

No.15

超音速における 10° 円錐境界層遷移の予測と検証

大糸達也（都科技大） 德川直子 高木正平 西沢啓 吉田憲司 上田良稻（航技研）

Prediction and validation of supersonic boundary layer transition on 10° cone

Tatsuya Okuwa*, Naoko Tokugawa**, Shohei Takagi**, Akira Nishizawa**,
Kenji Yoshida**, Yoshine Ueda**

* Dept.of Aero. Eng., Tokyo Metropolitan Institute of Technology
** National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

An experimental study was conducted to investigate transition process on 10-degree cone. There are two goals of this study. One is to validate transition prediction numerical code LSTAB, which is recently developed. Instability wave is detected by use of flush-mounted a pressure transducer and a hot-film sensor, and its frequency is confirmed to agree with the numerically predicted value. The second goal is to clarify the effects of freestream acoustic disturbances on the boundary-layer transition in supersonic flow. Intensity of freestream disturbances was controlled by a strip of sand paper or distributed roughness, which were attached on the floor or sidewall near the throat. High-frequency disturbance increased in freestream when sand paper was attached on the floor, though freestream disturbance was not affected by larger roughness on straight sidewall. The effect of roughness on the wind tunnel wall is pointed out to be different with the position and condition.

Key words: Boundary-Layer Transition, Supersonic flow, 10-degree Cone, Pressure Fluctuation

1. 序論

次世代超音速旅客機の燃料効率を向上させるには、全抵抗の約 40%を占める摩擦抵抗の低減が必須である。そこで航空宇宙技術研究所では、摩擦抵抗の小さい自然層流翼を適用した超音速小型実験機の研究開発を行っている。この設計概念を検証する上で、最重要課題の一つとなるのが、境界層が層流から乱流へ遷移する位置の高精度な予測である。

小型実験機の遷移予測に用いられた圧縮性安定解析コード LSTAB^[1]は、 e^N 法に基づいており、設計時に用いた SALLY コード（市販）が非圧縮近似しており超音速流の解析に十分な精度が得られないことから独自に開発された。この LSTAB コードの検証には、境界層を遷移に導く不安定機構の特性が正しく予測されているか確かめる必要があるが、検証に供する実験データが非常に不足しているためこれまで十分に議論されているとは言えない。そこで本研究は、LSTAB コードの検証に資するため、標準的な模型である頂角 10° の円錐境界層を遷移に導く不安定波を検出することを第一の目的とする。

ところで、 e^N 法は現在最も汎用的な予測法であるが、不安定擾乱の空間増幅率 N のみが数値的に求められ、遷移位置は決定論的に定まらない。一方、実

験では、初期擾乱の振幅を決定する気流乱れや表面粗さに依存することが知られており、予測と実験を比較する場合には実験を行った環境が非常に重要となる。この問題は古くから指摘されており、超音速および遷音速域については、 10° 円錐境界層の遷移位置と気流乱れの相関を示すデータベースが構築されてきた^[3]。しかし、異なるマッハ数や模型、計測システムのデータが混在しているために気流乱れの影響が明確でなく、またデータが大きく散乱していることから外乱の影響は遷移位置の予測に十分反映されていない。そこで本研究では、風洞の気流乱れの大きさを人工的に制御することによって、模型および計測システムの差を取り除いた統一的で、精度の高いデータベースの構築を第二の目的とした。気流乱れは風洞内壁に人工的な粗さを導入することによって制御を試みた。

2. 実験装置及び方法

本実験は、軸流圧縮機をもつ回流式の航技研小型超音速風洞 ($0.2 \times 0.2 [\text{m}^2]$; 以下 SWT) を用いて実施された。SWT は可変ノズルによってマッハ数 M が 1.5 から 2.5 まで、風洞総圧 P_0 も 0.055～0.13 MPa (単位レイノルズ数 $\text{Re}/\text{m}=6\sim14\times10^6$) の範囲で連続的に

