

航空宇宙技術研究所特別資料

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-12

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第5回・第6回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

1990年10月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事

空力性能部 伊藤信毅

空力性能部 高木正平

空気力学部 山本稀義

客員研究官（昭和 62, 63, 平成元年度）

大阪府立大学工学部教授 西岡通男

客員研究官（昭和 62, 63 年度）

東北大学工学部助教授 小濱泰昭

「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集
(第5回・第6回)

「境界層遷移の解明と制御」研究会

目 次

はしがき

第 5 回研究会 (平成元年 6 月 28 日～30 日)

1. Pattern Search in Turbulent Field	1
ながれ研究集団 佐藤 浩 計算流体力学研究所 大田黒 俊夫	
2. 船舶技術研究所における CFD 研究の動向	3
船舶技術研究所 児玉 良明	
3. 斜め円柱の三次元境界層遷移	5
東北大学工学部 小濱 泰昭	
4. 三次元攪乱の一つの発生過程	11
大阪府立大学工学部 浅井 雅人	
5. 新幹線電車の空気抵抗	15
鉄道総合技術研究所 前田 達夫	
6. 細長物体の大迎角コーニングとフラットスピンについて	19
航空宇宙技術研究所 吉永 崇・楯 篤志	
7. 孤立粗度まわりの流れについて	23
日本大学理工学部 本橋 龍郎	

第 6 回研究会 (平成 2 年 1 月 17 日～19 日)

8. 平板境界層遷移の水素気泡法による実験的研究	25
岐阜大学名誉教授 松井 辰彌 名城大学理工学部 奥出 宗重・石田 徳保	
9. 抵抗減少技術の管内流への応用について	29
計量研究所 中尾 晨一	
10. Stuttgart 大学における遷移の数値計算	31
日本大学理工学部 本橋 龍郎	
11. 交番振動流減速位相における境界層遷移の実験	33
東北大学工学部 福西 祐	
12. 円柱伴流内の渦列の構造	35
名城大学理工学部 奥出 宗重・和田 邦久 岐阜大学名誉教授 松井 辰彌	
13. 超音速乱流混合の制御	39
大阪府立大学工学部 西岡 通男	
14. 成層流遷移の数値シミュレーション	43
航空宇宙技術研究所 山本 稀義	
15. 強い外乱に対する境界層の応答	47
大阪府立大学工学部 浅井 雅人	

16. 横流れ不安定と圧力勾配	49
航空宇宙技術研究所 伊藤 信毅	
第5回・第6回研究会の総括と成果	53

は し が き

本報告集は、平成元年6月と平成2年1月に航空宇宙技術研究所で開催された「境界層遷移の解明と制御」研究会の講演要旨を収録したものである。この研究会は、境界層の遷移現象に関する基礎的研究とその制御を目指す応用的研究に携わる研究者を中心とし、さらに乱流現象解明や粘性抵抗削減技術など関連領域に属する研究者も含めて、年二回のペースで催されている。既報（SP-11）の講演集では、第1回から第4回までの2年分を一度に掲載したのであるが、それでは刊行時期が講演会から著しく遅れることになり、研究進展の速度に追い付かない恐れがある。そこで今回は第5回と第6回の1年分を一まとめにして刊行することになった。本研究会の特徴は、講演中と質問時間を問わず自由に意見を述べ、徹底的に討論することにあるので、討論内容についても記録に残したいのであるが、技術的な難しさもあって実行に移すことはできなかった。また、講演会の性質上研究の速報や中間報告的な内容が多いことと執筆者の負担軽減を考えて紙数を制限し、参考文献を多く載せて頂く方針を取った。さらに、巻末の総括と成果の欄を利用してなるべく不足分を補うよう努めたつもりである。

度々の講演会に会場使用を許可され、運営面でも種々御協力下さった空力性能部高島一明部長と総括室の方々にお礼を申し上げます。

平成2年6月

「境界層遷移の解明と制御」研究会

幹事 伊藤 信毅

高木 正平

Pattern Search in Turbulent Field

佐藤 浩* 大田黒 俊夫**

一見乱雑に見える乱流の中にある種の構造を持った秩序運動が存在することは今や疑いのない事実である。しかしその秩序運動をいかにして乱雑変動から分離するかという方法論はまだ確立されていない。古くから用いられてきた条件抽出平均法は課すべき条件がどうしても主観的であり，“見たいと思うものを見ている”という結果になってしまう。我々は狭い意味の乱流だけでなく、自然や社会における“乱れた”場の中からパターンを見出す客観的な手法を追求している。ここに挙げる wavelet analysis はその一つの試みである。

Wavelet Analysis は信号に含まれる変動のス

ケール分布を時間軸情報を失うことなく知ることのできる数学的手法であり、フーリエ変換とは趣を異にしている。

まず、wavelet と呼ばれる時間軸上で局在した台を持つ関数 $g(t)$ を用意する。通常は狭い幅で正のピークを持ち、その両側で緩やかな負の裾を持つような関数が使われる。また、wavelet は積分してゼロ、つまり DC 成分を持ってはならないという制約もある。次に、調べたい信号と、wavelet との相互相関を計算する。このときに、wavelet を時間軸方向に伸ばしたり縮めたりして様々なスケールの変動との相関が取れるようにす

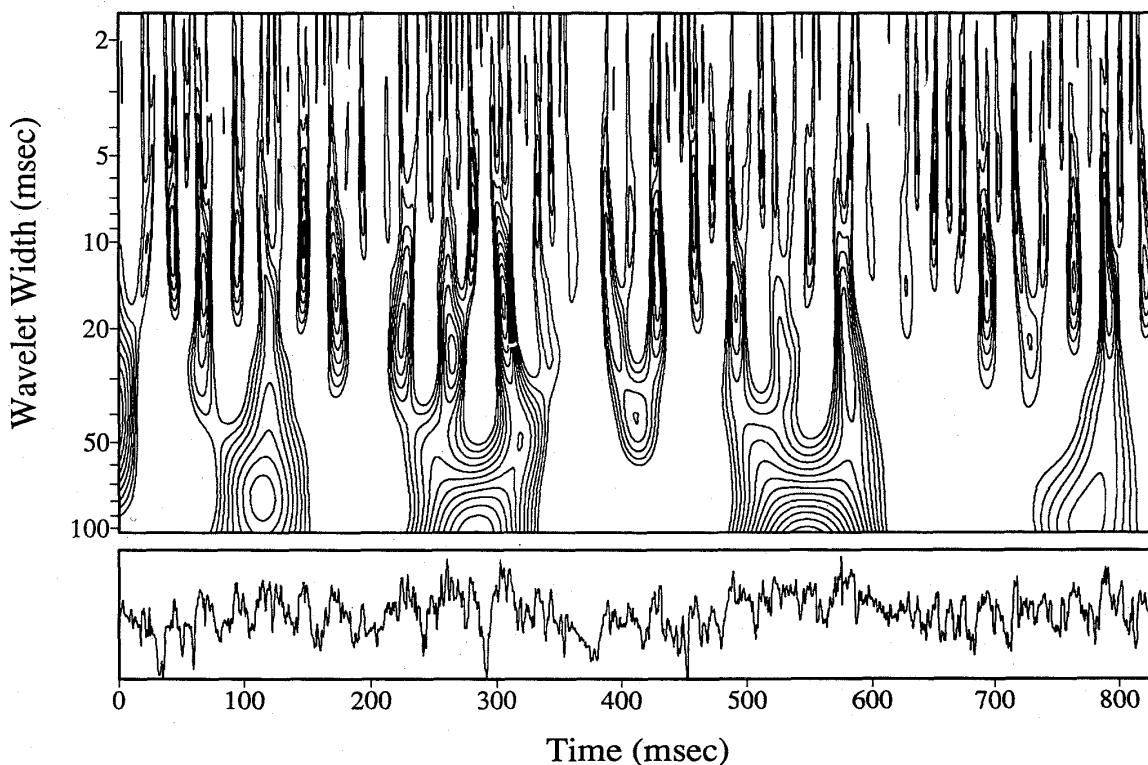


図1 Cross Correlation Intensity

* ながれ研究集団

** 計算流体力学研究所

る。以上のことを数式で表現すると次のようになる。

$$c(x, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} g\left(\frac{t-x}{a}\right) s(t) dt, \quad a > 0$$

今回我々は、十分に発達した乱流境界層の速度変動信号を対象にして、Wavelet Analysisを試みた。結果を図1に示す。横軸は時間軸、縦軸はスケールの軸で、上へいくほど小さなスケールに対応するようになっている。等高線は相互相関の強さを表したもので、ここでは見易さのため、正の部分だけを描いている。参照用の信号波形を時間軸に合わせて付加してある。信号波形の正のピークが、そのスケールに対応する位置に相関のピークとして現れているのがわかる。乱流信号というものが実に様々なスケールの変動によって成り立っていることがよくわかるし、その変動がどの時刻

にあるのかということもわかるのが wavelet を使った解析の利点である。

Wavelet Analysis 自体は単なる数学的な道具にすぎないが、多くのスケールが相互作用し合っ
て全体の動力学が決定される乱流現象に適した道具ではないかと筆者らは考えている。

参 考 文 献

M. Farge and G. Rabreau: "Wavelet transform to detect and analyze coherent structures in two-dimensional turbulent flows, "C. R. Acad. Sci. Paris, t.307, Serie II, 1988.

T. Otaguro, S. Takagi, H. Sato: "Pattern search in a turbulent signal using wavelet Analysis, "Proc. 21st Symp. on turbulence, Japan 1989.

船舶技術研究所におけるCFD研究の動向

児玉良明*

船舶流体力学においても、航空分野と同様に、NS方程式の差分計算からなるCFD（計算流体力学）が流場研究に利用されている。本報告ではおもに船舶技術研究所（以下、船研）におけるCFD研究の概要を述べ、流場の制御の観点から、MHDを利用した流場制御についてふれる。

船体まわりの粘性流の計算では、自由表面を上下対称面と近似して波の影響を無視し、高レイノルズ数定常流を乱流モデルを用いて計算している¹⁾。乱流モデルはBaldwin-Lomaxのゼロ方程式モデルである。船体は抵抗の少ない流線型をしており、粘性成分が抵抗の大部分を占める。このような物体の抵抗値を正確に計算するためには、物体形状の正確な表現が不可欠である。速度分布は、肥大していない船型では、かなり正確に計算できるようになってきたが、抵抗値などの積分量は依然として定量的な一致度があまり良くない。

自由表面にできる波は、船舶流体力学に固有の計算困難な現象であるが、物体適合・自由表面不適合の格子系を用いることによって、かなりの計算が行われるようになってきた²⁾。波の計算の困難な点は、波が遠方まで殆ど減衰しないで伝播するため、差分計算では格子点を船体近傍から遠方まで相当多くとらないと精度良い計算ができない点である。

プロペラまわり流れでは、船用プロペラのピッチ比が航空のATPプロペラと比べて小さく（通常1.0以下）、隣合う翼同士が前後方向にかなりずれて配置されているのが特徴的である。また、キャビテーションが発生することが流場を複雑にしている。キャビテーション現象を含めた計算は、

わずかの例外³⁾を除いて、本格的におこなわれていない。

船尾伴流中で作動するプロペラと船体の干渉問題は、船の推進効率に関連して重要である。船尾伴流中をプロペラ翼が回転するとき、その流入流場は時間的に変化するので、プロペラまわり流場は非定常流場となる。厳密には、船尾流場をNS方程式を計算して求めると連動してプロペラ廻り流場の非定常計算を行わなければならないが、より簡便な方法とし、船尾流場に及ぼすプロペラの作用を、船尾流場に関するNS方程式の運動量の吹き出し分布として表す方法がある⁴⁾。このときプロペラの計算は、揚力面理論など従来のポテンシャル流計算を用いてもよい。

CFDの利用価値の一つとし、実現困難な流場の性質を数値シミュレーションを利用して調べることがあげられる。MHD（電磁流体力学）を利用した船体まわり流場の制御の研究もその一つである。導電性流体である海水に強磁場のもとで電流を流すと、ローレンツ力がはたらく。これを流場制御に利用することを考える。海水では、磁気レイノルズ数が非常に小さいので誘導磁場は無視できる。したがって磁場は静磁場として与えられ、ローレンツ力は運動量方程式中に外力項として付加される。最近研究されている超電導電磁推進では、ローレンツ力を推力として利用する。磁場は、流速の変動成分すなわち乱流に対して、磁力線に直角方向の流速変動を抑制するにはたらく。図1は $k-\varepsilon$ モデルを用いて計算したチャンネル内流れの速度・乱れのエネルギー等の分布を示す。図2は図1と同じ状態に磁場をかけたもので、速度 u とともに乱れのエネルギー k が小さくなっている。翼面に磁石を埋め込んで磁場をかけた場合、

* 船舶技術研究所

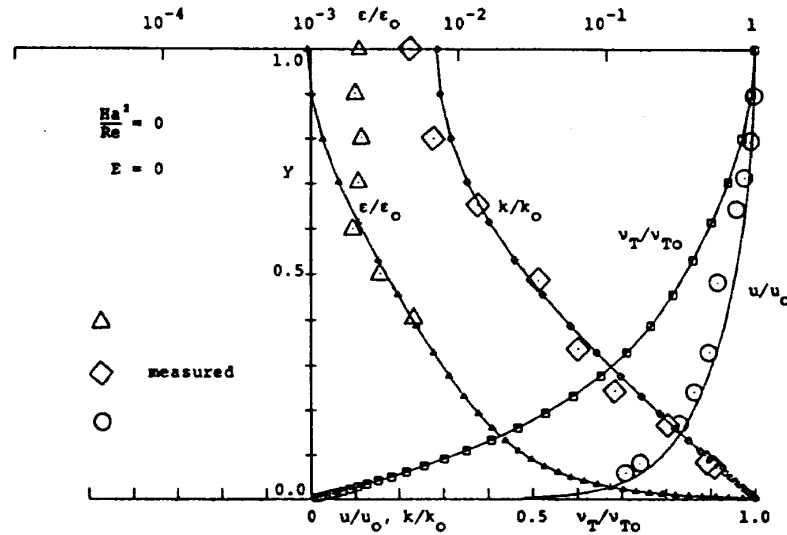


図1 チャンネル流れ (磁場なし)
 $Ha^2/Re = 0$
 Ha : ハルトマン数

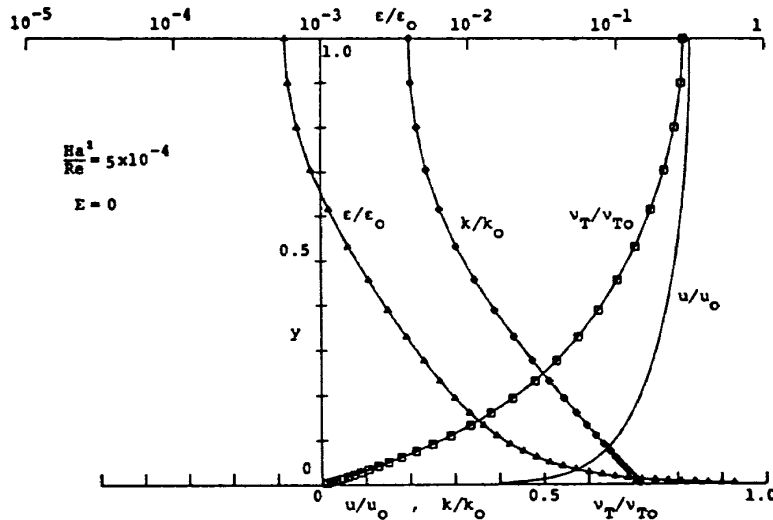


図2 チャンネル流れ (磁場あり)
 $Ha^2/Re = 5 \times 10^{-4}$

磁力は翼面を離れると急速に減衰するので、結果として、磁場の抑制力は翼面のごく近傍すなわち境界層内部に選択的に作用することとなる⁵⁾。ただし海水の場合には電気伝導度が低いので、よほど強力な磁場をかけないと作用が顕著にならない。

参考文献

- 1) Kodama, Y. : Grid Generation and Flow Computation for Practical Ship Hull Forms, 5 th Int'l Conf. on Num. Ship Hydro., 1989.
- 2) Hino, T. : Computation of a Free Surface Flow around an Advancing Ship by the

NS Equations, 5 th Int'l Conf. on Num. Ship Hydro., 1989.

- 3) 久保田晃宏他 : キャビテーション後方流場の乱流構造, キャビテーションに関するシンポジウム (第4回), 日本学術会議, 1985.
- 4) Stern, F. et al : A Viscous Flow Approach to the Computation of Propeller - Hull Interaction, J. of Ship Research, Vol.32, No. 4, 1988.
- 5) 日夏宗彦 : 電磁力で制御された翼型まわり乱流場の流場制御シミュレーション, 造船学会論文集, vol.163, 1988年6月.

斜め円柱の三次元境界層遷移

小 濱 泰 昭*

主翼が後退角を有すると、粘性型不安定性が発生する以前に境界層は不安定化するという事実を Gray⁽¹⁾がフライトテストで発見して以来、横流れ不安定性 (crossflow instability) に関する研究が盛んに行われてきている。しかしながら、流れ場の3次元化に起因するこの不安定性は、速い主流中、かつ薄い境界層中で発生するので実験がむずかしく、かつ3次元であるために数値計算も容易ではなく、従ってその応用上の重要性にもかかわらず、これまであまり現象が明らかにされてきていない。横流れ不安定性は、後退角と翼表面圧力分布に強く左右される。2次元の粘性型不安定性に対しては、翼全スパンにわたって圧力減少傾向を示す翼を開発することが求められているのに対し、3次元の横流れ不安定性に対しては、逆の傾向が求められることになるわけで、従って、後退翼機に対する層流翼 (LFC) を開発することは極めてむずかしい問題にぶつかっている。横流れ不安定性を考える上で翼表面圧力分布は、前縁での強い圧力減少域と、それ以降の比較的緩やかな圧力減少域とに区分して考えることができる。しかしながら、巡航時の不安定性は、前縁における強い圧力減少域を支配的要因として発生しているものと思われる。

ここでは、この前縁における強い圧力勾配による横流れ不安定性を定性的に調べる目的で、円柱を実験モデルとして採用し、横流れ不安定性の発生基準、乱流遷移プロセスなどを調べている。また、超音速時には、空力加熱の問題が重要になるが、遷移領域が壁面への熱伝達特性にどのような影響を及ぼすかも関心事の一つであり、この点に

関しても感温液晶を可視化手段として使用し調べている。

図1は、感温液晶により可視化された横流れ不安定渦の発生している状態 (境界層遷移領域) である。変色域は表1に示してある。円柱表面をあらかじめ30℃以上に温めておき、主流の温度を15℃にして実験を行い、変化が現れた状態である。流れ方向に軸をもつ横流れ渦の渦運動により、円柱表面が局所的に冷やされ、結果として渦の存在を可視化している。この方法にて測定すると、横流れ渦の発生点 (1次不安定点) は、従来の油膜法やチャイナクレイ法⁽²⁾に比べて上流側に移行し、1次不安定点検出に対し精度が良好であることがわかった。後退角 α を変化させた場合、不安定性は最小値を有する傾向を示し、それは40°~45°あたりに存在するようである。Poll⁽²⁾の値より10°ほど低い方に片寄っている。

図2に、熱線流速計により測定した乱れ強さ分布と煙による可視化⁽³⁾写真を対応させて示してある。この図より、乱れ強さが増加し出すのは1KHz付近の進行波が発生し出す点に一致していることがわかる。

図3は、感温液晶にて測定した遷移領域における熱伝達特性である。この図は、らせん渦 (1次不安定) が発生すると熱伝達特性が向上することを示している。渦運動が、壁と空気との熱伝達に役割を果たしているといえる。

以上から、遷移領域のうち1次不安定性のみの発生する領域では、乱れ強さはほとんど増加せず、熱伝達率はある程度増加するという特性を有している、とすることができる。

* 東北大学工学部

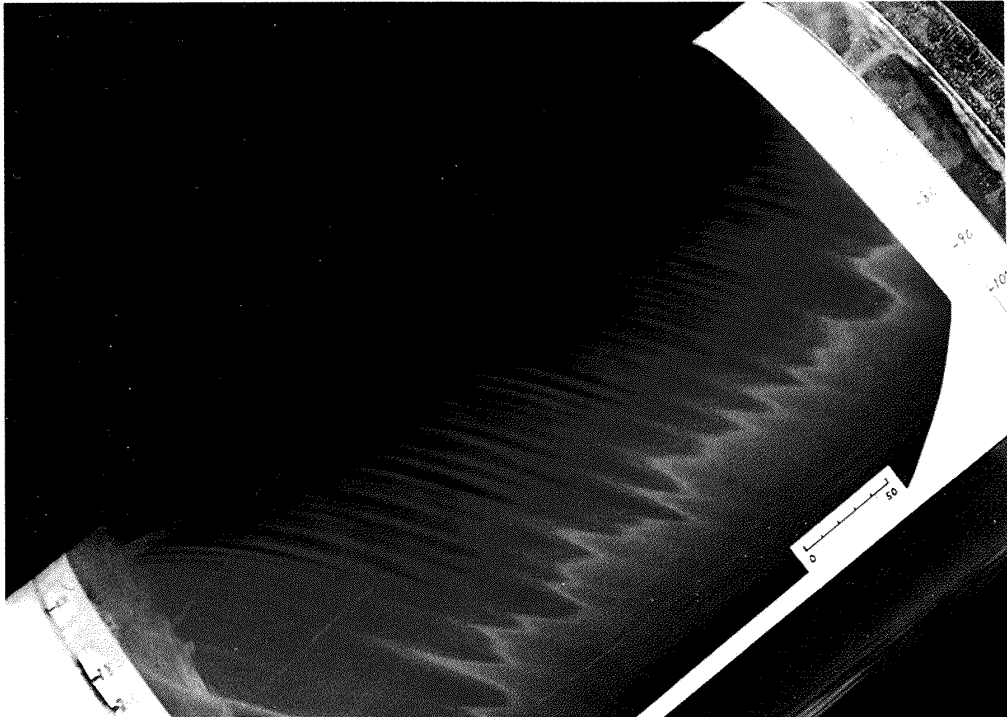







図1 感温液晶による横流れ不安定の可視化

表1 感温液晶変色域

					
Color	Brown	Moss green	Green	Light blue	Dark blue
Temp.(°C)	17.3	17.8	18.1	18.4	18.7

