

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第41回・第42回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

2009年2月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

「境界層遷移の解明と制御」研究会

幹 事

流体グループ	高 木 正 平
流体グループ	跡 部 隆
客員研究官（昭和62, 63, 平成元年度） 大阪府立大学工学部名誉教授	西 岡 通 男
客員研究官（昭和62, 63, 平成3年度） 東北大学流体科学研究所教授	小 濱 泰 昭
客員研究官（平成2, 3, 5,10年度） 東京都立科学技術大学教授	浅 井 雅 人
客員研究官（平成4, 5, 6年度） 日本大学理工学部教授	本 橋 龍 郎
客員研究官（平成6, 7, 8年度） 東北大学工学部教授	福 西 祐
客員研究官（平成7, 8, 9年度） 豊橋技術科学大学名誉教授	蒔 田 秀 治
客員（平成14, 15, 16, 17, 18, 19, 20年度） 帝京大学理工学部教授	伊 藤 信 毅
客員（平成17, 18, 19, 20年度） 明治大学理工学部	山 本 稀 義

編集委員

大阪府立大学助手	坂 上 昇 史
豊橋技術科学大学准教授	関 下 信 正
東北大学工学部助手	伊 澤 精一郎
宇宙航空研究開発機構主任研究員	徳 川 直 子
宇宙航空研究開発機構研究員	西 沢 啓

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集 (第41回・第42回)

Proceedings of the 41st and 42nd JAXA Workshops on “Investigation and Control of Boundary-Layer Transition”

「境界層遷移の解明と制御」研究会

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

2009年2月
February 2009

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目次

第41回研究会（2007年10月4日～10月5日）

— 特別企画：谷一郎先生の生誕百年を記念して —

複素特性曲線法を用いた後流の安定解析			1
	J A X A	伊藤信毅, 高木正平	
禪と谷先生			5
	日本大学	本橋龍郎	
谷一郎先生の思い出と、これからの流れ研究			
	東北大学	小濱泰昭	
風洞実験ア・ラ・カルト ～谷先生の跡に～			
	豊橋技術科学大学	蒔田秀治	
乱流境界層の速度分布に関する考察			7
	京都大学	西岡通男	
内面ヒダ付き管の気流音			9
	近畿大学	坂尾富士彦	
谷一郎先生が遺された二つの研究課題			15
	京都大学	巽友正	
学科主任谷一郎助教授			
	ながれ研究集団	佐藤浩	
境界層流れと渦度モデル			19
	北海道工業大学	小橋安次郎	
	北海道大学	早川道雄	
一様流に垂直な円柱周りの流れの三次元性			23
	岐阜大学	松井辰彌	
低速ストリークの生成と崩壊			27
	首都大学東京	浅井雅人	
歳差球体流れの安定性			29
	京都大学	木田重雄	
2次元複雑後流の乱雑化			31
	ながれ研究集団	佐藤浩, 斎藤博之助, 中村宏	
二次元物体伴流渦の変形モードについて			35
	名城大学	大藏信之, 奥出宗重	
小型超音速ロケット実験機の遷移判定			39
	J A X A	徳川直子, 郭東潤, 吉田憲司	
二次元翼後縁騒音の周波数選択機構に関する実験			41
	J A X A	高木正平, 小西康郁	

第42回研究会（2008年3月31日～4月1日）

振動壁チャネル流の遷移			43
	J A X A	跡部隆，山本稀義	
軸対称物体後流の不安定モードに関する実験的研究			45
	首都大学東京	星野真一，稲澤歩，浅井雅人	
	J A X A	小西康郁，高木正平，澤田秀夫	
境界層外の乱れが境界層に取り込まれる過程に関する実験的研究			49
	東北大学	福西祐，大野拓郎，茂田正哉 伊澤精一郎	
周期的急拡大管流れの遷移と対流不安定性			51
	同志社大学	水島二郎，高岡正憲，山本寿一 佐野太郎	
一様等方性乱流における変形場と渦構造の階層的関係について			55
	東北大学	栗原誠，伊澤精一郎 茂田正哉，福西祐	
羽ばたき翼周りの非定常流れと発生する流体力の関係			57
	豊橋技術科学大学	飯田明由	
	工学院大学	荻巢宏幸，富川昌義	
乱流構造の解明を目指した実験的チャレンジ			
	豊橋技術科学大学	蒔田秀治	
大気の組織構造：竜巻とダウンバースト			61
	高知大学	佐々浩司	
航空機の抵抗低減に関する研究			
	東北大学	小濱泰昭，中家正史	
	ボッシュ	後藤悠一郎	
タコニス振動中での境界層の挙動			65
	名古屋大学	石垣将宏，石井克哉	
二次元モデルから発生するエオルス音の特性			67
	日本大学	藤田肇	
実在流体の流れに及ぼす粘性の影響（渦輪および回転円柱の場合）			69
	岐阜大学	松井辰彌	
硬式野球ボールの空力特性に対する縫目の影響			71
	電気通信大学	横山佳之，高見圭太 田中潤一郎，宮寄武	
	理化学研究所	姫野龍太郎	
粒子法とその高精度化への試みについて			75
	みずほ情報総合研究所	鈴木幸人	
	東京大学	越塚誠一	
円管乱流の速度分布			79
	京都大学	西岡通男	

CONTENTS

The 41st Workshop (October 4-5, 2007)

--- Special Program on "Centennial Anniversary of Prof. Itiro Tani" ---

Stability analysis of a wake with the complex ray theory		1
	JAXA N. Itoh, S. Takagi	
ZEN and Prof. Tani		5
	Nihon University T. Motohashi	
My memory of Prof. I. Tani, and future fluid dynamics research		
	Tohoku University Y. Kohama	
A la carte of wind tunnel experiments ---Following in Prof. Tani's footsteps---		
	Toyohashi University of Technology H. Makita	
Considerations on the velocity profile of turbulent boundary layer		7
	Kyoto University M. Nishioka	
Aerodynamic sound of flow in corrugated tubes		9
	Kinki University F. Sakao	
Two research problems left by Professor Itiro Tani		15
	Kyoto University T. Tatsumi	
Department chairman assistant Professor Itiro Tani		
	Institute of Flow Research H. Sato	
Boundary layer flows and vorticity model		19
	Hokkaido Institute of Technology Y. Kobashi	
	Hokkaido University M. Hayakawa	
Three dimensionality in the flow around a circular cylinder perpendicular to a uniform flow		23
	Gifu University T. Matsui	
Generation and breakdown of low-speed streaks		27
	Tokyo Metropolitan University M. Asai	
Stability of steady flows in a precessing sphere		29
	Kyoto University S. Kida	
The randomization process of 2-dimensional complicated wakes		31
	Institute of Flow Research H. Sato, H. Saito and H. Nakamura	
Deformation mode of vortices in the wake behind a two dimensional body		35
	Meijo University N. Okura, M. Okude	
Transition detection of experimental supersonic transport "NEXST-1"		39
	JAXA N. Tokugawa, D.-Y. Kwak, K. Yoshida	
On frequency-selection mechanism of trailing-edge noise from 2-dimensional airfoil		41
	JAXA S. Takagi, Y. Konishi	

The 42nd Workshop (March 31- April 1, 2008)

Transition of a channel flow under the oscillating-wall condition		43
	JAXA T. Atobe, K. Yamamoto	
Experimental study on the instability modes of axisymmetric wake		45
	Tokyo Metropolitan University S. Hoshino, A. Inasawa, M. Asai	
	JAXA Y. Konishi, S. Takagi, H. Sawada	
Experimental study of the process which an outer disturbance is taken into a boundary layer		49
	Tohoku University Y. Fukunishi, T. Ohno	
	M. Shigeta, S. Izawa	
Transition and convective instability of flow in a symmetric channel with spatially periodic structures		51
	Doshisha University J. Mizushima, M. Takaoka, H. Yamamoto	
	T.Sano	
Hierarchical relation between the deformation fields and vortical structures		55
	in a homogeneous isotropic turbulence	
	Tohoku University M. Kurihara, S. Izawa	
	M. Shigeta, Y. Fukunishi	
Relationship between unsteady flow around flapping wings and resultant aerodynamic forces		57
	Toyohashi University of Technology A. Iida	
	Kogakuin University H. Ogisu, M. Fukawa	
Experimental challenges to investigations of turbulent structures		
	Toyohashi University of Technology H. Makita	
Organized structure in atmosphere; Tornadoes and Downbursts		61
	Kochi University K. Sassa	
Drag Reduction of Aircraft		
	Tohoku University Y. Kohama, M. Nakaie	
	Bosch Y. Gotoh	
Vortical flow in Boundary layers of Taconis oscillation		65
	Nagoya University M. Ishigaki, K. Ishii	
The characteristics of the Aeolian tone generated from two-dimensional models		67
	Nihon University H. Fujita	
The effect of viscosity on the flow of real fluids (The cases of vortex rings and of a rotating cylinder)		69
	Gifu University T. Matsui	
Effect of seams on the aerodynamical properties of a hard baseball		71
	The University of Electro-communications Y. Yokoyama, K. Takami	
	J. Tanaka, T. Miyazaki	
	RIKEN R. Himeno	
Particle methods and improvements on them		75
	Mizuho Information and Research Institute Inc. Y. Suzuki	
	The University of Tokyo S. Koshizuka	
Velocity profile of turbulent pipe flow		79
	Kyoto University M. Nishioka	

複素特性曲線法を用いた後流の安定解析

伊藤信毅、高木正平（JAXA）

Stability analysis of a wake with the complex ray theory

Nobutake Itoh and Shohei Takagi

Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

Instability of the wake behind a plate is investigated theoretically with the complex ray theory. Three kinds of velocity distributions are comparatively used to evaluate effects of the basic-flow approximation on stability characteristics of the wake. Streamwise variation of the maximum velocity defect is approximately described by using a parabolic bridge between the value at the trailing edge and those of the far wake. Computations show the frequency selection through absolute-global instability as well as growth and decay of the global mode far downstream.

Key Words: wake, convective instability, absolute instability, global mode, frequency selection

1. はじめに —— 谷一郎先生の思い出 ——

複素特性曲線法の研究は 1975 年頃、筆者が英国ロンドンにて在外研究中に始まりました。ある論文が理解できず、谷先生への手紙に泣き言を書いたところ、「いくら読んでも分からない論文は間違っていると考えるべきです」とのお返事を頂きました。そこで、出発点に立ち戻り、自分の納得する範囲内で一步一步理論を組み立てる努力を始めました。長い中断を挟んで、谷先生が亡くなったあとに、理論構成が整ってきました。最近では絶対全体不安定の現象へ適用されています。

2. 複素特性曲線法と絶対全体不安定

複素特性曲線法は Whitham¹⁾の運動学的波動理論を複素数の領域に拡張したもので、複素波数と複素振動数を複素位相関数の偏微分係数として定義する。話題を 2 次元問題に限定するとき、定義式 $\alpha = \partial\Theta / \partial X$ と

$\omega = -\partial\Theta / \partial T$ から位相関数 Θ を消去して得られる適合条件

$$\frac{\partial\alpha}{\partial T} + \frac{\partial\omega}{\partial X} = 0 \quad (1)$$

を線形安定計算から導かれる分散関係式

$$\omega = \Omega(\alpha, X) \quad (2)$$

と連立させて、攪乱の波数、振動数、時間増幅率および空間増幅率の時間空間的変化を記述する²⁾。但し、 X と T は波長や周期に比べて一段大きな尺度で無次元化さ

れた空間座標と時間座標で、攪乱のパターンの変化を表現するものである。

いま二次元の波束型攪乱を考えると、上式から α または ω を消去して得られる偏微分方程式は特性曲線

$$\frac{dX}{dT} = C(X, \omega), \quad C \equiv \Omega_\alpha \{\alpha(\omega, X), X\} \quad (3)$$

に沿っての ω と α の変化が

$$\frac{d\omega}{dT} = 0, \quad \frac{d\alpha}{dT} = -\Omega_X(\alpha, X) \quad (4)$$

で表されることを意味する。すなわち特性曲線に沿って複素振動数が不変であるから、これをパラメーターと見なして、(3)を積分すると、次式を得る。

$$T - T_0 = \int_{X_0}^X \frac{dX'}{C(X', \omega)} \quad (5)$$

ここで、波束型攪乱は時刻 T_0 において X_0 の位置に導

入されたものとする。一般に群速度 $C(X, \omega)$ は複素数で

あるから、特性曲線は複素空間へ発展する。いま、 T_0 と X を実数に選ぶときには、一般に T は複素数値を取るが、攪乱が現実の世界に現れるためには(5)の積分が実数値を取らねばならない。すなわち時刻 T に位置 X に現れる攪乱は

$$\text{Im} \left[\int_{X_0}^X \frac{dX'}{C(X', \omega)} \right] = 0 \quad (6)$$

の関係を満たす振動数成分だけである。一方、 X の代わりに T を実数に選ぶときには、任意の $T - T_0 > 0$ に対し常に(6)が満たされるように X の複素積分路が選ばれる。積分路が再び実軸と交わったとき、交点にそのときの振動数成分が現れる。いずれにしろ、実現条件(6)を満足する振動数成分がこの区間内に発達する成長率は攪乱振幅 $A \equiv \text{Re}[e^{i\theta}]$ の特性曲線に沿う変化としてつぎのように定義される³⁾。

$$N = \omega_i(T_r - T_0) - \text{Im} \left[\int_{X_0}^X \alpha(X, \omega) dX \right] \quad (7)$$

以上は波数や振動数が時間的空間的に変化する波束型攪乱に対する解であるが、これとの対極は、振動リボンなどによって導入された定常的な攪乱、すなわち振動はするが定常なパターンを持つ攪乱である。この場合には(1)における時間微分項が0となり、したがって ω が時間的にも空間的にも変化しない。振動リボンの場合には ω は実の定数となり、分散関係式から複素波数 α が X と ω の関数として定まる。空間増幅率 $-\alpha_i$ によって攪乱の成長が記述される。

一方、絶対不安定あるいは全体不安定と呼ばれる現象は複素群速度 $C(X, \omega)$ の零点に関して発生する。いま、

(5)の積分路上に C の零点 X_0 が存在する場合に、積分の可否は関数 C の零点近傍における振舞いに依存する。(3)に与えた C の定義式を X で微分して得られる関係式

$$\frac{dC}{dX} = \Omega_{\alpha\alpha} \frac{d\alpha}{dX} + \Omega_{\alpha X} = -\frac{\Omega_{\alpha\alpha}\Omega_X}{C} + \Omega_{\alpha X} \quad (8)$$

を用いてこの振舞いを調べると、次のように分類される。

- i) $\Omega_X(X_0) \neq 0$ の場合、 $C(X) \sim (X_0 - X)^{1/2}$ の振舞いをし、(6)の積分は有限な大きさを持つ。
- ii) $\Omega_X(X_0) = 0$ の場合、 $C(X) \sim (X_0 - X)$ で変化し、

$X \rightarrow X_0$ に対して(6)の積分は対数的に発散する。

この分類の ii) は絶対全体不安定に対応するもので、不安定の条件は連立方程式

$$C(X, \omega) = 0, \quad \Omega_X \{\alpha(X, \omega), X\} = 0 \quad (9)$$

の解 $X = X_S, \omega = \omega_S$ が存在し、その時間増幅率が正の値 $\omega_{Si} > 0$ を持つことである^{4,5)}。このような特異点が存在するとき、 X が X_S に到達するには無限の時間が

必要となり、その間にこの振動数成分は正の時間増幅率に従って無限に成長する。実際には線形理論の範囲を超えて成長した後、非線形効果によって有限平衡振幅に押さえられるものと予想される。

条件(9)の解は一般には複素数であるから、この特異点は X の複素領域に存在するが、そこに仮想的な振動リボンが置かれた場合と同じ現象が生じるものと思われる。一定振動数の空間依存型の攪乱が複素 X 面上に形成され、その実軸上の解が現実の流れ場で観測される。この

ときの振動数は ω_S が非線形効果で補正されたものになるが、流れ場のレイノルズ数 (Re 数) が絶対全体不安定の臨界 Re 数よりわずかに大きい程度であれば、線形解 ω_S の実部で近似されて良い。本論文では後流の流れ場に対して連立方程式(9)の解を求め、そのときの時間増幅率が零になる臨界 Re 数及び十分下流における臨界振動数攪乱の発達を調べる。

3. 基本流れ場の設定

平板など薄い物体の対称な後流を想定して、基本流をつぎのような形に表す。

$$\bar{u}(x, z) = U_\infty \{1 - U_D(X) \hat{U}(\zeta; X)\} \quad (10)$$

但し、 X は物体長で無次元化された流れ方向座標で物体後縁からの下流方向距離を表し、 ζ は後流中心線からの垂直距離 z を剪断層厚さ δ で無次元化したもの、 U_∞ は一様流速である。剪断層厚さの流れ方向変化を微小量として無視するとき、基本流の X 依存性は $\hat{U}(0; X) = 1$ のように正規化された速度分布形 $\hat{U}(\zeta; X)$ の X 方向変化と最大欠損速度の一樣流速に対する比、欠損速度比 $U_D(X)$ で表される。

このような基本流に対する安定計算は X に依存する複素分散関係式を導くが、その依存性は速度分布形からの寄与と欠損速度比からの寄与に分けられる。後流における攪乱の周波数選択機構が逆流領域の存在に関係することはしばしば指摘されており、逆流の存在は欠損速度比が1を超える場合に対応する。このことは周波数選択機構に関係する不安定現象が速度分布形よりも欠損速度比に強く影響されていることを推測させる。もしこの推測が正しければ、すなわち分散式の X 方向変化が主として欠損速度比に依存し、速度分布形への依存性が無視できるならば、分散関係式(2)は

$$\omega = \Omega(\alpha, X) = \hat{\Omega}\{\alpha, U_D(X)\} \quad (11)$$

の形に表せて、関数 $\Omega(\alpha, X)$ の X 微分は $U_D(X)$ の X 微分に比例する。この場合には絶対全体不安定の必要条件(9)の後半部は欠損速度比の極大点で近似的に満たされ、この点において群速度の零点を探せばよいことになる。なお、群速度の零点は、等角写像 $\omega = \Omega(\alpha)$ の複素 α 面における鞍部点に対応する⁴⁾。

以上の推論を検証するためには、速度分布形と欠損速度比をいろいろに変えて群速度の零点を計算する必要がある。速度分布形にはつぎの3種類、5ケースを用いる。

①漸近速度分布形⁶⁾:
$$\hat{U} = \exp\left\{-\frac{\zeta^2}{4}\right\} \quad (12)$$

②Mattingly-Criminale 型⁷⁾:

$$\hat{U} = \text{sech}^2(a\zeta), \quad \text{sech}^2 a = \frac{1}{2} \quad (13)$$

③Koch 型⁸⁾:

$$\hat{U} = \frac{1}{2 \tanh(b/d)} \left\{ \tanh \frac{\zeta + b}{d} - \tanh \frac{\zeta - b}{d} \right\} \quad (14)$$

但し、パラメータの値を③-1: $b = 0.1, d = 0.04$ 、③-2:

$b = 0.1, d = 0.06$ および③-3: $b = 0.1, d = 0.10$ の3組

に選んだ。図1にはこれら5つの速度分布形が比較されている。ここでは z が半値半幅 h で無次元化されている。

つぎに、欠損速度比の下流方向変化を簡単なモデル式で表現する。物体から十分離れた下流では後流の漸近解

$$U_D(X) = \frac{C_1}{\sqrt{X}}, \quad C_1 \equiv \frac{0.664}{\sqrt{\pi}} \quad (15)$$

が知られているので、この曲線と物体後縁における欠損速度比の値 $U_D(0) = 1$ とを上に凸の2次曲線で接続す

る。2曲線が共通の接線を持つように接続されるとき、2次曲線は一つの任意パラメータを含む形で定まる。図2には任意パラメータ s のいくつかの値に対する $U_D(X)$ が比較されており、これらの曲線と実験結果を比較すれば s の適正值が定まる。

4. 計算結果と考察

安定性の計算には Orr-Sommerfeld 方程式を用い、後流の中心軸に対して反対称な解のみを選んだ。はじめに、漸近速度分布の中立安定曲線に対する Taneda⁹⁾の計算結果と Mattingly-Criminale 型速度分布に対する Nakaya¹⁰⁾の鞍部点計算を再現し、計算プログラムの精度を確認した。

つぎに速度分布形と欠損速度比を与えて実振動数に対する複素波数固有値の鞍部点、すなわち複素群速度の零

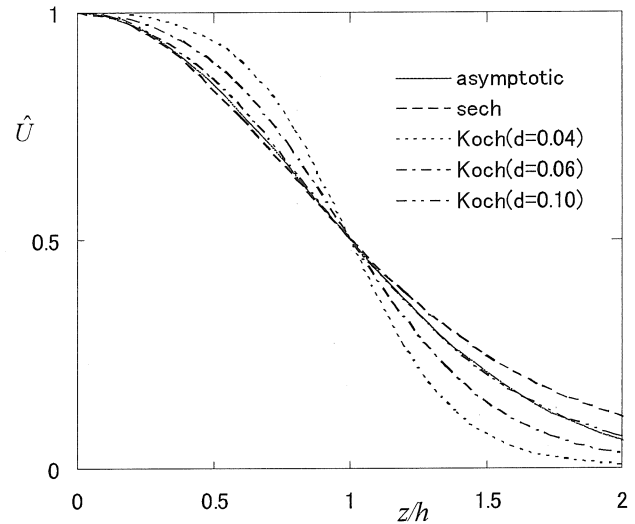


図1. 速度分布形の比較

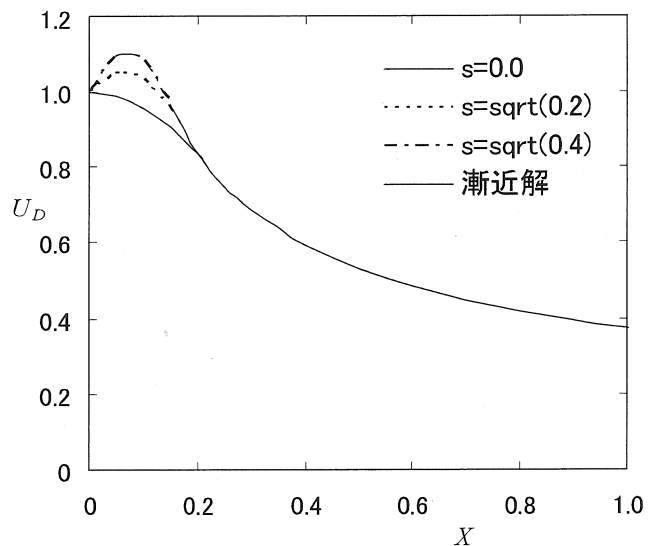


図2. 欠損速度比 $U_D(X)$ の形状

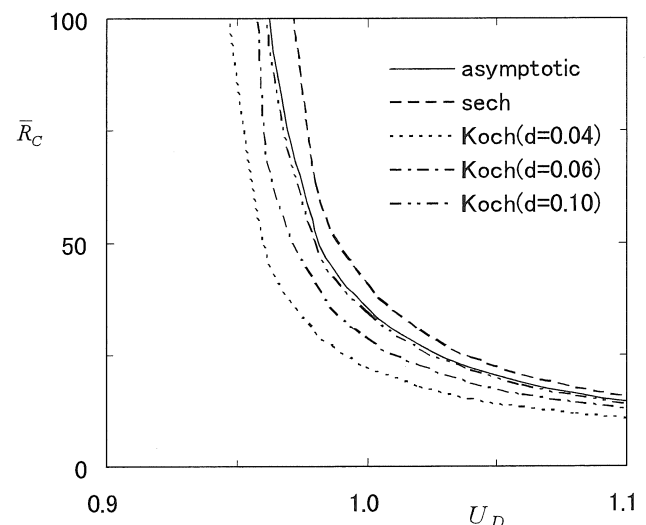


図3. 臨界レイノルズ数の欠損速度比に対する変化

点 $C(\omega, R) = 0$ を算出した。結果を一樣流速 U_∞ と速度分布の半値半幅 h に基づく無次元量で表すとき、臨界レイノルズ数 \bar{R}_C と臨界振動数 $\bar{\omega}_C$ の U_D に対する変化は図3と図4のようになる。これらの結果は、「速度分布形の相違が後流の安定特性に大きな影響を持たない」とする当初の推測を支持しているように見えるが、さらに定量的な検討が必要である。

いずれにしても、絶対全体不安定の条件(9)を満たす位置 X_S は U_D 極大点の周辺にあり、それは物体後縁のごく近傍である。ここではその点の第0近似として、 $X_S = 0$, $U_D = 1$ を取り、図4の漸近速度分布に対する

曲線から対応する絶対振動数を $\bar{\omega}_S = 0.491$ に選ぶ。既に述べたように、条件(9)は単独周波数の選択機構であり、選択された位置に選択された振動数の振動リボンが置かれた場合と同様な自励振動空間増幅型攪乱(全体モード)が流れ場全体に広がる。解 ω_S が正の虚部を持つ場合には振動リボンの振幅が時間的成長を経て非線形平衡振幅に達し、全体モードの振動数は非線形効果によって補正された ω_S となる。もし流れ場の Re 数 R が図3から定まる臨界 Re 数をわずかに超える程度であれば、非線形効果は弱い非線形理論で予測することができ、平衡振幅は $R - R_C$ に比例する。

簡単のため Re 数が臨界値に等しい場合、すなわち平衡振幅が0の場合を選び、上記絶対振動数を持つ攪乱の空間増幅率を下流方向距離に対してプロットしたものが図5である。但し、空間増幅率は物体長で無次元化されており、また、この計算には後縁から十分下流で成り立つ漸近速度分布が用いられている。攪乱は物体の約3倍程度下流で空間減衰に転じ、後縁からそこまでの増幅率を積分した区間増幅率 N はおよそ2である。

5. 結 論

- 1) 流れ場の X 方向変化を速度分布形と最大欠損速度に分解するとき、安定性はほとんど後者に依存する。
- 2) 速度分布形の影響が無視できるとき、自励振動発生(絶対全体不安定)の十分条件は逆流領域の存在と極めて低い臨界 Re 数を超えることである。
- 3) 無次元臨界振動数は速度分布形にほとんど依存しない。
- 4) 弱い超臨界で発生する自励振動攪乱(全体モード)は大きな空間増幅率を持つが、その値は欠損速度の減少に伴って下流方向に低下し、物体長の3倍程度下流で空間減衰に転ずる。

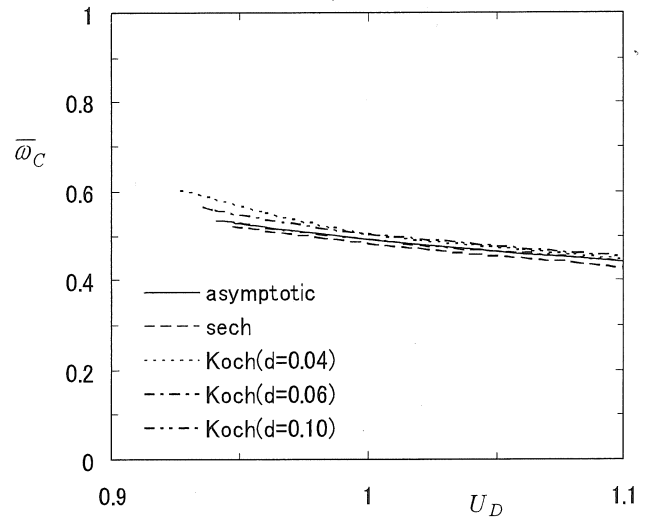


図4. 絶対振動数の欠損速度比に対する変化

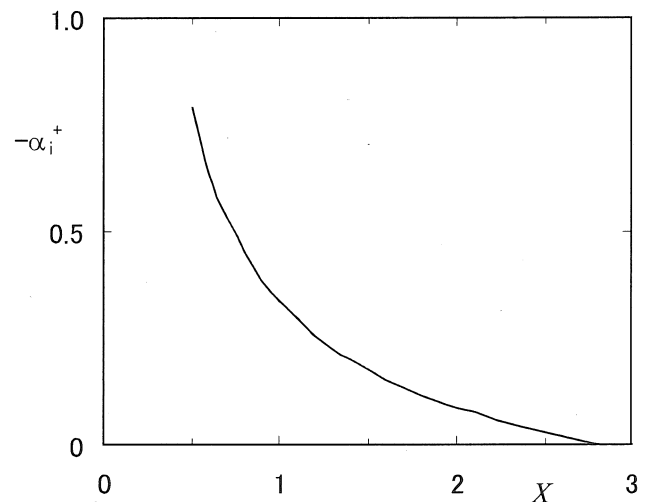


図5. 全体モードの空間増幅率

参 考 文 献

- 1) Whitham, G. B. 1974 *Linear and nonlinear waves*. John Wiley.
- 2) Itoh, N. 1980 *Laminar-Turbulent Transition*, eds. R. Eppler & H. Fasel, pp.86-95, Springer.
- 3) Itoh, N. 1996 *Fluid Dyn. Res.* **18**, 337-354.
- 4) Monkewitz, P. A. et al. 1993 *J. Fluid Mech.* **251**, 1-20.
- 5) Itoh, N. 2001 *Trans. Jpn. Soc. Aero. Space Sci.* **44**, 96-105.
- 6) Schlichting, H. 1968 *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill.
- 7) Mattingly, G. E. & Criminale, W. O. 1972 *J. Fluid Mech.* **51**, 233-272.
- 8) Koch, W. 1985 *J. Sound and Vibration*, **99**, 53-83.
- 9) Taneda, S. 1963 *J. Phys. Soc. Jpn.* **18**, 288-296.
- 10) Nakaya, C. 1976 *J. Phys. Soc. Jpn.* **41**, 1087-1088.

禅と谷先生

本橋龍郎（日大理工）

Zen and Prof. Tani

T. Motohashi

Dept. of Aerospace Eng., Nihon University

ABSTRACT

Professor I. Tani proposed an idea of procedure for gaining adequate understanding of flow phenomena. The idea was based on the two approaches; one is concerned with the attitude of data processing, the other is a methodology to extract reasonable models of the flowfield. The attitude stems from Zen Buddhism and the methodology is referred to Peirce's logical reasoning. Prof. Tani's proposals made 30 years ago are still available for analyzing the vast numerical or experimental data.

Key Words: Zen, Data Processing, Flow model.

1 はじめに

谷一郎先生が、ご自身の古希のお祝いの講演会において話された「計算機と流体力学」をもとに、数値計算結果や実験結果から現象に対する正しい理解を得るための方法について再考を試みる。計算機が流体力学研究の分野にも浸透し、今までの数理解析や風洞実験等にとって替わろうとしている。この流体力学の現状（1977 年時点）に対して、研究者に研究の方向を示された。この講演からすでに 30 年の時が流れ、数値計算がますます隆盛にはなっているが、谷先生の提案された考え方は、今でも研究者に指針を与えてくれるものと思う。筆者は、直接には谷先生の講演を拝聴していない。本稿は、講演集¹⁾と研究室での谷先生との会話をもとにまとめたものである。したがって、記述には、「一人よがりの解釈」と叱責を免れない部分もあるものと思われるがご許し願いたい。

2 流れ場のモデル化

鈍頭物体周りの流れのように、比較的単純な流れ場では、対象の流れ場をいくつかの「簡単な流れ場」を合成した流れとして理解することができる。このように合成された流れ場を「流れ場のモデル化」ということにする。「簡単な流れ場」の代表的なものには、渦を挙げることができる。鈍頭物体周りの流れは、周期的な「渦の放出」というモデルを用いて表現することができる。「渦」という

流れ場が必ずしも「共通の概念」として適切とはおもわれないが、「渦」という言葉はある一定の流れのイメージを聞く者に提供してくれることは確かである。圧力場や渦度場を用いてある程度特定することができる。流れ場の詳細なデータそのものを示されても、流れ場を的確に理解できない。十分に検討された適切な「流れのモデル」を作ることが現象の正しい理解するための第一歩であると思われる。実験や数値計算から得られるデータは、特に時間および空間にわたる速度や圧力の大量の生データそのままでは用を成さない。多くの研究者は、等圧線や流線を描いて流れ場のモデル化が行われているのが現状（2007 年）である。このように可視化された結果からどのようにモデル化を行うのか、「簡単な流れ場」に対する知識や経験が必須ではないか、と思う。

乱流境界層のような複雑な流れ場を考えてみよう。従来、乱流は完全に不規則な流れであると考えられてきた。すなわち、空間的にも時間的にも不規則な構造をもっていると考えられてきた。しかし、1970 年代から乱流の中に「組織的な構造」の存在が明らかになってきた（1977 年時点）。したがって、Reynold の提案した、平均と変動の和として乱流の流れ場を表現することは、これらの現象を見落とすことになる。そのためには、流れの注目する現

象に同期した「条件付サンプリング」が用いられるようになった。多くのプローブを用いた計測が盛んに行われ、計測された波形群の中から「組織的な構造」に関与している部分の抽出が試みられた。実際のデータからどのようなプロセスでデータを処理するか、個々の研究者が悪戦苦闘していたのではないか。このようなデータから「流れ場をモデル化」することがこれらの研究の主流となっていた。

3 二つの要点

流れ場を理解するためには、上記のように「適切なモデル」を構築することが必要である。実験や数値計算のたくさんのデータの中から、モデルを構築するためには二つの要点を考慮したらどうか。一つは、「データを解析する上での心構え」の問題、もうひとつは「データを実際に解析・処理する方法」である。

谷先生は、禅における「不動知」²⁾を、研究者が流れのデータに対する時の「心構え」に適用することを提案されている。ここで、「不動知」とは「事にあたって、動転せず、平静であること。しかし、一方、この「知」はひとつの悟りの境地を表し、「ひとつの事に停留せず、多くのことを先入観なしに受け入れる心、絶対的な受動の心を表す」と考えられる。様々な考え方を模索した結果、谷先生は「不動知」に行き着いたと聞いている。さらに「不動知」を説明するために、沢庵和尚が柳生宗則に剣の極意について述べた文章を引用している（講演集参照）。坂尾先生（近畿大学）によると、実際の講演会では「柳生宗則」でなく「山岡鉄舟」であったそうである。この「不動知」を用いて、データ解析の望ましい考え方は、現代的な表現を用いれば、

「ひとつの実験事実や計算結果に執着せず、なるべく多くの実験や計算の結果を先入観を持たず吟味・検討すること」のように解釈したい。当然ではないか、と思われる方がいるかもしれない。しかし、実際に実験結果や計算結果を前にするとどうしても「眼前の結果だけ」に注目し、拘泥してしまうものではないか、と思われる。そのときにこの「不動知」を思い出していただきたいと考えます。

では、実際にデータを吟味・検討するためには、どのように行ったらよいだろうか。そのための具体的なアプローチの仕方をパースの論理学で用いられている三段階の過程、すなわち、アブダクション（発想）、演繹、帰納を適用することを提案している。アブダクションは、モデルを仮説として提起する過程、演繹はアブダクションで提起されたモデルを用いて、可能な限りの予測をたてる段階、帰納は演繹で得られた予測の可否を実験事実や計算結果と照合および検査する段階と説明されている。鈍頭物体後方の流れのような単純な流れ場では、流れのモ

デルが容易に導かれ、流れ場の構造を把握することが可能である。渦列のモデルから流れ場の各部の流れの様子を予測することはそれほど困難ではない。一方、乱流境界層のような複雑な流れ場を扱う時には、モデルを構築するためにはデータの採取からさまざまな工夫を要する。その中には、「条件付き抽出」のように恣意的にある条件を満たす現象を切り出して、そのデータを基に流れ場のモデルを構築することがおこなわれる。これは、乱流の中に埋めこまれた「組織的な構造」を同定するためには是非必要な操作である。ただし、「条件」としてどのようなものかを考えるのかは、任意であるため、演繹、帰納を通しての検討の結果、適切でないと判断されれば、再度、異なったモデルを立ち上げ、プロセスを繰り返すことになる。また、データを単に分析するのみではなく、適当に合成していくことが大切である。いくつかのデータを「不動知」をもって検討していくにしたがって、データを合成して新しい概念を導入する必要もでてくることが考えられる。特に大事な事は、上記の**3段階の操作プロセスを繰り返すこと**である。この繰り返す操作が正しい流れ場の理解につながると考えられる。

この3段階の中でもアブダクションはもっとも基本的な過程である。流れ場のデータから基本的と思われる流れの要素を見つけ出さねばならない。この過程は、つまるところ、個人の考え方による。そのための基本は、**様々な基本流れに対する十分な知識と経験(?)**をつむことである。谷先生の講演では、この点はあまり強調されていなかった。

4 まとめ

数値計算を用いた流体力学の発展に大きな期待を寄せる一方、莫大な計算結果から、「いかにして有意なデータを発見し、正しい流れ場の理解が得られるのか」、この問題を古稀の講演会での谷一郎先生の講演をもとに再考してみた。「流れ場のモデル化」は、谷先生の講演集には、強調されていなかったが、筆者の独断です。講演から30年の時が経った今でも、谷先生の提案された考え方は、このような基本的な問題を解決するための拠り所を与えてくれるものとする。流体力学を研究している若い方々の参考になればと思う。

文献

- 1) 谷一郎;「計算機と流体力学」,谷一郎先生古稀記念講演会(1977).
- 2) 鈴木大拙「禅と日本文化」(1940).
- 3) Hartshorne,C. and Wess.P. "Collected Papers of Charles Saunders Peirce 1931-1935" Harvard University Press.

乱流境界層の速度分布に関する考察

西岡通男（京大）

Considerations on the velocity profile of turbulent boundary layer

Michio.Nishioka
Graduate School of Eng., Kyoto University

ABSTRACT

This paper is concerned with the flat plate turbulent boundary layer without pressure gradient. It is shown that the recent measurements almost perfectly follow the Rotta skin friction law derived by assuming the existence of the logarithmic overlap region, and that the Schoenherr empirical formula holds as a high Reynolds number asymptotic form of the Rotta law. We next clarify the Reynolds number dependent mean flow dynamics of the inner wall layer. With these results we discuss usefulness of the so-called combined velocity profile.

Key Words: turbulent boundary layer, Rotta skin friction law, law of the wall, combined velocity profile

1. まえがき

本稿の主題は平板乱流境界層である。谷先生の生誕百年を記念する研究会でこれを選んだのは次の理由による。定年退職で風洞から離れ、風洞がなくてもできる研究を模索しているうちに、平板乱流境界層への興味がだんだん強くなってきて、自分の過去の研究も含めていろいろ考えをめぐらせていた。谷先生がおられたとき、こんなふうに新しい研究を始める場合にはよく相談し、ご指導いただいたので、今回、谷先生記念の研究会で話をするようにと打診されたとき、谷先生に聞いていただくつもりでいま考えていることを述べてみようと思った。谷先生ご自身が乱流境界層の速度分布や壁面摩擦の特性を精力的に調べておられたので、自然にこのような気持ちになった。

2. 切実な問題

周知のように対数法則分布について従来の定説が見直され¹⁻³⁾、流れの構造、スケール、速度分布に関する問題、Clauser チャートやプレストン管などによる従来の壁面摩擦評価法の再検討、さらには高レイノルズ数の特性を明らかにする課題など、実験に携わるものにとって切実な問題が提起されているのであるが、そのいくつかは私が若い頃から疑問や興味をもっていたことに直接つながっている。それは壁法則や壁面摩擦則に関する課題である。

3. 壁面摩擦則の問題

壁法則の内層速度分布と速度欠損則の外層速度分布の成り立つ領域が部分的に重なり合っている場合、すなわち重なり領域（オーバーラップ領域）が存在する場合、この二つの速度分布式から壁面摩擦応力の表式が得られるが、Karman が円管流の考察からこのアイデア得たのは 1930 年（文献 4 参照）、それを Rotta⁵⁾

が改善した形で境界層に適用したのは 1950 年のことである。私はこの Rotta の壁面摩擦則が数ある壁面摩擦公式のなかでも最も基本的なものと判断するが、その妥当性の検証は高精度の実測データを必要とするために容易ではなく、大方の視野の外に置かれてきたように思われる。

その一方で多くの研究者・技術者が信頼を寄せていたのは 1932 年に造船分野で発表された Schoenherr⁶⁾の平板摩擦公式である。これは Karman の理論をベースにした考察と実験（平板前縁からの距離 x に基づくレイノルズ数 R_x が 4.5×10^8 に至るまでの範囲での摩擦応力の実測）に基づくものであり、実験結果が決定的な役割を担っているのが経験則とみてよい公式である。

私は Schoenherr の摩擦公式はレイノルズ数が大きいときの Rotta 壁面摩擦則の漸近形に対応するのではないかと考えていたので、この点について谷先生とお話の機会があったなら、いろいろな情報を頂き、もっと早く取り組んでいたと思うが、最近になってやっと自分でこの点を確認することができた。そして、Rotta Skin Friction Law and Schoenherr Formula と題した論文を Fluid Dynamics Research に投稿することができた。

この研究で重要な役割を果たしたのは壁面摩擦応力（局所摩擦係数： C_f ）を精度よく直接計測し、運動量厚さに基づくレイノルズ数 $R_\theta \geq 6000$ で壁法則と欠損則の重なり領域が存在することを確認した実験^{1,2)}である。この実験結果によると、 $R_\theta \geq 6000$ のレイノルズ数域で次の Rotta 壁面摩擦則がなりたつ。

$$\ln R_\theta = p + \ln[1 - (J/p)] - \kappa(B + K) \quad (1)$$

$$p = \kappa(U_\infty / u_\tau) = \kappa\sqrt{2/C_f} \quad (2)$$

ここで U_∞ = 一様流速度、 u_τ = 摩擦速度であり、最近の実験^{1,2)}によると $\kappa = 0.384$ （カルマン定数）、 $B = 4.173$

(対数分布定数), $J=2.7398$ (速度分布定数), $K=-0.8700$ (速度欠損則分布定数) である。さて, Rotta 壁面摩擦則の下で運動量方程式 $C_f = 2dR_\theta/dR_x$ を積分し, さらに $C_f = 2R_\theta/R_x$ で定義される平均摩擦係数の式を求め, その式を(1)を用いて R_θ で展開する:

$$2\kappa^2/C_f = p^2 - 2p + 2/[1 - (J/p)]$$

$$= (\ln 2R_\theta)^2 \left\{ 1 - \frac{0.2137}{\ln 2R_\theta} + \frac{1.0114}{(\ln 2R_\theta)^2} + \dots \right\} \quad (3)$$

この式より R_θ が十分大きいときの漸近形として $\sqrt{2\kappa}/\sqrt{C_f} = \ln 2R_\theta$, $\sqrt{2\kappa} = 0.543$ (4) を得るが, 私の予想通り Schoenherr⁶⁾ が得た経験則 $K_s/\sqrt{C_f} = \ln 2R_\theta$, $K_s = 0.558$ (5) と一致する。また, この計算の過程で(1)と精度上等価な平板局所摩擦式を得た。

$$\sqrt{2/C_f} = 2.604 \left\{ \ln R_\theta - \ln \left(1 - \frac{2.7398}{\ln R_\theta + 1.5863} \right) \right\} + 3.303$$

壁面摩擦の計測値^{1,2)}は(1), (6)式と一致する。これらの成果を谷先生に直接ご報告できていたら, 関連する事柄をいろいろ教えて下さったことでしょう。

4. 壁法則に関する考察

乱流境界層が壁法則に従う場合, 内層流れは速度スケール u_τ , 長さスケール ν/u_τ を用いて記述される。二次元乱流境界層の場合, その流れ方向 (x -方向) 速度 U の y -分布は次のように表される。

$$U^+ = U/u_\tau = f(yu_\tau/\nu) = f(y^+) \quad (7)$$

U の x -方向偏微分は摩擦速度が x -変化するので

$$\partial U/\partial x = (du_\tau/dx)d(y^+ f)/dy^+ \quad (8)$$

この式と連続の式から $-V^+/(U^+ y^+) = K_i^+$ (9)

x -方向運動方程式については, 加速度項が

$$U\partial U/\partial x + V\partial U/\partial y$$

$$= U(du_\tau/dx) \{ d(y^+ f)/dy^+ - y^+ df/dy^+ \}$$

$$= (U^2/u_\tau) du_\tau/dx \quad (10)$$

と表され, $(U^+)^{-2} \partial(\tau/\rho)^+/\partial y^+ = K_i^+$ (11)

を得る。また(9), (11)式から

$$-U^+ V^+/y^+ = \partial(\tau/\rho)^+/\partial y^+ \quad (12)$$

ただし, $K_i^+ = (U_\infty^+/u_\tau) du_\tau/dR_x$ (13)

これらの式は「Separation of Turbulent Boundary Layer」と題する 1972 年の論文⁷⁾で筆者が導いたものである。注目されるのは f の関数形を指定せずに導出され, 直線分布, 対数分布, バッファー層を介してそれらを接合したものなど, いずれの分布にも適用される点である。直線分布や対数分布の場合(11)式は簡単に積分でき, たとえば, 対数分布の場合の剪断応力分布として, 次式を得る。

$$(\tau/\rho)^+ = 1 + K_i^+ y^+ [(\kappa^{-1} \ln y^+ + B - \kappa^{-1})^2 + \kappa^{-2}]$$

従来から剪断応力一定の領域で対数法則が成り立つとされてきたが, $R_\theta = 27000$ で $K_i^+ = -2.68E-07$ の平板乱流

境界層 (Osterlund¹⁾ の実験) の場合, (14)式 (あるいは(11)式) から評価すると, 対数分布領域内 $y^+ = 97.5 \sim 594.7$ において剪断応力は $(\tau/\rho)^+ = 0.995 \sim 0.944$ と変化し, 一定とは言いがたい。このような検討だけにとどまらず, (a) DNS の結果が内層において(9), (11), (12)式を満足しているかどうかという DNS 精度評価の問題, (b) 重なり領域の概念とは異なる立場から(9), (11), (12)式に基づき内層外縁を定義する問題などについていま考えを進めているところである。内層流れの挙動に関するこのような考察は筆者が知る限り他にはないので, 新しい知見が得られることを期待して楽しんでみたい。

5. 複合速度分布

先に述べたように壁法則と欠損則の重なり領域が現れ流れが対数速度分布に従うようになるのは $R_\theta \geq 6000$ である。では, この値より小さいレイノルズ数域ではどのような速度分布を採用するのが合理的であろうか? 私は次に示す Reichardt-Finley 複合分布^{8,9)}に注目し, 速度分布の特徴や表現法などを調べるツールとして期待しつつ, これについて種々調べている。

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln(1 + \kappa y^+) + C \{ 1 - \exp(-y^+/\eta_1) - (y^+/\eta_1) \exp(-by^+) \} + \kappa^{-1} \{ (1 + 6\Pi)(y^+/\delta^+)^2 - (1 + 4\Pi)(y^+/\delta^+)^3 \} \quad (15)$$

ここで $\kappa =$ カルマン定数, $C = B - \kappa^{-1} \ln \kappa$, $\eta_1 = 11$, $b = 0.33$, $\delta^+ = \delta u_\tau/\nu$, $\Pi =$ 後流因子で, 次式がなりたつ。

$$2\Pi = \kappa(U_\infty^+ - C) - \ln(1 + \kappa\delta^+) \quad (16)$$

この複合分布は, 高いレイノルズ数において漸近すべき対数分布を基本とし, (9), (11), (13)式が示唆するレイノルズ数効果を Finley の後流関数で近似的に考慮していると判断される。それゆえ, 低レイノルズ数で対数分布が未発達段階の速度分布を表現できると期待されるが, 実際, 複合分布 (15) 式は Kawahara and Kida¹⁰⁾ が N-S 方程式の厳密解として得た下限レイノルズ数におけるクエット乱流の速度分布を精度よく再現する。さらに, レイノルズ数 δ^+ が増すにしたがって対数分布に漸近する様子もよく表現する。筆者には冪分布や対数分布単独よりもこの複合分布の方がより合理的で実験の分布を表現する上で優れていると思われる。

参考文献

- 1) Osterlund, J.M. et al. Phys. Fluids **12**(2000) 1-4.
- 2) Nagib, H.M. et al. Phil. Trans. R. Soc. A **365**(2007) 755-770.
- 3) McKeon, B.J. Phil. Trans. R. Soc. A **365**(2007).
- 4) von, Karman, Th. J. Aero. Sci. **1**(1934) 1-20.
- 5) Rotta, J.C. NACA TM 1344
- 6) Schoenherr, K.E. Trans Soc. Nav. Arch. and Mar. Eng. **40** (1932) 279-313.
- 7) Nishioka, M. Bulletin of JSME **15**, (1972), pp.1084-1092.
- 8) Reichardt, H. Z. angew. Math. Mech. **31**(1951) 208-219.
- 9) Finley, P.J. La Houille Blanche **21**(1966) 713-721.
- 10) Kawahara, G. and Kida, S. J. Fluid Mech. **449** (2001) 291-300.

内面ヒダ付き管の気流音

坂尾富士彦*

Aerodynamic sound of flow in corrugated tubes

Fujihiko Sakao*

ABSTRACT

Aerodynamic sound emitted by flow through a finite length duct with corrugated inner surface is experimentally investigated. As the mechanism of sound generating oscillation, so far popular "cavity-tone" mechanism was definitely denied. The principal reason is : With corrugation of helical geometry, no characteristic sound came on, while a pair of a nozzle edge and a leading edge both of which are helical, with constant distance, made essentially as loud sound as a pair of normal edges. Other reasons are : Sound level exponentially depends on the total length of the corrugated part, and frequency of principal peak coincide with the estimated value based on corrugation pitch, rather than on the length of recess.