設定可能である。気流変動の制御には以下の二種類の粗さを用いた。一つは#80 のサンドペーパーでスロート上流 400mm の床面に両面テープで貼付した。もう一つは、2mm φ のロッド 37 本をもつ粗さ制御装置で、床面粗さと同じ流れ方向位置の側壁に設置し、ロッド粗さを壁からの高さが 5mm となるように導入した。なお床面に粗さを貼付した場合の側壁は、粗さ制御装置を取り付けた側壁と異なり、シュリーレン窓が取り付けてある。これら粗さの条件に対する略記号を表 1 にまとめた。また、計測位置は中心から垂直方向+9mm 及び-9mm であり、それぞれ略記号後の添え字 +, - として区別する。風洞のピトー圧変動は、非定常圧力センサー（以後 UPT）をプローブホルダーに固定して計測した。

表 1 粗さと側壁の条件

略記号	粗さ位置	側壁
N	粗さ無し	窓有
Rs	上流 400mm 床	
Rn	粗さ無し	窓無
R5	上流 400mm 側壁ロッド 5mm	

頂角 10°, 長さ 330mm の円錐境界層の状態は、模型表面にフラッシュマウントした UPT と熱膜流速計（以後 HF）を用いて計測した。両センサーの取り付け位置を図 1 に示す。なお、模型迎角 α は先端が流れ方向上向きを正とした。計測信号は FFT アナライザによって 256kHz で取り込み、100kHz まで処理した。なお気流乱れの評価は、気流ピトー圧変動 p_{02}' を平均値 P_{02} で無次元化した値、 p_{02}'/P_{02} を用いた。

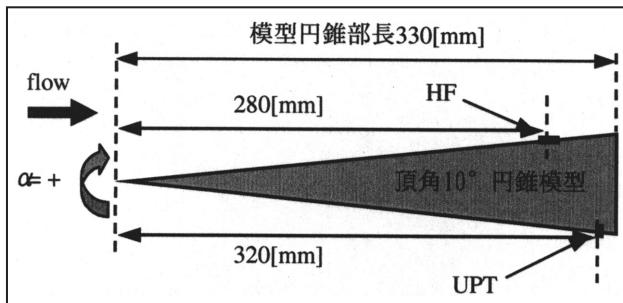


図 1 10° 円錐模型サイズ及びセンサー位置

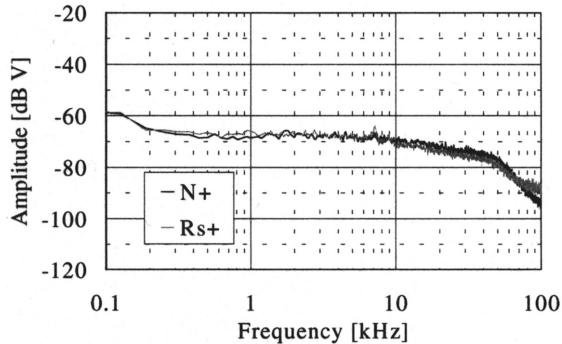
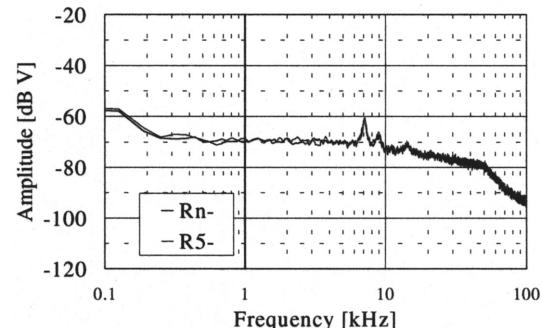
3. 実験結果

3.1 気流計測

図 2 に $M=2.0, P_0=0.10\text{MPa}$ において粗さなしの場合 ($N+$) と縮流部床面にサンドペーパーを貼付した場合 ($Rs+$) の気流ピトー変動スペクトルを重ねて示す。床面に粗さを貼付した場合、測定部のピトー圧変動が 70kHz 以上の高周波数帯域で増加していることがわかった。