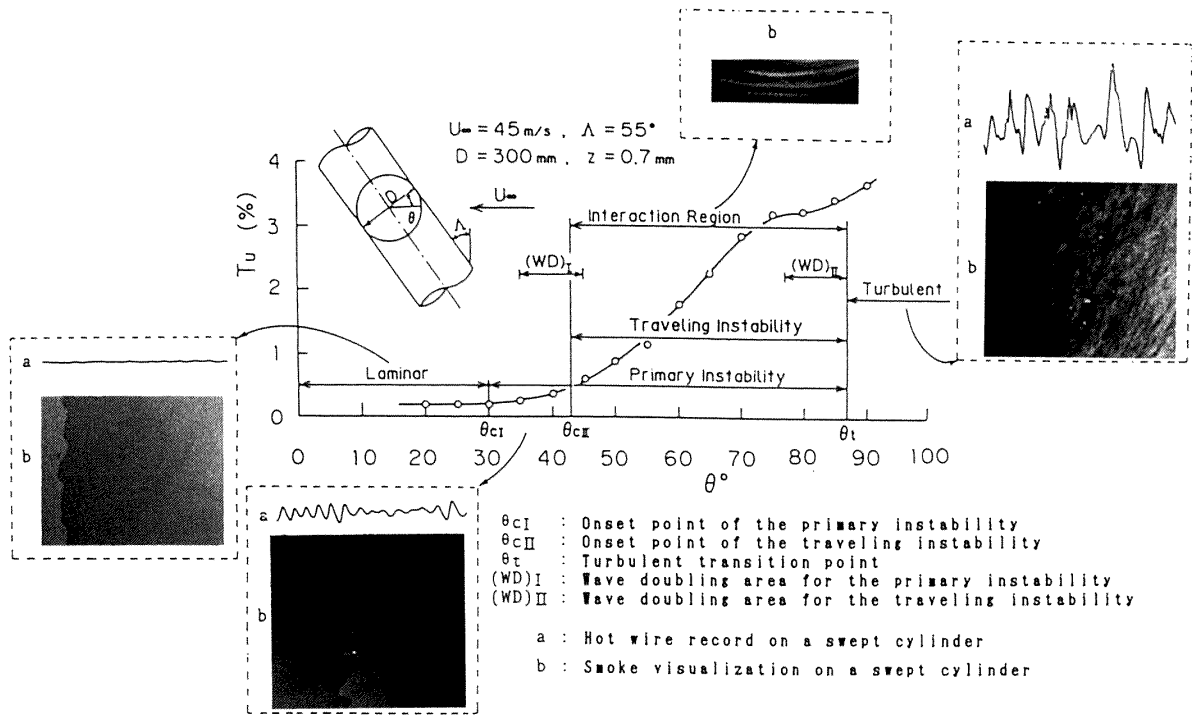


図2 横流れ不安定場の遷移ダイアグラム

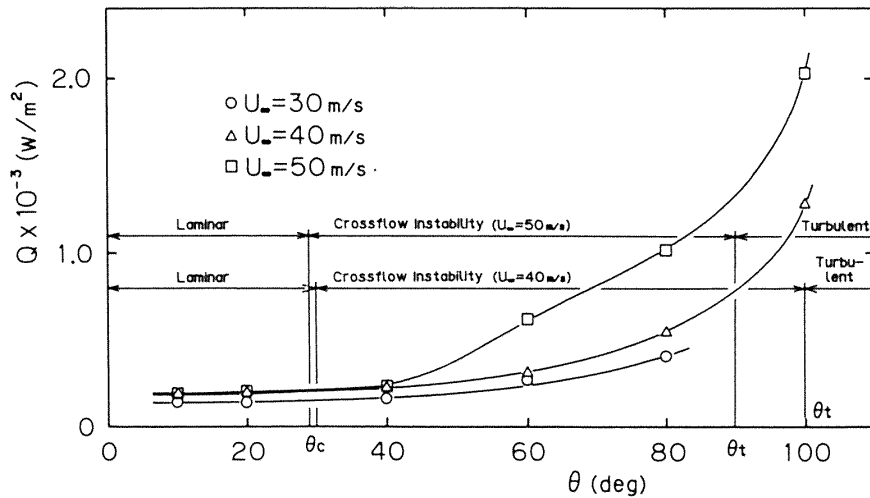


図3 横流れ不安定場の熱伝達特性

参考文献

- 1) Gray, W. E. : The effect of wing sweep on laminar flow, RAE TM Aero 255, (1952).
- 2) Poll, D. I. A. : Some observations of the transition process on the windward face of a long yawed cylinder, J. Fluid Mech., 150 (1985), 329-356.
- 3) Kohama, Y., Ukaku, M., Ohta, F. : Boundary-layer transition on a swept cylinder, Proc. Intern. Conf. on Fluid Mech., Peking Univ. Press, Beijing, China, (1987), 151-156.

三次元攪乱の一つの発生過程

浅井 雅人*

T-S 波動の成長から始まる境界層の乱流遷移において、いわゆるピーク・バレー構造の発達に導く波動の三次元化は最も重要な機構の一つであり、Klebanoff¹⁾, Kovasznay²⁾, Hama³⁾らの実験以来それを明らかにしようと多くの研究がなされてきた：文献4～8参照。当初観察されたピーク・バレー構造は、二次元 T-S 波動と同周波数の斜行波対に支配され、また縦渦の成長を伴うのが特徴である。その後、Kachanov & Levchenko⁹⁾や Saric & Thomas¹⁰⁾により 1/2 周波数の分調斜行波対に支配される別のタイプのピークバレー構造が外乱環境に依存して発達しうることも観察された。いずれの場合も斜行波対（三次元波）の増幅は粘性型の T-S 波動のそれに比べ非常に激しく、その増幅が始まると遷移が軌道にのる。

筆者らは、平面ポアズイユ流の乱流遷移に関する一連の実験¹¹⁻¹⁶⁾を通してその機構を調べてきた。実験は主に亜臨界レイノルズ数 $R=5000$ （臨界レイノルズ数は 5772）でなされたが、導入された T-S 波動の u 変動振幅が約 1% を越えると斜行波対（三次元波）の増幅が始まり、Klebanoff らの境界層の実験と同様のピーク・バレー構造が発達する。Orszag & Patera¹⁷⁾と Herbert¹⁸⁾は、このような三次元攪乱の増幅挙動を説明するモデルとして、有限振幅二次元 T-S 波動を伴う流れの微弱三次元攪乱に対する二次不安定モデルを提案した。特に、Herbert は二次元 T-S 波と同波数・同周波数の三次元波動および 1/2 波数・1/2 周波数の分調三次元波動の二つの増幅モードを見いだし、前者の三次元モードの成長が筆者ら実験のピーク・バレー構造に導くと主張した。実際、

ピーク・バレー構造を支配する斜行波対の構造は Herbert の計算した増幅モードにかなり近いことが見い出され (Nishioka & Asai¹⁶⁾), また数値シミュレーション^{19,20)}からも三次元波動の増幅に対する二次不安定モデルの有効性が認められる。

しかしながら、まだ重要な問題が残されている。それは、実際の実験環境下でそのような固有の三次元モード（二次元波と同期）がいかに生まれるかである。二次不安定モデルは増幅モードの存在を主張するだけで、それがいかなる原因で励起されるかについては答えられない。平面ポアズイユ流の実験¹¹⁻¹⁶⁾では、基本流の速度分布（放物形）が完全に二次元的でなく、スパン方向に正弦波状に僅かに波打っていて、ピーク・バレー構造はその波打ちに同調した形で発達する。従って、波動の三次元化の原因（種）として最も考えられるのは、この基本流のスパン方向の歪みであり、この平均流の三次元歪み成分が二次元 T-S 波動と非線形干渉し、その結果生まれる同期三次元波（斜行波対）が T-S 波動の振幅が敷居値（1%）を越えると二次不安定モデルで予測される固有の三次元モードに発展すると推測される。この点を明らかにするため、初期攪乱として二次元 T-S 波動と平均流の三次元歪みをポアズイユ流に与え、攪乱の時間発展をフーリエ・チェビシェフ・スペクトル法²¹⁾による数値シミュレーションにより追跡した。流れ方向波数（T-S 波動の波数） α 、スパン方向波数 β は実験に対応させ、実験の流れに近い初期三次元歪み、

$(u, v, w) = A_3 (\cos(\pi y/2) \cos \beta z, 0, 0)$
を与えた。

図1は、二次元 T-S 波動の初期振幅 (A_3) を系統的に変えたときの（三次元歪みの振幅は一定；

*大阪府立大学工学部

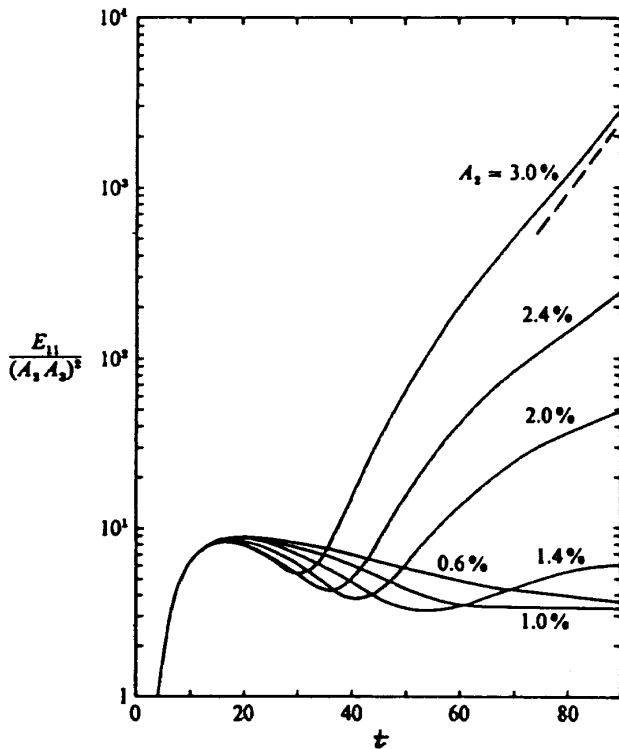


図1 三次元波動 ((α, β) モード) のエネルギー E_{11} の時間発展 ($A_3=0.5\%$)

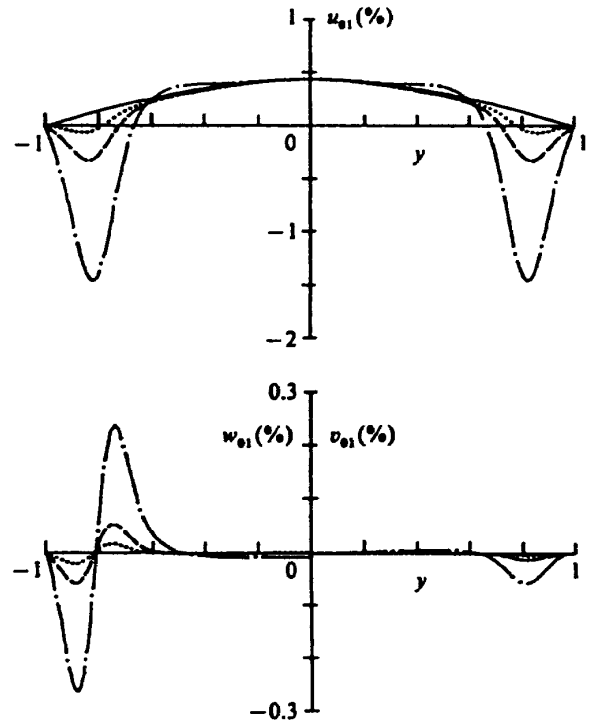


図2 平均流歪みモードの構造 ($t=90$)
 $A_3=0.5\%$.
 — ; $A_2=0.6\%$, ; 2.0% ,
 --- ; 2.4% , - - - - ; 3.0% .

0.5%) 三次元波動モードの生成, 発達を示している, 実験観察のように T-S 波の振幅が敷居値 1% を越えると増幅三次元波動が確かに生まれることが判る。ここで, 破線は Herbert の計算した固有モードの増幅特性 ($A_2 = 3\%$) であり, シミュレーション結果とよく一致している。図2は増幅三次元波が発達する時の平均流歪みモードの構造を初期歪み (流れ方向成分 u のみをもつ) と比較している。図のように, 敷居値以上では u 成分は臨界層 ($y = \pm 0.84$) 付近で大きく変化し, しかも v, w 成分, 従って縦渦成分が成長する。このような縦渦を伴う三次元攪乱の増幅は, 実験や二次不安定モデルと同様であり, 確かに基本流の歪みが原因となってピーク・バレー波動増幅が起きることが理解される。さらに, 本シミュレーションにおける増幅三次元波動の構造は実験のそれに極めて近いことを確認している: 詳細は文献 22 に報告されている。

参 考 文 献

1) Klebanoff, P. S., Tidstrom, K. D. & Sargent, L. M. : J. Fluid Mech. 12, 1962.

2) Kovaszny, L. S. G., Komoda, H. & Vasudeva, B. R. : Proc. 1962 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, Stanford Univ., 1963.
 3) Hama, F. R. & Nutant, J. : Proc. 1963 Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, Stanford Univ., 1963.
 4) Herbert, Th. & Morkovin, M. V. : Laminar-Turbulent Transition (eds. R. Eppler & H. Fasel), Springer, 1980.
 5) Tani, I. : Proc. Indian Acad. Sci. 4, 1981.
 6) Craik, A. D. D. : Cambridge Monographs on Mech. and Applied Math., Cambridge Univ. Press, 1985.
 7) Stuart, J. T. : Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows III, Springer, 1986.
 8) Herbert, Th. : Ann. Rev. Fluid Mech. 20, 1988.
 9) Kachanov, Yu. S. & Levchenko, V. Ya. : J. Fluid Mech. 138, 1984.
 10) Saric, W. S. & Thomas, A. S. W. : Turbu-

- lence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland, 1984.
- 11) Nishioka, M., Iida, S. & Ichikawa, Y. : J. Fluid Mech. 72, 1975.
- 12) 西岡, 飯田, 神林 : 第10回乱流シンポジウム講演集, 東大宇航研, 1978.
- 13) Nishioka, M., Asai, M. & Iida, S. : Laminar-Turbulent Transition (eds. R. Eppler & H. Fasel), Springer, 1980.;
- 14) Nishioka, M., Asai, M. & Iida, S. : Transition and Turbulence (ed. R. Meyer), Academic Press, 1981.
- 15) Nishioka, M. & Asai, M. & Iida, S. : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland, 1984.
- 16) Nishioka, M. & Asai, M. : Laminar-Turbulent Transition (ed. V. V. Kozlov), Springer, 1985.
- 17) Orszag, S. A. & Patera, A. T. : J. Fluid Mech. 128, 1983.
- 18) Herbert, Th. : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland, 1984.
- 19) Kleiser, L. : Lecture Notes in Physics 170, Springer, 1982.
- 20) Singer, B. A., Reed, H. L. & Ferziger, J. H. : AIAA Paper 86-0433, 1986.
- 21) Orszag, S. A. & Kells, L. C. : J. Fluid Mech. 96, 1980.
- 22) Asai, M. & Nishioka, M. : J. Fluid Mech. 208, 1989.

新幹線電車の空気抵抗

前田 達夫*

列車の走行抵抗は、空気抵抗と機械抵抗の和である。空気抵抗は列車速度の2乗に比例する。また、機械抵抗は速度に比例すると言われている。したがって、列車が高速になるに従って、走行抵抗に占める空気抵抗の割合が大きくなるため、空気抵抗の低減は重要な課題である。

新幹線電車のような長大列車では、列車模型による風洞試験から空気抵抗係数 C_D を直接求めることは困難である。また、列車の運用上、列車編成を変更する可能性もあることから、列車の空気抵抗を1つの空気抵抗係数 C_D のみで表すのは実用上不便である。そこで、列車の空気抵抗係数 C_D を、測定法とも関連させつつ、要素ごとに分解する必要がある。実用上では、列車長に依存しない部分と列車長に依存する部分に分けるのが便利であり、物理的には、圧力抵抗的成分と摩擦抵抗的成分に分けるのが合理的である。そこで、原(文献1)は、列車の空気抵抗を、列車の先頭部と後尾部に働く圧力抵抗と列車長に比例する広義の摩擦抵抗に分けて評価することを提案し、広義の摩擦抵抗には、車両側面の純粋な表面摩擦のほかに、台車部、パンタグラフ、車両の連結部、屋根上および床下機器などによる空気抵抗も含めることにした。そして、圧力抵抗を風洞試験から、広義の摩擦抵抗をトンネルに突入する列車側面の圧力上昇から測定する方法を提案した。

明かり区間における空気抵抗 D を、原の考え方に従って表すと、

$$D = \frac{1}{2} \rho A' U^2 \left(C_{DP} + \frac{\lambda'}{d'} l \right)$$

となる。ここで、 U : 列車速度、 ρ : 空気の密度、

A' : 列車断面積、 C_{DP} : 列車の圧力抵抗係数、 λ' : 列車側面の水力的摩擦係数、 d' : 列車の水力直径、 l : 列車長である。トンネル区間における空気抵抗 D は、列車のトンネル突入により生じる圧力波がトンネル内を往復し、現象自身が非定常となるため、数値シミュレーションにより評価する必要がある(トンネルが長い場合には、トンネル全走行を通しての時間的平均値が定常モデルによる値に近づくため、簡単な定常モデルにより評価することもできる)(文献2)。

圧力抵抗係数 C_{DP} に関しては、長さの異なる2種類の列車模型の空気抵抗を風洞試験により測定し、空気抵抗の差を列車長さによる寄与と仮定し、列車長さによらない抵抗分を計算することによって、圧力抵抗係数 C_{DP} を算出する。新幹線のような長大列車の場合、圧力抵抗の空気抵抗に占める割合が少ないので、圧力抵抗の評価の精度が多少悪くても、空気抵抗全体に大きな影響は及ばさない。

広義の摩擦抵抗に関しては、列車がトンネルに突入する時の列車側面の圧力上昇から推定をする。列車がトンネルに突入すると、トンネル内の空気は一部列車の前方に圧縮される(圧縮波が音速でトンネル前方に進行する)が、残りの空気は、列車側面とトンネル壁面の間を通過してトンネルの外へ吹き出る。列車側面とトンネル壁面との摩擦力に抗して空気が流れ出るためには圧力勾配が必要であり、この圧力勾配の大きさは摩擦力の大きさによって決まる。したがって、この圧力勾配、すなわち列車側面の圧力上昇を測定することによって、列車の広義の摩擦抵抗を求める(文献1)。

上記の測定法により求めた新幹線電車0系、200系、100系の空気抵抗に関するパラメーターの値

* 鉄道総合技術研究所

表1 空気抵抗に関するパラメータの値

新幹線電車

種別	断面積 A' (m ²)	水力直径 d' (m)	列車側面の 水力的摩擦 係数 λ'	圧力抵抗 係数 C_{dp}	2 階 建 車 両		
					断面積 A_d' (m ²)	水力直径 d_d' (m)	圧力抵抗係数 C_{dpd}
0系	12.6	3.54	0.017	0.20			
200系	13.3	3.64	0.016	0.20			
100系	12.6	3.54	0.016	0.15	15.0	3.84	0.58 (2両)

トンネル

種別	断面積 A (m ²)	水力直径 d (m)	壁面の水力 的摩擦係数 λ
東海道	60.5	7.8	0.02
山陽, 東北, 上越	63.4	8.1	0.02

を表1に示す。表1から、車両形状の空気抵抗に対する影響を見ると、200系および100系電車の車両底面平滑化の効果は、列車側面の水力的摩擦係数 λ' の減少に、200系電車のボディマンウト化（車両床下機器に雪を付着させないために床下全体にカバーをかける）の効果は、列車断面積 A' の増大に表れている。また、100系電車の先頭部形状の延伸の効果は、圧力抵抗係数 C_{dp} の減少に表れている。各新幹線の明り区間における空気抵抗を、各列車が同一編成長 $l=400\text{m}$ （二階建車両無し）として上記の式から計算すると、空気抵抗の比は、0系：200系：100系＝1：0.97：0.92となった（文献3）。

列車の走行抵抗（＝空気抵抗＋機械抵抗）は、列車を惰行させて減速度を計測する惰行法によって測定される。トンネル区間の走行抵抗は明り区間の走行抵抗に比べて大きい。この差は空気抵抗の差によるもので、機械抵抗はトンネルの内外においても変化はない。このことを利用して、空気抵抗の測定法の精度の検証を行った。検証法は以下の通りである。まず、トンネル区間の惰行法により求められる走行抵抗とトンネル区間の空気抵抗の差から機械抵抗を求める。その機械抵抗に明

り区間の空気抵抗を加え、明り区間の走行抵抗を推定する。そして、その値（＝明り区間の空気抵抗＋機械抵抗）と惰行法により求められる明り区間の走行抵抗の値を比較し、両者がかなり良い一致を示せば、空気抵抗、更には機械抵抗の評価ができたと考えるものである。ただし、トンネル内の走行抵抗と機械抵抗を評価するにあたって、トンネル内圧力波の伝播に伴う流れの変化の影響が小さい時間帯を選び、この時間帯における走行抵抗と空気抵抗を測定した。

100系新幹線電車のバラスト軌道とスラブ軌道における明り区間の走行抵抗、明り区間の空気抵抗＋機械抵抗、機械抵抗を図1(a), (b)に示す。図1(a), (b)は、機械抵抗を列車速度に比例すると仮定し、全速度領域にわたって比較したものであるが、両図とも、明り区間の走行抵抗と「明り区間の空気抵抗＋機械抵抗」は良い一致を示した。したがって、空気抵抗および機械抵抗が正しく評価されていると考えられる。言い換えれば、本解析法によって定められた空気力学的パラメータの数値を、トンネル区間、明り区間とも共通に用いて、空気抵抗を評価することができると考えられる。また、バラスト軌道の機械抵抗はスラブ軌道の機

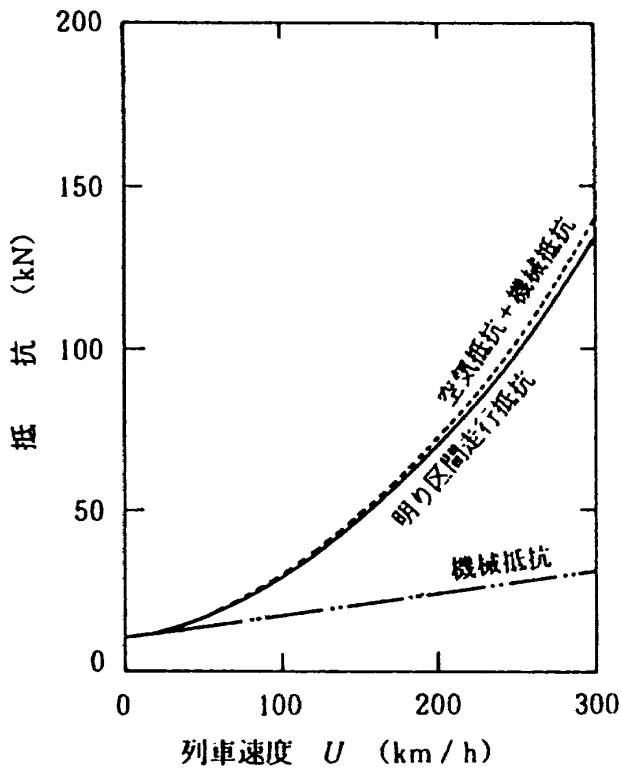


図 1(a) 明り区間走行抵抗, 明り区間空気抵抗 + 機械抵抗, 機械抵抗 (100系, 16両, 886t, バラスト軌道)