Key Words : Aerodynamic sound, External sound, Corrugated duct, Cavity-tone mechanism denied

1. 緒 論

かつての一時期、マジックパイプなる玩具が流行した。これは外径は ϕ 3 cm, 長さ 1 m 足らずの, あまり厚くない軟質のプラスチック管で, 軸に垂直な断面は内外壁とも円である。しかしその直径は軸方向に変化し, 壁内面の, 中心軸を含む断面はピッチ 6 mm, 深さ 3 mm の波状をしている。一端を手で持って振り回すと, 遠心力で生じる気流によって明瞭な共振音が発生する。共振は管内気柱のそれで, 振り回す早さ, 従って流速によって励起される次数, 即ち音の高低が変化し, 一種の楽器のようである。

これについてはずっと以前に「ながれ」誌上の解説 (1) もあるが, 音は「エッジトーンと共鳴による」と云うに留まり, 機構の詳細は触れられていない。筆者には, むしろ「キャビティ・トーンと共鳴」なら, そうかも知れないと思われるが, 「エッジトーン」の語には違和感を感じる (末尾の註も参照)。いずれにせよ, どこで発生した何の変動がどう発達して, フィードバック・ループを閉じさせ自励振動を維持して音を出すのかの詳細には全く触れられていない。

この玩具に限らず, 流路の内面に波状の起伏があると, 流れによって大きな音が発生する場合がある。壁の内面に管を並べた形式の熱交換器で, ある条件の下では音響共鳴も手伝って, 甚だしく大きい音が発生する実例も報告されている (2)。天然ガスを送る管の内面にヒダがある (蛇腹?) ために大きな音と振動が生じる恐れがあり, その研究に取り組んでいる人もいると, 伝え聞いた事もある。ヒダ付き管の気流音が工学や現場でも重要だとは, ずっと古くからも (3) 云われている。

ヒダ付き管の気流音に就いての研究は筆者の知る限りでは, 特に近年のは多くない。古いのが, 数少ない実験研

究の一つ (3) では, 或いは軟質の管をヒダ付きに加工し, 或いは異なる直径の穴を開けた板多数を重ねて「ヒダ付き管」状の流路を構成して, 発生する音を測定し, 各種のパラメータとの関連を調べている。実験, 特に後者の方法での実験には非常な労力を要したと思われるが, 音発生機構は解明されたとは云い難い。音の周波数と実験条件の関係その他は示されているが, 音発生機構そのものにはあまり関心がないようにも見える。また, 実験結果には互いに矛盾するものが多いと述べている。矛盾の原因は云う迄もなく, 機構の理解が不十分なために, 異なる結果に導く因子を見落としているためであろう。

近年になって倉澤ら (4) は, 表面にヒダを付けた円柱を平滑な円管内に挿入して, 中間の環状領域の気流により発生する音を調べ, 熱線風速計による風速変動の測定結果とも比べた。風速変動の測定は音発生機構の解明には極めて有益であるが, 出口付近を除いてヒダ付き管内部で行うのは一般には極めて困難である。然るにこの方法でなら比較的容易に実行できる。模型製作も格段に簡単であり, 非常に賢明なやり方と思われるが, たとえ環状の2重連結領域での現象が, 本来の円, 単連結領域での現象と同じか, 我々に未知の機構がその影響を受けないか, 筆者は一抹の不安を感じる。なお, ヒダの断面は丸みがなく角ばっており, ピッチが 6 mm から 20 mm までに対して凸部は 2 mm と一定で, 凹部の割合が大きい。

文献 (3), (4) の著者らは, 音発生機構はキャビティ・トーンと同じと考えているようである。即ちヒダの凸部から剥離した気流剪断層が, 剥離時に音 (又は疑似音波, 或いは流体力学的変動) の影響を受けて過度変動を生じ, それが発達しながら移流して下流の凸部との相互作用により過度変動を再生すると同時に音 (又は疑似音波など) を出すと云う, 最も素直と思われる考え方であ

* 自宅 : 広島県 廿日市市 阿品 3-6-20 〒738-0054

e-mail : sakao-f @ lime. ocn. ne. jp

る。ただ(4)では、風速による周波数の増減などが予想通りとしているが、周波数の値そのものの、実測値と予想値の比較は筆者の気付いた範囲では行われていない。

(3), (4) 両者とも、筆者の実験(後述)の特に重要な要素である螺旋状のヒダでの音は全く対象外である。

ここに報告する筆者の実験は、ヒダ付き管の気流音の発生機構・音発生に導く自励振動の機構の、所在場所を含めた探究を直接の目的として始めたもので、可能ならその制御も目的に含まれる。実験対象、少なくとも出発点としては、かつての「マジックパイプ」その物を選んだ。但しその手持ちは1本のみで、今日では同じ物は探しても見付からないので、それを加工し変型するのは躊躇せざるを得ない。長さや配置その他の条件を自由に変えて実験できるよう、実質的に同形の物を自作する事から始めた。

その過程で、マジックパイプが広範囲の条件下で確実に音を出すのに、一見同等な自作品では音の発生自体が容易でなかったのを初め、色々な困難に遭遇した。しかしそのお蔭で、ヒダ部分の全長が音の大きさを決める最も重要な因子であるとの発見もできた。また代用品を探す過程で、ヒダが螺旋状であると音が(容易には)発生しない事実も見出し得た。

2. 実験方法

管を通る気流を発生させるには、下流の出口側から吸い込むのが本来は望ましく、その準備も進行中であるが、

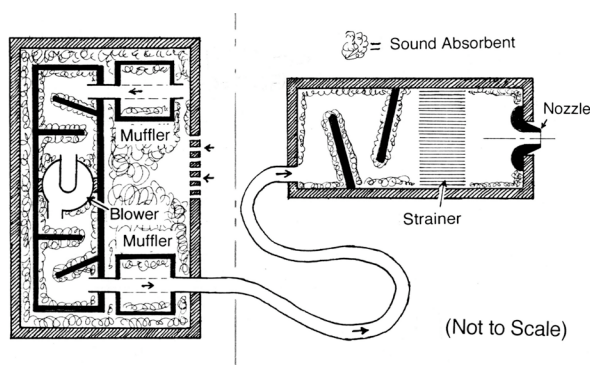


図1. 静かな空気流の発生装置。

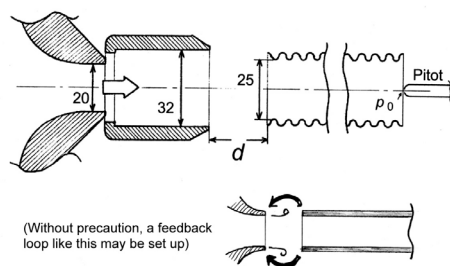


図2. 噴流出口の問題と対策。

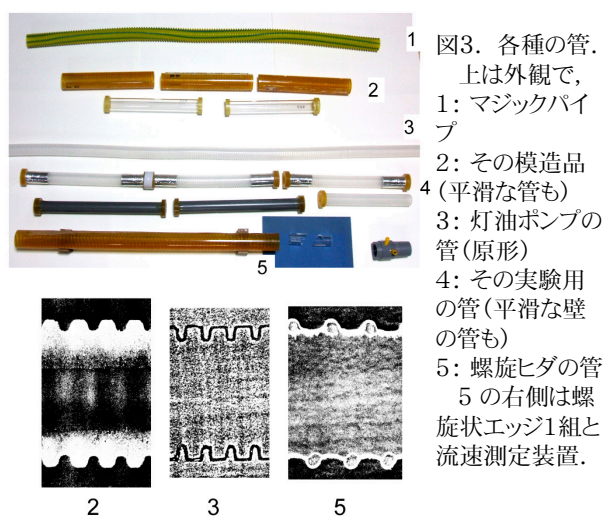
今回は簡単な、上流側から噴流を吹き込む方法を採用した。

外周・風路いずれからの騒音をも遮断する対策を施した「送風機箱」からの気流を、蛇腹管と集合・遮音箱を通して円形ノズルに導く(図1)。ノズル関連の部分は図2に示す。ノズル出口内径は 20 mm, 出口直後の剪断層は層流であり、自由噴流の状態では耳では何の音も聞こえない。このまま下流に管を置くと、図の下方に示すように層流剪断層内の変動と管の入口縁との相互作用による強力なフィードバック発振と音が生じて研究対象の音を隠しかねない。それを防ぐため、ノズル出口を囲んで少し太い、内側に輪型の突起がある短い管を、隙間を置いて取り付け、剪断層を乱して層流でなくした。流れは乱されると同時に拡がり、下流の管の外側にも回る。発生する音は、管の内部を通り抜ける気流とヒダの相互作用によるもののみと考えられる(後述の実験結果により証明される)。

現象に取って重要なのは管内部の流速であるから、出口断面中央に全圧管を設けて流速を測った。そこでの風速は最大 20 m/s である。出口での全圧はノズル上流の淀み点圧力の半分弱であった。

実験対象とする内面ヒダ付き管の中で、「マジックパイプ」は全長 86.5 cm, 最小内径 25 mm, 最大内径 31 mm, 長さ 86.5 cm, 内面の起伏はピッチ 6 mm, 高さ 3 mm である。ヒダの断面は長方形の角を丸めたものの組み合わせに近い。凸部と凹部の長さは近いが、凹部の方が少しだけ短い。これらの点は文献 3) と 4) と異なる。

前述のように今日では「マジックパイプ」は手に入らず、唯一の手持ち品は加工したくないので、似た形状の代用品を作った。工作の都合上、縦に2つ割りにした各部分を作って合わせ、接着した。1個の長さは約 22 cm と短い。複数個を縦に接いで長くできる。内径も、内面の軸



下側は2,3,5各々の断面形状。

2(模造マジックパイプ): 最外側の黒い部分が管壁。最小内径 25.0 mm, ピッチ 6.0 mm, 凹部の長さ約 4.0 mm。
3(灯油管): 黒い太い輪郭が管壁。最小内径 21.0 mm, ピッチ 4.9 mm, 凹部の長さ約 3.5 mm。

方向形状もマジックパイプのその忠実な再現を意図したもので、計測上は差が認められない。内面が平滑な直管（内径はヒダの最小内径に等しい）をも用意し、それらを組合わせて3本合計で長さは65ないし72 cm、内面全部ヒダ付き、上流または下流側の1/3 或いは2/3 がヒダ付き、などと変えられる。

後に市販の大形灯油ポンプ用のホースで、径はやゝ小さいが似た断面形状のヒダ付き管があるのを発見し、同様な模型を作った。以上各種の管の外観と断面形状を図3に示す。後に述べる螺旋ヒダ管のそれも一緒に示してある。

マジックパイプの内面に薄いシートを円筒状に巻いて入れれば、ヒダを被って平滑な内面にできる。これも全長の1/3 づつ変える。シートは薄く遮音が幾分不完全かも知れず、実 最小内径 効的に内面の音吸収を増加させた可能性も不用意には否定できない。

発生する音は、噴流ノズル出口の横、中心軸から20 cm の位置に公称径 12.7 mm の計測用コンデンサマイクロホン置いて測る。主な検討対象は音のパワースペクトルである。実験室は無響室ではないが、音源とマイクロホンの距離が他の物体とのそれに比べて小さいので、反響の影響は大きくはないと考えられる。なお、20 cm の距離は周波数 300 Hz での近傍場限界の目安に等しい。対象周波数は概ね 500 Hz 程度以上なので、20 cm は最適に近い選択であろう。

熱線風速計による速度変動の測定は行っていない。

3. 実験結果と検討

実験の初期、マジックパイプは容易に音を出すのに、その模型では、内面の寸法や形には測定できる限り差が認められないにも拘らず、同じような音はなかなか発生できなかった。いろいろな工夫の後、小さい差はなお残るが、かなりよく鳴るようにできた。鳴らなかった原因の1つは、2つ割りの形で作った模型の合わせ目の密封が僅かに不十分で、音の洩れにより共鳴が弱かったためと推定される。見た目には隙間のない合わせ目全部にコーキングを施すと音が大きくなった。他の1つは、後に示すように発生する音はヒダの全長が長いほど大きい事で、製作の都合で短い模型を個別に試験すると音が出難かった訳である。

図2に示す剪断層を乱す工夫の結果、ノズルから管の入り口までの距離は、実験した範囲(20–50 mm)では、発生する音に殆ど影響しなくなった。即ち、純粋に管内のヒダによる音が対象である。

音のパワースペクトルの例を図4, 5に示す。横軸は周波数で0~5 kHz の直線目盛、縦軸はパワースペクトルレベルで10 dB/div の対数目盛である。鋭いピークは管内気柱の共振によるものである。但し周波数は、これ迄に発表した結果(5–8)でもそうであったが、開管の共振周波数より少し低い。開口端の補正、内部気流による共振周波数の低下を考慮してもなお少し差が残るが、理由は分からない(ヒダによる低下の有無は考慮していない)。

図4は全長の2/3 がヒダ付きの場合で、ヒダ部分は連続しており、平滑な1/3 の部分が一方の端にある。上側の図はヒダ部分が上流、下の図は下流の場合の音のスペクトルである。両者の差はほとんど無い。前者だけ周波数2.5 kHz の

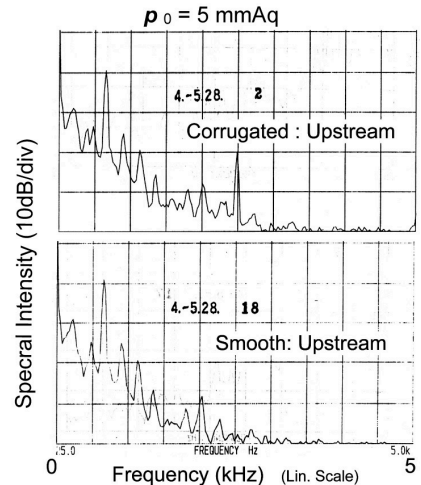


図4. 音のスペクトルの例と、ヒダの位置の影響の例。模造マジックパイプ、全長712 mm の端から約2/3 がヒダ付き。

辺に原因不明のピークがあるが、その他は驚くほど一致している。但し常にこれほど一致はしないが、若干の例外を除けば差は小さい(この差には後に再び触れる)。この点は Petrie ら(3)の主張と異なる。

この例で最も顕著なピークの周波数は約650 Hz である。風速は5 mmAq に相当して9.02 m/s であり、剪断層内の変動の移流速度はその約1/2 とし、 $f = u/d$ の d としてヒダのピッチ6 mm を取って推定した値は約750 Hz で、管内の流速分布を考慮すれば、両者の一致はよいと云えよう。

以下では主としてスペクトル中の最も高いピークのレベルの、条件に依る変化を調べる。これには、固定された周波数での共鳴と、流速などの条件で変化する特徴的な周波数との関係が影響するので、例えば流速を上げると却って下がる等の事があり(図5)、ピークのレベルを正確に把握するのは困難な筈であるが、実際には多くの場合、あまり問題なく見定める事ができた。

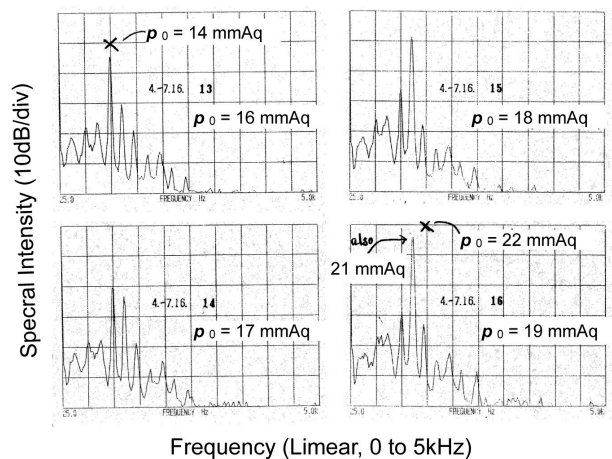


図5. 流速変化によるピークの位置及び高さの変化例。模造マジックパイプ、全長652 mm ヒダ付き。

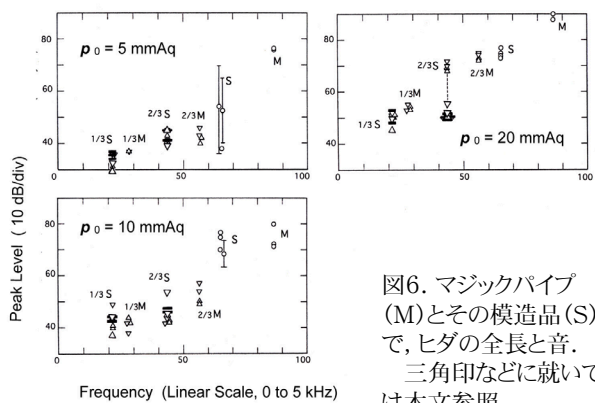


図6. マジックパイプ (M)とその模造品 (S) で、ヒダの全長と音。
三角印などに就ては本文参照。

Petrie ら (3) も、模型のヒダの総数が多いと音が大きいと報告しているが、図など具体的なデータは示していない。筆者はこれ迄 (5-8) も、ヒダ部分の全長が長いほど音が大きいと主張してきたが、今回は今迄無かった条件での結果も付け加え、図6, 7 に示す。

これらの図の縦軸はスペクトル中の最高ピークのレベルで、10 dB/div の対数目盛り、横軸は縦に何本か接いだ管の、ヒダのある部分の長さの総和である。図6 中の記号「M」はマジックパイプ、「S」はその模造管、先頭の例えば「1/3」は、全長の約1/3がヒダ付きである事を示す。円はヒダが全長にわたる事、三角形はヒダが上流、逆三角形はヒダが下流であることをそれぞれ示す。文献 (3) とは逆に、ヒダが下流の方が小さい差ながら音が大きいとの傾向がはっきり見られる。黒く塗りつぶした長方形 (或は横線) はヒダまたは平滑部分が中央にある場合を示す。それに合わせての再実験の結果は、少し大きい三角形で示してある。

配置が上下流に対称でも、どちらか一方に寄せた配置でも、あまり大きな差は無いように見える。

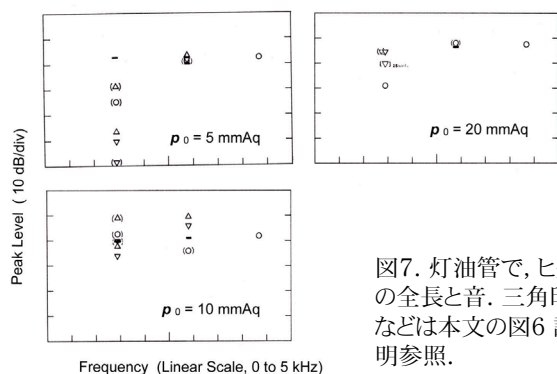


図7. 灯油管で、ヒダの全長と音。三角印などは本文の図6 説明参照。

図7 は別の、灯油ポンプのホースから作った模型 (内径はやゝ小さい、図3 参照) での結果である。この場合は上述とは逆、文献 (3) と一致して、ヒダが上流の方が、その逆よりも音が大きいようである。その差が大きい場合もあるが、それはデータの散らばりが大きいケースに限られる事に留意すべきである。

3.1 音の発生機構

かつては筆者も、いわゆる Cavity Tone と同様に、多くのヒダの一つ一つの凹みで、山の頂上で剪断層が剥離と同時に音 (など) で変調され、発達した変動が下流の山と相互作用して生じるフィードバックが基本と考えていた。発生する音の周波数は各々のヒダについての u/d で決まるが、ヒダ表面の流速は下流ほど減少するので、大抵の流速でどこかに管の共鳴に都合の良い u/d の部分があり、大きい音を出すと考えていた。一部にだけヒダのある管を作ったのも、この事を確かめるためであった。処が実験の結果は、位置に関係無くヒダの総数が音の大きさを決める。本物のマジックパイプでも模型でも同様に、ヒダが全長の 1/3 より 2/3、更にそれよりも 3/3 の方が、同じ流速ではずっと大きい音が出る。ピークの高さは流速によって変る u/d と、管の共鳴周波数との関係で微妙に変化するが、おおまかに云えばヒダの全長が 1/3 増すごとに 20 dB づつ増加する。また、3/3 以外の場合、ヒダを上下流のいずれの側にするかによっても大差は無いと見られる……例外はあるが。違いはデータの散らばりの大きい箇所でも 10 dB 以下で、ヒダの長さによる違いに比べれば小さい。

ヒダの長さが全長の 1/3 づつ増える毎に音が 20 dB づつ増える事実からは、ほぼ全てのヒダが音の発生に寄与する事、しかも、各部分が独立に出す音が合計されるのではなく、全体が一つの増幅器のような作用をすると考え他はない。

周波数についても、図4 の所で例示したように、音の最大ピークの周波数は、 u/d の d としてヒダのピッチを取って推定した値に近い。実測値が少し低いのは、ヒダ表面の風速が主流より低い事を考慮すれば理解できる。ピッチでなく凹部の長さに基づく推定値は 1.5 倍になり、合うと見るのは無理である。個々の凹部のキャビティーンと考えるのは、この点からも無理であろう。

3.2 螺旋ヒダ付き管の実験

音が、ヒダの凹部のキャビティーンではないとの筆者の主張の、最大の論拠は図8 以下に示す螺旋ヒダ付き管の音の実験結果である。マジックパイプの代用品を探

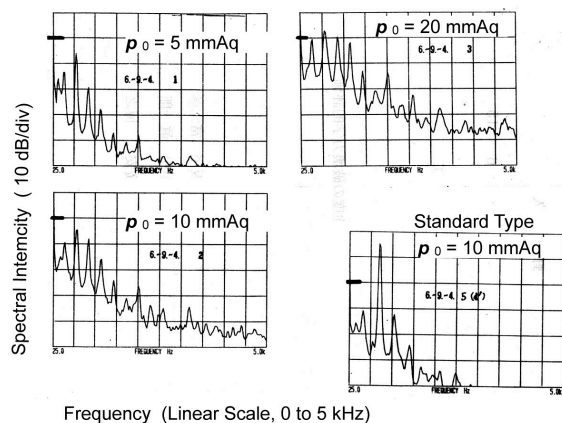


図8. 螺旋ヒダ管と、通常のモデル管 (右下) の音の比較。縦軸上の太い横線は同一レベルを示す。

す過程で、掃除機や洗濯機の螺旋ヒダ状のホースは、流れによる音を出さない事は直ぐに分かった。しかし、内面のヒダは外形ほど深くないので、これだけで断定するのは躊躇われた。そこで洗濯機のホースの周囲にエポキシ樹脂を鋳込んで内面が充分に凹凸の大きい螺旋状のヒダである管を作って実験した結果が図8である。この管の断面も図3に示してある。

図8で、縦軸上の太い横線は同一レベルを示す印である。4つの図の内、右下のみはマジックパイプ模型の結果で、同じ風速で螺旋管より 20 dB も大きい音を出す事が分かる。比較模型は長さ約 215 mm、螺旋ヒダ管は 557 mm であり、図6, 7 の議論を参照すれば長さの違いで更に 20 dB 以上増加して当然とも考えられ、「螺旋管では音は出ない」と云っても大過ないであろう。

図9は、これと対比される螺旋状エッジの音の実験結果である。噴流を作る円形ノズルの下流に、軸に垂直な前縁を持つ円筒を置けば、両者間の剪断層内の渦度変動と前縁の相互作用を含むフィードバック発振により音が生じ、管の共鳴と周波数が一致すれば大きな音になる事は周知である。そのノズルの縁と管の前縁を共に螺旋状にし、両者間の距離は一定に保つ。その結果の例が図9の上2つで、下は垂直縁の結果の例である。種々な事情で、実験条件の対応は正確でないが、少なくとも大雑把には、ノズルと縁が螺旋状でも垂直縁に遜色ない音が発生し得ると云えよう。然るに、螺旋状ヒダの管では音が殆ど出ない。個々のヒダの間の剪断層が発振の主役ならば、それはあり得ない筈である。

3.3 高速の気流の場合…周波数はピッチが支配

図10, 11 は大きい風速での音の例である。これは図1. 2 の装置ではなく、可変速の掃除機を利用して吸い込む方法によった。掃除機自体の騒音は管の音に比べ

て小さくデータには影響しない。風速は途中に、中心軸上にピトー管を持つ短い管を挿入して測った。

図10, 11 の左上は長さ 215 mm のマジックパイプ模型、左下は灯油管を用いた 290 mm の管、右上は長さ 557 mm の螺旋ヒダ管の結果である。(風速に対応する全圧は各データに記入)。ここでも螺旋管の音は他よりずっと小さい。

この配置では共鳴の影響は小さく、音の周波数は風速と代表長さに基づく一つが主である。風速が大きくなると管は比較的短いのでほぼ全長が「入り口付近」の流速分布と考えられる。螺旋管以外の2つに就いて、 u (移流速)として中心風速の 1/2 を、 d としてヒダのピッチを採った u/d を周波数の推定値として実測値と比較する。なお、凹部の長さを d としての推定値を()内に示す。結果は、

マジックパイプ模型では

推定 2852(約 4300)Hz と実測 3300 Hz(図10),

同 4034(約 6050)Hz と 4350 Hz(図11),

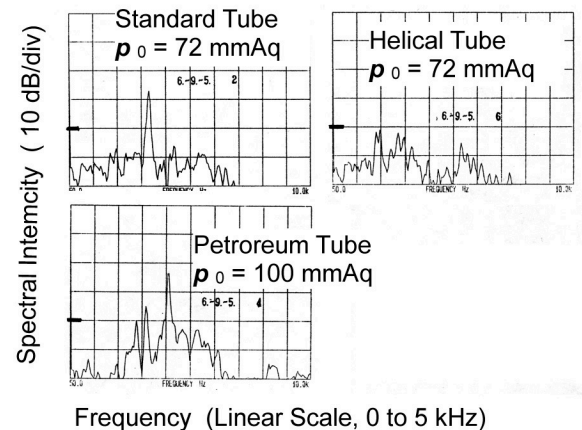


図10. 流速が大きい場合の音。縦軸上の太い横線は同じレベルを示す。

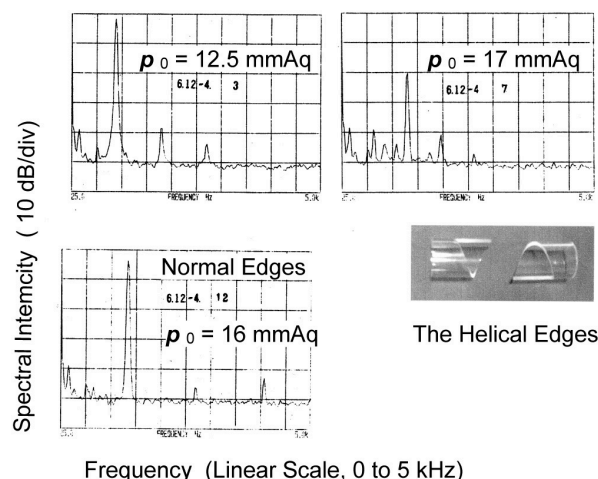


図9. 螺旋状のエッジでの音(上2枚)。下左の垂直エッジの音との間に、螺旋ヒダ管の場合のような大きな差は見られない。

右下は、ノズル出口とエッジの写真、但し相互の角度は実際の使用時と 180° 近く異なる。

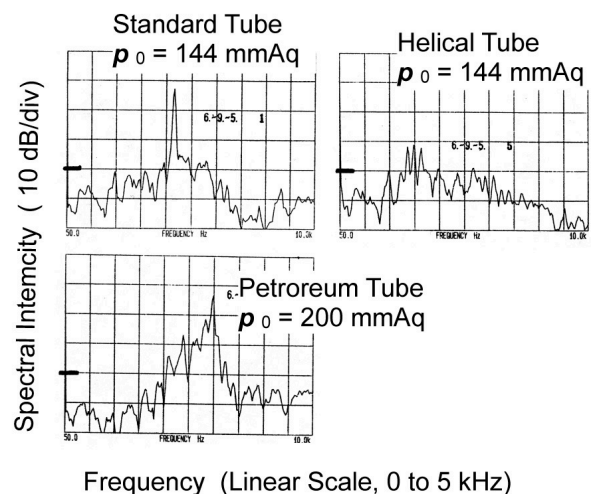


図11. 流速が大きい場合の音。縦軸上の太い横線は同じレベルを示す。

灯油管では

推定 4116(約 5800)Hz と実測 4100 Hz(図10),

同 5800(約 8150)Hz と 6000 Hz(図11)

のように、ピッチによる値が比較的良く一致する一方、凹部の長さによる値は高過ぎる。

ピッチに基づく推定値より実測値が高い場合があるのは、入り口近くでは周辺部の流速が断面内平均より高いためであろうか。

図4 の所での検討とも合せ、周波数は(移流速度／ピッチ)で支配されると言い切れると考える。即ちヒダの凹部の長さではなくピッチによってである。全く別の流れでも、同様にピッチによって周波数が決まる現象が観察された由である(荏原総合研究所・丸田氏 (9))。

4. 終りに

以上の結果から、「マジックパイプ」や類似のヒダ付き管の管内気流の音の発生において、個々のヒダの凹みがキャビティ・トーンの「キャビティ」として働くとの発振機構は明確に否定できたと考えている。発生する音の周波数の検討も音の強さがヒダの全長と共に指数関数的に増加する事もその根拠であるが、ヒダが螺旋状の管では音が出ない事が決定的な理由である。剪断層の発振ではノズルの縁と管の入り口の縁が螺旋状でも、間隔が一定なら、垂直な縁と類似の音が生じ得るのに。

では真の発振機構はどんなものであろうか。筆者は今、環状の渦変動が移流しつつ、内部のヒダの各々と相互作用して音を出す事に間違いはなかろうと考えている。特に入り口付近で発生する渦変動が重要ではなかろうか。それを確かめようと、入り口をベルマウスにして渦変動が生じ難くしてみたが、やはり音が出た。或いは最初のヒダが重要なのかも知れない。他にも多くの実験を考え実行したが、未だ決定的な結果は得ていない。

或いは数理(または数値)計算によって、流れがあれば、管内部のヒダの全長に亘って、ある周波数範囲の、多分進行する音波を増幅する作用がある、と云う事になるかも知れないが、残念ながら筆者には手が出せない。

5. 参考文献

- (1) 中村, 深町: ミュージックパイプにおける音の発生, ながれ, 3 (1984) p. 199.
- (2) 青木他: 第21回流体力学騒音シンポジウム (2001).
- (3) Petrie, A. M. Huntley, J. D.: J. Sound Vib., 70 (1980) pp.1-9 (当時迄に行われた研究の紹介もある)
- (4) 倉澤ほか: 音響学会誌 56 (2000-9) pp. 639-947
- (5) 坂尾: FD2002 (流体力学会 2002 年講演会) 講演論文集 (2002) pp. 294-5.
- (6) 坂尾: FD2004 講演論文集 (2004) pp. 674-5.
- (7) Sakao, F.: Proc. 11th Asian Cong. Fluid Mech. 22-25 May 2006, Kuala Lumpur, Malaysia (2006) pp.354-359
- (8) 坂尾: FD2006 講演論文集 (2006) 要旨とCD
- (9) 丸田: Private Communication (2006)

(緒論への註) エッジトーンは元来、平らな薄い噴流が正対する鋭角のくさびの先端に当たるときに生じる音と筆者は理解しており、普通はキャビティトーンと呼ばれる壁の凹みの上を過ぎる流れの音をそう呼ぶのには違和感を感じる訳である。但し文献 (1) では、用語その他はともかく、音の発生がフィードバックによる自励振動と音響共鳴とによることは正しく記述している。

その他に一般向けの本の中で、「マジックパイプの音はエッジトーン」とし、「これで謎は解けた」と書いたものも見たが、流れと物体がありさえすればエッジトーンが発生するかのような記述で、フィードバックによる発振の考えはないようなので、文献として引用するに値しない。

谷一郎先生が遺された二つの研究課題

巽 友正（京大名誉教授）

Two Reserch Problems left by Professor Itiro Tani

T. Tatsumi

Kyoto University, Emeritus Professor

ABSTRACT

During half a century since the end of the War in 1945 to that of his life in 1990, Professor Itiro Tani has been the most respectful senior of mine in scientific research as well as in academic life, but there have been only limited direct contacts between us, an experimentalist and a theoretician. The first contact happened in the early 50th when I noted in his survey article that Millionshchikov (1941) and Chou (1940) dealt with homogeneous isotropic turbulence by making use of the "quasi-normal approximation". At that time I was looking for a proper method of closure and asked him to let me know more about these works, but this was not available due to the poor state of communication after the War. Then, I determined to attack this problem myself and actually worked out those results published in Tatsumi (1957). The second contact was again made by his report (1990) on the "turbulent secondary flow" made in the turbulent flow through a rectangular duct with arbitrary aspect-ratio, which he related with the instability of the corresponding laminar flow. At that time, I was working on the latter problem and going to publish a joint paper with Yoshimura (1990) including the critical aspect-ratio of 3.2 for the instability. To my deep regret, I failed to let him know these results while he was alive.

Now, it may be appropriate to revisit these topics and look for further developments in turbulence research, which have grown up to non-equilibrium statistical mechanics of turbulence, covering both large-scale components in various flows and small-scale ones in an universal local equilibrium.

Key Words: Professor Itiro Tani, Statistical theory of turbulence, Quasi-normal approximation, Stability of rectangular duct flows, Turbulent secondary flows

1. 谷一郎先生と私

谷一郎先生と私との縁は、戦後の昭和21年(1946)に私が東大の今井功先生の研究室から京大の友近晋先生の研究室に移って流体力学の研究を始めた頃から、平成2年(1990)に先生が亡くなるまで、約半世紀の長きにわたっている。

戦後のわが国での流体力学の研究は、占領軍の航空研究禁止令によって基礎分野に進まざるを得なかったが、それでも軍事での敗北を科学で取り返そうとの研究者の意気込みは盛んであった。

なかでも、東京の今井研と京都の友近研の理論グループと、東京の谷研の実験グループとの連絡は緊密で、グループ外の人も交えてセミナーや研究会の開催、当時入手し難かった海外文献のコピーや談話会誌の発行、外国人学者との交流など、結構賑やかにやっていた。

このような活動は後に「流力談話会」を経て「流体力学会」の発足に繋がり、その機関誌『ながれ』や英文誌『Fluid Dynamics Research』の出版、学術会議流体力学研究連絡委員会を母体とする応用力学

連合講演会の開催、さらに『乱流現象』を主題とする文部省科学研究費の特定研究の組織化へと発展することになる。

また国際的には、数次にわたる「理論応用力学国際連合(IUTAM)」主催の国際シンポジウム の国内開催や、1996年の京都における「理論応用力学国際会議(ICTAM)」の開催をもたらした。

三先生のうち友近先生は1964年に61歳で亡くなられたが、谷先生は1990年に83歳、今井先生は2005年に90歳で他界されるまで終始お元気で、世界的視野でのわが国の流体力学の研究を指導して下さった。

2. 谷先生と共有した研究課題

谷先生には、乱流の研究の上で常に貴重な示唆と助言を頂いたが、なかでも、先生と私の関心が合致して、具体的に議論させて頂いた機会が二度ほどあった。その一つは一樣等方性乱流の「準正規近似理論」で、もう一つは剪断乱流における「乱流二次流」の問題である。この両者は、結局、私の生涯を貫く長期的な研究課題となった。

3. 乱流の準正規近似理論

1950年代の当初 私が乱流の研究を始めた頃の乱流理論は、1925年のPrandtlの混合距離理論による乱流の現象論がほぼ終わって、1935年のTaylorによる一樣等方性乱流の統計理論と1941年のKolmogorovによる局所等方性乱流理論が、現代乱流理論を拓いた時期にあった。

3.1 完結仮説

当時、すでに乱流の統計理論では、二次の速度相関(テンソル)、

$$B_{ij}(\mathbf{r}) = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x}') \rangle \quad \mathbf{x}' - \mathbf{x} = \mathbf{r} \quad (1)$$

(時間 t は省略)を支配する方程式に、高次の三次相関、

$$T_{ijk}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x}') u_k(\mathbf{x}'') \rangle \quad (2)$$

が現れ、三次相関に対する方程式には四次相関が現れるという、理論の非完結性の問題が持ち上がっていた。そして、理論を完結させるためのさまざまな「完結仮説」が模索されていた。

3.2 準正規近似

谷先生は当時、航空学会誌(?)の新著論文紹介記事を担当しておられ、そこでMillionschchikov(1941)とChou(1940)が、乱流の完結仮説として「準正規近似」を用いたことを紹介されていた。

この近似は、速度分布が正規分布である場合に成り立つ四次相関と二次相関との関係式(テンソル)、

$$\begin{aligned} Q_{ijkl}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x}) u_k(\mathbf{x}') u_l(\mathbf{x}') \rangle \\ &= \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x}) \rangle \cdot \langle u_k(\mathbf{x}') u_l(\mathbf{x}') \rangle \\ &\quad + \langle u_i(\mathbf{x}) u_k(\mathbf{x}') \rangle \cdot \langle u_j(\mathbf{x}) u_l(\mathbf{x}') \rangle \\ &\quad + \langle u_i(\mathbf{x}) u_l(\mathbf{x}') \rangle \cdot \langle u_j(\mathbf{x}) u_k(\mathbf{x}') \rangle \quad (3) \end{aligned}$$

を用いて、四次相関を二次相関で表わすもので「準正規近似」と呼ばれていた。

私はこの近似が完結仮説の有力候補であると思っていたので、谷先生に論文の内容についてお尋ねしたが、先生も記事以上のことはご存じないようであった。

知りたいのは、両論文がどこまで問題の解決に迫っているかである。一樣等方性乱流では、すべての相関テンソルはスカラー関数で表わされるので、もし二次速度相関に対する閉じた方程式が得られたとすれば、それは厳密であるが非完結のKarman-Howarth方程式(1938)と同様、スカラー方程式で書けるはずである。

私は、Millionschchikovの所在は知らないで、Chou(周培源)に手紙を書いて、論文を送って呉れるように頼んだが、なぜか何の返事もなかった。仕方がないので、もし両論文が最終結果に到達しているのなら、それは当然要約に引用されているはずで、それが無い限り論文は完結の可能性を示唆したに止まるものと推論した(これは結果的に正しかった)。そして、この問題を最終的に解決しようと決心した。

3.3 準正規近似理論

一樣等方性乱流の速度相関の解析は、フーリエ変換で物理空間から波数空間に移ることによって大いに簡単化される。それでも解析はかなり面倒であったが、二次速度相関関数 $B(r)$ 、

$$B_{ii}(\mathbf{r}) = (3 + r \partial / \partial r) B(r), \quad (4)$$

から求められるエネルギースペクトル、

$$E(k) = (1/\pi) \int_0^\infty B(r)(kr)^2 \times \{\sin(kr)/(kr) - \cos(kr)\} dr \quad (5)$$

に対する、完結した非線形スカラー方程式を導くことができた (Tatsumi(1955))。

このエネルギースペクトル方程式は、3 波数 k, k', k'' ($k+k'+k''=0$) に関わる非線形相互作用、

$$[E(k)/k^2 - E(k')/k'^2] E(k'')/k''^2 \quad (6)$$

を含んでおり、乱流という非線形散逸系を支配する最も完全に近い方程式であると思われた。

3.4 理論の栄光

この準正規近似による一様等方性乱流理論を英文にまとめて、英国の Batchelor に送ったところ、思いがけないことに、Proudman と Reid の二人が同じ問題を取り扱っており、そちらも発表予定であるとのことであった。早速、論文を取り寄せて見ると、エネルギースペクトル方程式がベクトル積分のままであること以外は、結果は同じであった。

結局、彼らの論文は Proudman & Reid (1954) として Phil.Trans.Roy.Soc. に、私の論文は Taylor の紹介で、Tatsumi(1957) として Proc.Roy.Soc. に発表された。

一方、私の論文は 1956 年に Bruxelles で開かれた「理論応用力学国際会議 (IC TAM)」に Tatsumi(1956) として発表予定だったが、私はたまたまその年の British Council Scholar に選ばれて 渡英の船中にあったので、会議には出られなかった。会議に出席された谷先生のお話では、私の論文は 部門基調講演で、Burgers さんが代読して下さったとのことであった。

また、渡英して Cambridge に Taylor 先生を訪問した際、先生が鉛筆で書き込まれた私の論文を見せて頂いて、恐縮かつ感激したことを覚えている。

これで Millionschchikov と Chou によって端緒をつけられた一様等方性乱流の「準正規近似理論」は、Proudman & Reid と Tatsumi によって独立に完成されたわけで、この理論は、乱流の難問である非完結性問題に対する一般的な解決法を与えるものとして、世界的な注目を集めることとなった。

3.5 理論の破綻と修正

「準正規近似理論」の栄光は、永くは続かなかった。それは、この理論によるエネルギースペクトル $E(k)$ の時間変化の数値計算が Ogura (1963) によって行われ、その結果、高 Reynolds 数の場合にスペクトル $E(k)$ に負の値が現れることが示されたからである。

当初は、この破綻の原因が分からなかったが、「準正規近似」の性格を再検討したところ、近似は乱流全体としては良く成り立つが、乱れの小規模成分である $E(k)$ の高波数成分の速い時間的变化に追従できないことが原因と判明した。

この時間的効果を Markov 化 の形で取り入れたのが、Tatsumi(1980) の「修正準正規近似理論」で、これによって負エネルギーの発生という非物理的結果が避けられ、正定のエネルギースペクトルが、一様等方性乱流の他、二次元乱流、一次元 Burgers 乱流に対しても求められた。

しかし、この修正版では元の理論の持つ初期確率的決定論としての一貫性が失われたことは否定できない。そして、その一貫性の回復には、それから 20 年後の Tatsumi (2001) による「交差独立性完結仮説による乱流理論」(後述)の出現を待たなければならなかった。

4. 特定研究「乱流現象の解明と制御」

ここで、谷先生との関係で特筆すべきことは、1981 年から 3 年間、当時の文部省科学研究費の特定研究として『乱流現象の解明と制御』が採択され、広く乱流を課題とする全国規模の共同研究が行われたことである。

この特定研究は、冒頭に述べた流体力学の全国的な研究活動を背景に、谷研の佐藤浩さんと私が企画したもので、工学的および社会的に重要な乱流の諸問題を「乱流現象」として総括し、その物理的機構を「解明」とすると共に、その人為的「制御」を試みようとする、当時としては極めて野心的な研究計画であった。この計画は、各方面の理解と支援によって採択され、3 年間に 4～5 億円という巨額の研究費がこの分野にもたらされた。

これによって、わが国における乱流の基礎的研究と工学的および社会的応用が、世界のトップレベルにまで高められた。

この特定研究の成果報告書は、在り来りの報告ではなく、若手研究者や学生を対象とした「乱流現象」の解説書として、各分野担当者によって執筆され、東大出版会から『乱流現象の科学』(1985)として出版された。本書は、660頁の大冊にも関わらず、研究者に歓迎され、版を重ねるに至ったのは予想外の成果であった。このことは、ともすれば工学的現象論の集積と見なされる乱流理論に対して、この特定研究によってもたらされた「乱流現象」の物理的体系としての取り扱いが、いかに研究者の渇を癒すものであったかを物語るものと思われる。

5. 境界層遷移の解明と制御

谷先生は1968年に東京大学を定年退官されて後、日本大学、Johns Hopkins大学、Cornell大学などの教授(客員教授)を歴任され、1979年に日本学士院会員、1979年に航空宇宙技術研究所(現在のJAXA)顧問となられた。

その後、1987年に先生を中心として所内の伊藤信毅、高木正平氏らを幹事として『境界層遷移の解明と制御』と題する研究会が発足した。この研究会は、いまも春秋の年2回開催されているが、先生は1990年6月に他界されるまで、5回出席されたとのことである。私は、当初この会には加わっていなかったが、先生の没後の1991年から、伊藤さんのお誘いでこの会に参加している。

5.1 乱流二次流

この会に出席して驚いたのは、先生が1988年8月、『乱流二次流れの安定論的考察』を発表しておられたことである。先生はこう述べておられる。

「乱流二次流れの発生を、広い意味での不安定現象として捉える試みがなされてよいのではないと思われる。このことは、数年前に希望(谷1983)したことであるが、長方形流路の安定解析の困難のためか、未だに実現されていない。」

5.2 長方形管内の層流の安定性

一読してこれは残念な事をしたと思った。このとき、私はこの問題を吉村君と共に取り扱い、Tatsumi & Yoshimura (1990)として発表した直後だったのである。先生のご希望を伺っておれば、論文を生前の先生にお届けできたのと思う。

6. 谷先生への思い

しかし、このすれ違いの残念さは、その後、私の最後の決定打とも言うべき、『交差独立性完結仮説による乱流理論』(Tatsumi & Yoshimura (2004, 2007)他)について、生前の先生に報告の機会を得なかった残念さとは比べるべくもない。そして、この思いは、先生の遺句、

『心なく計算力学はびこりて

平成元年索然と逝く』

を伺うとき、半ばに過ぐの感がある。

せめてもの幸いは、先生が始められたこの「境界層遷移」研究会で、先生のお弟子さん達と共に「乱流現象」を縦横に論じ、研究成果を発表し、他分野への発展を追求することにあるかと思われる。

引用文献

- Chou, P.Y. (1940) *Chin. J. Phys.* **4**, 1-33.
 Kolmogorov, A.N. (1941) *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **30**, 301-305; **31**, 538-540.
 Millionschikov, M. (1941) *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **32**, 615-618.
 Proudman, I. and Reid, W.H. (1954) *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **247**, 163-189.
 Tatsumi, T. (1955) *Proc. 4th Jpn. Nat. Congr. Appl. Mech. Tokyo*, 307-311.
 Tatsumi, T. (1956) *Actes IX Congr. Intern. Mecan Appl.* **3**, Bruxells. 396-404.
 Tatsumi, T. (1957) *Proc. Roy. Soc. A* **239**, 16-45.
 Tatsumi, T. (1980) *Adv. Appl. Mech.* **20**, 39-133.
 巽友正編 (1986) 『乱流現象の科学—その解明と制御』東京大学出版会 660頁.
 Tatsumi, T. (2001) In Kambe et al. eds. *Geometry and Statistics of Turbulence*, Kluwer, 3-12.
 Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (1990) *J. Fluid Mech.* **212**, 437-449.
 Tatsumi, T. & Yoshimura, T. (2004) *Fluid Dyn. Res.* **35**, 123-156; (2007) **39**, 221-266.

境界層の流れと渦度モデル

小橋 安次郎

早川 道雄

Boundary Layer Flows and Vorticity Model

Yasujiro Kobadhi and Michio Hayakawa

The vorticity model is introduced so that the mechanism and the structure of the boundary layer flows can be made clear. The change of the flow structures from laminar to turbulent of the boundary layer can be attributed to the change of the activity of the vorticity family due to the growth of Reynolds number. The appearance of the organized structures in the turbulent boundary layers also can be explained by the change of the activity of the vertical structure.

1 渦度モデル

実在する流体には流れに生じた不連続を渦度を発生してなだらかな速度勾配を持つ剪断層に変える粘性の機能が備わっているが、これは不連続面上に並ぶ流体分子が一種の手を持っていて隣り合ったもの同士で押したり引いたりして回転のモーメントを伝えあっているためと考えられる。

不連続面上に層状に並んだ流体分子には不連続面の強さ u_0 に比例した

$$\omega_m = C_0 u_0 \quad (1)$$

の強さの渦度が生ずるがこれを渦度子 (Vorticle) と呼ぶとき、渦度子による粘性効果は

$$m l_m^2 \omega_m = \mu_m \quad (2)$$

のように表される。ここで m は渦度子の質量、 l_m は分子の平均自由行程に相当する手の長さで、 μ_m は流体の粘性係数である。

この結果、不連続面に接して $du = u_0 - u$ の速度差が生じて速度が補正されるが、こうして出来た渦度子の層は隣接する層のまだ渦度を帯びてない流体分子を自分の層に引っ張り込もうとするモーメントが働いて、誘導速度がこれを超えるまで互いに交じり合っ

てこのグループを渦度束 (Eddy) と呼ぶことにすると、渦度束もまた手を持っていて緩やかに回転しつつ押し合いながら移動していると考えられる。

渦度束は渦度子と渦度を持たない流体分子の集合体でその大きさ r は集団に参加する分子の総数を n_0 、渦度子の数を n とするとき

$$r^2 = n_0 l_m^2 \quad (3)$$

で与えられ、その粘性効果は $\phi = n / n_0$ と置いて

$$r^2 \omega = \phi \mu / \rho = \phi \nu \quad (4)$$

で与えられると考えてよい。ただし ρ は流体の密度、 ν は動粘性係数である。 r は流体の種類によって決まる大きさであり、 ϕ は渦度束の渦度の濃度を示す定数で流れの状態に依存すると考えられ、流れの速度 u_0 および剪断層の幅 δ を用いて無次元化することにより

$$\phi = C u_0 \delta / \nu = C R_e \quad (5)$$

レイノルズ数に比例することが判る。 C は流れの状態を表す常数である。

流れの不連続は渦度束の誘導速度によって緩和されるが、一層の渦度束だけで修正しきれない場合には、第2、第3の渦度束の層が現れて粘性

の役割を引き継ぐことになる。

レイノルズ数が小さい間は、それぞれの渦度束は緩やかに回転しながら整然と並んで移動していて層流の状態を保っているが、レイノルズ数が増大して渦度が強くなると動きが激しくなり隣同士との衝突などが起こって、配列の秩序が崩れ列外に飛び出して他の層の渦度束と交じり合うなどの乱雑な動きをするようになり流れは乱流に移移する。この意味で遷移とは渦度束の渦度が限界を超えて乱流状態に移行することに対応しており、そのときのレイノルズ数が臨界レイノルズ数と呼ぶ。渦度モデルでは臨界値を超えた渦度束を渦素子 (Turbulent eddy) と呼ぶが、渦素子もレイノルズ数が余り大きくない場合は動きが緩やかで、各自に勝手な動きを示すだけであるが、レイノルズ数の増大に伴って渦素子同士の干渉が起こり渦 (Vortex) と呼ぶ集団を作るようになる。

2 自由剪断流と壁面剪断流

剪断流は流れの不連続が生んだ渦度により作られた流れ場であるが、これには物体の下流に見られるような自由剪断流と物体表面に沿って発達する壁面剪断流とがある。いずれも渦度束や渦素子で構成されているが、前者では渦度子の一層ごとに隣接層との干渉が起こって渦度束を作っており、従って渦度束内の渦度の濃度 n/n_0 は一様であるのに対して後者では摩擦力の影響で渦度子の層の数が壁面近くで多く壁面から離れるにしたがって減少し自由剪断流の状態に近ずいており、これに応じて渦度の濃度も壁面で高く壁面を離れるに従って低下しやがて自由剪断流の状態に近づく様な変化をするため両者の粘性効果に差が現れる。

いずれの場合も速度分布は

$$r\omega = C\phi(u_0 - u) \quad (6)$$

によって与えられるが、 $a = v_f$, $b = v_w$ と置き、無次元量 $Y = y/\delta$, $U = u/u_0$ を導入することによって自由剪断流では $\phi_f = a$ 、壁面剪断流では $\phi_w = b + (a-b)Y$ と置くことができ、夫々の速度分布が

$$U_f = 1 - \exp(-\alpha Y) \quad (7)$$

および

$$U_w = 1 - \exp(-\alpha Y) \exp(-\beta Y^2) \quad (8)$$

のように計算される。ただし $\alpha = a$, $\beta = (b-a)/2$ でいずれもレイノルズ数に比例する定数である。

3 層流境界層

層流境界層は前縁から伸びる自由剪断流と壁面から発達する壁面剪断流が重畳して構成されると考えてよく、速度は(8)を変形して得られる

$$U = 1 - \exp(-\alpha Y(1+e)) \exp(-\beta Y^2) \quad (9)$$

で与えられる。ただし、 e は二つの剪断流の厚さの差である。

図1に $\alpha = 3.4$, $\beta = 1.8$, $e = 0.07$ として得られた分布をブラジウス分布と比較してあるが極めてよい一致を示している。

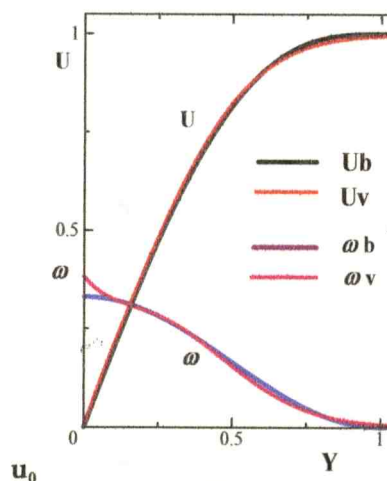


図1 層流境界層速度分布

加速、減速を伴う非定常流や圧力勾配を持つ流れでは速度や圧力の変化の他に剪断応力へ

の影響を考慮しなければならないが、流れ速度の u_0 からの変化分を u_m とし $\alpha = \alpha u_0(1+U_m)\delta(1+e)$, $\beta = \beta u_0(1+U_m)\delta$ とおくことにより

$$U = 1 - (1 - U_m(\alpha + 2\beta Y)) \exp(-\alpha Y) \exp(-\beta Y^2) \quad (10)$$

のように計算される。図 2 に U_m の変化に伴う速度分布の変化が示されているが $U_m = -0.22$ で逆流が始まるという実験結果「2」「3」とも符合している。

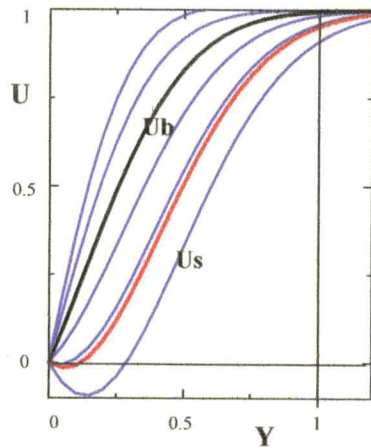


図 2 圧力勾配のある層流境界層

4 乱流境界層

乱流境界層では渦度束よりも激しい動きをする渦素子群のため層流境界層とは異なった様相が現れる。壁面のごく近傍では、渦素子の動きが抑制されて変動の緩やかな粘性底層が形成され、乱流はその外側から始まるが、此处でも渦素子間の干渉作用が強くないため壁乱流と呼ばれる比較的穏やかな内層が形成される。

内層では渦素子の平均移動距離（見掛けの径）は壁からの距離に比例して増大していて

$$r\omega = ydu/dy = u_\tau \quad (11)$$

が成り立つと考えられ、これから内層の対数速度分布が導かれる。 u_τ は摩擦速度で壁面の状態

および Reynolds 数に依存する定数である。

内層の外側では渦径の増加に伴って渦素子間の干渉が活発になり、乱流渦と呼ぶ渦の群落が周期的に出現する自由剪断流型になる。このため外層の流れは絶えず変化しているが、平均速度分布についてはレイノルズ数の広い範囲に亘って指数分布で表示出来ることを見出されている

$$U = Y^{N_w} \quad (12)$$

ただし $U = u/u_0$, $Y = y/\delta$, N_w は Reynolds 数の関数で $1/4 \sim 1/7.5$ の範囲の定数である [4]「5」。図 3 に速度分布の一例を示す。

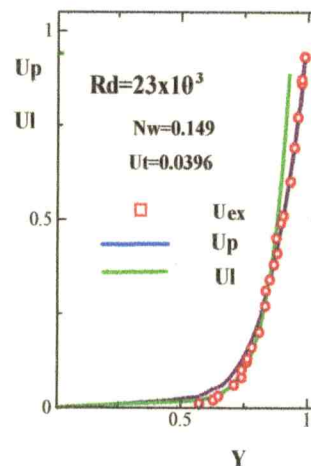


図 3 乱流境界層速度分布

乱流渦は渦素子が干渉し合って集団化し、一個の渦のような挙動をする自由剪断乱流の特徴的構造で乱流境界層外層の大半を占めている。このため外層の乱れは特別な構造を持っているように観測されるため秩序構造とも呼ばれている。

ただ秩序構造は固定的なものではなく、境界層内の速度差のため引き裂かれて幾つかの小グループに分裂し、さらに移動の途中で別の乱流渦から放出された渦群と合体して分裂前と同様な渦構造を作り出している。このため秩序構造は周期的に分裂と合体を繰り返すことになるが、その周期 ($T = u_0/\delta$) は 2.5 であることが実験的に知ら

れている。図4に秩序構造の形成と変遷の様子が示されている「6」。

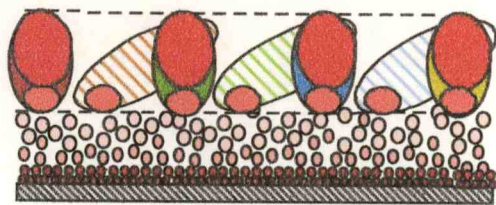


図4 秩序構造の形成

内層の乱れは相互干渉が小さく、本来は整然とした流れの筈であるが、外層の秩序構造の周期的変化に刺激されて、**周期的な変動**が現れる。いわゆる**バースト構造**である。バーストは発生位置の流れに乗って移動するが、その速度は外層秩序構造のほぼ半分で、これから得られる周期は $T=5$ である。

乱流境界層は Reynolds 数の広い範囲に亘って減衰することなく同じ構造を保つとされているが、これは乱れのエネルギーが内層から外層に向かって絶えず補給されているためで、これには外層の秩序構造による内層の攪乱作用が重要で、これによって作りだされた**バーストが乱れエネルギーの掘り起こしと運び屋の役目を果たしている**ためと考えられる。

なお、乱流境界層外層の速度分布については対数分布からの偏差に着目した**伴流法則**が一般に用いられているが、渦度モデルが敢て**指数分布**を固執する理由は**外層の秩序構造が分裂合体を繰り返して壁面の影響が届かない点**を主張したいためである。

5 結語

境界層の流れ構造を解明する手立てとして渦度モデルを提案している。モデルでは**渦度を持つ流体粒子を成長の過程に従って 渦度子、渦**

度束、渦素子、渦に分類しその特性に従って**層流から乱流への流れ構造の変化の説明を試みている。**

今回は渦度モデルを提案しその可能性について述べたが、今後このモデルが層流や乱れの形成過程や秩序構造の形成過程、更には内層に現れるバースト構造などの乱流の特徴的現象を単なる random 現象としてではなく、**それぞれの因果関係を含めて物理的に追求することに適用**されれば幸甚である。

なお、本論分は昨年の研究会と重複する点が多々ありますが、境界層の研究に尽力下さった谷先生を偲ぶ便としてお許し頂きたい。

最後に此の研究会を谷先生の記念講演会として計画して下さい宇宙航空技研の方々に深く感謝いたします。

参考文献

- 「1」小橋、早川:渦度モデルと境界層の造;
NAL シンポジウム May 2005
- 「2」小橋、恩地:非定常境界層の相似解とその安定;航空宇宙研究所報告 TP-42,1962
- 「3」中川、早川、小橋:非定常境界層の遷移
関する研究;日本機械学会誌、43巻
367号、1979(昭52)
- 「4」Kobashi, Y. and Hayakawa, M: Structure
of a turbulent boundary layer;
13th Australasian Fluid Mec Conf.
“Investigation and Control of
Boundary Layer, 1998”
- 「5」一条、小橋、乱流境界層の構造; Nagare
1-4, 350-359, 1982
- 「6」Ueda, H. and Hinze, J.O., Fine structure
turbulence in a wall region of a turbulent
boundary layer, J. Fluid Mech. 67, 125-43, 1975

一様流に垂直な円柱周りの流れの三次元性

松井辰彌（岐阜大）

Three dimensionality in the flow around a circular cylinder perpendicular to a uniform flow

T.Matsui

Gifu University

ABSTRACT

It is usually thought that the flow around a circular cylinder perpendicular to a uniform flow is a two dimensional flow. Usually we can observe that the axes of Karman vortices in the wake of a circular cylinder are not parallel to the axis of the circular cylinder, but the angle of the Karman vortices to the cylinder axis is about 15 degrees for Reynolds numbers less than one thousand. Also we can observe the axial flow in the central part of every Karman vortex. The boundary layer on a rotating circular cylinder in a uniform flow is composed of the inner layer of Taylor vortices and the outer layer of Görtler vortices, and the outer layer separates from the inner layer, resulting in forming the Karman vortex street.

