、逆拡散型であるため初期値問題が一般に不確定である。この不確定性は、解の時間的自己相似性を仮定することによって回避できる。

自己相似変数、

$$f(v_1; t) = t^{1/2} F(v), \quad v = v_1 t^{1/2} \quad (22)$$

を導入すれば、(19)～(21)により、

$$\alpha(t) = \alpha_0 t^{-2}, \quad \varepsilon(t) = \varepsilon_0 t^{-2} \\ E(t) = E_0 t^{-1}, \quad \alpha_0 = \varepsilon_0 = E_0 \quad (23)$$

となる。

このとき、(18)式は、

$$(d/dv + 2/v)(d/dv + v/2 \alpha_0) = 0 \quad (24)$$

となる。(24)式の一般解は、

$$F(v) = A \exp(-v^2/4 \alpha_0) \\ + \int v'^{-2} \exp[-(v^2 - v'^2)/4 \alpha_0] dv'$$

与えられるが、非同次解は原点で特異性をもつから同次解をとり、規格化条件により定数Aを決めれば、

$$F(v) = (4\pi \alpha_0)^{-1/2} \exp(-v^2/4 \alpha_0) \quad (25)$$

すなわち、分布は次のようになる。

$$f(v_1, t) = f_0(v_1, t) \\ \equiv (t/4\pi \alpha_0)^{1/2} \exp[-v_1^2 t/4 \alpha_0] \quad (26)$$

1点速度分布(26)は正規的であり、粘性 $\nu$ を陽に含まないため慣性的である。これを慣性正規分布と呼ぶ。

ここでは外力による励起を考えていないため、分布は時間的に変化する。分布は、初期時刻 $t=0$ においては分布密度無限小の一様分布であり、 $t>0$ では分散が時間とともに減少する正規分布であり、 $t \rightarrow \infty$ の極限では静止状態を表わす $\delta$ 分布に漸近する。Burgers 乱流の1点速度分布のこの振舞いは、非圧縮粘性流体の乱流のそれと全く同一である。<sup>1)</sup>

## 7. 2点速度分布方程式

2点速度分布方程式(7)は、一様乱流においては次のように書ける。

$$[\partial/\partial t + (v_2 - v_1) \partial/\partial r] \times \\ \times f^{(2)}(v_1, v_2; r, t) \\ = -\nu [(\partial/\partial v_1) \lim_{r' \rightarrow 0} \\ + (\partial/\partial v_2) \lim_{r'' \rightarrow 0}] \partial^2/\partial x_3^2 \times \\ \times \int v_3 f^{(3)}(v_1, v_2, v_3; r, r', r''; t) dv_3 \quad (27)$$

ここに、 $r' = x_3 - x_1$ 、 $r'' = x_3 - x_2$ 。

(27)式の右辺の粘性項は、1点方程式(17)のそれと同じ構造をもつため、第1

粘性項に対しては、

$$v_+^{(1)} = \frac{1}{2}(v_1 + v_3), \quad v_-^{(1)} = \frac{1}{2}(v_3 - v_1) \\ f^{(3)}(v_1, v_2, v_3; r, r'; t) \\ = \frac{1}{2} g^{(3)}(v_+^{(1)}, v_-^{(1)}, v_2; r', r; t) \\ = \frac{1}{2} g_+^{(2)}(v_+^{(1)}, v_2; r', r; t) g_-(v_-^{(1)}, r', t) \quad (28a)$$

第2粘性項に対しては、

$$v_+^{(2)} = \frac{1}{2}(v_2 + v_3), \quad v_-^{(2)} = \frac{1}{2}(v_3 - v_2) \\ f^{(3)}(v_1, v_2, v_3; r, r''; t) \\ = \frac{1}{2} g^{(3)}(v_+^{(2)}, v_-^{(2)}, v_1; r'', -r; t) \\ = \frac{1}{2} g_+^{(2)}(v_+^{(2)}, v_1; r'', -r; t) g_-(v_-^{(2)}, r'', t) \quad (28b)$$

とおき、それぞれの項に対して(17)式と同様の漸近評価を行なえば、(27)式は、

$$[\partial/\partial t + (v_2 - v_1) \partial/\partial r \\ + \alpha(t)(\partial^2/\partial v_1^2 + \partial^2/\partial v_2^2)] \times \\ \times f^{(2)}(v_1, v_2; r, t) = 0 \quad (29)$$

と書ける。ここに、 $\alpha(t) = \varepsilon(t)$ 。

(29)式は2点速度分布に対する閉じた方程式を与えるが、2変数の分布は取り扱い難いので、これと同等な速度和と速度差の分布に書き換える。

## 8. 交差速度分布方程式

(29)式を、変換(13)を用いて交差速度で表わすと、次のようになる。

$$[\partial/\partial t + 2v_- \partial/\partial r \\ + \frac{1}{2} \alpha(t)(\partial^2/\partial v_+^2 + \partial^2/\partial v_-^2)] \times \\ \times g^{(2)}(v_+, v_-; r, t) = 0 \quad (30)$$

### 8.1 速度和分布方程式

(30)式を $v_-$ のすべての値について積分すると、速度和分布に対する方程式、

$$[\partial/\partial t + \frac{1}{2} \alpha(t) \partial^2/\partial v_+^2] \times \\ \times g_+(v_+, r, t) = 0 \quad (31)$$

が得られる。

### 8.2 速度差分布方程式

(30)式を $v_+$ のすべての値について積分すると、速度差分布に対する方程式、

$$[\partial/\partial t + 2v_- \partial/\partial r \\ + \frac{1}{2} \alpha(t) \partial^2/\partial v_-^2] g_-(v_-, r, t) = 0 \quad (32)$$

が得られる。

## 9. 速度和分布

### 9.1 慣性正規分布

(31)式は、1点速度分布の(18)式と $\alpha$ の係数 $\frac{1}{2}$ を除いて同一なので、その解は(26)から直ちに次のように求められる。

$$g_+(v_+, r, t) = g_0(v_+, t) \\ \equiv (t/2\pi\alpha_0)^{1/2} \exp[-v_+^2 t/2\alpha_0] \quad (33)$$

速度和分布(33)は、1点速度分布(26)と同様、慣性正規分布であるが、分散が後者の1/2である。このことは、2点の速度が互いに独立であり、速度和分布が1点速度分布の合成に等しいことを示している。以下、これら正規分布を区別して、(26)を第1正規分布、(33)を第2正規分布と呼ぶことにしよう。

## 9.2 慣性不連続性

速度和分布  $g_+$  は、距離  $r$  の値によらず第2正規分布(33)で与えられる。

一方、速度和  $v_+$  は  $r \rightarrow 0$  の極限で1点速度  $v$  ( $v_1$  または  $v_2$ ) に一致するから、

$$\lim_{r \rightarrow 0} g_+(v_+, r, t) = f(v, t) \quad (34)$$

が成り立たなければならない。さらに、解(33)がすべての  $r > 0$  において成立することを考慮するとき、(34)による移行は  $r=0$  において不連続的に起こらなければならない。

この不連続性は、分布の慣性相似性に基づくものと考えられる。この相似性のもとでは、粘性  $\nu$  に関わるすべての長さは0となるから、散逸平衡領域は無限小となり、その領域内の変化は不連続的にならざるを得ないのである。

留意すべきことは、この慣性相似性は交差独立仮説の必然的な結果ではないということである。この仮説は、その適用の仕方を変えることによって、有限の粘性  $\nu$  を伴う理論として展開することが可能である。しかし、それは別の論文の主題としたい。

## 10. 速度差分布

### 10.1 慣性正規分布

(32)式は、距離  $r$  に依存しない項については(31)式と同一であるから、(31)式の解は当然(32)式を満たす。

ここでは、正規領域における速度和と速度差の同等性に留意して、速度差に対しても(31)式の解を採用し、

$$g_-(v_-, r, t) = g_0(v_-, t) \\ \equiv (t/2\pi\alpha_0)^{1/2} \exp[-v_-^2 t/2\alpha_0] \quad (35)$$

とする。すなわち、速度差分布もすべての  $r > 0$  において第2正規分布となる。

### 10.2 慣性領域における非正規分布

(22)式と同じ自己相似変数、

$$v = v_- t^{1/2}, \quad s = r t^{1/2}$$

$$g_-(v_-, r, t) = t^{1/2} G(v, s) \quad (36)$$

を用いれば、(32)式は次のようになる。

$$[1 + v \partial / \partial v + (4v - s) \partial / \partial s \\ + \alpha_0 \partial^2 / \partial v^2] G(v, s) = 0 \quad (37)$$

さらに、慣性領域変数、

$$\xi = v s^{-1/3} (4/3\alpha_0)^{1/3}$$

$$G(v, s) = s^{-1/3} (4/3\alpha_0)^{1/3} H(\xi) \quad (38)$$

を導入し、 $s \rightarrow 0$  における優越項をとれば、(37)式は次の方程式に帰着する。

$$H'' - \xi (\xi H)' = 0 \quad (39)$$

方程式(39)を数値的に解けば、 $\xi \rightarrow -\infty$  で収束する解は一意的に決まるが、この解は  $\xi \rightarrow \infty$  で発散するので、ある  $\xi_0 > 0$  において解を打ち切り、 $\xi_0$  を0平均値条件を用いて決定する。図1は、このようにして得られた慣性領域における速度差分布  $H(\xi)$  を示す。分布は、対称な正規分布と、特異的な散逸領域における分布との中間の形を示している。

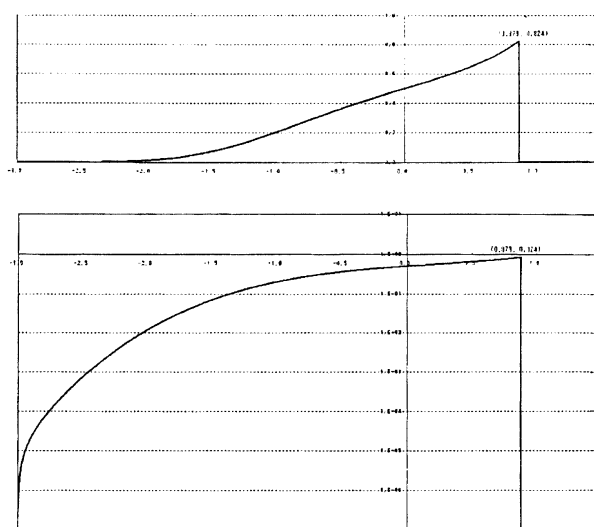


図1. 慣性領域における速度差分布  $H(\xi)$

上図：線形座標 下図：片対数座標

## 引用文献

- 1) T. Tatsumi: In T. Kambe ed. *Geometry and Statistics of Turbulence*. Kluwer, 2001, pp. 3-12.
- 2) T. S. Lundgren: *Phys. Fluids*, 10, 1967, 969-975.
- 3) A. S. Monin: *PMM J. Appl. Math. Mech.* 31, 1967, 1057-1068.
- 4) A. N. Kolmogorov: *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 30, 1941, 301-305.

## No.21

## 磁気リコネクションの境界層理論

石澤 明宏、若谷 誠宏（京都大学）、徳田 伸二（原研那珂）

## Boundary layer theory of magnetic reconnection

Akihiro Ishizawa\*, Masahiro Wakatani\* and Shinji Tokuda\*\*

\* Graduate School of Energy Science, Kyoto University

\*\* Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

## Abstract

The boundary layer theory of magnetic reconnection is presented. The theory is a singular perturbation theory for small diffusivity. In the theory a whole region is divided into an ideal region and a boundary layer. The time evolution of reconnection is obtained by demanding that a solution in the boundary layer asymptotically matches to a solution in the ideal region. Typical time scales of several types of reconnections are shown.

Key Words: MHD, boundary layer theory, asymptotic matching, magnetic reconnection

## 1 序論

プラズマ閉じ込め装置や宇宙プラズマでは、磁力線のトポロジーが変化する磁気リコネクションと呼ばれる現象がおこる事が知られており、この現象の典型的な時間スケールを解明することが大きな課題になっている。磁気リコネクションは、磁力線が交わる非常に狭い領域で起こる（例えばプラズマ閉じ込め装置では装置サイズの1/1000程度）。従って、磁気リコネクションの理論的な解析において、この非常に狭い領域とそれ以外の領域を分けて解析する境界層理論は有用である。この理論は、特異摂動法による微分方程式の解法である。

プラズマ閉じ込めにおいて磁気リコネクションが起こるのは、オームの法則  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{R}$  において、非理想効果  $\mathbf{R}$  は微小であったとしても磁力線ベンディング効果が非常に小さくなる薄い面（中性面あるいは有理面）近傍の境界層においては無視できなくなるからである。この磁気リコネクションの解析に抵抗性境界層理論は有用である。

抵抗性境界層理論はテアリングモードの不安定性を特定でき、境界層から離れた領域（外部領域）の解から求められる接続パラメータ  $\Delta'$  が正のとき不安定になることが示されている [1, 2]。ここで  $\Delta'$  は磁力線が切れた場合の自由エネルギー

ギーを表し、境界層近傍の大きい解と小さい解の係数の比で定義される。テアリングモードの場合、電気抵抗が非理想効果で重要で境界層の引き延ばしパラメータは  $\varepsilon \propto S^{-1/4}$  となり、constant- $\psi$  近似が用いられる。ここで  $S = \tau_R / \tau_A$  は磁気レイノルズ数（Lundquist 数）、 $\tau_A$  はアルフベン時間スケール、 $\tau_R$  は抵抗時間スケールを表す。内部キンクモード、ダブルテアリングモードあるいは強制磁気リコネクションを考える場合、抵抗性電磁流体（MHD）方程式の抵抗とプラズマの慣性の両方が重要であると考えられており、constant- $\psi$  近似を用いることはできず境界層の引き延ばしパラメータは  $\varepsilon \propto S^{-1/3}$  となる [1, 2, 3]。このような一般的な抵抗性境界層理論においても接続パラメータは  $\Delta'$  になる。そして、この理論は、成長率が低い極限が constant- $\psi$  近似に一致しており、テアリングモードの分散式を導く [3]。

## 2 抵抗性境界層理論

はじめに抵抗性境界層理論を概説し、その後、高温プラズマのオームの法則において重要になる電気抵抗以外の効果による磁気リコネクションの理論と非線形シミュレーション結果を示す。

## 2.1 基礎方程式と平衡

ここでは、抵抗性境界層理論における問題点のみを抽出するために、できるだけ簡単な状況を考える。 $x$  方向に厚さが  $2a$  の四角形状のプラズマを考える。四角形状プラズマでは内部キンクモードを考えることができないが、問題点は中性面もしくは有理面近傍の境界層にあるので、円柱プラズマを考えても同じである。基礎方程式は非圧縮の抵抗性 MHD 方程式である。

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{B} = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{v} - \eta \nabla \times \mathbf{j} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} / 4\pi \quad (4)$$

ここで、磁場を  $\mathbf{B} = B_T \mathbf{e}_z + \mathbf{e}_z \times \nabla \psi$  と表し、 $B_T$  は  $z$  方向の一様なトロイダル磁場、 $\psi$  は磁気ポテンシャルとする。境界摂動がない場合の境界条件はプラズマ表面で、

$$\psi(x = \pm a) = \text{const} \quad (5)$$

であり、電気抵抗  $\eta$  が小さいとして無視すると、平衡条件

$$\nabla \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (6)$$

によって、平衡解  $\psi_0(x)$  が求まる。例えば、テイラーのモデル  $\psi_0(x) = B_0 x^2 / 2a$  や、ハリスの平衡  $\psi_0(x) = B_0 a \ln \cosh x/a$  などが選べるが、いずれにせよここでは  $x = 0$  が中性面となるような平衡を考える。

## 2.2 外部領域

ここでは、抵抗の時間スケール  $\tau_R = 4\pi a / \eta$  より十分速く、Alfvén 時間スケール  $\tau_A = a / v_A$  より十分遅い摂動を考える。

$$\psi = \psi_0(x) + \psi_1(x, t) \cos ky \quad (7)$$

この場合、中性面近傍を除いた外部領域では (6) を線形化した Newcomb 方程式が成り立つ。

$$\psi_0'(x) [\psi_1''(x) - k^2 \psi_1(x)] - \psi_0'''(x) \psi_1(x) = 0 \quad (8)$$

ここで  $'$  は  $x$  についての微分を表す。この方程式は  $x = 0$  において中性面 ( $\psi_0'(x) = 0$ ) になるので、そこに特異性をもつ。Newcomb 方程式は左右対称な二つの解をもつことがわかるので、それらを  $F(x)$ 、 $G(x)$  とし、それぞれ

$F(0) = 0$ 、 $G'(0) = 0$  を満たす互いに独立な解とする (例えば  $\psi_0(x)$  にテイラーモデルを用いた場合は  $F(x) = |\sinh kx|$ 、 $G(x) = \cosh kx$  と求まる)。これらの重ね合わせで境界条件  $\psi_1(a, t) = 0$  を満たす解は

$$\psi_1(x, t) = \psi_1(0, t) \left[ G(x) - \frac{G(a)}{F(a)} F(x) \right] \quad (9)$$

である。 $\psi_1(0, t)$  は磁気リコネクションが起こっている割合を示すので、再結合束と呼ばれる (一般的な場合にはこの量は磁気リコネクションが起こっている割合を示さない、テアリングモードのように constant- $\psi$  近似が成り立つ場合のみ磁気リコネクションが起こっている割合を示す)。この解は Newcomb 方程式の解なので、外部領域だけでは時間発展を決めることはできない。時間発展を決定するのは、非理想効果が効いてくる中性面近傍であり、この領域は境界層と呼ばれる。

## 2.3 境界層

境界層内部では、抵抗性 MHD 方程式から外部領域が従う式 (Newcomb 方程式) を導いたときに無視した電気抵抗、プラズマの慣性を考慮して解析を行なう必要があり、非圧縮の抵抗性 MHD 方程式を解くことになるが、 $x = 0$  の近傍だけで解けばよいので方程式は簡略化できる。

まず、 $z$  方向のトロイダル磁場  $B_T$  が十分に強いとし、それに垂直な面内の運動は非圧縮流れ場  $\mathbf{v} = \mathbf{e}_z \times \nabla \phi$ 、 $\phi = \phi(x, t) \sin ky$  で記述できる。ここで、 $\phi$  は静電ポテンシャルに相当する。中性面近傍  $x \sim 0$  では  $k \ll \partial/\partial x$  なので、線形化された渦度方程式とファラデーの法則は

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} = -\frac{B_0 k}{4\pi a} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} - B_0 k \frac{x}{a} \phi_1 = \frac{\eta}{4\pi} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} \quad (11)$$