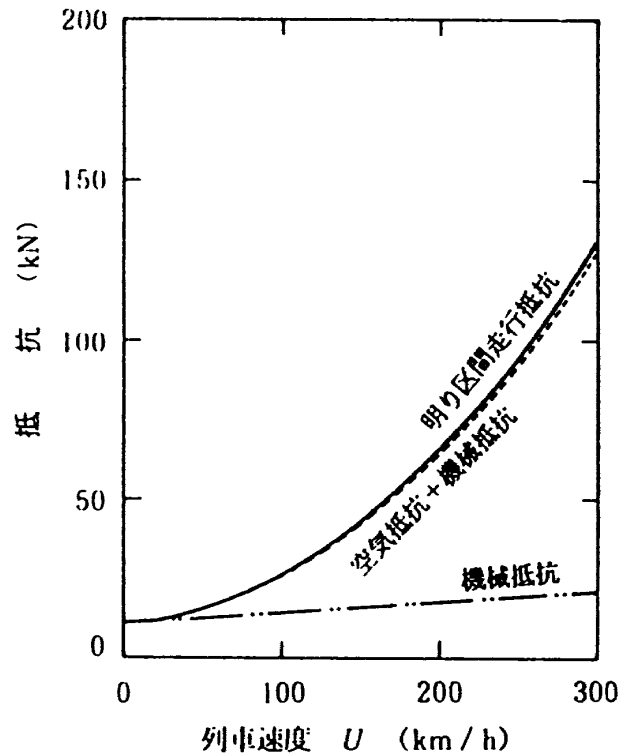


図 1(b) 明り区間走行抵抗, 明り区間空気抵抗 + 機械抵抗, 機械抵抗 (100系, 16両, 886t, スラブ軌道)

械抵抗に比べて大きいと言う結果も得られた (文献 3)。

従来は, 空気抵抗を評価することが主眼であったが, 今後は, 空気抵抗の低減を図るために, 車両形状, 車両機器形状の空気抵抗に対する寄与度を明らかにし, 寄与度の高い空気抵抗から低減を図っていく必要がある。特に, 広義の摩擦抵抗に含まれる個々の空気抵抗の寄与度を明らかにしていく必要があるが, そのためには, 現在の測定解析法に加えて, 個々の車両機器に対する風洞試験が有効であると考えられる。また, 車体表面の摩擦抵抗についても, リブレットなど境界層の制御

による列車の空気抵抗の低減の可能性についても検討していきたい。

参 考 文 献

- 1) 原 朝茂: 列車の空気抵抗の測定法, 鉄道技術研究報告 430 1964年9月
- 2) 山本彬也: 新幹線のトンネル内圧力変動・空気抵抗・トンネル換気, 鉄道技術研究報告 871 1973年10月
- 3) 前田達夫, 木下真夫, 梶山博司, 種本勝二: 新幹線電車 (0系, 200系, 100系) の空気抵抗, 鉄道技術研究報告 1371 1987年3月

細長物体の大迎角コーニングとフラットスピンのについて

吉 永 崇* 橋 篤 志*

流れに対して迎角のある翼断面を持つ風車が風を受けて回転することは当然のこととしてわれわれは受け入れている。ところがこのような回転のモーメントの原因となる揚力が発生しそうな円形断面や長方形断面の細長物体が気流の中で回転する場合がある(文献1)。いくつかの軸対称物体をヘリコプターから投下すると、それは初期には(1)タブリングと呼ばれる流れに垂直な軸のまわりに転がるような回転を始め、続いて(2)コーニングと呼ばれる流れに平行な軸の回りの味噌擦り回転に移り、最終的には(3)フラットスピンと呼ばれる流れに垂直な面内での平面回転を続ける。(文献2, 3, 4)。これらのそれぞれの現象の解明が最近の飛行体の性能向上の研究と深く結び付

ている。

フラットスピンを風洞で再現すると、円形断面の細長物体は臨界レイノルズ数付近で回転を始め。図1に円柱の場合の測定結果を示す。この一つの原因は、臨界レイノルズ数の狭い範囲(たとえば $3.7 \times 10^5 \sim 3.9 \times 10^5$)で円柱回りの片側の境界層が乱流境界層に遷移して剥離点が下流に移動するのに対し、反対側の境界層は遷移せず剥離点は逆に上流に移動するため乱流境界層側へ横力(揚力)が作用する(文献5, 6)ことから類推される。これと類似した力がフラットスピンをする有限円柱にも作用するためと考えられる(文献3, 4)。ところがこの推定では、臨界レイノルズ数よりも大きいところでも高速回転を持続すること

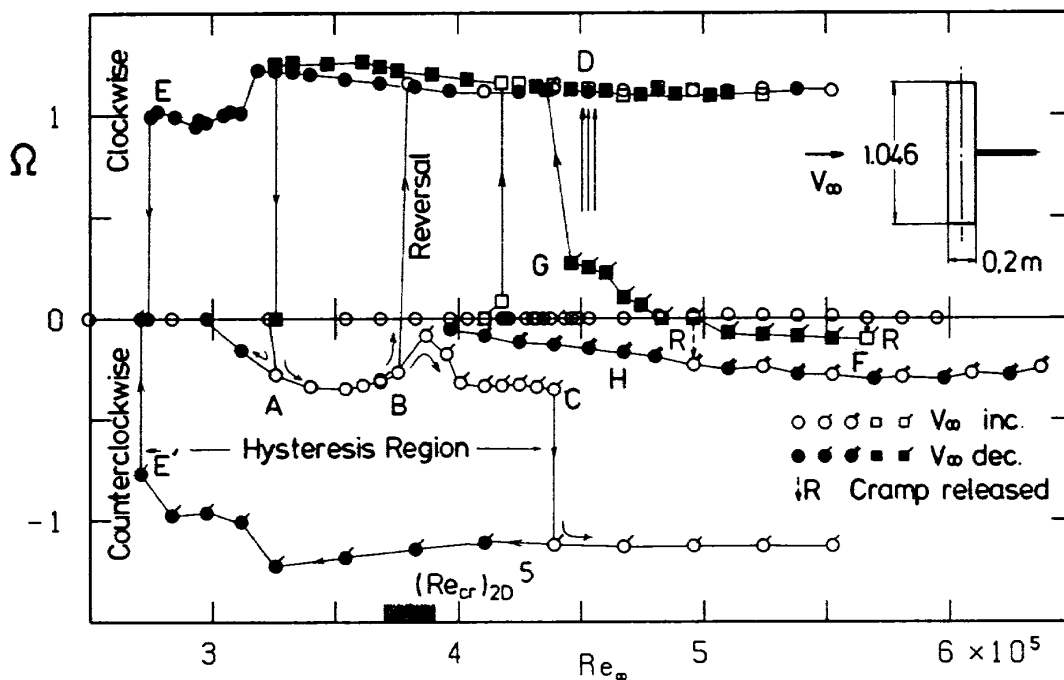


図1 円柱のフラットスピンにおけるレイノルズ数と無次元角速度の関係

$$(Re_{\infty} = DV_{\infty} / \nu, \quad \Omega = \pi Ne / V_{\infty})$$

が説明できない。この矛盾点を克服するため、この原因を臨界レイノルズ数付近の逆マグナス効果であるとする見方がある（文献7）。しかしフラットスピンのような流れに垂直な面内の有限円柱の回転においては円柱断面が流れに対して相対的に回転しない（ $\omega_0 \cos 90^\circ = 0$ ； ω_0 ：角速度， 90° ：迎角）ことから、この推定にも難点がある。現在のところ広いレイノルズ数の範囲で有限円柱がなぜ高速回転するかということに関して合理的な説明は見付かっていない。

フラットスピンという言葉は、軽飛行機や戦闘機などが誤って失速状態に入り、揚力を失ったままらせん状の軌跡を描きながら大迎角で下降を続ける現象に使われてきた。これは、左右の主翼、下反角を持つ尾翼、胴体などの回りの流れが非対称に剥離することが原因となって発生する。多くの場合、これらの飛行体が回転し始めると、それによってさらに流れの非対称性が強調され、ますます、回転から離脱しにくくなる。ここに見られる飛行体のフラットスピンは、迎角が必ずしも 90° ではないから、むしろ大迎角のコーニングと考えられる。円形断面の細長物体は大迎角でコーニングを起こすため飛行体の安定には不利な形状である（文献8）。この点に関して一つの飛躍的な進歩があった。丸み付き長方形断面の胴体を用いることにより臨界レイノルズ数以上ではコーニングモーメントが抑制されることが見いだされた（文献9）。この形状はすでに大迎角をとる飛行体（航空機やミサイルなど）に採用されている。

しかし、臨界レイノルズ数以下では丸み付き長方形断面の細長物体にはコーニングモーメントが作用して飛行体は動的に不安定となる。このように長方形断面の細長物体は興味深い現象を示す。コーニングとフラットスピンとはかなりその原因が異なるが、以前に測定を行った円柱のフラットスピンと比較するため、著者等は角のなる細長物体が臨界レイノルズ数以下でどのようなフラットスピンを行うかを実験で調べた。角柱模型を流れに平行な回転軸回りに自由に回転できるようにベアリングで支持し、回転中のロール角の時間的変化の検出を行う。円形断面の細長物体は臨界レイ

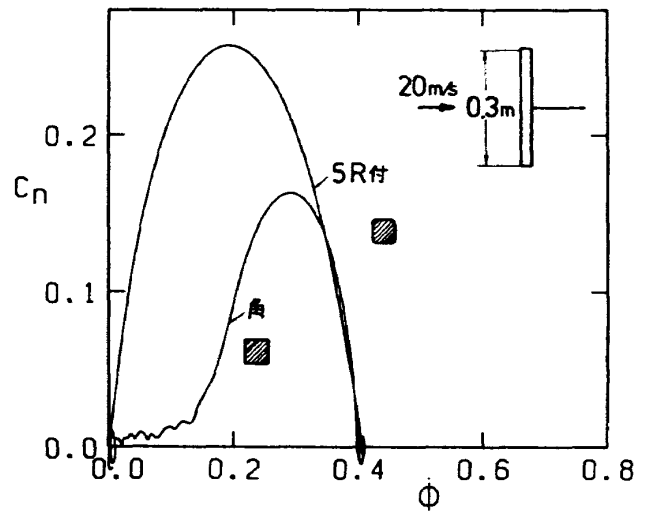


図2 角のある細長物体に作用する回転のモーメント係数 C_n
（ $\phi = \Omega$ は無次元角速度）

ノルズ数付近で高速のフラットスピンを始める（図1）のに対して、長方形断面の細長物体は低速からフラットスピンを始め、その回転数はほぼ風速に比例している（文献1）。また長方形断面の厚さを変えることにより無次元角速度を変えることができる。丸み付き正方形断面と正方形断面の細長物体を比較すると、どちらも無次元角速度はほぼ同じ値を示すのになら、静止から定常回転にいたる過程でのモーメントの変化は丸み付きの場合のほうが著しく小さい（図2）。落下物体を回転させたい場合には、このような板状の部材を物体に取り付けることにより一定の回転速度を与えることも可能となる（文献10）。また、流れに垂直な有限長さの正方形断面の角柱に作用する空力係数は亜臨界レイノルズ数でも超臨界レイノルズ数でもほとんど変化しないことが最近の実験で明らかになった（文献11）。

参 考 文 献

- 1) 吉永 崇, 楯 篤志, “細長物体の自励回転”, 日本航空宇宙学会誌, 第33巻, 第377号, 1985年6月
- 2) 久保田弘敏 私信 1978年11月。
- 3) T. Yoshinaga, A. Tate and K. Inoue, “Approximate Calculation of Slender Bodies at 90 deg Incidence”, J. of Spacecraft and Ro-

- ckets, Vol. 19, No. 1, 1982.
- 4) H. Kubota, I. Arai and M. Matsuzaka, "Flat Spin of Slender Bodies at High Angles of Attack", J. of Spacecraft and Rockets, Vol. 20, No. 2, 1983.
 - 5) P. W. Bearman, "On Vortex Shedding from a Circular Cylinder in the Critical Reynolds Number Regime", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 37, July 1969.
 - 6) N. Kamiya, S. Suzuki and T. Nishi, "On the Aerodynamic Force Acting on a Circular Cylinder in the Critical Range of the Reynolds Number", AIAA Paper 79-1475, July 1979.
 - 7) L. E. Ericsson, "Flat Spin of Axisymmetric Bodies in the Critical Reynolds Number Region", J. of Spacecraft and Rockets. Vol. 24, No. 6. 1987.
 - 8) T. Yoshinaga, A. Tate and K. Inoue, "Coning Motion of Slender Bodies at High Angles of Attack in Low Speed Flow", AIAA Paper 81-1899, 1981.
 - 9) G. V. Malcolm and M. H. Clarkson, "Wind-Tunnel Testing with a Rotary-Balance Apparatus to Simulate Aircraft Spin Motions", Proceeding of AIAA 9th Aerodynamic Testing Conference, Arlington, Texas, June, 7 - 9, 1976, pp. 143-156.
 - 10) P. Crimi, "Analysis of Sammara-Wing Decelerator Steady-State Characteristics", J. of Aircraft, Vol. 25, No. 1, 1988.
 - 11) 楯 篤志, 吉永 崇, "角のある細長物体に作用する空気力", 航空宇宙技術研究所報告TR-1035, 1989年9月。

孤立粗度まわりの流れについて

本橋 龍郎*

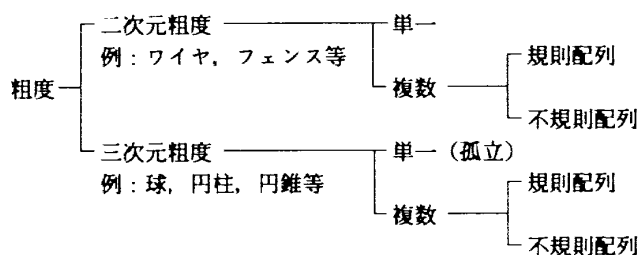
(1) はじめに

翼面上の粗度の研究は、航空機設計上の許容粗さの指標を与えるものとして長い間注目をあびてきた。翼表面の加工技術の進歩に伴い、最近では重要な問題とは見なされなくなった。ところが、オイル危機以来航空機の経済性が大きく取り上げられようになり、特に燃料費の逓減には、航空機に働く抵抗の軽減が必要なことから、この方面の研究が再び盛んに行われるようになってきている。特に、NASAのLangley研究所はこの方面の研究の中心的役割を果たしてきた。それらの研究の中に『境界層を層流に保つ事によって抵抗を軽減する』方法がとりあげられている。多くの研究は、能動的に流れを制御し層流を保つものであるが、乱流への遷移の基本的な問題である『粗度による乱流の発生』については、未だ十分に理解されているとはいえない。特に、粗度がある程度大きく、大きな擾乱を生じ、それによって乱流が突発的に発生する過程は、未知な点が多い。この問題は、むしろ遷移の基本的性質を理解する観点から非常に重要であると思われる。

(2) 孤立粗度まわりの流れ

粗度は大きく、表1のように分類される。

表1 粗度の分類



もっと基本的な粗度は、三次元単一粗さ（孤立粗度）である。ここでは、孤立粗度（境界層に埋没する微小円柱）まわりの流れについての実験について述べる。

孤立粗度周りの流れは、粗度レイノルズ数によって特徴づけられる。粗度レイノルズ数は、粗度上端における粗度のない場合の平均速度と粗度高さを用いて定義される。Gregory等の可視化実験によると、粗度レイノルズ数によって粗度まわりの流れは3つのパターンに分けることができる。

- ① 低い粗度レイノルズ数（約200以下）
粗度下流に渦のような streaks が観測されるが、下流でそれらは消滅する。
- ② 中間の粗度レイノルズ数（約200～500）
上記の streaks が急激に崩壊し、乱流楔に発達する。
- ③ 高い粗度レイノルズ数（約500以上）
直接粗度から乱流楔が発生する。

特に中間のレイノルズ数における流れでは、渦系と境界層との干渉を通して流れが不安定化し、最終的に乱流になる。図1はGregory & Walker¹⁾によって観測された粗度周りの流れを谷先生²⁾が模式的に描かれたものである。同図から、①粗度に絡みつく馬蹄型渦 (Horseshoe vortex) と②粗度上端から発生する後曳き渦 (Trailing vortices) の存在が認められる。2つの渦系の遷移における役割について調べる必要があると思われる。図2は、粗度（円柱）の下流で測定された等乱れ度線および等剪断応力線である。2つの渦に対応してそれぞれのピークが観測される。

(3) 結び

境界層中の粗度後流に生ずる breakdown のメカニズムは、乱流発生の基本的性質を研究する上

* 日本大学理工学部

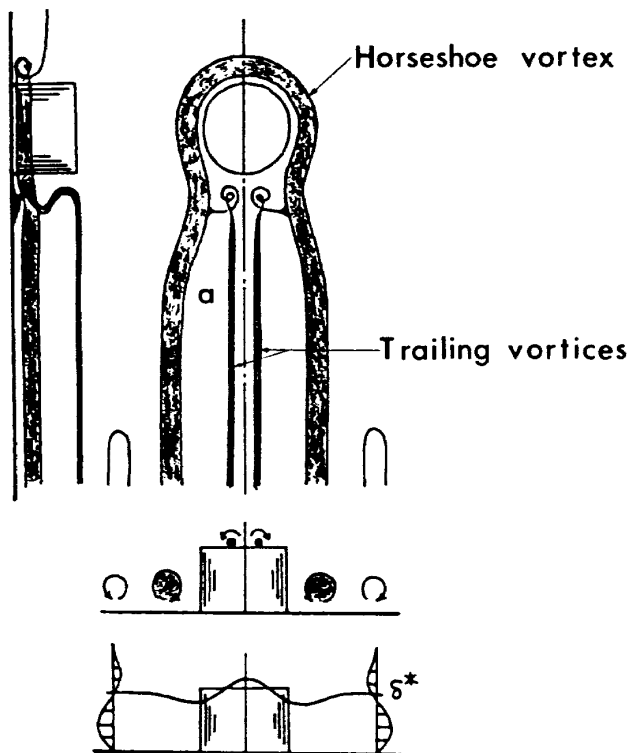


図1 粗度 (円柱) まわりの流れ

で重要である。定量的な測定と可視化の両面から詳細な研究を行う予定である。NS 方程式を用いた数値計算も計画されている。

参 考 文 献

- 1) Gregory, N. & Walker, W.S. 1956 The effect on transition of isolated surface excrescences in the boundary layer. ARC R & M No. 2779.
- 2) Tani, I. 1981 Three-dimensional aspects of boundary-layer transition. Proc. Indian Acad. Sci.4, 219-238.

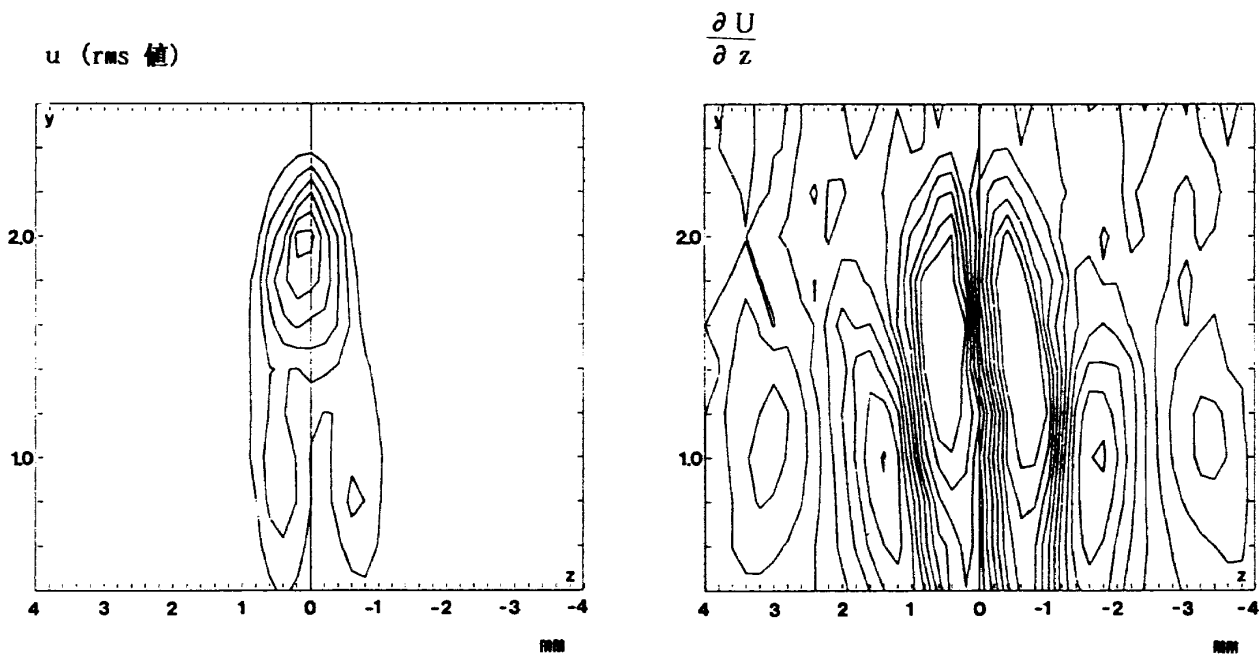


図2 等乱れ度線と等剪断応力線

粗度 : 円柱 $d=h=2\text{ mm}$

$x=15\text{ mm}$

平板境界層遷移の水素気泡法による実験的研究

松井辰彌* 奥出宗重** 石田徳保**

平板境界層の層流から乱流への遷移については、理論的にも実験的にも多数の研究が行われているが、なお完全に解明されたとは言い難い。本研究の目的は、(1) Tollmien-Schlichting wave (2) Λ 渦の発達による高剪断層の形成と ejection and sweep (3) 速度変動波形に現われる spike, の3項目について、水素気泡法による流れの可視化と熱線流速計による速度変動波形の測定とを併用して、可視化された流れのパターンと速度変動波形との相互関係を明らかにして遷移過程解明の一助とすることにある。

1. Tollmien-Schlichting wave

従来 T-S 波の可視化写真が文献⁽¹⁾⁽²⁾に示されているが、それが T-S 波であることの説明は与えられていない。いま、T-S 波の流れ関数を次式

$$\begin{aligned}\psi(x, y, t) &= \phi(y) \exp i(\alpha x - \beta t) \\ \phi &= \phi_r + i\phi_i, \quad \alpha; \text{実数}, \quad \beta = \beta_r + i\beta_i\end{aligned}$$