Key Words: separation, Karman vortex street, Taylor vortex, Görtler vortex.

1. 序論

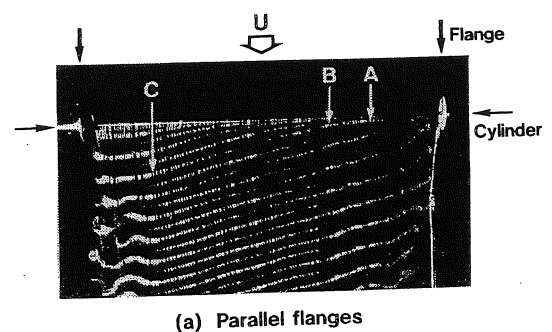
一様流に垂直に置かれた円柱を過ぎる流れは、一般に円柱の下流にカルマン渦列を形成する二次元的な流れとして取り扱われているが、円柱軸を含む一様流の面を上方から眺めた場合、カルマン渦列の各々の渦は互いに平行であるが、円柱軸に平行ではない。各々の渦の中心部分には円柱に近づく方向の流れがある。全体の流れは三次元的である。円柱が回転している場合、円柱表面に接した境界層の内層内にはテイラー渦が存在し、これに接した外層内にはゲルトラー渦が存在する。この流れも三次元的である。円柱を過ぎる流れは総て三次元的である。

2. 静止円柱を過ぎる流れ

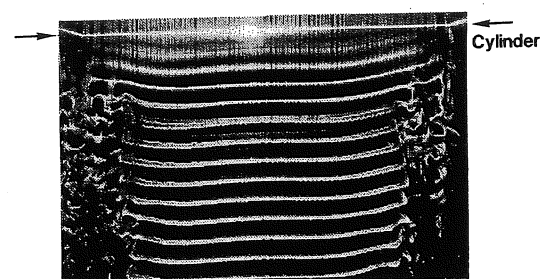
(1) カルマン渦列と円柱との非平行性

奥出・大蔵の実験(1)において、風洞壁の境界層の円柱まわりの流れへの影響を少なくする目的で、flange を円柱の両端に近い位置に、流れに平行に取り付けた場合と、流れに対して角度をつけた場合との、円柱と同一面内の流れを図 1 に示す。parallel flange の場合、カルマン渦列の各々の渦は大体図中の渦 BC の部分に平行で、円柱に対する傾角は 15 度程度である。inclined flange の場合、カルマン渦列の各渦は円柱に殆ど平行である。flange をつけない一般の場合、カルマン渦列の各々の渦は

互いに平行であるが、円柱軸とは非平行である。



(a) Parallel flanges



(b) Inclined flanges

図 1 カルマン渦列の平面図

parallel flange の場合、図中の渦の C の部分は B

より早い時期に剥離渦が放出され、A の部分は今将に放出される場所である。渦中心の圧力は、粘性のため時間の経過に伴って上昇するので、A から B、C へと高くなる。図 2 は parallel flange の場合、この圧力勾配による渦中心部の渦軸方向の流れを示している。inclined flange の場合には渦は円柱に平行であるので、この流れは現れない。

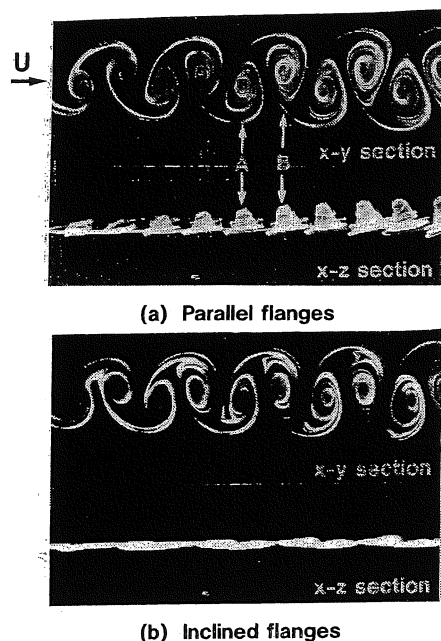


図 2 カルマン渦列の渦軸内の流れ

カルマン渦列の渦と円柱との非平行性の原因については、円柱表面の境界層の剥離と、剥離の結果生ずる剥離渦の放出とについて考察しなければならない。剥離の条件、 $\partial U / \partial y = 0$ at $y = 0$ 、は円柱の一つの母線に沿って同時に起こると思われるので、剥離がカルマン渦の円柱との非平行性の原因になるとは考え難い。然し、境界層内の流れの乱れが剥離に影響するならば、剥離の条件についても考え直さねばならない。剥離渦の放出が円柱表面のある位置で最初に起こったとすれば、その渦放出が円柱に沿って軸方向に伝播するであろう。その伝播速度と剥離渦が下流へ流される速度との比が渦の円柱に対する傾斜角を決めることになる。渦放出の条件は明らかでない。

(2) カルマン渦列の再配列

カルマン渦列は下流に行くにつれて渦の配列に変化が起こり、やがて安定な第 2 次の渦列が形成される。この原因について、第 1 次の渦列内の渦の合体によるという説と伴流の平均速度分布の安定性を満たすように再配列するという説とがある。後者の場合流れは二次元流であるとしている。飛行機の両翼端から出る翼端渦は、循環の大きさは同じで方向が反対である一対の直線渦列をなし

ている。Crow (2) は実機 B-47 の一対の翼端渦の 15 秒毎の変化を撮影した。図 3 にその写真を縮小して示す。2 本の対称な直線渦は相互干渉のため始めは対称な波状を呈するが、最後には渦輪の連鎖となる。カルマン渦列は、翼端渦のような直線渦対の列であるとも見ることが出来る。カルマン渦列の再配列の問題も、二次元流の安定問題としてではなく、このような直線渦対の安定問題として考えるべきであろう。

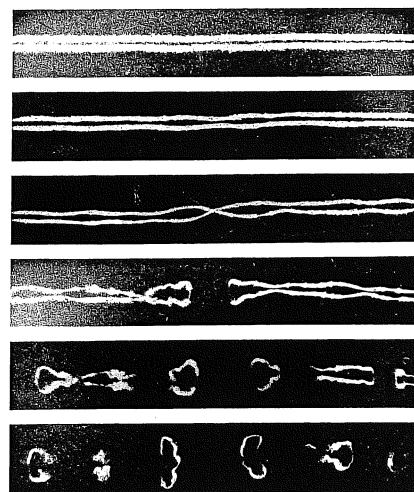


図 3 翼端渦の相互干渉

(3) R_{cr} 付近での円柱軸方向の周期性
円柱の抵抗係数がレイノルズ数の増加と共に急激に減少する臨界レイノルズ数 R_{cr} 付近から、円柱周りの流れに軸方向の周期性が現れてくる。その波長は円柱直径の 2 倍程度である。この周期性の原因は、前方淀み点付近の流線の曲率によって発生するゲルトラー渦に関連するものと思われる。

3. 回転円柱を過ぎる流れ

(1) 円柱表面の境界層の二重構造

水槽内の一様流の水平面内で流れに垂直に置かれた回転円柱の伴流を、上流で円柱軸に平行に設置された白金線から流出する水素気泡で可視化すると図 4 (3) が得られた。水素気泡は円柱の回転と同方向の流れの中にある。円柱直径 $d = 10$ mm, 一様流速度 $U = 2.78$ cm/sec, $Re = 214$, 円柱表面の回転速度 $U_p/U = 2.4$ 。

可視化された流れは、流れ方向と同時に円柱軸方向にも顕著な周期性を示している。流れは三次元的である。流れ方向の周期性はカルマン渦列によるものではないと思われるので、円柱軸に垂直な面内の流れを可視化した結果を図 5 に示す。こ

の結果から流れ方向の周期性はカルマン渦列に依るものであると思われる。これは当然の結果で

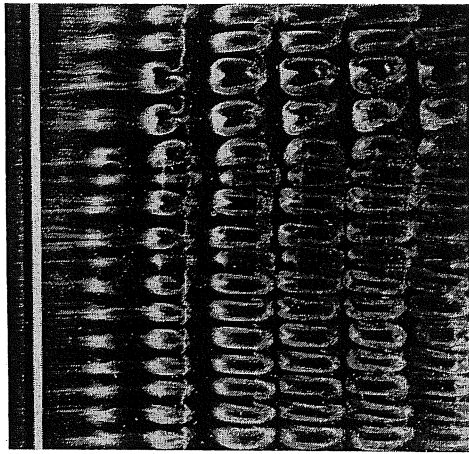
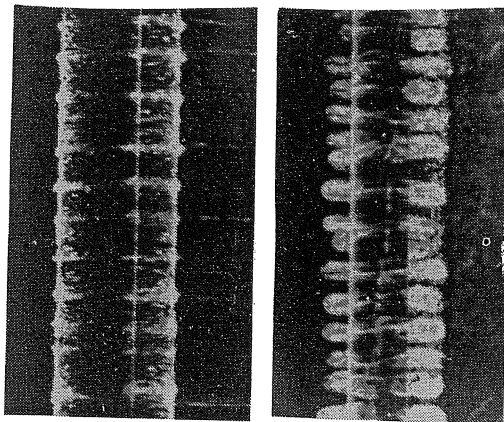


図4 一様流中の回転円柱の伴流



図5 回転円柱のカルマン渦列

あるとしても、円柱軸方向の周期性の原因は何か。カルマン渦列の渦が円柱軸方向に周期的であるということは、その元である剥離渦に周期性があるのではないか、円柱表面の境界層に周期性があるのではないか。この考えで回転円柱の表面近くに白金線を置いて可視化した結果を図6（a）に示す。 $U = 3.10 \text{ cm/s}$, $Re = 238$, $U_p/U = 2.2$.



(a) 流水中

(b) 静水中

図6 回転円柱表面の流れ

図中に、円柱表面に巻き付いた多数の渦が見られる。これらの渦はテイラー渦ではないかと思うられるので、静水中で円柱を突然回転させて、回転開始直後の流れを図6（b）に示す。円柱表面の境界層厚さで作ったにテイラー数がある値を超えると、テイラー渦が形成されると思われる。巻き付いている渦輪の円柱軸方向の波長は(a)も(b)も良く似ている。従って回転円柱の表面の境界層の、円柱に接する内層内にはテイラー渦が形成されていると思われる。

一様流中の静止円柱の前方淀み点近傍の流れには、Colak-Antic and Hassler（4）の実験に依れば、ゲルトラー渦が発生している。回転円柱の場合には、円柱表面に接する内層は円柱と共に回転していて、その中にテイラー渦が存在するが、これに接する外層が静止円柱の場合の境界層に対応すると思われるので、この外層内にゲルトラー渦が発生する可能性が考えられる。

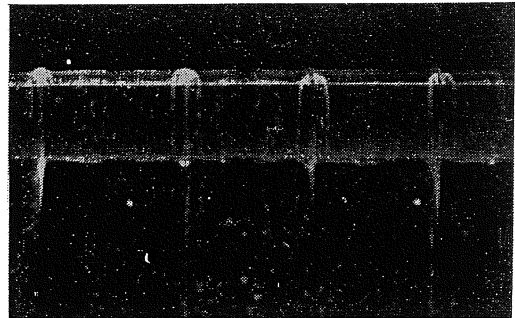


図7 回転円柱境界層外層の流れ

図7の流れを見ると、円柱軸方向の波長は円柱直径の2倍に近い。また円柱の上流側では一対の渦を形成しているが下流側では渦がみられなくて、真っ直ぐ下流へ流れ去っている。この円柱の上流側に現れた渦は、Colak-Antic and Hassler が淀み点付近で観察したゲルトラー渦と同じであるが、ここでは減衰によって残存したもののみであらうと思われる。減衰のために回転円柱の下流側では渦が見られない。

一様流中の回転円柱に付着して回転している境界層内層にはテイラー渦が発生し、内層に接した外層の前方淀み点付近にはゲルトラー渦が発生する。この渦は流れが前方淀み点から遠ざかるに伴って減衰する。それは流線の曲率半径が増加し、遠心力が減少し、曲率中心から遠ざかると速度が増加するからである。

（2）一様流中の回転円柱の伴流

図4に示した一様流中の回転円柱の伴流のパターンが、円柱の直後で出来始める様子を図8に示す。円柱直後に水素気泡発生 of 白金線がある。この白

金線から発生した水素気泡の流れが、交互に反対方向であることから、円柱境界層内層のテイラー

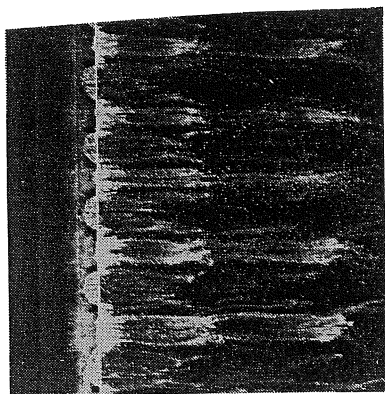


図8 回転円柱直後の流れ

渦の存在が推察される。この図8から図4の円柱軸方向の周期性は境界層内層のテイラー渦によることが分かる。またこの内層から剥離した剥離剪断層が形成する剥離渦にはテイラー渦を持つ内層の一部分も逆流して取り込まれていると考えなければならない。

ここには固体表面からの流れの剥離ではなくて、流体からの流れの剥離の問題がある。流線上のある点で流れが左右に分岐するためには、その点で流れは、一旦、速度=0 とならなければならない。従ってこの場合、所謂剥離点は、円柱上流側の淀み点と同様に、淀み点でもある。

個体壁の場合、剥離した流れと壁面に沿うて逆流する流れとに依って剥離渦が形成されるのと同様に、分離した流れと内層に接して逆流する流れとに依って渦が形成され、この渦が放出されてカルマン渦列を形成するのである。



図9 剥離渦

水槽の流れの中に円柱を鉛直に立てて、上から見下ろしたとき時計方向に回転させて、円柱の直ぐ下流の上方から見た円柱下流付近の流れの写真を図9に示す。上述の剥離渦が回転円柱の右側に細長く見えている。円柱の直後に見える白い小突起は、円柱の反対側の剥離渦であらうと思われる。右側の剥離渦は円柱に付着しないで離れているが見られる。又、静止円柱の剥離渦は循環値も大きさも近似的に左右同じであるので、それらの渦が放出されて下流に安定なカルマン渦列を形成するが、回転円柱の両側の剥離渦は、循環値も形状も同じとは思われないので、安定なカルマン渦列の形成は困難であらうと思われ、図4に見られる様な安定な流れ場が形成される理由が不明である。

4. 結論

一様流に垂直な円柱を過ぎる流れにおいて、伴流内のカルマン渦列の各々の渦は円柱に平行ではなくて、ある程度の傾き角を持つ。これは剥離渦の放出が円柱軸に沿って同時でないためである。その原因は明らかでない。

回転円柱の場合は、円柱表面の境界層は内層と外層とから成る二重構造で、内層にはテイラー渦が発生して伴流内の回転軸方向の周期性の原因となる。外層の前方淀み点近傍にゲルトラー渦が発生するが、間もなく減衰する。外層は内層から剥離して剥離渦を作り、これを放出してカルマン渦列を形成する。この剥離渦にはテイラー渦を持つ内層の一部も含まれていて、カルマン渦列の渦軸方向の周期性の原因をなす。

一様流に垂直な二次元物体を過ぎる流れも、速度の擾乱により渦が発生したり、発生した渦の放出が左右されたりして、流れ場全体が三次元化する可能性がある。

参考文献

- 1) 奥出・大蔵: 日本航空宇宙学会誌、第44巻、第505号、(1996)、pp.105~111.
- 2) N.Van Dyke: An Album of Fluid Motion, (1982) p.69.
- 3) T.Matsui: Proc.of Euromech.90, (1977), VI.b.
- 4) Colak-Antic, P. and Hassler, H.: DEVLN Nachrichten, (1971), Heft 5, pp.184-186.

低速ストリークの生成と崩壊

浅井雅人（首都大）

Generation and breakdown of low-speed streaks

Masahito Asai

Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan University

ABSTRACT

Two-dimensional local wall suction is applied to a developed turbulent boundary layer such that most of turbulent vortices in the original outer layer can survive the suction and cause the resulting laminar flow to undergo re-transition. Near-wall low-speed streaks which are once suppressed by the local wall suction soon start to grow downstream the suction. After attaining near-saturation the low-speed streaks soon undergo the sinuous instability to lead to re-transition. Even under high-intensity turbulence conditions, about half or slightly less than the turbulent intensity of developed wall turbulence, the sinuous instability amplifies disturbances of almost the same wavelength as predicted from the linear stability theory though the actual growth is in the form of wave packet with the number of wave periods not more than two. On the other hand, when low-speed streaks are artificially produced by using a periodic array of screen set immediately downstream of the suction trailing edge where turbulent fluctuations are as strong as in the developed wall turbulence, the streak breakdown is governed not by the linear instability process but by the transient disturbance growth.

Key Words: Transition, Low-speed streak, Streak instability, Transient growth, Wall turbulence

1. 序論

壁近傍乱流を支配している組織構造は、低速と高速の筋状構造が交互に並んだストリーク構造と、低速の筋（低速ストリーク）の蛇行と共にジグザグ状に重なり合って発達する縦渦群である。これらは互いに再生成サイクルを形成して乱流構造を維持しているというモデルが提案されている¹⁻³⁾。そのサイクルにおいて、ストリーク不安定が縦渦構造を生成する一つの重要な機構として注目されるが、一方では、発達した乱流場のように、乱れが強く、かつ様々なスケールの変動成分を含んでいる場合、変動の過渡増幅（Transient Growth）がストリークの崩壊に導く可能性が指摘されている⁴⁾。実際、壁乱流においてストリーク不安定が起きているのか、或いは一気に過渡増幅によるストリークの崩壊に至るのか、これまでのところ明らかにされていない。そこで、乱流変動に対して低速ストリークが如何に応答するかを境界層の再遷移実験を通して調べた。

2. 再遷移過程におけるストリークの発達と崩壊⁵⁾

図 1 に実験装置の概略を示す。乱流境界層に適当な強さの局所吸込みを行うことにより壁領域の乱流構造（ストリークや縦渦）のみを消滅させる。壁から離れた位置に存在していた渦は吸込まれずに存続し、元々乱流境界層のコアを形成していた強い乱流

変動が吸込み下流域でストリークを誘起し再遷移に導く。図 2 は、その様子を、壁近くで測定された速度変動の実効値 u' (x 成分) と w' (z 成分) の x 方向変化で示している：主流速度 $U_\infty = 4\text{m/s}$, 吸込み領域は $-100\text{mm} < x < 0$ の範囲である。 u' は吸込み領域のすぐ下流から増幅し、一方 w' は $x=150\text{mm}$ 付近まで減衰を続ける。図 2(b) は、PIV で測定された瞬間速度場 ($U+u$) の yz 面内分布 ($y=1\text{mm}$, 壁単位で約 13) を示している。吸込み直後から低速ストリークが成長するのがわかるが、これが図 2(a) の u' 成分の増加に対応し、乱流中の渦自身 (w') は減衰しながらストリークを誘起していく様子を示している。この新たに生まれるストリークのスパン間隔は元の乱流境界層のそれ（壁単位で 80~100）とほとんど同じである。

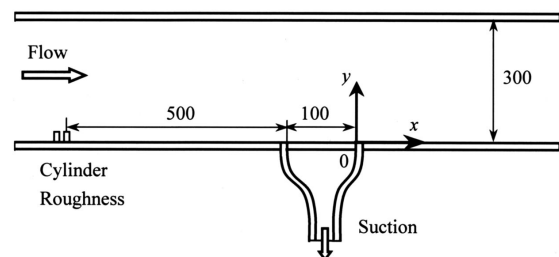


図 1. 測定部の概要（単位 mm）。

ストリークが十分成長すると崩壊が起き縦渦が生まれるが、それは図 2(a)において $x=200\text{mm}$ 以遠で見られる w 変動の増幅に対応する。その様子は、図 3 の可視化写真に捉えられている。局所的にストリークの波打ち(波長約 20mm で 2 波長程度)が見られ、ストリーク不安定が起きていることが示唆される。その波長のヒストグラムを求めると、最頻値は壁単位で 300 程度である。これは、Schoppa & Hussain³⁾ の壁乱流の DNS 結果から抽出された低速ストリークの線形不安定の解析結果とよく一致する。

3. 壁乱流中の強い乱れによるストリークの崩壊

前節において、ストリーク不安定が起きる段階では乱流変動の強さは壁乱流時の半分程度以下にまで減衰していた。従って、壁乱流中においても同様のストリーク不安定が起きているのか、或いは一気に過渡増幅によるストリークの崩壊に至るのか、まだ明らかでない。そこで、この疑問に答えるために、吸込み領域のすぐ下流の $x=35\text{mm}$ 位置に、網片を周期的に並べ人工的に周期低速ストリーク⁶⁾を導入した。網片のスパン間隔は 7.6mm (壁単位で 100)、高さとは幅はそれぞれ 1.9mm と 2.5mm である。

図 4 は、スクリーンの 10mm 下流 ($x=45\text{mm}$) において測定された y - z 断面の平均速度分布 $U(x, y)$ と u 変動の実効値分布を表している。図のように、変動の分布は垂直剪断層上で大きな実効値をもつ Sinuous モードの分布を示している。図 5 は、各周波数成分の攪乱増幅を実効値の自乗 (すなわちエネルギー) の x 方向変化で示している。ここで、 u'_{0-20} は 20Hz 以下の変動成分を表す。 100Hz 以下の周波数成分のいずれも増幅率はそれほど違いがなく、網の x 位置からわずか 15mm 下流の $x=50\text{mm}$ 付近で増幅がとまる。ストリーク間隔が 7.6mm (壁単位で 100) であることから、ストリーク間隔の 2 倍(壁単位で 200)しか増幅域が無い。その段階で実効値 u'/U_∞ は 14% に達する。また、最大振幅に達するまでのエネルギー増幅は x に比例した代数的増幅であり、いわゆる過渡増幅の特徴を表している。すなわち、ストリークの崩壊に導く変動の増幅は線形ストリーク不安定による指数関数増幅ではなく代数的増幅であり、ストリーク間隔の 2 倍程度の距離で最大増幅を示したのち減衰過程に入る。また、増幅率の周波数依存性も顕著でない。従って、壁乱流中のストリークの崩壊においては、過渡増幅機構の重要性とともに、攪乱として作用する乱流変動の強さや特徴がストリークの崩壊を強く支配することが示唆される。

引用文献

- 1) Jeong J., Hussain F., Schoppa W. and Kim J., J. Fluid Mech., 332 (1997) 185-214.
- 2) Jimenez J. and Pinelli A., J. Fluid Mech., 389 (1999) 335-359.
- 3) Kawahara G. and Kida S., J. Fluid Mech. 449

(2001) 291-300.

- 4) Schoppa W. and Hussain F., J. Fluid Mech., 453 (2002) 57-108.
- 5) Asai M., Konishi Y., Oizumi Y. and Nishioka M., J. Fluid Mech. 586 (2007) 371-396.
- 6) Asai M., Minagawa M. and Nishioka M., J. Fluid Mech., 455 (2002) 289-314.

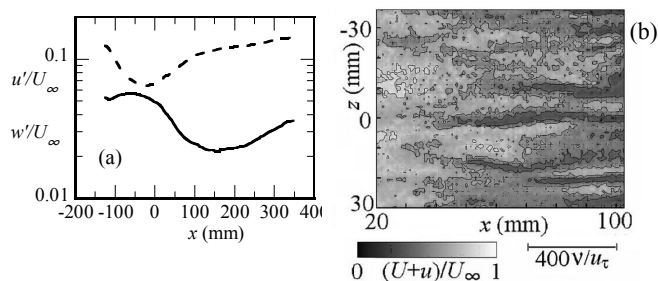


図 2. 変動の発達. (a) u' (破線), w' (実線), (b) 壁近傍の可視化. すべて $y=1\text{mm}$ で測定.

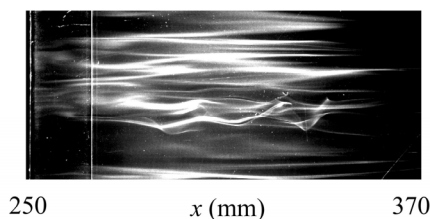


図 3. ストリーク不安定の可視化. スモークワイヤ位置 $(x, y)=(250\text{mm}, 1\text{mm})$.

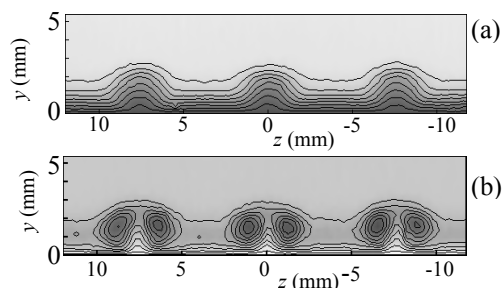


図 4. 平均速度 U と実効値 u' の (y, z) 分布 ($x=45\text{mm}$). (a) $U/U_\infty = 0.1 \sim 0.9$, (b) $u'/U_\infty = 0.015 \sim 0.135$.

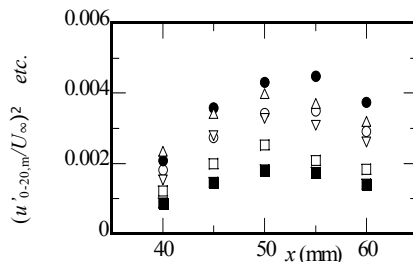


図 5. 変動の発達. $\circ (u'_{0-20,m}/U_\infty)^2$, $\bullet (u'_{20-40,m}/U_\infty)^2$, $\Delta (u'_{40-60,m}/U_\infty)^2$, $\nabla (u'_{60-80,m}/U_\infty)^2$, $\square (u'_{80-100,m}/U_\infty)^2$, $\blacksquare (u'_{100-120,m}/U_\infty)^2$.

歳差球体流れの安定性

木田重雄（京大工）

Stability of steady flows in a precessing sphere

Shigeo Kida

Department of Mechanical Engineering and Science, Kyoto University

ABSTRACT

The stability characteristics of steady flows in a precessing spherical cavity, of which the spin and precession axes are perpendicular to each other, are investigated numerically. The steady / unsteady boundary of the flow, is identified over a wide range of values of control parameters of the system.

Key Words: precessing sphere, stability

内部が流体で満たされている球体を一定角速度で回転（スピン回転）させ、その回転軸をそれに垂直な軸のまわりに別の一定角速度で回転（歳差回転）させる。このとき、内部の非圧縮粘性流体の運動は、2つの回転角速度の大きさに依存して、層流から乱流まで多様な様相を呈する。このようにスピン回転軸が歳差運動している球体を歳差回転球体とよぶ。

地球はスピン回転の周期が1日、歳差回転の周期が25800年、そして2つの回転軸の交角が 23.5° で歳差回転をしている。この歳差回転が地球の外核の溶融鉄に流れを誘導することで、地球磁場が形成されるとする歳差回転ダイナモの研究がこれまで盛んに行われてきた[1]。この系は、2つの回転角速度を適当に調節すれば容易に乱れた流れが作れることから、簡単な乱流発生装置や混合器としての応用が考えられる。また、境界の形も流れの駆動機構も最も基本的で単純なものであるため、実験の再現性は極めて高く、数値計算と実験との高精度の比較が可能である。流体力学における基準の流れのひとつとして、歳差回転球体内の流れの特性をきちんと調べておくことの意義は大きい。

本稿では、スピン回転軸と歳差回転軸が垂直である特別な場合に話を限る。この系の力学特性は2つの無次元パラメータで特徴付けられる。ひとつはレイノルズ数 $Re = a^2 \Omega_s / \nu$ 、もうひとつはポアンカレ数 $\Gamma = \Omega_p / \Omega_s$ である。ここに、 Ω_s と Ω_p はそれぞれ、スピン回転角速度と歳差回転角速度、 a は球体の内半

径、そして ν は流体の動粘性係数である。これらの無次元パラメータの全領域にわたって、歳差回転球体内流れの特性を解明するための最初のステップとして、ここでは、流れの最も基本的な様相（定常性）がパラメータ空間のどの範囲で実現するかを調べる。

定常流が実現するパラメータ領域と非定常流が実現するパラメータ領域を、流れの運動方程式の直接数値シミュレーションによって求める。ただし、結果の初期条件依存性は将来の検討課題とする。流れの運動方程式を記述する座標系として、慣性系、回転系、および球静止系の3つが考えられる。このうち、運動方程式と境界条件のどちらもが時間に陽に依存しないのは回転系のみである。言い換えれば、この系でのみ、定常な流れが観測されうる。

角速度 Ω_p で回転する回転系で流れを記述すると、支配方程式には、慣性系におけるナビエ・ストークス方程式に遠心力（圧力の中に繰り込むことができる）とコリオリ力が加わる。 Re と Γ の組および適当な初期条件を与えて、支配方程式と連続の式を球面での速度の粘着条件のもとで数値積分する。球の中心を原点とする球極座標 (r, θ, ϕ) を導入し、速度場をポロイダル / トロイダル分解する。ポロイダル関数とトロイダル関数を、角度 (θ, ϕ) 方向には球面調和関数、動径 r 方向には Zernike 多項式で展開する。時間積分については、粘性項には克蘭ク・ニコルソン法、それ以外の項には2次精度のアダムス・バッシュフォース法を

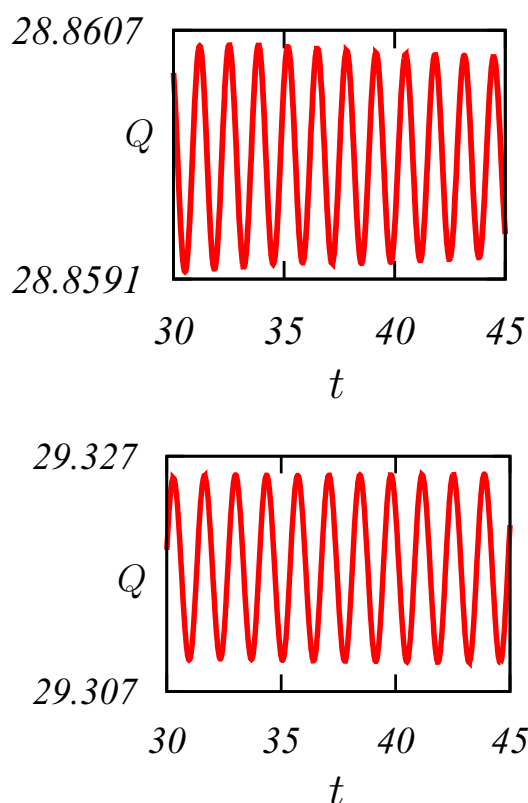


図 1：エンストロフィーの時間変化。 $\Gamma = 0.144$ 。(上図) $Re = 1310$ 。(下図) $Re = 1350$ 。時間の単位はスピン回転の周期である。

用いて計算する。数値計算法の詳細は、文献 [3] に譲る。

流れが定常であるか非定常であるかの区別は、エンストロフィ $Q(t)$ (渦度の自乗の球体全体にわたる積分) の時間変化で判定する。エンストロフィーの時間変化の例を 2 つ、図 1 に示す。エンストロフィーは、時間 t とともに、振幅がゆっくり減少 (上図) あるいは増大 (下図) しながら、ほぼ正弦波的に振動している。前者は定常流に近づく場合、後者は非定常流の場合である。このような計算を Re と Γ の多くの組み合わせに対して行なう。

このようにして識別した定常流に近づく場合と非定常流の場合の境界を $\Gamma < 1.6$ と $Re < 5000$ の範囲で図 2 に示す。境界線のレイノルズ数は、 $\Gamma = 0.18$ で最小値 1180 をとる。ポアンカレ数が大きい極限と小さな極限で境界線は無限大へ延びている。この境界線の Re が大きいときの漸近的なふるまいは現在解析中である。これまでの予備的な計算では、 $\Gamma \gg 1$ の場合に境界は漸近的に $\Gamma \propto Re$ のように、また、 $\Gamma \ll 1$ の場合に $\Gamma \propto Re^{-1/2}$ のようになる。

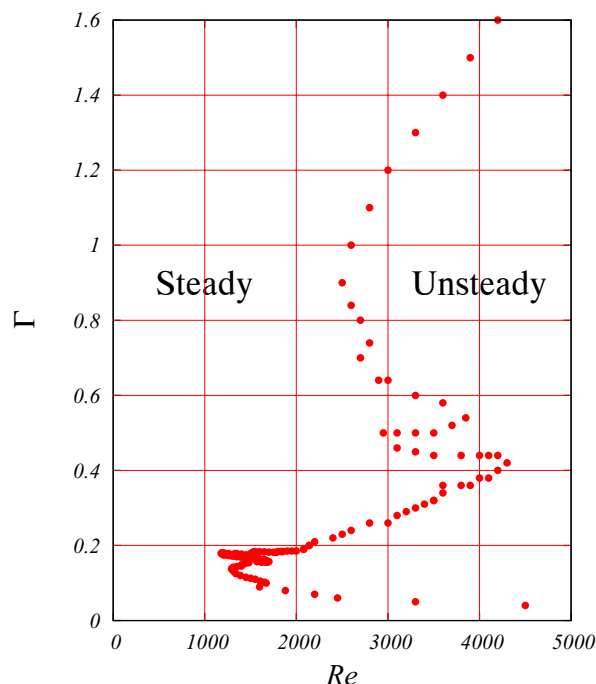


図 2：定常流と非定常流の相図。黒丸で示した境界線より左側では定常流が、右側では非定常流が最終状態として実現する。

最近われわれは、室内実験で、図 2 と同じように、 Re がある臨界値 (数千以上の) 越えると流れが乱流になること、そして乱流強度は Γ が 0.1 ~ 0.2 あたりで最大になることを見出した [2]。

歳差回転球体内の流れの大域的な理解はこれからである。ここに示した定常流れと非定常流れの境界の解析が、この系の今後の系統的な研究の指針として役立つことを期待する。

数値計算は、京都大学基礎物理学研究所の SX8 を用いて行なった。

参考文献

- [1] W.V.R. Malkus: Precession of the Earth as the Cause of Geomagnetism. *Science* **160** (1968) 259.
- [2] S. Goto, N. Ishii, S. Kida, M. Nishioka: Turbulence Generator Using a Precessing Sphere. *Phys. Fluids* **19** (2007) 061705-1-4.
- [3] Kida S., Nakayama K., Honda N.: Streamline Tori in a Precessing Sphere at Small Reynolds Numbers. *Fluid Dyn. Res.* 2009 (掲載予定).

2 次元複雑後流の乱雑化

佐藤 浩、斉藤博之助、中村 宏 （ながれ研究集団）

The randomization process of 2-dimensional complicated wakes

H.Sato, H.Saito and H.Nakamura

Institute of Flow Research

ABSTRACT

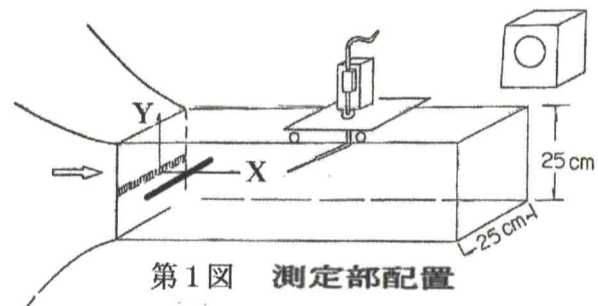
The detail of randomization process of 2-dimensional complicated wakes is studied by experiments in a wind-tunnel. A wake is formed by mixing a separated layer and the vortex street from a circular cylinder immersed in the wake. A screen was placed perpendicular to the free stream,

The degree of randomization is expressed numerically by the newly-introduced wavelength and amplitude analysis.

0. はじめに

2次元後流の作り方には2つのやり方があります。一つは流れを通す網の流れに直角に置くことです。この時は剥離層が両方の角に作られ、それが下流で合体した後流になるものです。音を送り込むと、音によって作られた速度変動は下流に向かって成長したのちに、乱雑化します。もう一つは細い丸棒の流れに垂直に置くことです。この時は棒の下流に渦列が作られます。この渦列も下流で乱雑化します。この両方を比べ、また両方が同時に存在するときどんなことになるかを調べるのがこの研究の目的です。

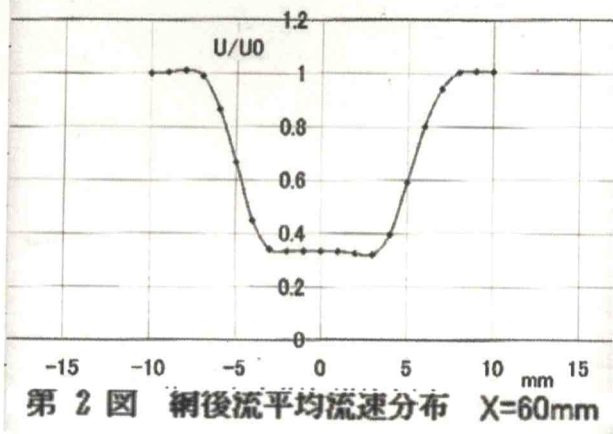
第1図は測定部の配置です。小型の風洞で、図で見えるのは上流側の網と、下流側の丸棒です。トラバース装置に熱線風速計が取り付けられています。右上に見えるのは流れに音を送り込むスピーカーです。



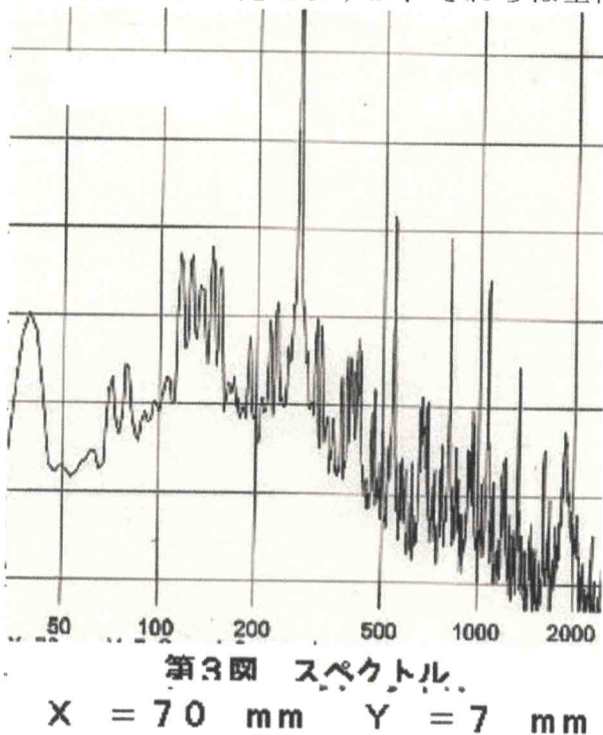
第1図 測定部配置

1 1. 網の後流

使われたのはメッシュ40の真鍮網で、幅は8mmです。これを流れに垂直に置きますと、流れの一部は網を貫通し、網の両端では剥離して一対の剥離流を作ります。それが第2図に示されています。Xの原点は網の位置です。中心線付近は一樣流のほぼ0.3倍の流速で、そこに後から円柱を置くのです。左右には一対の剥離層が見えます。X = 70 mmの場所でのスペクトル



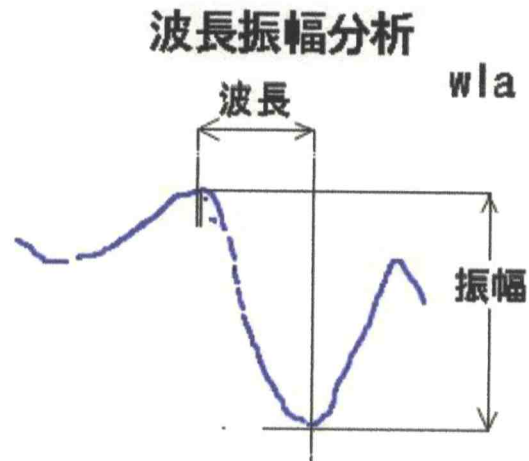
は第3図です。入れた音の 270Hz 以外にも沢山の山が見えますが、それらは室内



の雑音によるものです。縦軸の1目盛りは 10 dB ですから 270Hz 成分は卓越しています。スペクトルは $X = 300\text{ mm}$ あたりでは鋭い山の無い、連続的なものになり、乱雑化がそのあたりで終了したことを示します。

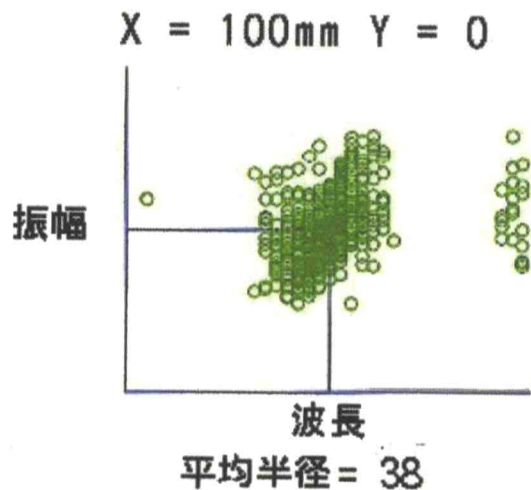
2. 波長振幅分析

スペクトルは周波数成分をはっきりと表わしてくれますが、乱雑化がどれだけ進行したかを定量的に表わしてはくれません。そこで、波形の一つ一つを分析することに



第4図

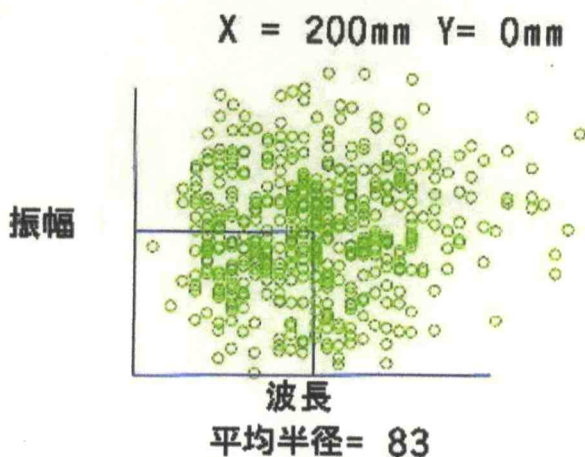
しました。第4図を見て下さい。変動の波形を一つずつ追跡して、波長と振幅を求め、そのおのをおのを平均して、平均値で無次元にされたものを振幅-波長平面に表したものが散布図です。振幅と波長が一定の規則正しい変動では沢山の点が重なって、第5図のようになります。各点の $(1, 1)$ からの半径を平均して、 100 を掛けたものが平均半径で、これは乱雑さの度合いを表現する数と考えることが出来ます。下流の



第5図 波長振幅散布図

点での値が第6図に示されています。この平均半径は純粋な正弦変動でゼロです。80から100近くになると乱雑化が完了し

たと思ってもいいでしょう。第6図は散布

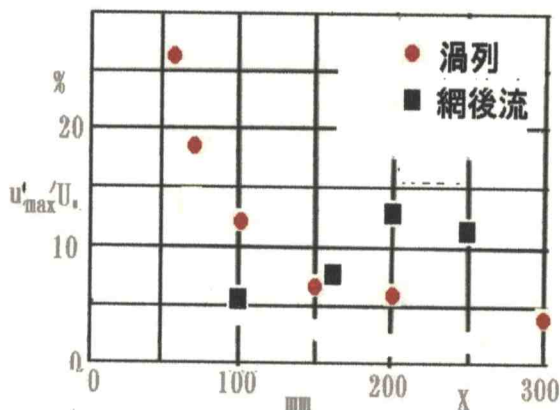


第6図 波長振幅散布図

図が十分に広がって、乱雑化がほぼ完了したことを表しています。ここで注意したいのは乱雑化には、はっきりした境界というものがある本質的に存在しないということです。これで十分に乱雑化したとは言えないということです。

3. 網と渦列との比較

円柱の後ろに出来る渦列には倉庫がいっぱいになるほどの研究成果があり、ここで付け加える必要はありません。一つだけ注意をして貰いたいのは、乱雑化が円柱の渦列では渦が減衰しながら起きるのに対して、網の後流では変動が成長しながら乱雑化が起きることです。第7図はあるXでの

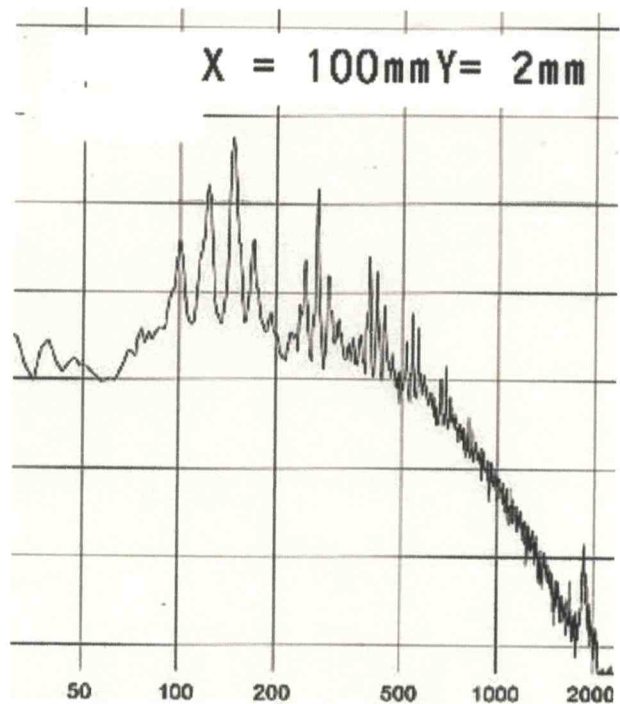


第7図 流れ方向変化

速度変動の最大値を流れ方向にプロットしたものです。渦列では25%を超えるよう

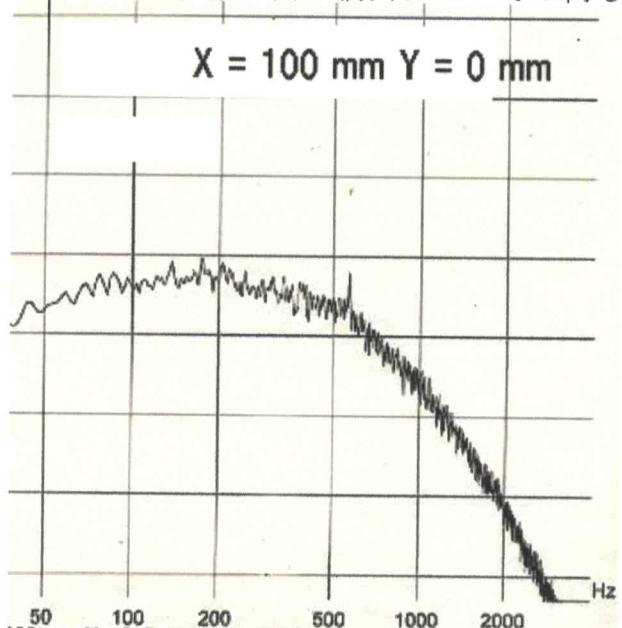
な強い変動から徐々に減衰してゆくのに対して、網ではほとんどゼロからスタートしています。この大きな違いが乱雑化に影響をしないわけではありません。

それでは渦列と網後流で、乱雑化ノメカニズムはどのように違うのでしょうか。



第8図 スペクトル 網後流

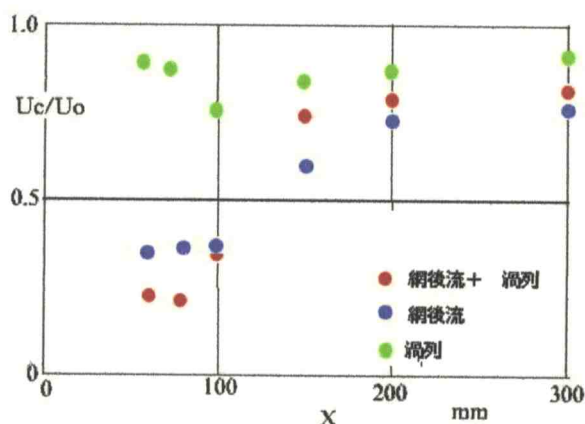
第8図は網後流の $X = 100\text{mm}$ でのスペクトルで、第9図は渦列についての同じ



第9図 スペクトル 渦列

ぐらいの場所でのものです。すぐ分かることは渦列ははやく乱雑化することで、特徴的な線スペクトルは、早々と消滅して、殆ど連続スペクトルになっていることです。

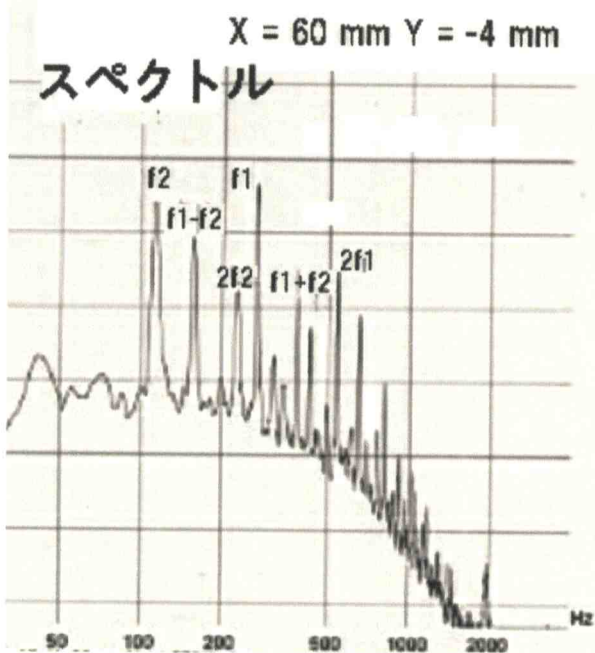
4. 渦列と網後流との共存



第10図 中心線上平均風速

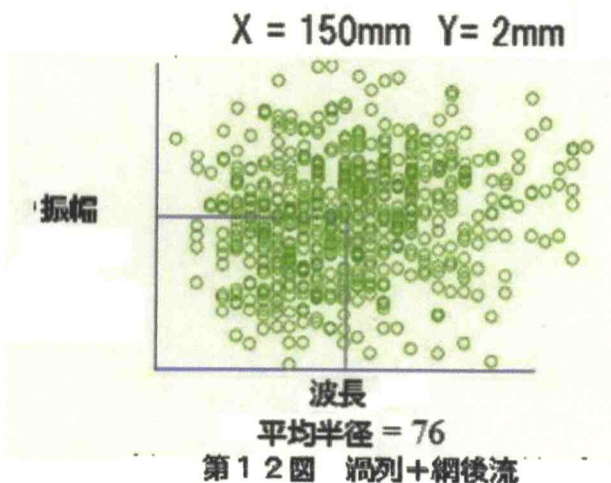
円柱を網の後流の中に入れて、両方の干渉を調べました。

第10図は中心線上の平均風速の流れ方向の変化の有様です。X = 100 mmあたりまでは色々に分かれていますが、結局は段々と一つにまとまっていくことが分かります。

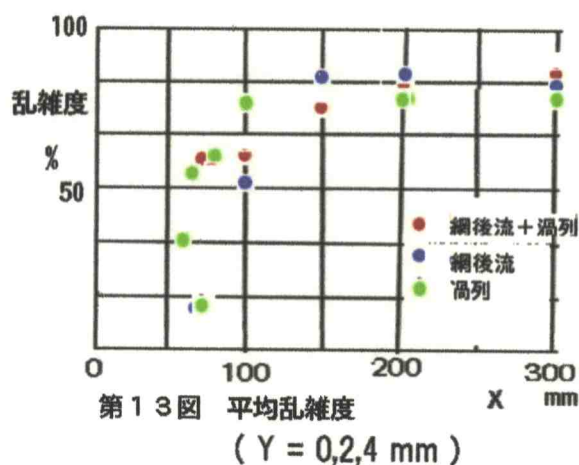


第11図 渦列+網後流

非線形干渉で新しいスペクトル成分が現れるかを調べたものが第11図です。f1は後流の作る基礎周波数成分、f2は円柱による渦列の周波数です。両方の成分の和や、差や、2倍の成分が現れることがはっきりと示されています。これで、後流と渦列が相互非線形干渉をすることが、分かりました。



第12図 渦列+網後流



第13図 平均乱雑度
(Y = 0, 2, 4 mm)

波長振幅分析については第12図はその一例です。この場合、平均半径は76で、これは乱雑度としてほぼ乱雑化は終了した結果です。

色々な実験条件で得られた乱雑度を第13図に示しました。乱雑度はy-方向に激しく変化しますので、ここではy-方向3点の平均を取ってあります。これを見ると、実験条件による相違は小さいようです。

二次元物体伴流渦の変形モードについて

○大藏信之、奥出宗重（名城大・理工）

Deformation Mode of Vortices in the Wake behind a Two Dimensional Body

Nobuyuki OKURA* and Muneshige OKUDE*

* Faculty of Science and Technology, Meijo University

ABSTRACT

The three-dimensional deformation of the vortices behind a two dimensional body was investigated by using flow visualization technique. In the case of a flat plate perpendicular to the uniform flow, the wavy deformation of the vortex filament was observed in the far wake. In the case of a inclined plate, the rib structures appeared in regular intervals to the axial direction in a vortex filament at the near wake. The ribs generate around a pair of vortex filaments which are shedding alternately from a plate. The absolute value of circulation of alternate vortex was different from each other in a pair of vortices in the case of a inclined plate. It seems that three dimensional deformation of vortex in the near wake is caused by difference of circulation of alternate vortex. The similar phenomenon was observed in the wake behind a circular cylinder oscillating in the streamwise direction.