と導かれる。これらは線形簡約 MHD 方程式と呼ばれる。

ここでは、初期条件  $\psi_1(x, 0) = 0$  のもとでラプラス変換

$$\tilde{\psi}_1(x, s) = \int_0^\infty \psi_1(x, t) e^{-st} dt \quad (12)$$

を行なう。さらに、方程式の各項が同じオーダーになるように、 $x$  のスケールを引き延ばし、時間  $t$  を縮める。

$$\hat{x} = \frac{x}{\varepsilon a}, \quad \hat{s} = \tau_c s, \quad \varepsilon = (Ska)^{-1/3}, \quad \tau_c = \frac{\tau_A}{\varepsilon ka} \quad (13)$$



ここで、Lundquist 数  $S = \tau_R/\tau_A$  は非常に大きく、引き延ばしパラメータ  $\varepsilon$  は微小である。以上の結果、解くべき方程式は

$$\hat{s} \frac{d^2 \tilde{\phi}_{in}}{d\hat{x}^2} = -\hat{x} \frac{d^2 \tilde{\psi}_{in}}{d\hat{x}^2} \quad (14)$$

$$\hat{s} \tilde{\psi}_{in} - \hat{x} \tilde{\phi}_{in} = \frac{d^2 \tilde{\psi}_{in}}{d\hat{x}^2} \quad (15)$$

となり、ここで

$$\tilde{\psi}_{in}(\hat{x}, \hat{s}) = \frac{\tilde{\psi}_1(x, s)}{\psi_0''(0)a^2}, \quad \tilde{\phi}_{in}(\hat{x}, \hat{s}) = \frac{\tilde{\phi}_1(x, s)}{v_A a} \quad (16)$$

は無次元化された磁気ポテンシャルと静電ポテンシャルである。この境界層方程式の一般解は、特殊関数を用いて解析的に求めることができるが、計算が複雑であるためここでは割愛する [3, 7, 8]。

## 2.4 接続条件

境界層方程式の解の関数形が  $\varepsilon \rightarrow 0$  ( $|\hat{x}| \rightarrow \infty$ ) において、外部領域の解と同じ関数形になるという接続条件を用いる。

解は偶関数とすると、実際に接続するのは一方だけでよい。まず、外部領域の解をラプラス変換し、 $x \rightarrow +0$  の極限で展開すると、

$$\tilde{\psi}_1(x, s) = \tilde{\psi}_1(0, s) + \tilde{\psi}_1'(0, s) \frac{\Delta'_{out}(s)}{2} x + \dots \quad (17)$$

と表せる。ここで、

$$\Delta'_{out}(s) = \Delta'_0 \quad (18)$$

$$\Delta'_0 = \left[ \frac{d}{dx} \left( G(x) - \frac{G(a)}{F(a)} F(x) \right) \right]_{-0}^{+0} \quad (19)$$

であり、 $\Delta'_0$  は中性面における微係数のジャンプを表し、時間には依存しない。特に、 $\Delta'_0$  は自由磁気リコネクション（テアリングモード）の安定性を示し、 $\Delta'_0 > 0$  の場合不安定、 $\Delta'_0 < 0$  の場合安定である。一方、境界層解の  $x \rightarrow \infty$  における漸近形も同様に、

$$\tilde{\psi}_{in}(x, s) = \Psi_\infty(s) + \Psi_\infty'(s) \frac{\Delta'_{in}(s)}{2} x + \dots \quad (20)$$

と表され、 $\Psi_\infty(s)$  や  $\Delta'_{in}(s)$  は解析的に求めることができる。

$$\Delta'_{in}(s) = \frac{-\pi \hat{s}^{5/4} \Gamma(\hat{s}^{3/2}/4 - 1/4)}{8\varepsilon a \Gamma(\hat{s}^{3/2}/4 + 5/4)} \quad (21)$$

したがって、接続条件は展開係数を比較して、

$$\tilde{\psi}_1(0, s) = \psi_0''(0)a^2 \Psi_\infty(s) \quad (22)$$

$$\tilde{\psi}_1(0, s) \Delta'_{out}(s) = \psi_0''(0)a^2 \Psi_\infty(s) \Delta'_{in}(s) \quad (23)$$

と表せる。

## 2.5 分散関係式

ラプラス変換パラメータ  $\hat{s}$  は複素成長率と解釈することができ、接続条件 (22)(23) は一般的な抵抗性 MHD 不安定性の分散関係式  $\Delta'_{in}(\hat{s}) - \Delta'_0 = 0$  と一致する。式 (21) 中、分子のガンマ関数の第一極  $\hat{s} = 1$  は  $\Delta'_0 \rightarrow \infty$  に対する不安定性を表し、キンク不安定性と呼ばれる。成長率は

$$s = \frac{(ka)^{2/3}}{\tau_A S^{1/3}}$$

である。この時間スケールの  $S^{1/3}$  依存性は、二重テアリング不安定性や強制磁気リコネクションの場合も同じである。また、テアリング不安定性は  $\hat{s} < 1$  で得られる。成長率は

$$s = \frac{\Delta'_0 \Gamma(1/4) (ka)^{2/5}}{2\pi \Gamma(3/4) \tau_A S^{3/5}}$$

である。

高温プラズマ閉じ込めでは、オームの法則において電子慣性の効果が重要になり、境界層の引き伸ばしパラメータが電子のスキニング長  $de$  になる。このため、キンク不安定性磁気リコネクションの典型的な時間スケールは  $de/c$  になる（ここで  $c$  は光速）。この磁気リコネクションのシミュレーション結果を図 1 に示す [9]。

## 3 まとめ

磁気リコネクションの境界層理論により、磁気リコネクションの典型的な時間スケールを示した。プラズマ閉じ込めにおいて、磁気リコネクションは二種類ある。一つは不安定性による自発的なリコネクションである。テアリングモードの磁気レイノルズ数依存性は  $S^{3/5}$  [1, 2]、キンク、二重テアリングモードの磁気レイノルズ数依存性は  $S^{1/3}$  である [1, 2, 3]。もう一つは、この自発的な抵抗性モードに対して安定な磁場配位であっても、外から加わった摂動に対するプラズマの応答として、強制的に磁気リコネクションが起こる場合である。この場合の典型的な時間スケールは磁気レイノルズ数依存性は、 $S^{1/3}$  である [4, 5, 6]。これらの時間スケールは線形近似の範囲で正しく、非線形性が強い場合には、異なる境界層理論を用いる。

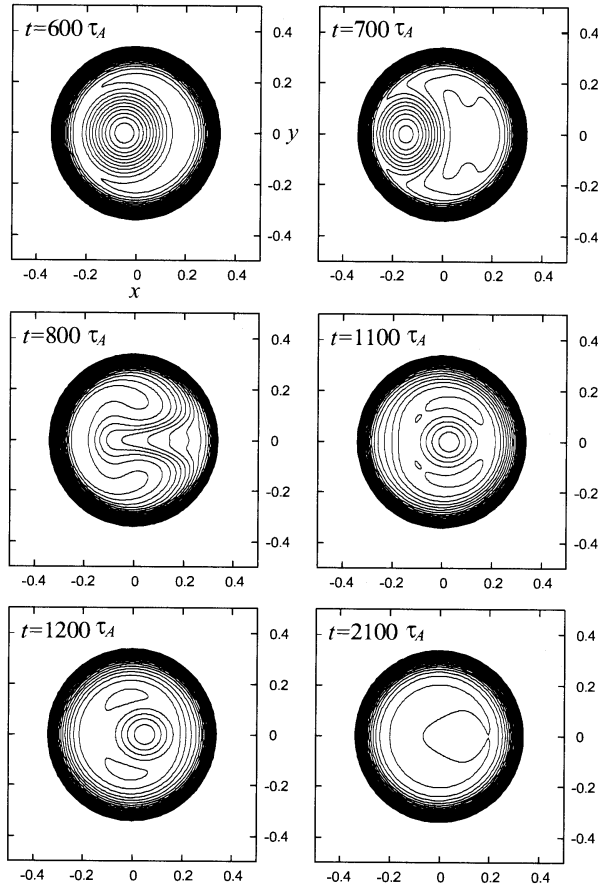


Figure 1: 電気抵抗以外の効果によるキンク不安定性の非線形発展。プラズマ内部の吐き出しが繰り返し起こっていることを示す。近年のトカマク型核融合プラズマ実験において、プラズマ中心近傍の電流が非常に小さくなる現象が観測されている。これは従来のトカマク型核融合プラズマに対する考えを覆す現象で、電流ホールと呼ばれている。この電流ホールの形成を明らかにするために通常の電気抵抗以外の効果を含んだ流体シミュレーションを行った。その結果、電気抵抗による形成過程と大きく異なる新しい形成過程を示した。

## References

- [1] R. D. Hazeltine and J. D. Meiss, *Plasma Confinement*, (Addison-Wesley, New York, 1992).
- [2] D. Biskamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- [3] G. Ara, B. Basu, B. Coppi, G. Laval, M. N. Rosenbluth and B. V. Waddell; *Ann. Phys.* **112**, 443 (1978).
- [4] A. Ishizawa, and S. Tokuda, *Phys. Plasmas* **7**, 875 (2000).
- [5] A. Ishizawa, and S. Tokuda, *Phys. Plasmas* **8**, 376 (2001).
- [6] A. Ishizawa, S. Tokuda, M. Wakatani, *Nuclear Fusion* **41**, 1857 (2001).
- [7] 石澤明宏、徳田伸二、若谷誠宏, プラズマ・核融合学会誌 第 77 巻, 995 (2001).
- [8] 石澤明宏, プラズマ・核融合学会誌 第 78 巻, 925 (2002).
- [9] A. Ishizawa, M. Sato and M. Wakatani, *Phys. Plasmas* **10**, 3017 (2003).

## No.22

## 地面に衝突する鉛直重力流の統計的性質

長田 泰一 (NASDA)、井山 和人、小尾 晋之介、益田 重明 (慶大理工)

Statistical Characteristics of Vertical Gravitational Flow  
Impinging onto Horizontal GroundT.Nagata<sup>\*1</sup>, K.Iyama<sup>\*\*</sup>, S.Obi<sup>\*\*</sup>, S.Masuda<sup>\*\*</sup><sup>\*</sup>National Space Development Agency of Japan,<sup>\*\*</sup> Dept. of Mechanical Engineering, Keio University

## ABSTRACT

As a laboratory model of downburst, statistics of turbulent velocity field of a vertical gravitational flow is investigated. By mechanically breaking a thin film placed at the bottom of a cylindrical container, a finite mass of a high-density liquid begins to fall into a stationary low-density liquid, forming a vertical thermal, impinging onto a horizontal ground and diverging radial outward. By employing PIV, the ensemble-averaged maps of velocity vectors, azimuthal vorticity and turbulent stresses in a meridian plane are obtained. The statistical characteristics in the downdraft stage, impinging stage and diverging stage are examined.

**Key Words: Gravitational flow, Flow Visualization, PIV, Downburst**

## 1. 緒言

気象現象のダウンバースト[1]は、上空で冷やされた空気塊が落下し、地面に衝突し水平方向に発散する現象である。航空機事故防止の観点から、その地表付近での速度場を知ることが求められている。ドップラーレーダーを用いた観測実験[1][2]が行われているが、現象の局所性および突発性から、いずれも時・空間解像度およびサンプル数が不足しているのが現状である。

したがって、初期条件や境界条件を系統的に設定し繰り返し再現可能な実験室規模でのシミュレーション研究が有効である。Lundgrenら[3]は高密度流体塊を静止した低密度流体中に落下させ、水平な地面に衝突させるモデルを提案し、可視化による観察を行っており、地面上での水平発散流先端の移動速度が実際のダウンバーストの観測結果とおおむね一致することを示した。しかし、速度場は測定していない。同じモデルを用いて、Alahyariら[4]はPIVによる速度場計測を行っており、随伴渦輪が発生することを示している。しかし、瞬時速度場を計測したのみで、統計量については述べていない。

数値シミュレーションは、降水、相変化及び熱移動を1次元の時間依存モデルで行ったもの[5] (Srivastava, 1985, 1987) や地面を考慮して衝

突後の重力流を加えたモデル[6] (Proctor, 1988) があるが、自然界で実際に起こった特定の事例をなるべく精密に再現することを目的としているため、降水（混相流）、相変化および熱移動を考慮した複合モデルである。したがって、個々の仮定に対する個別の検証が必要であるが、観測結果が少ないため数値モデルの検証は不十分であると言える。また、地表付近に限れば、鉛直重力流の地面への衝突を再現すれば十分であると考ええる。

本研究では、鉛直重力流が地面に衝突した場合の地表付近での速度場の統計的性質を実験的に求めることを目的とする。降水、相変化、熱移動は考慮しない。図1にモデルの概要を示した。ある一定量の周囲との密度差が  $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_0$  の高密度流体塊が低密度流体中に開放されると、鉛直重力流が形成される。重力流の周囲にはせん断層が形成され、衝突後は地面とのせん断が発生し、これらは乱流の生成に寄与する。

非圧縮、ブシネスク近似および粘性係数が同じと仮定すると、運動方程式は、

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla(p - p_0) - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g \mathbf{k} + \frac{\mu}{\rho_0} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

となる。ここで、 $\mathbf{u}$  は速度ベクトル、 $p_0$  は周囲

<sup>1</sup> E-mail: nagata.taiichi@nasda.go.jp

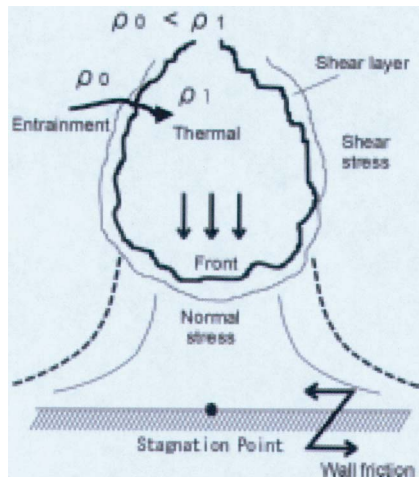


Fig1 Schematic diagram of vertical gravitational flow impinging onto a horizontal ground

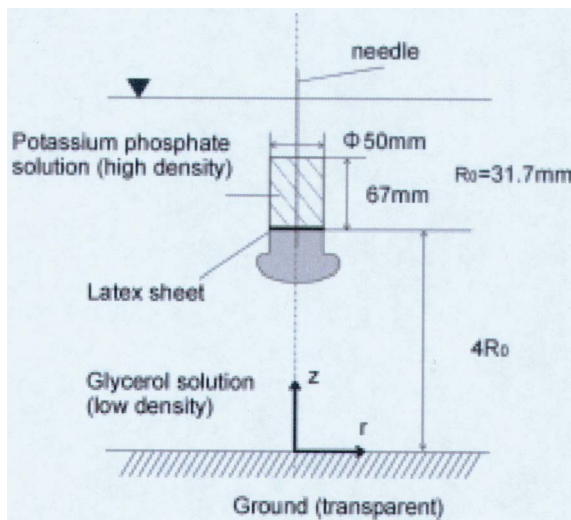


Fig2 Experimental setup

の圧力、 $g$  は重力加速度、 $\mathbf{k}$  は鉛直方向上向きの単位ベクトルである。右辺第 2 項が駆動力である浮力をあらわす。時間スケールを、

$$T_0 = \left( \frac{R_0 \rho_0}{g \Delta \rho} \right)^{1/2} \quad (2)$$

とする。渦度輸送方程式には、浮力による渦度の生成項である  $-g(\nabla \rho / \rho) \times \mathbf{k}$  を含み、これは周方向渦度の生成を意味している。代表長さを、高密度流体塊と同じ体積を持つ球の半径  $R_0$  で定義し、代表速度は  $V_0 = R_0 / T_0$  とする。本モデルの無次元パラメータはレイノルズ数  $Re \equiv \rho_0 R_0 V_0 / \mu$  のみである。

## 2. 実験装置、方法

図 2 に装置の概要を示す。底面を Latex 膜で閉じた円筒形ポットに高密度流体を入れ、この膜を直動ギア付きステッピングモーターに取り付けられた針によって瞬時に割ることにより、高密度流体が重力により低密度流体中に落下し下面の水平板に衝突するようになっている。長さスケール  $R_0$  は一定で  $31.7\text{mm}$ 、レイノルズ数  $Re$  は 2070 である。時間スケールは  $T_0=0.45\text{sec}$ 、初期放出高さは  $4R_0$  である。

流れ場全体にナイロン 12 (粒径  $90\mu\text{m}$ 、比重 1.02) のトレーサ粒子を混入し、厚さ  $5\text{mm}$  のストロボシートを地面に垂直または地面上に平行に照射して断面を可視化した。そして、CCD カメラを用いて側方から撮影を行い、画像処理流速計 (PIV) により速度場を計測した。PIV のアルゴリズムには、濃度パターン相関法を用いた。また、1 画素未満の精度を持たせるために、サブピクセル補間を行った。さらに、偶然相関係数値が大きいために、誤った対応付けがされてしまったベクトル (過誤ベクトル) に対して、速度の絶対値が周囲 8 近傍の平均値の 1.6 倍よりも大きい時はそれを棄却するという処理を行った。空間分解能は  $0.295\text{mm}/\text{Pixel}$ 、時間分解能は  $33\text{msec}$  である。また、PIV 計測の際に、高密度流体と低密度流体の屈折率の違いにより過誤ベクトルが発生する問題を回避するため、屈折率の近いリン酸カリウム溶液 (高密度流体) とグリセリン溶液 (低密度流体) との組み合わせを採用した [7]

## 3. 結果および考察

図 3 にアンサンブル平均速度場の結果を示す。軸対称を仮定しており、中心軸から右側のみを示している。時間は地面への衝突の瞬間を  $t/T_0=0.0$  としている。衝突の瞬間の定義は後述する。また、PIV の制限から  $z \geq 0.09R_0$  ( $\approx 2.9\text{mm}$ ) の範囲の速度場を示している。

$t/T_0=-1.8$  の下降期では、下降流と周囲静止流体との間に、大きな循環領域が形成されているのがわかる。これは渦輪と考えられ、Alahyari ら [4] が瞬時速度場で示した結果と一致している。この渦輪は成長を続け、 $t/T_0=1.9$  の衝突期および  $t/T_0$  の発散期を通じて見ることができる。渦の発生は、緒言で述べたように、この場合周囲流体とのせん断によるものと浮力による渦度生成が考えられる。ここで見られる渦輪がどのような機構で発生したかを考察するためには、密度場と速度



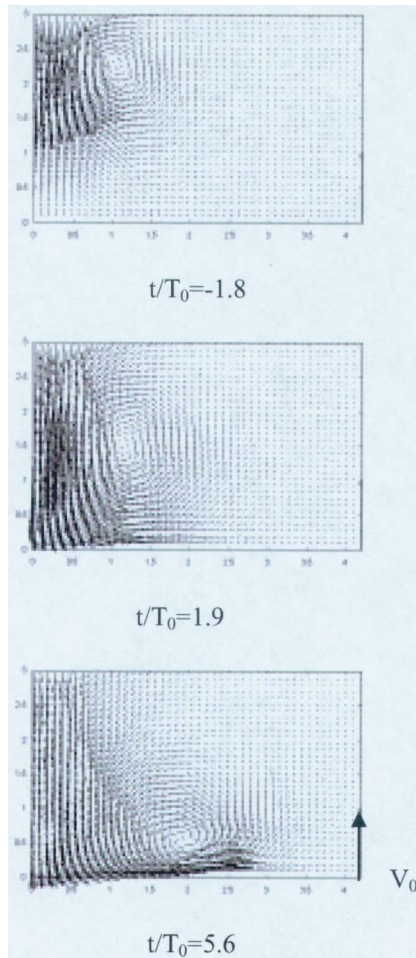


Fig3 Ensemble-averaged velocity vector maps in a meridian plane.