で表わすとき、 u' , $\partial u' / \partial x$ および v' は次の諸式で表わされる、すなわち、

$$\begin{aligned}u' &= \operatorname{Re}(\partial \psi / \partial y) = e^{\beta_i t} \cos(\alpha x - \beta_r t + r), \\ r &= \tan^{-1} \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial y} / \frac{\partial \phi_r}{\partial y} \right), \\ \partial u' / \partial x &= -\alpha e^{\beta_i t} \sin(\alpha x - \beta_r t + r), \\ v' &= \operatorname{Re}(-\partial \psi / \partial x) = e^{\beta_i t} \sin(\alpha x - \beta_r t - \delta), \\ \delta &= \tan^{-1}(\phi_i / \phi_r)\end{aligned}$$

流水中で一樣流に垂直な白金線から水素気泡のタイムラインを発生させるとき、 $\partial u' / \partial x$ が極

小の位置でその間隔は最小、すなわちタイムラインは密になり、 $\partial u' / \partial x$ が極大の位置ではその間隔は大、すなわちタイムラインは疎になること、およびタイムラインが密集する所の近傍で v' が極大となることが、タイムラインの連続写真と同時に記録された v' の波形とによって示され、この可視化のパターンが T-S 波を表わすことが明らかにされた。

2. Λ 渦の発達による高剪断層の形成と ejection and sweep

Λ 渦の発達過程の毎秒約 4 駒のタイムラインの連続写真とともに、平板表面に垂直方向の変動速度 v' の波形を Fig. 1 に示す。a および b はそれぞれ Λ 渦の対称面が熱線プローブを通過する場合および偏って通過する場合である。波形の下の目盛は上の写真撮影の露出時期を示す。写真での流れは右から左へ向う。同図 a では各写真の右端近くに、b では中央部に熱線プローブが見られる。白い直線は 5 cm 毎の柵目を示す。白いタイムラインが上流向きに凸であることはその流速が周囲より小さいことを示す。a の No. 1 および 2 ではこの低速部分が熱線プローブを通過しつつある。このとき v' の波形では $v' > 0$ である、すなわち下層の低速流体が上昇していることが分る。No. 4, 5 および 6 では $v' < 0$ であることから上層の高速流体が下降している。同様のことが No. 13, 14 から 18 の間で繰返されている。b では Λ 渦の対称面から偏った Λ 渦の脚の部分がプローブを通過する。境界層内の速度分布のため頭部が上方にある Λ 渦が引伸ばされ、そのまわりの速度の速度増加が対称面内より脚部附近の方が大となるので、 v' の波形の極大値が a の場合より大となる。 v' が

* 岐阜大学名誉教授

** 名城大学理工学部

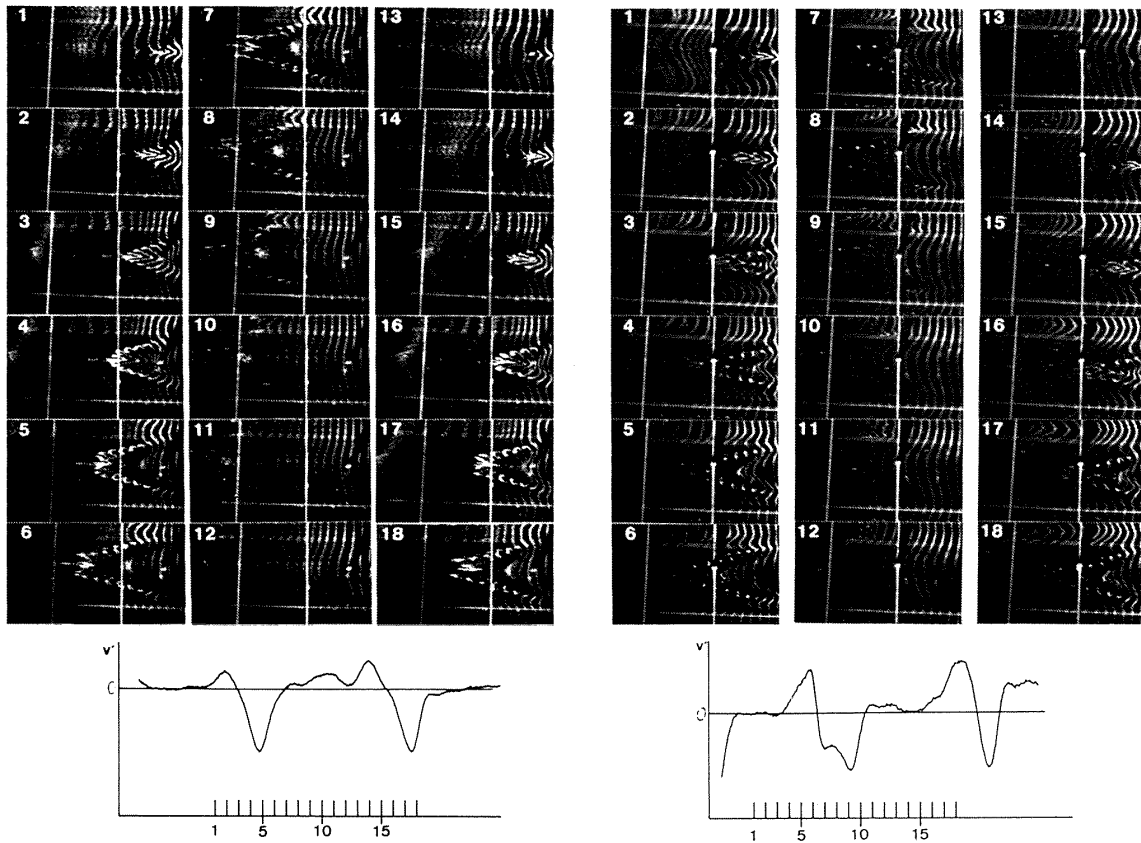


Fig. 1. Ejection and sweep. $U=11\text{cm/s}$. Vibrating ribbon :

$x=100\text{cm}$, $y=3\text{mm}$, $f=0.33\text{Hz}$. Pt-wire : $x=120\text{cm}$,
 $y=3.2\text{mm}$. 4 frames/s.

a. In the plane of symmetry. Hot-wire : $x=122\text{cm}$, $y=2.8\text{mm}$.

b. Out of the plane of symmetry. Hot-wire : $x=125\text{cm}$, $y=3.0\text{mm}$.

増加して、引続き正から負へ減少するこの現象は ejection and sweep を表わすものと考えられる。この結果として A 渦の両脚の間に $\partial u / \partial y$ の大きい高剪断層が形成されることになるものと思われる。

3. 速度変動波形に現われる spike

境界層の遷移過程で u' の波形に spike (通常瞬間的な低速を示す波形) が現われることは良く知られている。 A 渦の形成によって第 1 の spike が現われ、その A 渦の両脚の間に形成される高剪断層が第 2 次高周波不安定によって崩壊し、第 2, 第 3... の spike が現われ、これらの spike に対応して小規模のヘアピン渦が観察されることが示された⁽³⁾。しかし、spike とヘアピン渦との関係は明らかでない。

平板に垂直な白金線によってヘアピン渦の対称面内の流れを可視化し、同時に熱線をヘアピン渦に相対的に上部および下部に設置した場合の連続写真と u' の波形とをそれぞれ Fig. 2, a および b に示す。a では通常示されているような低速を示す下向きの spike, b では上向き spike が現われている。これはヘアピン渦の速度場内でのプローブの位置を考えることによって説明される。従って spike とヘアピン渦との相互関係が明らかにされた。

参 考 文 献

1. Wortmann, F. X. : Lecture Notes in Physics, 148, Advances in Fluid Mechanics, Proceedings, Aachen 1980, Ed. by E. Krause, Springer-Verlag, 1981, 268-280.

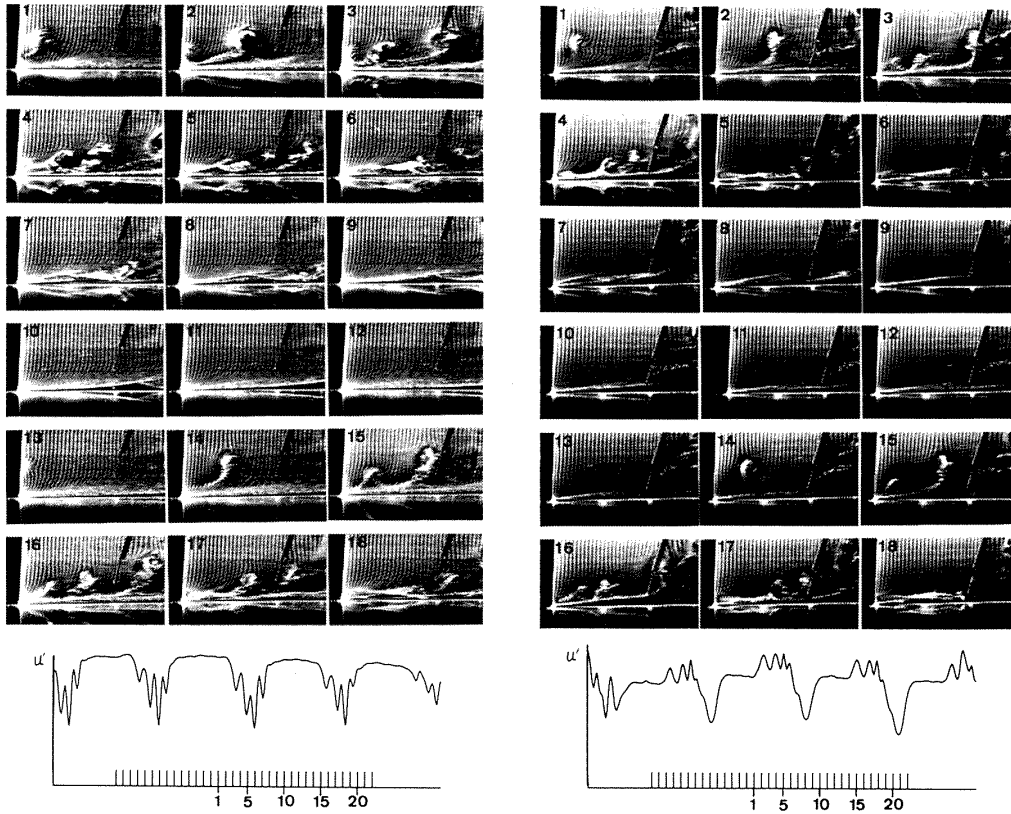


Fig. 2. Downward and upward spikes and flow patterns
 ($x=140-148\text{cm}$) $U=10\text{cm/s}$, Vibrating ribbon :
 $x=110\text{cm}$, $y=3.5\text{mm}$, $f=0.35\text{Hz}$. Pt-wire :
 $x=140\text{cm}$. Hot-wire : $x=145\text{cm}$. 4 frames/s.
 a. Downward spikes. Hot-wire : $y=10\text{mm}$.
 b. Upward spikes. Hot-wire : $y=5\text{mm}$.

2. Saric, W.S. : Gallery of fluid motion,
 Physics of Fluids, vol. 29, 1986, 2770.
3. Matsui, T. and Okude, M. : Laminar -

Turbulent Transition, IUTAM Symposium
 Novosibirsk 1984, Springer - Verlag, 1985,
 625 - 633.

抵抗減少技術の管内流への応用について

中 尾 農 一*

1. はじめに

1970年代の石油ショック以来、省エネルギー技術に関する多くの研究開発が行われてきた^{1,2)}。特に、実用上問題となる乱流における乱流摩擦抵抗の低減は、大きな課題であったといえる。その結果、いくつかの有望な技術が開発されたが、現時点においても、それらの実用化は必ずしも容易ではない。例えば、大きな摩擦抵抗の減少を示すBLADES (boundary layer alternation devices)³⁾は、系全体としての抵抗減少は極めて小さいし、高分子溶液を用いる方法も、実用化に関しては公害という問題を克服しなければならない。

これらの研究開発の多くは、航空機、船舶等を対象としているが、ここでは、これらの技術の産業界、特に流体の管路輸送への適用を試みる。流体の管路輸送は、パイプラインだけでなく、あらゆる産業分野において使用されており、管路輸送におけるエネルギー消費の節約、主に流体を圧送するためのポンプパワーの節約は、省エネルギーにとって極めて大きな意味を持っている。ここでは、管内流に適用した二つの技術についての実験結果、及び検討結果について簡単に述べる。

(1) しなやかな壁

これは、イルカの表皮をモデル化したKramerの実験⁴⁾から注目を浴びたものである。その後、多くの研究者によって追実験、理論的解析、数値計算等が行われているが、抵抗減少の可能性を示すにとどまっている^{5,6,7)}。最近のレビューによれば²⁾、この方法による抵抗減少の実用化に疑問が

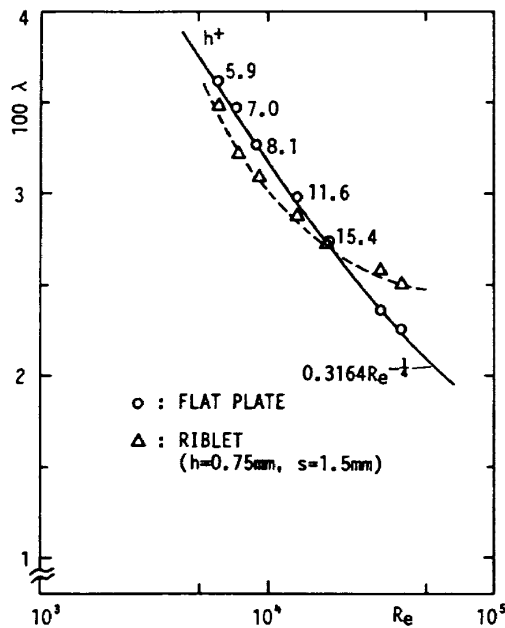
出されているが、この方法の難しさは、極めて多くのパラメータを適切に制御しなければならない点にある。ちなみにこの方法を十分発達した管内乱流に適用し、その効果を調べた実験は著者の知る限りない。

実験は、直径51mm、厚さ0.05mmのテフロン製チューブを用いて行われた。乱流が十分発達したことが確認されたパイプの下流にこのチューブを接続し通常のパイプと比較された。①軸方向の静圧分布、②X型熱線流速計による半径方向の流れの諸量の計測、③渦電流式の変位計によるチューブの振動数及び変位量等が測定された。実験は、二つのレイノルズ数について行われたが、 $Re=10^4$ においては、抵抗が増加した。その原因は、チューブの取り付け時に生じた周方向の応力不均衡による壁面の歪みによるものと思われる。その歪が、極めて小さい $Re=3 \times 10^4$ の時には、圧力勾配のデータは、約2%の抵抗減少を示した。しかしながら、この変化は、チューブの直径が、0.25mm増加する事によって生じる量であり、今回の実験からは、明確な抵抗減少を確認することは出来なかった。チューブの断面積、振動数等の制御を含んだ適切な条件のもとでの実験が望まれる。

(2) リブレット

これは、NASAのWalshによって報告されたもの⁸⁾で、壁の表面に適当な大きさの縦溝をつけることによって表面の摩擦抵抗を低減できるというものである。その後、多くの研究者によって同様の実験が行われ、ほぼ同じ結果が得られており、試験的とはいえ、ボート、航空機等に使用されている。これまでの結果をまとめると、①縦溝の

*計量研究所



形状は、V または、U 字型、②溝の大きさは、 $h^+ = 8 \sim 12$, $s^+ = 10 \sim 20$, (h は、溝の高さ、 s は、山と山の間の距離)。③抵抗減少の大きさは、最大8~10%。抵抗減少の機構については、いくつかのモデルが提案されている。それらをまとめると、①縦溝構造は、壁近くのストリークを形成する縦渦の振動、横方向の運動を抑制する。②バーストの数が40%程度少ない。③溝の中の運動量の小さな流体部分とストリークの縦渦との干渉が重要である。などがあげられる^{9,10,11)}。

このリブレットも管内流に適用された例はほとんどない。図に示されるように、ある範囲にわたって摩擦抵抗係数 λ が、最大で約8%小さくなっていることが分かる。抵抗減少のおこる h^+ , s^+ の値が、平板のそれよりも広がっているのは興味がある。しかしながら、実用化にあたっては、コストを含め解決されなければならない問題がいくつか残されている。

参 考 文 献

- 1) G. R. Hough, "Viscous Flow Drag Reduction", Progress in Astro. and Aero. , vol. 72, 1980
- 2) S. P. Wilkinson, J. B. Lazos and D. M. Bushnell, "Turbulent Drag Reduction Re-

search at NASA Langley : Progress and Plans", Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 9, pp. 266-277, 1988

- 3) Y. G. Guezennec and H. M. Nagib, "Mechanisms Leading to Net Drag Reduction in Manipulated Turbulent Boundary Layers", AIAA. J, vol. 28, pp. 245-252, 1990 (及び、その参考文献)
- 4) M. O. Kramer, "Boundary Layer Stabilization by Distributed Damping", J. Aerospace Sci., vol. 24, pp. 459-560, 1957
- 5) R. L. Ash, "On the Theory of Compliant Wall Drag Reduction in Turbulent Boundary Layers", NASA CR-2387, 1974
- 6) D. M. Bushnell, J. N. Hefner and R. L. Ash, "Effect of Compliant Wall Motion on Turbulent Boundary Layer", Phy. of Fluids, vol. 20, pp. S31-S48, 1977(レビュー)
- 7) S. Nakao, "A Numerical Study of Drag Reduction by Compliant Walls", Trans. Japan Society for Aero. and Space Sci. , vol. 27, pp. 195-205, 1985 (及び、その参考文献)
- 8) M. J. Walsh, "Turbulent Boundary Layer Drag Reduction Using Riblets", AIAA-82-0169, 1982 (関連して、AIAA paper 78-1161, 84-0347等)
- 9) E. V. Bacher and C. R. Smith, "A Combined Visualization-Anemometry Study of the Turbulent Drag Reducing Mechanisms of Triangular Micro-Groove Surface Modifications", AIAA-85-0548, 1985
- 10) C. J. A. Pulles, K. K. Prasad and F. T. M. Nieuwstadt, "Turbulence Measurements over Longitudinal Micro-Grooved Surfaces", Appl. Sci. Res., vol. 46, pp. 197-208, 1989
- 11) 中尾, 「抵抗減少をもたらすリブレット上の乱流境界層」, 第39回応力連合講演会予稿集 pp. 301-302, 1989

Stuttgart大学における遷移の数値計算

本橋 龍郎*

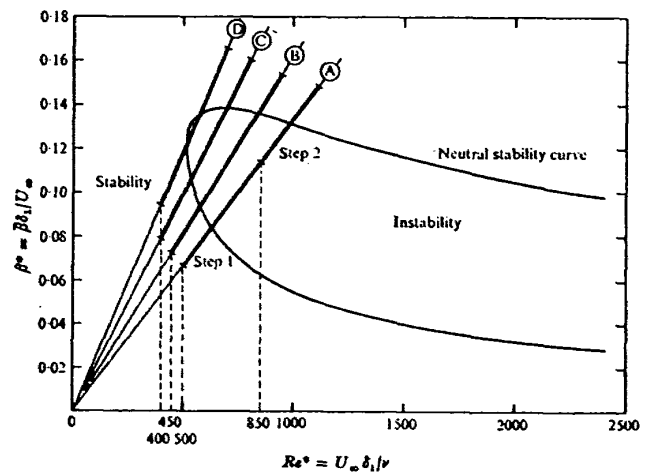
(1) はじめに

平成元年7月13日から8月26日まで、DAAD (Deutscher Akademischer Austausch Dienst) の招待でStuttgart大学力学A研究所に滞在したので、同研究所の数値計算グループの研究を紹介する。毎年乱流シンポジウムで浜先生がその成果を発表されているが、同グループは主に平板上境界層遷移の計算を行っている。現在は、Prof. H. Faselがその責任者である。

(2) 平板上境界層の安定計算

一連の研究の端緒はFasel教授の学位論文にはじまる。それまでに行われていた安定性の計算は(現在も行われているけれども)、よく知られているように微小な攪乱に対する線型安定理論や非線型安定理論に基づいたものであった。さらに境界層の安定計算では、境界層の発達を無視した『平行流れ』が仮定されている。これらの仮定を排除するためには、流体の基礎方程式そのものに攪乱を加えその消長を調べる方法が最適であることは明らかである。勿論、このような計算が可能になったのは、計算機の発達の恩恵であることは周知のことである。したがって、これらの計算の意義を次の2点に要約することができる。

- ①攪乱の大きさに微小とか無限小とかの条件を付ける必要がない。すなわち、有限の大きさの攪乱をも扱うことができる。
- ②流れに『平行性』の仮定を導入する必要がない。したがって、境界層の発達を考慮した計算を行うことができる。



Calculations A, B, C, D on stability diagram of linear stability theory. The values of F which correspond to the calculations are (A) 1.316, (B) 1.6, (C) 2.0 and (D) 2.4.