Key Words : wake, vortex flow, laminar-turbulent transition, flow visualization

1. まえがき

二次元物体伴流の渦列内の渦は、その遷移過程で、物体の直ぐ下流で二次元的であったものが、渦軸方向に規則的に乱れが現れ、やがて流れは複雑化し乱流となる。このような遷移初期の渦の三次元化は、伴流のみならず、二次元噴流や平板境界層の流れを始め、多くの場合に共通して観察され、遷移過程で重要な役割を果たしている。

Saric ら¹⁾は、平板境界層の遷移過程で、T-S 波の後、直線渦が渦軸方向に波状変形する過程を調査し、波の山と谷が下流方向に直線的に並ぶ場合と、千鳥状に並ぶ場合を観察している。すなわち、幾つかの渦の変形モードが存在することを述べている。

Williamson²⁾は円柱伴流の場合について、伴流渦の渦軸方向に規則的に形成された乱れ（リブ構造）の間隔が、遷移初期の $Re=180$ の場合と、 Re 数を増加した $Re=230$ の場合とで大きく異なることを示し、前者を A モード、後者を B モードとして区別している。

また、永田ら^{3,4)}は、円柱を流れ方向に振動させた場合、ある特定の振動数で、伴流内に極めて

規則的な流れ模様の現れることを示している。

上述の通り、直線渦が三次元化する過程で、幾つかの変形モードが確認されているが、何故モードの違いが現れるか明らかにされていない。

そこで、本研究では、二次元物体の代表として、迎角を持つ平板伴流と、振動円柱伴流の流れ模様を観察し、渦列内の渦の変形モードについて調査した結果を報告する。

2. 実験装置および方法

実験には回流型水槽を用いた。流速範囲は、1 ～ 3cm/s である。流れの可視化は、蛍光染料（フルオレセイン）を供試物体に塗布し行われた。撮影はデジタルカメラで行われた。伴流の速度変動の測定は風洞で行われた。供試物体として、主たる調査を行った平板（幅： $h=5\text{mm}$ ）の他に、円柱（直径： $d=4.7\text{mm}$ ）および四角柱（対角線長さ： $h=5\text{mm}$ ）が用いられた。 Re 数は、物体を流れ方向に投影した幅を代表長さとした。座標系は物体中心を原点とし、流れ方向を x 、物体軸方向を z 、両者に垂直な方向を y とされた。

3. 実験結果および考察

3.1 平板伴流の流れ模様

図1および2に、 $Re=95$ の場合の平板伴流の x - z 断面の流れ模様を示す。図1に、平板平面が一樣流に直角に置かれた場合(90deg 平板)、図2に、45deg 傾けて置かれた場合(45deg 平板)の流れ模様を示す。流れは図の左から右方向で、下流 $x/h=20$ の範囲が示されている。

図1の90deg 平板の場合、伴流内の渦の渦糸は、 $x/h=10$ 付近まではほぼ直線的であるが、さらに下流で渦軸方向に規則的な波打ちが観察される。いわゆる、伴流の遷移初期の段階の状態を示す。流れ模様の特徴として、いずれの渦糸も軸方向に波打ち、波の山と谷のそれぞれが、下流方向に直線的(Cascade 型)に並ぶ。

一方、図2の45deg 平板の場合、90deg 平板の場合と比較して、平板直後から早期に渦の三次元化が観察される。渦糸は、平板直後から波打ち始め、その渦糸まわりに、軸方向に規則的な間隔でリブ構造が観察される。その間隔は、上記図1の渦糸の波長と比較して短く、概ね $1/2$ 程度である。また、リブ構造は、平板から交互に放出された隣り合う一対の渦糸を取り囲んでいるように見える。その下流の渦糸対では、リブ構造は、渦軸方向に半周期ずれて現れ、流れ方向に千鳥状(Staggered 型)に並ぶ。上記90deg 平板の場合、乱れが流れ方向へ Cascade 型(C 型)に配置されたのに対し、この45deg 平板の場合 Staggered 型(S 型)に配列される。なお、上記のリブ構造については、流れ模様に見られる通り、組織構造を成しており、その構造に興味を持たれる。しかし、その構造は極めて複雑で、今のところ明らかでない。今後、この構造を画像処理によって立体的に観察し調査する予定である。

同じ平板伴流であっても、その迎角によって、伴流渦の三次元化に、C 型と S 型の二種の変形モードのあることが分かった。

次に、これらの変形モードについて、さらに詳細に調査するために、平板の迎角を 90 から 45deg の範囲で変化させ、流れ模様を調査した。図3に、 $\alpha=58deg$ の場合の結果を示す。

図から分かるように、平板の z 方向の一方(図の下側)では、図1のような C 型の流れ模様が、他方(図の上側)では図2のような S 型の流れ模様が観察される。 $\alpha=90deg$ の上下対称の流れの状態から迎角を小さくするとき、それまで平板の z 方向の全てに渡って C 型であったものが、 $62 \geq \alpha \geq 55deg$ の範囲では、図に示す通り、同じ伴流内で C 型と S 型が同時に現れる。さらに迎角を小さくし、平板まわりの流れの非対称性を大きくすると、S 型の流れ模様のみが形成され上記図2の $\alpha=45deg$ の流れ模様に至る。

概ね $\alpha = 60deg$ を境に、平板まわりの流れが対称な場合の C 型、非対称な場合の S 型が現れることが分かった。

続いて、上記と同様な結果が、平板以外の他の二次元物体についても得られるかどうか調査した。具体的には、円柱単体の場合と円柱の片側にトリッピング・ワイヤを取り付けた場合について調査した。さらに、角柱を水平に置いた場合(一樣流と角柱の対角線のなす角は 45deg)と、それから一樣流に対し 20deg 傾けた場合の流れ模様を観察した。その結果、図に示していないが、円柱および角柱のいずれの場合も、流れに対称に置かれた場合 C 型、非対称に置かれた場合 S 型の流れ模様が観察され、二次元物体まわりの流れの対称性と、伴流渦の変形モードに一定の相関があることが分かった。

3.2 振動円柱伴流の流れ模様

冒頭で述べた通り、永田らは振動円柱伴流内で、剥離渦の規則的な変形を観察している。以下に、この振動円柱伴流渦の流れ模様を観察し、前節の平板伴流と比較する。

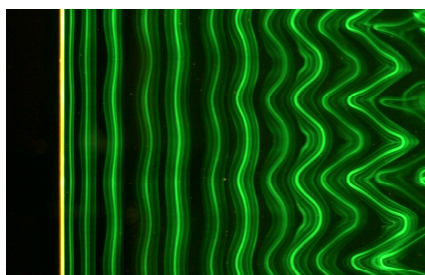


図1 平板伴流の流れ模様
($\alpha=90deg$ の場合)

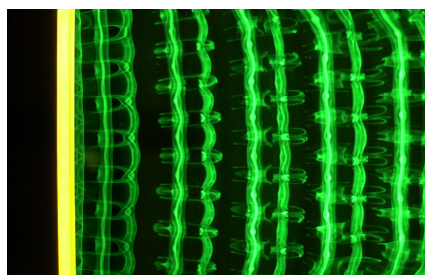


図2 平板伴流の流れ模様
($\alpha=45deg$ の場合)

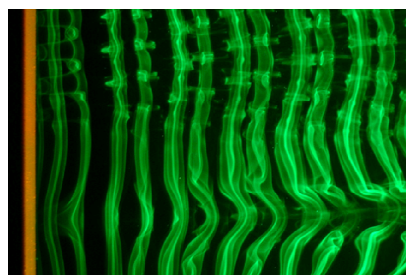


図3 平板伴流の流れ模様
($\alpha=58deg$ の場合)

図 4 に、円柱を流れ方向に振動させた場合の x - z 断面の流れ模様を示す。円柱の振幅を $A/d = 0.1$ (A : 円柱の振幅、 d : 円柱直径) に固定し、振動数 F ($= f_c/f_0$, f_c : 円柱の振動数、 f_0 : 静止円柱からの渦放出周波数) を変化させた場合の流れ模様を示す。 $Re=130$ の結果を示す。

$F=0$ の場合、すなわち、静止円柱の場合、よく知られているように、渦糸は、円柱軸に対して傾いているが、互いに平行で直線的である。

$F=1.0$ の場合、上述の図 2 の 45deg 平板の場合と非常に良く似た S 型の流れ模様が観察される。振動円柱と平板とでは、供試物体の形状や振動の有無など異なるのに、非常によく似た流れ模様が観察される。

さらに振動数を増加した $F=1.5$ の場合、 $F=1.0$ の場合と比べ、流れ模様は、より複雑ではあるが、きわめて規則的である。また、流れ模様はきわめて安定していた。

実験を行った $F \leq 1.5$ の範囲では、 $F=1.0$ および 1.5 の場合以外では、このような規則的な流れ模様は観察されない。永田らは、 $F=1.5$ の場合に渦糸の規則的な変形を観察しているが、 $F=1.0$ については観察していない。 $F=1.0$ の場合、この振幅 $A/d=0.1$ では、上述の 45deg 平板の場合と同様に、伴流の渦軸方向に規則的な S 型の流れ模様の現れることが分かった。

続いて、円柱の振動数を $F=1.0$ に固定し、振幅 A/d を変化させた場合の流れ模様を図 5 に示す。 $Re=160$ の結果を示す。

まず、 $A/d=0$ (静止円柱) の場合、この $Re=160$ で

は、円柱直後から既に伴流渦が三次元化しており、渦糸軸方向に規則的に波打つ。図 1 の平板伴流と良く似た C 型の流れ模様が観察される。 $A/d < 0.1$ の範囲では、この様な C 型の模様が観察される。

次に、 $A/d=0.1$ の場合、 $A/d=0$ の場合に見られた渦糸の波打は治まり、渦糸は、ほぼ直線的である。振幅を増加させることで、渦の三次元化、言い換えると、伴流の乱流遷移が抑制されている。

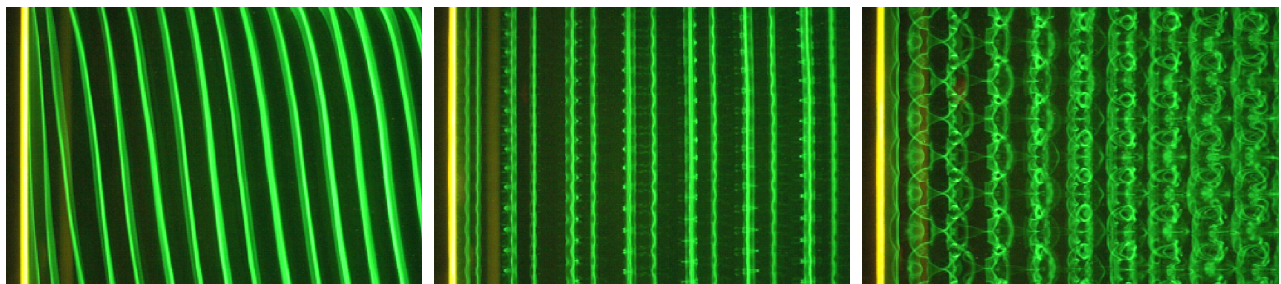
さらに振幅を増加した $A/d=0.2$ の場合、再び渦糸軸方向に規則的な乱れが生じているが、 $A/d < 0.1$ の場合と異なり、 S 型の流れ模様が観察される。

この $Re=160$ の場合、振幅の小さい範囲では C 型が現れ、振幅を大きくすると S 型の流れ模様が現れることが分かった。

3.3 伴流の渦列内の渦の循環値

平板伴流と振動円柱 ($F=1.0$) の場合とでは、物体形状や振動の有無が異なるのに、いずれの場合にも、非常に良く似た C 型と S 型の 2 つの渦の変形モードが現れた。以下に、この一つの理由を考える。

まず、平板の場合、迎角を $\alpha=90\text{deg}$ から 45deg に近づけると、平板の上下で流れは非対称となる。上述の片側にトリップワイヤを付けた円柱や、迎角を持つ角柱など、他の二次元物体についても同様で、流れに非対称な物体の場合、物体から交互に放出される渦の強さ、すなわち、循環値が異なる可能性がある。これを確かめるために、3 つの物体の中で最も伴流渦の三次元化が顕著で安定していた 45deg 平板について、伴流の速度分布を測定し、その分布から渦の渦度分布を求め、循環値を調べた。

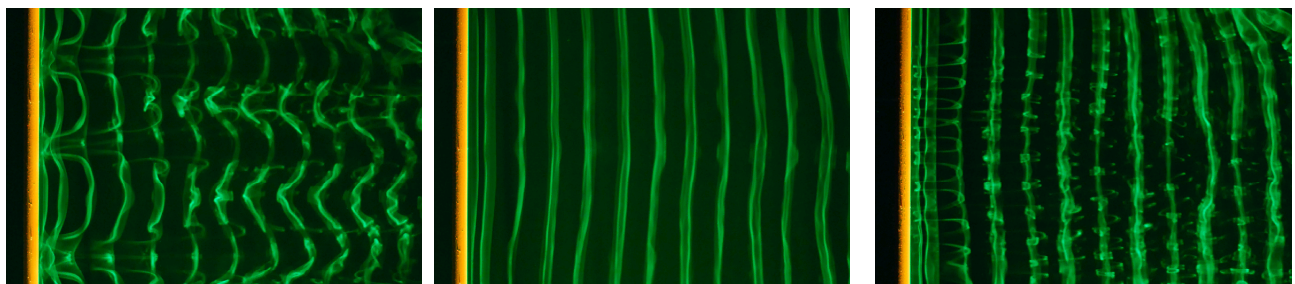


(a) $F=0$ (静止円柱) の場合

(b) $F=1.0$ の場合

(c) $F=1.5$ の場合

図 4 振動数 F に対する振動円柱伴流の流れ模様



(a) $A/d=0$ (静止円柱) の場合

(b) $A/d=0.1$ の場合

(c) $A/d=0.2$ の場合

図 5 振幅 A/d に対する振動円柱伴流の流れ模様

図 6 に、45deg 平板伴流の渦の等渦度線図を示す。測定位置は $x/h=10$ の位置である。等渦度線は、35(1/s) 刻みの間隔で描かれている。図中の等渦度線図に、楕円状の閉曲線が観察される。その閉曲線の中心が渦中心に相当する。渦中心の渦度は、上側の渦で $\omega = -405(1/s)$ 、下側の渦で $\omega = 512(1/s)$ であった。また、渦度分布を積分して求めた渦の循環値は、上側の渦で $\Gamma = -27.65(\text{cm}^2/s)$ 、下側の渦で $\Gamma = 32.73(\text{cm}^2/s)$ であった。渦度および循環値のいずれも、その絶対値は、下側の渦の場合、上側の渦のそれと比較して大きい。すなわち、流れに非対称な物体の場合、伴流内に交互に放出される渦の強さが異なることが確認された。この時、剥離渦に S 型の変形モードが現れる。

一方、物体が流れに対称な場合、当然、その物体からの剥離渦の強さは、上下同じである。この時、剥離渦に C 型の変形モードが現れる。

次に、振動円柱の $F=1.0$ の場合、物体形状は流れに対称であるが、その振幅によって、C 型と S 型の変形モードが観察された。円柱の振動の強さと放出される剥離渦との関係について考察する。

振動数が $F=1.0$ で、振幅がある一定値以上(図 5(c)、 $A/d \geq 0.2$)の場合について、円柱の振動と渦放出の関係を考える。図 7 に、渦放出過程の模式図を示す。この $F=1.0$ の場合、円柱の振動と渦放出周波数は同じで、両者は同期している。今、図 7(a) のように、円柱が上流に移動する時、円柱上側から渦放出する場合を考える。この場合、図 7(b) のように、円柱が半周期移動して下流側に向かう時、下側から渦放出する。さらに半周期後、再び図 7(a) と同じ状態に戻り、これが繰り返される。従って、常に上側の渦は、円柱が上流に移動する時に放出され、下側の渦は、円柱が下流に移動する時に放出される。円柱表面からの剥離剪断層の速度勾配は、円柱が上流に移動する時の方が大きい。従って、上側の渦の循環値は、下側の渦のそれと比較して常に大きくなる。円柱の振動と渦放出の位相関係を半周期ずらした場合、これと逆になるが、上側と下側の渦で循環値に差が現れることは同じで、これは、45deg 平板のように非対称な物体の伴流と同じである。その結果、同じ S 型の流れ模様が観察されることが分かった。

一方、振動数は同じ $F=1.0$ でも、振幅が小さい場合(図 5(a)、 $A/d < 0.1$)、上述の考察から、円柱上側と下側から放出される剥離渦の強弱の差は、小さくなる。言い換えると、振動円柱まわりおよび伴流の流れは、対称な物体のそれに近づく。その結果、同じ C 型の流れ模様が観察されることが分かった。

4. まとめ

以上の結果をまとめると、次のようになる。

- 1) 平板伴流の渦列内の渦は、その遷移過程で、渦軸方向に規則的に変形する。その変形を見ると、90deg 平板のように上下対称な場合 C 型、45deg 平板のように非対称な場合 S 型の 2 つの変形モードが観察された。
- 2) 円柱を流れ方向に振動させると、 $F=1.0$ および 1.5 の場合、きわめて周期的で規則的な流れ模様が現れた。特に $F=1.0$ の場合、その振幅によって、上記 1) の平板とよく似た S 型と C 型の変形モードが観察された。
- 3) 45deg 平板の場合および、 $F=1.0$ の振動円柱で振幅が大きい場合、物体から交互に放出される渦の強さが異なる。この時、S 型の変形モードが現れた。
- 4) 一方、90deg 平板の場合および、振動円柱の振幅が小さい場合、物体両側面からの渦の強さは等しくなる。この時、C 型の変形モードの現れることが分かった。

参考文献

- 1) W. S. Saric and A. S. W. Thomas : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids(North-Holland, Amsterdam, 1984), pp.117-122.
- 2) C. H. K. Williamson : J. Fluid Mech., 1996, No.328, pp.345-407.
- 3) 永田, 池田 : 第 22 回乱流シンポジウム, 1990, pp.262-269.
- 4) 永田, 石丸 : 第 23 回乱流シンポジウム, 1991, pp.409-416.

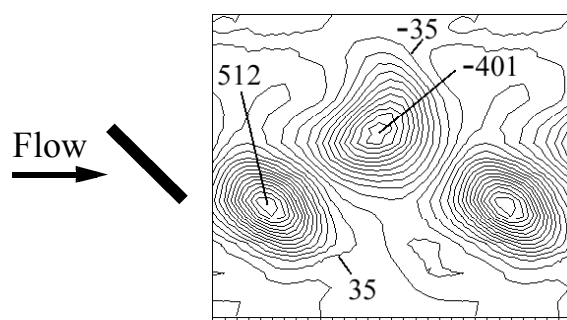


図 6 振動円柱伴流の渦度分布

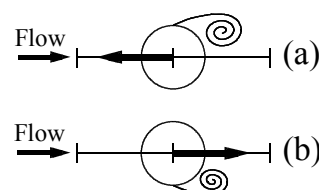


図 7 $F=1.0$ で振動する円柱からの渦放出過程の模式図

小型超音速ロケット実験機の遷移判定

徳川 直子, 郭 東潤, 吉田 憲司 (宇宙航空研究開発機構)

Transition Detection of Experimental Supersonic Transport “NEXST-1”

Naoko Tokugawa, Dong-Youn Kwak and Kenji Yoshida

Japan Aerospace Exploration Agency

The experimental validation of Natural Laminar Flow wing designed with our original CFD-based inverse design method is carried out by the flight test of an unmanned and scaled supersonic experimental airplane. To add the reliability to the validation of Natural Laminar Flow wing concept, the data analysis method and numerical prediction method is investigated and improved.

Key Words : Natural Laminar Flow, SST, Boundary Layers, Transition Measurement, Flight Testing

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構では、最適空力設計技術を飛行実証によって確立することを目的として小型超音速実験機(NEXST-1)を設計・開発した[1]。その主眼は超音速飛行の抗力低減技術であり、中でも最も斬新な設計は摩擦抵抗を低減するために適用した自然層流翼の概念である。この自然層流翼の設計概念は、2005年10月に実施された飛行試験で主翼の境界層遷移を計測することによって実証されたと言える[2-5]。しかし、これまで報告してきた飛行実験直後のクイック的な解析では、境界層が層流なのか乱流なのか判別が困難な場合や、4種類のセンサーから判断される境界層の状態が矛盾する場合などがあった。そこで、NEXST-1の自然層流効果実証の確度を増すことを目的に、飛行実験データの解析方法を検討した。本稿ではその主要な結果を報告する。

2. 飛行実験データ解析

NEXST-1およびその飛行実験の詳細は他文献を参照頂きたい[1]。NEXST-1の主翼および前胴の境界層遷移位置は、ホットフィルム(HF; 20点)、非定常圧力トランスデューサー(DP; 20点)、プレストン管(Pr; 10点)および熱電対(TC; 46点)を用いて計測された[2-5]。自然層流効果を検証するデータは、NEXST-1が高度約19kmで固体ロケットから分離した後、マッハ数 $M=2$ で滑空しながら、 α -sweepおよびRe-sweep試験と呼ばれる2つの試験フェーズで取得された。

ホットフィルムのDC出力 E_{MEAN} 、AC出力 e'_{RMS} 、およびDPのAC出力 p'_{RMS} の変化から、遷移位置を客観的に決定するため、“遷移レベル”と称する新たな基準を導入することを試みた[2-5]。 E_{MEAN} 、あるいは e'_{RMS} 、 p'_{RMS} の層流および乱流と思われる値を一次関数で近似し、それを基準として境界層の状態を1(層流)から7(乱流)の数値で遷移レベルを決定した。遷

移レベルは、遷移位置を捉えるのに概ね有効であったが、場合によっては不整合があった。それら不整合は、基準となる層流もしくは乱流の近似が不適切なことが主原因であることがわかった。層流もしくは乱流の近似直線は、 E_{MEAN} もしくは e'_{RMS} が迎角の変化に伴ってステップ関数的に変化することを利用して決定したが、その決定方法には任意性がある。そこで、 E_{MEAN} の層流および乱流の近似直線を変更した結果、 E_{MEAN} と e'_{RMS} から判断されるレベルがよく一致した。これらの改善が正しいのかを見極め、より客観的に遷移位置を求めるため、参考として間欠率 γ を算出した。間欠率 γ はある信号の振幅が閾値を越えた場合を乱流($\gamma=1$)、越えない場合を層流($\gamma=0$)として算出されるが、その信号として、 e'^2 、 de'/dT_{LO} 、あるいは de'^2/dT_{LO}^2 (但し全てLPFで高周波変動を遮断)をとる方法を比較したところ[6,7]、3者は定性的に一致した。また $\gamma=0$ と1をそれぞれ遷移レベル1と7に対応させた場合、間欠率と遷移レベルは多くのセンサーで定量的にも一致した。従って、遷移レベルで表される境界層の状態は妥当である。

非定常圧力トランスデューサーの出力 p'_{RMS} については、特に、 α -sweep試験フェーズ後に観察された振幅の増大をどう解釈するのかが課題であった。例えば図1に示す p'_{RMS} は、 $T_{\text{LO}} \approx 132 \text{ sec}$ 以降、大きく増大しており、これに基づく遷移レベルは6で、前後に位置するHFの遷移レベル7と一致しなかった。センサー毎の出力をよく比較したところ、 α -sweep試験フェーズ後の p'_{RMS} の挙動は、すべてのセンサーで静圧の変動に定性的に類似していた。そこで p'_{RMS} を、主翼については右翼側の対称の位置で実測された局所的な表面静圧 ps_{local} で、前胴では一樣流静圧 ps で無次元化した。図1から明らかなように、 $p'_{\text{RMS}}/ps_{\text{local}}$ は、 α -sweep試験フェーズ後、ほとんど変化がなく、こ

れに基づく遷移レベルは7と判断され、前後のHF出力から算出された遷移レベルとの整合性が改善された。また、層流および乱流の近似を見直した結果、 $T_{LO} \sim 118 \text{ sec}$ で観測された不自然な遷移レベルの飛びが解消された。

プレストン管で計測される局所総圧を一樣流静圧で無次元化した C_p は、 E_{MEAN} と同様に变化しており、 C_p が小さい場合は層流、大きい場合は乱流と推測できる。この推測を確認するために、センサー位置での境界層が層流、もしくは乱流と仮定したCFD解析を実施し、得られた境界層分布からそれぞれの状態における C_p の値を推算した[5]。その結果、層流と推測される状態における C_p の値は、CFDからの推算値とよく一致した。一方、乱流と推測される C_p の値はCFDからの推算値より高い傾向にあった。これは、CFD解析から乱流状態の C_p を推算する場合は全面乱流を仮定しているため、実際よりも境界層が厚いことが原因であり、計測された C_p から推測される境界層の状態は正しいと考えられる。

熱電対で計測される表面温度 T_{TC} は、空力加熱によって局所的に異なるため、その値から境界層の状態を判断することはできない。しかし層流と乱流では熱伝達特性が異なるために、時間的な温度変化の勾配 dT_{TC}/dT_{LO} が変化することが風洞試験からわかっている。一方、TCは微弱な起電力を非常に大きなゲインで増幅しているため電氣的なノイズが乗っており、温度変化の勾配は不明確であった。そこで、① dT_{TC}/dT_{LO} の算出、②1次関数の減算もしくは加算、③LPF処理を試みた。その結果、③が最適であることがわかった。遮断周波数は、主ノイズ成分周波数より 3.125 Hz に決定した。このデータ処理方法により、幾つかのセンサーについては境界層の状態が判別可能になった(図2)。

各センサー出力から判断される境界層の状態を、図3に示す。乱流状態(遷移レベル6以上)とそれ以外(層流状態と遷移状態)、あるいは判別不可能の3段階に大別して考えると、得られた遷移マップはこれまでの報告とほぼ一致した。但し、源泉データの解析方法は改善されており、境界層の状態に対する確度は増している。逆に、これまで報告してきたクイック的な判断の精度も悪くなかったと言える。

3. まとめ

小型超音速実験機(NEXST-1)の自然層流効果実証の確度を増すことを目的に、飛行実験データの解析方法を検討し、幾つかの改善を行った。その結果、幾つかの改善が見られ、結果として得られる遷移位置マップに対する確度が増した。しかし、依然として流れ方向の不整合や境界層の状態が判別できていない場合があった。これらを解決するとともに、

NEXST-1主翼の自然層流効果に対する物理的な理解を深めることが今後の課題である。

最後に小型超音速実験機の飛行実験成功と遷移計測および解析に多大なご協力とご支援を下さった三菱重工業、川崎重工業、共和電業、富士重工業殿、ならびに関係者各位に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] 大貫, 他: JAXA-RR-06-049, 2008. [2] 徳川, 他: JAXA-SP-06-013, 2007, pp.39-42. [3] N. Tokugawa, et. al.: *J. of Aircraft*, submitted. [4] N. Tokugawa & K. Yoshida: *AIAA Paper* 2006-3165, 2006. [5] D. -Y. Kwak, et. al.: *AIAA Paper* 2007-4173, 2007. [6] 西沢, 他: *NAL TR-1462*, 2003. [7] M. Matsubara, et. al.: *ASME Paper* 98-GT-248, 1998, pp.1-6.

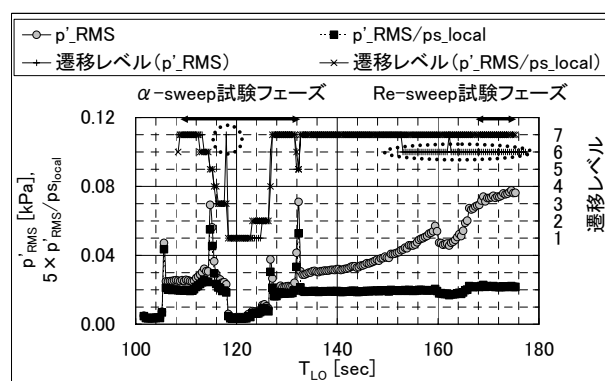


図1 p'_RMS と p'_RMS/ps_{local} , およびそれぞれに基づく遷移レベル($X/C=0.20$, $Y/S=0.32$).

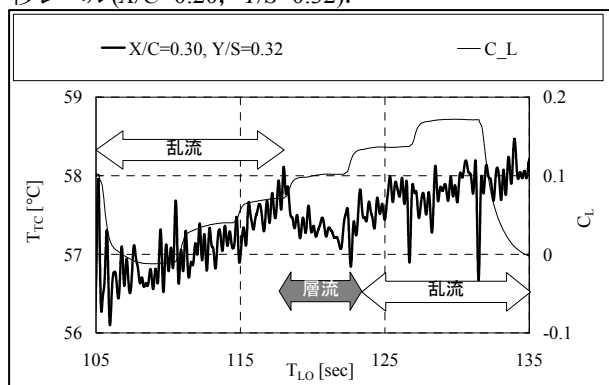


図2 α -sweep試験フェーズにおける T_{TC} と α .

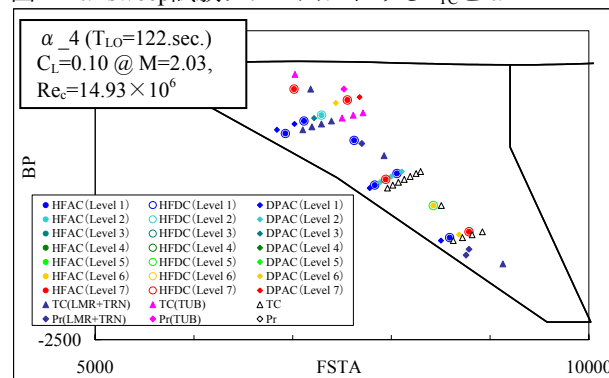


図3 遷移位置マップと等N値線分布[4].

二次元翼後縁騒音の周波数選択機構に関する実験

高木 正平, 小西 康郁 (宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部)

On Frequency-selection Mechanism of Trailing-edge Noise from 2-Dimensional Airfoil

S. Takagi*, and Y. Konishi*

*Institute of Aerospace Technology, JAXA

ABSTRACT

The trailing-edge noise from 2-Dimensional airfoil is experimentally investigated to reveal the mechanism of the frequency selection. The splitter plate is placed at the trailing-edge of the airfoil to produce the no sound emitted condition. At this condition, the instability wave with broad band spectrum which central frequency is almost coincide the tonal noise frequency is clearly observed on the pressure side. The artificial acoustic disturbances which are the feedback of the instability wave on the airfoil are introduced at no sound emitted condition. and it is observed that the broad-band spectrum become discrete soon after the feedback is excited. These results confirmed that the trailing-edge noise is the consequence of the acoustic feedback loop between a vortex shedding at the trailing edge and an instability wave on the pressure side of the airfoil.

Key Words: trailing-edge noise, boundary layer instability, acoustic feedback loop

1. 序論

近年、環境問題に対応するため航空機においても低騒音化が求められている。そこで、本研究では、二次元翼後縁から発生する離散周波数音の発生メカニズムに注目し実験をおこなった。

この離散周波数音の発生メカニズムは一般には、翼後縁から放射される音波と圧力面側の境界層に発達する T-S 波との音響フィードバックと言われている。この現象を初めて詳細に実験したのは Paterson ら⁽¹⁾であり、この離散周波数音が、全体として、境界層厚さと主流速度によって定まる曲線 $f/U^{1.5}$ に乗ること、また局所的には $U^{0.8}$ に乗ることを示した。Nash ら⁽²⁾は、密閉型の測定部に吸音処理を施すことによって半無響状態を作り、圧力面側の境界層を詳細に調べた。その結果、圧力面の後縁近傍には変曲点分布が存在し急激に変動が成長すること、線形安定性理論により予測される不安定周波数帯のピークに選択される周波数が近いことを報告している。

さて、本現象が、音波を介したフィードバック機構であるとする、その結果として現れる現象を追っていただけでは、機構の解明は難しいと思われる。そこで、周波数選択機構解明を目的として、スプリッタープレート(以下 S.P.)により T.E. ノイズの放射を抑え、渦放出の伴わない初期条件を作成し、人工的なフィードバックを試みた。

2. 実験装置および方法

実験は、東北大学流体科学研究所所有の低乱熱伝達風洞にて行った。測定部は開放型とし、翼は地面に対

し垂直である。翼型は NACA0012、翼弦長 400mm である。翼の両端には、パンチングメタルと吸音フォームからなる端板が取り付けられている。また、翼迎角設定時の風洞ブロッケージによる流れの偏向を抑える目的で負圧面側の噴出し口を延長し同様の処理が取られている。

測定は、B&K のマイクロフォンおよび熱線風速計、非常圧力センサーを測定項目に合わせて、それぞれ同期させて行った。

主流速度 $U_\infty=18\text{m/s}$ 、迎え角は最も騒音レベルが高かった 4° とした。

T.E. ノイズ抑制のために取り付けるスプリッタープレート(以下 S.P. と示す)は、翼後縁と同じ厚さの 1 mm のステンレス製で、翼のコード方向へ隙間を空けること

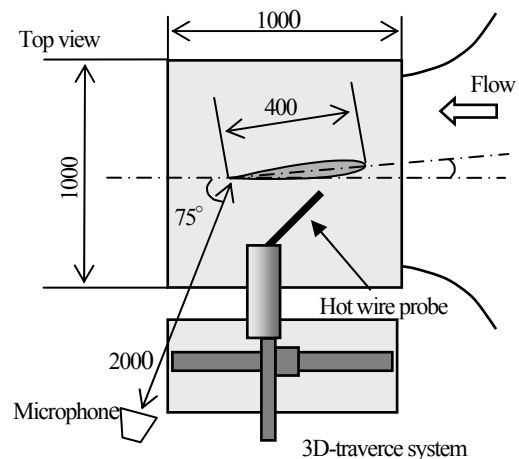


図 1. 実験装置概要。(寸法は mm)

なく取り付けた。実験に用いた長さは、長さ 20mm から 80mm であり、コード長の 5~20% である。

3. 結果および考察

図 2. に S.P.長さに対する離散周波数音の音圧レベルの変化を示す。この結果、長さと音圧には、指数関数の関係が成り立つことがわかった。また、長さ 60mm で音圧が暗騒音レベルと一致したのは、圧力面側の境界層が完全に乱流に遷移したためと思われる。

長さ 60mm の S.P.を取り付けた場合、翼周りの流れが異なり、同じ翼周りの流れとは言い難い。そこで、流れを同等とするために若干迎角を振ることによって翼回りの静圧分布がほぼ一致するようにした。

図 3. に速度変動から取られた攪乱のスペクトル分布を示す。T.E.ノイズ発生時は、離散的であったスペクトル分布が、音を抑制すると自然遷移による広帯域のスペクトルとなる。また、この中心周波数は、ほぼ T.E.ノイズの周波数と一致しており、T.E.ノイズ発生に圧力面側の不安定波が重要な役割を果たしていることがわかる。

スペクトルが離散的になる機構は、音響フィードバックであるとされている。そこで、S.P.を取り付けた状況下において、 $x/c=0.925$ における非定常圧センサーの変動成分のうち 300Hz 以下の低周波数帯成分をハイパスフィルターにより除去した後、スピーカーから音響攪乱として流れに導入することによって人工的なフィードバック機構を構築した。

図 4. は、スペクトルの時間変化を示したものである。ここで、 $t=0$ が人工的なフィードバック制御を導入した時間である。制御を導入するとすぐにスペクトルが離散的になることがわかる。よって、広帯域の攪乱のスペクトルが、音響フィードバックにより選択的な離散的周波数になることが実証された。

また、図 5. は、音波を与えるスピーカーの翼後縁からの距離とそのとき得られる離散周波数を示したものである。数回の試行において、各位置において大抵 2 つの周波数が選択されることがわかった。このことは、周波数選択において、不安定波と音波の間での位相のマッチングが重要であることを示唆している。

4. まとめ

T.E.ノイズの発生機構、特に離散周波数の選択機構に注目して実験を行った。

T.E.ノイズの発生を抑えるのに必要なスプリッタープレート長さは、翼弦長の 15% であり、これは、境界層が乱流へ遷移したためである。このとき、翼面上では自然遷移が起こっており、T.E.ノイズの周波数は、圧力面側の不安定波と一致することが確かめられた。

また、人工的に音波をフィードバック制御により流れに導入することにより、広帯域のスペクトルが離散的になることが示された。以上のことから、T.E.ノイズの発生は、圧力面側の不安定波と後縁からの音波が介在したフィードバックループ機構に基づいていること

がわかった。

しかしながら、音波が境界層に取り込まれる受容機構の解明については、今後の重要課題である。

参考文献

- 1) Paterson, R. et al.: *J. Aircraft* 10 (1973), P.296-302.
- 2) Nash, C.E. et al.: *J. Fluid Mech.* Vol.382 (1999), p.27.

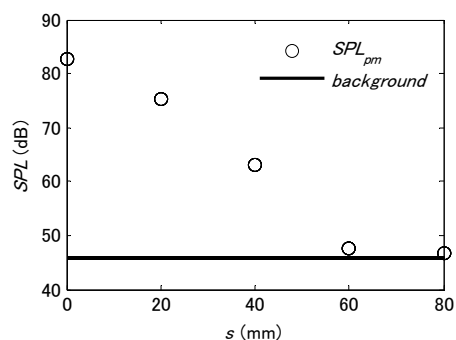


図 2. スプリッター板長と音圧の関係。

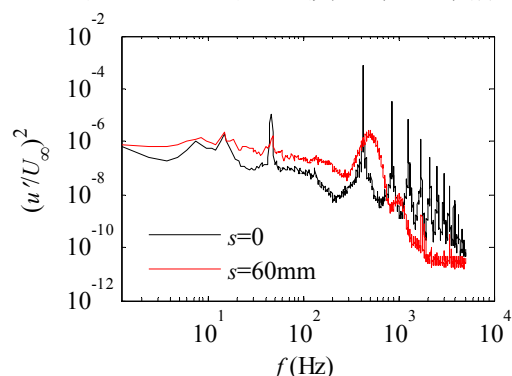


図 3. 速度変動スペクトルの比較。 $x/c=0.925$.

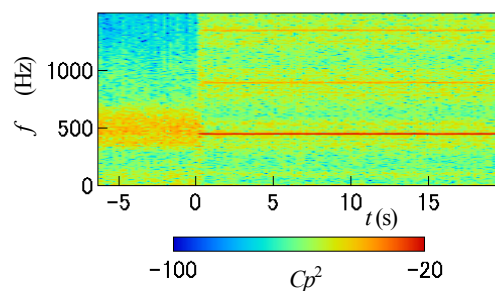


図 4. 人工フィードバックに対する応答。

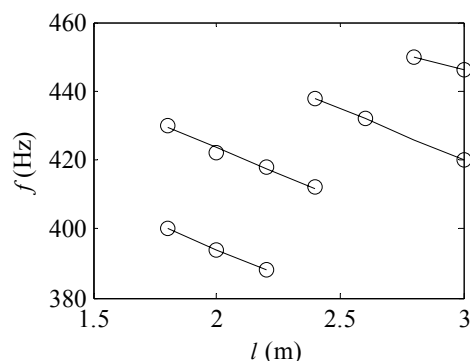


図 5. スピーカー設置位置と受容される周波数の関係。

振動壁チャネル流の遷移

跡部隆, 山本稀義 (JAXA)

Transition of a channel flow Under the oscillating-wall condition

T. Atobe, and K. Yamamoto

Japan Aerospace Exploration Agency

ABSTRACT

Transition of a channel flow with longitudinal wall-oscillation is investigated by DNS (Direct Numerical Simulation). Since this flow field can be thought as a superimposition of a channel flow with the Stokes layer because of linearity of the governing equation, the results are considered from the point of view of stability of the Stokes layer. Parametric study shows the acceleration of the transition has a correlation of the stability feature of the Stokes flow. Furthermore, it is found that the deceleration is demonstrated owing to the parameters.

Key Words: transition, channel flow, longitudinal wall-oscillation, Stokes layer

1. 序論

航空機や新幹線のように高速で移動する物体には摩擦抵抗が大きく働き燃料効率を押し下げるため、抵抗低減が重要な研究課題となっている。これまで物体形状を流線形にするなどによりある程度の効果を上げてきたが、MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) などを用いた能動制御も一定の効果があるとして注目されている。

より単純なシステムとしては Jung et al.¹⁾が Channel の壁をスパン方向に振動させることで抵抗が低減することを示した。そして Qadrio and Ricco²⁾はこの効果が約 45%にも達すると報告している。

しかし壁を流れ方向に周期変動させる系については研究例が少なく、未解明な部分が少なくない。

そこで本研究は流れ方向に壁が振動する Channel 流を対象に、DNS を中心とした数値解析を行った。系の線形性から Stokes 層との関係に着目し、その安定性と遷移との相関を調べた。

2. 計算方法

数値計算は流れ方向(x)およびスパン方向(y)に周期性を仮定し、フーリエ級数展開法を用いた。壁方向(z)には Chebichev コロケーション法を用いる。

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = \sum_{\mathbf{k}} \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, z, t) \exp[i(\mathbf{k}_x x + \mathbf{k}_y y)] \quad (1)$$

k_x, k_y はそれぞれの方向の波数成分であり、各フーリエモードのエネルギーは以下によって定義される。

$$E(k_x, k_y, t) \equiv \frac{1}{4} \int_{-1}^1 |\mathbf{u}(k_x, k_y, z, t)|^2 dz \quad (2)$$

この系のパラメーターは壁間距離と一様流で定義される Re , 壁の振動数 Ω , およびその振幅 U_w となる。系の概要を図 1 に示す。

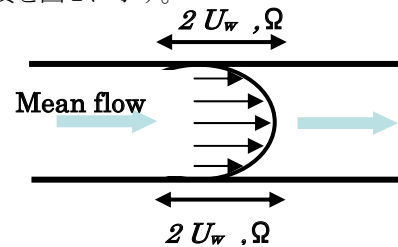
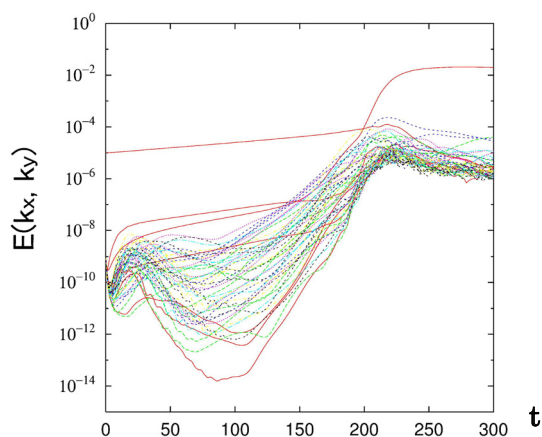


図1 振動壁チャネル流の概要。

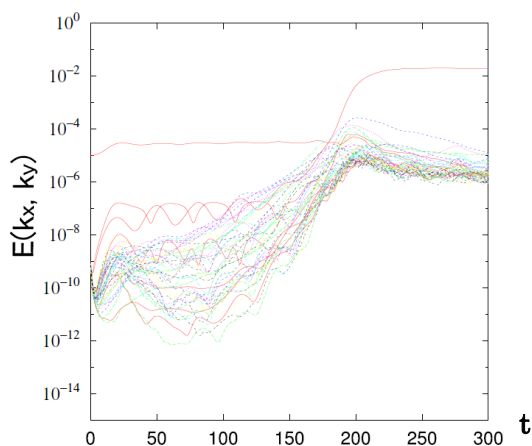
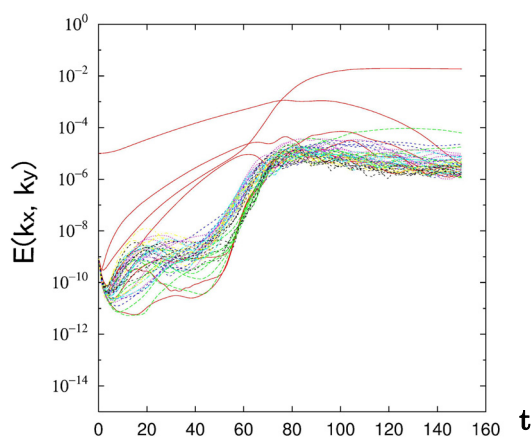
上記3つのパラメーターのうち、便宜上 Re は 10000 に固定する。 Ω および U_w はそれぞれ 0-0.3 の範囲で調べた。

3. 計算結果

まず始めに壁が振動しない通常の Channel 流の場合について DNS を実行した結果を図 2 に示す。この図は (2) 式で定義される主要なフーリエモードのエネルギーの変化を示したもので、横軸は時間、縦軸がエネルギーの大きさを表す。計算では初期値としてランダムな攪乱を 10^9 オーダーで入れるとともに、計算時間の節約のため 2 次元 Tollmien-Schlichting (T-S) 波を 10^5 オーダーで付加している。この図より、初期の過渡期を経過した後は各モードのエネルギーが指数関数的に増加し、乱流へと遷移していくことがわかる。遷移時期を定量的に定義することが困難なため、ここでは各モードのエネルギーが一定に収束するところ、このケースでいうと $t=250$ 程度で遷移したと判断する。

図2 チャンネル流の遷移。 $Re = 10000$ 。

次に壁を振動させたときの結果を図3に示す。パラメータは $(\Omega, U_w) = (0.2, 0.3)$ である。図2と比較すると、遷移時期も含めて全体的に同様な性質を示しており、振動の影響はエネルギーの周期的変動のみに現れていることがわかる。

図3 チャンネル流の遷移。 $(\Omega, U_w) = (0.2, 0.3)$ 。図4 チャンネル流の遷移。 $(\Omega, U_w) = (0.05, 0.3)$ 。

これとは逆に、振動の影響が大きく現れたケースを図4に示す。このときのパラメータは $(\Omega, U_w) = (0.05, 0.3)$ である。壁が一往復する前に遷移に至っており、急激な不安定化が生じていることがわかる。

これらの結果を含め、いくつかのケースについて計算した結果を図5にまとめた。図3の場合のように壁の振動の影響の少なかったものを■で、また図4のように影響の大きかったものを●で示す。また逆に遷移が遅くなる場合も観測されており、それらは◆で表した。比較的 Ω の小さい領域では遷移が加速される傾向がある。

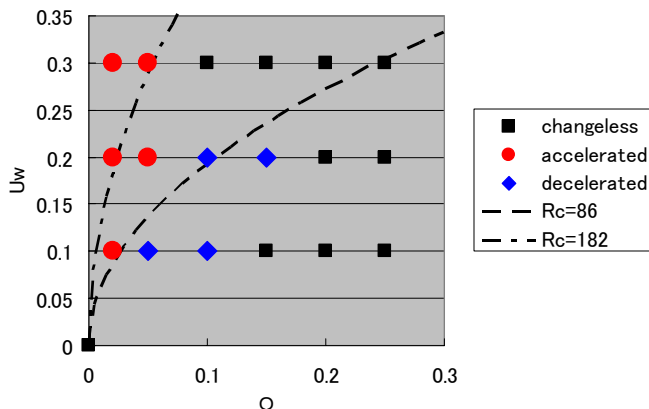


図5 壁振動の影響のパラメータ依存性。

本研究が対象とする流れ場は、二次元平行流の近似のもとで導出される線形方程式の解である平面 Poiseuille 流と Stokes 流の重ね合わせと考えることができる。そこで上述の結果と Stokes 層の安定性との関連性を調べた。Stokes 層の安定性は Kerczek and Davis³⁾の結果を用いた。彼らは Ω と U_w で定義されるレイノルズ数、

$$R_e^\delta \equiv \sqrt{2U_w^2 / \nu \Omega} \quad (3)$$

を用いて臨界レイノルズ数を計算している。そして一周期中最も不安定な瞬間で評価した値は 86、一周期で平均して評価したものは 182 と報告している。図6の曲線はそれぞれの値に基づいて作画されたもので、曲線の左上が不安定領域となる。この結果をみると、遷移の傾向と Stokes 層の安定性とはある程度の関連があると考えられる。

4. 結論

壁が流れ方向に振動するチャンネル流の遷移の様子を DNS によって調べた。その結果、壁の振動数や振幅に依存し、乱流遷移が加速、あるいは減速されることがわかった。またそのときの性質は Stokes 層の安定性となる程度関連することがわかった。

参考文献

- (1) Jung, W. J., Mangiavacchi, N. and Akhavan, R., "Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations", Phys. Fluids A 4 (8), 1992, pp.1605-1607.
- (2) Quadrio, M. and Ricco, P., "Critical assessment of turbulent drag reduction through spanwise wall oscillations", J. Fluid Mech., 2004, pp.251-271.
- (3) Kerczek, C. Von and Davis, S. H., "Linear stability theory of oscillatory Stokes layers", J. Fluid Mech. 62, 1974, pp.553-773

軸対称物体後流の不安定モードに関する実験的研究

星野真一，稲澤歩，浅井雅人（首都大）
小西康郁，高木正平，澤田秀夫（JAXA）

Experimental study on the instability modes of axisymmetric wake

S. Hoshino*, A. Inasawa*, M. Asai*,
Y. Konishi**, S. Takagi**, and H. Sawada**

* Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan University
** Japan Aerospace and Exploration Agency (JAXA)

ABSTRACT

The instability of axisymmetric laminar wake behind a body of revolution whose cross section is a NACA0018 airfoil is studied experimentally under a natural disturbance condition. Magnetic Suspension and Balance Systems (MSBS) are used to support the axisymmetric body in order to avoid undesirable influences of mechanical supports on the disturbance development. A multi-hotwire-sensor probe is used to identify helical instability modes. The experiment is conducted mainly at a Reynolds number based on the maximum diameter $Re = 1.9 \times 10^4$. It is found that the wake is convectively unstable despite that the flow is slightly reversed near the trailing edge. Spatially-growing instability waves are found to be helical modes with azimuthal wavenumber of 1 as predicted by the linear stability theory for the axisymmetric wake. The spatial growth rate and amplitude distribution obtained experimentally agree well with those calculated from the linear stability theory.