場を同時測定し、比較することによりはじめて明らかになるため、現状では分からない。

平均場の水平方向の最大速度は、 $t/T_0=2.8$  で  $0.7 \pm 0.3V_0$  であり、その位置  $(r, z)$  は  $(1.2R_0, 0.1R_0)$  で観測された。また、鉛直下向きの最大速度は、 $t/T_0=0.74$  で  $1.1 \pm 0.5V_0$ 、位置は中心軸上で高さ  $z=1.2R_0$  となっている。

図4に中心軸上における平均速度の  $z$  方向成分のプロファイルを示す。下降期の分布に着目すると、放物線上の分布と直線状の分布に分かれることがわかる。 $t/T_0=-1.8$  では、 $Z/R_0=2.2$  付近で速度はピークを持ち、 $Z/R_0=1.4$  までは速度の絶対値は急激に減少する。 $0 < Z/R_0 < 1.4$  では地面に近づくにつれてなだらかに減少し、地面上ではほぼゼロとなる。この  $Z/R_0=1.4$  はサーマルの下限であると考えられる。つまり、サーマル内部の速度場とサーマルによって下に押し付けられることにより誘起される速度場を表している。このことから、この速度プロファイルが不連続になる位

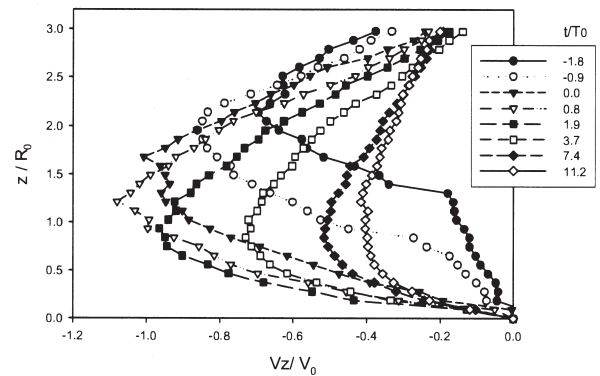


Fig.4 Time variation of average vertical velocity  $V_z$  along the centerline.

置が地面に接する時刻を衝突の瞬間として定義した。

図5にレイノルズ応力の分布を示す。本実験の鉛直重力流発生方法（Latex膜を針で破る方法）では、初期攪乱が大きく、さらに、その攪乱の影響が十分無視できるようになるまでの緩和時間も十分でない。したがって、ここで示す乱れの相関とは、本来の意味である、乱流によって自己発生する乱れ成分であるレイノルズ応力とは完全に一致しない点に注意する必要がある。

下降期では、鉛直成分  $v_z^2$  がサーマル境界内で存在しており他の成分よりも大きい。また、サーマルの先端領域で時間とともに増加し、衝突直前の  $t=-0.2T_0$  で最大値  $v_z^2 \approx 0.3V_0^2$  となる。図6には鉛直応力の生成項  $P_{zz}$  の分布を示しているが、サーマルの先端付近に集中している。このことは、 $v_z^2$  の分布とよく対応している。半径方向成分の  $v_r^2$  は下降期ではより小さいが、衝突期で急速に増加し、 $t=0.37T_0$  に地表付近で最大値  $v_r^2 \approx 0.1V_0^2$  となる。半径方向の生成項  $P_{rr}$  を見ると、衝突期の地面付近でもっとも顕著である。これは、流れが鉛直方向から水平方向に変化する場所である。生成項  $P_{rz}$  は下降期には、サーマルの側面のせん断層で大きく、衝突期では  $P_{rr}$  と同じ領域に存在している。このように、レイノルズ応力とその生成項との対応が定性的には取れていることから、初期攪乱の影響は致命的ではないと言える。

#### 4. まとめ

ダウンバーストの実験モデルとして、鉛直重力

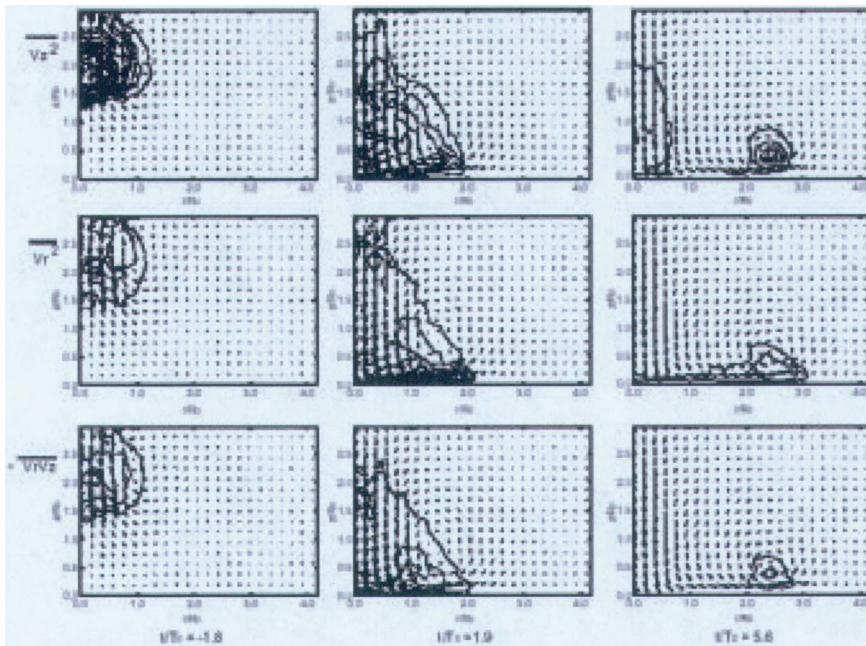


Fig.5 Contour of apparent Reynolds stress components and velocity vector map in a meridian plane. Contour interval is  $0.015V_0^2$ .

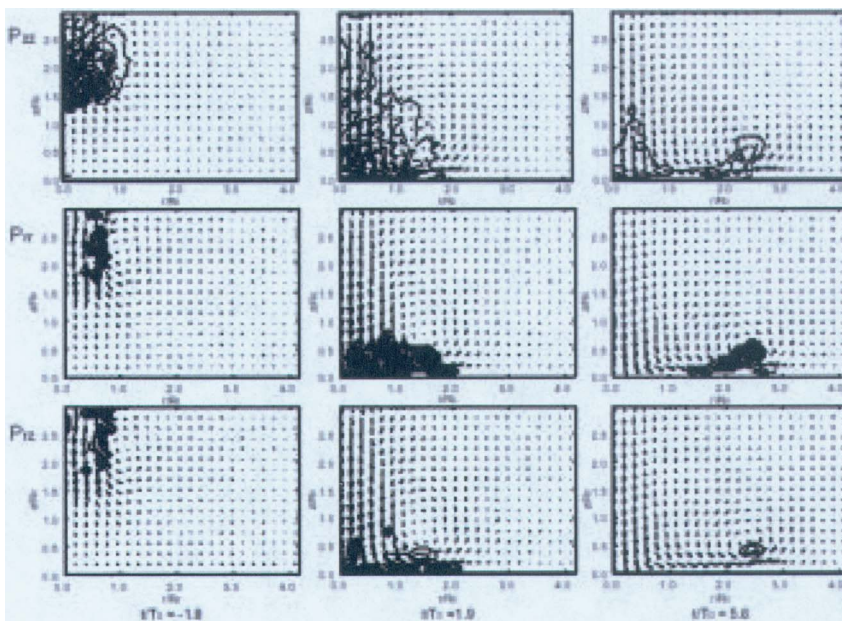


Fig.6 Contour of production rate of apparent Reynolds stresses and velocity vector map in a meridian plane. Contour interval is  $0.035V_0^3/R_0$ . Shaded region means negative values.

流の水平地面への衝突について実験を行った結果以下の点が明らかになった。

- ・ 随伴渦輪が見られる。
- ・ 平均場の水平方向の最大速度は、 $t/T_0=2.8$  で  $0.7 \pm 0.3V_0$  であり、その位置 ( $r, z$ ) は  $(1.2R_0, 0.1R_0)$  で観測された。また、鉛直下向きの最大速度は、 $t/T_0=0.74$  で  $1.1 \pm 0.5V_0$ 、位置は中心軸上で高さ  $z=1.2R_0$  となっている。
- ・ レイノルズ応力は、サーマル領域内に存在し、鉛直応力の生成項  $P_{zz}$  は鉛直方向のせん断が大きなサーマルの先端部で大きく、一方、半径方向成分  $P_{rr}$  は下降期ではサーマルの側面のせん断領域で、また衝突期以降では発散流の先端部分で大き

い。

参考文献

1. Fujita, T.T.: The Downburst. Univ. Chicago Press, 1985
2. Wilson, J. W., et al.: J. Climate and Applied Meteorology, 1984, Vol. 23, 898-915
3. Lundgren, T.S., et al. J. Fluid. Mech., 1992, Vol. 239, 1992, 461-488.
4. Alahyari, A. et al.: AIAA. 1995, Vol. 33, No. 11, 2128-2136.
5. Srivastava, R.C.: J. Atmospheric Sciences, 45(21), 1004-1023, 1985.
6. Proctor, F.H.: J. Atmospheric Sciences, 45(21): 3137-3160, 1988.
7. Alahyari, A. et al.: Experiments in Fluids, vol. 17 (1994), 434-440.

## No.23 後流中に配置した並列垂直軸型風車に関する研究

山岸 真幸, 佐藤 大資, 野崎 健太郎, 宮下 准 (長岡高専)

### Experimental Study on the Parallel Vertical-Axis Type Windmill in a Wake

M. Yamagishi\*, D. Sato\*, K. Nozaki\*, and J. Miyashita\*

\* Dept. of Mech. Eng., Nagaoka National College of Technology

#### ABSTRACT

To improve the performance of the drag-type vertical-axis windmills, the system using a wake behind a bluff body is proposed. In this study, the model which is constructed with two Savonius rotors placed in parallel behind a circular cylinder is made. In this windmill system, drag which acts on the reversing bucket of Savonius rotor decreases owing to being in the low speed velocity region in a wake. Furthermore, as the flow accelerates beside the circular cylinder, drag which acts on the advancing bucket increases. To compare the revolution of the rotor in the windmill system with that of the single rotor, the wind tunnel experiments were conducted. It is found that the revolution in the system is higher than that of the single rotor. In order to determine the Savonius rotors configuration, the experiments at the system were conducted for various configurations of rotors. The results showed that there is the optimal configuration of the rotors. The experiments were conducted with three types of the power augmentation system; guide-vane, casing cover and splitter plate. The revolutions of rotors with the power augmentation system are decreased in all conditions.

Key Words : Windmill, Vertical-axis, Savonius rotor, Wake

#### 1. はじめに

抗力利用の垂直軸型風車は、水平軸型風車に比べ回転数が低く、発電効率が悪い。一方で静粛性、起動性、高トルク性に秀でている。垂直軸型風車の一つであるサボニウス型風車は、回転軸両側に配置されたバケット部に作用する抗力の差によって、回転力を発生する仕組みである。これらのバケットのうち、低抗力側は風上に向かって移動するため、バケットが受ける流れの流速を遅くする、ないしは遮ることで、バケットに生じる抗力をさらに減じることができ、回転力を増加させることができる。流れを遮り、高抗力側のバケットに流れを誘導するため、風車の周囲にガイドベーンを設置する手法がある。

物体背後には後流が形成され、主流と後流の間には速度差が生じる。本研究では、図1に示すように、サボニウス型風車の低抗力側のバケットを後流中に配置することで、回転性能の向上を図る手法を考案した。なお速度差が生じる領域は物体の側面2箇所が生じるため、逆回転する2つの風車を配置することができる。さらに物体を横切る流れは側面で加速するため、高抗力側のバケットには主流より速い速度の流れが当たることになり、風車を主流に単独で設置した場合に比べ高速で回転することが期待される。垂直軸型風車は、全方向受風可能とい

う利点があるが、本研究で考案した風車システムは、2基の風車が物体後流中に位置するよう受風する必要がある。しかし本風車システムは風向きに対して追従性があり、常に最適な受風方向をとる。このため、従来風向が一定の条件においてのみ利用されてきた付加的な出力増強装置<sup>1)</sup>を積極的に取り入れることが可能である。また後流を形成する物体（以後「柱状部」と呼ぶ）は、街灯、信号機、標識、看板などに用いられる支柱がそのまま流

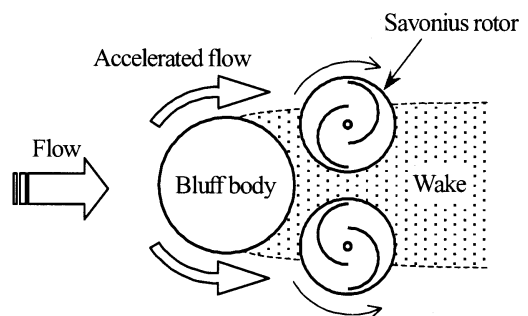


図1. 並列垂直軸型風車の概要



用できるため、前述の垂直軸型風車の利点もあわせ、市街での利用が期待される。

本報ではまず、従来の単独でのサボニウス型風車と考案した風車システムについて、風車の回転数を比較した。次に柱状部と風車との位置関係と、回転数の変化について調査した。またこの風車システムの利点を生かし、ガイドペーンなどの付加物を設置したことによる回転性能向上の効果も調査した。

## 2. 実験装置および実験方法

実験は、測定洞断面積  $400\text{ mm} \times 400\text{ mm}$  の吸い込み式風洞を用いて行った。実験用風車システムを図2に示す。本実験では、支柱部として直径  $90\text{ mm}$  の円柱を選択した。サボニウス型風車は、直径  $50\text{ mm}$  の半円筒形バケット2枚と両端に取り付けた直径  $80\text{ mm}$  の円形端板から成る。バケットのオーバーラップ比は  $0.5$  である。風車軸は両端の軸心ずれを避けるため、風車内部を貫通させている。風車回転軸の上端にはフォトセンサが取り付けられており、デジタルマルチメータを用いて回転数を計測した。なお回転数は10回計測し、平均値を求めた。流速は  $5\text{ m/s}$  で行った。

### 2.1 従来型との比較

考案した風車システムの、回転数向上の効果を確認するため、サボニウス型風車単独での実験も行った。またシステムで回転数の向上が見られた場合、その効果が後流に設置したことによるものかを明らかにするため、柱状部を取り除いた状態（風車を2基並置した状態）でも実験を行った。なお本実験においては、再現性を確認するため、いずれの条件も5回実験を行っている。

### 2.2 風車位置の検討

本風車システムは後流を利用するため、柱状部と2基の風車には最適な位置関係が存在するものと考えられる。そこで風車を種々の位置に設置し、回転数の変化を調査

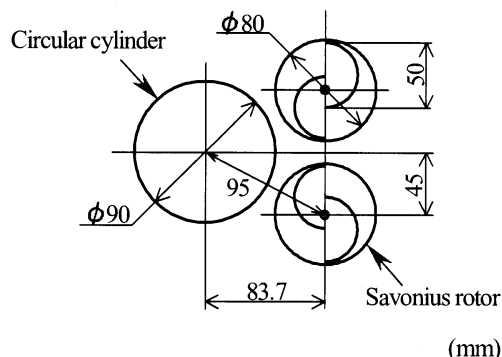


図2. 風洞実験用風車システム

した。風車位置は、図3に示すように支柱部中心を座標原点とし、半径方向に5箇所、周方向に5箇所の計25箇所に設定した。なお2基の風車は、左右対称の位置に設置している。

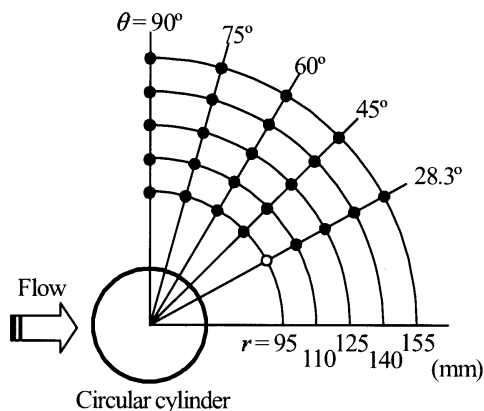
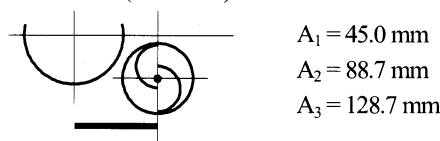
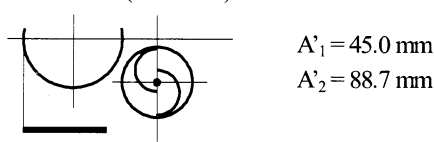


図3. 風車軸の位置（●：回転軸位置、○：基準位置）

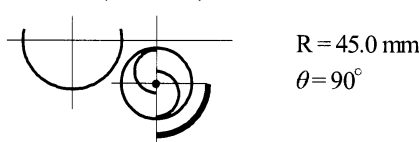
#### (a) ガイドペーン(Aタイプ)



#### (b) ガイドペーン(A'タイプ)



#### (c) ケーシング(Bタイプ)



#### (d) スプリッタープレート(Cタイプ)

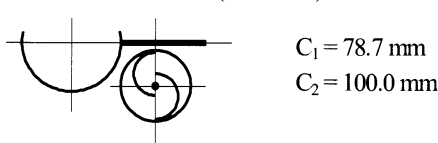


図4. 各種付加物



### 2.3 付加物の効果

考案した風車システムは、風向に対する追従性があるため、従来垂直軸型風車には不向きとされてきたガイドベーンやケーシングといった付加物を設置することが可能である。また2基の風車間の流れにより、風車の回転数が一定とならないことが予測される。この流れの干渉を避けるために、風車間にスプリッタープレートを設置することで、より安定した回転と高回転数化が期待される。本研究では、図4のような3タイプの付加物を設置したときの回転数の変化を調査した。なおA、A'、B、Cタイプを組み合わせて設置した場合についても実験を行った。