図1 計算された攪乱

(Faselの文献より)

図1は文献に掲載されたものである。排除厚さを用いたレイノルズ数を横軸に、攪乱の無次元周波数を縦軸にとっている。周波数一定の攪乱の下流方向の発達は、原点を通る直線上を移動することに対応する。したがって、図中の安定領域では攪乱は減衰し、不安定領域で増幅していくことが予測される。図2は、無次元周波数1.316の4つの時間に対する流れ方向の攪乱の発達を示している。攪乱が中立曲線と交差するまでは減衰し、不安定領域の中では増幅、再び安定領域に入ると減少する様子が見事に計算されている。攪乱は、計算領域(矩形)の上流境界上で、線型安定理論で予測される攪乱の振幅・位相分布をもっていると仮定されている。計算の詳細に関しては同文献を参照されたい。現在は、Fasel教授の開発したスキームをもとに下記のようなテーマの計算を行っている(すでに計算の終わっているものを含む)。計算機の進歩に伴い、3次元の計算ができるところまで来ているが、やはり長い計算時間(Peak-

*日本大学理工学部

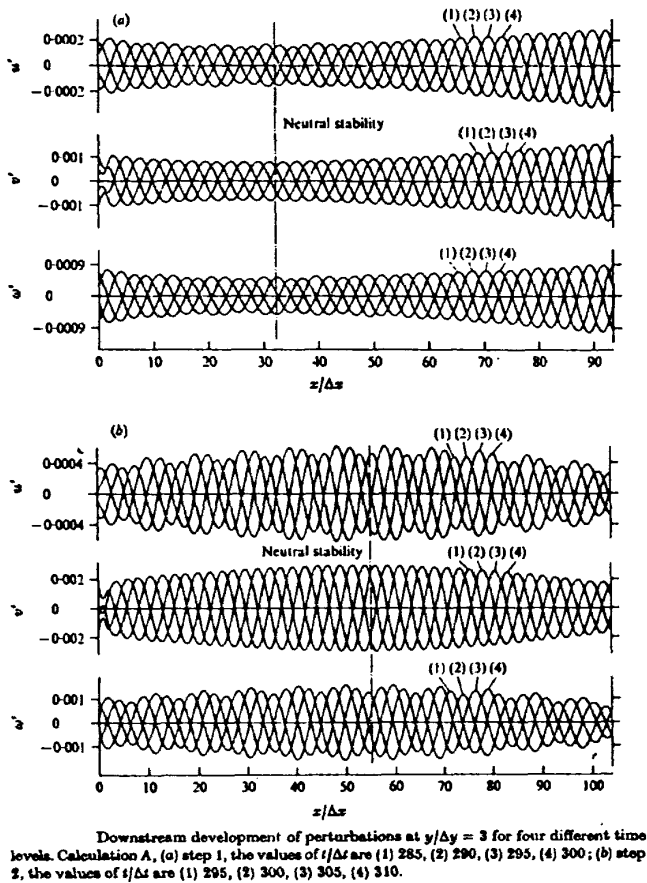


図2 攪乱の流れ方向発達
(Faselの文献より)

valley 構造から3スパイクステージまで計算するのに数十時間を要するらしい? Dr. Bestekによると、スポットの発生するあたりまで計算はできているようであるが再現性に乏しい、3スパイクステージまでの計算は信頼性があるものと思われると話していた。() 内担当者(敬称略)で

ある。

- ① 二次元ポアジューユ流れの有限攪乱に対する安定性 (Bestek)
- ② 剥離泡流れの安定性 (Gruber)
- ③ TS波の三次元化 (Konzelmann)
- ④ 溝の中の流れ (Currele)
- ⑤ 非平行性の安定性に及ぼす影響 (Konzelmann)
- ⑥ TS波の吸い込み(複数)による制御 (Müller)
- ⑦ 圧力勾配の境界層遷移に及ぼす影響 (Klokker)
- ⑧ テイラー渦の安定性 (Booz)

(3) 結 び

計算時間の短縮, 様々な境界条件への適用等の問題点はあるが、『着実に計算流体力学が進歩している』ことを肌を感じながら帰国した。

参 考 文 献

Fasel, H.

Investigation of the Stability of Boundary Layers by Finite-Difference Model of the Navier-Stokes Equations.

J. F. M., vol. 78, pp. 355-383 (1976).

入手したその他の文献(約30件)については本橋までお尋ね下さい。

交番振動流減速位相における境界層遷移の実験

福 西 祐*

ダクト内の交番振動流は減速位相において乱流に遷移するが、この乱流遷移について複数の熱線流速計を用いて実験的研究を行った結果を報告する。

振動流は図1に示すアクリル製風路内に作られる。風路は幅26cm、高さ10cmの矩形断面を持ち長さは14mである。風路1端にあるピストンを周期3.15秒で駆動し、ダクト断面平均風速の最大値は2.4m/sである。

振動流が減速位相に入ると逆圧力勾配が生じ、小さな層流剥離に起因する壁面付近からの乱れが発生する^{1,2)}。複数の熱線流速計を用いて、1点においてレイノルズ応力の瞬間値が正のピークをもちその値があるしきい値より大きいことを条件に条件付抽出アンサンブル平均を行ない、3次元渦構造が局所的に乱れが大きくなる領域を形成していること、その渦構造が平板乱流境界層中から条件付抽出によって見つけられる組織的構造に似ていることを明らかにした³⁾。組織的渦構造の平均像は検出される位相によって多少異なり、早い位相では高さ方向の寸法が小さく下流側に大

きく傾いているのに対し、後の位相で平均風速が小さくなると高さ方向に大きくなり傾きは小さくなる³⁾。スパン方向の大きさに関しては大きな差異が見られなかった。この原因としては、位相が早いうちは境界層内の速度勾配が大きいのに対し、遅い位相では速度勾配が小さくなり斜めに傾いた渦の縦方向の引き延ばしが弱くなっていることが関係していると考えられる。

早い位相で見つかる構造の平均像と遅い位相で見つかる構造の平均像との違いが、同じものの時間経過による変形によるものか、それぞれ別のものであるかを確かめるため次の実験を行った。流れ方向に空間的に離れた2断面において上流側の断面には1本のX型熱線プローブ、下流側断面には5本のX型熱線プローブを置き、上流側でとらえた構造を下流側で再度とらえることでアンサンブル平均に寄らない同一構造の追跡を行った。その結果、早い位相で存在していた構造が下流に行くにしたがって消失する例や、下流に行くにしたがって成長する例などが見られ、一概には結論づけられないことがわかった。ふつうの平

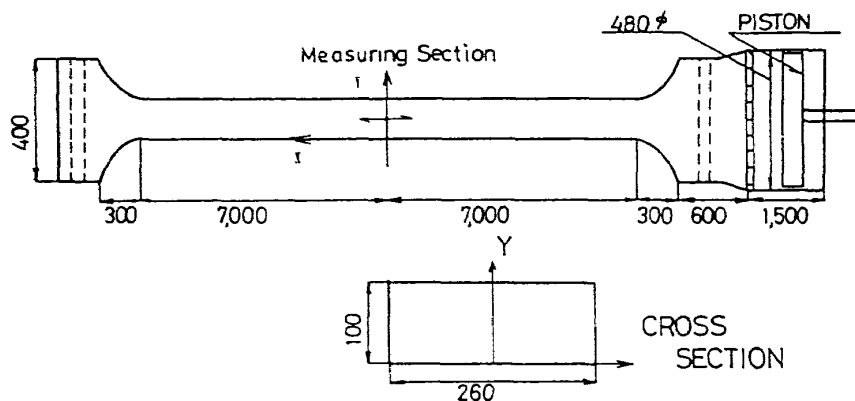


図1 交番振動流実験装置

板乱流境界層においては組織的構造の成長が遅く、寿命もかなり長いことと比較すると、かなり様子が異なっている。

上記の実験において、上流側と下流側で発見される構造が同一のものかどうかの判断が難しい。そこで個々の構造の特徴を引き出すため、速度変動の信号に Wavelet Analysis を行った。Wavelet Analysis は地震探査の分野で発展してきたもので、Wavelet と呼ばれる試験波形を時間スケールを変えながら信号との移動相関を取って行き、試験波形と相似な変動が信号の中にどの程度含まれているかの時間変化を定量的に求めていくものである。FFT 等のスペクトル解析のように時間平均値を求めるため位相情報が失われてしまうことがないのが特徴である。Wavelet Analysis は最近、乱流構造のフラクタル性を示す目的等でも用いられている。ここでは、乱流構造に伴う周波数特性を加味した特徴的なパターンを引き出すのに使用した。結果は良好で、Wavelet Analysis した結果の図は個々の乱流構造に特徴的なパターンを示し (図 2)、乱流構造のマーキングに有用であった⁴⁾。

結 言

交番振動流減速位相における境界層遷移について実験的研究を行い、以下の結果が得られた。

- 1) 乱れの発生が組織的渦構造と強く結びついていること。
- 2) 組織的渦構造は、とらえられた位相によってその形が異なる。
- 3) 組織的渦構造の追跡に Wavelet Analysis を適用してみたところ乱流構造のマーキングに有用であった。

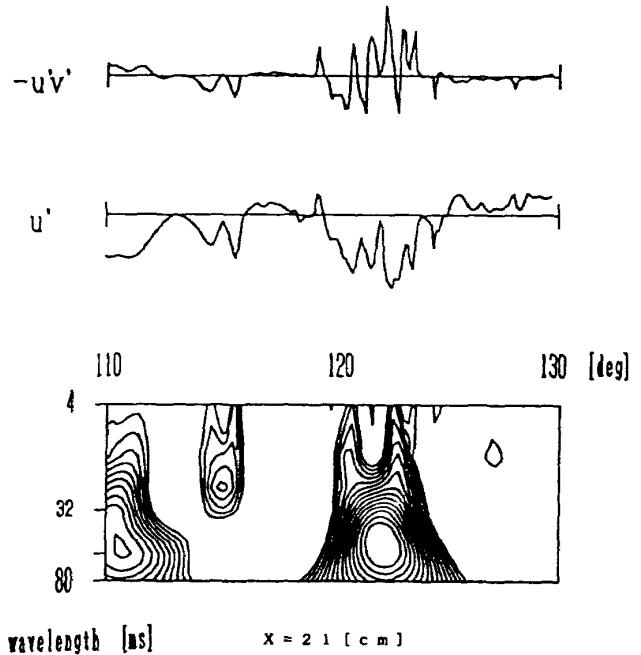


図 2 組織的乱流構造に伴う速度変動の Wavelet Analysis による解析結果

引 用 文 献

- 1) Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S. : Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow. J. Fluid Mech. 50, (1976) pp. 133-160.
- 2) Hino, M., Kashiwayanagi M., Nakayama, A. and Hara, T. : Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, J. Fluid Mech. 131, (1983) pp. 363-400.
- 3) 孟 岩, 福西 祐, 日野幹雄 : 交番振動乱流中の 3次元構造の発生過程の実験的研究, 第 20 回乱流シンポジウム講演論文集, (1988) pp. 149-153.
- 4) 福西 祐, 孟 岩, 日野幹雄 : 交番振動乱流中の大規模乱流構造の熱線風速計多点同時測定による研究, 第 21 回乱流シンポジウム講演論文集 (1989) pp. 18-22.

円柱伴流内の渦列の構造

奥出宗重* 和田邦久* 松井辰彌**

1. 実験の目的

平板境界層、物体の伴流などのような剪断流れの層流から乱流への遷移過程および十分発達した乱流の流れを可視化すると、大小の渦を伴う流れ模様が観察される。これらの流れ模様を説明するとき、渦の存在は説明されているが、ほとんどの場合、現象の説明、いかえると、定性的な説明のみされていて、渦のその流れにはたす役割について、ほとんど述べられていないように思う。この理由の一つとして、流れの中の渦の構造が十分分かっていないことと多くの場合渦流れが複雑であるためと思う。しかし、流れの遷移過程で渦構造を伴わない流れはないと思われるので、渦構造を詳細に調査しておく必要がある。

本研究では、最も典型的な渦流れを示す $Re < 160$ の範囲内の $Re = 140$ の場合の円柱の伴流の渦

列内の渦について調べられた。すなわち、渦列内の渦と熱線から得られる伴流断面の速度分布、速度変動（乱れ強さ）および渦度分布との関係について調べられた。

2. 伴流断面内の速度分布

図1は、可視化された流れ模様に見られた規則的な渦列内の流れ方向の各断面における速度変動を含む速度分布を示す。

図から分かるように、渦列による速度変動が平均速度分布に重なって現れていて、そこが下流に行くに従い小さくなっている。振幅の減少は渦列内の渦の衰退を示す¹⁾。振幅の最大値の横方向 (y) の位置は、下流に行くに従い伴流中心から遠くなる。これは渦中心が伴流中心から遠ざかることと、渦の渦核が下流に行くに従い大きくなるためではないかと思われる。

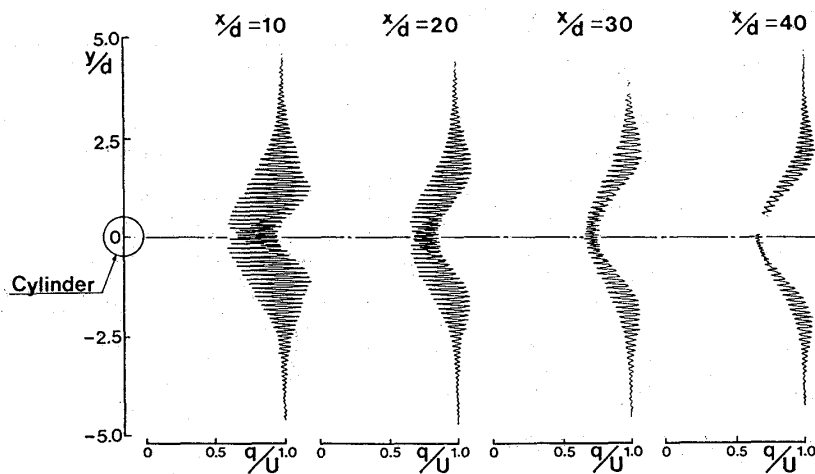


図1 伴流断面内の速度分布, $Re = 140$.

*名城大学理工学部

**岐阜大学名誉教授

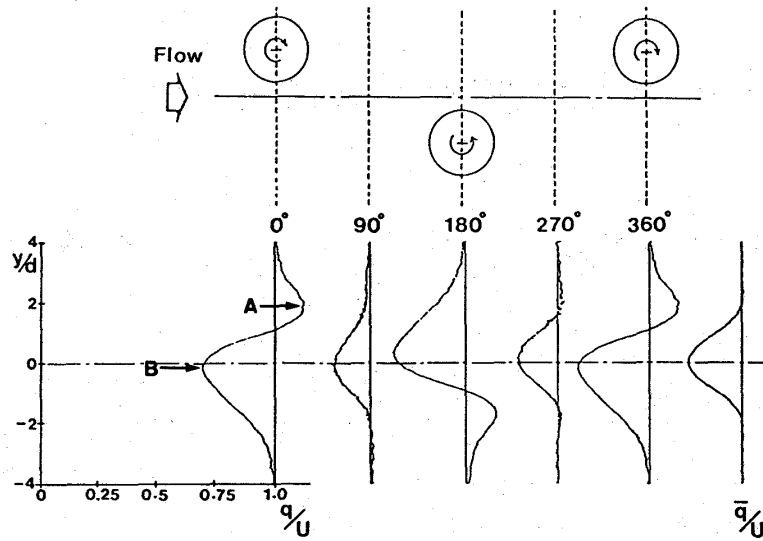


図2 瞬間の速度分布, $Re=140, x/d=20$.

3. 渦列内の瞬間の速度分布

図2は、 $Re=140$ の場合の $x/d=20$ での渦列の一方の列の1波長の間各瞬間における速度分布を示す。渦列外に熱線が置かれている場合、その速度変動波形の山は、伴流内の渦中心の通過を示すことが分かっている²⁾。断面内の瞬間速度分布は、渦列外に置かれた熱線の信号を参照し、伴流内を移動するもう一本の熱線からの速度を条件抽出して測定された²⁾。速度分布の上を示す数値は、参照波形の山を 0° とした1周期内の角度を示す。参考に、各位相角における渦の配置を図の上、平均速度分布を図の右端に示しておいた。

位相角 $0^\circ, 180^\circ$ および 360° の速度分布は、近似的にランキン渦モデルに見られる速度分布を示している。この速度分布の最大値と最小値の y 値の差は近似的に渦核の大きさを与える。渦核の端を図中にAおよびBで示しておいた。一方、位相角 90° と 270° の速度分布は、平均速度分布に似ている。

上述の図1の速度分布から求められる、速度変動の最大値、いかえると、乱れ強さの最大値を与える y 位置、平均速度分布の変曲点を与える y 位置および図2の瞬間の速度分布から求められる渦核の端の y 位置と伴流内の渦との位置関係を調べる。

4. 渦度分布

図3は、 $x/d=20$ の断面で測定した u, v から求めた等渦度線を示す。渦度は、伴流内を移動する x プローブからの速度 u 及び v を渦列外の熱線の信号(参照波形)で条件抽出し、テーラ仮設を利用して求められた³⁾。破線と実線はそれぞれ渦度値の正と負を示し、その分布の最大値の5%の間隔で等渦度線が画かれている。参考に、参照波形の位相角、円柱からの距離を図の下に示しておいた。

等渦度線は全て閉じていて、ほぼ同心円を画い

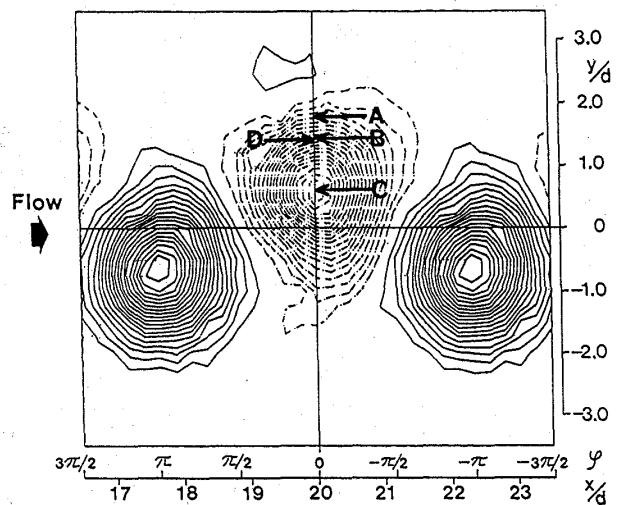


図3 渦度分布と渦核の端、乱れ強さの最大値、平均速度分布の変曲点および渦度の最大値の半値等の y 位置との関係。

ている。その中心が渦の中心に相当する。この渦中心の y 位置は、流れ模様に見れる渦中心の y 位置に一致する。前述の渦列内の瞬間の速度分布から求めた渦核の端、すなわち、図2のAの y 位置、図1の速度変動による乱れ強さの最大値の y 位置および平均速度分布の変曲点の y 位置をそれぞれ図3の中にA、BおよびCの矢印で示す。平均速度の変曲点Cは渦中心と一致する。渦核の外周で渦の周速度が最も大きくなるので、乱れ強さの最大値の y 位置Bが渦核の端Aと一致すると思われるが実際にはかなり離れている。

位相角 0° の y 軸上の渦度分布はガウス分布をしている³⁾。その分布の最大値の半値の y 位置を図中に矢印Dで示す。その位置は乱れ強さの最大値の y 位置Bとほぼ一致する。実在流体中の渦の大きさを示す量として、渦核の大きさが適当であると思われる。しかし、渦核の端を決定するのはかなり困難である。上述の渦列内の速度変動の最大値の y 位置Bが渦度分布の半値の y 位置に一致するので、測定の簡単な乱れ強さの最大値を与える y 位置Bと渦中心Cとの距離BCで渦核の大

きさを示すのが便利であると思われる。

5. まとめ

1. 平均速度分布の変曲点が渦中心に一致する。
2. 乱れ強さの最大値の y 位置は、その周速度が最大である渦核の端と一致せず、渦度の最大値の半値の y 位置と一致する。

参 考 文 献

- 1) 奥出宗重, 松井辰彌: 伴流内の渦度拡散と渦度集中, 流れの可視化, Vol. 8 Suppl. (1988/11), pp. 161-164.
- 2) M. Okude and T. Matsui: Correspondence of Velocity Fluctuations to Flow Patterns in a Karman Vortex Street at Low Reynolds Numbers, Trans. Jpn. Soc. Aero. Space Sci., Vol. 30 (1987/8), pp. 88-90.
- 3) 奥出宗重, 松井辰彌: 円柱伴流内の渦列の渦度分布, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 37 (1989/12), pp. 582-590.

超音速乱流混合の制御

西岡通男*

流れの中で燃焼や化学反応が生じるためには、反応しあう異種流体が分子レベルで混合する必要がある。言うまでもなく、分子レベルでの緊密な混合が生じなければ反応は進行しないからである。この混合は、流れが乱流のときには一気に進み、層流の場合とは比較にならない。それは、乱流中の大小さまざまな三次元渦運動が異種流体間の接触面積を短時間に増加させるので、その分だけ分子レベルでの混合が促進されるからである。したがって、乱流渦運動の制御によって分子レベルの混合を制御することができるのである。

さて、地上と宇宙空間を結ぶスペースプレーンの開発研究が現在進行中であるが、その成功の鍵はエンジンの開発である。この極超音速機のエンジンについては、従来の超音速機用ジェットエンジンの場合のように吸入空気流を圧縮のために亜音速流にまで減速させる方式ではなく、超音速流のまま燃焼させる方式が考えられている¹⁾。亜音速にまで圧縮すると、強い衝撃波が発生して総圧損失が増大すると同時に温度上昇により気体の解離が生じるため、燃焼効率が大きく低下する。それゆえ、これを避けるために超音速で燃焼させようというわけである。ところでこの超音速燃焼エンジン（スクラムジェット）の場合、気流のエンジン内滞留時間は極めて短く、1 msec程度かそれ以下である。したがって、燃料（水素）と超音速気流中の酸素分子を速やかに混合させて燃焼にまで導く技術の開発が必須の課題となっている。

この混合促進法として、先述のように乱流混合を利用することが最も合理的であるが、実は、流れのマッハ数が増すに伴って乱流混合が著しく低

下することが従来から知られており、乱流構造に焦点を合わせた最近の超音速混合層に関する基礎的研究においても、このことの顕著であることが確認されている^{2,3)}。したがって混合促進の人為的な制御が求められるのである。しかし、上述のようにエネルギー損失をできるだけ抑える必要があるので、混合に効果的な乱流構造を発生させる過程において、弱い衝撃波の発生なら許容されるが、強い衝撃波は許されない。このような条件付で超音速流中の乱流混合の促進をはからなくてはならないが、これは全く未開拓の技術であり、米国において活発な研究が始まったばかりである⁴⁻⁶⁾。

本研究^{7,8)}では、超音速剪断層において乱流構造が生まれる初期段階の流れの不安定性の過程を、燃料注入装置と見立てた物体の後流（マッハ数 $M=2.5$ ）について線形安定性理論に基づき解析し、増幅攪乱の特徴を調べた。さらに、実験観察も行い、この $M=2.5$ の超音速後流における攪乱の成長をシュリーレン法で観察するとともに、混合を人為的に促進するための攪乱の導入法について探った。

図1は、超音速後流における攪乱の増幅特性について、線形安定性理論に基づく計算結果の例であり、空間増幅率を波数に対してプロットしている。 θ は波動の進行方向と流れ方向のなす角度であるから、 0° は二次元波、それ以外は斜行波である。基準速度は主流速度、基準長さはガウスタップの速度分布をもつ後流の半値幅である。図のように、最大増幅率の攪乱の波長は後流の半値幅の10倍程度である。この攪乱の位相速度は主流速度の約90%であり、その構造（固有関数）は低速の後流中でカルマン渦に発達する波動のそれと酷似しているが、図1のごとく増幅率はその

*大阪府立大学工学部

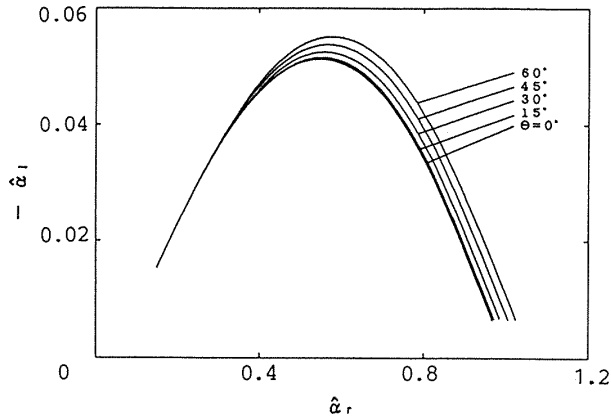


図1 マッハ数 2.5 の超音速後流の線形不安定性 (攪乱の増幅率の波数依存性)