Key Words: axisymmetric wake, convective instability, absolute instability, helical instability mode

1. はじめに

後流の不安定特性は流れの中に置かれた物体形状により変化する。物体が円柱の場合、レイノルズ数が約 46 を超えると後流は自励振動を開始し、後流中にはカルマン渦列が形成される⁽¹⁾。こうした周期流への遷移は円柱後縁近傍における逆流を伴う強い変曲点型速度分布の存在に起因し、そこではある特定の周波数の攪乱が下流へと移流せずに留まって（即ち群速度がゼロ）時間的に増幅するという性質（絶対不安定性）を示し、これが周期流への分岐に導くための必要条件であると考えられている⁽²⁾。

絶対不安定性による攪乱の成長は軸対称物体後流でも可能であり⁽³⁾、球後流ではレイノルズ数が約 280 を超えると自励振動を開始する⁽⁴⁾。一方、物体形状が細長い流線形の場合、後縁近傍での逆流は弱まり（或いは消滅し）、後流の不安定特性は絶対不安定ではなく移流不安定の性質を示す^(5,6)。この場合、定常後流の遷移は流れ方向に成長する線形攪乱によりもたらされることになる。では、流線形の細長物体（軸対称）から徐々に径が増加するとき、そのような不安定性の切り替わりがいつ起こるのであろうか。本研究では、この点についての知識を

得るため、断面形状が NACA0018 の軸対称物体後流の自然遷移について実験的に調べた。なお、模型の支持機構が流れに与える影響を排除するため、JAXA 所有の磁力支持天秤装置を用いている。

2. 実験装置および方法

実験は、JAXA 所有の磁力支持天秤装置付き回流型低速低乱風洞で行われた。測定部の概略を図 1 に示す。測定部断面形状は、一辺 600mm の正方形であり、主流の乱れ強さは 0.06% 以下である。この流れに NACA0018 翼型を翼弦まわりに回転させた軸対称モデルを設置した。モデルの全長は $c = 200\text{mm}$ 、最大直径は $D = 36\text{mm}$ である。モデルは、磁力支持天秤装置（MSBS）により測定部断面中央で保持され、支柱やワイヤなどによる模型支持干渉の影響がない軸対称後流が実現される（図 2）。座標系は流れ方向を x とするデカルト座標系 (x, y, z) および円筒座標系 (x, r, ϕ) を採用し、座標原点はモデル後縁である。速度場の計測は、I 型熱線プローブを用いて行われた。また、後流中の不安定モードを同定するために、I 型熱線プローブ 6 本を対向センサ間距離 20mm、 ϕ 方向に 60 度間隔で配置した環状多線プローブを製作して ϕ

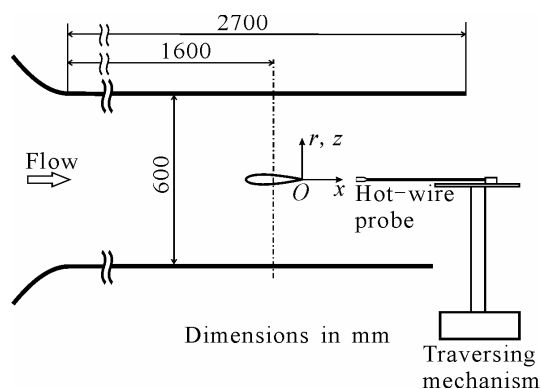


Fig. 1. Experimental setup.

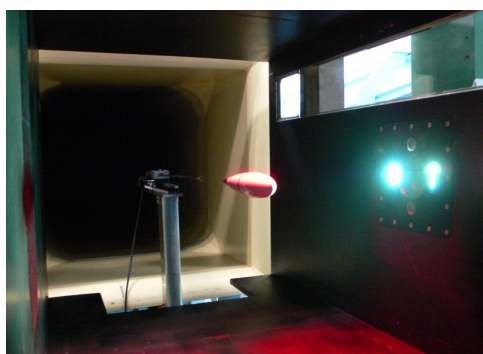


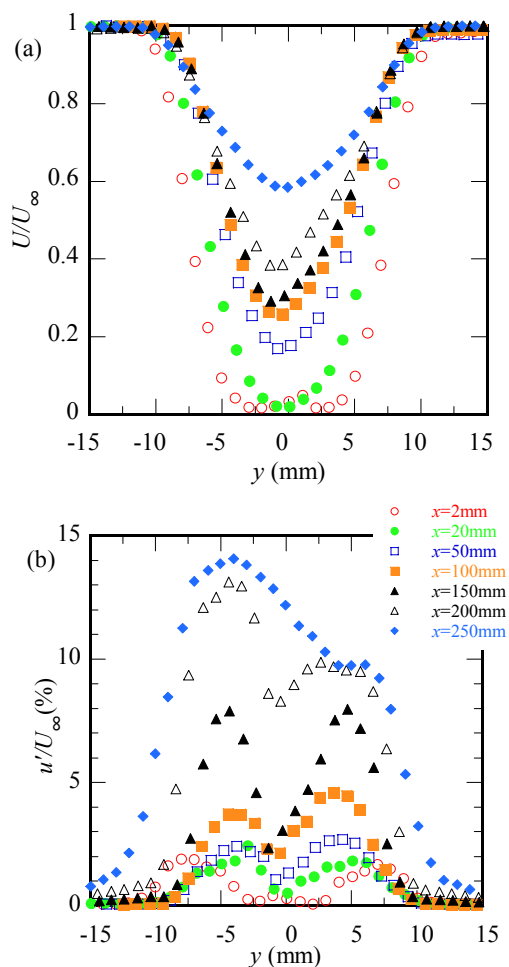
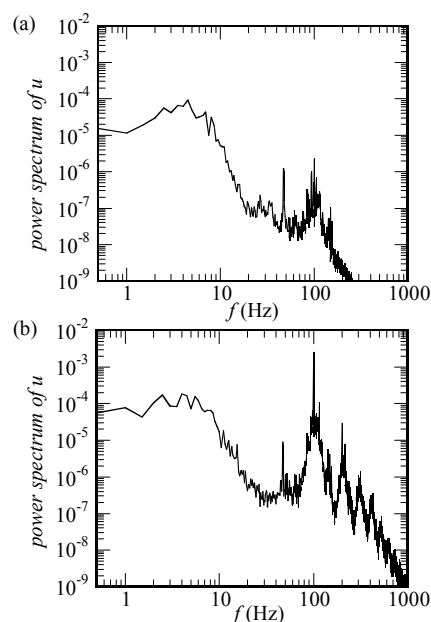
Fig. 2. Axisymmetric model suspended by the MSBS.

方向の同時計測も行った。実験は主に主流速度 $U_\infty=8\text{m/s}$ で行われた。 D に基づくレイノルズ数は $Re = 1.9 \times 10^4$ である。

3. 実験結果と考察

図 3(a), (b) は $x=2, 20, 50, 100, 150, 200\text{mm}$ における後流の平均速度 U と速度変動の実効値 u' の y 方向分布である。後縁直後の $x=2\text{mm}$ では、 $-3\text{mm} \leq y \leq 3\text{mm}$ の範囲で平均速度分布が反転しており、主流速度の 3% 程度の強さをもつ逆流域が存在していることがわかる。 $x=20\text{mm}$ では $y=0\text{mm}$ における逆流が消失していることからこの逆流域の広がりはいずれ後縁から 20mm 程度であり、それより下流では後流中心 ($y=0$) における速度欠損は徐々に回復してゆく。一方、変動の実効値 u' は $x \leq 150\text{mm}$ において軸対称性が維持され、速度勾配 (dU/dy) 最大の位置 (変曲点) で u' も最大となっているが、最大実効値が主流速度の 10% を超える $x \geq 200\text{mm}$ では軸対称性が崩れ、後流が乱流へと遷移していることがわかる。

図 4(a), (b) はそれぞれ、 $(x, y) = (50\text{mm}, 4.3\text{mm})$ および $(150\text{mm}, 4.7\text{mm})$ における変動のパワースペクトル (周波数分解能 $\Delta f = 0.5\text{Hz}$) である。 $x=50\text{mm}$ において盛り上がりが見られる 70-140Hz の周波数成分 (図 4a) は、 $x=150\text{mm}$ になるとエネルギーが 10 倍程度まで増加し、高調波成分も顕著になる (図 4b)。エネルギーが増幅している周波数帯を 10Hz ごとの成分に分割し (70Hz $\leq f \leq 80\text{Hz}$ の成分を u'_{70-80} と表記)、各成分の実効値の流れ方

Fig. 3. The y -distributions of mean velocity U in (a) and r.m.s. value of velocity fluctuation u' in (b). $U_\infty=8\text{m/s}$.Fig. 4. Power spectra of streamwise velocity fluctuations at $U_\infty=8\text{m/s}$. (a); $(x, y) = (50\text{mm}, 4.3\text{mm})$, (b); $(150\text{mm}, 4.7\text{mm})$.

向変化を示した図5より、図4で示された増幅周波数帯域内の全てのスペクトル成分は、 $50\text{mm} \leq x \leq 170\text{mm}$ の範囲で指数関数的に空間増幅しており、攪乱の増幅が移流型不安定性によるものであることが理解できる。

軸対称後流での不安定モード（線形安定性理論におけるノーマルモード）は、(1)式のような形をとる。

$$u = \tilde{u}(r) \exp\{in\phi + i(\alpha x - \omega t)\} \quad (1)$$

ここで、 α は流れ方向波数、 ω は角振動数である。 n ($=1, 2, \dots$)は ϕ 方向波数であり、 $n=1$ は ϕ 方向周期 2π のらせんモードに対応する。線形安定性理論⁷⁾によると、 $n=1$ のらせんモードが増幅することが示されている。そこで、実験的に不安定モードを同定するために、環状多線型熱線プローブによる計測を行った。図6は多線プローブにより得られた速度変動成分のうち $f = 109\text{Hz}$ ($\Delta f = 3.2\text{Hz}$ のFFT演算により抽出)の速度変動波形を示したものである。各プローブから得られた速度変動波形は時刻に対してほぼ一定の割合で連続的に位相が遅れており、不安定モードがらせん構造であることがわかる。 $\phi_1 = 0$ に対する $\phi_k = (k-1)\pi/3$ ($k=2, \dots, 6$)の速度変動波形の位相を示した図7より、 ϕ 方向に一周する間に、速度変動波の位相が 2π 変化することから、図5で示された増幅モードは ϕ 方向波数が $n=1$ のらせんモードであることがわかる。

次に、軸対称後流（平行流近似、非粘性）に対する線形安定性解析を行い、実験結果との比較を行った。基本流は図3で示した平均速度分布を以下の式で近似して与えた。

$$U/U_\infty = 1 - A \exp(-0.69315(r/a)^m) \quad (2)$$

ここで、 $x=2\text{mm}$, 20mm , 50mm , 100mm における(2)式の係数はそれぞれ $(A, a, m) = (1.03, 7.3, 4.2)$, $(0.98, 6.2, 3.2)$, $(0.83, 5.6, 2.8)$, $(0.74, 5.3, 2.4)$ である。なお、 $x=2\text{mm}$ においては、 $y=0\text{mm}$ で $-0.03U_\infty$ の逆流を仮定している。 $n=1$ のらせんモードの空間増幅率 $-\alpha_i$ の周波数変化を図8に示す。逆流を伴う $x=2\text{mm}$ では $f=85.5\text{Hz}$ に鋭いピークを持つが、鞍点は存在せず、絶対不安定が生じる直前の状態であることがわかる。すなわち、 $x=2\text{mm}$ における基本流の逆流強さがもう少し増加すれば絶対不安定の性質を示すものと考えられる。ここで、二次元後流の場合、後流中心での最小速度が一樣流速度の5%（順流）以下になると絶対不安定が現れるが⁸⁾、軸対称後流では少しの逆流を伴ってもまだ移流型不安定であることは注記すべきである。空間増幅率の最大値 $-\alpha_{i,\max}$ は x の増加とともに小さくなるが、最大値を与える周波数はいずれの x 位置においても $90-120\text{Hz}$ となっており、図4で示したパワースペクトルの増幅周波数帯域と良く一致している。図5において周波数成分ごとの空間増幅率を $60\text{mm} \leq x \leq$

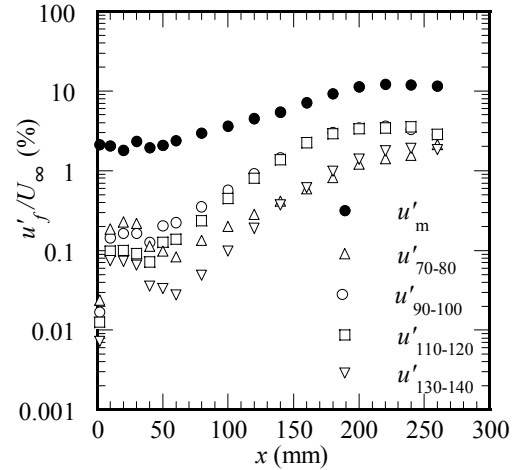


Fig. 5. Streamwise development of disturbances at $U_\infty = 8 \text{ m/s}$.

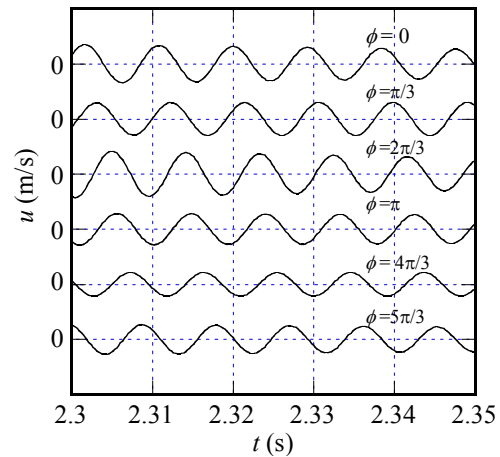


Fig. 6. Waveforms of velocity fluctuations. ($U_\infty = 8 \text{ m/s}$, $x = 100 \text{ mm}$). 109 Hz -component is singled out.

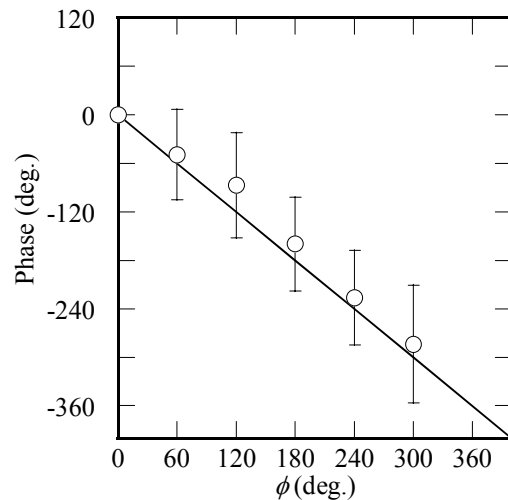


Fig. 7. Azimuthal variation of the phase of disturbance. $U_\infty = 8 \text{ m/s}$.

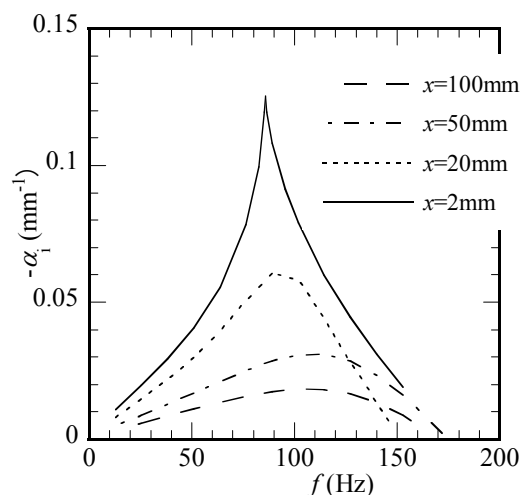


Fig. 8. Spatial growth rate $-\alpha_i$ calculated from the Rayleigh stability equation.

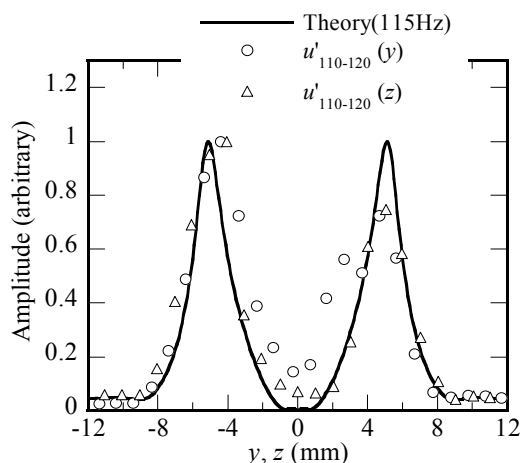


Fig. 9. Amplitude distribution of the most unstable mode at $x = 50$ mm.

100mmの範囲で求めると、90 - 120Hzの変動の増幅率は $-\alpha_i = 0.025 \sim 0.03$ であり、安定性理論と良く一致している。また、 $x = 50$ mmにおける変動（110-120Hz成分を抽出）の振幅分布を比較すると、図9のように、理論と実験結果の一致は良好である。

4. 結言

断面形状が NACA0018 翼型の軸対称物体後流の不安定性を調べた。実験は主にレイノルズ数（直径に基づく） $Re = 1.9 \times 10^4$ で行われた。

後縁直後では一様流速の3%程度の大きさを持つ逆流領域が存在するものの、二次元物体後流のような自励振動（グローバル不安定）は見られなかった。線形安定性解析においても、絶対不安定が生じるまさに臨界状態に近いことが示された。観察された移流型の不安定モードは、線形安定性理論で予測される $n = 1$ のらせんモードであり、指数関数的に空間増幅する様子が捉えられ、攪乱の空間増幅率および振幅分布も線形安定性解析と良く一致した。

参考文献

- 1) Jackson C.P., *J. Fluid Mech.*, 182 (1987), pp.23-45.
- 2) Huerre P. and Monkewitz P.A., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 22 (1990), pp. 473-537.
- 3) Natarajan, R. and Acrivos, A., *J. Fluid Mech.* 1993, 254, pp. 323-344.
- 4) Monkewitz, P.A., *J. Fluid Mech.* 1988, 192, pp. 561-575.
- 5) Sato, H. and Okada, O., *J. Fluid Mech.* 1966, 26(2), pp. 237-253.
- 6) Peterson, L.F. and Hama, F.R., *J. Fluid Mech.* 1978, 88(1), pp. 71-96.
- 7) Batchelor, G.K. and Gill, A.E., *J. Fluid Mech.* 1962, 14, pp. 529-551.
- 8) Mattingly, G.E. and Criminale, W.O., *J. Fluid Mech.* 51 (1972), pp. 233-27.

境界層外の乱れが境界層に取り込まれる過程に関する実験的研究

福西 祐, 大野 拓郎, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎 (東北大工)

Experimental Study of the Process Which an Outer Disturbance is Taken into a Boundary Layer

Y. Fukunishi, T. Ohno, M. Kurihara and S. Izawa

Dept. of Mech. Eng., Tohoku University

ABSTRACT

The effect of outer disturbances on the boundary layer transition is investigated experimentally. The outer disturbances are introduced above a boundary layer by small jets that are ejected in the downstream direction through small holes opened in the circular pipe located outside the boundary layer. It is observed that the low-frequency component fluctuations of outer disturbances jump obliquely into the boundary layer in the spanwise and downward directions.

Key Words : outer disturbance, receptivity, boundary layer

1. はじめに

境界層の遷移は、一般に、境界層内に取り込まれた乱れが成長することから始まる。乱れの種としては、いわゆる一様流中の乱れの他に、一様中にある音があげられる。たとえ物体表面が限りなく滑らかであっても境界層は遅かれ早かれ乱流へと遷移する。このことは、一様中の乱れなどの外乱が境界層内へ取り込まれるルートが存在することを意味する。通常外乱の受容は境界層の始まる前縁部で起こることが多いが、境界層へ直接取り込まれる可能性も否定することはできない。そこで本研究では、平板境界層を対象として、境界層上空の主流中に人工的に乱れを導入し、境界層外の乱れが境界層に取り込まれる過程について風洞実験により詳しく調べた⁽¹⁾。なお、実験は、導入した外乱が平板前縁部で受容されることのないように工夫して行った。

2. 実験方法

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。実験は吹き出し型の低乱風洞を用いて測定部を密閉型の状態で行った。本実験で用いた風速 $U = 5.0\text{m/s}$ における一様流の乱れ強さ u'_{rms}/U は 0.25% 以下である。平板は全長 1,800mm、幅 490mm、厚さ 10mm のアルミニウム合金製で、前縁部は長短軸比が 24:1 の楕円状に加工されており、前縁部と平板部の継ぎ目において一様中の乱れを受容しないように曲率変化が滑らかになるような工夫がなされている。また、流れが前縁近傍ではく離しないよう平板後縁に取り付けたフラップを操作しながら、平板上の圧力勾配がゼロになるように可動式の測定部上部壁面の高さを調

整した。座標系の原点は前縁部中央とし、流れ方向に x 軸、壁面垂直方向に y 軸、スパン方向に z 軸をとった。

平板前縁から 500mm の位置には、乱れを導入するための $y = 25\text{mm}$ の高さに直径 5mm のバーを設置し、一定間隔 M で開けた直径 1mm の小孔からジェットを下流側へ向かって噴出させた。このとき、噴流の速度 \bar{u}_j は、 $M = 40\text{mm}$ では 9.8m/s、 $M = 60\text{mm}$ では 11.8m/s であった。流速の測定には単線の熱線風速計を用いた。サンプリング周波数は 5kHz である。

3. 結果と考察

はじめに導入した外乱が平板前縁で受容されていないか確かめるため、バーを $x = 500\text{mm}$ と 1,000mm の位置に設置し、噴流を吹き出させた状態でバー上流の速度分布を測定した。その結果、バーよりも上流域においては境界層内の速度変動 u'_{rms} の分布に変化はなく、平板前縁における乱れの影響はないものと判断した。

Fig. 2 は、 xy 断面における u'_{rms} の分布である。外乱が広がり境界層へ到達するのは、噴流吹き出し口 ($z = 20\text{mm}$) の直下ではバーの下流 250mm 付近、吹き出し口と吹き出し口の中心位置 ($z = 0\text{mm}$) ではおよそ 170mm 付近であった。しかし、境界層内ではいずれも外乱到達前の $x = 600 \sim 650\text{mm}$ から速度変動の成長が見られ、境界層外部の速度変動が境界層内に飛び火している現象が観測された。周波数解析の結果から、このとき一番初めに成長しはじめたのは 50~100Hz 以下の低周波数成分の変動であり、高周波数成分は外乱が境界層に到達してから成長することがわかった。 $z = 0\text{mm}$ の位置では、境界層内の速度変動のスペクトルにバーによ

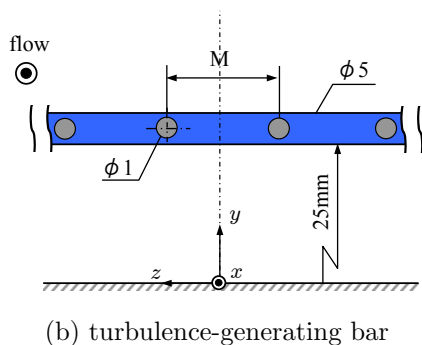
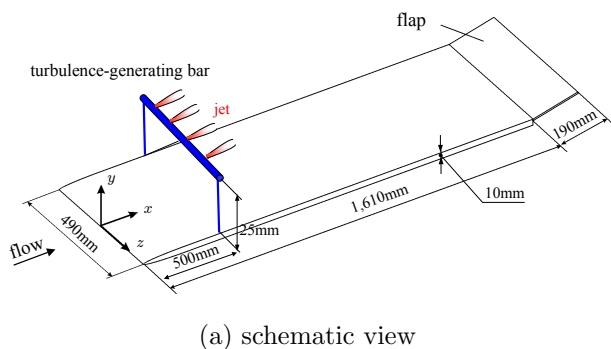


Fig.1 Experimental setup

るカルマン渦列の周波数 200Hz に対応するピークも観測されたが、成長する様子は見られなかった。

Fig. 3 は、 $x = 550\text{mm}$ における yz 断面から見た u'_{rms} の様子である。ここでは、50Hz のローパスフィルターを通して低周波成分のみに着目している。噴流吹き出し口 $z = \pm 20\text{mm}$ の下流では大きな速度変動が生じているが、壁面近傍の領域では、逆に、噴出孔のない円柱の後流領域の下方で強い速度変動が誘起されていることがわかる。このことは、低周波成分の速度変動が斜め下方に飛び火していることを示唆している。

Fig. 4 は、同じ断面の速度分布を示している。速度分布が緩やかに波打っており、 $z = 0\text{mm}$ 付近の速度変動が大きな領域は高速領域に位置することがわかる。外乱によって誘起されたこの低周波成分の速度変動はやがてスパン方向に広がり、 $x = 900\text{mm}$ では逆に $z = \pm 20\text{mm}$ の低速部の方が速度変動が強くなることがわかった。噴出孔間隔 M を 60mm にした場合は、 $x = 750\text{mm}$ 付近でピークバレー構造が形成され、 900mm ではさらにそれが崩壊して乱流へ遷移している様子が観測された。

4. まとめ

境界層外部から導入した外乱の低周波数成分が境界層内に速度変動を誘起し、やがて成長しストリーク構造を形成する過程が観察された。

参考文献

- 1) 大野, 三木, 茂田, 伊澤, 福西, 第 85 期日本機械学会流体工学部門講演会論文集, (2007), CD-ROM.

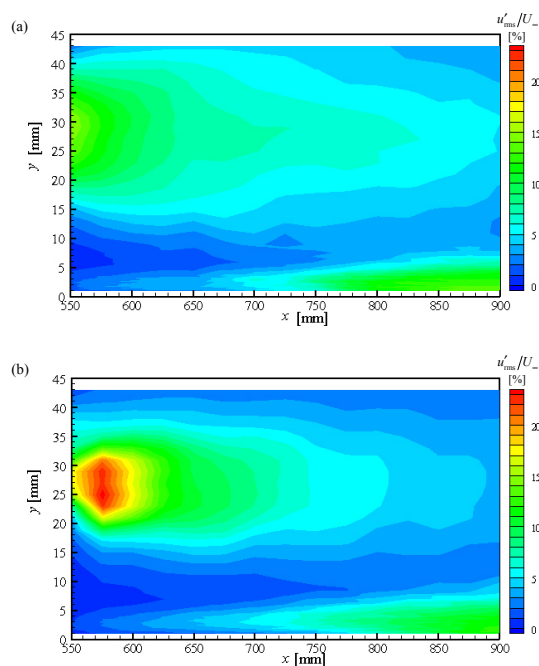


Fig.2 Contor map of u'_{rms} at $z = 0\text{mm}$ (a) and 20mm (b).

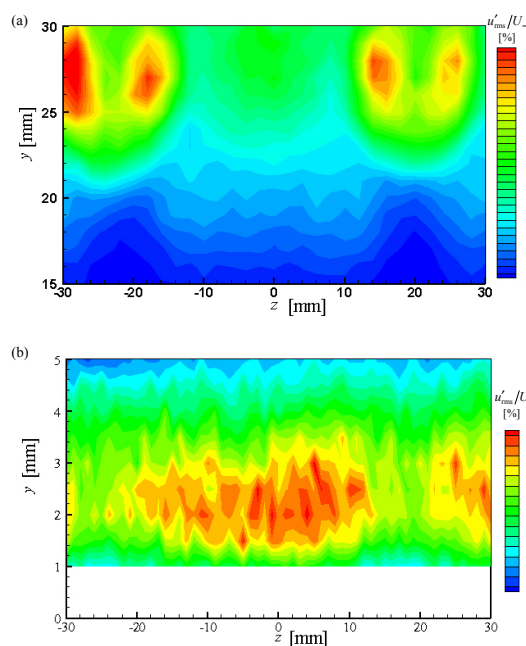


Fig.3 Contor map of u'_{rms} at $x = 550\text{mm}$ (lowpass filter, 50Hz).

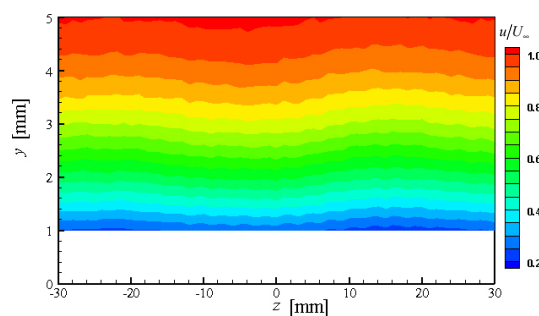


Fig.4 Contor map of u at $x = 550\text{mm}$.

周期的急拡大管流れの遷移と対流不安定性

水島 二郎¹, 高岡 正憲, 山本 寿一, 佐野 太郎 (同志社大工)

Transition and convective instability of flow in a symmetric channel with spatially periodic structures

Jiro Mizushima, Masanori Takaoka, Hisakazu Yamamoto and Taro Sano

Department of Mechanical Engineering, Doshisha University

ABSTRACT

Transition and convective instability of flow in a two-dimensional symmetric channel with periodic suddenly expanded sections is investigated numerically and experimentally. The flow is found to deflect in the opposite side in every pair of adjacent expanded sections due to a pitchfork bifurcation and has a spatial period twice the periodicity of the channel geometry. Adding a localized disturbance at the inlet of the channel, the subsequent spatiotemporal development of the disturbance is observed. The disturbance induces two localized packet-like waves, one of which travels downstream reversing each deflection direction in expanded sections, and the other localized wave travels downstream forming a wave-packet. It is found that the wave-packet always splits into two intrinsic waves propagating with distinct phase velocities. The spatial structure and the phase velocity of the intrinsic waves are compared with the eigen mode of stability under two different periodic boundary conditions, one of which imposes the flow to have the same periodic length with that of the channel geometry and the other twice the periodic length together with a shift-and-reflect symmetry.

Key Words: symmetric channel, periodic sudden expansions, bifurcation, convective stability.

1. はじめに

周期的な空間構造をもつ管路は熱交換器や化学反応器などに見られ、同じ形をしたユニット管が多数連結した形をしている。このような流れの理論的な研究では、ユニット管路が無限につながっていると仮定され、しばしば管路内流れも同じ空間的周期をもつという仮定のもとでその性質が調べられる。実際、Ghaddar *et al.*¹⁾ は平行平板の片側にのみ周期的な急拡大部をもつ管路の流れについて数値シミュレーションと線形安定性解析を行い、その安定性と遷移について議論を行った。また、Adachi and Uehara²⁾ は平行平板管路の両側に凹凸のある周期的管路流れの数値シミュレーションを管路と同じ周期条件のもとで行い、管壁からの流体への熱伝達特性と圧力降下との関係を調べた。しかし、実験や実用的な装置では有限の長さの管路が用いられ、その流れの不安定性には対流不安定性と絶対不安定性の2種類の不安定性が存在するため^{3, 4)}、周期境界条件の妥当性とその適用限界を検証する必要がある。また、この周期的管路流れは、円柱を過ぎる流れなどの周期性をもたない流れに比較すると、攪乱の空間成長率の定義が容易であり、対流不安定性を調べる対象として最適である。

周期構造をもつ流れの安定性解析は、急拡大管路よりも、管壁が正弦関数のようになめらかに変化している管路について多くの研究が行われてきた (Guzmán and Amon⁵⁾, Blacher, Creff and Le Quéré^{6, 7)}). それらの研究においても多くの場合は、流れの空間的な周期性が仮定されてきた。

ここでは、周期的急拡大部をもつ対称な管路流れについて、周期性を仮定しないで数値シミュレーションを行い、この管路を伝わる波について調べる。特に、管路と同じ周期と2倍の周期の周期境界条件のもとでその線形安定性を調べ、この管路入り口部に攪乱を加えたときに発生する波との比較を行い、対流不安定性との関係を議論する。

ユニット管路の連結部である狭窄部が比較的長い場合には、流れの遷移の性質は急拡大部が1つだけの管路流れとよく似たものとなるのでこの報告では説明を省略する。このような急拡大部を1つもつ対称管路を流れる流れはこれまでによく調べられており、特に Mizushima *et al.*⁸⁾ および Mizushima and Shiotani⁹⁾ によって、有限長さの急拡大部をもつ管路流れが調べられ、この流れは比較的小さなレイノルズ数で対称定常流が定在波攪乱に対して不安定となり、非対称な流れへと遷移するが、もう少し大きなレイノルズ数で逆ピッチフォーク分岐を生じて再び対称定常流となるこ

とが明らかとなっている。

2. 周期的急拡大管の構造と問題の設定

急拡大部をもつ対称なユニット管が N 個連結された管路を考え、その管路流れの遷移と対流不安定性について調べる (図 1(a)). それぞれのユニット管は図 1(b) のように、幅 $2d$ の流入部と流出部の間に幅 $2D$ の急拡大部をもつ. 導入部と導出部の長さはいずれも ℓ_r であり、急拡大部の長さは ℓ_e である. 座標軸を 図 1(b) のようにとる.

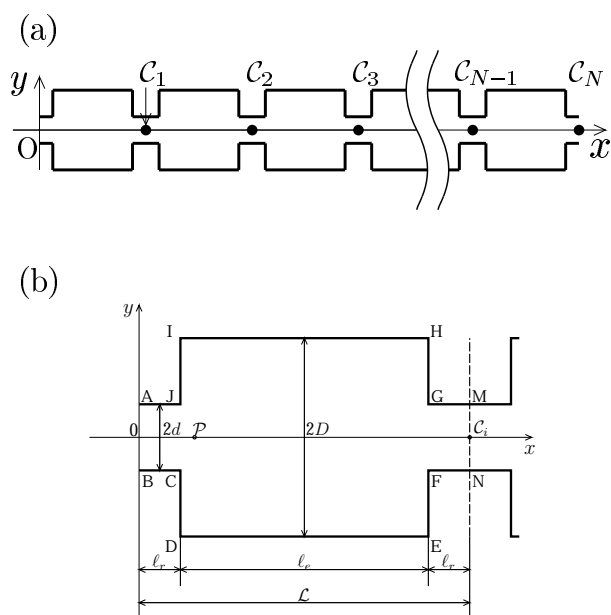


図 1: 管路の形状と座標系. (a) 周期的急拡大管路. (b) ユニット管の構造.

ユニット管の形状を特徴づけるパラメータは拡大比 $E = D/d$, 急拡大部アスペクト比 $A = \ell_e/2D$, 無次元流入部長さ $s = \ell_r/d$ である. 流体の動粘性係数を ν として、レイノルズ数を $Re = Ud/\nu$ と定義する. 流れは二次元非圧縮流であると仮定する. 流れを支配する方程式はナビエ・ストークス方程式と連続の式であるが、二次元非圧縮性の仮定より、流れ関数 ψ を導入し、流れ関数 $\psi(x, y, t)$ と渦度 $\omega(x, y, t)$ を用いて定式化する.

第 1 個目の管路への流入条件として、十分に発達したポワズイユ流を仮定する. N 個目のユニット流出口での流出条件には、ゾンマーフェルト放射条件を用いる. この流れと比較するために n 個 ($n = 1, 2$) のユニットで周期的境界条件を満たす流れを求める. すなわち、管路と同じ周期をもつ流れ (この 1 周期流れを「モード 1」と呼ぶ) と 2 ユニットで 1 周期となる流れ (「モード 2」) である. 一般にはモード 2 はモード 1 を含むが、ここではモード 2 は 2 ユニットで 1 周期をもつ流れの

中でモード 1 でない流れ、すなわち各ユニット流れを管路中央線に対して反転して 1 ユニットずらせると、元と同じ流れパターンとなる流れをモード 2 と呼ぶことにする. いずれの場合にも、すべての壁面境界では滑りなし条件を適用する.

このような管路流れの遷移と安定性を調べるために、主に差分法による数値シミュレーションを行い、その結果を解釈するために、周期境界条件のもとで、流れの線形安定性解析を行った. また、可視化実験を行って数値シミュレーションの結果を検証した.

3. 計算と実験の結果および考察

周期的急拡大部をもつ管路流れの数値シミュレーションと実験により得られた結果の概略を紹介する. これまでの研究で最もよく調べられているパラメータとして、管路拡大比 $E = 3$, アスペクト比 $A = 7/3$ の場合を選んだ. 流れの性質は、狭窄部の長さ s によって大きく異なる. ここでは、 $s = 0.5$ の場合についてのみ説明する.

ユニットの数 N として実験では 12 を選び、数値シミュレーションでは 12 または 24 とした. レイノルズ数が小さいときは、急拡大部が 1 つの場合と同様に、どのような初期条件から出発しても流れは必ず定常で管路の中央線に対して対称な流れとなる. このことを数値シミュレーションだけでなく実験でも確かめた. 図 2(a) は $Re = 35$ のときの可視化写真である. また、図 2(b) は同じレイノルズ数における数値シミュレーションの結果である.

レイノルズ数がもう少し大きくなると、流れはピッチフォーク分岐を生じて、隣り合う急拡大部で逆の方向へ偏流した流れとなる. 図 2(c) は、可視化実験で撮影した $Re = 58$ における流れ場である. このような偏流した定常流は数値シミュレーションによっても確かめることができる. 図 2(d) は、 $Re = 60$ における流れ場であり、初期条件にかかわらず時間が十分に経つとこの流れ場、あるいは上下反転した流れ場となる. この図では $N = 24$ のうち、流入口から 6 ユニットのみを描いた. このように、対称定常流から偏流へと遷移するピッチフォーク分岐の臨界条件を評価すると、その臨界レイノルズ数 $Re_P = 38.9$ となった.

この流れ場 (図 2(d), $Re = 60$) を初期条件 ($t = 0$) として、第 1 番目の管路の流入口へ局在した形の攪乱を加えたところ、 $t = 150$ において、図 2(e) のように第 1 ユニットの蛇行した流れが山から谷へと変化し、 $t = 270$ では、図 2(f) のように第 2 ユニットの谷が山へと変化した. このように、時間の経過と共に各ユニット内で流れの蛇行の向きが逆の流れへと変化し、 $t \sim 2900$ で 24

個すべてのユニットで偏流の方向が逆転した。

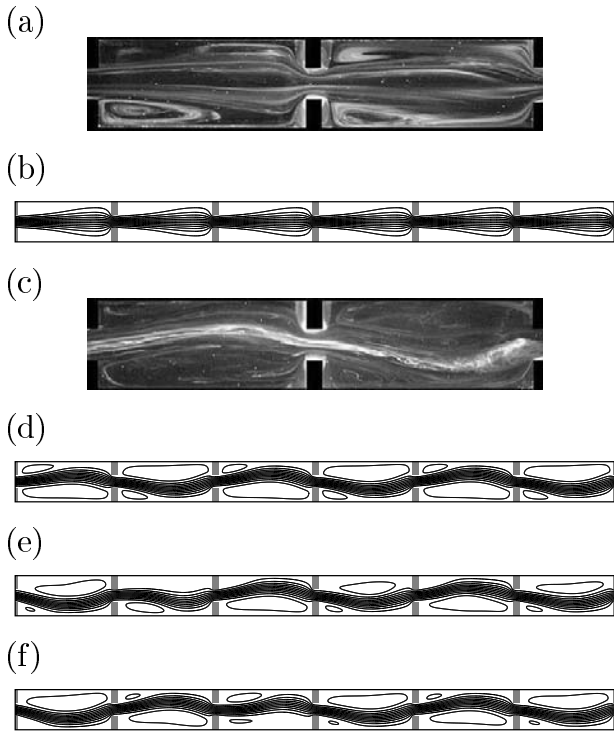


図 2: 流れ場 (流線), ユニット数 $N = 24$. $E = 3$, $A = 7/3$, $s = 0.5$. (a) 対称定常流 (実験) $Re = 35$, (b) 対称定常流 (数値シミュレーション) $Re = 35$. (c) 非対称定常流 (実験), $Re = 58$ (d) 非対称定常流 (数値シミュレーション, $t = 0$), (e) $t = 150$, (f) $t = 270$.

第 1 ユニットの流入口で加えた攪乱が下流へと伝播する過程を詳しくみるために、図 1(a) で C_1 から C_{23} まで表される奇数番目の狭窄部中央における各点での y 方向速度成分 v の時間変化率 $\partial v / \partial t$ を時間の関数として描くと図 3 のようになる。この図より、流入口で加えた攪乱は、伝播速度の異なる 2 種類の波として伝わっていくことがわかる。図 2 でみたような偏流の上下反転を起こす波は伝播速度の遅い方の波であり、点 C_3 より下流ではほぼ一定の波形をもち、どこまでも振幅が減衰することなく伝わる非常に面白い性質をもつ波である。もちろん、ここで取り扱っている管路は流れ方向には一様でないで、この波は場所により形を変えながら伝播するが、管路の 2 倍の距離を隔てた点ごとに観測すると、形を変えずに伝わっているように見えるのである。遅い波はこれまでは知られていない興味深い波であるが、既に Mizushima, Yoshida and Takaoka¹⁰⁾ によって詳しい説明があるのでそちらに譲り、ここでは速い伝播速度で伝わる波について詳しく説明する。

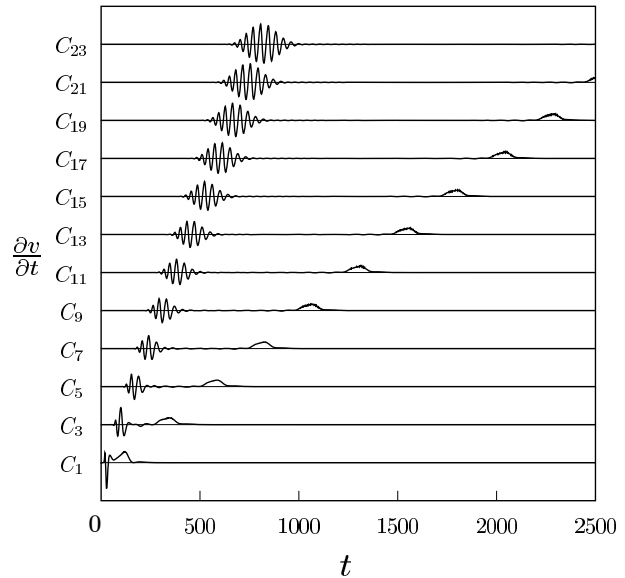


図 3: 流路入り口に攪乱を加えたときの狭窄部中央 (C_{2i+1}) における $\partial v / \partial t$ の時間変化. $Re = 60$, $s = 0.5$.

速い波は、管路を伝わるとき、時々刻々と振幅と波長とを変えながら波束として下流へと伝わっていく。この速い伝播速度をもつ波 (速い波) の構造を詳しく調べるため、管路流入口において短時間のみ攪乱を与え、そのときに生じる速い波について $\partial v / \partial t$ の時間変化を表したグラフが図 4 である。この図の波束を、線形安定性解析における、管路と同じ空間周期 (波長) をもつ攪乱 (モード 1) と 2 ユニットで 1 周期となる攪乱 (モード 2) と比較すると、図 4 の波束はこの 2 つのモードの線形固有関数で近似できることが分かった。図 4 で、記号 I で表されているように、波のパケットの前方部分は線形攪乱のモード 1 で近似できる波であり、記号 II で表されているように、波のパケットの後方部分はモード 2 で近似でき、波束攪乱はこれら 2 つのモードの重ね合わせで構成されている。初期の時刻あるいは管路流入口近くではこれらの 2 つのモードが重なりあっており、区別がつかないが、モード 1 とモード 2 の位相速度に違いがあるため、時間が進むにつれて攪乱の存在する領域が広くなり、下流に進むほどパケットの幅が広がる。また、モード 1 とモード 2 の位相速度の相違により、波の伝播と共にモード 1 の攪乱は波束の前方に進み、モード 2 の攪乱は波束の後方に遅れて伝播する。

図 4 に描かれた波束攪乱中で、パケット前方部分 I を線形固有関数モード 1 と同定し、パケット後方部分 II をモード 2 と同定し、それらの位相速度 c_1 および c_2 を求めた。こうして求めた位

相速度 c_1 および c_2 と周期境界条件のもとで求めた攪乱の位相速度 \tilde{c}_1 および \tilde{c}_2 をまとめると表 1 のようになる. モード 1 と同定した部分の位相速度である c_1 と \tilde{c}_1 の相対誤差は 9.8% であり, モード 2 と同定した部分の位相速度である c_2 と \tilde{c}_2 の相対誤差は 3.0% となった. なお, 表 1 で c_g は波束の群速度である.

表 1: 波束中に含まれる波の位相速度とモード 1 およびモード 2 の攪乱の位相速度. $Re = 60$, $s = 0.5$

\tilde{c}_1	c_1	\tilde{c}_2	c_2	c_g
0.5000	0.5454	0.3240	0.3333	0.4585

なお, 紙面の制約上, それぞれの攪乱の流線図を省略するが, 波束の前方領域 I および 後方領域 II の流線を, 周期境界条件のもとで解いた線形攪乱のモード 1 とモード 2 の固有関数は非常によく似た流れパターンであることが確かめられる. モード 1 の固有関数は 1 つのユニットの中に 4 つの渦構造をもち, モード 2 の固有関数は 1 つのユニットに 3 つの渦構造をもっている. いうまでもないが, 1 つのユニット中でのモード 2 の固有関数を反転して, 1 ユニット平行移動すると, 同じ流れパターンとなる.

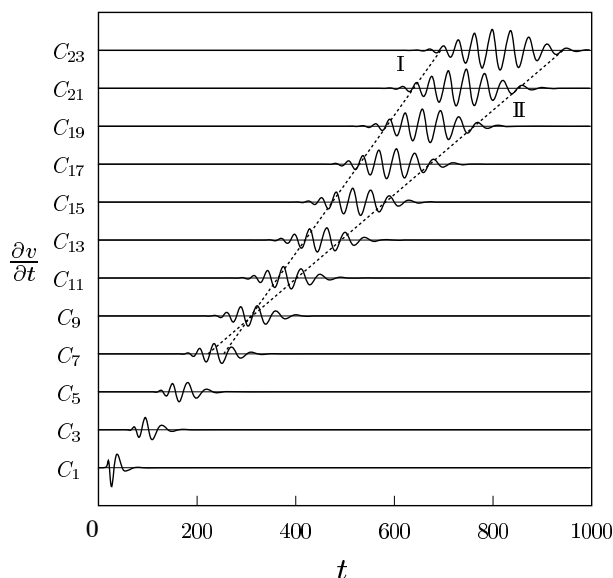


図 4: 速い波 (流路入り口に攪乱を加えたときの狭窄部中央 (C_{2i+1}) における $\partial v/\partial t$ の時間変化). $Re = 60$, $s = 0.5$.

次に, 波束の包絡線を取り, 最大値 a_g および群速度 c_g を評価した. a_g が時間に対して増幅す

るとき流れは対流不安定である. この管路において $Re = 60$ では時間と共に波束が下流へ伝播するにつれて増幅しており, その時間増幅率は $\sigma_g = 0.001239$ である.

波束 (パケット) の時間増幅率を各レイノルズ数について評価した結果, この管路における対流不安定が生じる臨界レイノルズ数は $Re_c = 56.6$ と求められた. また波束 (パケット) の時間増幅率は $Re = 65$ のとき最大となることが分かった. また, この管路における波束の前方部分 I の後方部分 II の時間増幅率を求めると表 2 のようになった. 波束の時間増幅率は正であり, 増幅するにも関わらず, I と II の部分の時間増幅率が負であり, 減衰する. これらの違いが生じる原因については今後調べていく予定である.

表 2: 時間増幅率. $Re = 60$, $s = 0.5$

σ_{c_1}	σ_{c_2}	σ_g
-0.00388	-0.00293	0.001239

参考文献

- 1) N. K. GHADDAR, K. Z. KORCZAK, B. B. MIKIC AND A. T. PATERA (1986) *J. Fluid Mech.* **163**, 99-127.
- 2) T. ADACHI, H. UEHARA (2001) *Int. J. Heat Mass Transfer* **44**, 4333-4343.
- 3) P. HURRE AND P. A. MONKEWITZ (1990) *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22**, 473-537.
- 4) 水島二郎, 藤村薫 (2003) 流れの安定性 (朝倉書店, Tokyo).
- 5) A. M. GUZMÁN, C. H. AMON (1994) *Phys. Fluids* **6**, 1994-2002.
- 6) S. BLANCHER, R. CREFF AND P. LE QUÉRÉ (2004) *Int. J. Heat Fluid Flow* **19**, 3726-3737.
- 7) S. BLANCHER, R. CREFF AND P. LE QUERE (2004) *Phys. Fluids* **16**, 3726-3737.
- 8) J. MIZUSHIMA, H. OKAMOTO AND H. YAMAGUCHI (1996) *Phys. Fluids* **8**, 2933-2942.
- 9) J. MIZUSHIMA AND Y. SHIOTANI (2001) *J. Fluid Mech.* **434**, 355-369.
- 10) J. MIZUSHIMA, S. YOSHIDA AND M. TAKAOKA (2006) *J. Phys. Soc. Japan* **75**, 113401-1-4.

一様等方性乱流における変形場と渦構造の階層的関係について

栗原 誠, 伊澤 精一郎, 茂田 正哉, 福西 祐 (東北大工)

Hierarchical Relation between the Deformation Fields and Vortical Structures in a Homogeneous Isotropic Turbulence

M. Kurihara, S. Izawa, M. Shigeta and Y. Fukunishi

Dept. of Mech. Eng., Tohoku University

ABSTRACT

Hierarchical relation between the deformation fields and vortical structures in a homogeneous isotropic turbulence is investigated. The stretching rates of the vortical structures are evaluated by replacing the extracted vortical structures by the vortex blobs. As a result, it is found that the individual vortices are likely to be stretched along the principal strain axes of flow field of larger scales.

Key Words: turbulence, hierarchical relation, deformation field, vortical structure

1. はじめに

この研究の目的は、乱流中から任意のスケール渦を直接抽出し、異なるスケールの渦の相互干渉について調べ、乱流を特徴づけているエネルギーカスケード過程を渦運動の観点から理解することである。これまでの研究では、フーリエフィルターやウェーブレットフィルターを利用して一様等方性乱流中から大きさの異なる渦を抽出し、個々の渦の時間発展を自動的に追跡することを試み、良好な結果が得られている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。これに対して本研究では、まずフーリエフィルターを用いて比較的大きなスケールの渦を抽出し、個々の渦の伸張を直接評価できるように渦 blob による置換を試みる。次いで、渦とずれ運動の階層的な関係について詳細に調べた。

2. 計算方法及び解析手法

解析対象として取り上げた流れ場は、強制一様等方性乱流場である。流れ場の計算は、スペクトル法により行った。乱流場を維持するために、波数 0 から 2.5 のモードからなるランダムな速度場を、エネルギー源として計算領域全域にわたって連続的に注入している。計算格子数は 256^3 である。渦構造の議論は、流れ場がほぼ定常になった時刻のデータを用いて行った。このとき Re_λ は 64 であった。

渦の抽出にはフーリエ変換を利用したローパスフィルターを用い、スケールの異なる渦を抽出した。このとき使用したカットオフ周波数 k_c は、8, 10, 14, 18, 32 の 5

種類である。フーリエフィルターは渦度場に対して適用し、このフィルターによって抽出された渦のうち、計算体積の $1.5 \times 10^{-4}\%$ 、格子点数にして 25 点以下のものはノイズと見なして流れ場から除去した。渦の可視化には速度勾配テンソルの第 2 不変量である Q 値を用い、渦として抽出された部分の体積の総和が計算体積の 3% となるようにしきい値を設定した。

また、本計算では、渦の中心軸（渦軸）を Q 値の局所最大点を結んだ線として定義し、この線に沿って以下の規則を満たすように渦 blob を配置した。なお、個々の blob は剛体回転する円筒形の計算要素であり、球対称な分布関数によりその渦度を周囲空間へ分布させている。

- 渦軸を構成する隣接格子点の中点に配置
- blob の渦度ベクトルの向きは渦軸の向き
- blob 半径は渦軸から $Q = 0$ となる点までの平均距離
- 渦度分布の広がりを規定するカットオフ半径は、blob 間距離の 2 倍

渦 blob によって置き換えられた場の渦度分布は、各 blob のもつ渦度分布の重ね合わせとして与えられる。そこで、各 blob の渦度は、他の blob との重なり具合を考慮しつつ局所的な渦の循環と等しくなるように調整した。これらの渦 blob の誘起する速度を直接 Biot-Savart 則によって計算することで、乱流中の個々の渦が誘起する速度場が求められる。

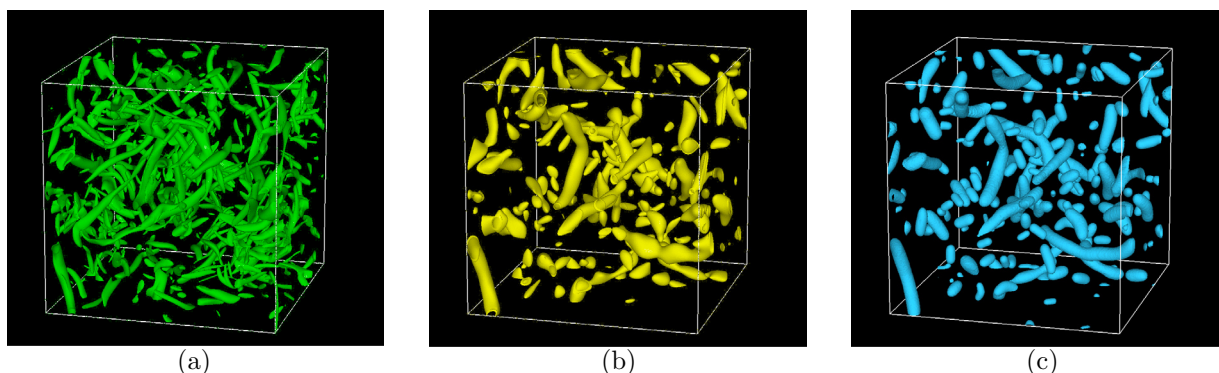


Fig.1 Isosurface of Q ((a) without filtering, (b) Fourier filter ($k_c = 10$) and (c) reconstructed flow field).