## 3. 結果および考察

### 3.1 従来型との比較

サボニウス型風車単独、2基並列、およびシステムで計測した結果を図5に示す。回転数は風車を単独で運転した時の値  $f_{ave}$  で正規化している。図より、2基並列で運転した場合は単独で運転した場合と変化が見られないが、システムで運転した場合は回転数が1.2倍となっている。したがって考案した風車システムは、風車の回転向上の効果があることが分かる。また各回の実験結果を比較すると、単独および2基並列で運転した場合は、回転数がほぼ一定で、良い再現性を得ている。システムでの運転では回転数にばらつきが見られるが、ある平均値の周囲に集中している。このばらつきは、時間的に変化する後流中に風車があるためと考えられる。

### 3.2 風車位置における回転数の変化

柱状部と風車の位置関係を変化させて運転した結果を

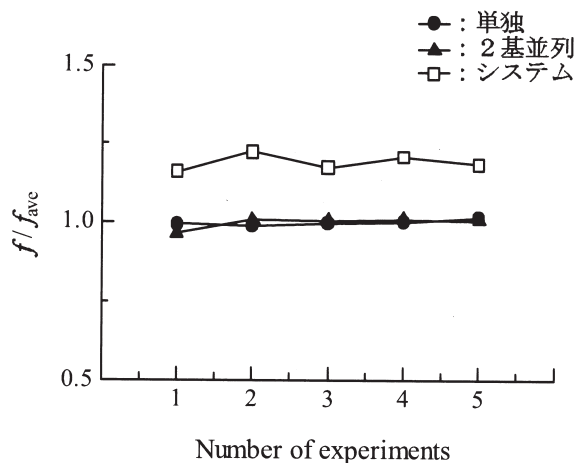


図5. 各風車構成における回転数の比較

図6に示す。回転数は基準位置 ( $r=95\text{ mm}$ ,  $\theta=28.3^\circ$ ) の値  $f_0$  で正規化している。図より、基準位置が最も回転数が低いことが分かる。また柱状部から風車が離れるほど回転数が高くなっているが、これは風車が風洞側壁に接近するため、側壁と風車間での縮流の影響によるものと考えられる。また風車が柱状部側面 ( $\theta=90^\circ$ ) のとき回転数が高いが、2基の風車と柱状部が同一直線状となり、流路を遮るため流れが加速しているためと考えられる。このため本実験結果からは、風車の最適位置を明確にすることは困難である。ただし縮流の影響を受けられていると思われる領域を除くと、図中点線で囲んだ領域に極値が見られるため、この領域内に最適位置が存在する可能性がある。

### 3.3 付加物の効果

各種付加物を設置したときの、風車の回転数を表1に示す。表1より、付加物を設置した全ての条件において回転数が低下した。特にBタイプを設置した場合、回転数が極端に低下している。A、A'タイプを設置した条件では、風洞内のブロックageによる流速の低下が原因と考えられる。Bタイプに関しては、風車内の流れを阻害してしまっているものと考えられる。単独のサボニウス型風車について、円弧型のケーシングは逆効果であるという報告もある<sup>2)</sup>。また風車間の流れの干渉を遮る目的で設置したCタイプに関しても、風車の回転数の安定化は見られなかった。各タイプを組み合わせて設置した場合も、Bタイプと組み合わせた場合、回転数を著しく低下している。

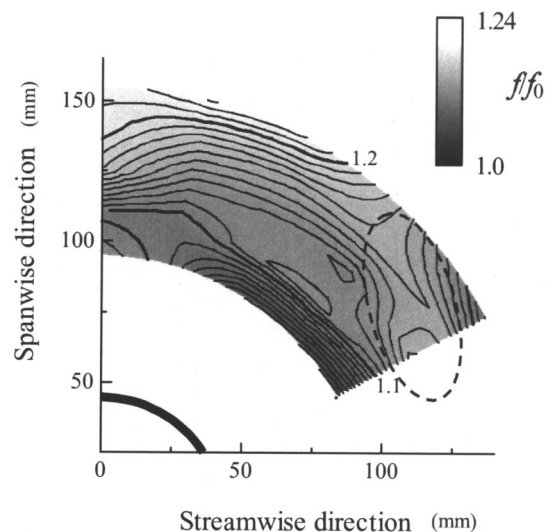


図6. 風車位置における回転数の変化

表 1. 付加物による回転数の変化

標準
1.000

## A,B,C タイプ

A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>1</sub> '	A <sub>2</sub> '
0.873	0.744	0.817	0.981	0.860

B	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>
0.622	0.965	0.977

## AB タイプ

A <sub>1</sub> B	A <sub>2</sub> B	A <sub>3</sub> B
0.666	0.451	0.410

## BC タイプ

BC <sub>1</sub>	BC <sub>2</sub>
0.683	0.680

## ABC タイプ

A <sub>1</sub> BC <sub>1</sub>	A <sub>2</sub> BC <sub>1</sub>	A <sub>3</sub> BC <sub>1</sub>
0.634	0.411	0.425

A <sub>1</sub> BC <sub>2</sub>	A <sub>2</sub> BC <sub>2</sub>	A <sub>3</sub> BC <sub>2</sub>
0.592	0.468	0.433

## 4. 結論

後流を利用した垂直軸型風車の性能向上法を考案し、その基礎特性を回転数から調査した。その結果以下のことが分かった。

- ① 物体後流を利用することで、風車回転数の向上が見られた。
- ② 柱状部に対する風車位置には最適位置が存在することが推測される。しかし本研究ではその特定には至らなかった。
- ③ 今回設置した付加物は、いずれも逆効果であった。

今回は風車の回転数から性能を比較したが、発電を考慮すると、トルクの計測が不可欠である。また風車システムの支柱部の形状や、風車サイズとの関連を今後明らかにしていく予定である。

## 参考文献

- 1) 柿田, 牛山: 足利工業大学研究集録, 第 19 号(1993), pp.5-10.
- 2) 佐藤, 菊地, 牛山: 足利工業大学研究集録, 第 26 号(1998), pp.39-42.

## No.24 マイクロバブルの摩擦抵抗低減効果とその特徴

児玉良明、高橋孝仁、牧野雅彦、杉山和靖、北川石英（海技研）

### Skin friction reduction effect of microbubbles and its characteristics

Y. Kodama, T. Takahashi, M. Makino, K. Sugiyama, H. Kitagawa\*

\* National Maritime Research Institute

#### ABSTRACT

The effectiveness of microbubbles was proved by a full-scale experiment using a training ship of length over 100m. The skin friction decreased by 3%, which resulted in the net power-saving of 2%, by taking into account the energy needed for air injection. A PTV/LIF technique was used to measure turbulence of microbubble flows, and the reduction in Reynolds stress by bubbles was measured. The numerical simulation of bubbles injected into horizontal channel flow was carried out, and the skin friction reduction was successfully simulated.

Key Words: microbubbles, skin friction reduction, full-scale experiment, PTV, LIF

#### 1. はじめに

マイクロバブル(microbubbles)は、水の境界層中に気泡を注入することによって摩擦抵抗を最大 80%も低減させることができる摩擦抵抗低減デバイスである。

マイクロバブルは、平らで広い船底をもつ船舶にとって特に適したデバイスであり、一昨年の9月に、主著者をリーダーとするチームによって、長さ 100m を超える船を用いて実船実験が行われた<sup>1),2)</sup>。その概要を次章で紹介する。

マイクロバブルは、顕著な摩擦低減効果にも拘わらず、低減メカニズムが十分に解明されていない。第3章では、筆者らによって行われているメカニズム解明の研究の最近の成果を紹介する。

#### 2. 実船実験

供試船は、長さ 116m 幅 18m の、航海訓練所練習船「青雲丸」である。図1に示すように、船首船側に気泡吹き出し装置を取り付け、前方甲板に置かれたコンプレッサにより空気を供給した。吹き出された気泡は船体表面に沿って流れ、中央部で船底に流れ込み、船体後半部で再び上昇し、船尾でプロペラ上部に達した。プロペラを一定回転数で回し、気泡吹き出しの有無による船速の変化を測ることによって、船体抵抗の低減効果を推定した。図2に、大型タンカーの巡航速度に相当する約 14ノットの船速における船速と主機馬力数を示す。気泡を吹き出すことによって船速が増加し主機馬力数がやや低減している。これを同一速度に換算すると、気泡吹き出しによって 3%の馬力低減が得られたことになる。またこのとき、それから吹き出し部の静水圧に基づく気泡吹き出しエネルギーを差し引いて、2%の正味の馬力低減が得られた。



図1 船首部に取り付けられた気泡発生装置<sup>2)</sup>

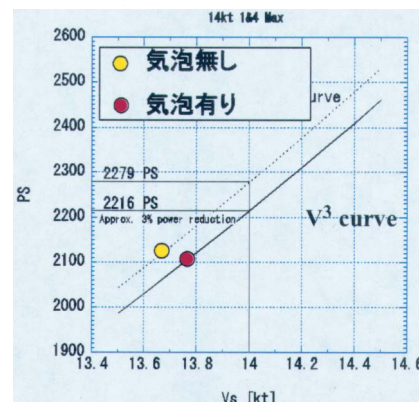
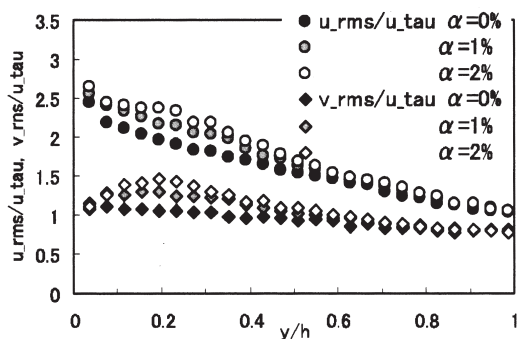


図2 マイクロバブルによる主機馬力の低減<sup>2)</sup>  
このように、マイクロバブルの有効性が実船において

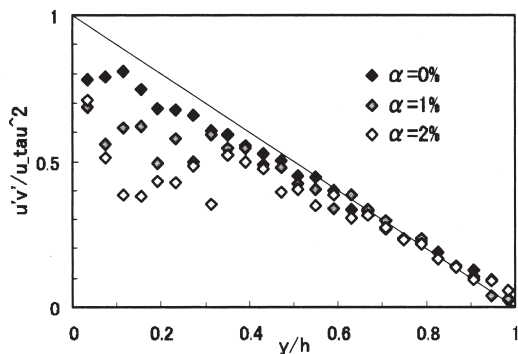
も確認されたが、同時に、気泡のプロペラ流入によってプロペラ性能が低下するなど、実用上の問題点も明らかになった。船型の改良など今後の対策が必要である。

### 3. 摩擦抵抗低減メカニズムの解明

マイクロバブル流れ、すなわち水平に置かれた平板の下面に発達する境界層中の気泡流れでは、壁面摩擦が顕著に低減する。そのメカニズムを解明するため、北川ら<sup>3)</sup>は、蛍光トレーサを添加したマイクロバブル流れにレーザ光をあて、トレーサ粒子の運動を PTV 計測することにより、液相の乱流を計測した。結果を図 3 に示す。横軸は壁からの距離である。気泡の注入によって、変動速度 2 成分は共に増加するが、両者の相関を表すレイノルズ応力は減少し、摩擦抵抗低減メカニズムの一端が明らかになった。



(a) 速度変動成分  $u_{rms}$ ,  $v_{rms}$

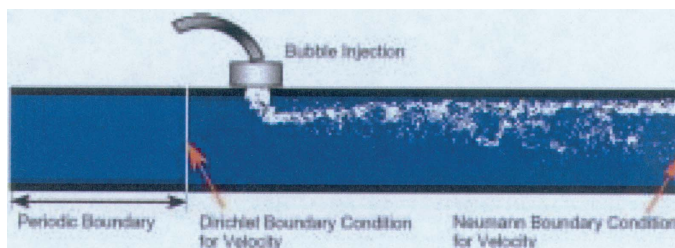


(b) レイノルズ応力

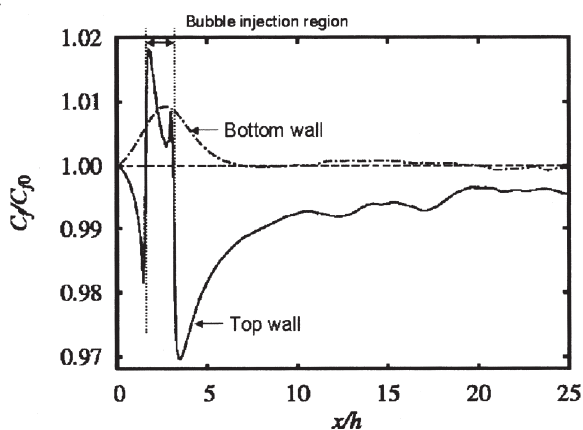
図 3 PTV/LIF システムによる乱流変動計測<sup>3)</sup>

一方、数値シミュレーションを用いた研究では、従来は、流れ方向に周期境界条件を用いて、一様に気泡が分布する状態から計算を出発させており、摩擦抵抗低減効果がシミュレートできなかったが、杉山ら<sup>4)</sup>は、EL 法によって、実験状態に対応して、水平チャンネル上壁の一部から気泡が注入される流れの数値シミュレーションを行った(図 4a)。そして、気泡が注入される上壁面において、長く下流まで持続する摩擦抵抗低減効果をシミ

ュレートすることができた(図 4b)。



(a) 境界条件の模式図



(b) 上下壁面におけるせん断応力分布

図 4 EL 法による過渡的流れの数値シミュレーション<sup>4)</sup>

### 4. おわりに

マイクロバブルによる摩擦抵抗低減効果が大型船において実証された。また、その基本的メカニズムの解明についても、実験的にも計算的にも進展があった。今後、実用化にむけて、プロペラ性能低下の問題点の解決(または回避)や、適した船型の検討、気泡運動の同時計測によるメカニズムの一層の解明などが必要とされる。

実船実験は(社)日本造船研究協会の SR239 部会により、メカニズム解明の 2 研究は文科省の開放的融合研究「乱流制御による新機能熱流体システムの創出」により実施された。

### 参考文献

- 1) 児玉良明他: 日本造船学会論文集 第 192 号 (2002) pp.1-13.
- 2) 永松哲郎他: 日本造船学会論文集 第 192 号 (2002) pp.14-27.
- 3) Kitagawa et al., 第 4 回知的乱流制御シンポ (2003) [http://www.turbulence-control.gr.jp/sympo\\_e/FY2002/index.html](http://www.turbulence-control.gr.jp/sympo_e/FY2002/index.html).
- 4) Sugiyama et al., 第 4 回知的乱流制御シンポ (2003).



## No.25

## 凹曲面に沿う境界層遷移の過程

伊藤 光(明大理工), 山田 浩平(明大院)

## Process of Boundary Layer Transition on a Concave Wall

Akira ITO and Kohei YAMADA

School of Science and Technology, Meiji University

## Abstract

Process of laminar-turbulent boundary layer transition on a concave wall of 1m in the radius of curvature was studied experimentally under main airflow velocity of 3.0 m/s. The mean velocity and the turbulent intensity were measured over the whole concave wall, and the relationship between the periodic high-frequency horse-shoe vortices and the boundary layer transition are also discussed.

Key Words: Görtler vortices, Boundary transition, Velocity and turbulent intensity measurements

## 1. はじめに

凹曲面に沿う境界層内にはGörtler渦の回転作用により、下流では高周波の馬蹄形渦が生成されて境界層の遷移が促進される。この遷移後にはGörtler渦の波長は、層流境界層内での波長に比べて乱流境界層内では約3倍に増す。このような遷移の過程を検討するために、凹曲面の曲率半径  $r=1\text{m}$  の観測筒を試作し、凹曲面全面にわたり熱線流速計による詳細な測定を試みたので報告する。

## 2. 煙による遷移過程の可視化

図1は凹曲面  $r=1\text{m}$  (観測筒:幅400mm, 高さ150mm, 長さ2300mm)を使い、空気主流速  $u_0=3.0\text{m/s}$  の場合の煙実験による遷移過程である。凹曲面に沿う境界層底部に導入した軽油蒸気の煙により、100Hz程度の高周波馬蹄形渦が  $x=750\text{mm}$  (図3より Görtler parameter  $Gö=9.0$ )あたりから生成されてくる。図2は一对のGörtler渦の回転作用により作られた煙の断面模様で、 $x=800\text{mm}$ のキノコ状内部は低速域である。その低速域と主流との境界面には強い剪断層が作り出され、ここの流面の変曲点型不安定により高周波馬蹄形渦を形成する。縦渦の波長は15mmである。 $x=900\text{mm}$  ( $Gö=19$ )にみる煙断面の拡がりや馬蹄形渦崩壊の挙動のはじまりに合致している。 $x=1000$ から1100mmにかけて、波長は約3倍(45mm程度)に増して、縦渦の再配列が進む。 $x=1200\text{mm}$  ( $Gö=24$ )に到ると概ね遷移が完了し、乱流境界層に移行する。

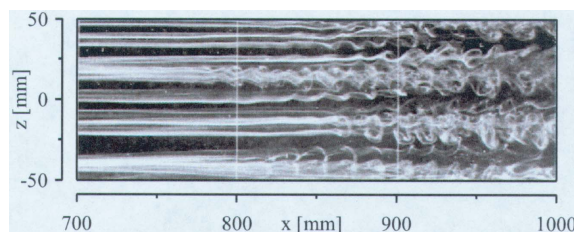


図1 凹曲面上に生成する馬蹄形渦の挙動

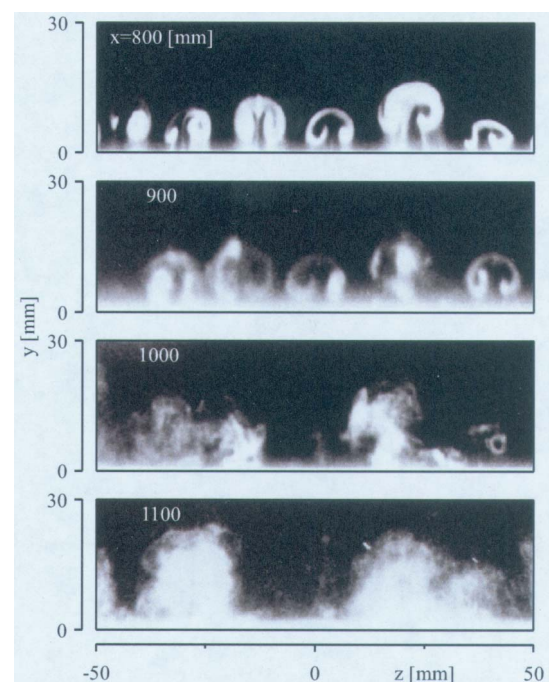


図2 凹曲面に沿う煙断面の模様

## 3. 遷移流域における流速と乱れ度の測定

上記のような遷移の過程を詳細に検討するために、I型プローブの熱線流速計による測定を凹曲面全面にわたって行った。測定間隔は、主流方向(x方向)に50mm、高さ方向(y方向)に1mm、主流に直角方向(z方向)に1mmとし、測定位置は  $x=300$  から1400mmの範囲で、各x位置におけるyz断面内での流速  $u/u_0$  および乱れ度  $\sqrt{u'^2}/u_0$  を測定した。ここで、 $u_0$  は各x位置での境界層外縁の主流速度である。