一方、側壁から前述の粗さロッドを導入した場合

(R5-) と粗さなしの場合 (Rn-), の気流ピトー変動のスペクトルを $M=2.0, P_0=0.10\text{MPa}$ にて比較したところ、両者はほぼ一致した（図 3）。この傾向は $1.5 < M < 2.5$, $0.055\text{MPa} < P_0 < 0.13\text{MPa}$ の範囲においても観測された。超音速風洞の静肅化には風洞壁を層流に保つ必要があり、壁面粗さが重要である^[4]と言われているが、側壁に非常に大きな粗さを導入したにもかかわらず、測定部における気流ピトー圧変動はほとんど影響を受けなかった。粗さが気流乱れにあまり影響を及ぼさなかった。原因の一つとしては、可変ノズル入り口での乱流境界層^[5]がスロート上流部分においても加速による層流化が十分進んでいない可能性が考えられる。床面と側壁からの粗さの影響が異なる原因として、ノズル床面はスロートへ向けて絞られているのに対し、側壁はスロート上流から測定部にかけ平坦で絞りがないため、スロート部分では横幅方向に比べ、上下方向の距離が狭い。従って、乱流境界層による排除厚さのスロート断面積の変化に及ぼす影響は床面の方が顕著なのではないかと推測するが、詳細は不明である。

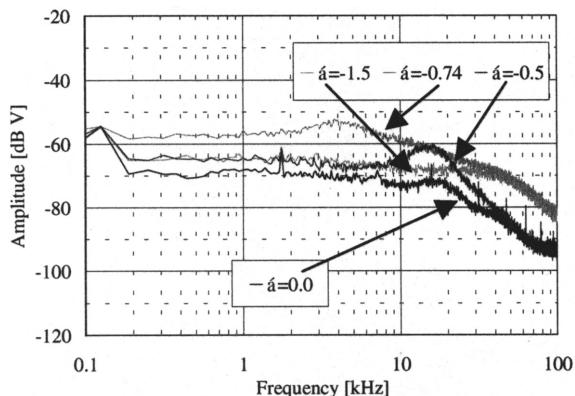
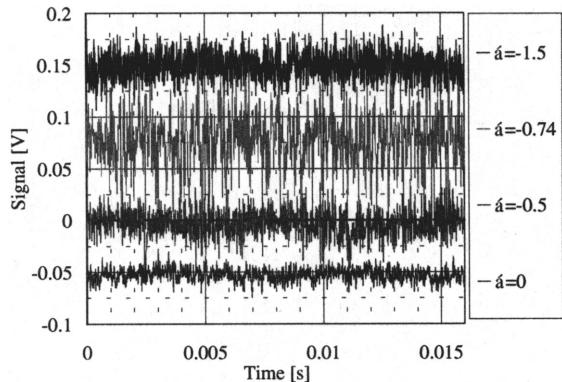
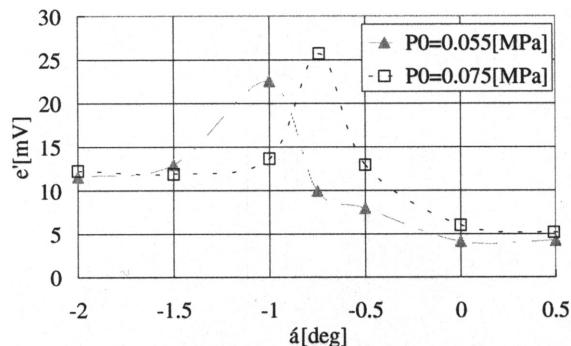
図 2 床面粗さの効果 ($M=2.0, P_0=0.10\text{MPa}$)図 3 側壁粗さの効果 ($M=2.0, P_0=0.10\text{MPa}$)

3.2 模型境界層遷移計測

円錐模型の遷移課程を計測したところ、迎角 $\alpha = 0.0^\circ$ に設定した場合、 $1.5 < M < 2.5$ 及び $0.055\text{MPa} < P_0 < 0.13\text{MPa}$ の条件では自然遷移は観測されなかった。模型が小さくレイノルズ数が小さいため、遷移に至らなかったと考えられる。