3. 結果と考察

Fig. 1は、フィルターをかけない場合 (a) と $k_c = 10$ でローパスフィルターをかけた場合 (b), さらにフィルターをかけて渦 blob によって再構築した場合 (c) の流れ場の様子である。ローパスフィルターによって太くて大きな渦が抽出されており、渦の個数も少ない。ここで (b) と (c) を比較すると、両者は非常に良く似ており、渦 blob によって渦度場がよく再現されていることがわかる。

次に、変形場 ($Q < 0$) のスケールも渦の抽出の場合と同様にカットオフ波数 k_d を用いて変え、どのスケールの変形場が解析対象とする渦の伸張に大きな影響を及ぼすのか調べた。本研究では、特に渦とその渦軸位置における純粋なずれ変形の指向性に着目し、渦軸の方向 (= 渦 blob の渦度ベクトルの方向) と変形ベクトル \mathbf{D} のなす角 θ で評価した。なお、変形ベクトル \mathbf{D} は、速度勾配テンソルの特性方程式のもつ正の固有値 λ_1 の固有ベクトル ξ_1 の方向として $\mathbf{D} = \lambda_1 \xi_1$ と定義する。渦の抽出波数は $k_c = 32$ とした。このとき、抽出された渦のスケールは Taylor 長 λ のおよそ 40% 程度であった。Fig. 2 にその結果を示す。縦軸はなす角 θ の確率密度関数 $PDF(\theta)$ を、球帯の面積 $S(\theta)$ で割ることで規格化してある。変形場のスケールが大きい、すなわち k_d が小さい場合ほど、そのずれ運動の方向に沿って渦が伸張する傾向があることがわかる。また、伸張していない渦は変形場のスケールによらず θ の確率密度分布がほぼ一定であることから、どのスケールの変形場とも無関係であることもわかった。

4. まとめ

一様等方性乱流中から抽出した渦を渦 blob の集合として置き換えてこれらの渦の伸張を評価し、やはりフィルターをかけて求めたスケール毎の変形場 (ずれ運動) と渦構造の階層的な関係について調べた。その結果、渦は自分よりも大きなスケールの変形場によって引き伸ば

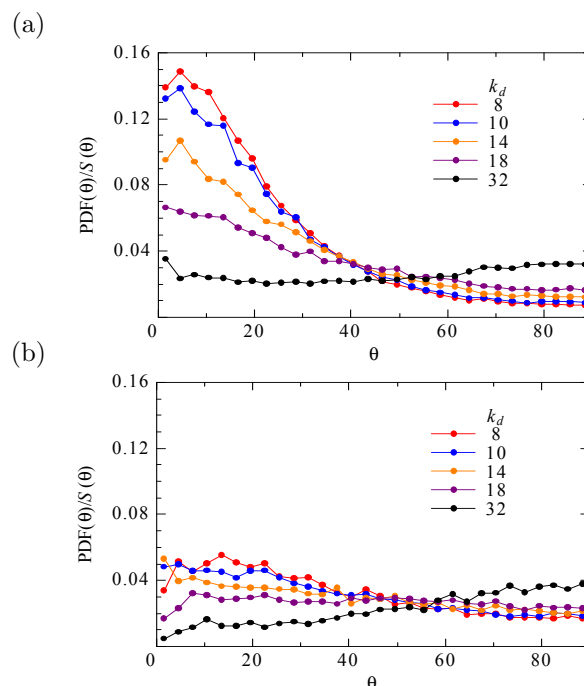


Fig.2 Normalized PDF of angle θ between \mathbf{D} and vortex axes of vortices with positive (a) / negative (b) stretching rate.

される傾向があり、伸張している渦ほどその傾向が強いことがわかった。

参考文献

- 1) A.K. Waleed, S. Izawa, M. Shigeta, Y. Fukunishi, 宇宙航空研究開発機構特別資料, JAXA-SP-07-009 (2007), 13-14.
- 2) S. Izawa, A.K. Waleed, M. Shigeta, Y. Fukunishi, *International Journal of Pure and Applied Mathematics*, Vol. 41, No. 4 (2007) pp.463-469.
- 3) A.K. Waleed, S. Izawa, A.K. Xiong, Y. Fukunishi, *11th Asian Congress of Fluid Mechanics*, (2006), CD-ROM.

羽ばたき翼周りの非定常流れと発生する流体力の関係

飯田明由（豊橋技科大），荻巣宏幸（工学院大），富川昌義（工学院大）

Relationship between unsteady flow around flapping wings and resultant aerodynamic forces

A. Iida^{*}, H. Ogisu^{**}, and M. Fukawa^{**}

^{*} Dept. Of Mech. Eng., Toyohashi University of Technology,

^{**} Dept. of Mech. Eng., Kogakuin University

ABSTRACT

The purpose of this research is to clarify generation mechanism of aerodynamic force of flying insects such as the dragonfly. To understand the mechanism of insect flight is important to develop Micro Air Vehicles (MAV) for rescue inquiry devices of disaster area. The aim of this investigation is a quantitative correlation analysis between vortex structure around a dragonfly and aerodynamic force. Unsteady aerodynamic force and flow field were measured by micro load-cell system and dynamic PIV system. As a result, the continuous vortex tubes were observed such as the U-shaped separation. The topology of the separated flow is almost two dimensional without near wing-tip. When the distance of vortex core was small, the large amounts of aerodynamic forces were generated. The experimental results showed strong interaction between the vortices and wings occurred when the distance of vortex core was almost same as the chord length. We also developed a mechanical flapper based on the experimental results of the flow around a dragonfly. The aerodynamic force of the mechanical flapper was proportional to the second powers of the flapping frequency. The aerodynamic lifting force of the mechanical flapper was 0.68 times of weight the flapper at the flapping frequency of 37.6 Hz. It corresponded to twice of dragonflies' weight, it therefore indicated that the mechanical flapper generated sufficiently large enough to lift of dragonflies.

Key Words: Unsteady flow, Vortex structures, MAV, PIV, Biomimetics

1. 序論

災害地や極限環境において被災者の探査や被害状況の調査に用いられる小型飛行体(MAV: Micro Air Vehicle)の開発においては、昆虫の飛行に見られるようなホバリング飛行（空中静止）を始めとする高度な飛行を実現することが必須課題である。現在、世界各国でさまざまな MAV が開発されているが⁽¹⁾、羽ばたき翼によってホバリング飛行を実現した MAV は未だに開発されていない。このため、昆虫や鳥類の高い飛行性能を規範とした飛行体の開発が精力的に進められている⁽²⁾。特に低レイノルズ数域における羽ばたき翼周りの流れについてさまざまな研究が行われており、MAV 開発に役立てられている。これまでに昆虫の飛行では、翅を羽ばたかせると同時にひねり運動を加えることにより高い揚力を得ていることが明らかにされている。また Arian ら⁽³⁾の計測によって、羽ばたきによって翅まわりには U 字形の渦が形成されることなども明らかとなっている。

本研究では、飛行昆虫が発生する流体力と羽ばたき翼周りの渦構造を同時計測することにより、羽ばたき運動による流体力の発生に渦構造がどのように寄与する

かを実験的に明らかにした。さらに翅まわりの三次元的な渦構造を定量的に可視化し、渦構造と流体力の関係を定量的に評価することにより、昆虫の飛行メカニズムについて検討した。

これらの知見を元に小型の羽ばたき装置を開発し、羽ばたき周波数と揚力の関係、トンボの翅に作用する流体力と翅のひねりについて実験的に調べた。

2. 昆虫の飛行解析

2.1 計測対象

被災地における探査用 MAV では、ホバリング飛行や急旋回が必要なこと、探査用カメラなどを搭載する必要があることから、飛行性能に優れ、比較的大型の昆虫であるトンボを計測対象とした。トンボは肉食の昆虫であり、捕食のために飛行昆虫の中で最も優れた飛行性能を有している。また、トンボの羽ばたき周波数は約 30 Hz であり、計測を行うことが比較的容易であると同時に、MAV 用の機構を製作しやすいという利点もある。計測にはウスバキトンボ(*Pantala flavescens*)を用いた。

2.2 計測手法

トンボの羽ばたき運動（羽ばたき周波数 30Hz）に伴う非定常流れ場を計測するため、高速度ビデオカメラ（X-Stream VISION XS-4: IDT Co., Ltd.）と赤外線レーザ（XS-IR DPSS Laser Unit: IDT Co., Ltd.）を用いた高速 PIV 計測システムを使用した。フレームレートは 5000Hz であり、トンボの羽ばたき運動を約 1mm ピッチ以下で追跡することが可能である。PIV 計測に用いるトレーサ粒子には代表粒径 $1\mu\text{m}\sim 3\mu\text{m}$ のオイルミスト（SAFEX F2010: DANTEC Co., Ltd.）を用いた。

解析対象とするトンボが発生させる流体力は、その体重から推定して約 3 mN 程度であると考えられる。本研究ではトンボが発生する微小流体力を非定常に直接計測するため、カンチレバー（片持ち梁）とひずみゲージを用いた微小流体力計測装置を製作した。カンチレバーの共振周波数を、羽ばたき周波数よりも高くするため、カーボンロッド（ $\phi 3\text{ mm}\times 150\text{ mm}$ ）製のカンチレバーと半導体ひずみゲージ（ゲージ率 -114: 共和電業社製）を使用した。このシステムでは、先端負荷約 5 mN での固有振動数がトンボの羽ばたき周波数の 2 倍以上（66 Hz）となることを確認した。対象とする力が微小であるためひずみゲージの温度ドリフトが計測誤差の要因となる。その対策としてひずみゲージ周辺に断熱材を施すと同時に、計測機器周辺環境の温度管理を行った。その結果、本装置では荷重 0.98 mN \sim 49.1 mN において計測誤差 1%以内を確保した。

3. 実験結果

トンボの羽ばたき運動によって発生する鉛直方向および水平方向分力の合力と、それによる推進角度を計測した結果、前翅のみの場合、平均合力は自重の 0.66 倍、推進角度は 51.9 deg であった。同様の解析を後翅のみの場合に対して行った結果、平均値、推進角度とも前翅後翅において大きな差がないことを確認した。

また、翅を除去しない状態で計測した結果、鉛直方向に時間平均で自重の 1.37 倍の力を発生していることがわかった。前翅のみで計測した結果では自重の 0.57 倍、後翅では 0.54 倍であり、前後の翅による差はないものと考えられる。一方で水平方向分力は、両翅で自重の 0.63 倍、前翅のみで自重の 0.59 倍、後翅のみで自重の 0.65 倍であり、これも大きな差は見られない。ただし、翅が二対の場合においては、位相差が約 65 deg（後翅先行）があった。

図 1 に、羽ばたきの一周期の中で鉛直方向分力が最大になる瞬間および、最小になる瞬間の翅まわりの渦度を示す。鉛直方向の力が最大値に達する瞬間では、翼弦長と概ね等しい直径の渦が翅の上面に形成されている様子が見える。反対に、力が最低値になる瞬間では、渦の直径が大きく、翅からも離脱し始めている様子が見える。またこの場合、下死点から振り上げる状態であるため、翅のひねり角度が 120 deg 程度と大きな値となり、鉛直方向の力がほとんど作用しなくなり、振り上げ時に発生する負の揚力を抑制していることがわかる。

トンボの羽ばたきによって発生する流体力は渦度の強度 ω_z とその面積 D に比例し、渦と翅の距離 L_v に反比例すると考えられる。図 2 にトンボの翅周りの渦度の特性量 $(|\omega_z D|)/L_v f$ （横軸）に対する揚力を示す。縦軸の揚力は自重で無次元化した。翅に影響を与える無次元渦強度渦 $(|\omega_z D|)/L_v$ が大きくなると揚力が増加することがわかる。渦と翅の距離 L_v に対する流体力の大きさを比較した結果、渦と翅との距離が翅の翼弦長程度のとき大きな揚力が発生していることがわかった。

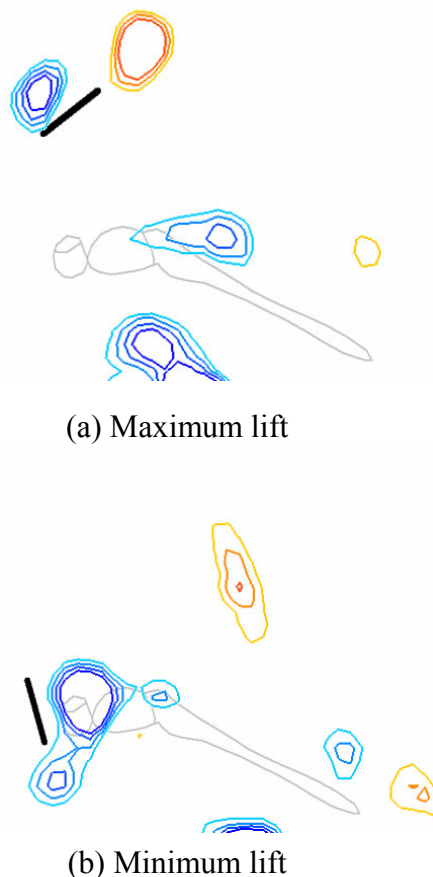


Fig. 1 Vortex structures around a flapping airfoil of a dragonfly

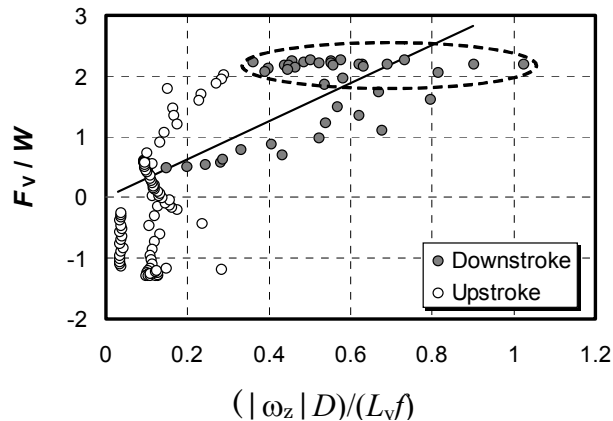


Fig. 2 Correlation between vortex structures and vertical force

トンボの羽ばたきにより翅まわりに生じる三次元的な渦構造を可視化した結果を図3に示す。翅中腹付近の前縁から発生した渦と、翅の先端から発生した渦の組み合わせによって、翅上面に半 U 字形の渦が形成されていることがわかる。

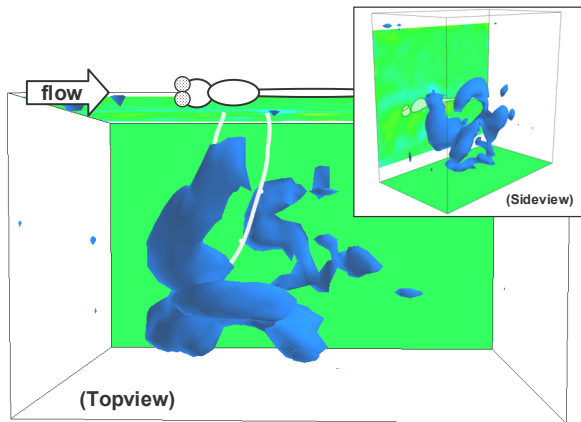


Fig. 3 Three-dimensional vortex structures around a dragonfly

4. 羽ばたき型 MAV

トンボを用いた羽ばたき翼周りの実験結果から得られた知見を元に製作した羽ばたき型 MAV を図4に示す。羽ばたき飛行で重要な翼のひねり運動については、翼に回転軸を取り付け、羽ばたき機構のリンク部に適度な摩擦を設けた軸受けを取り付けることにより、運動に伴う回転角度を制御して、トンボの羽ばたきに近くなるように工夫した⁽⁴⁾。

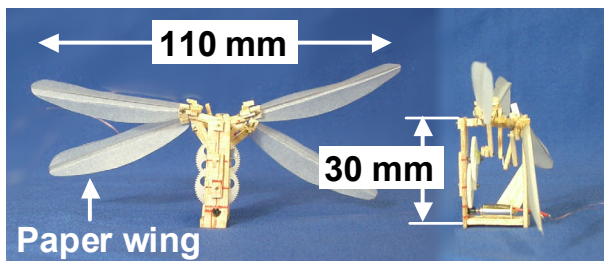
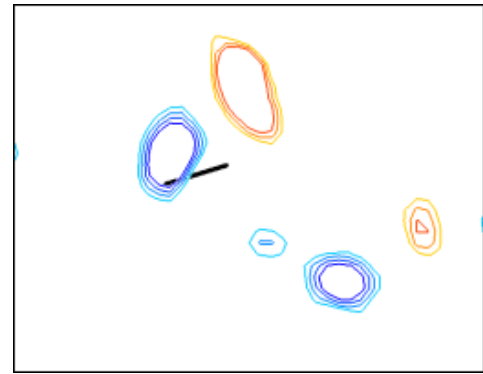


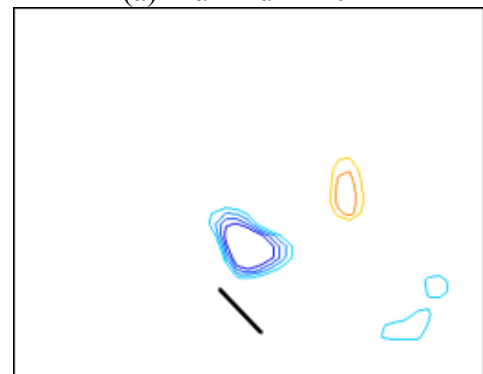
Fig. 4 Schematic of mechanical flapper for Micro Air Vehicle

図5に羽ばたき型 MAV 周りの渦度場を示す。図1と同様に、羽ばたきの一周期の中で鉛直方向分力が最大になる瞬間および、最小になる瞬間の翅まわりの渦度を示している。振り下ろし時に強いはく離渦を発生させ、上向きの揚力を発生させていることがわかる。また、揚力が最小になる瞬間は渦の負圧が翅の上方に作用しないように翅をひねり、流体力を制御していることがわかる。このようにトンボの羽ばたきを模擬することにより、羽ばたき機構周りの流れはトンボの羽ばたき運動と流体力学的にはほぼ相似にすることが可能である。

羽ばたき機構による流体力を測定するため、羽ばたき機構を上皿天秤の一端に取り付け、翅を静止させた状態で天秤をつりあわせ、羽ばたき運動にともなう天秤の変異量をレーザ変位計により計測して流体力を求めた。



(a) Maximum lift



(b) Minimum lift

Fig. 5 Vortex structures around a flapping airfoil of a mechanical flapper

図6に羽ばたき機構による流体力 F_v と羽ばたき周波数 f の関係を示す。最大流体力は、羽ばたき周波数 37.6 Hz で自重 (0.9 g) の 0.68 倍であった。この流体力はトンボの自重の2倍に相当する。羽ばたき周波数がトンボの羽ばたき周波数と等しい 30 Hz の場合は、トンボの自重に相当する流体力を発生させることができることを確認した。このことから、開発した羽ばたき機構は、トンボの運動を模擬できているものと考えられる。

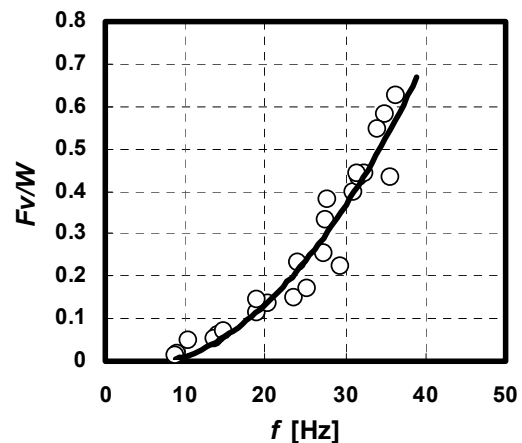


Fig. 6 Relationship between aerodynamic force and flapping frequency.

羽ばたき機構はトンボに比べて自重が重いいため、このままでは飛行することができない。実際にトンボと同じように飛翔できるかを確認するため、図7に示すように

羽ばたき機構にヘリウムガスを詰めたバルーンを装着し、バルーンによる浮力を利用して羽ばたき機構がほぼトンボと同じ重量になるようにした。図8に飛翔実験の様子を示す。この状態でヘリウムガスの量（浮力）と羽ばたき周波数を変えて流体力を測定した結果を図9に示す。先に示した固定実験と同様、流体力が羽ばたき周波数の2乗に比例することが確認された。また、バルーンによって調整された実質的な機体重量と羽ばたきによる流体力が釣り合っているものとして揚力を求めた結果、固定実験の結果とほぼ一致する結果が得られた。このことから、機体の軽量化を行うことにより羽ばたき飛行が可能になるものと考えられる。

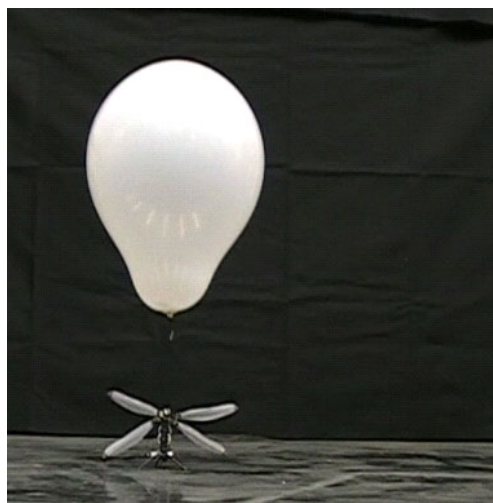


Fig. 7 Picture of mechanical flapper with balloon

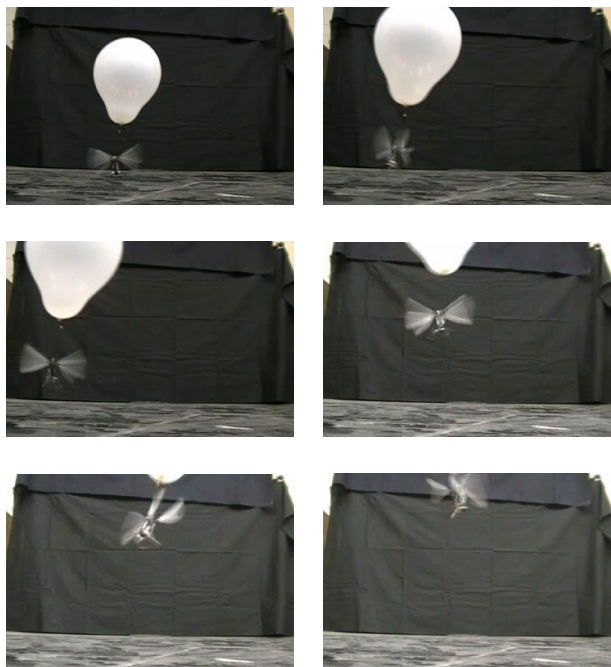


Fig. 8 Flight test of mechanical flapper with balloon

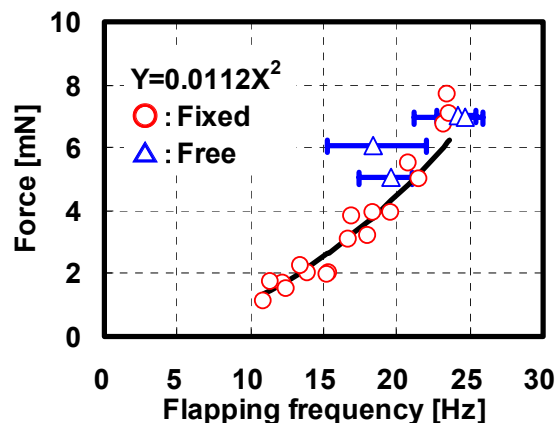


Fig. 9 Relationship between aerodynamic force and flapping frequency

5. 結言

トンボの飛翔メカニズム解明のため、トンボが発生する非定常流体力と翅まわりの流れ構造解析の同時計測を行い、以下の知見を得た。

- (1) トンボのまわりの渦構造と流体力との同時計測結果から、渦と翅の距離が最も近く、渦の直径が翼弦長以内の強い渦度の場合、発生する力が最大になることがわかった。
- (2) トンボの羽ばたきによって翅周りにU字型の渦が形成されることを確認した。
- (3) トンボの羽ばたき運動を参考に、羽ばたき機構を試作した結果、トンボの羽ばたきとほぼ同様な流れ場を形成することができることが確認された。また、羽ばたき機構が発生させる流体力は、羽ばたき周波数の二乗に比例することを確認した。
- (4) ヘリウムガスを用いて機体重量を調整し、飛翔実験を行った結果、トンボの自重と同定の機体を浮上させることができることがわかった。

本研究は文部科学省科学研究費補助金（19560182）の援助を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- (1) Joel M. Grassmeyer, Matthew T. Keenon, Development of the Black Widow Micro Air Vehicle, *FIXED AND FLAPPING WING AERODYNAMICS FOR MICRO AIR VEHICLE APPLICATIONS*, Amer Inst of Aeronautics, Vol.195, (2001), pp.519-535.
- (2) Akira Azuma, Masato Okamoto, Kunio Yasuda, Aerodynamic Characteristics of Wings at Low Reynolds Number, *FIXED AND FLAPPING WING AERODYNAMICS FOR MICRO AIR VEHICLE APPLICATIONS*, Amer Inst of Aeronautics, Vol.195, (2001), pp.341-398.
- (3) Adrian L. R. Thomas, et al., Dragonfly flight: free-flight and tethered flow visualizations reveal a diverse array of unsteady lift-generating mechanisms, controlled primarily via angle of attack, *The Journal of Experimental Biology*, Vol.207, (2004), pp.4299-4323.
- (4) 治田・他3名, トンボを模倣した羽ばたき翼周りの流れ計測, 日本機学会関東支部第12期総会講演会, (2006)

大気の組織構造：竜巻とダウンバースト

佐々浩司（高知大理）

Organized structures in atmosphere; tornadoes and downbursts

K. Sassa

Dept. of Applied Science, Kochi University

ABSTRACT

Atmospheric turbulence is composed of hierarchy of various organized structures from synoptic scale to micro scale. Tornadoes and downbursts are the most violent winds in all of them though their scales are relatively small. It is difficult for ordinary meteorological observation systems, e.g., Doppler radar and so on, to catch these hazard winds in detail. Then, we need experimental simulations of these hazard winds to clear their structure and generation mechanism of them. Some recent results of our experiments on tornadoes and downbursts are shown in the present paper.

Key Words: organized structure, tornado, tornado simulator, PIV

1. 序論

大気の流れは極めてレイノルズ数が高く乱流状態にあるが、同時に様々なスケールの組織的運動を含んでいる⁽¹⁾。その中でも特に興味深いのは直径 100~1000km におよぶ総観規模の低気圧や台風から積乱雲に伴う 10 数 km のメソ低気圧、100m 程度の竜巻、さらには竜巻の中の吸い込み渦といったように相似の構造が幾重にも階層構造をなして存在していること⁽²⁾である。したがって気象の多くはこういった組織的運動の一端を見ていることになる。

竜巻やダウンバーストは組織的運動の中でも比較的規模が小さいものの、最も強い風をもたらす現象であり、減災の観点から構造や生成メカニズムを明らかにすることが期待されるが、小規模故に気象観測網によって捉えることは現在もなかなか難しい。本研究室では、そのような突風をもたらす流れ現象の解明をめざして、様々

な実験的研究を行ってきた。ここではそれらを概観する。

2. 竜巻の生成メカニズム

山など渦度の発生源となる地形が存在しなくても竜巻は発生する。このメカニズムを理解するためにドライアイスミストで作る冷気とファンの上昇気流によってノンスーパーセル竜巻の発生を試みた⁽³⁾。図 1 の画面中央から手前に向かって流れるドライアイスミストの左右にはそれぞれ水平速度勾配の大きな領域があり、その上にファンを置いて上昇気流を作ると鉛直渦度が引き延ばされて竜巻を形成する。すなわち竜巻の渦度は渦伸張によってもたらされる。竜巻の回転方向は図のように水平速度勾配の向きに依存する。このような竜巻の生成過程はスーパーセル竜巻においても認められている⁽⁴⁾。一方、図示していないが、水平渦度のティルティングによる竜巻生成も確認できた。しかし逆回転の渦が一對となって発生



(a) 時計回転の竜巻



(b) 反時計回転の竜巻

図 1 ガストを横切る上昇気流により形成された竜巻



(a) Weak tornado



(b) Strong tornado



(c) Divergence



(d) Updraft

図 2 竜巻のパターン

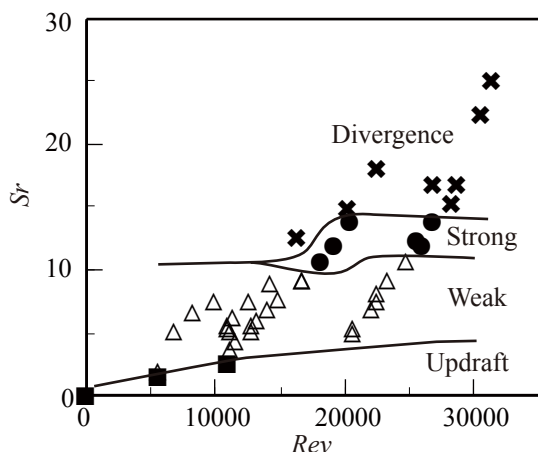


図3 渦レイノルズ数とスワール比による竜巻生成パターン

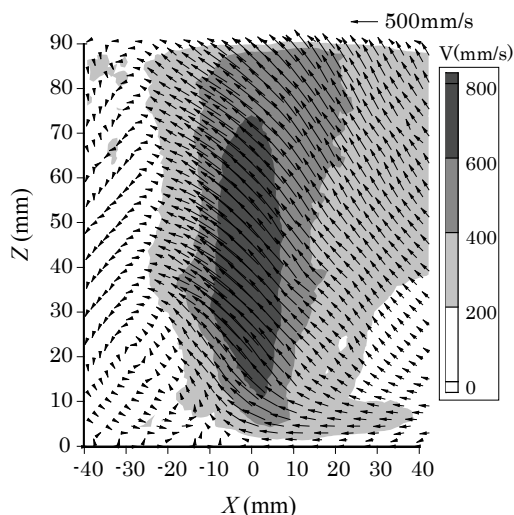


図5 鉛直断面内の速度分布

することや水平渦の元となるガストフロントの規模が小さいことから寿命が極めて短く、特殊な流れ環境を作らない限りティルティングは竜巻生成の主因とはならない。

3. 竜巻の構造

詳細な PIV 計測を行うため、上昇気流を模擬するファンと回転を生み出す回転多孔円盤を組み合わせた新たな模擬装置を開発し、実験を行った⁶⁾。上昇気流の速度と多孔円盤の回転速度を変えることにより、図2に示すような4つの流れパターンが形成された。**Weak** はドライアイスの作るガストの水平速度勾配を伸張してできた弱い竜巻、**Strong** は多孔円盤の回転により直接流れ場の回転が誘起されてできた強い竜巻を表す。これらを模擬装置の渦レイノルズ数 Rev とスワール比 Sr によってプロットすると図3のようになる。このことから、流れ場は主としてスワール比に依存することがわかる。ここでメソサイクロンの一般的上昇流と渦度を用い、動粘性係数の代わりに渦粘性係数を用いると、 $Rev \sim 5000$ 、 $Sr \sim 5$ 程度となる。このことから、メソサイクロンの下で発生するスーパーセル竜巻は、主として水平速度勾配の伸張による **Weak** 竜巻に相当することがわかる。

しかし、鉛直渦としての構造を調べる上では **Strong** が安定しているため、**Strong** の PIV 解析を行った。水平断面は図4に示すように、 $Z < 14\text{mm}$ で回転と収束流が認められ、それより上層で回転のみがみられる。すなわち、 $Z < 14\text{mm}$ がこの竜巻の境界層に相当する。ここに再現された竜巻は、 $Rev=300$ 、 $Sr=0.9$ であり、渦粘性係数を用いて実際の竜巻と比較すると、F4 クラス以上の強い竜巻⁶⁾に相当する。しかし、多重渦構造は認められなかった。周方向速度の最大値は境界層高さ付近に見られた。鉛直断面の様子は図5に示すようなもので、境界層における竜巻中心への収束流と鉛直渦側面における回転上昇流の様子が良く捉えられている。竜巻左側の $Z=20\text{mm}$ 付近に見られる水平渦状の回転流れは、境界層内にある水平渦が傾けられて鉛直渦へと吸収されていく過程を示したものである。回転がより強まって渦核が拡大すると、これらが多重渦を構成していくことになるものと思われる。

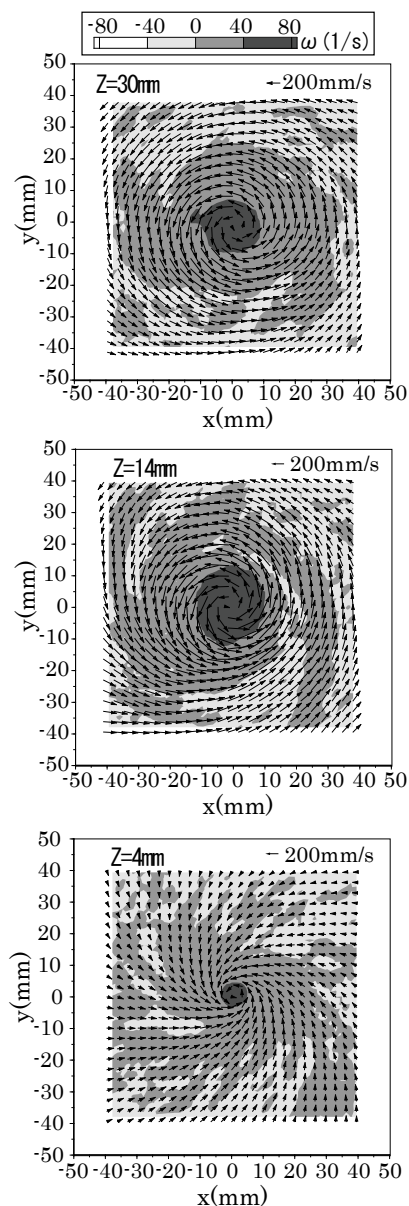


図4 水平断面の鉛直渦度分布

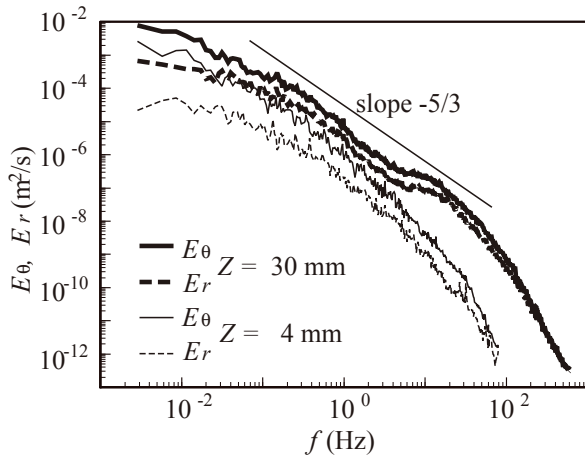


図6 速度変動のエネルギースペクトル

周方向速度が最大となる位置に熱線流速計のプローブにおいて速度変動スペクトルを求めると図6のようになる。境界層内の $Z=4\text{mm}$ では広い流域に収束流があるため、スペクトルは単調な分布であるが、鉛直渦が顕著な $Z=30\text{mm}$ では 5Hz 付近にエネルギーギャップが見られ、変動が間欠的であることがわかる。すなわち、これより低周波は渦軸の揺動に伴う変動で、竜巻渦がプローブに当たる場合とそうでない場合で極端に変動強度が異なる。それより高周波は竜巻渦自身の乱流変動であり、 $Re\tau=300$ でもこの竜巻が乱流渦であることがわかる。

4. メソサイクロンとの関係

先述の模擬装置ではメソサイクロンの回転はあまり竜

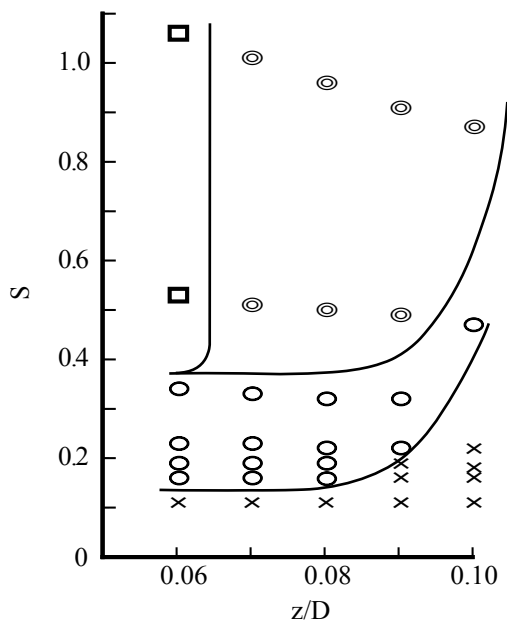


図7 メソサイクロンの高さとしワール比をパラメータとした竜巻パターン

◎: 多重渦、□: 装置中央に形成される単一渦、○: ガストの水平シアに伴う竜巻、×: 竜巻なし

巻生成に寄与しないと考えられたが、この場合の角運動量は発散流に与えたものであり、室内回流の結果竜巻の角運動量へと供給されるところが実際のメソサイクロンとは異なっている。そこで、ファンと案内羽根で構成するメソサイクロン模擬装置を新たに製作し、その高度と回転強さを変えつつ、下層にあるガストとの干渉によってどのように竜巻が形成されるかを調べた⁽⁷⁾。この場合、案内羽根に囲まれたエリアがメソサイクロンの回転上昇流に相当し、発散する流れは生じない。

可視化実験の結果、図7に示すように床面からメソサイクロンの高さ Z/D とスワール比 S によって竜巻が形成される場合とそうでない場合があり、さらに竜巻が形成される場合でも流れパターンは様々であることがわかった。ここで D は装置の直径でメソサイクロンの直径に相当する。図中の□で表されるパターンは下層ガストの存在に関係なくメソサイクロンの回転がそのまま地上まで到達して形成された竜巻で、その形成過程はいわゆるパイプ効果⁽⁸⁾と呼ばれるものに相当すると思われる。○はガストの作る水平速度勾配を伸張してできた竜巻で、比較的小さいスワール比に形成される。◎は竜巻形成の初期に図8に示すような多重渦が形成された場合で、比較的大きなスワール比に生じる。これらの結果から考えるとメソサイクロンの回転と地上からの高さが竜巻の形成に強く関わっていることがわかる。

図8における多重渦は画面右手にみられる3本の吸い込み渦により構成されている。吸い込み渦は、下層ガストが竜巻の主渦に取りこまれるように反時計回転する際に主渦の周りを惑星のように回転しつつ収束していくように見えるが、その後に強い主渦一つに融合して極めて強い回転が生じる。このような様子は実際の竜巻⁽⁹⁾においても観測されている。その一方で、下層ガストの反対側にある水平速度勾配は時計回転の渦度を持つため、上層のメソサイクロンの反時計回転に関わりなく時計回転の竜巻が画面右手に発生している。これもまた実際の竜巻で観測⁽²⁾されている。

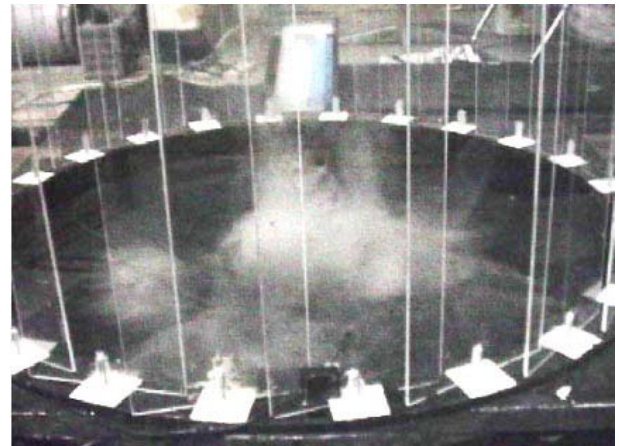


図8 再現された多重渦

ガストは写真奥より手前へ流出している。右手が多重渦で3本の吸い込み渦が見られる。左手は多重渦と反対に時計回転する竜巻を示す。

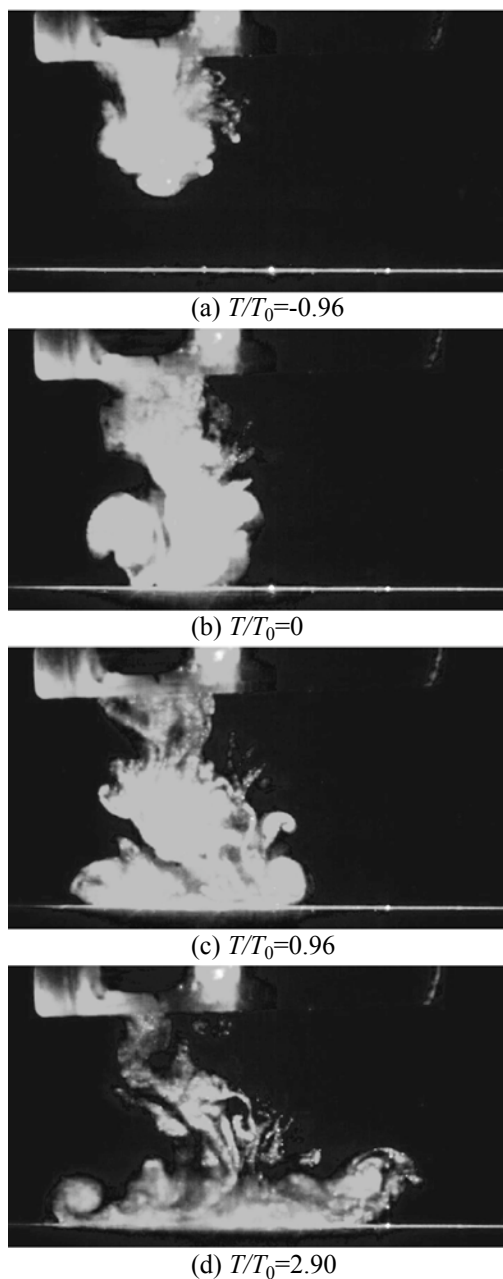
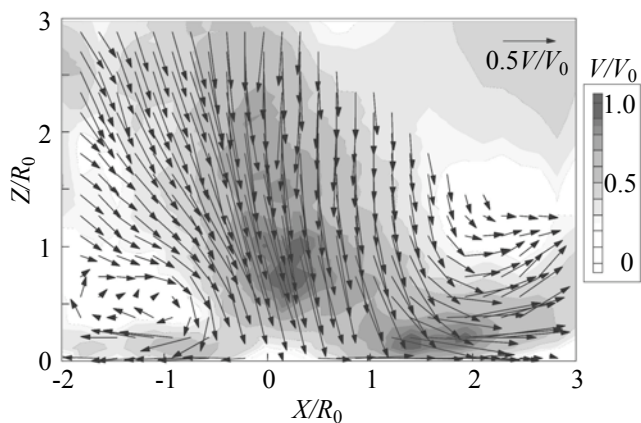


図9 トラベリングマイクロバーストの様子

図10 トラベリングマイクロバーストの平均速度場 ($T/T_0=0.96$)

5. トラベリングマイクロバースト

ダウンバーストは竜巻と反対に積乱雲から下降してくる発散性の突風である。発散性という特徴から被害域は突風の吹いた領域にまんべんなく広がるように思われるが、実際には被害極めて狭い領域に局在する⁽¹⁰⁾。この原因を解明するため、模擬水槽実験⁽¹¹⁾を行っている。トラベリングマイクロバーストは親雲や環境場の風によって風下に流されつつ下降するもので、図9は主に環境場の風により上流側と下流側のガストフロントが非対称になる様子を示している。PIV解析によって速度場を求めると図10のようになり、フロントにおける水平渦の存在がよくわかる。このうち、強風域は濃いグレーとなっている部分で、下流側ガストフロントの背後(上流側)の地面付近が最も強い水平風をもたらす。これらの速度パターンは観測結果⁽¹²⁾をよく再現している。しかしながら、この強風域の中のむらについてはいまのところ下降噴流の乱流化に伴う可能性が考えられているのみであり、今後の解析が望まれる。

6. まとめ

大気中で最もシビアな組織構造である竜巻とダウンバーストの再現実験の結果について概観した。流れ場の構造や発生メカニズムなどについて明らかになりつつあるが、今後突風の局在化をもたらすさらに小規模な組織構造の解明をめざしたい。

謝辞

一連の実験を進めるにあたり、(株) Photron より高速度カメラの貸与を受けました。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) 新野, 航空宇宙技術研究所特別資料, SP-47, (2000), 9-12.
- 2) Fujita, T.T. J. Atmos. Sci., 38 (1981), 1511-1534.
- 3) 佐々, 日本流体力学会年会, 2005 講演論文集, (2005), 177.
- 4) Noda, A.T., and Niino, H., SOLA, 1 (2005), 5-8.
- 5) 佐々, 山下, 竹村, 日本気象学会関西支部例会講演要旨集第110号, (2006), 44-47.
- 6) Wurman, J. and Alexander, C., Mon. Wea. Rev., 133, (2005), 97-119.
- 7) 佐々, 清水, 日本気象学会 2008 年度春季大会講演予稿集 93, (2008) 135.
- 8) Trapp, R.J. and Davis-Jones, R., J. Atmos. Sci., 54, (1997) 113-133.
- 9) Wurman, J., Weather and Forecasting, 17, (2002) 473-505.
- 10) 佐々, 藤澤, 瀬川, 第16回風工学シンポジウム論文集 (2000) 107-112.
- 11) Sassa, K., Turbulence, Heat and Mass Transfer 5 eds. Hanjalic et al. (2006) 239-242.
- 12) Hjelmfelt, M.R., J. Appl. Meteor., 27 (1988) 900-927.

タコニス振動中での境界層の挙動

石垣将宏（名大工）， 石井克哉（名大情連基セ）

Vorical flow in Boundary layers of Taconis oscillation

M. Ishigaki* and K. Ishii**

* Dept. of Comp. Sci. Eng., Nagoya University,

** Information Technology Center, Nagoya University

ABSTRACT

Taconis oscillation is one of thermoacoustic oscillations. Taconis oscillation in a closed long tube is studied by the numerical simulations of the 2D compressible Navier-Stokes equations. Both end walls of the tube are hot ($T = T_H$), and the central regions of side walls are cold ($T = T_C$). A spontaneous oscillation is amplified when the temperature ratio (T_H/T_C) is large, and damping when the temperature ratio (T_H/T_C) is small. The time development of the vorticity and temperature fields in the tube are analyzed.

Key Words: Taconis oscillation, viscous and thermal boundary layers

1 はじめに

細管の軸方向に急激な温度勾配を与えることで、管内の流体が振動する現象を熱音響自励振動と呼ぶ。特に、1本の細管内で生じる熱音響自励振動はタコニス振動と呼ばれる。著者らはこれまで、アスペクト比が0.005である閉管内で生じるタコニス振動の数値シミュレーションを行い、ヒステリシス現象が観測されたことを報告してきた[1]。管のアスペクト比が0.005より大きい場合のタコニス振動を解析した結果について報告する。

2 問題設定

本研究ではFig.1に示すような両端が閉端である管を2次元の矩形領域として扱う。管内の流体は室温で1気圧の気体のヘリウムを想定する。

管の幅方向に対称性を仮定する。管の角に原点 O ，長さ方向に x 軸，幅方向に y 軸をとり，管の長さを l ，管の幅を $2w$ とする。本研究では $l = 28\text{cm}$ ， $2w = 1.4, 2.1\text{mm}$ ， $\Delta l = 7.5\text{mm}$ とし，管のアスペクト比 $\Gamma \equiv 2w/l$ を0.005, 0.0075とした。管の両端の壁を室温 T_H にし管の中央部分の壁を低温 T_C にすることで，Fig.2のような温度勾配を長さ Δl の領域に与える。室温 T_H は一定にして，低温部の温度 T_C を変化させることで，温度比 $\equiv T_H/T_C$ を変化させた。

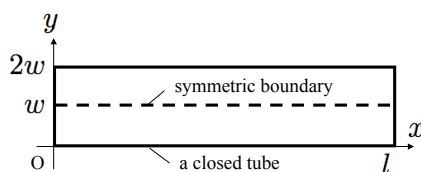


Fig. 1: A closed tube.

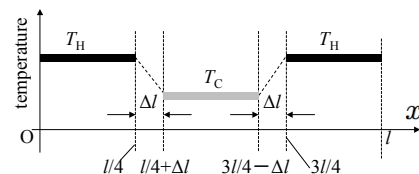


Fig. 2: The temperature distribution of the tube wall.

3 基礎方程式・計算手法

基礎方程式には，理想気体の2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式系を用いる。本研究では代表速度および密度を室温・大気圧での音速および密度とし，代表長さを管長 l としている。数値計算には近似因子分解法に基づいたブロック5重対角行列スキーム[2]を用い，時間発展には2次精度の3点後退差分，対流項には4次精度の中心差分，粘性項には2次精度の中心差分を適用する。境界条件は，管壁上ですべりなし，壁垂直方向に圧力勾配なしとした。さらに $y = w$ を対称境界とし，対称条件を課した。管壁の温度は中心部分で温度 T_C ，両端部分で T_H となるようにする。ただし，初期の温度の不連続を避けるために，中心部分の管壁の温度は室温 T_H から時間経過とともに低下していき，温度 T_C となるようにする。

4 計算結果

Fig.3にアスペクト比 $\Gamma = 0.005$ の場合の温度比9.1, 5.7における圧力の時間発展を示す。温度比 $= 9.1$ では振動状態が観測される。また $= 5.7$ としたときには，ほぼ静止状態となっている。

Fig.4, Fig.5にそれぞれ時間 $t = 978.5, 982$ での管内の渦度分布及び温度分布を示す。 $\Gamma = 0.005$ ， $= 9.1$ である。Fig.4では $x/l = 0.8$ 付近，Fig.5では $x/l = 0.2$ 付近で大きく渦が巻き上がっており，その位置で y 方向に

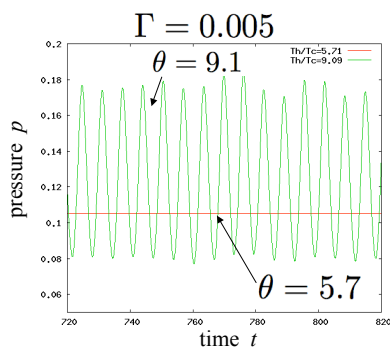
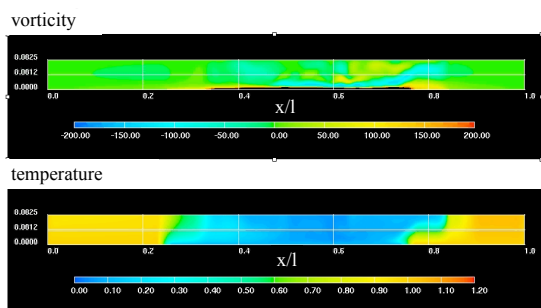
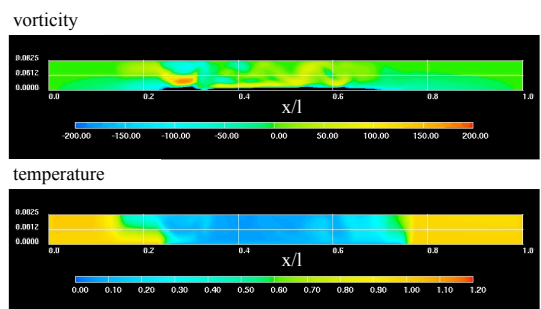


Fig. 3: The time history of the pressure.