図3はGörtler parameterと境界層の形状係数  $H$  との比較である。境界層の排除厚さ  $\delta^*$  と運動量厚さ  $\theta$  は各xのyz面内における測定値の平均値から  $Gö$  と  $H$  を算出している。破線はBlasius分布から算出した  $Gö$  曲線である。遷移は  $x=400\text{mm}$  ( $Gö=4.7$ ) から始まり、 $x=750\text{mm}$  ( $Gö=9.0$ )あたりから馬蹄形渦

が生成されてくる。ここまでは遷移の前半部で、遷移の後半部では、馬蹄形渦の崩壊がはじまる  $x=900\text{mm}$  ( $G\delta=19$ ) 付近で  $\delta^*$ ,  $\theta$ ,  $G\delta$  が極大値をもつようになる。さらに馬蹄形渦の崩壊と共に、 $x=1200\text{mm}$  ( $G\delta=24$ ) あたりで  $H$  は乱流境界層の1.4に近づく。その  $H$  の  $z$  方向への分布を図4に示す。同図からは、馬蹄形渦の生成位置に  $H$  の高い層流境界層型の流速分布が、馬蹄形渦間では  $H$  の低い乱流境界層型の分布が  $z$  方向に周期的に作られている。 $x=900\text{mm}$  ( $G\delta=19$ ) を境にして後流では、 $z$  方向全体にわたって  $H$  の低い流域が構成されていく。

図5は各  $x$  位置における境界層内の  $y$  方向への流速の平均値  $u/u_x$  と乱れ度  $\sqrt{u'^2}/u_x$  の平均値の分布である。黒い部分は平均流速の低速域で、馬蹄形渦の生成と共に明瞭になる。馬蹄形渦が崩壊されはじめるとその低速流域は縮小され、流速分布形は平坦化する。その低速域は乱れ度の高い流域にはほぼ一致しているが、乱れ度の高い流域はさらに  $x$  方向に帯状に伸びている。 $x=1000$  から  $1100\text{mm}$  にかけて、隣り合う数個の馬蹄形渦の崩壊により、乱流境界層内では新たな Görtler 渦の再配列が構成されはじめるようにみえる。図6は各  $x$  位置における  $xz$  面内の流速  $u/u_x$  および乱れ度  $\sqrt{u'^2}/u_x$  の分布の比較で、 $y/\delta=0.3$  の例を示す。境界層厚さ  $\delta$  は各  $x$  位置での平均値である。同図(b)には各  $x$  の  $u/u_x$  と  $\sqrt{u'^2}/u_x$  の分布曲線を描き合わせてある。両曲線の振幅の増減から、遷移における馬蹄形渦の生成から崩壊までの挙動の強さが理解される。

図7は乱れ度の分布で、同図(a)は馬蹄形渦崩壊のはじまり位置  $x=900\text{mm}$  付近で乱れ度の平均値は最大を示す。その  $y$  方向への分布を図(b)でみると  $x=800\sim 1000\text{mm}$  で  $y/\delta=0.3\sim 0.5$  にかけて高い乱れ度の分布が広がっており、馬蹄形渦の崩壊に伴う乱れがみられる。

#### 4. まとめ

曲率半径  $1\text{m}$  の凹曲面に沿う層流境界層は  $G\delta=4.0$  から遷移がはじまり、 $G\delta=24$  で乱流境界層に移行する。その遷移過程では高周波の馬蹄形渦が  $G\delta=9.0$  で生成され、 $G\delta=19$  で崩壊する。その馬蹄形渦の挙動により乱れ度の高い遷移域を形成する。

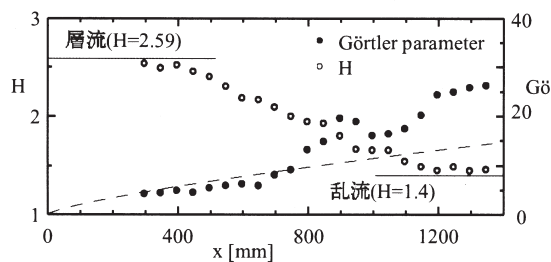


図3  $G\delta$  と  $H$  との関係

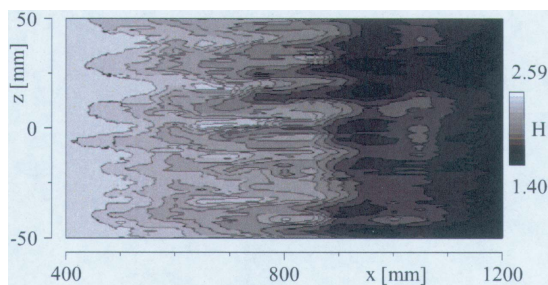


図4  $xz$  面内の  $H$  の分布

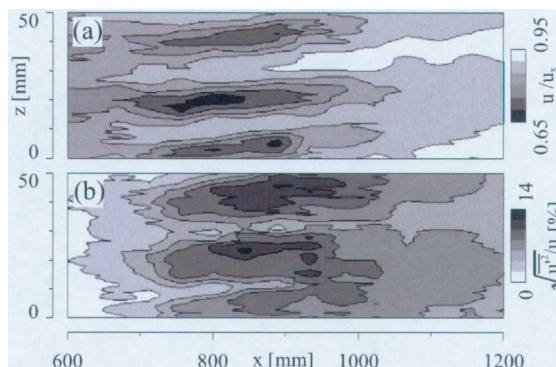


図5  $u/u_x$  と  $\sqrt{u'^2}/u_x$  の分布

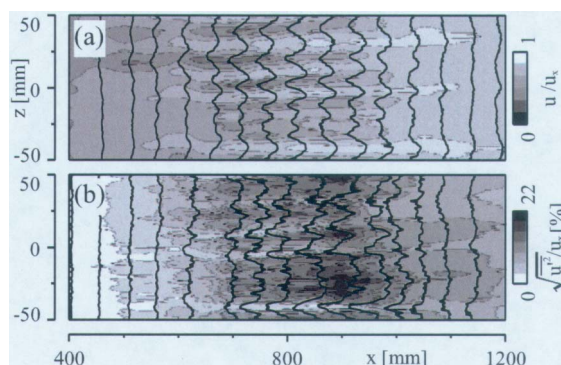


図6  $y/\delta=0.3$  における  $\sqrt{u'^2}/u_x$

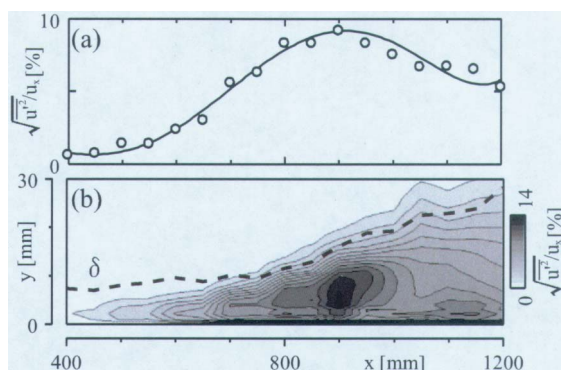


図7 乱れ度の平均値分布

#### 参考文献

- 1) 伊藤光, 山田浩平: 凹曲面に沿う境界層遷移のメカニズム, 第34回流体力学講演会講演集, (2002), pp.217-220.

## No.26

## 回転円盤流の安定計算について

伊藤信毅 (ながれ研究集団)

## On stability analysis of rotating-disk flow

Nobutake Itoh

Institute of Flow Research

## ABSTRACT

The flow on a rotating disk is the simplest example of three-dimensional boundary layers where two kinds of instabilities can appear in general. One is the familiar cross-flow instability of the inflexion-point type essentially described by Rayleigh's inviscid stability equation, and the other is streamline-curvature instability, whose rigorous mathematical description is not yet established. The present study gives an asymptotic series solution of the exact partial differential equations governing small but wavy disturbances superimposed on rotating-disk flow and compares the results with some known properties of streamline-curvature instability.

Key Words: 3-D boundary layer, streamline-curvature instability, cross-flow instability

## 1. はじめに

回転円盤流は三次元境界層の最も簡単な例として、流れの安定性の研究に貢献してきた。この流れで二種類の不安定性が発生することは古くから知られており、そのひとつが速度分布の変曲点に基づく横流れ不安定である。Stuart<sup>1)</sup>は三次元境界層の安定性が波数ベクトルと速度ベクトルの内積に支配されることおよび波数ベクトルのある範囲では射影される速度分布に変曲点が現れること、したがって、非粘性の極限で Rayleigh の不安定条件が満たされることを理論的に示した。

もうひとつの不安定は、厳密な偏微分攪乱方程式において半径方向の座標に関する微分項を無視することによって導かれる複雑な安定性方程式の解として発見された<sup>2)</sup>。この不安定性は、平行流近似の Orr-Sommerfeld 方程式では記述できないもので、厳密な攪乱方程式の中に含まれる特殊な項、すなわち壁面に平行な面内における流れ場の曲率によって生じる現象である<sup>4)</sup>。

横流れ不安定が基本的に Rayleigh の非粘性方程式に支配されるのに対して、流線曲率不安定を支配する厳密な方程式はまだ得られていない。そこで本稿では、回転円盤流を基本流とする偏微分攪乱方程式に対して一つの級数解を導き、その解と流線曲率不安定の特性を比較する。

## 2. 線形攪乱方程式

円筒座標  $(r, \phi, z)$  を用い、円盤の回転角速度を  $\omega_D$ 、動粘性係数を  $\nu$ 、境界層厚さを  $\delta = \sqrt{\nu / \omega_D}$  とするとき、基本流の速度  $(r\omega_D U, r\omega_D V, \nu W / \delta)$  は相似変数  $\zeta = z / \delta$  とカルマン方程式の解  $F$  と  $G$  を用いて無次元形  $U = F'(\zeta)$ ,  $V = G(\zeta)$ ,  $W = -2F(\zeta)$  に表される。この流れに加えられた微小な波動型攪乱を考

え、基準長さ  $\delta$  と基準速度  $\nu / \delta$  で無次元化したときの、振動数を  $\hat{\omega}$ 、半径方向と周方向の波数を  $\alpha$  と  $\beta$ 、変動の振幅関数を  $\mathbf{q} = (u, v, w, p)$  とする。このとき変動振幅  $\mathbf{q}$  は垂直方向の座標  $\zeta$  と半径方向の無次元座標  $R = r / \delta$  の関数であり、この半径座標は円盤上の局所回転速度でつくるレイノルズ数  $R = r\omega_D \delta / \nu$  に一致する。

基本流と攪乱を重ね合わせてナビエ・ストークス方程式に代入し、攪乱の微小振幅に関して線形化すると厳密な線形攪乱方程式が導かれる。しかしこれは  $\zeta$  と  $R$  を独立変数とする偏微分方程式であるから、そのままでは、波動攪乱の局所分散式を定めるための固有値問題に帰着されない。

## 3. 級数解と固有値問題

厳密な攪乱方程式において  $\hat{\omega} = \omega R$  と置き、 $\omega$  および他の諸量を一定に保ちながら  $R \rightarrow \infty$  の極限を考えると Rayleigh の非粘性安定性方程式が導かれ、波数ベクトルの方向の断面における速度分布が変曲点を持つかどうか問題となる。すなわち、横流れ不安定は半径の十分大きい領域における局所的な安定解析によって説明されるのである。これに対して流線曲率不安定については、非粘性理論で説明できないため、偏微分攪乱方程式に立ち戻って別の解を探さねばならない。ここでは  $\omega$  の代わりに  $\hat{\omega}$  を用い、局所的な周方向波数  $\beta$  の代わりに、一周まわりの波の個数  $\hat{\beta} = \beta R$  を用いたのち、半径方向波数  $\hat{\alpha} = \alpha R$  と攪乱振幅  $\mathbf{q}$  を  $R^{-2}$  のべき級数に展開する。

$$\hat{\alpha} = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n(\hat{\beta}, \hat{\omega}) R^{-2n}, \quad \mathbf{q} = \sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{q}_n(\zeta; \hat{\beta}, \hat{\omega}) R^{-2n} \quad (1)$$

これらを偏微分攪乱方程式に代入し、 $R^{-2}$  の各べき



の係数を 0 に等置すると常微分方程式の列が得られる。最低次項の方程式は同次で、同次の境界条件と共に固有値問題を形成し、固有値  $\alpha_0$  を  $\hat{\omega}$  と  $\hat{\beta}$  の関数として定める。最低次項の解が決まれば、高次項に対する非同次常微分方程式は適当な正規化条件を課すことによって逐次的に解くことができる。

上記の級数解は波数  $\hat{\alpha}$ 、 $\hat{\beta}$ 、振動数  $\hat{\omega}$ 、およびレイノルズ数  $R$  を結びつけるもので、局所分散関係の一つの表現を与えている。 $\hat{\omega}$  と  $\hat{\beta}$  を  $R$  に独立なパラメータと仮定している点に注意すべきである。

#### 4. 計算結果と考察

はじめに横流れ不安定の増幅特性の概要を見ておく。ただし、ここでは非粘性方程式の代わりに、レイノルズ数に対する依存性が表現されるように、Orr-Sommerfeld 方程式の中立曲線を示しておいた。この図から横流れ不安定の増幅領域は周方向波数  $\beta$  の正の値と振動数 0 を中心とするかなり広い範囲に達する事がわかる。

つぎに級数解 (1) の初項に対する固有値問題が数値的に解かれ、図 2 の中立曲線が得られた。級数解の初項はレイノルズ数の大きい極限に対する漸近解を与えるが、 $R$  が  $10^2$  を越えるような大きい値を考える限り、この図が級数解 (1) の実質的な性質を表していると見なして良い。得られた中立曲線は波数平面において閉じていない。これは O-S 方程式の中立曲線とは全く異なり、この曲線が横流れ不安定なものではないことを暗示している。

回転円盤流の多重不安定性を計算する場合に、厳密な偏微分攪乱方程式において  $R$  に関する微分項を無視することで導かれる常微分方程式の固有値がしばしば用いられる。この方法は数学的に正当化されるものではないが、流線曲率不安定に関する知識は全てこの種の非平行モデル方程式から得られたもので、図 3 にその方法で得られた中立曲線の例を示す。波数  $\beta$  の負の領域にある中立曲線が流線曲率不安定を表し、それらは原点に近いところで重なり合っている。実は図 2 に示された漸近解の中立曲線は図 3 の原点近傍における曲線群を拡大したものに対応しているのである。結局、級数解 (1) は流線曲率不安定に関係しているが、その全般を記述するものではなく、ごく一部を表現しているにすぎない。

#### 参考文献

- 1) Gregory, N., Stuart, J.T. and Walker, W.S. : *Phil. Trans. R. Soc. London* A **248** (1955), 155-199.
- 2) Faller, A.J. and Kaylor, R.E. : *Dynamics of Fluid and Plasmas*, ed. S.I. Pai, 1966, pp.309-329, Academic, New York.
- 3) Lilly, D.K. : *J. Atmos. Sci.* **23** (1966), 481-494.
- 4) Itoh, N. : *Laminar-Turbulent Transition*, ed. V.V. Kozlov, 1985, pp.463-470, Springer, Berlin.
- 5) Itoh, N. : *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.* **40** (1998), 262-292.

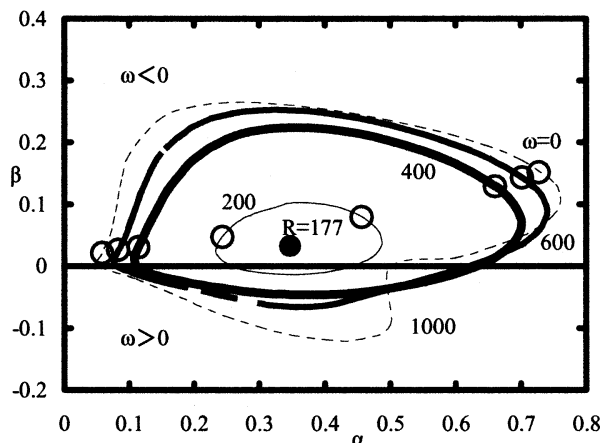


Fig. 1. Neutral curves obtained from O-S eq.

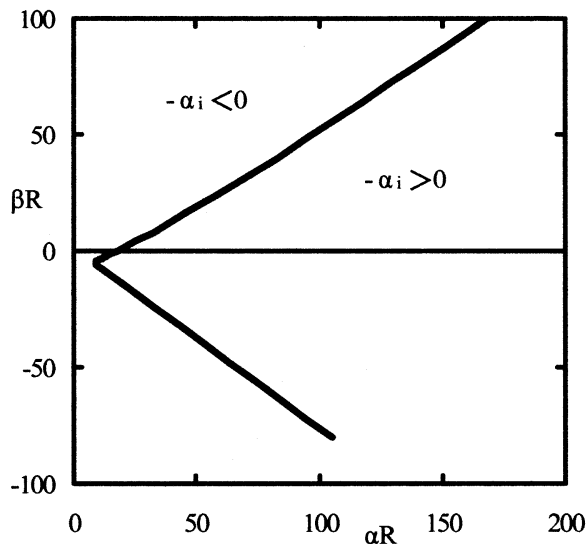


Fig. 2. Neutral curve of the asymptotic solution.

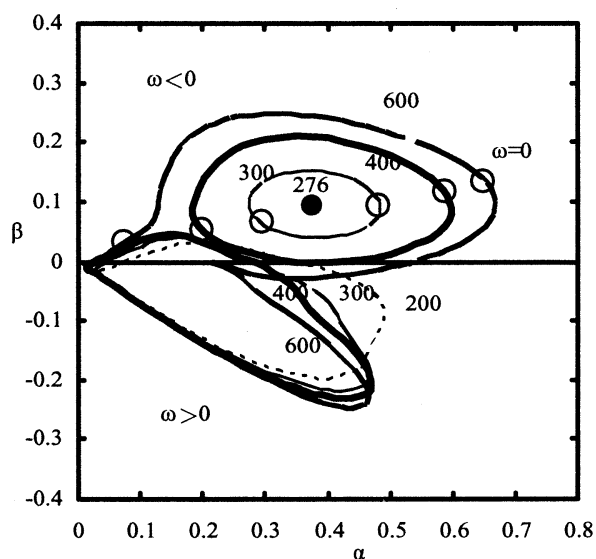


Fig. 3. Neutral curves of a nonparallel-stability model<sup>5)</sup>.