1/150 程度で、極めて小さいことがわかった。斜行波の方が二次元波よりも増幅率は大きい、しかしその差はここに示した範囲では無視できる。

このように、超音速剪断層の線形不安定は実に弱いと言える。

一方、実験観察では、このことを定性的に確認したあと、人為的な制御を試みた。先に述べたように、剪断層を刺激する手段として強い衝撃波をもちいることは許されない。混合を促進すると期待される手段としては後流中に縦渦 (流れ方向の軸をもつ渦) を導入することが考えられる。ただし、このとき強い衝撃波を導入することは、先に述べたように許されない。そこで図 2, 3 に示すモデルを用い、その後流の様子をシュリーレン法で可視化してみた。縦渦導入モデルのスパンは全て 90mm, モデルの最大厚さは 8mm である。モデル後半部の傾斜が上向き, 下向きとスパン方向に交互に変化するるので、向きの異なる流れが接触

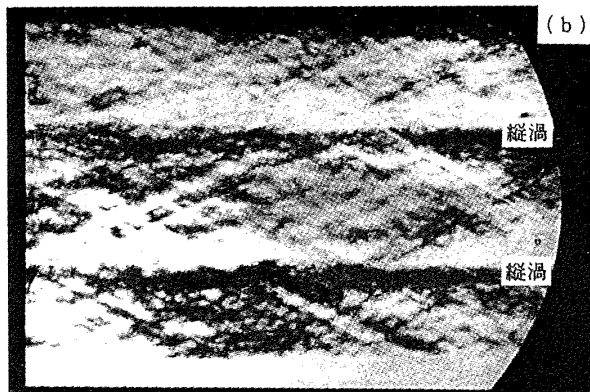
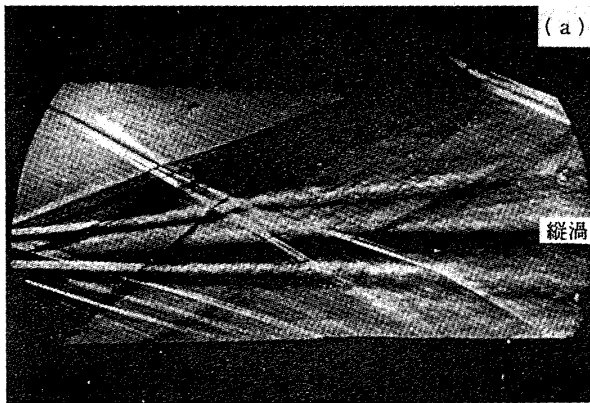
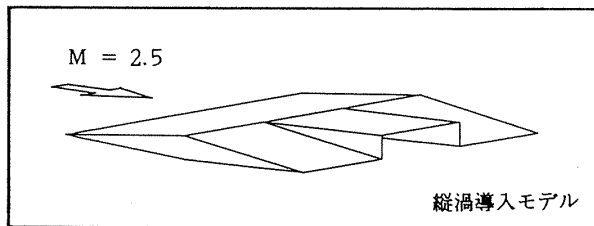


図2 縦渦を伴う超音速後流 (マッハ数 2.5, 縦渦間隔 30mm)

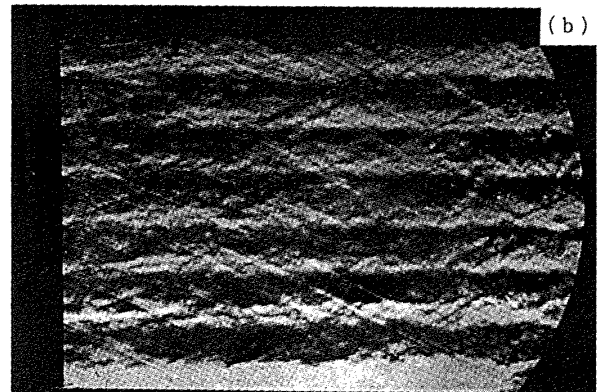
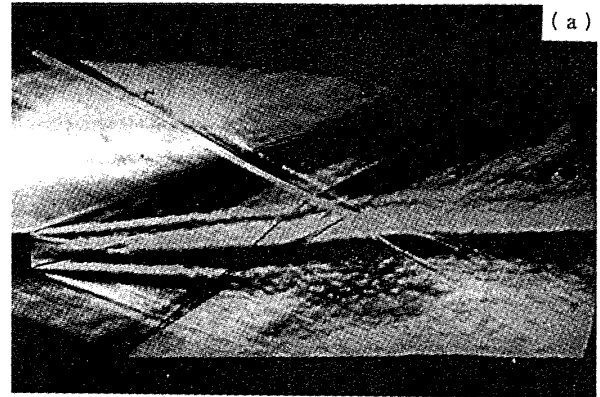
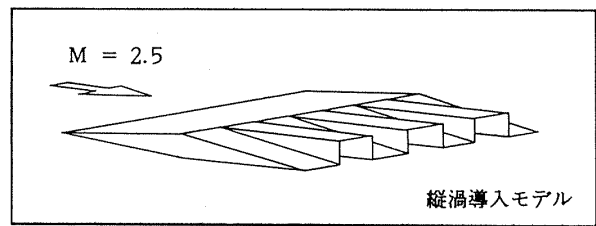


図3 縦渦を伴う超音速後流 (マッハ数 2.5, 縦渦間隔 12.5mm)

するところで、流れ方向の渦度が導入されると期待できる。上向き、下向きの斜面の裏側は主流に平行になっているので、この部分から境界層が後流中に自由剪断層として流出する。したがって、後流は縦渦とこの剪断層から構成されるはずである。図2の可視化写真(a)を見ると、確かにその通りである。この縦渦の存在を示すほぼ水平の明暗の縞領域があり、また、それを上下から挟むように剪断層の存在を示す薄い明暗の縞もはっきり写っている。モデルを90°回転した場合の写真(b)には、明暗の縞の境界線が30mm間隔で横に延びている。縦縞も剪断層も顕著に乱れている様子を見せていない。ただ、剪断層が斜め衝撃波が入射した下流で波打っている点は注目に値する：写真は2μsのフラッシュを用いて撮影されている。

図3は、縦渦の間隔を12.5mm、その数を6とした場合の観察結果の例である。写真(b)には確かに6組の明暗の縞が写っている。そして、この写真に見るかぎり、縦渦が互いに強く干渉している様子はない。しかし、横から観察した場合の写真(a)には、少し驚かされるところがある。それは、左下方からの斜め衝撃波が下側の剪断層をよぎった点のすぐ下流でこの剪断層が爆発するかのよう激しく厚さを増し、しかも小さなスケールの乱れの存在をはっきり示している点である。このようなことが生じるのは、左下方から入射する斜め衝撃波が振動する場合であることが確認されている。この斜め衝撃波は微弱な衝撃波であり、それがこのように混合促進に役立つことは強調されてよい。ただし、奇妙なことに、この斜め衝撃波は上側の剪断層を強くは攪乱していない。これらの点については、さらに詳しく検討する必要がある。

図4は、縦渦が干渉し合う様子を調べるために、30mm間隔の縦渦の間に3.5mm及び5.0mm間隔の細い縦渦を上側の剪断層に導入した場合の観察結果を示している。まず、写真(b)の左端を見ると、確かに細い縦渦が導入されていることがわかる。次にこの細い縦渦を下流に追っていくと、上下の太い縦渦にあたかも取り込まれるかのようにそれに重なってしまう。細い縦渦で下流端まで残るのは中央部の2本だけである。図3の場合と異

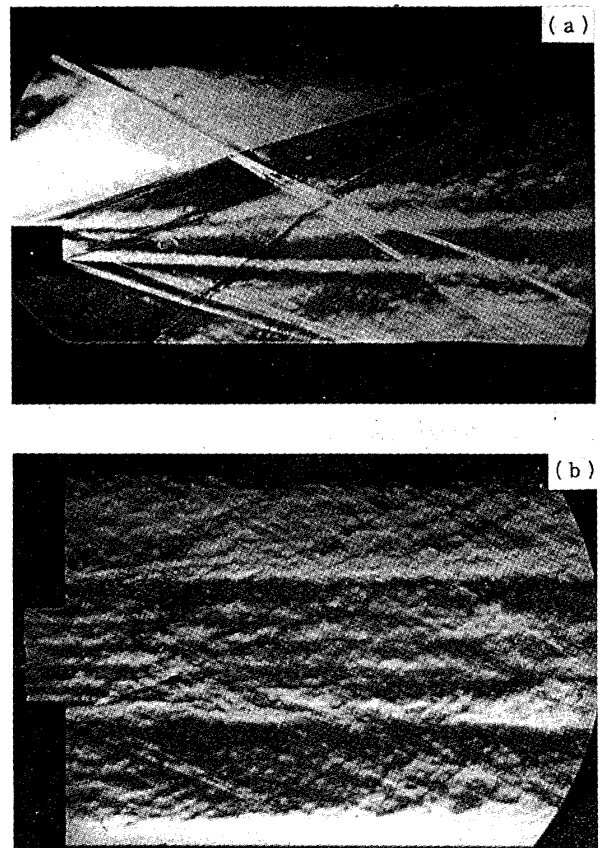


図4 縦渦を伴う超音速後流（マッハ数2.5、間隔30mmの縦渦の間に間隔3.5mmおよび5.0mm間隔の縦渦を導入）

なり、隣り合う大小の縦渦はこのように干渉しあうのである。この干渉はもちろん混合促進に大いに寄与すると考えてよい。さて、写真(a)を見ると、細い縦渦が導入された上側の剪断層が、下側の剪断層に比べ顕著に乱されていることがわかる。すなわち、混合がかなり促進されている。

以上のように、衝撃波と剪断層の干渉や剪断層に導入したスケールの異なる縦渦の干渉を利用すると、超音速乱流混合を促進できることが明らかにされた。スクラムジェットの場合、密度の大きく異なる水素と酸素の混合を対象とするが、この場合圧力 p と密度 ρ の関係がnon-barotropicとなる流れ場が生じる。そこでは、 $\text{grad } \rho \times \text{grad } p \neq 0$ であり、圧力が流体要素にトルクを与える。これを利用して縦渦を導入することも試みられている⁹⁾。超音速流の乱流混合促進に関する研究は、いま始まったばかりである。研究が一層進展し、有益な知識が多く得られることを期待したい。

参 考 文 献

- 1) 鎮西信夫, 升谷五郎 (1987) スクラムジェット (マッハ4~25を目指して), 日本航空宇宙学会誌, 35,241-252.
- 2) N. Chinzei, G. Masuya, T. Komuro, A. Murakami and K. Kudou (1986) Spreading of two-stream super-sonic mixing layer, Phys. Fluids 29, 1345-1347.
- 3) D. Papamoschou and A. Roshko (1988) The compressible turbulent shear layer : an experimental study, J. Fluid Mech. 197, 453-477.
- 4) A. Kumar, D. M. Bushnell and M. Y. Hussaini (1987) A Mixing Augmentation Technique for Hypervelocity Scramjets, AIAA Paper 87-1882.
- 5) G. Burton Northam, I. Greenberg and C. S. Byington (1989) Evaluation of Parallel Injector Configurations for Supersonic Combustion, AIAA Paper 89-2525.
- 6) F. E. Marble, E. E. Zukoski, J. W. Jacobs, G. J. Hendrics and I. A. Waits (1990) Shock Enhancement and Control of Hypersonic mixing and Combustion, AIAA Paper 90-1981.
- 7) 北田登志 (1990) 超音速剪断層における混合の制御に関する基礎的研究, 大阪府立大学大学院工学研究科航空工学専攻 平成元年度修士論文
- 8) 那波徹治 (1990) 超音速剪断層における混合促進に関する研究, 大阪府立大学工学部 航空工学科 平成元年度卒業論文

成層流遷移の数値シミュレーション

山本 稀 義*

1. はじめに

加熱を受ける成層剪断流の遷移機構は加熱のない場合に比べてまた一段と複雑となる。即ち、成層剪断流では流れを記述するパラメータとしてレイノルズ数に加えてプラントル数とレイリー数（またはグラスホッフ数）が必要となり、また、流れの境界条件も速度場と温度場で与える必要があり、これ等の値の違いによって流れは複雑に変化する。ここではその解明は容易ではない。ここでは流れの形状の比較的簡単なチャンネル流と矩形ダクト流の遷移に対する加熱による成層の効果の数値シミュレーションで調べた結果について述べる。

数値計算は3次元ナビエ・ストークス方程式およびエネルギー方程式の初期値問題を解くが、計算方法には計算精度の良いスペクトル法を使用する¹⁾。

2. 安定成層チャンネル流の遷移

チャンネル流の遷移についてはこれまで良く調べられていて²⁾、例えば、遷移の機構はTS波型遷移で、その臨界レイノルズ数は5772となる事が知られている。しかし、実験的には2000以下でも遷移する事が知られている³⁾。一方、流れが加熱されている場合は、上面加熱の場合と下面加熱の場合でその遷移機構は全く異なる。即ち、下面加熱の場合は良く知られたレイリー・ベナル型の不安定性による対流が生じ、平均的な流れがある場合は流れの方向に軸を持つロール状の2次流が発生するが、その臨界値はレイリー数が1708である事が知られている⁴⁾。他方、上面加熱

の場合は流れは安定成層流となり、付加的な不安定機構は発生しないのみならず、むしろ、TS波型遷移を抑制する効果をもたらす。ここではこのような安定成層を持つチャンネル流の遷移について調べた結果を述べる⁵⁾。

図1は成層のないチャンネル流の亜臨界遷移を数値シミュレーションした結果で、レイノルズ数は $R=5000$ 、乱れの初期条件として2次元有限振幅TS波（図中TS波と記す）と3次元微小攪乱を与えた場合の乱れのいろいろなモードのエネルギーの時間的発達を示す。図中点線はスパン方向(y)成分が零の2次元モードを表す。時間 $t \sim 110$ で遷移がほぼ完了している。

図2は安定成層流の場合の結果で、リチャードソン数 R_i が0.01の場合である。乱れの初期条件は図1と同じであるが、計算結果は図1に比べて

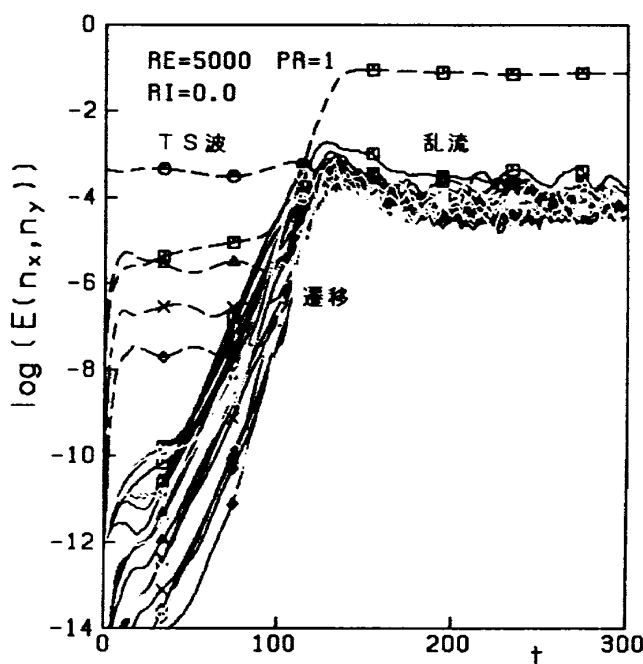


図1 速度変動のいろいろなフーリエ成分の発達
 $R=5000, R_i=0$

* 航空宇宙技術研究所

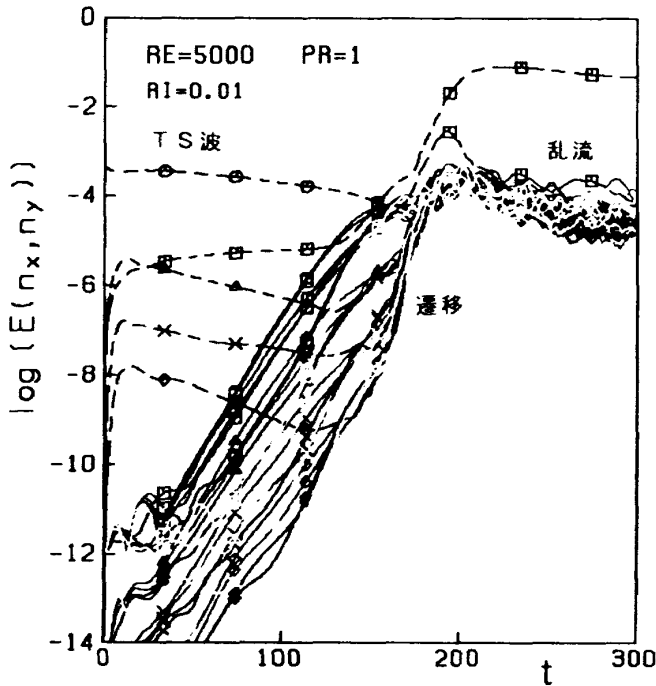


図2 速度変動のいろいろなフーリエ成分の発達
 $R=5000$, $R_i=0.01$

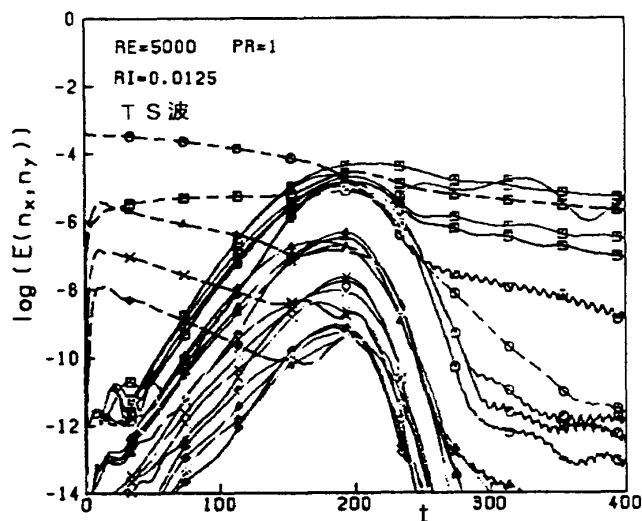


図3 速度変動のいろいろなフーリエ成分の発達
 $R=5000$, $R_i=0.0125$

遷移の実現がかなり遅れる ($t \sim 180$) 事を示している。その理由の一つは TS 波自身が遷移途中で減衰する為である。一方、図 1 では TS 波は平衡状態にある。

図 3 はリチャードソン数を更に少し大きくした場合の結果で、この場合は遷移が実現しない。即ち一部のモードはいったん増幅するが、遷移が完了する以前に TS 波が減衰してしまって、乱流発生にまで到達できない事を示している。

これ等の結果は安定成層が TS 波型遷移を抑制する効果を示すと共に、図 2 の場合に発生した乱流の構造も図 1 の成層のない場合と明らかに異なる結果が得られている⁵⁾。

3. 対流を伴う矩形ダクト流の数値シミュレーション

矩形ダクト流はいろいろな流体機器の内部流を簡単化した流れの典型として工学的に重要であるが、その遷移機構はまだよく解明されたとは言えない。ここではこの流れに下面加熱（不安定成層）が加えられた場合の流れの数値シミュレーション結果について述べる。計算方法は境界条件を除けば前記チャンネル流とほぼ同じである。境界条件の違いの典型は鉛直方向の側壁の存在で、この側壁の存在がダクト流の流れを特徴付けている。即ち、上下面の温度境界条件に加えて側壁の温度境界があるので、発生する対流は上下面の温度差によるベナール対流と側壁温度場による自然対流が混合した複雑な流れとなる。

図 4 はアスペクト比が 2 のダクト流の計算結果で、(a)図は流れ方向 (x) に垂直な面内の 2 次流（対流）の速度ベクトルを示し、(b)図は同面内の流体温度分布を等高線で示したものである。流れのパラメータはレイノルズ数が 500、グラスホッフ数が 480000、プラントル数が 0.71 で、無次元時間が 80 の場合の結果である。計算結果は流れが側壁近傍で下降、中央分布で上昇する対流を示すが、これは側壁温度分布 $T_w(z)$ を無次元値で 0.2 (一定) と平均流体温度に比べて低く与えたため、その近傍で自然対流により常に下降流が誘発された結果である。逆に側壁温度を平均流体温度より高く与えると逆回転の対流が得られている。

図 5 は側壁温度分布を $T_w(z) = z$ と与えた場合の計算結果である。この場合側壁近傍の自然対流の方向は $z=0.5$ で対称になり、2 次流の方向を決定する事が出来ないで、流れの方向は初期に与えた微小攪乱によって決定されることが分かる。即ち、初期の微小攪乱の符号を反転すると 2 次流の回転方向が反転する結果が得られている。しかし、一度 2 次流が発達した後は流れの方向が再び

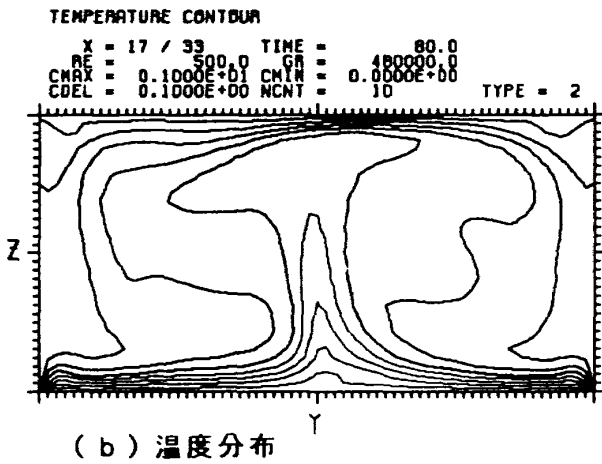
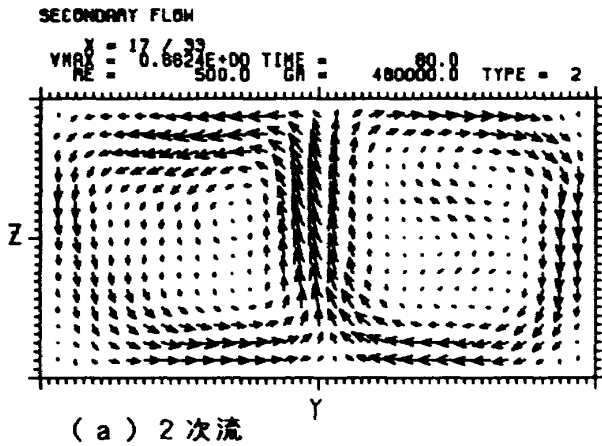


図4 下面加熱ダクト流中に発生した
2次流と流体温度分布
 $R=500, T_w(z) = 0.2, t=80$

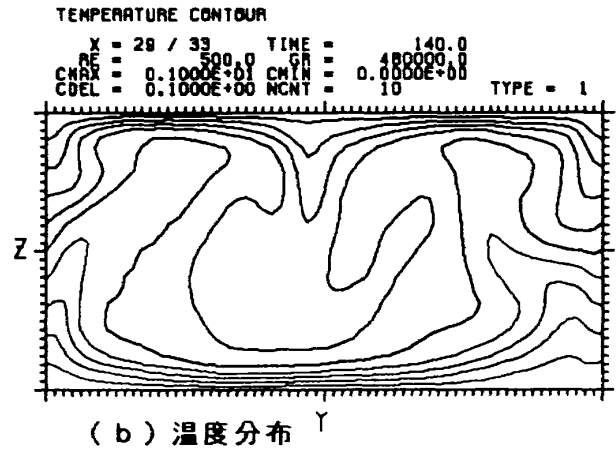
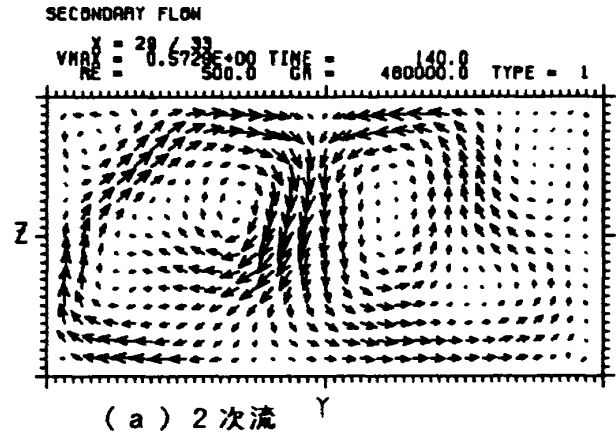


図5 下面加熱ダクト流中に発生した
2次流と流体温度分布
 $R=500, T_w(z) = z, t=140$

反転する事はない。

ここではレイノルズ数500でアスペクト比2の矩形ダクト流の対流の計算結果について述べたが、今後はレイノルズ数やアスペクト比、側壁温度分布等を変えたいろいろな流れについて調べる予定である。

4. 結 び

加熱を受けるチャンネル流および矩形ダクト流の遷移について数値シミュレーションによって調べた結果を述べた。計算結果は流れの特徴をよく記述していると共に、この様な対流を伴う剪断流の遷移は多くのパラメータを含むので、その研究には数値シミュレーションが有用である事を示唆

している。

参 考 文 献

- 1) 山本稀義, 細川 巖: 第5回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-8 (1987) 217.
- 2) M. Nishioka; S. Iida and Y. Ichikawa: J. Fluid Mech. 72 (1975) 731.
- 3) V. C. Patel and M. R. Head: J. Fluid Mech. 38 (1969) 181.
- 4) L. Rayleigh: Phil. Mag. 32 (1916) 529.
- 5) 山本稀義, 稲毛真一, 山草正剛: 第21回乱流シンポジウム講演論文集, 「ながれ」8巻別冊 (1989) 126.