大きな温度勾配が形成されていることが分かる。これらの位置は管壁に温度勾配を与えた位置の近傍である。高温領域では強い渦度の分布は見られないが、低温領域では強い渦度の分布が見られる。

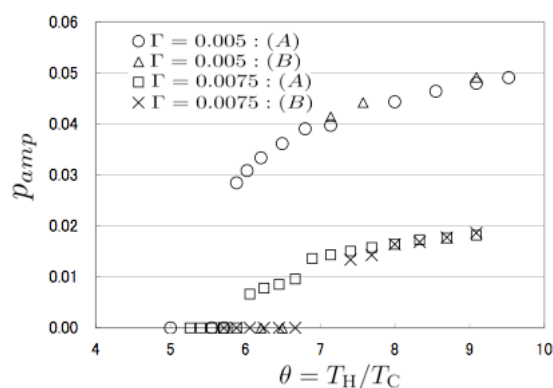
Fig. 4: The distributions of vorticity and temperature in the tube at $t = 978.5$.Fig. 5: The distributions of vorticity and temperature in the tube at $t = 982$.

次に管壁の温度比を変化させたときの圧力振幅について見てみる。 $\Gamma = 0.005, 0.0075$ でそれぞれ2つの初期状態 (A),(B) を用いた結果を示す。ここで初期状態 (A) は温度比 $\theta = 9.1$ での振動状態で、(B) は温度比 $\theta = 5.7$ での静止状態である。Fig.6 に温度比 θ と管端近傍での圧力振幅 p_{amp} の関係を示す。 \circ は $\Gamma = 0.005$:初期状態 (A), \triangle は $\Gamma = 0.005$:初期状態 (B) のときの圧力振幅である。また \square は $\Gamma = 0.0075$:初期状態 (A), \times は $\Gamma = 0.0075$:初期状態 (B) のときの圧力振幅である。

$\Gamma = 0.005$ のとき、初期状態 (A) の場合は、 $\theta \geq 5.9$ では自励振動が観測され、 $\theta \leq 5.7$ では静止状態となった。初期状態 (B) の場合では、 $\theta \leq 6.5$ で静止状態が観測され、 $\theta \geq 7.1$ では自励振動が観測された。 $\Gamma = 0.005$

のとき振動状態から静止状態へと遷移する温度比 θ_{1A} は $5.7 < \theta_{1A} < 5.9$ であり、静止状態から振動状態へと遷移する温度比 θ_{1B} は $6.5 < \theta_{1B} < 7.1$ であることが分かる。一方、 $\Gamma = 0.0075$ のとき、初期状態 (A) の場合は、 $\theta \geq 6.1$ では自励振動が観測され、 $\theta \leq 5.9$ では静止状態となった。初期状態 (B) の場合では、 $\theta \leq 6.7$ で静止状態が観測され、 $\theta \geq 7.4$ では自励振動が観測された。 $\Gamma = 0.0075$ のとき振動状態から静止状態へと遷移する温度比 θ_{2A} は $5.9 < \theta_{2A} < 6.1$ であり、静止状態から振動状態へと遷移する温度比 θ_{2B} は $6.7 < \theta_{2B} < 7.4$ である。 $\Gamma = 0.0075$ の場合でもヒステリシス現象は観測された。また初期状態 (A) のとき、 $6.7 < \theta < 6.9$ で圧力振幅が不連続に変化しており、新しい分岐点が存在している可能性がある。

管の $1/2$ の幅 w と高温部における粘性境界層の厚さ δ_H の比 w/δ_H を見積もった。 $\Gamma = 0.005$, $\theta = 5.9$ では $w/\delta_H \approx 1.6$, $\Gamma = 0.0075$, $\theta = 6.25$ では $w/\delta_H \approx 1.9$ であった。管のアスペクト比を1.5倍にしたにも関わらず、 w/δ_H の値は1.2倍程度にしかならなかった。このため、 $\Gamma = 0.005$ と 0.0075 で、遷移の温度比が同程度の値になったと考えられる。

Fig. 6: The relationship between the square of the pressure amplitude and the temperature ratio. \circ : initial state (A), \triangle : initial state (B).

5 まとめ

アスペクト比 Γ が $0.005, 0.0075$ である閉管内でのタコニス振動の数値シミュレーションを行った。管壁に温度勾配を与えた領域付近では、強い渦の巻き上がりが生じ、管内の流体は幅方向に大きな温度勾配をもつことが分かった。また、低温領域でも強い渦度が観測された。 $\Gamma = 0.005, 0.0075$ のどちらの場合にも、ヒステリシス現象を観測した。 $\Gamma = 0.0075$ では新たな分岐点が存在する可能性がある。今後は、更に大きくパラメータを変化させ、管の幅と粘性境界層の厚さの比 w/δ_H を変化させた場合の解析を行う必要がある。

参考文献

- [1] M.Ishigaki et al, Theor. Appl. Mech. Jap., **56**, pp.307, (2008)
- [2] Y.Shida et al, AIAA J., **25**, pp.408, (1987)
- [3] N.Rott, Z. Angew. Math. Phys., **20**, pp.230, (1969) & **24**, pp.54, (1973)

二次元モデルから発生するエオルス音の特性

藤田 肇（日大総科研）

The characteristics of the Aeolian tone generated from two-dimensional models

Hajime Fujita
Nihon University

ABSTRACT

The characteristics of the Aeolian tone generated from two-dimensional cylinders with various cross sections are studied experimentally in a low noise wind tunnel. Models are a circular cylinder with 20 mm diameter, square cylinder of 20 x 20 mm cross section, square cylinder with rounded corners and a half-round-half square (HRHS) model. The Aeolian tone is found minimum in the HRHS model when circular part is facing to the flow. The Karman vortex generation occurred at far more downstream compared with other models and this is the reason for the minimum Aeolian tone generation.

Key Words: aerodynamic noise, Karman vortex shedding, circular cylinder, square cylinder

1. 序論

流れの中の二次元柱状物体から放出される Karman 渦によって発生するピーク性の音は、エオルス音 (Aeolian tone) としてよく知られている。エオルス音の特性を把握することは、高速車両のパンタグラフなどから発生する空力騒音を制御する上で重要である。ここでは、円柱、角柱その他変形断面モデルから発生するエオルス音の特性を実験的に研究し、モデル後流との関連から、エオルス音発生メカニズムとその制御法を考察する。

2. 実験装置

実験に使用した低騒音風洞は、噴出しノズル寸法 300 mm (幅) x 200 mm (高)、最大風速は 28 m/s であるが、ここに示す実験では 13.5 m/s を主として用いている。このときの暗騒音レベルは $L_A=25$ dB である。モデル長さは 200 mm であり、両端には流れとの干渉と音の反射を避けるために、音響透過性の端版が用いられている¹⁾。

使用したモデルは図 1 に示すように、直径 20 mm の円柱、1 辺 20 mm の角柱(コーナー R 有無)および変形断面(HRHS)モデルであり、レイノルズ数は 19,000 程度である。

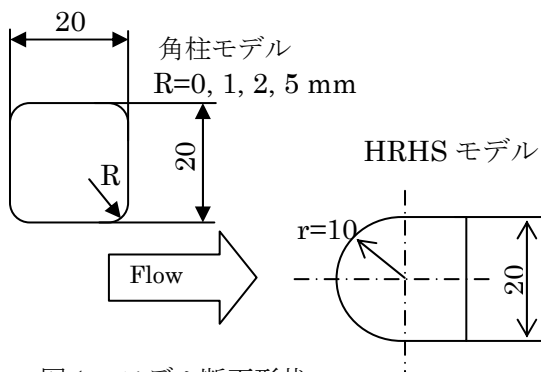


図 1 モデル断面形状

3. 断面形状の発生音への影響^{2), 3)}

角柱及びかまぼこ型のストロハル数を求めるための径は、迎角を付けたときの、正面から見た投影寸法を用いる。迎角は、HRHS 型は、半円柱部分が主流に正対する場合を 0° 、角柱部分が主流に正対する場合を 180° とする。実験は主流速度範囲 8~27 m/s で行ったが、ここでは代表例として 13.5 m/s の結果を示す。

図 2 に、ストロハル数の、迎角に対する変化を示す。 $R=0$ の場合、従来の実験結果を再現しており、再付着の発生は約 13° である。 R の増加とともに、再付着の起きる迎角が減少し、かつストロハル数が増加する傾向が見られる。円柱のストロハル数が約 0.2 であり、迎角 0° におけるかまぼこ型角柱もストロハル数が 0.21 という値を示していることから、角柱に大きな R を付けることでストロハル数は増加し、次第に円柱のそれに近づいていくことが分かる。

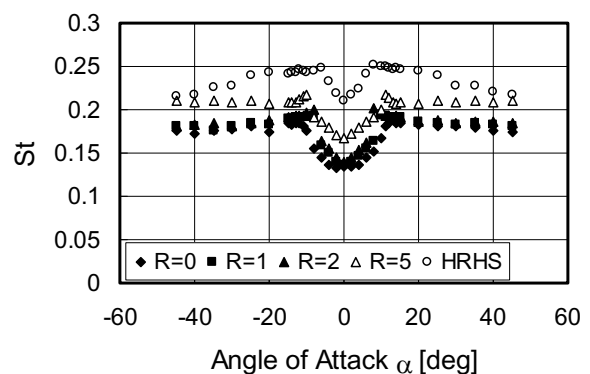


図 2 ストロハル数の迎角に対する変化

図 3 にピークレベルの迎角に対する変化を示す。迎角 0° でのピークレベルは、 $R=0.5\sim 2\text{mm}$ においては R の増加とともに若干レベルが減少しているが、 $R=5\text{mm}$ では急激に減少しており、迎角 0° で“谷”となっている。迎角が $\pm 20^\circ$ 以上では R の増加とともにピークレベルが増加しており、 $\pm 45^\circ$ では、 $R=0$ と 5mm では 10dB もの差になっている。

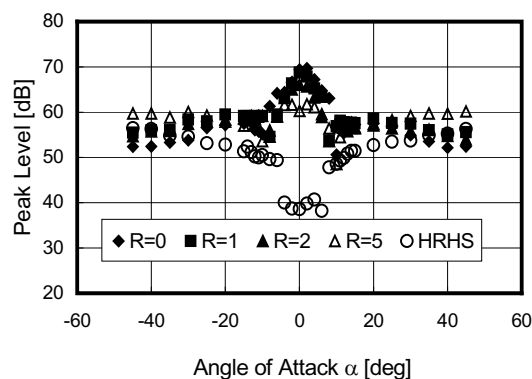


図 3 ピークレベルの迎角に対する変化

図 4 に、HRHS の迎角 180° 付近のストロハル数とピークレベル変化を示す。ストロハル数は $R=0$ 角柱の迎角 0° の場合とほぼ同様で、ピークレベルは $R=5$ の場合に近い。

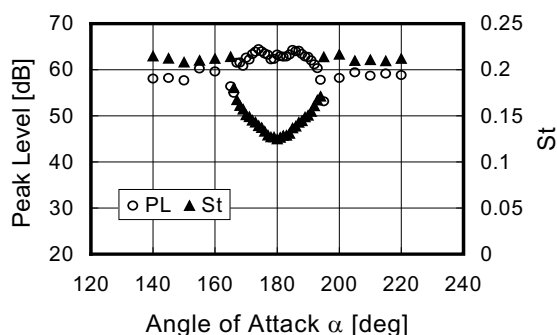


図 4 HRHS $\alpha=180^\circ$ ピークレベルとストロハル数

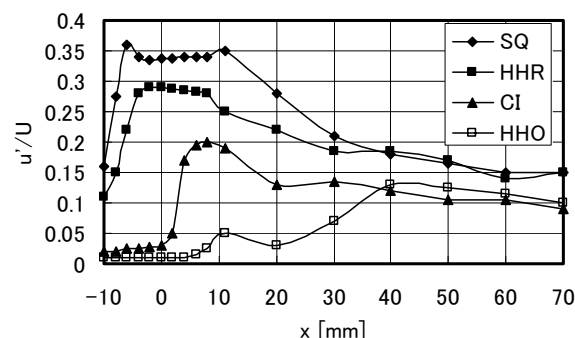
表 1 に、各角柱及び円柱($R=10$)と HRHS のピークレベルの比較を示す。 $\alpha=0^\circ$ の場合、 $R=0$ と HRHS では 30dB の差がみられ、円柱はそのほぼ中間の値となっている。 R が小さいほど前縁で大きな剥離渦が発生し、その結果ピークレベルが増加すると思われる。一方、 $\alpha=45^\circ$ では、 $R=1, 2$ では $R=0$ より若干増加し、 $R=5$ で最大となっている。これは、 $R=0$ では剥離点がシャープエッジに固定されているのに反し、 R が大きくなるにつれて剥離点の時間的変動が大きくなり、それに伴ってピークレベルが増加すると思われる。これは、HRHS($\alpha=180^\circ$)でさらに高いピークレベルを示していることから推察できる。

これらの結果から、円柱、角柱など鈍頭物体では、剥離渦を小さくすること及び剥離点を固定することがエオルス音の低減に有効と思われる。

表 1 Peak Levels [dB]

R	$\alpha=0^\circ$	$\alpha=45^\circ$
0	69.4	52.4
1	68.8	55.5
2	66.1	54.3
5	60.3	60
10 (円柱)	52.0	52.0
HRHS	38.6	
HRHS	63.0 ($\alpha=180^\circ$)	

図 5 に、各モデルの後流中の速度変動の最大値を示す。HHO の後流では、モデル直後で速度変動がきわめて小さく、 $x=20\text{ mm}$ 程度から増加し始めて、 $x=40\text{ mm}$ で円柱とほぼ同じ後流構造になる。 $x=20\text{ mm}$ 以下ではカルマン渦は形成されず、他のモデルに比べてはるか下流の 40 mm 程度で渦が形成されることが、この場合ピークレベルが低いことの原因と思われる。



SQ: 角柱 $\alpha=0^\circ$, CI: 円柱,
HHR: HRHS $\alpha=180^\circ$, HHO: HRHS $\alpha=0^\circ$
図 5 各モデル後流中の最大速度変動

4. まとめ

円柱、角柱(角の R 変化)、半円半角柱から発生するエオルス音のピークレベルとストロハル数を実験的に研究した。発生するカルマン渦が大きいほど、また渦の形成場所がモデルに近いほどピークレベルが高くなることが判明した。

参考文献

- 1) 藤田他 4 名, 機論 B62, (1966) pp. 187-193
- 2) 藤田, 羽吹, 機講論(流体工学部門講演会)G405, (2001)
- 3) H. Fujita, et al, Proc. INTER-NOISE 2006

実在流体の流れに及ぼす粘性の影響 (渦輪および回転円柱の場合)

松井辰彌（岐阜大）

The effect of viscosity on the flow of real fluids
(The cases of vortex rings and of a rotating cylinder)

T. Matsui (Gifu University)

ABSTRACT

For some time it was believed that in a pair of vortex rings successively ejected in a real fluid, the second one could not pass through the first one due to viscosity. But it was due to the smallness of Reynolds number, not to the viscosity, that the passing-through was unsuccessful. Next, in a uniform flow passing a rotating circular cylinder, viscous effects appear in the boundary layer of the cylinder and in the wake of the cylinder. In the boundary layer, vortices of the same kind as Taylor vortices could be observed. In the flow outside the boundary layer near the front stagnation point, longitudinal vortices of the same type as Görtler vortices were observed depending on the curvature of streamlines. The periodicity in the direction of the cylinder axis in Karman vortex street in the wake is due to the Taylor vortices left in the separated boundary layer.

Key Words: vortex ring, boundary layer, wake, Taylor vortex, Karman vortex street, Görtler vortex.

A. 渦輪の場合

1. 序論

1970年代初期に大島の実験では、水を使って相次いで放出された二つの渦輪が、理想流体の場合のように相互の追い抜きを行わず、絡みあって一つの渦輪になった。同じ条件で粘性項を含むNavier-Stokesの方程式の数値解を求めた神部の計算結果は大島の実験結果を良く表しわした。¹⁾ そのため講演当日の会場では、相次いで放出された二つの

同一特性の渦輪は流体に粘性がある場合には、相互追抜きをしないで、一つの渦輪になると思われた。そこで、山田は、松井の計画で、空気中で同様な条件で円形オリフィスから相次いで放出された二つの渦輪の追い抜きの実験を行い、渦輪の速度、直径の時間的変化などが理想流体の計算と良く一致することを示した²⁾。

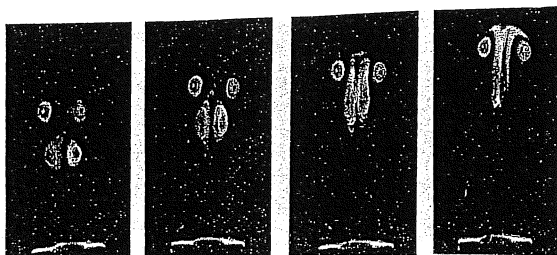


図1 大島の実験¹⁾

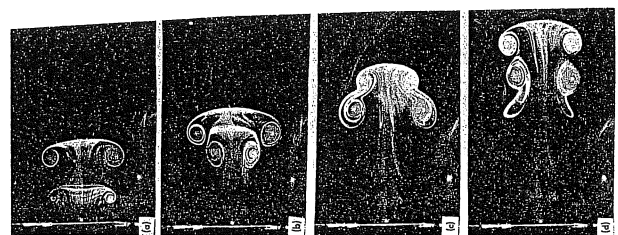


図2 山田・松井の実験²⁾

2. 二研究の相違

大島の実験では、オリフィスの直径3 cm以下、噴流速度2.4 cm/s以下、 Re 数300以下で噴流出口の流れは剪断流となって、形成された渦輪の全断面に渦度が分布していて、渦輪軸の周りには渦度が0のポテンシャル流は殆ど残されてはいない。オリフィス断面も噴流速度も小で渦の循環も小となるから、第二渦輪の誘導速度による第一渦輪の拡大も小程度に過ぎない。従って第二の渦輪が通過すべき十分な面積のポテンシャル流は第一渦輪の軸周りには存在しない。従って第二渦輪が第一渦輪の内部を通過することはできない。山田の実験は、 Re 数が1600で、オリフィス出口で円形噴流の周辺の円筒形の薄い剪断層のみが渦を形成し、渦輪軸周りに渦度0の広いポテンシャル流の領域が残される。この場合、渦度のある剪断層の幅は小だが、直径が大であるので渦の循環は大となる。従って、第二渦輪の誘導速度で拡大して速度が小となった第一渦輪の内部を、縮小して速度が大となった第二渦輪が通過することになる。

3. 結論

非圧縮粘性流体で、相次いで放出された二つの渦輪の追い抜き現象の考察によって、粘性効果が現れるのは、流れの全域ではなくて渦度場に限られ、 Re 数が大であれば渦度場は小となることが示された。従って二つの渦輪の追い抜きの可否は、粘性の有無ではなくて、 Re 数の大小に依る。

B. 回転円柱の場合

1. 序論

一様流の中で円柱が回転している場合、渦度があるのは円柱の表面の境界層と伴流の中だけである。一様流速度と円柱直径による Re 数が $10^2 \sim 10^3$ 程度の場合、円柱の伴流にKarman 渦列が構成されるが、回転円柱の場合、回転による円柱表面の境界層の発生とその影響が問題である。

2. 円柱表面の境界層と伴流

水槽中の流れを直径50 μ の白金線による水素気泡法で可視化した写真について考察する。円柱直径は10mm、流速は約3 cm/s、 Re 数は約230の程度であった。伴流の円柱軸に垂直な断面にKarman渦列が見られる。回転による円柱表面の速度が一様流

の速度の2倍以上の場合、白金線を円柱表面の近傍に置くと図3が得られる。³⁾これは円柱と共に回転

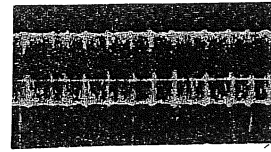


図3 回転円柱境界層内の渦

する境界層内の流れであって、回転二重円筒の隙間に現れるTaylor渦と同種の渦であると思われる。この円柱表面に接着した境界層の内層は常に円柱と共に回転しているが、外層はある点で剥離して剥離渦を作って、それが放出されて伴流にKarman 渦列を形成する。この渦列のある伴流の水平面上から見下ろした写真が図4³⁾である。

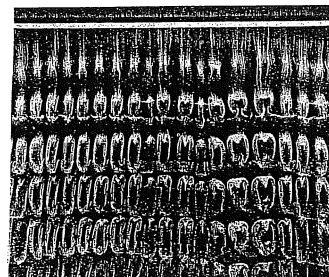


図4. 回転円柱の伴流（流れは上下方向）

流れ方向の周期性はKarman渦列によるもので、円柱軸方向の周期性はTaylor渦によるものと思われる。

C. 総括

非圧縮粘性流体の運動に於いて、粘性の影響は渦度領域内に現れ、その広さは Re 数に反比例する。一對の渦輪の相互追い抜きの可否は Re 数の大きさによる。回転円柱を過ぎる一様流の渦度領域は円柱表面の境界層と伴流とである。境界層内にはTaylor 渦があり、伴流のKarman 渦列もその影響で渦軸方向に顕著な周期性を示す。境界層外層の剥離条件は明らかでない。

参考文献

- 1) Y. Oshima, T. Kambe, and S. Asaka: Phys. Soc. Japan 38 (1975) pp. 1158-1166.
- 2) H. Yamada, and T. Matsui: Phys. Fluids 21, (1978) p. 292-294.
- 3) T. Matsui Proc. of EUROMECH 90 at NANCY (1977) VI. b 2.

硬式野球ボールの空力特性に対する縫目の影響

横山 佳之(電通大院), 高見 圭太(電通大院), 田中 潤一郎(電通大院)
宮 寄 武(電通大院), 姫野 龍太郎(理研)

Effect of seams on the aerodynamical properties of a hard baseball

Y. Yokoyama*, K. Takami*, J. Tanaka*, T. Miyazaki*, and R. Himeno**

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

** RIKEN Advanced Computing and Communication Center

ABSTRACT

Using a high-speed video camera, we measured the trajectory and the rotation of a hard baseball thrown by a pitching machine. We determined the drag and lift coefficients of gyro-balls and backspin straight balls, by analyzing the video images. Two kinds of seam pattern, i.e., 2- and 4-seams, relative to the translational direction are investigated for $0.6 \times 10^5 < Re < 2.5 \times 10^5$. The spin parameter (SP) is set to be 0.12, 0.23 and 0.35. The drag coefficient of a 4-seam gyro-ball decreases gradually with Re . In contrast, the drag coefficient of a 2-seam gyro-ball with $SP = 0.12$ and that with $SP = 0.23$, decrease in two steps, and their minima (about 0.2) are attained at $Re = 2.2 \times 10^5$ and 1.8×10^5 , respectively. The drag coefficient of a backspin straight ball with $SP = 0.12$ and that with $SP = 0.23$ attain their minima (about 0.3) at $Re = 1.5 \times 10^5$ and 1.35×10^5 , respectively. The lift coefficient of a backspin straight ball increases monotonically with Re , approaching a constant value 0.2 for $SP = 0.12$, 0.25 for $SP = 0.23$, and 0.3 for $SP = 0.35$, respectively. No significant difference in the Re -dependence of the drag and lift coefficients is observed between 2- and 4-seams backspin straight balls.

Keywords: Hard-Baseball, Drag coefficient, Lift coefficient, Gyro-ball, Backspin straight ball, Drag crisis, Negative magnus effect

1 緒言

硬式野球ボールは粗度として縫目を持ち、またその投球は様々な回転状態にある為、その空力特性はスポーツ科学の観点ばかりではなく、流体力学的にも興味深い。

球に働く抗力がある Re 数で急激に減少する現象は「ドラッグクライシス」と呼ばれる。球体に粗度を与えたり、回転を加えることにより、発生する Re 数(臨界 Re 数)が低減する[1, 2]。ドラッグクライシスが硬式野球ボールのストレートボールで発生したという報告もある[3]。一方、回転する真球では負のマグナス効果という現象が知られており[4]、この現象の硬式野球ボールでの発生については意見が分かれている[5, 6]。

また、近年「ジャイロボール」と呼ばれる変化球が話題になっている。この変化球は進行方向と回転軸方向が一致し、ライフル回転をしているボールである。姫野は $Re = 2.0 \times 10^5$ においてジャイロボールの直接数値計算を行い、進行方向へ向けている縫い目の違い(2シーム、4シーム)によりその抗力係数が大きく異なることを示唆した[7]。

本研究では高速度ビデオカメラを用いた野外実験によって、バックスピンするストレートボールとライフル回転するジャイロボールの空力特性を計測した。また、硬式野球ボールの表面の縫い目の影響、球の種類による空力特性の差異を検証するために、試験球を三種類用意し、その空力特性の Re 数依存性・スピンパラメータ: SP ¹ 依存性を検証した。それらの結果より、ジャイロボールのドラッグクライシスがプロ野球投手の投球し得る Re 数領域で起きること、そしてストレートボールに負のマグナス力が働く可能性について示す。

2 野外測定

2.1 測定レイアウト

測定装置の配置を図1に示す。ボールの投球にはピッチングマシンを用いた。これをピッチングプレートの位置に配置し、スリット光を照射できる特殊な照明装置3台を、4.50m 間隔でバッテリーライン上に並べ、ポリカーボネイトボードをホームベース頂点上に設置する。ボールを撮影する高速度ビデオカメラ² をバッテリーラインの延長線上20mに配置し、ボードに向かって発射されたボールをボード越しに撮影した。

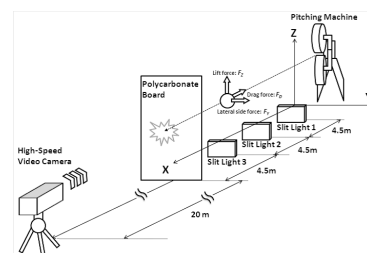


図1: 実験装置の配置図

2.2 試験球

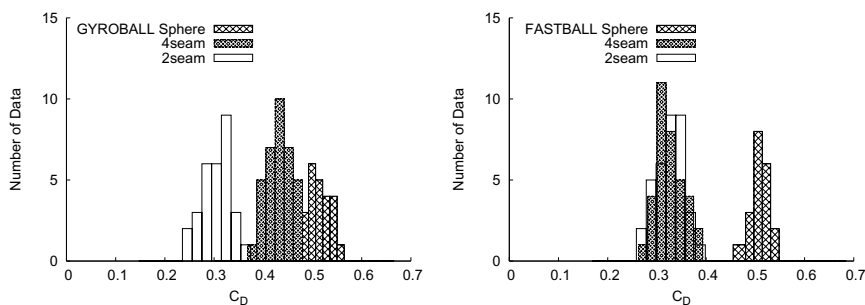
今回使用した試験球の詳細な情報を表1に示す([]内は標準偏差)。試験球は日本プロ野球公式球(以降JPNボールと表記)、メジャーリーグ公式球(以降USAボールと表記)、真球の三種類を用意した。表1よりUSAボールはJPNボールより C_{SH} (縫い目の高さを直径で規格化した値)が大きいことが分かる。この3種類のボールを使用し、縫い目が球周りの流れに及ぼす影響について検証を行った。

¹回転無次元速度。 $SP = 2\pi r f / V$ 。 f :ボールの回転数、 r :ボール半径、 V :ボール速度

²Vison Research社製「Phantom」。撮影は1900f/sで行った。

表 1: 試験球の詳細データ [測定は本学所有の三次元測定器(東京精密社製『XYZAX GC600 D-34S』)]

	JPN(Unitex)	USA(Rawlings)	真球
直径(m)	$7.203 \times 10^{-3} [4.3 \times 10^{-4}]$	$7.321 \times 10^{-3} [7.9 \times 10^{-1}]$	7.159×10^{-3}
重量(kg)	$0.145 [1.8 \times 10^{-3}]$	$0.142 [2.5 \times 10^{-3}]$	0.1349
縫目の高さ(m)	$0.730 \times 10^{-4} [0.50 \times 10^{-5}]$	$1.17 \times 10^{-4} [1.8 \times 10^{-5}]$	—
C_{SH}	$1.0 \times 10^{-2} [0.92 \times 10^{-3}]$	$1.6 \times 10^{-2} [1.0 \times 10^{-3}]$	—

図 2: C_D ヒストグラム:(左) ジャイロ, (右) ストレート

2.3 解析手法

C_D , u_0 はスリットライト及びボード(図1)の通過時間を映像から算出し, 運動方程式の x 成分から導かれる式から最小二乗法を用いて算出した. また C_{LZ} は, 映像からボールの z 座標の時間変化を読み取り, 運動方程式からべき級数展開により導かれた式から最小二乗法を用いて算出した. 解析手法の詳細は谷口ら[6]に譲る.

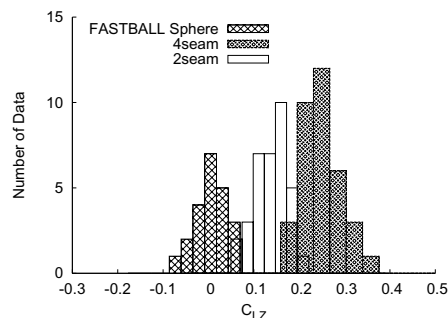
3 誤差の検証

3.1 C_D : ライト読み取り誤差

C_D 算出の際の読み取り誤差は, 意図的にライト通過フレームをランダムに ± 0.5 フレーム動かし, 10,000 回計算することで見積もった. 読み取り誤差は速度にほぼ比例し, 最大で 12% 程度となった. 4 章以降の結果にエラーバーとして記載した. また, 測定系全体の誤差を確認するために JPN ボールと真球を用いて $Re \approx 1.4 \times 10^5$, $SP \approx 0.12$ のジャイロボールとストレートボールを約 30 球測定した(図2). 両球種の硬式野球ボールの測定結果に含まれる誤差は 10% 程度, 真球においては 5% 程度と見積もられた. 野球ボールでは, スリットライト読み取り誤差よりも少し大きな値となったが, 真球ではほぼ読み取り誤差と一致した. 野球ボールの場合では, 投球ごとにシームが僅かにばらつき, それが誤差を大きくしていると考えられる.

3.2 C_{LZ} 読み取り誤差

C_{LZ} の読み取り誤差は, 映像から読み取ったピクセルを乱数を用いて故意に ± 0.5 ピクセルばらつかせ, 10,000 回計算することで見積もった(図3). その際, C_D の読み取り誤差を考慮し, 解析で用いる C_D も乱数を用いて標準偏差内でばらつかせた. 読み取り誤差は全てのデータでほぼ 10% 以下となった. 4 章以降の結果ではエラーバーとして記載した. また, C_D と同様に測定系全体としての誤差を検証した. 測定結果に含ま

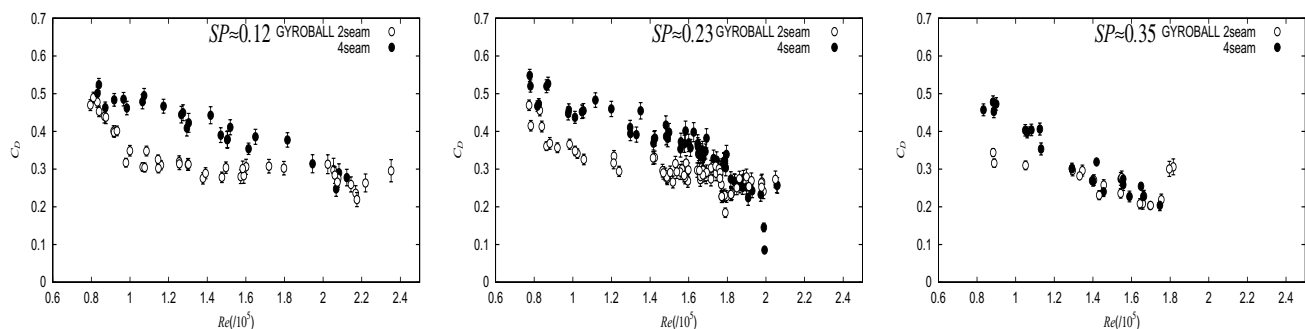
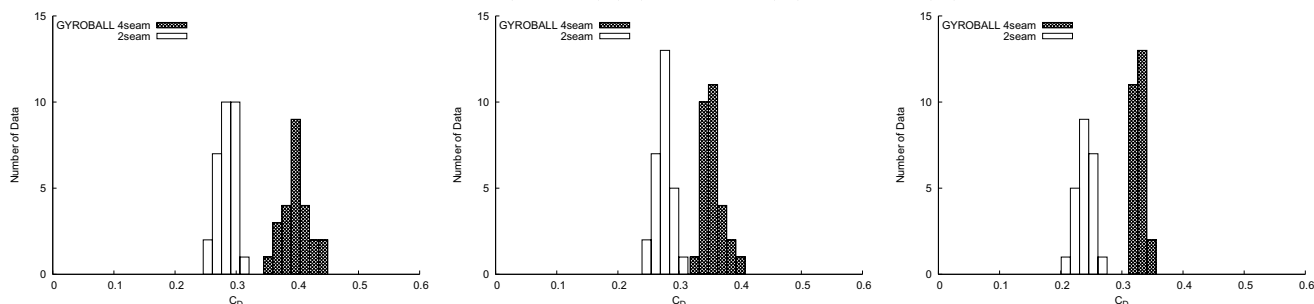
図 3: C_{LZ} ヒストグラム(ストレート)

れる C_{LZ} の測定誤差は C_D に含まれる測定誤差よりも大きく, 硬式野球ボールで 20% 程度となった. この値は, 読み取り誤差よりもかなり大きくなり, 「僅かなシーム位置の違い」の影響で測定誤差が大きくなったと考えられる.

4 解析結果

4.1 ジャイロ(JPN)

ジャイロボール(JPN ボール: $SP \approx 0.12, 0.23, 0.35$) における C_D の Re 数の依存性を図4に示す. 全ての SP において C_D に Re 数依存性が見られた. また, シームの違いにより Re 数への依存性に大きな差が出た. 4 シームでは C_D は Re 数の増加に伴い, 徐々に減少した. 一方, 2 シームにおいては C_D が 2 段階に減少した. $SP \approx 0.12$ では $0.8 \times 10^5 < Re < 1.1 \times 10^5$ と $2.0 \times 10^5 < Re < 2.2 \times 10^5$, $SP \approx 0.23$ では $0.7 \times 10^5 < Re < 1.0 \times 10^5$ と $1.7 \times 10^5 < Re < 1.8 \times 10^5$ の二つの領域で急激に減少し, $Re \approx 2.2 \times 10^5$ で $C_D \approx 0.20$, $Re \approx 1.8 \times 10^5$ で $C_D \approx 0.18$ の極小値を取った. また, $SP \approx 0.35$ では $Re < 1.3 \times 10^5$ の領域では $C_D \approx 0.3$ でほぼ一定の値となるが $1.3 \times 10^5 < Re < 1.7 \times 10^5$ の領域で急激に減少し, $Re \approx 1.7 \times 10^5$ で $C_D \approx 0.2$ の極小値を取った. この SP

図4: C_D - Re 数関係図(ジャイロ): (左) $SP \approx 0.12$, (中) $SP \approx 0.23$, (右) $SP \approx 0.35$ 図5: C_D ヒストグラム(ジャイロ): (左) $Re \approx 1.45 \times 10^5$, (中) $Re \approx 1.65 \times 10^5$, (右) $Re \approx 1.78 \times 10^5$

では $Re < 0.9 \times 10^5$ の領域で、2シームジャイロボールが他の SP と同様に C_D の値が減少する傾向が見られる可能性がある。

Luthander *et al.* [2] は、ライフルスピンをする真球に対して風洞実験を行い、 SP が大きくなるほど臨界 Re 数が低減することを見出している。この結果と我々の結果は定性的に一致した。各 SP における C_D が Re 数の増加とともに減少する現象はジャイロボールのドラッグクライシスであり、シームの違いにより境界層の乱流遷移過程に差異が生じるため、ドラッグクライシスの現象が異なると解釈することもできる。しかし我々の測定では、推測の域を出ることができないので、ジャイロボールに対して直接数値計算や風洞実験などで境界層の乱流遷移過程の詳細、後流の詳細な構造を調べていく必要があると考えられる。

投手が投球可能な Re 数領域で、シームの違いによる C_D 値に差が出ることを確認するために、 $SP \approx 0.23$ のジャイロボールに対して測定を別に行った。 $Re \approx 1.45 \times 10^5$, 1.65×10^5 , 1.78×10^5 において2シーム、4シームそれぞれ30球程度測定を行い、結果をヒストグラムにまとめた(図5)³。それぞれの結果より、2シームの方が4シームよりも C_D が小さいことが確認された。また、 $SP \approx 0.23$ で、2シームの C_D が極小値を取る $Re \approx 1.78 \times 10^5$ でのヒストグラムからも、この Re 数域で2シームの C_D が $C_D \approx 0.23$ 付近の小さい値を取ることもわかる。

4.2 ストレートボール

4.2.1 C_D , C_{LZ} の Re 数依存性(JPN, Sphere)

まず JPN ボールと真球(Sphere)の C_D の Re 数依存性を図6に示す。JPN ボールの C_D は $SP \approx 0.12, 0.23$ において、 Re 数の増加に伴い減少し、 $SP \approx 0.12$ では $Re \approx 1.5 \times 10^5$, $SP \approx 0.23$ では $1.3 \times 10^5 < Re < 1.4 \times 10^5$ で両 SP とも $C_D \approx 0.3$ 程度の最小値を取った。その後は、

両 SP 共に Re 数と共に C_D は徐々に増加した。 $SP \approx 0.35$ では $Re < 1.0 \times 10^5$ では C_D は Re 数と共に増加するが、 $Re > 1.0 \times 10^5$ では $C_D \approx 0.35$ で一定の値を取った。 $SP \approx 0.35$ については、 $Re < 0.7 \times 10^5$ において他 SP と同様の Re 数依存性が見られる可能性が高い。また全ての SP において有意なシームによる差は見られなかった。

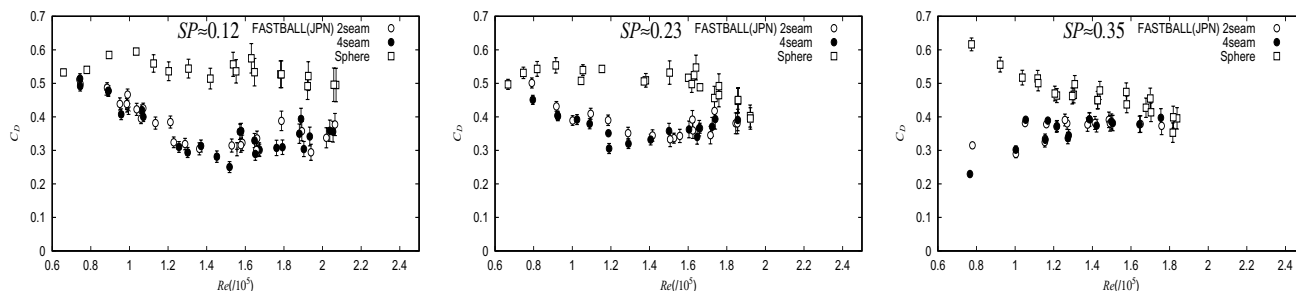
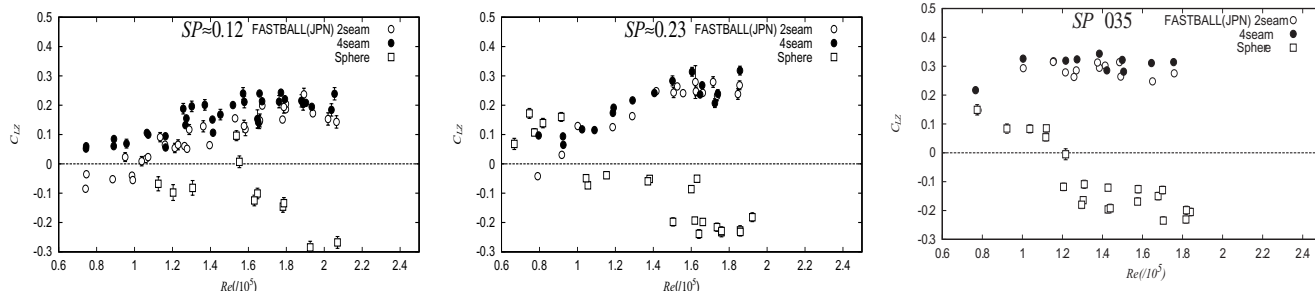
次に、JPN ボールと真球の C_{LZ} と Re 数依存性を図7に示す。JPN ボールの C_{LZ} は、 $SP \approx 0.12, 0.23$ では Re 数と共に増加した。 $SP \approx 0.12$ では $Re > 1.5 \times 10^5$ で、 $SP \approx 0.23$ では $Re > 1.4 \times 10^5$ では C_{LZ} の値が $C_D \approx 0.2, 0.27$ で一定の値を取った。 $SP \approx 0.35$ では Re 数と共に増加するが、 $Re > 1.0 \times 10^5$ では $C_{LZ} \approx 0.3$ で一定の値を取った。全ての SP において、2シームよりも4シームの方が C_{LZ} の値が大きい傾向が見られた。

C_{LZ} の増加が鈍化し、一定の値に漸近した。このときの Re 数は「 C_D が最小値を取る Re 数」と概ね一致した。この Re 数域で、境界層の性質が変化している可能性がある。

真球の C_D は、 $SP \approx 0.12$ では $C_D \approx 0.5$ でほぼ一定の値となった。一方、 $SP \approx 0.23$ では $C_D \approx 0.5$ でほぼ一定の値を取るが、 $Re > 1.6 \times 10^5$ において減少した。また $SP \approx 0.35$ では、 C_D は Re 数に増加に伴い減少していき、 $1.2 \times 10^5 < Re < 1.7 \times 10^5$ で $C_D \approx 0.37$ の一定の値をとり、その後 C_D は若干減少する傾向が見られた。この結果は回転する真球のドラッグクライシスと推測され、この Re 数領域で境界層の性質が変化していると思われる。

真球の C_{LZ} は測定した Re 数域の大部分で負の値を取った。Taneda[4]は真球に対し水槽実験を行い、 $SP = 0.12$ では $Re \approx 1.2 \times 10^5$, $SP = 0.23$ では $Re \approx 0.9 \times 10^5$ さらに $SP = 0.35$ では $Re \approx 0.7 \times 10^5$ 付近で負のマグナス効果が発生するとしている。我々の結果と比較すると $SP \approx 0.12$ 及び $SP \approx 0.23$ では正から負への切り替わる Re 数に一致が見られた。

³ Re 数は $\pm 2000 \sim 3000$ 程度のばらつきを含む。

図 6: C_D - Re 関係図(ストレート): (左) $SP \approx 0.12$, (中) $SP \approx 0.23$, (右) $SP \approx 0.35$ 図 7: C_{LZ} - Re 関係図(ストレート): (左) $SP \approx 0.12$, (中) $SP \approx 0.23$, (右) $SP \approx 0.35$

4.2.2 C_D , C_{LZ} の SP 依存性(JPN, Sphere)

次に, $Re \approx 0.65 \times 10^5$, 1.1×10^5 , 1.6×10^5 に Re 数を固定して, SP 依存性を調べた。

JPN ボールの C_D は, SP の増加に伴い徐々に減少し, C_{LZ} は徐々に増加していく傾向が見られた。また, $Re \approx 1.1 \times 10^5$, 1.6×10^5 ではシームによる C_D の値の明確な差は見られなかったが, $Re \approx 0.65 \times 10^5$ の $SP \approx 0.1$ 付近において, 4シームの方が大きな値となった。さらに, $Re \approx 0.65 \times 10^5$ の C_{LZ} は, $SP < 0.3$ の領域で負となった。2シーム, 4シーム共に SP の増加と共に C_{LZ} の増加, つまり「正のマグナス力」への立ち上がりが見られた。そのときの SP は, 2シームが $SP \approx 0.30$ 付近であるのに対し, 4シームでは $SP \approx 0.25$ と違いが見られた。

真球の C_D は SP に依存せず一定の値を取るが, ある SP を境に真球の C_D の方が野球ボールよりも小さくなった。Aoki *et al.* [8] は USA ボール(4シームのみ)と真球の空力特性の SP 依存性を風洞実験により求めているが, 我々の得た「真球の C_D の方が野球ボールよりも小さくなる Re 数, SP 領域」は, Aoki *et al.* の結果と概ね一致した。 SP の増加により, ドラッグクライシスのような現象が起きている可能性がある。 C_{LZ} は, $Re \approx 1.6 \times 10^5$ において, $SP > 0.1$ 領域では負のマグナス力が観測できた。Taneda [4] によれば, $Re \approx 1.1 \times 10^5$ では $0.2 < SP < 0.6$ の領域で, $Re \approx 1.6 \times 10^5$ では $SP \approx 0.1$ の領域で負のマグナス力が発生するとしており, $Re \approx 1.6 \times 10^5$ の場合では, 我々の結果と概ね一致した。

4.2.3 C_D, C_{LZ} の Re 数依存性(USA)

USA ボールの C_D, C_{LZ} はともに, JPN ボールと同様の Re 数依存性が見られた。各 SP 毎に比較すると, JPN ボールと同様の現象が, C_D, C_L 共に Re 数が約 2×10^4 低い領域で見られた。原因として, C_{SH} が大きい試験球の方が球周りの境界層の乱流遷移を促進させ, 現象が低い Re 数域にシフトした結果と考えられる。しかし USA ボールは, C_{SH} などの個体差が大きく, 品質のばらつきが大きい為, 今後詳しく検証していく必要がある。

5 結言

ジャイロボール:我々はジャイロボールのドラッグクライシスのような現象を捉えた。 C_D の Re 数依存性はシームにより明確に異なることを発見した。特に, 2シームでは2段階に C_D 値が激減する結果を得た。今後, 風洞実験や数値計算により現象の詳細を解明したい。

ストレートボール(JPN, Sphere):JPN ボールの C_D は測定範囲において, 全ての SP において同様の Re 数依存性を示した。これはストレートボールのドラッグクライシスとも考えられる。またこの C_D は SP へも依存する。 C_{LZ} の Re 数依存性及び SP 依存性を確認し, C_{LZ} は Re 数もしくは SP が増加すると一定となる現象を確認した。 C_D が最小値を取る Re 数と C_{LZ} が一定となる Re 数は概ね一致した。真球の C_D では $SP \approx 0.23, 0.35$ において, ドラッグクライシスのような現象を確認し, さらに SP にも依存し, ある SP に達すると C_D は減少した。 C_{LZ} には負のマグナス力の発生を確認し, その発生領域は Taneda [4] の水槽実験結果と概ね一致した。

ストレートボール(USA):USA ボールの C_D, C_{LZ} ともに JPN ボールと同様の Re 数依存性を確認した。またこれらの現象は, JPN ボールよりも低い Re 数域で発生した。この原因として, C_{SH} が大きい方が乱流遷移を促進させた結果であると考えられる。

参考文献

- [1] E.Achenbach, *J.Fluid Mech*, **65** (1974) 113.
- [2] S. Luthander *et al.*, *Zeitschrift für Physikalische Chemie* **36** (1935) 552-.
- [3] L.W.Alaways *et al.*, *Journal of Sports Sciences*, **19** (2001) 349.
- [4] S.Taneda, Reports of Research Institute for Applied Mechanics (1957) 123-.
- [5] R.G.Watts *et al.*, **55**, No.1 (1987) 40-.
- [6] 谷口哲也ら, 日本流体力学会誌「ながれ」, **25** (2006) 257.
- [7] 姫野龍太郎, (2002), 私信
- [8] K.Aoki *et al.*, *J. of Visualization*, **6**, No.2 (2003) 185-.

粒子法とその高精度化への試みについて

鈴木幸人（みずほ情報総研），越塚誠一（東大工）

Particle methods and improvements on them

Y. Suzuki* and S. Koshizuka**

* Mizuho Information and Research Institute Inc.,

** Dept. of Quantum Eng. Systems Science, University of Tokyo

ABSTRACT

Particle methods are meshless simulation techniques in which motion of continua is approximated by discrete dynamics of a finite number of particles. Therefore they have a great degree of flexibility in dealing with the complex motion of surfaces or boundaries. In this study, novel particle methods are developed as discrete Hamiltonian systems which approximate the infinite dimensional Hamiltonian systems for incompressible fluid flows and nonlinear elastodynamics. Some numerical tests indicate the excellence of these methods in conservation of mechanical energy as well as linear and angular momenta.