## No.27 C-S-C 鞍部点法による SST 小型実験機の遷移解析

跡部隆（航技研），H.H.Chen（カリフォルニア州立大学）

### Transition Analysis of the SST Experimental Airplane Using the C-S-C Saddle Point Method

T. Atobe\* and H.H.Chen\*\*

\* National Aerospace Laboratory,

\*\* California State University, Long Beach

#### ABSTRACT

The wing of Next Generation Supersonic Transport (NEXST) was designed using the natural-laminar-flow (NLF) concept to reduce the friction drag. The onset of transition from laminar to turbulent flow of NEXST-1 wing model at Mach 2 was predicted using the  $e^N$  method with the saddle-point method. The velocity and temperature profiles were obtained by solving the compressible boundary layer equations with the infinite swept wing assumption. The stability analyses were executed at eight span-wise sections of the wing. Numerical results obtained from the present study showed that the amplitude of disturbance are growing rapidly near the leading edge but the growth rate gets slow down soon thereafter. It is seen that this wing model has wide laminar region near the mid-span and the NLF concept was validated.

Key Words: Supersonic flow, boundary layer, transition, saddle point method

#### 1. 序論

航空宇宙技術研究では次世代超音速機の開発を目指したプロジェクト研究が進められており、その一環として現在ロケット実験機による飛行実証試験が計画されている。この実験機は図1に示すように実機のおよそ1/8スケールの大きさを、推力は持たない。実験機はロケットにより地上約18kmまで打ち上げられた後分離されておよそマッハ2の速度でグライダーのように滑空しながら空力特性などの飛行データを取得する。

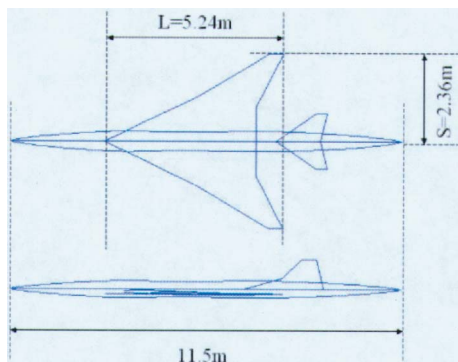


図1 超音速小型実験機の外観

この実験機は空力摩擦抵抗の低減を実現させるため、自然層流翼の概念に基づき設計された。設計にあたってはそのほとんどをCFDにより行い、開発コストの削減を目指した。飛行試験の主な目的は、このCFDによる設計技術の有効性を実証することであり、機体表面の層流・乱流域などを計測することでこれを確認する。

上述の目的を達成するためには、予め遷移特性を把握しておく必要がある。そこで本研究は実験機主翼の遷移予測を目的とし、線形安定性解析に基づく予測計算を行った。境界層分布はある相似解で近似し、局所安定性計算には圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。固有値の積分には Cebeci-Stewartson-Chen による鞍部点法を用い、積分開始点については Zarf の方法を用いて決定した。

#### 2. 安定性解析

##### 2.1 解析位置と速度分布

安定性解析は図2に示すように、主翼上、前縁から直角方向に向かう8断面、 $Y/S=0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9$  のについて行われた。ここで  $Y$  はスパン

方向の座標で大文字  $S$  は翼幅である。これらの各翼断面における速度分布は二次元無限偏揺翼の近似を施して得られる相似方程式の解で近似する。相似パラメーターに対応する境界層外縁における外部流速は、航空宇宙技術研究所、次世代超音速機プロジェクトセンター、空力設計グループによる CFD 計算の結果を用いた。その一例を図 3 に示す。図中  $U_e$ ,  $W_e$  は前縁直角方向及び平行方向の外部流速成分で  $C_p$  は圧力係数である。また横軸は前縁からの表面長  $s$  を翼平面形状の先端から後端までの長さ  $L$  で無次元化したものである。相似方程式は Keller's box method<sup>2)</sup>を用いて解かれた。

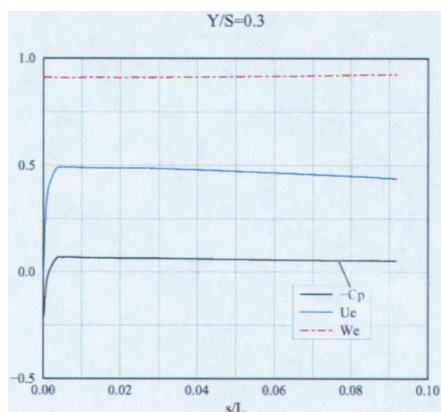


図 3.  $Y/S=0.3$  における外部流速及び圧力係数の分布。横軸の小文字  $s$  は前縁からの表面長。

## 2.2 C-S-C 鞍部点法

圧縮性線形安定性方程式は Cebeci, Stewartson and Chen<sup>3,4,5</sup> によって提案された鞍部点法によって解かれた。この安定性方程式はいわゆる固有値問題として取り扱うことができ、そのときの未知数は微小攪乱の波数成分  $\alpha$  と  $\beta$ 、そして振動数の  $\omega$  となる。鞍部点法はこの固有値問題を群速度の概念を用いて解く方法で、そこでは  $\frac{\partial \alpha}{\partial \beta}$  が実数であることが要請される。この群速度の概念に基づくと、攪乱波の伝播方向は次のように与えられる。

$$\left( \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} \right)_{\omega, R} = -\tan \gamma = -\frac{y}{x}$$

ここで  $\gamma$  は  $x$  軸とのなす角を表す。

攪乱波の振幅を評価する積分計算は、ある特定の場所、つまり積分の開始点での波数及び振動数を定義することが重要な問題となるが、ここでは  $zarf$  の概念<sup>3,4,5</sup>を用いて決定される。この概念は 3 次元空間に存在する中立安定曲面の包絡線に相当するもので、もし適当な振動数がこの包絡線上に定義さ

れると、この振動数を持つ攪乱波の振幅は以下の式で与えられるというものである。

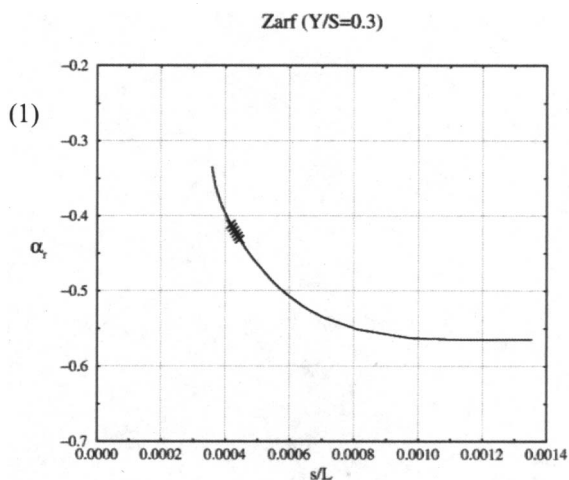
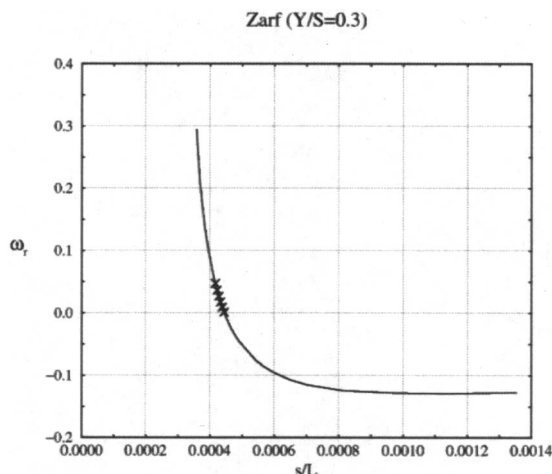
$$\Gamma = \beta_i \left( \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} \right)_{\omega, R} - \alpha_i$$

そしてある特定の振動数に対し、固有値計算を下流方向に進めながら波数成分を計算していく。このとき、振幅増幅率が最大値を与えるように  $\frac{\partial \alpha}{\partial \beta}$  の方

向が決定されていく。遷移判定は  $e^N$  法<sup>7,8</sup>によって与えられる  $N$  値により行われる。初期振幅と下流での振幅比を表すこの値は、特定の振動数の関数として以下のように定義される。

$$N = \int_{x_0}^x \Gamma dx$$

図 4 に  $Y/S=0.3$  のときの  $zarf$  を示す。図中の  $\times$  印は 6 つの異なる振動数の攪乱波に対応するもので、これをパラメトリックに計算して最大増幅を示す攪乱波を算出する。



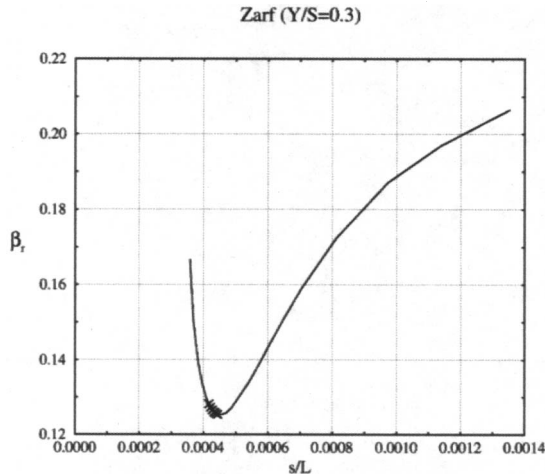


図4. Zarf ( $Y/S=0.3$ の場合). それぞれ  
上から振動数 $\omega$ , 波数 $\alpha$ ,  $\beta$ の順.

### 3. 結果および議論

以上のような手法に基づいて行われた解析結果の一例が図5である. この図は  $Y/S=0.3$  の場合について, 6つの異なる攪乱波の振幅成長の様子を示したものである. 横軸は表面長  $s$  を  $L$  で無次元化したもので, 縦軸が  $N$  値を示す. 図中の各線に対応する数字は攪乱波の振動数であり, これらは図4の初期値ともいうべき各点の値そのものである. この図をみると, 攪乱波は全体として前縁付近で急激に増幅したのち, ゆっくりとした増幅に転じていることがわかる. また最も大きなところで  $N$  値はおおよそ 15 ほどと, 比較的大きな値を示すことがわかる.

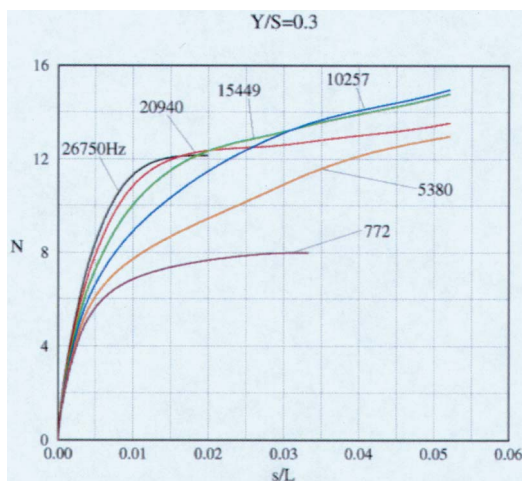


図5.  $N$  値の変化 ( $Y/S=0.3$  の場合).

この図との対比のため,  $Y/S=0.8$  における同様な結果を図6に示した.  $Y/S=0.3$  の結果と比べると, 明らかに振幅の増幅傾向に差があることがわかる. ただし比較的大きな振幅増幅を示す攪乱波の振動数には, あまり大きな違いはみられない.

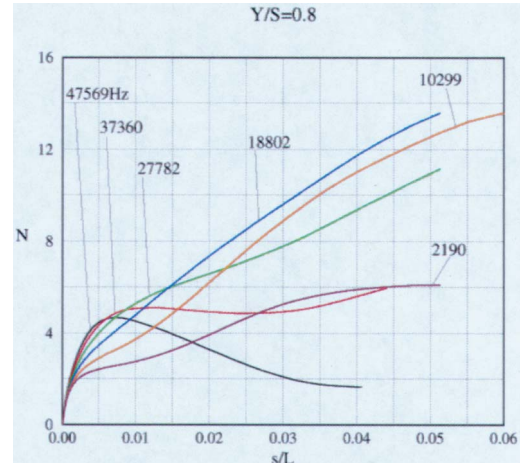


図6.  $N$  値の変化 ( $Y/S=0.8$  の場合).

紙面の都合上全ての断面については結果を示さないが, それぞれの断面について最大増幅を示す攪乱波の振動数とそのときの  $N$  値を表1にまとめた. これをみると,  $N$  の最大値は 10 から 15 の範囲にあり, 振動数はおよそ 10kHz から 30kHz にわたることがわかる.

$Y/S$	$N_{\max}$	Frequency (Hz)
0.2	12.3	30656
0.3	15.0	10257
0.4	10.4	12008
0.5	10.3	13411
0.6	13.5	15110
0.7	11.2	20886
0.8	13.7	10299
0.9	11.3	15388

表1. 最大増幅を示す攪乱波の振動数と,  
そのときの  $N$  値.

さらに翼の概略図上に  $N$  の等値面を示したのが図7である.  $N$  値は前縁付近で急激に増大するものの, 14 を超える点は  $Y/S=0.3, 0.6$ , 及び  $0.8$  の3点で, 全体的にそれほど大きな値を示していない. このことは実験機の主翼が自然層流翼の傾向を持っていることを示しており, CFDによる設計が十分な妥当性を持って行われたことを示唆している. また  $Y/S=0.3, 0.6$ , 及び  $0.8$  の3点については, 胴体, 主翼形状におけるキंक, 及び翼端の影響が考えられる. ここでの安定性解析そのものは局所的なものだが, 境界層計算に用いる外部流の計算はCFDによる全機的なものであるため, 様々な要因に付随する影響が現れていると考えるからである.



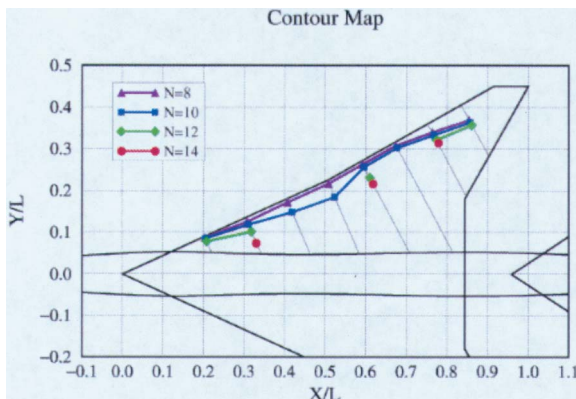


図7. 実験機概略図上に示したNの等値線.

#### 4. 結論

自然層流翼の概念に基づいて設計された航空宇宙技術研究所の超音速小型実験機について、その設計概念の検証の一環として主翼の安定性解析を行うとともに遷移予測の指標となるN値を計算した。境界層分布は相似解によって近似し、安定性解析には線形化された圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。また固有値問題の解析及びその固有値の積分の際には Cebeci-Stewartson-Chen の鞍部点法を用いた。さらに積分の初期値は zarf の概念を用いて算出した。

解析の結果、乱流遷移を引き起こす攪乱波の振幅は、前縁付近で急激に増幅するもののそれ以降はあまり成長することなく、結果として遷移にはあまり寄与しない程度にとどまるということがわかった。また比較的大きな振幅となる攪乱波の振動数は約 10kHz から 30kHz の範囲にあることがわかった。

これらの結果から、超音速小型実験機の主翼が良好な自然層流翼の性質をもつことがわかった。そしてこのことは次世代超音速機プロジェクトセンターで開発された CFD 設計技術が工学的に有用であることを示唆しており、飛行試験の結果を用いたより細部にわたる検証が待たれている。

#### 謝辞

航空宇宙技術研究所、次世代超音速機プロジェクトセンター、空力設計グループ吉田憲司グループリーダー、上田良穂様、ならびに石川敬掲様には数値計算において多大なご支援をいただくとともに、貴重なご助言をいただきました。この場をお借りして感謝の意を表します。

#### 参考文献

1. Yoshida, K., Makino, Y., and Shimbo, Y. "An Experimental Study on Unmanned Scaled Supersonic Experimental Airplane," AIAA Paper 2002-2842, June, 2002.
2. Cebeci, T., "An Engineering approach to the Calculation of Aerodynamic Flows," Springer Verlag, Dec. 1999.
3. Cebeci, T. and Stewartson, K., "Stability and Transition in Three-Dimensional Flow," AIAA J., Vol. 28, pp.398-405, 1980.
4. Cebaci, T., and Chen, H.H., "Numerical Method for Predicting Transition in Three-Dimensional Flows by Spatial Amplification Theory," AIAA J., Vol. 30, No.8, pp.1972-1979, 1992.
5. Cebeci, T., Chen, H. H. and Arnal, D., "Natural Transition in Compressible Flows on Wings: Spatial Theory and Experiment," AIAA Paper 94-0824, Jan. 1994.
6. Malik, M. R., "COSAL - A Black Box Compressible Stability Analysis Code for Transition Prediction in Three-Dimensional Boundary Layers," NASA CR 165-925, 1982.
7. Smith, A. M. O. and Gamberoni, N., "Transition, Pressure Gradient and Stability Theory," Douglas Aircraft Co. Rept. ES 26388, El Segundo, California, 1956.
8. Van Ingen, J. L., "A Suggested Semi-empirical Method for the Calculation of the Boundary Layer Transition Region," Univ. of Tech., Dept. of Aero. Eng. Rept. UTH-74, Delft, 1956.



## No.28 超音速流中の迎角つき軸対称体の境界層遷移計測

杉浦裕樹、西沢啓、徳川直子（航技研）

### Boundary-layer transition measurements on axisymmetric body with angles of attack in supersonic flow

Hiroki Sugiura, Akira Nishizawa, Naoko Tokugawa  
National Aerospace Laboratory

#### ABSTRACT

Transition on a Sears-Haack body was measured by an unsteady pressure transducer and an infrared camera at Mach 1.2. Sears-Haack body has minimum aerodynamic drag at given volume in supersonic flow. As a result, transition location moved forward on the side and moved rearward both on the leeward and windward rays. According to the measurement result of the surface pressure fluctuation, turbulent flow and laminar flow appeared intermittently on the leeward ray. The growth of crossflow instability was observed on the side ray.