強い外乱に対する境界層の応答

浅井 雅人*

境界層の層流から乱流への遷移は、航空機の摩擦抵抗低減やスペースシャトルの空力加熱対策など航空宇宙工学の諸問題に関わる重要な現象である。気流中の乱れが弱い場合、境界層遷移は、粘性型のいわゆる T-S 波動の空間増幅から始まる。波動は最初二次元的であるが、増幅と共に急速に三次元化し（二次不安定）、遂には小スケールのヘアピン渦へ崩壊する（二次高周波不安定）。この波動増幅から始まる遷移については Schubauer &

Skramstad¹⁾以来多くの研究がなされ、一連の不安定機構の中身はかなり明らかにされた^{2)~4)}。しかしながら、強い気流乱れにさらされる流体機械内の翼や、静穏大気中でも後退翼の場合、前縁（アタッチメント・ライン）に沿って翼根部から強い乱流変動が伝播すると、上記波動増幅を経由することなく乱流への遷移が生じ得る。このような強い攪乱（渦）が流下するときの遷移の詳細についてはまだほとんど理解されておらず、例えば、最小の遷移レイノルズ数がいくらかについても明らかでない。そこで本研究では、気流中の強い乱れ（渦）が境界層にどのような変動構造を発達させ乱流遷移に導くかを明らかにするため、上記遷移の後期段階²⁾⁵⁾に見られるようなヘアピン渦を音波を用いて平板前縁のすぐ下流に導入し（後述）、その強い外乱に対する境界層の応答を実験的に調べた。

実験は、流速 $U_\infty = 4 \text{ m/s}$ の一様気流中におかれた長さ 600mm の平板上の境界層で行われた。前縁 ($x=0$) から 300mm 位置での排除厚に基づくレイノルズ数 R^* は約 500 であり、観察は主に $x=300\text{mm}$ までの範囲でなされた。風洞の乱

れ強度は 0.3% 程度で、観察範囲内ではブラジウス境界層が実現されている。音波 (50Hz) を平板に直角方向から放射し、その強さを増すと、前縁（鋭利に加工）で周期的に小さな剥離泡 (1/3 周期以下) が生じ、剥離剪断層の崩壊により孤立渦が生まれる。それはすぐに三次元変形しヘアピン渦に発達する。スピーカ出力電圧（音波の強さ）を調節することにより、励起されるヘアピン渦の強さを容易に制御できる。

前縁で生まれたヘアピン渦は、流下と共に粘性減衰するが、その過程でヘアピン渦の通過に伴い壁近くの低速流体が浮上し、その結果三次元的な壁剪断層（縦渦を伴う）が生まれる。壁剪断層は、 R^* が約 330（線形安定性理論の臨界レイノルズ数

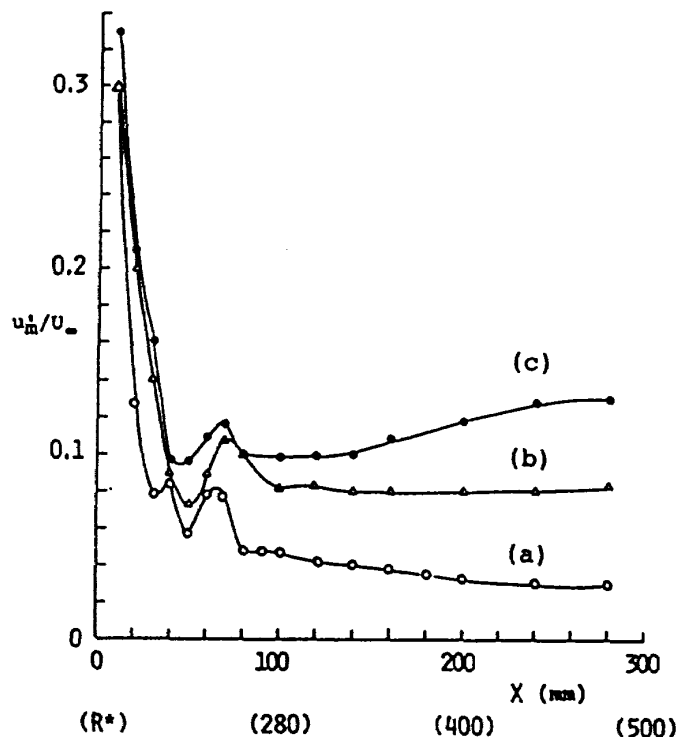


図1 u' 変動の発達 (u'_m ; u' 変動の最大実効値) :
(abc はスピーカ出力電圧が 25% ずつ増加)

*大阪府立大学工学部

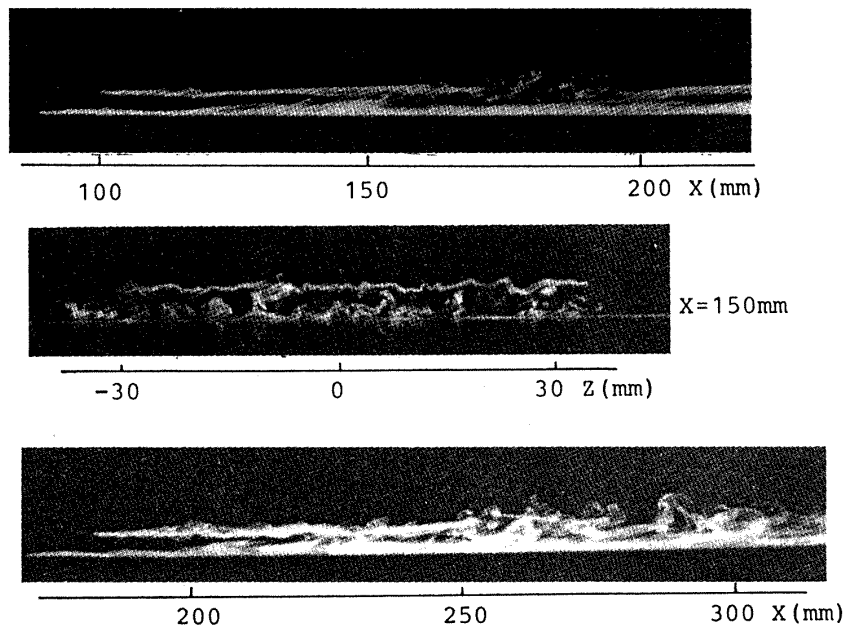


図2 亜臨界乱流遷移の可視化 (図1, cの場合)。

の約63%)までは活躍しないが、上流から流下するヘアピン渦が $R^*=330$ 位置でまだ強さを維持し、乱流時と同程度の強さの変動(u 変動で U_∞ の10%程度)を壁近くに誘起する場合(図1, cの場合), その下流で次々に新たなヘアピン渦に成長し始める(図2)。さらに、生まれるヘアピン渦はスケールを増してゆき、そのスパン方向間隔は乱流粘性底層の平均ストリーク間隔 $\lambda^+=100$ に近づく。一方、初期ヘアピン渦の減衰が速やかで、それが壁近くに誘起する速度変動が上記臨界値以下になれば(図1, aとbの場合), 壁近くの流れは単に受動的で新たなヘアピン渦の生成は起きず、亜臨界レイノルズ数域で遷移軌道に乗ることはない。

参 考 文 献

- 1) Schubauer, G. B. & Skramstad, H. K. : NACA Rep. No. 909, 1947.
- 2) Nishioka, M. & Asai, M. : Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluid (ed. T. Tatsumi), 1984.
- 3) Herbert, Th. : Ann. Rev. Fluid Mech. 20, 1988.
- 4) Asai, M. & Nishioka, M. : J. Fluid Mech. 208, 1989.
- 5) Nishioka, M. et al. : Transition and Turbulence (ed. R. E. Meyer), 1981.
- 6) Asai, M. & Nishioka, M. : Proc. IUTAM Symp. Laminar-Turbulent Transition, 1989.

横流れ不安定と圧力勾配

伊藤 信 毅*

1. はじめに

後退翼上に発達する境界層は、外側のポテンシャル流に垂直な方向の速度成分、すなわち横流れ成分を持つために、二次元境界層よりずっと低いレイノルズ数で不安定になり、その結果としてほぼポテンシャル流の方向に軸を持つ定常な渦列が観測される (Gray 1952, Anscombe & Illingworth 1952)。この不安定は速度分布に変曲点が存在するために生じる非粘性型のもので、二次元境界層のトルミン・シュリヒティング型不安定とは起源を異にするものである (Gregory, Stuart & Walker 1955)。

横流れ速度に起因する不安定は主として翼の後退角 γ 、前縁に垂直な方向の圧力勾配 p_x 、及び前縁に沿う方向の圧力勾配 p_y の三つに影響されると考えられる。Mack (1984) や Dallmann & Bieler (1987) は γ と p_x の影響を詳しく調べたが、 p_y の安定性に与える影響については、まだ理論的研究が行なわれていない。前縁に沿う方向に一定の圧力勾配を受けたときの平板上の流れを考えると、外側の非粘性流は放物形の流線を持ち、前縁に後退角がない場合でも境界層内に横流れ成分を生じる (Sowerby 1954, Rosenhead 1963)。これに対して、 p_x の方は後退角が存在するときに、それとの協力で始めて横流れを発生させることができる。即ち、横流れ速度は相互に独立な二つの要因から誘起されるので、一般的な三次元境界層の安定性を論じるには、両者の効果を含めた解析が必要である。

2. 線形安定計算の結果

前縁が流れに対して後退角を持つように置かれたくさびの上の流れに、さらに前縁に沿う方向の圧力勾配を加えたときにできる三次元境界層は上記の三要素の影響を全て含む。この流れは、外部非粘性流に渦度が存在するために通常のポテンシャル流を正しく模擬するものではないが、三次元境界層方程式の厳密解が導けるという大きな長所を持つ。本論文では得られた厳密解に対してオル・ゾンマーフェルト方程式に基づく安定計算を行い (計算法は Itoh 1974, 伊藤 & 綿貫 1984 参照)、臨界レイノルズ数 R_c の圧力勾配に対する変化を調べた。OS 方程式は平行流近似のもとで成立するので、レイノルズ数が低い所では有効性に疑問が残るけれども (Itoh 1986)、安定性に関する研究の第一段階としては、すでに十分性質の知られているこの方程式の解を求め、既存の理論的及び実験的成果と比較するのが最良の策と考えられる。

はじめに後退角が 0 の場合について、二つの圧力勾配がそれぞれ単独に存在するときの効果を図 1 に示す。 x 方向の圧力勾配を表すパラメータ m は淀み点 ($m=1$) から剥離点 ($m=-0.0904$) までの範囲で意味をもつ。 $m=0$ は平板境界層に対応し、そこでの臨界値 $R_c=301.6$ は境界層排除厚 (1.721δ) に基づくレイノルズ数に換算すると、よく知られた値 519.1 に一致する。 m を負の方向 (逆圧力勾配) にとると R_c は急激に減少して流れは不安定化され、 m を正の方向 (順圧力勾配) に取れば R_c が急激に増大して流れを安定にすることはよく知られた事実である。これに対して、後退角のないときの y 方向圧力勾配 κ の効果は $\kappa=0$ に対称で、その絶対値と共に R_c は急激に低下す

*航空宇宙技術研究所

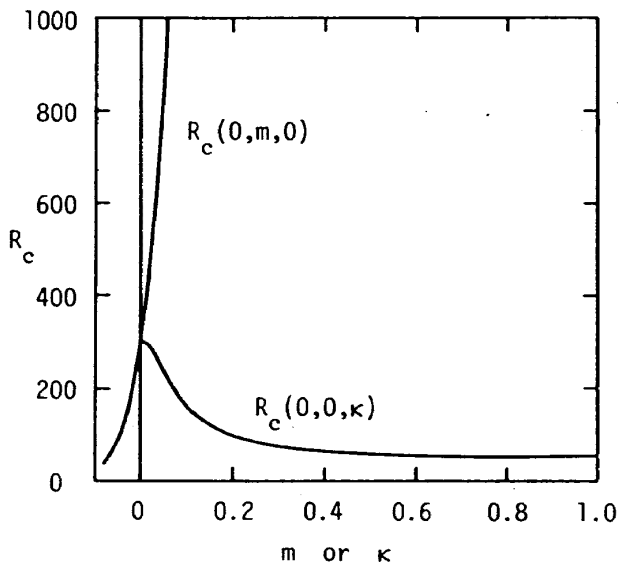


図1 二つの圧力勾配が単独に存在するときの臨界レイノルズ数の変化 (後退角なしの場合)

る。とくに κ の小さい範囲でその低下が著しく、 $\kappa = 0.2$ までの間に R_c は $1/3$ 以下に減じ、その後は変化が比較的緩やかになる。これから、 y 方向の圧力勾配は、たとえ弱くても、流れに対してかなり重大な不安定作用を及ぼすことが判る。なお、パラメータ m , κ , R_c 等の厳密な定義については Itoh (1990) を参照されたい。

つぎに後退角が存在する場合を考える。ここでは後退角を表すパラメータ γ が 1 の場合について $R_c(\gamma, m, \kappa)$ の m および κ に対する変化を示す。図 2 は κ を横軸に、 m を縦軸に取った平面上に $R_c = \text{一定}$ の等高線を描いたものである。ここで R_{c0} は $m = \kappa = 0$ のブラジウス境界層に対する臨界レイノルズ数を表し、等高線はそれの $1/3$ から 3 倍までについて示されている。 $R_c = 3R_{c0}$ 曲線の内側には、さらに R_{c0} の 4 倍、5 倍等に対応する曲線がかなり密に存在するのであるが、図の煩雑さを避けるために省略してある。 R_c 曲面は原点 $(0, 0)$ から横座標に対して -20° 前後傾いた第 2 象限の方向に沿って最も急勾配に上昇する。その上昇の程度は $\gamma = 0$ の場合における R_c の m に対する変化に匹敵するものである。

三次元境界層の不安定に関する多くの実験観測では物体表面に固定した渦、即ち位相速度 0 の波が見出されており、通常この渦が横流れ速度に起

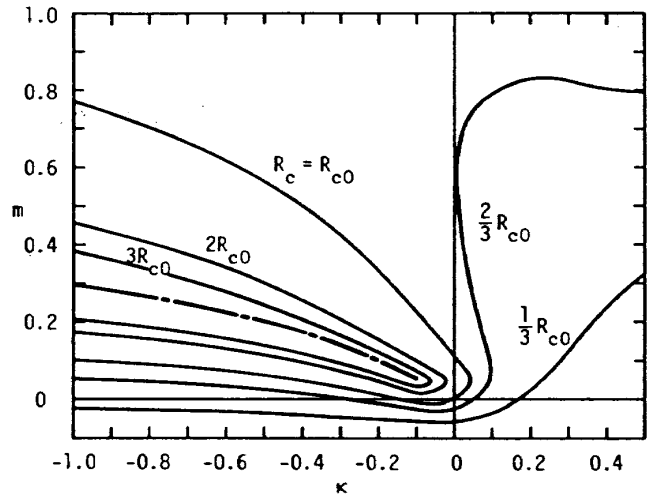


図2 二つの圧力勾配が共存するときの臨界レイノルズ数の変化 ($\gamma = 1$ の場合)

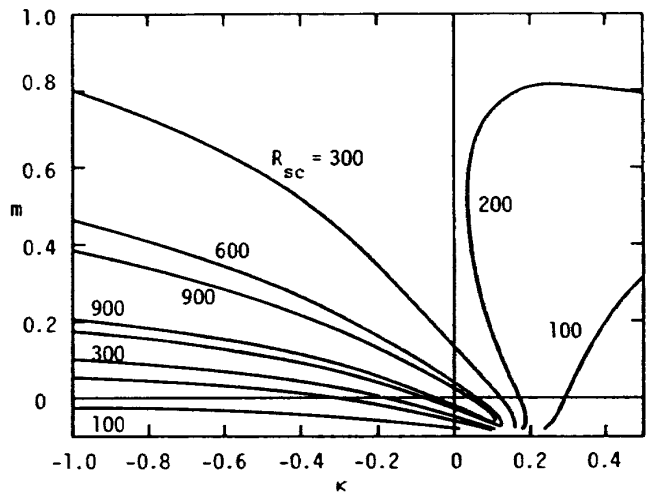


図3 固定渦型攪乱に対する臨界レイノルズ数の変化 ($\gamma = 1$ の場合)

因する不安定の特徴と解釈されている。そこで、始めから位相速度のない攪乱だけを考慮して、その安定限界を計算したものが図 3 である。座標原点の近傍を除いて、等高線の形状は図 2 に非常によく似ている。とくに、臨界点が 300 をこえるような高い領域で二つの曲面はほとんど一致するほどに接近している。このことは横流れを伴う境界層の不安定に対する固定渦型攪乱の重要性を示唆しているように思われる。

以上の計算結果から導かれる最も興味ある推論は、後退翼上の一般的な三次元境界層においても、翼弦方向と翼幅方向の圧力勾配を適当に組み合わせることによって、二次元境界層と同じ程度に安定

な流れを作れるのではないかと言うことである。負の圧力勾配 p_x ($m > 0$) はそれ自身速度分布の変形を通して流れを安定化させる効果を持つのであるが、一方では後退角と協力して横流れ速度を発生させ、流れを不安定にする能力を持つ。そこで、横流れ速度を誘起するもう一つの要因である p_y を適当に加えることによって、横流れ効果を相殺してやれば、 p_x 本来の安定化作用だけを残すことができるものと予想される。実際に、境界層方程式の解について横流れ速度 v をもっとも小さくするような m と κ の組合せを計算し、図2の中に一点鎖線で示した。これが等高線の尾根にほぼ一致していることから上記の予想の正しさが確認される。

3. むすび

三次元境界層は外側の非粘性流に垂直な方向の速度成分、即ち横流れ速度を持つことによって特徴づけられる。横流れ速度を誘起する原因には二つあり、一つは翼の後退角と翼弦方向の圧力勾配の結合によるもの、他の一つは翼幅方向の圧力勾配である。一般的な後退翼上の三次元境界層では、これらの要因が共存し、横流れ速度はそれぞれの要因から生じる二種類の横流れ成分の和で表される。このような一般的な三次元境界層の最も単純な例は、くさび形物体が一様流に対して偏揺角をもって置かれ、前縁に沿う方向に圧力勾配が加えられた場合である。本論文では、その場合に関する三次元境界層方程式の厳密解を導き、得られた速度分布に対してオル・ゾンマフェルト方程式に基づく線形安定計算を行なった。

三次元境界層は一般に二次元境界層に比べて微小攪乱に対する安定性が低いと言われてきたが、これは翼幅方向に圧力勾配がない場合に関する安定解析を根拠とするものである。すなわち、図2の m 座標軸上における臨界値の変化だけを見てい

たことになる。上で述べたような一般的な場合については、まだ安定性が調べられていなかったのである。本論文で得られた計算結果は、今までに知られていなかった多くの事実を提示しており、翼幅方向の圧力勾配を無視した議論では三次元境界層の安定性のごく一部を見ているだけで、最も重要な特性が見落とされていることを明らかにした。ここで最も重要な特性とは図2における等高率になると、両者から誘起される横流れ成分がほとんど打消し合う状態になり、臨界レイノルズ数がそれ以外の場合に比べ著しく高くなるのである。このような安定特性を利用すると、今まで考えられていたものよりずっと安定な三次元境界層をつくることや、与えられた三次元境界層を事情の許す限り安定化させることが可能になる。

参 考 文 献

- Anscombe, A. & Illingworth, L. N. 1952
ARC R & M 2968.
- Dallmann, U. & Bieler, H. 1987 AIAA-87-1337.
- Gray, W. E. 1952 R. A. E. TM-255.
- Gregory, N., Stuart, J. T. & Walker, W. S. 1955 Phil. Trans. A 248, 155.
- Itoh, N. 1974 Trans. Japan Soc. Aero. Sci. 17, 65.
- Itoh, N. 1986 Fluid Dyn. Res. 1, 119.
- Itoh, N. 1990 Proc. of IUTAM Symp. on Laminar-Turbulent Transition, Toulouse, 1989, Springer.
- 伊藤 & 綿貫 1984 NAL TR-841.
- Mack, L. M. 1984 AGARD Rep. No. 709.
- Rosenhead, L. 1963 Laminar Boundary Layers, Oxford Univ. Press.
- Sowerby, L. 1954 ARC Rep. 16832.