Key Words: particle method, Hamiltonian, symplectic, nonlinear wave, nonlinear elastodynamics

1. 序論

粒子法¹⁾は、連続体の運動を離散粒子群の運動として近似する数値計算手法であり、これにより飛沫を伴う砕波、固体の破碎など非常に複雑な現象が解析できるようになると期待されている。現在までに、SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)^{2),3)}、MPS(Moving Particle Semi-implicit)^{4),5)}法等の手法が提案されており、有限体積法、有限要素法など格子を用いる手法では難しかった非常に複雑な現象に対しても適用が試みられている⁶⁾。

一方、粒子法は有限体積法、有限要素法などと比べると新しい計算手法であり、計算精度の点などで未だ検討すべき課題が残されている。本研究では、粒子法の高精度化を目指す一つの試みとして、Hamiltonianに基づく粒子法を開発した。これは、連続体の運動を支配する無限自由度のLagrangianを直接離散化して有限自由度のLagrangianを得て、それをLegendre変換することによって粒子群の運動を記述するHamiltonianを導出するもので、その数値時間積分法にHamilton系の構造を離散化後も保存することが保障されるsymplecticスキームを採用することにより、力学的エネルギー等の保存量を精度良く保存する計算手法を構築した^{7),8)}。

以下、本論文では2章でHamiltonianに基づく粒子法を簡単に解説し、3章に計算例を示す。最後に4章で結論を述べる。

2. Hamiltonianに基づく粒子法

(1)連続体のLagrangian力学

非圧縮非粘性流れのLagrangianは次のように表され

る。

$$L[\mathbf{q}_t, \dot{\mathbf{q}}_t, t] := \int_{\Omega_0} \left\{ \frac{\rho_0(\mathbf{a})}{2} |\dot{\mathbf{q}}_t(\mathbf{a})|^2 - \lambda_t(\mathbf{a}) [1 - J_t(\mathbf{a})] \right\} d\mathbf{a}$$

ここで \mathbf{a} は流体粒子のラベルとなるLagrange座標で、その定義域は流体の初期配置 Ω_0 をとるものとする。

$\mathbf{r} = \mathbf{q}(\mathbf{a}, t) = \mathbf{q}_t(\mathbf{a})$ はLagrange座標 \mathbf{a} に対応する流体粒子が時刻 t でとる空間配置（Euler座標）であり、微分同相写像 $\mathbf{q}_t: \mathbf{a} \mapsto \mathbf{q}(\mathbf{a}, t)$ を各時刻 t で指定することにより流体の運動が完全に記述される。 $\dot{\mathbf{q}}_t(\mathbf{a}) := \partial \mathbf{q}(\mathbf{a}, t) / \partial t$ はLagrange座標 \mathbf{a} に対応する流体粒子の速度である。 ρ_0 はLagrange座標上の密度であり、したがって上記Lagrangianの第1項は運動エネルギー分布を表している。 $J := \det(\partial \mathbf{q}_t / \partial \mathbf{a})$ は時刻 t における流体変形 $\mathbf{q}_t(\mathbf{a})$ のJacobianであり、流体の（初期配置からの）体積変化を表している。 λ は非圧縮条件 $J=1$ に対するLagrangeの未定乗数であり、非圧縮流れの圧力に対応する。

一方、Euler座標上の密度場はLagrange座標上の密度場 ρ_0 により

$$\rho(\mathbf{r}, t) := \int_{\Omega_0} \rho_0(\mathbf{a}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{q}(\mathbf{a}, t)) d\mathbf{a}$$

と定義される。ここで δ はDiracの δ 関数であり、この定義式は質量保存則 $\rho_0(\mathbf{a}) d\mathbf{a} = \rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}$ と同値である⁹⁾。

これを用いると、非圧縮流れのLagrangianは

$$L[\mathbf{q}_t, \dot{\mathbf{q}}_t, t] = \int_{\Omega_0} \left\{ \frac{\rho_0(\mathbf{a})}{2} |\dot{\mathbf{q}}_t(\mathbf{a})|^2 - \lambda_t(\mathbf{a}) \left[1 - \frac{\rho_0(\mathbf{a})}{\rho(\mathbf{q}_t(\mathbf{a}), t)} \right] \right\} d\mathbf{a}$$

と表される。この Lagrangian に対する最小作用の原理から、Euler 方程式

$$\ddot{\mathbf{q}} = -\nabla \lambda / \rho$$

が導出される⁷⁾。

なお、弾性体についても、同様にして Lagrangian よりその運動を記述することができる⁸⁾。

(2) 粒子法の Lagrange 力学的定式化

Lagrange 座標上の流体領域 Ω_0 を $\Delta \mathbf{a}_1, \dots, \Delta \mathbf{a}_N$ の N 個の微小領域に分割して、それぞれの微小領域上で

$$\mathbf{q}_i(\mathbf{a}) \approx \mathbf{q}_i(t), \quad \dot{\mathbf{q}}_i(\mathbf{a}) \approx \dot{\mathbf{q}}_i(t), \quad \lambda_i(\mathbf{a}) \approx \lambda_i(t),$$

$$\rho_0(\mathbf{a}) \approx \rho_{0i}, \quad J_i(\mathbf{a}) \approx J_i(t)$$

と各変数を定数関数で近似する。さらに δ 関数を近似する滑らかな関数 f_δ を導入して、Euler 座標上の密度を

$$\rho(\mathbf{r}, t) \approx \sum_{j=1}^N \rho_{0j} f_\delta(|\mathbf{r} - \mathbf{q}_j(t)|) |\Delta \mathbf{a}_j|$$

と離散近似すると、先述の非圧縮流れの Lagrangian は $L(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N, \dot{\mathbf{q}}_1, \dots, \dot{\mathbf{q}}_N, \lambda_1, \dots, \lambda_N)$

$$= \sum_{i=1}^N \left[\frac{m_i}{2} |\dot{\mathbf{q}}_i(t)|^2 - \lambda_i(t) g_i(\mathbf{q}_1(t), \dots, \mathbf{q}_N(t)) \right]$$

ただし

$$m_i := \rho_{0i} |\Delta \mathbf{a}_i|$$

$$g_i(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) := |\Delta \mathbf{a}_i| - \frac{m_i}{\sum_{j=1}^N f_\delta(|\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|)}$$

と離散化することができる。ここで $|\Delta \mathbf{a}_i|$ は微小領域 $\Delta \mathbf{a}_i$ の体積を表している。この離散化された Lagrangian は、 $|\Delta \mathbf{a}_i| \rightarrow 0$ の極限で $i=1, \dots, N$ に関する和が Ω_0 上の積分に収束するといった意味で、非圧縮流れの Lagrangian を近似している。その一方で、この離散化 Lagrangian は位置 $\mathbf{q}_i(t)$ 、速度 $\dot{\mathbf{q}}_i(t)$ および質量 m_i の粒子群の Lagrangian であるとみることができる。実際、この Lagrangian に Hamilton の最小作用の原理を適用すると、粒子群の運動方程式

$$m_i \ddot{\mathbf{q}}_i = \sum_{j=1}^N m_i m_j \left(\frac{\lambda_i}{\rho_i^2} + \frac{\lambda_j}{\rho_j^2} \right) f'_\delta(|\mathbf{q}_{ij}|) \frac{\mathbf{q}_{ij}}{|\mathbf{q}_{ij}|}$$

が得られる⁷⁾。ただし

$$\mathbf{q}_{ij} := \mathbf{q}_j - \mathbf{q}_i$$

$$\rho_i := \sum_{j=1}^N m_j f_\delta(|\mathbf{q}_{ij}|)$$

と定義した。なお、弾性体の場合についても同様に Lagrangian を離散化することが可能である⁸⁾。

(3) 粒子法の Hamilton 力学的定式化

Legendre 変換：

$$\mathbf{p}_i := \partial L / \partial \dot{\mathbf{q}}_i$$

$$H := \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i \cdot \dot{\mathbf{q}}_i - L$$

を施すと、上記の離散化 Lagrangian は holonomic な拘

束条件

$$g_i(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) = 0$$

をもつ Hamiltonian

$$H(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N, \lambda_1, \dots, \lambda_N) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{|\mathbf{p}_i|^2}{2m_i} + \lambda_i g_i(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) \right]$$

に変換される。このとき、先述の Lagrange の運動方程式は Hamilton の正準方程式

$$\dot{\mathbf{q}}_i = \partial H / \partial \mathbf{p}_i = \mathbf{p}_i / m_i$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = -\partial H / \partial \mathbf{q}_i = \sum_{j=1}^N m_i m_j \left(\frac{\lambda_i}{\rho_i^2} + \frac{\lambda_j}{\rho_j^2} \right) f'_\delta(|\mathbf{q}_{ij}|) \frac{\mathbf{q}_{ij}}{|\mathbf{q}_{ij}|}$$

と同値である。この Hamilton 系の配位空間 \mathcal{M} は上記の holonomic 拘束条件（これは連続体の体積一定の条件に対応する）から定まる

$$\mathcal{M} := \{(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) \in \mathbf{R}^{3N} \mid g_i = 0 (i=1, \dots, N)\}$$

であり、その配位空間 $T^*\mathcal{M}$ は速度ベクトル $(\dot{\mathbf{q}}_1, \dots, \dot{\mathbf{q}}_N)^T$ が配位空間に接する条件（これは連続体の速度場の非発散条件に対応する）より

$$T^*\mathcal{M} := \left\{ (\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N) \in \mathbf{R}^{6N} \mid \begin{aligned} &g_i = 0, \sum_{j=1}^N \frac{\partial g_i}{\partial \mathbf{q}_j} \cdot \frac{\mathbf{p}_j}{m_j} = 0 (i=1, \dots, N) \end{aligned} \right\}$$

である。弾性体についても、同様の Hamiltonian 粒子法の定式化が可能である⁸⁾。

(4) 数値時間積分法

holonomic な拘束条件をもつ Hamilton 系に対する symplectic スキームとして RATTLE 法を挙げることができる⁹⁾。これを上記の Hamilton 系に適用すると

$$\mathbf{p}_i^{n+1/2} = \mathbf{p}_i^n - \frac{\Delta t}{2} \sum_{j=1}^N \lambda_j^{n+1/2} \frac{\partial g_i}{\partial \mathbf{q}_i}(\mathbf{q}_1^n, \dots, \mathbf{q}_N^n)$$

$$\mathbf{q}_i^{n+1} = \mathbf{q}_i^n + \Delta t \frac{\mathbf{p}_i^{n+1/2}}{m_i}$$

$$g_i(\mathbf{q}_1^{n+1}, \dots, \mathbf{q}_N^{n+1}) = 0$$

$$\mathbf{p}_i^{n+1} = \mathbf{p}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2} \sum_{j=1}^N \lambda_j^{n+1} \frac{\partial g_i}{\partial \mathbf{q}_i}(\mathbf{q}_1^{n+1}, \dots, \mathbf{q}_N^{n+1})$$

$$\sum_{j=1}^N \frac{\partial g_i}{\partial \mathbf{q}_j}(\mathbf{q}_1^{n+1}, \dots, \mathbf{q}_N^{n+1}) \cdot \frac{\mathbf{p}_j^{n+1}}{m_j} = 0$$

と表される。ここで、 Δt は時間ステップ幅であり、上添字 $n, n+1/2$ および $n+1$ はそれぞれ時刻 $t = t_n \equiv t_0 + n\Delta t$, $t = t_{n+1/2} \equiv t_n + \Delta t/2$ および $t = t_{n+1} \equiv t_n + \Delta t$ における値であることを示す。この RATTLE 法は次のようにして時間進行することができる。すなわち、第 1 式を第 2 式に代入し、さらにそれを第 3 式に代入すると $\lambda_j^{n+1/2}$ を未知数とする非線型方程式が得られる。これを Newton-Raphson 法により解き $\lambda_j^{n+1/2}$ を求める。また、これを用いて第 2、第 3 式

より運動量と位置を更新する。さらに、第 4 式を第 5 式に代入することにより λ_j^{n+1} に関する線型方程式が得られるが、これを解くことにより λ_j^{n+1} を求める。また、これを用いて第 5 式より運動量を更新する。

3. 計算例

本章では、Hamiltonian に基づく粒子法による矩形容器内定在波の計算例について示す。この例題については、初期振幅と水深との比に関する二次の項までの Stokes 摂動展開を用いて非線型波動の解析解が導かれており¹⁰⁾、これと数値解を比較することにより Hamiltonian に基づく粒子法の計算精度を検討した。

(1) 計算条件

図 1 に計算体系と初期条件を示す。水深 h は静止状態で 1.0m である。初期の波形は、 η_0 を初期の表面変位として

$$\eta_0(x) = A \cos\{k(x + \lambda/2)\}$$

とした。 $A = 0.1h$ は振幅、 $k = 2\pi/\lambda$ は波数、 $\lambda = 2m$ は波長である。ただし水平方向に x 座標を、鉛直方向に y 座標をとり、波長 λ は容器の幅とした。計算領域は

$$\left\{ (x, y) \in \mathbf{R}^2 \mid -\frac{\lambda}{2} \leq x \leq \frac{\lambda}{2}, -h \leq y \leq h \right\}$$

であり、 $y = 0$ を静止時の水面位置にとった。なお、容器の壁面境界を与える代わりに x 方向に周期境界を仮定した。初期の速度は一様に 0 である。

初期粒子は初期水面の下に正方格子上に配置した。したがって、初期水面形状は階段状に近似されることになる。正方格子の間隔は 0.01m とし、そのときに必要となる粒子数は 20099 である。時間ステップ幅 Δt は 1.0×10^{-3} 秒とし、計算は 5 秒まで行った。

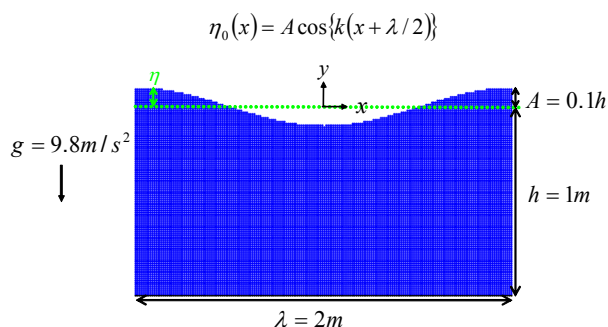


図 1 計算体系と初期条件

(2) 計算結果

容器中央における水位の変化について、計算結果と解析解を比較したものを図 2 に示す。ここで、“linear theory”は Stokes 摂動展開の初項の線型解を意味しており、“second order theory”は二次

までの非線型解を意味している。計算結果は、少なくとも最初の 3 サイクル程度までは、線型解よりも非線型解に近いものとなっており、非線型効果が妥当に計算できていることを示している。実際、線型解は常に一定の振幅で水位が振動するのに対して、数値解と非線型解は 1 番目と 3 番目の極大値が 2 番目の極大値よりも高く、2 番目の極小値が 1 番目と 3 番目の極小値よりも低くなっている。これは非線型波に特有の挙動である。

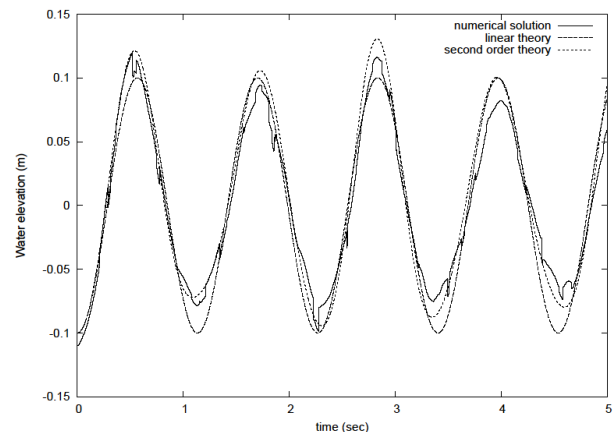


図 2 容器中央における水位の変化

また、粒子配置の時間変化を図 3 に示す。容器中央の水位が 1 回目の極大値をとる 0.6 秒の時点では、線型波のものよりも尖った波形となっており、これが図 2 に見られる線型波よりも高い極大値に対応している。これに対して容器中央の水位が 1 回目の極小値をとる 1.1 秒の時点および 2 回目の極大値をとる 1.7 秒の時点では、線型波のものよりも緩やかな波形となっており、これらが図 2 に見られる線型波よりも高い極小値、低い極大値に対応している。また、波形がほぼ平坦になる 0.3 秒および 0.9 秒の時点では高次モードを確認することができる。これも非線型波に特有のものである。以上の傾向は、各時刻の波形を水深で規格化して示した図 4 においてより明確に確認することができる。

ただし、3 サイクル以降の数値解の振幅は、全力学的エネルギーが図 5 に示すように精度良く（初期値の 0.001% 以内の誤差で）保存されているにもかかわらず、徐々に減衰する傾向が見られる。これは、粒子法の計算において徐々に粒子の運動がランダム化し、全体の波の運動エネルギーが小スケールのランダム運動のエネルギーに変換される傾向にあることによるものである。これはほとんど全ての粒子法に共通する問題点であり、運動のランダム化が起こらないような粒子法の開発は今後の課題である。

なお、複雑な自由表面挙動を伴う非圧縮流れに対する計算手法で力学的エネルギーを保存するものは、粒子法に限らず有限体積法、有限要素法等の

格子を用いる手法においても未だ提案されていない。力学的エネルギーが数値誤差により散逸する場合、計算は安定に行うことができるが、この定在波の解析においては波の振幅が徐々に減衰することになる。一方、非粘性波動を解析解と同程度に精度良く計算できる手法としては、ポテンシャル流れを仮定した定式化を用いるもの^{10,11)}が挙げられる。ただし、これらの手法では、粒子法で計算されている表面のトポロジーの変化が起こるような複雑な流れは扱うことができない。

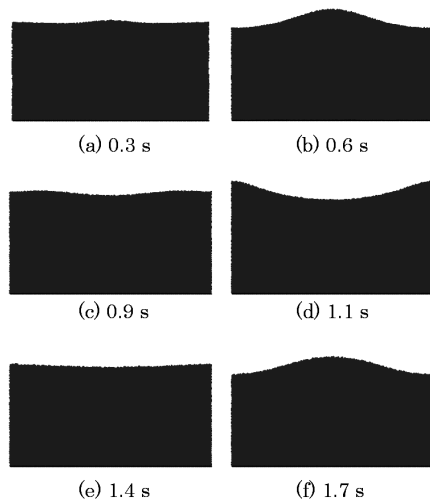


図3 粒子配置の時間変化

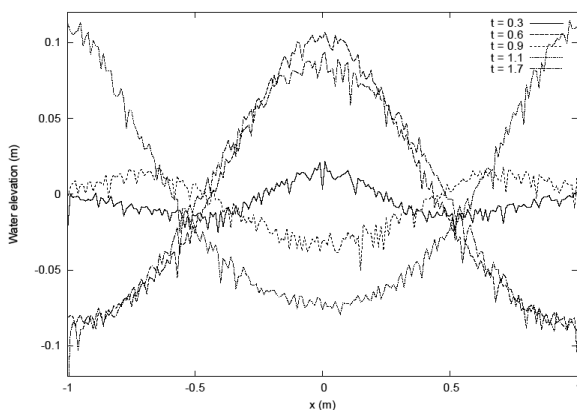


図4 波形の時間変化

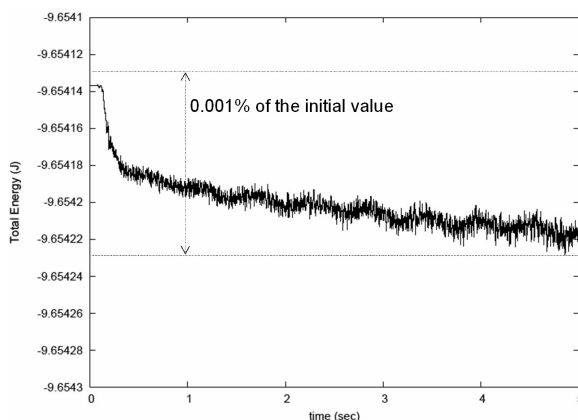


図5 全力学的エネルギー

4. 結論

粒子法の高精度化へ向けての一つの試みとして、Hamiltonian に基づく粒子法の開発を行った。これは、連続体の Lagrangian を直接離散化することによって粒子法の Hamiltonian を導出するもので、数値時間積分法に symplectic スキームを採用することにより各種保存量を精度よく保存する計算手法となっている。実際、矩形容器内定在波の計算例で示したように、そのエネルギー保存性は非常に良いものである。さらに、少なくとも3サイクル程度までは非線型波動を精度良く計算することも確認された。

一方、定在波の3サイクル以降では、力学的エネルギーは保存しているにもかかわらず、徐々に振幅が減衰する結果が得られた。これは数値誤差によって運動が徐々にランダム化することが原因であり、それが起こらないような粒子法の開発は今後の課題である。

なお、本論文で示した手法では、Lagrangian の空間離散化と symplectic スキームによる時間離散化は、ともに最低次精度のものを用いている。粒子の回転自由度等を考慮して空間精度を向上すること¹²⁾、および高次精度の symplectic スキーム^{13,14)}を採用して時間精度を向上することも可能であると考えられ、それらについて検討することも今後の課題である。

参考文献

- 1) 越塚: 粒子法, 丸善株式会社, 2005.
- 2) L.B.Lucy: Astron. J., **82**, (1977), pp.1013-1024.
- 3) R.A.Gingold, J.J.Monaghan, Mon. Not. R. Astron. Soc., **181**, (1977), pp.375-389.
- 4) S.Koshizuka, Y.Oka: Nucl. Sci. Engrg., **123**, (1996), pp.421-434.
- 5) H.Xie, S.Koshizuka, Y.Oka: Int. J. Numer. Methods Fluids, **45**, (2004), pp.1009-1023.
- 6) 宋, 越塚, 岡: 日本機械学会論文集 A 編, **71**, (2005), pp.16-23.
- 7) Y.Suzuki, S.Koshizuka, Y.Oka: Comput. Methods Appl. Mech. Engrg., **196**, (2007), pp.2876-2894.
- 8) Y.Suzuki, S.Koshizuka: Int. J. Numer. Methods Engrg., **74**, (2008), pp.1344-1373.
- 9) B.Leimkuhler, R.D.Skeel: J. Comput. Phys., **112**, (1994), pp.117-125.
- 10) G.X.Wu, R.E.Taylor: Appl. Ocean Res., **16**, (1994), pp.363-372.
- 11) M.J.Chern, A.G.L.Borthwick, R.E.Taylor: J. Fluids Struct., **13**, (1999), pp.607-630.
- 12) 鈴木: 粒子法の高精度化とマルチフィジクスシミュレータに関する研究, 東京大学博士論文, 2008.
- 13) S.Reich: SIAM J. Numer. Anal., **33**, (1996), pp.475-491.
- 14) S.Reich: Numer. Math., **76**, (1997), pp.249-263.

円管乱流の速度分布

西岡通男（京大）

Velocity profile of turbulent pipe flow

Michio Nishioka

Graduate School of Eng., Kyoto University

ABSTRACT

Recent experimental studies on flat plate turbulent boundary layer and turbulent pipe flow show that the results contradict the classical view of a Reynolds number independent logarithmic overlap region. This poses serious problems directly related to our understanding of the structure and scaling of wall-bounded flows. We take up one of such problems, namely, a re-examination of the velocity profile for the whole layer. We need such a type for the velocity profile that can describe the effect of the Reynolds number. And we here focus on the Reichardt-Finley composite velocity profile and show that it well represents the velocity profile of turbulent pipe flow. Indeed we can determine the constants κ and B of the logarithmic profile from the velocity data by optimizing the profile fitting.

Key Words: turbulent wall-bounded flow, law of the wall, velocity defect law, combined velocity profile

1. まえがき

壁乱流の速度則として対数分布は周知であるが、最近の実験によって、対数分布に関する従来の定説が見直され¹⁾、流れの構造、スケール、速度分布に関する問題、Clauser チャートやプレストン管による壁面摩擦評価法の再検討、さらには高レイノルズ数特性など、実験に携わるものにとって切実な問題が提起されている。そこで筆者は、第 41 回研究会報告で述べたように、壁面剪断応力の高レイノルズ数漸近特性、壁法則に従う内層の挙動、複合速度分布による速度場の表現などの問題に取り組んでいる。本稿ではまず壁乱流の速度則に関する従来の定説と最近の実験について概要を述べた。次に円管乱流の実験の速度データを Reichardt-Finley 複合速度分布により解析し、この複合分布の有効性を調べている。

2. 従来の定説と最近の実験結果

壁乱流の内層は速度スケール u_τ 、長さスケール ν/u_τ を用いて記述され、流れ方向 (x -方向) 速度 U の y -分布は次式に従う (壁法則)。

$$U^+ = U/u_\tau = f(yu_\tau/\nu) = f(y^+) \quad (1)$$

ここで、摩擦速度 $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ 、 τ_w = 壁面剪断応力、 ρ = 密度、 ν = 動粘性係数である。外層が摩擦速度 u_τ と境界層厚さ δ で記述される速度欠損則

$$U^+ - U_\infty^+ = g(y/\delta) \quad (2)$$

に従い、(1)、(2)式の成り立つ領域が部分的に重なる場合には、その重なり領域 (オーバーラップ領域)において次の対数分布が成り立つ。

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln y^+ + B \quad (3)$$

この考えは Millikan(1939)が管内流で示したもので、Prandtl(1925)の混合距離理論による結果を支持し、境界層を含む壁乱流に広く適用されてきた。定数は実験で決定され、円管流・矩形管流・境界層に対し

$$\text{カルマン定数 } \kappa = 0.4 \text{ or } 0.41, \quad B = 4.9 \sim 5.2 \quad (4)$$

が普遍的な値として認められてきたし、また、重なり領域の範囲は $50 \sim 70 < y^+ < 0.15\delta^+$ と考えられてきた: $\delta^+ = \delta u_\tau/\nu$ 。1968 年の乱流境界層計算法 Stanford 会議では $\kappa = 0.41$, $B = 5.0$ が採用され、 $100 < y^+ < 300$ の範囲の速度データが(3)式を満たすように摩擦速度 (あるいは壁面剪断応力) を決めるデータ整理法も提案された。これが従来の定説の概要である。

最近の実験の特徴は壁面摩擦応力の直接計測である。すなわち、速度データが(3)式を満たすように摩擦速度・摩擦応力を決めるのではなく、速度データとは独立に、floating element 法や oil-film interferometry 法によって壁面剪断応力を計測する。平板乱流境界層を調べた Osterlund et al.²⁾は熱線計測した速度分布データと oil-film 法で測った壁面剪断応力データから $\kappa = 0.38$, $B = 4.1$ の値を定め、さらに(3)式が成り立つ重なり領域については、運動量厚さレイノルズ数 $Re_\theta > 6000$ において現れ始めて $200 < y^+ < 0.15\delta^+$ の範囲を占めると結論している。この下限値 200 は従来の $50 \sim 70$ という値と明らかに異なる。同様の手法で行われた Nagib et al.³⁾の実験でも同じ特性が確認され、定数値 $\kappa = 0.384$, $B = 4.173$ が得られている。実は、これらとほとんど同じ実験結果が既に 1940 年に公表されている。それは floating element 法で壁面摩擦応力を直接計測した

Schultz-Grunow⁴⁾の実験であり、 $\kappa = 0.388$, $B = 4.07$ を得ていて、最近の結果と確かに一致している。

円管乱流については、McKeon et al.⁵⁾が $\delta^+ = 2.8E+05$ を越す高レイノルズ数までの実験を行い、 $600 < y^+ < 0.12\delta^+$ の重なり領域で速度分布が対数形になることを示し、定数について $\kappa = 0.421 \pm 0.002$, $B = 5.60 \pm 0.08$ (95%信頼度区間推定値) という結果を得ている。また、 $50 < y^+ < 300$ で速度が冪 (power law) 分布に従うことも示されている。

従来、対数分布は壁乱流に固有の普遍的な特性とみなされてきた。それを象徴するのはカルマン定数であり、流れによらない一定値をもつと考えられてきた。しかし、上述の通り、カルマン定数は流れに依存して値が変わるというように、対数分布に対する描像は大きく変わりつつある。

しかも、重なり領域が現れるレイノルズ数の下限は平板境界層の場合 $R_\theta = 6000$ である。では、これより小さいレイノルズ数域ではどのような速度分布を採用するのが合理的であろうか？ 現在、筆者はReichardt-Finley 複合分布に注目し、速度分布の特徴や表現法などを調べるツールとして期待して、この複合分布の可能性と有用性について種々調べている。

3. 複合速度分布による円管乱流の解析

筆者は次の分布をReichardt-Finley 複合分布と呼ぶ。

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln(1 + \kappa y^+) + C \{1 - \exp(-y^+/\eta_1) - (y^+/\eta_1) \exp(-by^+)\} + \kappa^{-1} \{ (1 + 6\Pi)(y^+/\delta^+)^2 - (1 + 4\Pi)(y^+/\delta^+)^3 \} \quad (4)$$

ここで κ =カルマン定数, $C = B - \kappa^{-1} \ln \kappa$, $\eta_1 = 11$, $b = 0.33$, $\delta^+ = \delta u_\tau/\nu$, Π = 後流因子で、次式がなりたつ。

$$2\Pi = \kappa(U_\infty^+ - C) - \ln(1 + \kappa\delta^+) \quad (5)$$

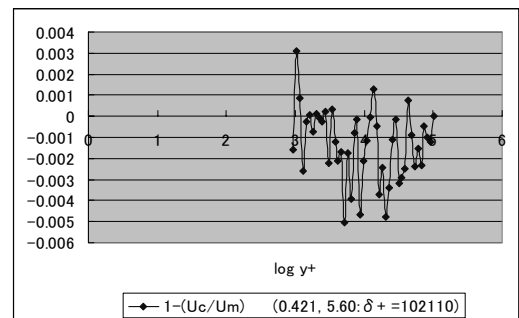
この複合分布式(4)は2行目までが粘性低層、バッファ層、対数領域の速度場を表現するReichardt⁵⁾の分布であり、3行目はFinley⁶⁾の後流関数であって、この二つの和で全域 (内層+外層) の速度場を表し、高レイノルズ数における「漸近解」として対数分布を位置づけている。つまり、レイノルズ数 δ^+ が大きくなると (すなわち、外層のスケール δ が内層のスケール ν/u_τ に比べて十分大きくなると)、「漸近解」の対数分布が顕在化する合理的な分布である (と筆者は解釈する)。壁乱流を特集したPhil. Trans. R. Soc.の記事¹⁾で複合分布を扱っているが、Reichardt-Finley 複合分布は取り上げられていない。筆者には不思議であるが、大方の視野の外にあるように思われる。

McKeon et al.⁵⁾の実験の速度分布 ($\delta^+ = 5.4E+04 \sim 2.8E+05$) をReichardt-Finley 複合分布を用いて解析した結果を表1に示す。表の左半分はMcKeon et al.⁵⁾が決めた定数 ($\kappa = 0.421$, $B = 5.60$) を用いて得た後流因子の値を示す。実験の分布と複合分布の相対偏差を各 y^+ 位置で計算し (Fig.1 参照), その自乗和を最小化する解として求めた (κ , B , Π) の値を右半分に太字で示す。表下端2行の数値はこれらのデータから

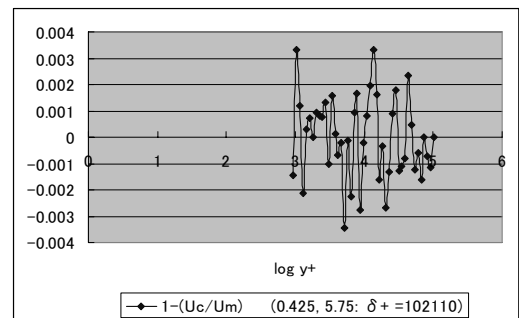
計算した95%信頼度区間推定値である。McKeon et al.⁵⁾は圧力損失のデータから κ を決め、その上で(3)式をもとに B を定めているのに対し、筆者の手法では、速度データ ($U^+(y^+)$) のみから表1が示す高い精度で (κ , B , Π) を決定することができる。しかも、偏差自乗和最小解の場合、相対偏差は高々 $\pm 0.3\%$ である (Fig.1(b))。 (κ , B) が既知の場合は、偏差自乗和最小解の手法で摩擦速度を求めることができる。このようにReichardt-Finley 複合分布は有用である。

表1. 対数分布定数と後流因子に関する比較

δ^+	McKeon's (κ , B)			偏差最小解		
	κ	B	Π	κ	B	Π
54358	0.421	5.6	0.2617	0.421	5.62	0.2575
76406	0.421	5.6	0.2420	0.431	6.03	0.2886
102110	0.421	5.6	0.2631	0.425	5.75	0.2885
127380	0.421	5.6	0.2786	0.422	5.65	0.2827
165290	0.421	5.6	0.2885	0.424	5.75	0.2956
216190	0.421	5.6	0.2591	0.425	5.67	0.3051
283230	0.421	5.6	0.2396	0.422	5.47	0.2826
区間推定	0.421	5.6	0.2618	0.424	5.70	0.2858
95%信頼	± 0.002	± 0.08	± 0.016	± 0.003	± 0.16	± 0.013



(a)



(b)

Fig.1 相対偏差の y -分布: $\delta^+ = 102110$. (a) McKeon's (κ , B), (b) 偏差自乗和最小解

参考文献

- 1) McKeon, B.J. Phil. Trans. R. Soc. A **365**(2007).
- 2) Osterlund, J.M. et al. Phys. Fluids **12**(2000) 1-4.
- 3) Nagib, H.M. et al. Phil. Trans. R. Soc. A **365**(2007) 755-770.
- 4) Schultz-Grunow, F. Luftfahrtforschung **17**(1940) 239-246.
- 5) McKeon, B.J. et al. J. Fluid Mech. **501**(2004) 135-147.
- 6) Reichardt, H. Z. angew. Math. Mech. **31**(1951) 208-219.
- 7) Finley, P.J. La Houille Blanche **21**(1966) 713-721.

第41・42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19年度中に2回開催され、合計4日の間に26の講演が行われた。特に第41回においては谷一郎先生の生誕百年を記念した企画セッションを設け、往時を偲びながらの趣きのある講演会となった。第41回と第42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。

- ・ 不安定性に関する研究(10)
- ・ 乱流構造に関する研究(4)
- ・ 渦構造に関する研究(5)
- ・ 音・流れ特性・計算法に関する研究(5)
- ・ 谷一郎先生の回想(2)

以下にテーマ毎の研究成果をまとめる。

1. 不安定性に関する研究

伊藤と高木(第41回)は複素特性曲線法による後流の安定性解析を行った。この複素特性曲線法は伊藤が谷一郎先生の助言をきっかけに着手、構築した理論で、発想の原点はWhithamの運動学的波動論にある。理論の詳細は本編に譲るが、この理論が近年、絶対全体不安定現象を解明する有力な手法の一つとして再評価されており、この研究もその延長線上にある。著者らが後流に着目するのは、この不安定の発生には逆流の存在が不可欠だという洞察によるもので、実際、解析の結果はそれを裏付けるものとなっている。その上でこの解析は、速度分布形そのものは不安定性に大きな影響を与えず、最大欠損速度が安定性を支配し、絶対不安定の発生位置は、攪乱の群速度が0となる条件に加えて、最大欠損速度分布が流れ方向の微分が0と条件を満たす必要があるという非常に重要な結論を導いている。一般に欠損速度は下流方向に減少し流れは一樣流に漸近するが、上の結論は不安定性も下流に向かって小さくなることを意味する。この論文の中で試算したケースでは、最大欠損速度が示す不安定な位置から安定に反転するまでの間で評価したN値はおおよそ2である。一般に境界層が層流から乱流に遷移する場合のN値は10程度と言われており、これに比べると随分と小さく思われるが、著者らが言及するように、全体絶対不安定現象においては超臨界時における大きな空間増幅率がその後の現象を支配すると考えられ、通常のいわゆる対流型不安定と比べると流れ場の予測、評価に慎重さが求められるという重要な帰結を暗示している。

松井(第41回)は一樣流中に垂直におかれた円柱まわりに生ずる3次元流について、卓越した可視化技術を用いて定性的な解釈を示した。一樣流中の円柱後流に

はカルマン渦列が形成されることはよく知られているが、各々の渦の渦中心は円柱に平行にならない。その理由は不明としながらも、可視化の結果は傾斜する渦中心の様子を明確に示している。特に興味深いのは円柱を回転させたときの結果で、渦の軸方向に現れる周期的な3次元構造を可視化している。これについて更に詳細な実験を行った結果、円柱表面に形成される境界層は内層と外層からなる二重構造を持ち、内層にはテイラー渦が、外層の前方淀み点にはゲルトラー渦が発生するとしている。ここでのカルマン渦列の放出は、内層から剥離する外層がその種になっており、またこの剥離渦に含まれる内層のテイラー渦が軸方向に周期性を生じさせ、3次元構造を形成する。一連の可視化実験の結果には、示唆に富んだ多くの事実を包含しており、様々な現象を理解する上で非常に有益な材料となっている。

近年、壁近傍の乱流構造はストリークと縦渦との相互作用に起因する再生サイクルによって維持されるとの考え方が提案されている。ここでは縦渦構造の生成はストリーク不安定によると考えられているが、乱れ変動の過渡増幅、いわゆる Transient Growth がストリークの崩壊を引き起こすのではないかという見方もあり、再生サイクルの機構は必ずしも明確にされていない。そこで浅井(第41回)は壁近傍の組織構造をいったん吸込みによって取り除き、その後の挙動をみることでどちらのパターンが支配的かを実験により明らかにする試みを行った。上流で壁近傍の組織構造を吸込むと、その後に発生するストリークは線形不安定で記述されるプロセスにのった挙動を示すことがわかったが、この場合吸込みによって乱流変動の強さも減少するので結論を導くことはできなかった。そこで吸込みの直後に網片を周期配置し、初期変動が比較的大きなストリークを人工的に導入した。その結果、変動エネルギーは下流方向に代数的な増幅を示した。これにより著者は、壁乱流中のストリークの崩壊においては過渡増幅機構が支配的であると結論付けた。乱流の理解に一步近づく、大変興味深い研究である。

木田(第41回)は、内部が流体で満たされた球体が歳差運動するとき現れる乱流現象について、流れの定常性がパラメーター空間の中でどのように変化するかを数値的に調べた。パラメーターは、スピン回転角速度と球の半径で定義されるレイノルズ数 Re と、スピン回転角速度と歳差回転角速度との比で定義されるポアンカレ数 Γ の2つである。渦度の自乗を球全体にわたって積分した量でエンストロフィを定義し、この量が時間とともに減小するか増大するかで定常、非定常を区別する。その結果、 Γ が1に近い場合定常・非定常の臨界 Re 数は数千のオーダーだが、 Γ が十分大きいとき及び

0に漸近するときは、臨界値は無限大に漸近することを示した。さらに実施された室内実験の結果は上記の解析をフォローしている。ここまでの研究は流れの定常性に主眼を置いたものであり大域的な理解は今後の展開に期待するが、ここでの解析手法は様々な現象に適用することが可能であり、さらなる発展が待たれる。

徳川ら(第41回)は、2005年にオーストラリアのウーメラ実験場で行われた2回目の小型超音速ロケット実験機(NEXST-1)の飛行実験データについて、実験翌年の第38回研究会で速報として報告された遷移計測の結果における問題点を洗い直し、より詳細な解析結果を報告した。前回の報告では、主にホットフィルム(HF)と非定常圧カトランスデューサー(DP)の2つのセンサーの信号を解析し、遷移状態を判別する“遷移レベル”という概念を新たに導入して遷移位置の特定を試み、 e^N 法によるCFDの予測値によく一致することを示した。しかし、HFのDC出力とAC出力から判断されるレベルが一致しない場合や、DPのAC出力が α -sweep試験フェーズ後に増加するなどの説明のつかないものがあった。これに対して今回の報告では、判定の基準となるHFの出力の層流-乱流近似曲線を見直すことでAC/DC出力から判定された遷移レベルが合致することを示すと同時に、DPのAC出力を主翼では局所静圧で前胴では一様流静圧で無次元化することで α -sweep試験フェーズ後の変化がほぼ一定となることを示し、この結果HF出力から算出された遷移レベルとの整合性が改善されたことを報告している。また、プレストン管(Pr)と熱電対(TC)のデータについても解析を行い、各センサー出力から判断される境界層の状態がほぼ一致することを明らかにした。このように取得した貴重な飛行実験データの解析精度が格段に改善されたことは、今後NEXST-1のもつ自然層流翼効果の物理的な解釈を進める上で大いに役立つものと思われる。

跡部と山本(第42回)は、流れ方向に壁面が一定の振幅で周期的に振動するChannel流について3次元DNSを行い、その安定性と遷移の関係について調べている。壁面が振動しない通常のChannel流では、初期攪乱として与えた2次元T-S波は時間の進行とともに成長し、やがて他のモードがその成長に追いつく格好で遷移が完了する。これに対して、側壁を流れ方向に振動させた場合、その振動周期がある程度以下になると、遷移が加速される傾向があることを示した。また、Stokes層の臨界レイノルズ数との比較から、遷移の傾向はStokes層の安定性と一定の相関が見られることを指摘している。攪乱の各モードの成長の様子を見ると、振動周期が小さい場合にはT-S波の成長速度が増加しその結果として遷移が早まっているように見受けられるのに対して、振動周期が大きな場合には振動がない場合と遷移時刻が変わらないにもかかわらずT-S波の成長が抑制されている。この点は、Stokes層の安定性とも関連

して大変興味深い。

星野ら(第42回)は、軸対称物体後流の自然遷移について取り上げ、その不安定性が絶対不安定によるものなのか対流不安定によるものなのか、両者の不安定性の切り替わりに着目して実験を行った。対象としたのは、NACA0018翼型ベースの軸対称物体である。実験の結果から、この条件下では攪乱の増幅は移流型の不安定性が支配的であること、またその不安定モードは螺旋構造をとることを示すと同時に、実験から得られた速度分布を基本流として与えた線形安定性解析の結果とよく一致することも確認している。特に、今回の実験条件は絶対不安定性が生じるまさに臨界状態に近いことを指摘し、3次元軸対称物体では2次元後流の場合と異なり、少しの逆流では依然として移流型不安定が支配的であることを明らかにした。

水島ら(第42回)は、急拡大部をもつ対称なユニット管が連結された管路系の対流不安定性について可視化実験と数値シミュレーションにより調べた。適当なReynolds数を設定すると流れはピッチフォーク分岐を生じ、管路内に周期的に編流した定常流が現れる。このとき、上流側流入部に局在した攪乱を加えると、攪乱は波伝播速度の異なる2種類の波として下流に伝わる。流れは遅い方の波の通過に伴って偏向するが、狭窄部毎に観察すると遅い波はまるでソリトンのように伝播しており、興味深い。一方、速い伝播速度で伝わる波は波束を形成し、その前縁部と後縁部はそれぞれ1ユニットと2ユニット分の周期をもつモードの波であり、波束自体もこの2つのモードの重ね合わせで構成されていることが明らかになった。

石垣と石井(第42回)は1本の細管の軸方向に急激な温度勾配が与えられることにより生じる熱音響自励振動(タコニス振動)について数値シミュレーションを行った。管の両端の温度と中央部の温度との比を大きくしていくと、ある値を超えたときに管内の流体は振動を始める。静止状態から振動状態へと遷移する温度比は、温度比を大きくしていく場合と小さくしていく場合とで異なり、ヒステリシスのあることが観測された。

松井(第42回)は非圧縮粘性流体の運動において粘性が及ぼす影響について、渦輪の追い抜き現象と回転円柱の伴流の2つの実験を例にとり考察を行った。渦輪の場合、相次いで放出された二つの渦輪の追い抜き現象の可否は、粘性の有無ではなくレイノルズ数の大小によることを説明した。また、回転円柱の場合、円柱表面の境界層内に回転二重円筒の隙間に現れるTaylor渦と同種の渦ができ、伴流のKarman渦列もその影響で渦軸方向に顕著な周期性を持つことが示された。

2. 乱流構造に関する研究

西岡(第41回)は、平板境界層の壁面摩擦則に関し

て、Rottaの壁面摩擦則とSchoenherrの平板摩擦公式を検討している。運度量厚さに基づくレイノルズ数 $R_\tau \geq 6000$ で壁法則と速度欠損則が部分的に成立するオーバーラップ領域において、Rottaの壁面摩擦則とSchoenherrの公式が一致することを示し、その計算過程で等価な平板局所摩擦公式を導出している。また、2次元乱流境界層が壁法則に従う場合の速度分布について、最近の実験、DNSの結果を根拠に議論しており、乱流境界層の速度分布に関する理解を深めるものとなった。

西岡(第42回)は、高レイノルズ数壁面乱流の壁面せん断応力の漸近特性、壁法則に基づく内層の挙動、複合速度分布による速度場の記述に関する研究を行ってきており、本論文では、平板境界層のオーバーラップ領域が存在する下限レイノルズ数 $R_\tau=6000$ より小さい場合に関しては、Reichardt-Finleyの複合分布に注目すべきであるという意見が述べられている。さらに、McKeonらの円管内乱流の速度分布をReichardt-Finley複合分布を用いて解析した結果、速度分布 $U(y)$ のみから高精度でカルマン定数などのパラメータを決定できることを示し、Reichardt-Finley複合分布の有用性を証明した。

佐藤ら(第41回)は、風洞を用いて丸棒および網(40メッシュ、幅8mm)の後流を音波制御して、それらを比較・検討するとともに、二つの後流が同時に発生するときの流れ場について調べている。後流中で熱線計測された速度変動波形から、その波長と振幅の関係を調べることによって、後流の乱雑化を定量化し、円柱後流の場合、渦が減衰しながら乱雑化しているのに対して、網の後流の場合、その速度変動が成長しながら乱雑化することを指摘している。さらに、網の後流と比較して、円柱後流では、線スペクトルが早々に消滅して連続スペクトルになることも解明しており、物体後流の乱雑化について有益な提言を行った。

平板境界層は外層から導入された音響攪乱が境界層内に受容されてT-S波攪乱に成長する過程はNishioka-Morkovinらによって詳細に調べられている。しかし、渦度を持つ外層乱れがどのように受容されるかについてはまだ不明な点が多い。福西ら(第42回)は、平板境界層の外層に導入した乱れが境界層中に取り込まれる受容過程の機構解明を目指して実験を行った。境界層外側に円柱状パイプ(直径5mm)を設置し、そこに設けた小孔(直径1mm)から主流と平行に噴流を下流

方向に吹き出すことによって、強い乱れを導入している。その結果、外乱の低周波成分は境界層の速度変動に影響を及ぼし、その下流においてストリーク構造の形成に起因していることを観察しており、境界層の外乱の受容過程を考察する上で重要な実験を行った。

3. 渦構造に関する研究

栗原ら(第42回)は、一様等方性乱流において、異なるスケールの渦の相互干渉を調べることに、渦運動の観点から乱流を特徴づけるエネルギーカスケード過程を明らかにすることを目的に、強制一様等方性乱流場からフーリエフィルターを用いて比較的大きな渦を抽出した。そして、その渦を渦blobと呼ばれる渦要素の集合に置き換え、渦の伸張を評価した。可視化の結果から、渦度場が渦blobによってよく再現されることが確かめられている。一方、渦度場と同時に、ずれ運動による変形場を抽出した。渦、形状ともにローパスフィルターのカットオフ周波数を変化させ、抽出するスケールを変化させた。その結果、小さい渦ほど変形場により伸張しやすいこと、また伸張している渦ほど変形場の影響を受けやすいことがわかった。

大藏と奥出(第41回)は、二次元物体伴流の遷移過程における渦の変形モードの選択機構を解明するために、迎角を持つ平板伴流と振動円柱伴流の流れを、可視化と速度分布計測によって調べた。その結果迎角を持つ平板伴流では、伴流の渦列中の渦の変形モードは迎角の大きさに依存し、流れの非対称性が強い場合千鳥状の渦構造をもつS型が、反対に流れの非対称性が弱い場合は渦の波打ちが流れ方向に直線的に並ぶC型となることを示した。そしてその境が概ね60degであることを見いだした。また、柱状物体についても同様の可視化を行い、伴流渦の変形モードと流れの対称性に相関関係があることを見いだした。次に振動円柱の加振周波数と振幅を変化させることにより、伴流の対称性を制御して、同様の可視化を行った。その結果、振動円柱でも、流れの非対称性が強い場合千鳥状の渦構造をもつS型が、反対に流れの非対称性が弱い場合は渦の波打ちが流れ方向に直線的に並ぶC型となることを示した。

小橋と早川(第41回)は、境界層流れの機構や構造を理解する手段として渦度モデルを提案した。このモデルでは、渦度を持つ流体粒子を成長の過程に従って、渦度子(Vorticle)、渦度束(Eddy)、渦素子(Turbulent

Eddy)、渦(Vortex)に分類した。そしてその特性に従って、境界層流れが層流から乱流へ遷移するときの構造の変化を試みた。渦度モデルによると、層流は渦度束が緩やかに回転しながら整然と並んで移動している状態を指し、乱流は、渦度束の動きが激しくなり隣同士と衝突し、層状の配列の秩序が崩れ、他の層の渦度束と交じり合う乱雑な動きをする状態を指す。そして、遷移は、レイノルズ数の増加に伴い、渦度束の渦度が限界を超えて層流状態から乱流状態へ移行することを指している。

近年、災害監視や探査等の目的で小型無人機の開発が盛んに行われている。昆虫のような微小な飛翔体では、回転翼より羽ばたきの方がエネルギー効率が良くとされている。しかし、昆虫の羽ばたきによる非定常空力特性について理解はまだ十分でない。飯田ら(第42回)は、羽ばたき運動による流体力の発生に渦構造がどのように寄与するかを実験的に調べた。結果から述べると、発生力が最大になるときは、渦と翅の距離が最も近接し、渦の直径が翼弦長以内の強い渦度を持つ場合であることがわかった。これは渦構造と流体力の同時計測の結果得られたもので、可視化と高精度力計測に負うところが大きい。特に流体力は数mNというオーダーであり、この計測一つとってもその高度な計測技術が伺われる。さらに著者らはこれによって得られた知見を用い、バルーンで機体重量を調節した模型による羽ばたき実験を行っている。その結果、模型は実際の昆虫と同程度の流体力を発生させ、羽ばたき機の浮上に成功した。機体重量の軽減など課題は山積するが、自律的な浮上が楽しみである。

佐々(第42回)は、竜巻やダウンバーストのような突風をもたらす流れの機構解明を目指して行ってきた、実験的研究の成果を概観した。まず竜巻の発生メカニズムを理解するために、ドライアイスマストで作る冷氣とファンの上昇気流によってノンスーパーセル竜巻の発生を試みた。その結果、竜巻の渦度は、渦の伸張によって生成されることを示した。次に、ファンによる上昇気流と回転多項円盤を組み合わせた模擬装置を用いて PIV 計測を行った。その結果、流れのパターンは主としてスワールに依存し、4種類に分類されることを解明した。そして境界層内の水平渦が傾けられ、鉛直渦へと吸収される家庭を示した。回転が強まって渦核が拡大すると多重渦を構成していくと考えられる。熱線計測により竜巻が乱流渦であることも示した。また可視化実験からメソサイクロンの回転と地上からの高さが竜巻の形成に深く関

わっていることを解明した。

4. 音・流れ特性・計算法に関する研究

管の内面に波状の突起がある場合、流れによって大きな音が発生する場合があります、その発振機構はキャビティトーンと共鳴によるとされている。坂尾(第41回)は、この気流音の発生機構・音発生に導く自励振動機構の解明を目指して、内壁に様々な突起(ヒダ)を設けた管について発生する音の周波数や強度を実験的に調べ、発生する音の強さは突起の存在する部分の長さと共に指数関数的に増加し、その位置には依存しないこと、周波数は突起間の凹部長さではなく突起のピッチを基に推定した値に近いことを明らかにしている。さらに、重要な結果として、螺旋状の突起を有する管では音が発生しないことから、気流音の発生機構として個々の突起の凹みが「キャビティ」として働くのでは無いと結論している。音の発振機構は移流する環状の渦変動と個々の突起の相互作用にあると推定しているが、この現象を実験的に明らかにすることは困難であり、今後、数値計算などによる現象の解明が望まれる。

翼後縁から発生する離散周波数音の発生メカニズムは、音波と圧力面側の境界層に発達するT-S波との音響フィードバックであると言われており、事実、圧力面側の後縁近傍の境界層分布には変曲点が存在し変動が急激に成長すること、発生する音の周波数が線形安定性理論による不安定周波数帯のピークに近いことが知られている。高木と小西(第41回)は、この翼後縁から発生する騒音の周波数選択機構解明を目的に実験を行っている。まず、後縁から騒音が発生しない状況を作り出すため、翼後縁にスプリッタープレートを設置し、その長さと共に発生する音圧が指数関数的に減少すること、彼らの実験条件ではコード長の15%の長さのスプリッタープレートによって翼境界層が乱流に遷移し音圧が暗騒音レベルになることを示している。また、後縁騒音発生時には離散的であったスペクトルが境界層遷移によって広帯域のスペクトルとなるが、その中心周波数が後縁騒音の周波数と一致することから、騒音発生時に圧力面側境界層の不安定波が重要な役割を果たすことを確認している。次に、騒音を抑制した状態で圧力面側の翼後縁近傍における変動成分から低周波成分を除去してスピーカーにより音響攪乱を流れ場に導入すると、広帯域スペクトル成分からある周波数成分が選択

され離散周波数に成ることを示し、翼後縁騒音の発生が圧力面側の不安定波と下流側からの音波のフィードバックループに基づくことを確認している。さらに、翼後縁とスピーカーの距離により選択される周波数が異なることから不安定波と音波の位相のマッチングが重要であることを示唆しているが、音波が境界層に取り込まれるのか、後縁近傍あるいは翼後流の不安定性を刺激するのかについては、速度分布の計測などさらなる研究が必要である。

流れの中に置かれた二次元柱状物体から放出されるカルマン渦によって発生するピーク性の音は「エオルス音」としてよく知られている。藤田(第42回)は、エオルス音の発生メカニズムとその制御方法を考察するため、円柱、角部を丸めた角柱および半円半角柱モデルから発生するエオルス音の特性を実験的に調べ、カルマン渦が物体近傍に形成され、物体後流剥離域での速度変動が大きいほどエオルス音の音圧が高くなることを示している。この結果は、物体直後の渦と物体内に置かれた鏡像渦が形成する渦対間の運動量が渦の放出に伴って時間変化することでエオルス音が発生しその強度は運動量変化に比例するという西岡と坂上(2005)の音源モデルの結果に対応しており、発生するカルマン渦の強度を下げて物体と渦の間の運動量変化を低減することが有効であることが確認できる。

横山ら(第42回)は硬式野球ボールの回転方向と縫目の向きが空力特性に及ぼす影響に着目し、ピッチングマシンから投球されたボールを高速度ビデオカメラで撮影し、その映像を解析することにより抵抗係数と揚力係数を算出した。進行方向と回転軸の方向が一致するジャイロボールの場合、あるレイノルズ数で抵抗が急減するドラッグクライシスのような現象が捉えられ、抵抗係数のレイノルズ数依存性は縫目の向きにより明確に異なること等、興味深い結果が定量的に見出された。

飛沫を伴う碎波や固体の碎波などの現象は、運動の複雑さや不連続性のために、従来の有限要素法などでこれを記述することは困難を極めた。これを克服するため、鈴木と越塚(第42回)は比較的新しい計算手法である粒子法についてその高精度化を試みた。彼らは連続体のLagrangianを直接離散化することにより、粒子法のHamiltonianを導出し、数値時間積分法にsymplecticスキームを採用することにより各種保存量を精度良く保存する計算手法を提案した。矩形容器内定在波を例に計算を行い、エネルギー保存性が良好であること、非線型波動を精度良く計算できること等を確認した。

5. 谷一郎先生の回想

異(第41回)は、戦後から現在までの流体力学の研究、および、谷先生と共有した研究課題を回想するとともに、準正規近似理論、完結仮説など、乱流の理論的研究の発展について谷先生との意見交換を紹介しながら概説している。さらに、谷先生と文部省科学研究費の特定研究「乱流現象の解明と制御」、および、「境界層遷移の解明と制御」研究会についても回想され、本論文は谷先生への思いで結ばれており、戦後から現在に至る日本の流体力学の発展を振り返るとともに、多くの流体力学研究者のために、研究に対する取り組み方や考え方を説いた論文となっている。

本橋(第41回)は第41回研究会で企画された谷一郎先生の生誕百年の記念講演の中で、数値計算や実験結果から現象をいかに正しく理解するか、という問題について、1977年、谷先生の古希のお祝いの講演会において谷先生が話された「計算機と流体力学」をもとに、「禅」の考えを交えながら再考した。現象を正しく理解するには、十分に検討された適切な「流れ場のモデル」の構築がその第一歩であるとし、そのためには二つの要点、つまり「データを解析する上での心構え」と「データを実際に解析・処理する方法」を考慮する必要があると主張する。とくに前者の「心構え」に対しては、谷先生が話された禅における「不動知」の適用が重要であるとし、著者はこれを「ひとつの実験事実や計算結果に執着せず、なるべく多くの実験や計算の結果を先入観を持たずに吟味・検討すること」と解釈する。そしてその吟味・解釈のためには「発想」「演繹」「帰納」の操作プロセスの繰り返しが不可欠であるとする。非常に奥の深い思考体系であるが、数値計算がまだ走り始めたごく初期の時代に現在の研究にも通用する指針を示された谷先生の洞察にはただ驚くばかりである。

研究会幹事 高木 正平
跡部 隆
編集委員 坂上 昇史
関下 信正
伊澤精一郎
徳川 直子
西沢 啓