**Key Words:** Boundary-Layer Transition, Axisymmetric Body, Infrared Camera

#### 序論

境界層遷移を遅らせて、層流状態を一定の領域にわたって保持することは、旅客機の空力抵抗の低減にとって非常に効果的である。近年、胴体やエンジンナセルのような、翼以外の非揚力面において自然層流を維持することによる抵抗低減策が注目されている<sup>1) 2)</sup>。ビジネスジェット機や輸送機では、前部胴体で層流状態を実現することにより、全機抵抗が4-7%低減されるという試算がなされている<sup>3)</sup>。

超音速機の前部胴体と同じ軸対称体である円錐の境界層遷移位置はわずかな迎角の影響で大きく前進することが従来知られている。これは迎角が非零になると、軸対称体の境界層が2次元から3次元になるためである。一般の三次元境界層において、境界層の平均流プロファイルは、流れ方向、スパン方向あるいは中心軸まわりの角度方向、法線方向の3方向全てに関して変化する。横流れ不安定は三次元境界層にのみ出現する。

横流れ不安定は外部流線と圧力勾配の方向が異なることにより生じる。境界層端の非粘性流線に対し垂直方向の横流れ速度プロファイルに変曲点が生じることにより、流れは動的に非常に不安定となる。

しかしながら、零圧力勾配の円錐でなく、超音速機機首のような圧力勾配を持つ一般的な軸対称体の境界層遷移を調べた研究は従来、亜音速でしか行われていない<sup>4) 5)</sup>。そこで、本研究では圧力勾配を有する一般的な軸対称体の境界層遷移に対する迎角の影響を調べる。

#### 風洞試験

遷移点計測はすべて当所所有の2m×2m遷音速風洞において実施された。風洞総圧を制御することにより、気流の単位Re数を制御することができる。風洞総圧の制御範囲は50-120kPaである。

本風洞は測定部がカート交換方式になっており、本研究では第3カートを使用した。第3カートは気流乱れを小さくするために風洞壁上下面が多溝壁となっている。本風洞では平均ピトー圧変動=0.34%が報告されている<sup>5)</sup>。計測した周波数帯域は25Hz-20kHzである。

ラデツキー・高木ら<sup>6)</sup>は三次元境界層において表面粗さが横流れ不安定の定在擾乱モードの種となり、1μm以下の粗さが三次元境界層の遷移に顕著に影響を与えることを示した。従って、油膜法、感温液晶、感温塗料のように表面を塗装する手法は横流れ不安定が

支配的な境界層遷移を調べるのに適さないと考えられる。本研究では赤外線カメラを用いて遷移点面分布を取得した。模型に加工性の高い断熱素材を用いることにより、表面粗さの影響が非常に小さい状態の遷移位置を計測することが可能となる。

本研究では軸対称体として Sears-Haack 体を対象とした。Sears-Haack 体は与えられた容積で、超音速流中で最小抵抗を持つ形状であり、小型超音速実験機の機首形状と同一形状である。Sears-Haack 体模型 (図 1) の全長は 700mm である。模型の材質はポリサルホンという非晶質繊維強化プラスチックである。先端は鈍頭度効果を無くすために、径が 0.025mm 以下となっている。模型の表面粗さはいずれも中心線平均粗さで  $0.4\mu\text{m}$  以下と小さく抑えた。

## 結果及び考察

図 2 に一様流方向の温度プロファイルを示す。流れが層流状態のときに温度はほぼ一定であり、遷移途中で急激に減少し、乱流状態ではより低い温度で再びほぼ一定となる。層流状態と遷移途中の表面温度の最小自乗近似直線の交点を遷移の開始点と定義する。

図 3 に  $M=1.2$ 、 $P_0=80\text{kPa}$ 、 $\alpha=2^\circ$  のときの表面温度分布の上面図、側面図、下面図を示す。側面の遷移点位置が最前方となり、側面から離れるに従い、遷移開始点位置は急激に後退し、トップラインで遷移位置が最後方となることがわかる。ボトムラインの遷移位置も同様に後方になるが、トップライン付近とボトムライン付近の遷移点分布形状は大きく異なることがわかる。トップライン付近では楔状の鋭角を持つ形状となるのに対し、ボトムライン近傍では遷移点位置が一定となり、付近では台形状の分布となることがわかる。

図 6 にボトムライン、トップライン、サイドラインにおける表面静圧変動の変動成分のパワースペクトラムを示す。図 6(a) では 15kHz 付近に山状の最大増幅周波数帯が観測されたのに対し、図 6(b) で最大増幅周波数帯は観測されなかった。しかし図 4 に示す時間波形を見ると、乱流斑点によると考えられるバースト状の波形が観測された。時間波形から間欠率の分布を求めると、図 5 に示すように、表面圧力変動の変動成分の出力値の分

布とよく一致した。ここから、トップライン付近の遷移点分布は乱流楔の範囲に遷移位置が前方である側面の乱流域の影響が及ぶために楔上の分布となったと考えられる。これに対し、ボトムライン近傍では流線の曲率が非常に小さいために、迎角零の場合と同じように T-S 不安定が支配的な役割を果たして遷移しており、ボトムラインを離れると流線の曲率が増加して横流れ不安定が支配的となり、遷移位置が大きく前進するのではないかと考えられる。図 6(c) に迎角をスウィープしたときの表面静圧変動の変動成分のパワースペクトラム 10kHz 付近に山状の最大増幅周波数帯が観測されたが、これは横流れ不安定によるものと考えられる。

## 結び

赤外線カメラを用いて、超音速流中の一般的な迎角つき軸対称体の遷移点面分布を取得した。 $M=1.2$  では Sears-Haack 体のトップラインでは乱流域と非乱流域が間欠的に出現することがわかった。一方、サイドラインでは横流れ不安定波の成長を捉えた。

## 参考文献

- 1) Obara, C.J., Hastings, E.C., Schoenster, J.A., Parrott, T.L., and Holmes, B.J.: AIAA86-9756.
- 2) Vijgen, P.M.H.W.: SAE Technology Paper 871020, 1987.
- 3) Vijgen, P.M.H.W., Dodbele, S.S., Holmes, B.J., and Van Dam, C.P.: AIAA 86-1825.
- 4) Meier, H.U. and Kreplin, H. -P.: Zeitschrift für Flugwissenschaften and Weltraumforschung vol.4, pp.65-71, 1980.
- 5) Spall, R.E. and Malik, M.R.: AIAA Journal, vol. 30, no. 4, 1992.
- 6) Radeztsky, R.H., Jr., Reibert, M.S., Saric, W.S. and Takagi, S.: AIAA 93-0076, 1993.

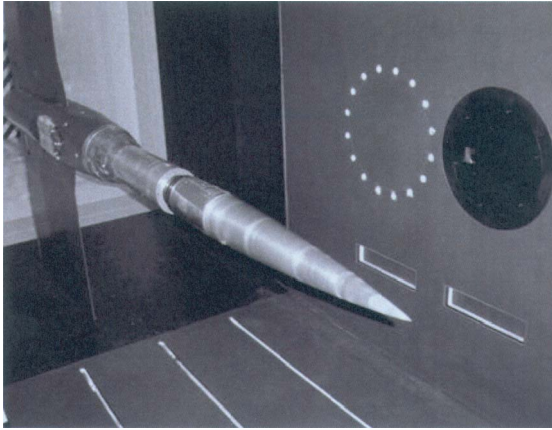


図1 Sears-Haack 体模型

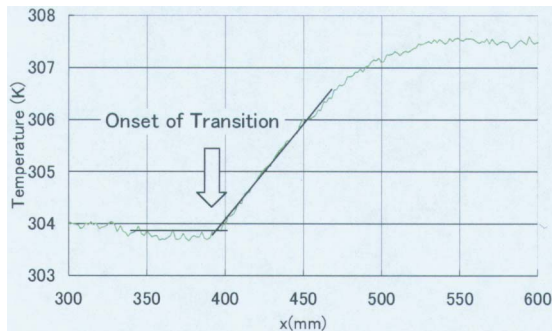


図2 一様流方向の温度プロファイルの例

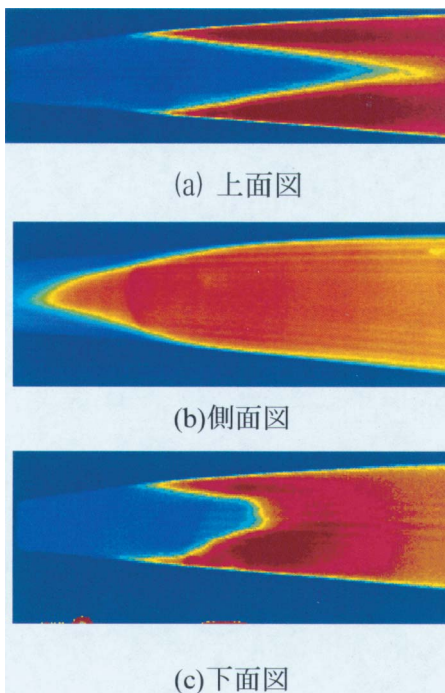
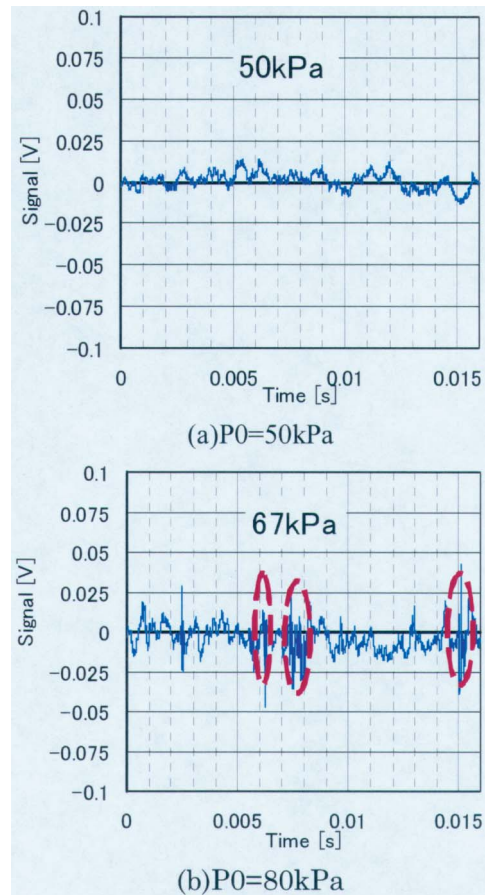
図3 Sears-Haack 体の表面温度分布 ( $\alpha=2^\circ$ 、 $M=1.2$ 、 $P_0=80\text{kPa}$ )

図4 表面圧力変動の時間波形

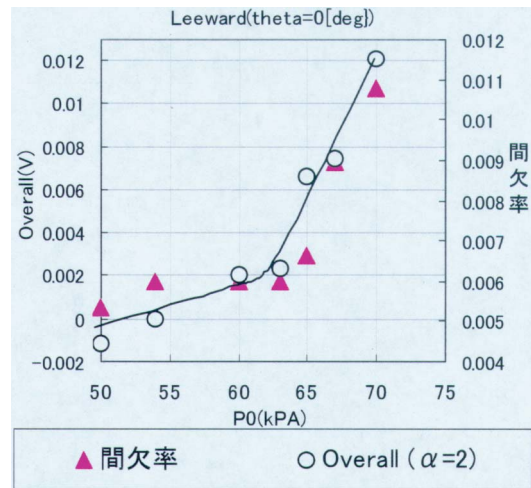
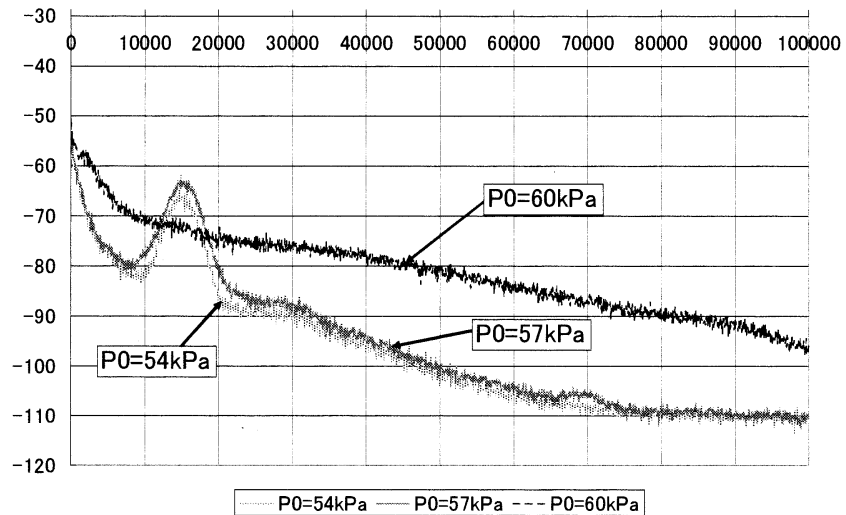
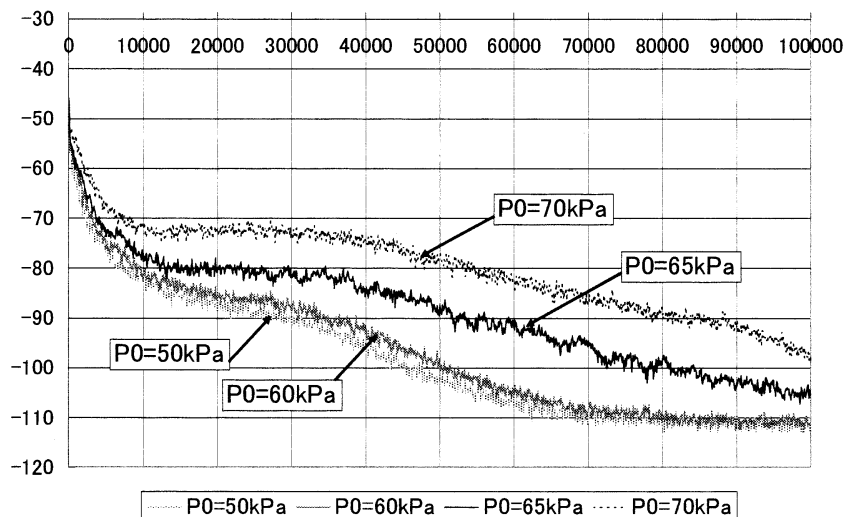


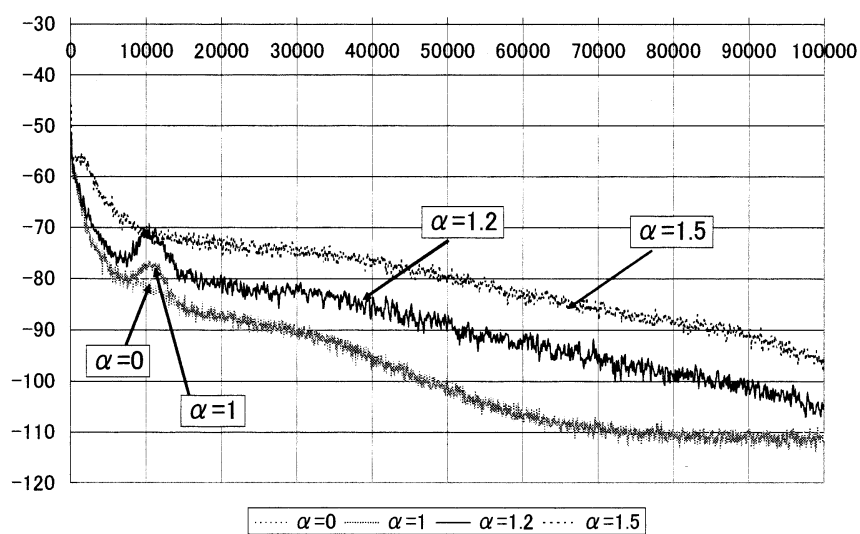
図5 表面圧力変動の変動成分の出力値と間欠率の風洞総圧特性



(a) ボトムライン



(b) トップライン



(c) サイドライン

図 6 表面圧力変動のパワースペクトラム ( $\alpha = 2^\circ$ 、 $M = 1.2$ 、 $P_0 = 80 \text{ kPa}$ )



## 第31回・32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14年度中に2回開催され、合計4日の間に29件の講演があった。特に第32回では、特別セッション「*流体科学の重要研究課題*」と「*航空の将来技術*」をテーマに諸先生方からの示唆に富む二つの話題提供に加えて、宇宙三機関統合後の航空分野における研究の方向性について紹介があった。また第31回と第32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。

- ・ 境界層の安定性に関する研究（7件）
- ・ 境界層の遷移に関する研究（5件）
- ・ 乱流に関する研究（5件）
- ・ 制御に関する研究（4件）
- ・ 剥離、その他に関する研究（7件）
- ・ 特別セッション（3件）

以下にテーマごとの研究成果をまとめる。

### 1. 境界層の安定性に関する研究

浅井ら（第32回）は流れの安定性に対する分布粗さの影響を調べるため、これを模擬する正弦波状壁を持つ平面ポアズイユ流を用いて臨界レイノルズ数の変化の様子を実験的に調べた。報告によると、チャンネル半分高さの僅か4%の波打ちを有する正弦波状壁面の存在によって、T-S波動の増幅に対する臨界レイノルズ数が $R=4000$ まで下がる（滑面は $R=5772$ ）ことが確認された。この結果は受容性やバイパス遷移の問題に対して重要なヒントを与えるものであり、大変興味深い。

芳松ら（第31回）は平行平板間放射状流れの安定性を数値シミュレーションおよび線形安定解析により調べた。計算の結果、レイノルズ数が低い場合には対称定常流が維持されるが、レイノルズ数の増加とともに流れは非対称定常流へと遷移することが確認された。さらに流入条件を一様型と放物型とに分けて調べたところ、一様流入条件の方が臨界レイノルズ数が高くなり、流れをより安定化させるという新たな知見が得られた。

Görtler渦の不安定性およびその2次不安定に関する研究や凹面壁上の乱流境界層中に形成される縦渦列に関する研究はこれまでも数多く成されているが、層流から乱流に至るまでの一連の過程を詳細に調べた例は以外に少ない。そこで伊藤（光）と山田（第32回）はこれを明確にするため、凹曲面に沿う境界層の遷移過程を実験的に調べた。実験では攪乱源を人為的に配置することなく、自然に遷移する過程を乱流境界層が形成されるまで観察した。詳細な実験計測により、遷移の開始や馬蹄形渦の生成、崩壊過程をゲルトラ数で定量的に対応づけることに成功した。