第5回・第6回研究会の総括と成果

1. はじめに

「境界層遷移の解明と制御」研究会は平成元年度中に2回開催され、合計16の講演が行われた。前年度までに、本研究会の基本メンバーによる講演が一通り済み、遷移問題に関する現状がほぼ明らかになったことを受けて、本年度からは境界層遷移の機構に直接関係する講演以外に、実用上の応用問題の解決にあたって境界層遷移や乱流の問題と深くかかわっている研究者を招いて解説をお願いをすることになった。すなわち、船研におけるCFD研究の動向（児玉，第5回）、新幹線電車の空気抵抗（前田，第5回）、フラット・スピンの実験（吉永，第5回）などがその主旨によるものである。これらはいずれも実用上の応用技術を扱っており、本研究会メンバーの行っている基礎研究との接点を明らかにする講演であって、今後の本研究会メンバーの研究の方向を考える上で非常に有意義であった。

さて、第5、6回の研究会で発表・討論された遷移に関する講演はテーマごとに、

- (1) 遷移の機構と乱れの構造に関する研究、
 - (2) 三次元流の遷移に関する研究、
 - (3) 遷移や乱流の制御とその応用に関する研究、
- の3つの分野に分類できる。そこで、テーマ毎に研究成果をまとめることにする。

2. 遷移の機構と乱れの構造に関する研究

T-S波動の成長から始まる乱流遷移において重要な斜行波対の増幅過程は今日二次不安定として理論的に理解されつつあるが、これは線形理論であり、二次元T-S波動に同期する斜行波対がどのように生まれるかという発生の問題に答えることはできない。浅井（第5回）は、斜行波対の発生の機構を数値シミュレーションと実験の両面から調べ、二次元T-S波動と基本流の3次元歪みが干渉することによって2次元波動に同期する

斜行波対が生まれること、そして、二次元T-S波動の振幅が敷居値（約1%）を越すと、この斜行波対が一気に増幅するということが明らかにしている。

松井、奥出および石田（第6回）は、T-S波動の成長から二次不安定をへて乱流に至る過程を、水素気泡による可視化と熱線測定を同時に行って、詳しく調べ、従来から観察されてきた基本の遷移過程における流れのパターンと速度変動波形の相互関係を明らかにしており、その意義は大きい。とくに、見事な可視化写真とこれに対応する速度波形の組は実に貴重なデータといえる。

境界層の亜臨界遷移は強い外乱により励起されることはわかっているが、その臨界条件はまだよく知られていない。浅井（第6回）は、平板境界層の前縁においてヘアーピン渦を導入し、その発生の数と強さを制御しながら、下流における乱流遷移を観察し、ヘアーピン渦が壁近くから次々生まれる場合の流れ場の臨界条件を明らかにしている。この観察によれば、壁近くからヘアーピン渦が次々生まれる現象は、一種の非線形不安定の現象と思われるが、その詳細についてさらに理解が進むことを期待したい。

福西（第6回）は、ダクト内の交番振動流の境界層遷移を実験的に調べ、乱れの発生が組織的渦構造と強く結び付いていること、その渦構造は振動流の位相によって異なること、この組織的渦構造の追跡にWavelet Analysisが有効であることなどを見いだしている。交番流の逆圧力勾配に支配される位相では、特有の組織的構造が生まれると考えられるが、実験によれば、平板上境界層における構造と類似の三次元的な組織構造が見いだされている。したがって、壁乱流における普遍的な組織構造を調べる上で、この交番振動流の境界層遷移の研究は意義深く、研究の一層の進展が強く望まれる。

遷移の数値シミュレーションは、遷移機構を解

明する上で今日では強力なツールとして成長・成熟しつつあるが、山本（第6回）は、チャンネル流やダクト流に関し、壁面からの加熱による成層剪断流の乱流遷移を扱い、スペクトル法による数値シミュレーションによって、実用上重要で興味ある結果を得ている。たとえば、安定成層がT-S波動タイプの乱流の遷移を顕著に抑制すること、また側壁を伴うダクト流の場合には、側壁の温度や初期のわずかな攪乱が絡んで二次流れの方向が決定されることなどを見事に捕らえている。加熱を伴うダクト流れは実用上重要であるが、パラメータが多いために乱流遷移のタイプも多様である。この山本の研究は、数値シミュレーションが複雑な流れの解明に極めて強力であることを示している。

なお数値シミュレーションについては、シュツットガルト大のグループ（リーダーはFasel）の遷移研究の成果について本橋（第6回）が紹介・報告している。

乱流遷移現象および乱流現象は空間に分布した渦度場の挙動であり、渦度に着目した観察と測定が重要であるが、渦度場の測定はなかなか厄介であり、これまであまり多くの測定例はない。奥出、和田および松井（第6回）は、カルマン渦列の渦について、渦度場を測定し、平均速度や変動の実効値の分布と渦度の瞬間分布との対応を調べている。とくに興味深い結果は、渦の中心が平均速度分布の変曲点の位置に一致するという点である。報告された測定データは精度の高いデータとして意義深い。

流れ場が周期的であれば、奥出らの方法が有効であるが、不規則な変動が支配し始めると、たちまち流れの構造の抽出は困難となる。遷移過程であれ、発達した乱流中であれ、ある種の構造をもった秩序運動が存在する。しかしその秩序運動をいかにして乱雑運動から分離するかという方法論は一般的にはまだ確立されていない。従来から条件付抽出法が汎用されている。しかし、これには課すべき条件が主観的になるという欠点がある。そこで、これに代わる手法の開発が切望されているが、佐藤と大田黒（第5回）は、この視点から

Wavelet Analysisの手法について調べている。これについては5節で詳しく述べる。

3. 三次元流の遷移に関する研究

後退翼上に発達する境界層は、外側のポテンシャル流に垂直な方向の速度成分、すなわち横流れ成分をもつために、二次元境界層よりずっと低いレイノルズ数で不安定になり、その結果としてほぼポテンシャル流の方向に軸をもつ定常的な渦列が生まれ、さらにこれが作る流れの不安定（一種の2次不安定）によって乱流に遷移することが知られているが、遷移機構の詳細についてはいま精力的に研究されているところである。

小濱（第5回）は従来から横流れ不安定が絡む乱流遷移を克明に調べているが、今回は、前縁付近の極めて薄い境界層中に発達する縦渦を可視化する手法として感温液晶を用い、横流れ渦の発生の初期段階を見事に捕らえている。また、進行波が発生すると、変動が急に増幅し始めることを明らかにして、横流れ不安定場の遷移ダイアグラムを作り上げている。これらの成果は、このタイプの遷移をさらに深く研究するための方向を示す指針として極めて重要と思われる。なお感温液晶技術については6節でさらに詳しく述べる。

後退翼における横流れ不安定の影響因子としては、後退角、前縁に垂直な方向の圧力勾配 P_2 、前縁に沿う方向の圧力勾配 P_3 の3つがその主要なものと考えられる。伊藤（第6回）は、この3者の影響が同時に存在する場合の安定性を理論的に研究し、その結果をもとに、実に興味ある推論と提案を行っている。それは、後退翼上の一般的な三次元境界層において、 P_2 と P_3 を適当に組み合わせることによって、すなわち P_2 と後退角との影響に起因する横流れを適当な P_3 を加えることによって相殺させようという発想である。安定計算の結果によると、このような相殺効果によって臨界レイノルズ数が飛躍的に増大する事が明らかにされている。この興味ある理論予測を実験的に検討する必要があると思われる。

4. 遷移や乱流の制御とその応用に関する研究

実用上の遷移の問題においては、表面粗度による遷移に直面するケースが多い。本橋（第5回）は、孤立粗度による遷移に注目し、粗度による渦系と境界層との干渉によって流れが不安定化する場合について、実験的に調べ、これが乱流発生の本質的な性質を理解する上で重要であることを示している。確かに、浅井（第6回）の亜臨界遷移と同様、粗度による渦系が境界層を不安定化させる機構を詳しく知る必要がある。また、粗度が連続分布する場合の遷移の機構もまだよく知られていない。応用上重要なこれらの課題の意義をここであらためて強調したい。

中尾（第6回）は、しなやかな壁や壁面につけた流れ方向の小さい溝（リブレット；その断面は粘性底層のスケールをもつ）による乱流摩擦抵抗の低減技術を管内流に応用し、その効果を調べた。リブレットについては、管内流においても摩擦係数が8%程度低減されることを見いだしている。しなやかな壁については再現性のある実験を行うことが困難であるため、低減効果を確認できていない。

スペースプレーン用のエンジンとして有望視されている超音速燃焼エンジン（スクラムジェット）を開発する上で重要な技術課題として、超音速乱流混合（燃料水素と空気中酸素の混合）の制御の問題が今注目されている。超音速剪断層における不安定性は極めて微小であって、燃焼のための混合促進には、人為的な制御が必要である。西岡（第6回）は、マッハ数2.5の超音速後流の安定計算を行って、その不安定性が極めて微弱であることを確認し、さらに人為的制御の試みとして、後流中に種々のスケールの縦渦を導入し、これによる混合促進の効果を調べている。その結果、エネルギーをほとんど失うことなく縦渦を導入すること、そのスケールを適当に組み合わせることにより混合が促進されること、さらに振動する微弱な衝撃波と剪断層の干渉が混合促進に効果的であることなどを見いだしている。

5. Wavelet Analysis について

第5回の最初の講演（佐藤・大田黒）で、乱流場におけるパターン探索に用いられた Wavelet Analysis は一つの新しい手法として今後の発展が期待される。まだ一般にはなじみの薄いもので、本報告集掲載の講演要旨だけでは物足りないように感じられた。そこで計算流体力学研究所の大田黒俊夫博士にお願いして、もう少し詳しい解説を書いて頂いた。以下にその内容を紹介する。

最近、信号処理の新しい手法が開発され各方面で応用され始めている。それは Wavelet Transform と呼ばれており、次のように長さの尺度が可変の相互相関として定義することができる。

$$c(t, a) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} g\left(\frac{\tau-t}{a}\right) f(\tau) d\tau$$

ここで、 $f(t)$ は調べたい信号、 $g(t)$ は wavelet と呼ばれる相関の基準信号で、局在した台を持ち積分してゼロ、即ち直流成分を持ってはならないという制約を課せられている。正のパラメータ a が g の周波数の尺度に関する自由度を与える。 a が小さいと $f(t)$ の変動成分のうち大きな周波数のものと相関を持ち、 a が大きいと周波数の小さい変動との相関が強くなる。このことを利用して、 $f(t)$ 中の様々な周波数の変動を a というパラメータで分類できるようになる。しかも変換後も元の時間軸情報 t がそのまま残っている。したがって、変動中にどのような周波数の信号があるのかということだけではなく、その変動が時間軸上どこにあるのかということまでわかるのである。これには $g(t)$ の台が局所的であるということが大きく寄与している。

ところで、この変換で得られる周波数分布に関する情報は、フーリエ変換で得られる情報に比べるとぼやけた情報しか得られないということに注意する必要がある。それは、信号処理に関する不確定性原理に由来する根源的なもので、時刻と周波数の情報を同時に最高精度で求めることは出来ないからである。従って、ある周波数の変動に対してその周波数の前後にも相関が正の部分が必ず

現れる。変換後の情報を解釈するときはこの点に十分に注意するべきである。

この変換の逆変換も可能であることは数学的には重要である。また、直接上の議論からは外れるが、 a を離散化して $g(t, a)$ の関数列を作り正規直交基底を構成することができると、 $f(t)$ をその関数列に展開することもできる。その場合にはフーリエ級数との類推から wavelet に関する一種のスペクトル分解ができることになる。フーリエ級数展開では膨大な項数が必要な種類の信号に対して、適当な $g(t)$ を選ぶことができれば展開項数を劇的に減らすことが出来る。

流体力学への応用例を紹介しよう。講演要旨(第5回佐藤・大田黒)の図1は平板上の十分に発達した乱流境界層中の速度変動信号に対して wavelet transform をほどこし、変換後の相関係数のうち正の部分を時定数対時間の平面上の等高線として描いたものである。参照用に速度変動信号そのものも時間軸を合わせて表示してある。信号中のさまざまなスケールの変動の階層構造が等高線の枝分かれとして捕らえられることがわかる。これらの等高線の時定数軸方向の「尾根」は、それぞれ信号波形の正のピークに正確に対応していることもわかる。

基準信号である wavelet を変えればこの等高線のパターンも当然変化する。従って、乱流信号の中で、着目したい特徴的な波形から wavelet を構成し、このような等高線を描けば、見つけたい波

形パターンが存在するかどうかの定量的指標が得られる。乱流信号中に埋もれた秩序構造を取り出すひとつの方法として使われるようになると思われる。

ただし、この手法が長年用いられてきたフーリエ変換と同じように一般的になると考えるのは時期尚早である。当面はごく一部の応用分野を除いてはこれまでの信号処理手法を補完する役割を果たしていくものと考えられる。流体力学の分野では、この手法の大きな特徴である波形そのものを扱う能力を生かして、秩序構造の検出や評価が最も有用な応用になることだろう。もう一つの可能性としては上で簡単に触れた wavelet によるスペクトル分解がある。数学的操作に対応する物理的意味付けがしっかり出来れば、今後有望な手法に育つ可能性がある。

6. 液晶を用いた流れの可視化技術の動向

液晶を用いた流れの可視化は流体が空気の場合、比較的高速な流れに限られていた。しかし近年高感度液晶が入手可能となったことから、低亜音速流の可視化にも応用され始めた。液晶は従来可視化法にはなかった多くの特徴を有するので、今後増々その応用が期待される。そこで液晶と従来法との比較、液晶の動作原理さらにその技術動向について簡単にまとめてみた。以下その内容について紹介する。

低亜音速風洞試験でも液晶を用いて流れを可視

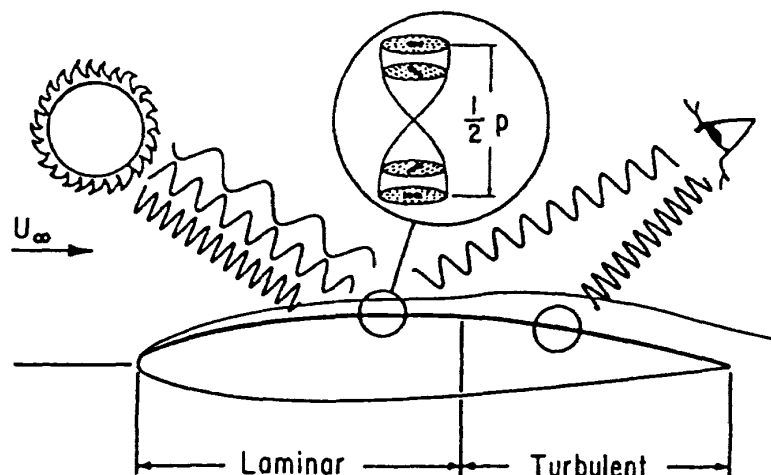


図1 液晶分子構造と動作原理

化〔小濱, 第5回〕できるようになったのは, 高感温液晶が入手可能となったことによる。今後このような高感度液晶を用いた広い応用が期待できるので, 液晶の原理, 特徴及びその動向と現状について簡単に触れてみたい。

飛行機の高効率化の要素技術の1つとして, 空力的には翼面上の流れの層流化技術が最も注目されている。このような実機を対象とする技術研究では, 風洞試験はもとより飛行試験で翼性能の最終検証, すなわち遷移点を検出することは最も重要である。遷移点の検出法として, 従来からオイルフロー (Oil Flow), チャイナクレイ (China Clay) あるいは昇華 (Sublimation) 等が用いられて来た。これらの方法はいずれも長, 短所兼ね備えている。例えばオイルフロー法は安価で, 背景に合わせてオイルを着色したり, 蛍光塗料と併用することで可視化像を一層鮮明にできるし, 昇華法では非常に詳細な流れの pattern が得られるなどの特徴を挙げることができよう。しかしその反面, 巡航時を設定した2万フィートより高度の飛行試験では大気的气温低下によって昇華法は用いられないことや, 境界層制御のために微細加工した翼表面にはオイルフロー法は用いられない。さらに前記手法のいずれにも共通していることは一回の飛行で所望の結果を得ることができることは稀で, また得られても一回の飛行条件で一回の pattern しか得られないことは, 費用のかかる飛行試験には不向きであり, 新しい技術が模索されていた。近年このような欠点を克服できる液晶を用いた可視化技術が脚光を浴び始めた。

液晶には結晶の分子構造が螺旋状のものと, そうでないものがある。流れの可視化に用いられるものは, 前者である。その原理の概略を図1に示す。液晶内の螺旋状分子構造のピッチ間隔 (図1ではP) は都合よいことに, 可視光の波長内にあり, 外部からの刺激, 例えば温度や剪断応力によってPが変化し, その結果結晶内に入射した白色光に対し反射光の波長が選択的になって, 刺激の強さを色によって識別することが可能となる訳である。液晶にはコレステリック (Cholesteric) とキラル・ネマチック (Chiral nematic) タイプ

とがあり, 前者は動物の脂肪酸から抽出され, 後者は人工的に合成されたものである。前述したように液晶は温度と応力に対し, 結晶構造が変化するので, 感温液晶とするためには応力に対して感度を低下させる必要がある。そこで液晶を粒径5-20 μm のゼラチン (Gelatin) 球内に封じ込める (Encapsulating) ことによって, 圧力感度は温度感度に比べて大幅に低減できた。このようにマイクロカプセル化された液晶はされていない (Neat) ものに比べ反射光の鮮明度は劣るが, 経年変化は少なく, 安定である。使用に当たっては模型表面に噴霧ないしはハケで塗布する液状か, 模型表面に貼付するフィルム状のものがあるので用途に合わせて選べばよい。塗布するタイプは膜厚を10 μm 前後にすれば, 応答も早く0.2秒程度の変化に追従する。ただ鮮明でむらのない可視化像を得るためには, 液晶と模型表面及びその内部との断熱処理が成功の鍵を握っていると言われる。現在市販されている標準的な液晶の温度幅は約0.5 $^{\circ}\text{C}$ である。すなわち, 0.5 $^{\circ}\text{C}$ 刻みで無色 \rightarrow 赤 \rightarrow 橙 \rightarrow 黄 \rightarrow 緑 \rightarrow 青 \rightarrow 紫 \rightarrow 無色と変化し, この変化は可逆である。また発色温度は-30 $^{\circ}\text{C}$ から270 $^{\circ}\text{C}$ の範囲で入手可能である。特注すれば温度幅を0.25 $^{\circ}\text{C}$ ~0.3 $^{\circ}\text{C}$ の高感度液晶も製作可能で, 実際この高感度タイプを用いて低亜音速風洞試験で三次元境界層内に形成される縦渦構造を見事に可視化した例〔小濱, 第5回〕もある。液晶は温度幅及び発色温度を化学的にある程度自由に設定できること, その動作温度範囲は極めて広いこと, 応答は速いこと, 毒性はないこと, 反応は可逆的であること, 比重をほぼ1に調製したタイプは水にも用いることができること等, 従来の可視化法にはなかった多くの特徴を有し, 今後広い応用が期待できる。なお液晶に関する参考資料として, Holmesらの一連の応用研究〔AIAA Paper No. 86-2592, AIAA Paper No. 86-9786, SAE Tech. Paper 871017, NASA Tech. Memo. 87666〕がある。

7. むすび

本報告集編集集中の平成2年5月28日に, 日本

学士院会員谷一郎先生がお亡くなりになりました。早朝の悲しく辛い知らせでした。先生は本研究会の最大の後援者であり、毎回欠かさず御出席下さったのみならず、第3回と第4回の研究会では自ら講演されて参加者の士気を鼓舞なさいました。一方では、若手研究者間の交流促進を意図されて、日本学士院から学術研究費を取得され、各種研究集会への旅費を補助されました。地方から本研究会に参加された方々の多くはその恩恵を受けています。先生は、小規模ながら講演と討論にたっぷり時間を掛ける本研究会を特に愛され、物心両面からその発展に力をお貸し下さいました。

谷先生は昨秋、持病の慢性肝炎が悪化されて聖マリアンナ医科大学病院に入院され、2カ月余の御治療後ようやく快方に向われ、年末には御退院になりました。本年1月の第6回研究会には、まだ御回復が思わしくないにもかかわらず、2日目(18日)に御出席下さり、いつもどおりの熱心さで講演に耳を傾けられ、討論に参加されました。休憩時間を利用して御自身の近況をお話しになり、入院中に詠まれたつぎのような和歌を御披露下さいました。

心なく計算力学はびこりて

平成元年索然と逝く

御退院後はじめての外出で少々お疲れのご様子ではありましたが、体調を整えられて研究を継続されることに強い意欲を示されておいででした。その後、谷先生の御講演をビデオに収録したいという佐藤浩先生の御発案で、日本大学理工学部航空

宇宙学科主催の谷一郎先生特別講演会が6月3日に催されることになり、先生は「プラントルの心」という題名で講演の準備を進めておられました。しかし御回復は遅々として進まず、3月中旬から4月下旬にかけての再入院を経て、5月中旬三度目の御入院後病状が急変し、不帰の客になられました。

谷先生は1930年に卒業論文を出されて以来、60年間に及ぶ研究生活の中で60数篇の論文を発表されました。論文の概要につきましては、「谷一郎先生の生誕80年とプラトル賞受賞を祝う会」で門下生の御一人松井辰彌先生により紹介されています。先生の扱われたテーマは実に多岐に及んでおりますが、それらの根底にはある共通した研究思想が貫かれているように感じられます。すなわち「基礎研究に基盤を置いた応用研究」と「応用研究に未来を拓くような基礎研究」という点を最も重要視され、両者の調和的發展をめざされていたこととあります。この姿勢こそが流体力学に携わる研究者の取るべき態度であると、先生は長い研究者生活を通じて自ら示されてきたように思われます。本研究会はこのような思想を踏襲するという目的ではじまりました。発足以来3年経った現在、少しづつではありますが着実に成果が得られてきております。

谷先生の数々の御恩に感謝するとともに、心より御冥福を御祈り申し上げます。

(伊藤信毅・高木正平)

航空宇宙技術研究所特別資料 12 号

平成 2 年 10 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町 7 - 44 - 1
電話 三鷹(0422)47-5911(大代表) 千182

印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山 5 - 6 - 17