関下と蒔田（第31回）は二次元噴流における渦の合体機構を調べた。合体現象の位相を固定するため、ここでは対称モードの固有周波数成分とその高調波成分を基準励起モードとする、いわゆるパイモダル励起の手法が用いられた。位相を固定した条件付可視化と熱線の同時計測により、リップ構造によってもたらされたロール渦の波状変形が、合体現象を引き起こすこと、合体によって渦配置が対称配列から逆対称配列へと移行することなどが定量的に示された。

後退翼などにみられる三次元境界層の遷移は流速の横流れ成分に起因する横流れ不安定によって主に支配されるが、近年これとは別に流線の曲率に起因する流線曲率不安定の存在が明らかになった。しかしこの流線曲率不安定は前者のように0-S方程式では記述することができないため、それに代わるモデル方程式が必要とされている。一方、臨界レイノルズ数などの安定特性は両者とも非常に似通っているため、実験計測でこれを明確に区別することは非常に困難であるという側面を持つ。

伊藤（信）はこれまで非平行モデル方程式を提案し流線曲率不安定の性質を調べてきたが、今回（第32回）、この不安定性をより正確に記述する方法として、攪乱方程式のレイノルズ数展開によって得られる漸近解による記述法を考案した。この初項の性質を数値的に調べたところ、波数平面内の原点近傍における安定特性を記述することに成功した。またこの結果が非平行モデル方程式から得られる性質と一致することを確認し、級数展開による手法が有用であることを示した。

付着線近傍の臨界レイノルズ数は伊藤による漸近解の手法を用いることでその振る舞いを予測することが可能になったが、実際には上述のように複数の不安定モードが混在するためこれを実験的に確認することは困難であった。西沢ら（第32回）は付着線近傍で外部流線の曲率が小さくなることに着目し、実験条件を的確に設定することで横流れ不安定に対する臨界レイノルズ数を1点得ることに成功した。たった1点ではあるがこの貴重な結果は理論的な予測を裏付けるに十分なものとなり、三次元境界層に対する理解を深めるものとなった。

西沢ら（第31回）は混在する二つのモードを、上述のような特殊な環境ではなくより一般的な流れ場で分離することを試みた。試行錯誤の結果、位相分布形状と振幅分布形状に対してある仮定を用いることで、振幅分布の裾野でやや誤差が大きくなるものの各モードの波形をほぼ完全に分離することに成功した。この画期的な成果は今後の三次元境界層の解析において大きな進歩をもたらすと期待される。ただ適用した仮定に対する物理的な根拠を明確に示すことが必要かと思われる。

## 2. 境界層の遷移に関する研究

境界層の遷移に関する研究5件のうち4件が超音速3次元境界層の遷移を調べている。このうち、野村(第31回)、跡部とチェン(第32回)および上田ら(第31回)はそれぞれ異なる予測手法に基づいた解析を行い、杉浦ら(第32回)の実験と併せて結果の相互補完や共有による新たな知見の獲得を目指している。

野村(第31回)は二次元 PSE (parabolized stability equations) 予測システムを用いて NAL ロケット実験機主翼に対して安定性解析および遷移予測を行い、杉浦らによる FHI 高速風洞での実験結果と比較した。境界層速度分布に基づく横流れレイノルズ数などをもとに迎角  $0^\circ$  と  $2.7^\circ$  の二つのケースについて調べたところ、迎角  $0^\circ$  では横流れ不安定の影響を受ける T-S モードが支配的となることを示し、実験で観測された遷移はこれで説明できている。一方で迎角  $2.7^\circ$  のケースについては、横流れモード、T-S モードのいずれも大きな不安定性を示さないことから、実験での遷移は風洞壁で発生する衝撃波が原因だと結論づけている。

跡部とチェン(第32回)は野村と同様実験機主翼に対し C-S-C (Cebeci-Stewartson-Chen) 鞍部点法を用いた遷移解析を行った。この方法は PSE のように非平行性を記述することはできないが、攪乱波の各モードについてその伝播経路を物理的に評価しながら増幅率を計算することができる。数値解析により、主要な攪乱波の安定性特性が示されたと同時に、翼の全体的な遷移特性が明らかになった。特に前縁付近における攪乱波の増幅傾向から、実験機主翼が後退翼で支配的な横流れ不安定の影響を抑えており、主翼の設計工程において自然層流翼の設計概念が効果的に反映されているとしている。

上田ら(第31回)は迎角付き円錐周りの境界層遷移を、攪乱波の最大増幅率に着目する包絡線法と呼ばれる手法により調べた。境界層プロファイルは三次元 N-S コードにより求めているが、壁面近傍の格子を密にすることでより高い精度を保障している。その結果、円錐のトップライン(真上の母線)近傍では遷移位置が前進後退を繰り返す複雑な分布を呈することを明らかにした。さらにトップライン近傍の流れがトップラインに向かって流れこむことにより、トップラインの速度分布が変曲点を持つことになる、という詳細な機構を明示した。

杉浦ら(第32回)は迎角を有する円錐および実験機機首周りの  $M=1.2$ ,  $M=2$  における境界層遷移を、赤外線カメラを用いた非接触的手法により実験的に調べ、表面粗さの影響が極めて小さい状態で詳細な遷移点面分布を取得することに成功した。円錐の実験では上田らによる結果を立証する貴重なデータを明確に示した。また機首については、迎角によって最前方の遷移位置がボトムラインになったりトップラインになったりする現象を観測した。

北村と小尾(第32回)は、渦法を拡張した渦・変形要素( $\omega$ -S)モデルを用いて平板境界層の自然遷移を記述することを試みた。従来の渦法は、格子形成を必要としないメリットをもつが、境界層の記述を不得手としていた。そこで著者は、渦と剪断両方の役割をもつ渦要素を考案し、従来の渦法とほぼ同じ計算方法で、境界層の基本となるブラジウス流中における攪乱要素の成長過程を追跡した。その結果  $|\partial v / \partial x| + |\partial w / \partial x|$  が大きいほど縦渦を励起しやすいことを示した。今後の課題として、計算領域を拡張し、より定量的な記述を可能にすることを挙げている。

## 3. 乱流に関する研究

巽と吉村(第32回)は著者らがさきに提案した交差独立仮説に基づき、Burgers 乱流の1点および2点速度分布を計算し、その数値解を示した。まず1点速度分布については粘性を陽に含まない慣性正規分布であること明らかにし、非圧縮粘性流体の乱流と全く同じ振る舞いを示すことを明らかにした。2点速度分布については速度和と速度差の分布に置き換えることで交差速度分布方程式を導出し、両者とも1点速度分布と同様な慣性正規分布であることを示した。ただし速度和分布は2点間距離が0となる点で不連続性が生じ、速度差分布においては非正規型の分布となることを明らかにした。

熊(第31回)は格子ボルツマン法(lattice Boltzmann method)を用いて外力のある2次元一様等方性乱流の数値シミュレーションを行った。この方法は個々の分子に着目した気体分子運動論(Boltzmann 方程式)と連続体として扱う方法(Navire-Stokes 方程式)のちょうど中間的な手法に相当し、主に反応・拡散問題などの分野で用いられている。著者の計算では、2次元乱流に典型的なエンストロフィーの順カスケードとエネルギーの逆カスケードが同時に共存することが確認された。そして SGS (sub grid scale) Lamb Vector が大小のスケール間どうしの相互作用に重要な役割を演じているとし、LES (large eddy simulation) にこれを反映すべきだと主張している。

ガスタービンなどに代表されるような回転場における伝熱問題については、低速回転のモデル実験によって機構の解明や理解が進められている。しかしながらそのパラメータ範囲は実機条件と大きくかけ離れており、数値計算によるより現実的な解析が待たれていた。そこで市川ら(第31回)は高速回転域の解析も可能にする計算手法の確立を目指し、その手始めとして既存の乱流モデルに陽的な付加項のみを加えた予測計算を行った。計算は低速回転域を対象とし、DNS データとの比較をとおして解析結果を検証した。その結果、全体的には良好な一致をみせるものの、垂直成分に対する平均速度分布が回転数の増加とともに DNS の結果と合わない

くなる傾向を確認した。そしてその原因として、乱れの散逸率が回転の効果を十分取り込んでいないことをつきとめた。著者らは回転場固有の散逸率における非等方性の方程式上における表現が今後の課題であるとし、さらなる研究を推し進めている。

石田ら（第32回）は乱流速度分布をもつ自由噴流の発達過程を実験的に調べ、噴出軸上における統計量の性質を明らかにした。噴出口の形状は二次元チャンネル、長方形および円の3種類とし、それぞれのデータを比較した。その結果、3種類の噴出口形状ともに平均速度が減衰し始める位置で歪度、平坦度が急変することを示した。ただしそれぞれのピークは円形噴流が他の二つに比べて上流側にあり、噴流軸上への混合がやや大きいことがわかった。またy軸方向の相関値から、長方形噴流の場合ある場所で大きな負の値をとることがわかり、その近傍に大きな渦構造があることが示唆された。ただしパワースペクトルの解析から、この渦構造のスケールはある程度分散している、と結論づけている。

乱流境界層内には大規模な馬蹄形渦が存在することが知られているが、近年の研究ではこの大規模渦に付随するバルジ構造などの組織運動が乱流境界層のレイノルズ応力の発生に大きく寄与することがわかってきた。しかし馬蹄形渦同士が相互に干渉したときに生成されるレイノルズ応力についてはその詳細がよくわかっていなかった。そこで蒔田ら（第32回）は二つの馬蹄形渦をスパン方向に並べて干渉させる実験を行い、レイノルズ応力分布の変化を単独の結果と比較、検討した。その結果、二つの馬蹄形渦が干渉すると単独の場合に比べて強いsweepが形成され、レイノルズ応力の形成に大きく寄与することを確認するとともに、干渉が馬蹄形渦全体及んでいることを明らかにした。

#### 4. 制御に関する研究

吉岡ら（第31回）は、乱れの大きい主流中におかれた平板境界層の遷移を、吸い込みによって遅延させる実験を行った。主流乱れは、平板の上流に設置した乱流格子によって、1.6%、2.0%、2.3%の3通りに制御した。また、吸い込み速度は主流の0%から0.4%までの5通りとした。その結果、主流乱れが大きいほど遷移が早まること、吸い込み速度が速いほど遷移が遅れることを示した。

伊澤ら（第31回）は、平板境界層中に発達する斜行波を打ち消すため、位相が反転した人工波動をピエゾアクチュエータによって励起することを試みている。幅の細いピエゾアクチュエータをスパン方向に並べ、それぞれの位相と振幅を制御した。傾き角が小さい場合には設計通りの人工波動が励起され、斜行波を抑制効果も十分に得られた。しかし、傾き角を大きくすると人工波のパターンが波打つ現象が観測された。その原因を追求した結果、単一のアクチュエータによって励起される攪

乱は円弧状に広がりながら下流に伝播するため、隣り合うアクチュエータによって導入された攪乱が干渉して局所的に増幅されることを示した。

西岡ら（第31回）は、超音速燃焼エンジンにおける混合促進に対しキャビティ流の自励振動の利用を目指して、振動機構を解明する一連の研究を行っている。その結果、キャビティ前縁で剥離した剪断層の“波打ちの山”がキャビティ後縁の真上に達した瞬間に圧縮波が発生することを示した。この実験結果は、これまでの定説を覆す新しい発見である。またキャビティの振動モード攪乱の挙動が、線形安定論で記述できることなどを示した。

児玉ら（第32回）は、マイクロバブルによる摩擦抵抗低減技術について研究を続けてが、今回は長さ100mを越える実船にその技術を適用した。これまでの研究からマイクロバブルによる抵抗低減効果は最大80%に上がることがわかっているが、今回の実験では正味2%の馬力低減が観測された。実験室レベルではなく実船を用いた実験データは稀少で、大変貴重な研究成果である。ただ一方では、気泡がプロペラ領域に流入し性能が低下するなど、好ましくない現象も確認された。また摩擦抵抗低減のメカニズムを解明するために行っているPTVを用いた水槽実験で、マイクロバブルの有効性を実証することに成功した。その成果は大変貴重である。

#### 5. 剥離、その他に関する研究

佐藤ら（第31回）は、層流境界層の剥離を例題に、水素気泡法による可視化と熱線風速計による局所的な速度変動計測を比較した。それぞれの手法には長所と短所があるだけでなく、両者に不一致が生じることを示し、1つの手法だけに頼った計測への危険性を指摘している。そして、実験的に複数の計測手法を用いるだけでなく、数値計算との綿密な協力が、今後複雑乱流を扱う上で必要となることを示唆している。

Cakrawalaと梅村（第31回）は角柱の正面に小さな直方体をつけることにより、抵抗が顕著に減少することをしめすとともに、その流れ構造について調べている。直方体の角で剥離した流れが角柱の側面に付着するとき、伴流が小さくなり、ストローハル数が増加し、抵抗が最小になることがわかった。このとき側面の境界層流れは安定化し、一樣流の乱流強度の10%に減少することも明らかにした。

坂上と西岡（第31回）は、超音速境界層の受容性について数値的に調べている。外乱として振動するマッハ波を入射させた場合につて、前縁近傍の圧力および速度の変動場を、非粘性の場合と粘性流の場合について詳細に調べた。その結果、前縁近傍にT-S不安定となる振動ストークス層が形成されることや、T-S不安定攪乱の振幅がこのストークス層の振幅に比例することを示した。

長田ら（第 32 回）は気象現象のダウンバーストを研究対象にして、鉛直重力流が地面に衝突した場合の地面付近での速度場を、PIV を用いて実験的に調べている。その結果、随伴渦輪を観測し、流れ構造の中でレイノルズ応力や速度が大きくなる位置を特定した。

石澤ら（第 32 回）はプラズマ閉じ込め装置などで生じる磁気リコネクションと呼ばれる現象に境界層理論を適用して調べている。磁気リコネクションも、境界層と同様に磁力線が交わる非常に狭い領域にて起きることに着眼し、狭い領域とそれ以外の領域を分けて境界層理論を適用した。これにより磁気リコネクションの典型的な時間スケールを示した。

山岸ら（第 32 回）は垂直軸型風車の性能向上法について調べている。逆回転する 2 台の垂直軸型風車の前に物体を配置することにより、物体側面に生じる主流より速い速度の流れにより風車の回転数が増加することを示した。

佐藤ら（第 32 回）は落葉がひらひら舞う際の振る舞いをビデオカメラで撮影して調べている。さまざまな平面形のもを調べた結果、適当な横滑り速度によって発生する揚力がひらひら舞う原因であり、そのような横滑り速度を実現するためには適当な厚みが必要であることを示した。

## 6. 特別セッション

第 32 回「境界層遷移の解明と制御」研究会において特別セッション「流体科学の重要研究課題」と「航空の将来技術」が設けられ、松井、佐藤、泉によって話題提供がなされた。

松井は「流体科学の重要研究課題」について、豊富な可視化写真を示しながらいくつかの興味深い話題について触れた。特に、もう終わったと思われるテーマでも意外とまだやるべきことがあるということを強調した。それらの例として、カルマン渦列の再配列の問題、円柱列の後流の安定性の問題、非定常剥離の定義の問題などを挙げた。また、円柱の抗力が急減する臨界レイノルズ数は一般的に抗力のレイノルズ数依存性のプロットから示されることが多いが、揚力を観察した方がはるかに臨界レイノルズ数を決定しやすいという興味深い研究結果等を紹介した。どのような研究を行うべきであるかということに関して、「先端的」か「基礎的」か「自分で面白いと思う」かのいずれかが重要であると述べた。

佐藤は「流体科学の重要研究課題」について、複雑流解明のための緊密な協力が必要であるとの立場から 3 つの課題を提案した。1 つ目は「電離気体」であり、導電性を持つ連続体という仮定だけでは取り扱い困難であり、粒子性を取り入れざるを得ない挑戦的課題であるとした。2 つ目は「地球大気」であり、地球全体の大気の流れを扱い、温暖化

の予測など重要な問題に流体分野の研究者が積極的に寄与すべきと述べた。3 つ目は「血流」であり、生体反応を含むモデル構築の必要性を述べた。これら、3 つのテーマに共通して、流れを扱う研究者は他分野の研究者と積極的に交流し、共同で複雑な流れの解明に取り組むべきであり、そのような総合研究は日本の研究風土に非常に適していることを主張した。

佐藤はまた「航空の将来技術」についても述べ、日本が航空分野において巨大技術に手を付けることは、経済的に成り立たない可能性があるので悲観しているとしながらも、日本にとって強みが発揮できる技術的課題もあることを主張した。それは「自動操縦小型飛行機」であり、その緒元は

双発プロペラ機

超軽量・FRP 全面的採用

最高速度：400km/hr

離着陸速度：80km/hr

乗員：左右 2 人（ペイロード 200kg）

操縦席：自動車型（ハンドル、ブレーキ、アクセル）

ナビゲーション装置：GPS

自動操縦：遠隔操作、離陸、飛行、帰投、着陸というものであり、100%の安全性を保障する自動操縦機である点がどこでもできる技術ではなく日本に適していることを強調した。使用用途は主にレジャーであるが経済的に成立させられる可能性もあり、かつ自動操縦技術は災害時の監視などを行う無人機等にも転用可能な重要技術であるとした。

泉は「航空の将来技術」について航空宇宙技術研究所が今後目指すべき研究開発の方向性を提案した。その中で、航空機市場は今後 20 年の間に 2 倍以上に成長するという予測が欧米で行われていること、特にアジアにおける市場が拡大していくこと、日本のエアラインの機材保有数は現在世界第 2 位であることなどを紹介した。そのような現状分析の他、将来予測等を踏まえ、今後は市場の拡大と便数の増加によって燃料消費量・CO<sub>2</sub> 排出量が他の輸送機に比べ増加していくこと、事故率が同じままだと事故件数が目だって増加すること、離発着回数の増加により空港の騒音規制はますます厳しくなるであろうことなど、今後の問題点を指摘した。従って、日本の航空は今後まだやるべきことがあり、航空宇宙技術研究所は世界の動向を見据えた上で戦略的に動く必要があることを述べ、そのために大学の航空部門研究者や産業界、運行業者との連携協力が必要不可欠であると説いた。

研究会幹事 高木正平、泉 耕二  
徳川直子、西沢 啓  
杉浦裕樹、跡部 隆



---

## 独立行政法人 航空宇宙技術研究所特別資料 59 号

平成 15 年 6 月 発行

発行所 独立行政法人 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) 40 - 3935 〒182-8522  
印刷所 株式会社 共 進  
東京都杉並区宮前 1 - 20 - 19

---

© 2003 独立行政法人 航空宇宙技術研究所

※本書（誌）の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で  
複写、複製、転載、テープ化およびファイル化することを禁じます。

※本書（誌）からの複写、転載等を希望される場合は、情報技術課資料  
係にご連絡ください。

※本書（誌）中、本文については再生紙を使用しております。



航空宇宙技術研究所特別資料

SP-59