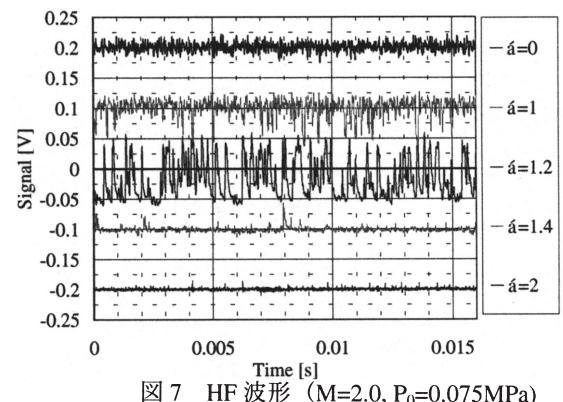
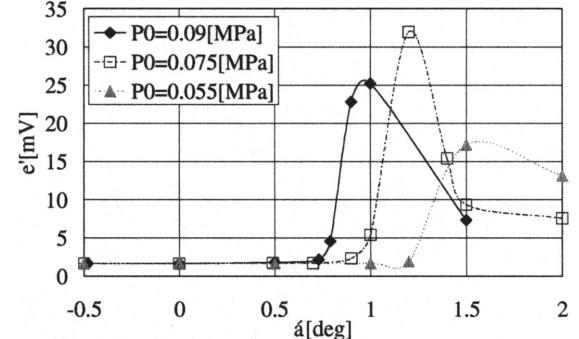
そこで迎角をとり、圧力勾配を変化させたところ、UPT および HF センサーによって遷移過程の進行を示す波形およびスペクトルが得られた。図 4 に $M=2.0, P_0=0.075\text{MPa}$ において迎角 $-1.8 < \alpha < -0.8^\circ$ 模型下側に

設置された UPT によって計測された圧力スペクトルを示す。 $\alpha > -0.5^\circ$ では層流状態を示すスペクトルが観測され、 $\alpha = -0.5^\circ$ では 18kHz 付近に不安定波と思われる変動成分の増幅が計測された。 $\alpha = -1.0^\circ$ 及び -1.5° においては 18kHz 付近の卓越した周波数の変動はもはや存在せず、40kHz 以下の変動成分がほぼ等しい乱流状態を示すスペクトルへと遷移した。遷移中盤の $\alpha = -0.74^\circ$ では、擾乱が増幅するだけでなく、乱流塊が出現するために、低周波数成分がオーバーシュートした。これに対応する波形の変化（図 5）および RMS 値（図 6）においてもスペクトルと同じ振幅変化が観測された。RMS 値が最大となる迎角を遷移位置と定義すると、 $P_0 = 0.075\text{MPa}$ においては、 $\alpha = -0.74^\circ$ で $X = 320\text{mm}$ が遷移位置となる。UPT のセン

図 4 UPT スペクトル($M=2.0, P_0=0.075\text{MPa}$)図 5 UPT 波形($M=2.0, P_0=0.075\text{MPa}$)図 6 UPT の RMS 値分布($M=2.0$)

某一位置で遷移する迎え角の絶対値 $|\alpha|$ は P_0 の増加に伴って低くなつた。これは、単位レイノルズ数の増加に伴い遷移位置が上流側へ移動したことを意味する。

一方、同条件における HF の波形を図 7 に示す。HF は壁面のせん断応力に対応する信号が出力されるため、平均成分は層流境界層では小さく、乱流境界層では大きくなる。 $\alpha = 1.2^\circ$ では間欠的に乱流塊が発生していること、 $\alpha = 1.4^\circ$ では大部分が乱流状態で占められたことを示す波形が観察された。図 8 に、変動の RMS 値を他の P_0 における結果と重ねて示す。UPT 同様、 P_0 の増加によって最大値となる迎角の絶対値 $|\alpha|$ は減少した。しかし、同レイノルズ数において HF の変動が最大となる迎角の絶対値は UPT より大きかった。これは HF のほう先端の近くに貼り付けられ、センサー位置でのレイノルズ数が低く、遷移の進行が遅れているためと思われる。

図 7 HF 波形 ($M=2.0, P_0=0.075\text{MPa}$)図 8 HF の RMS 値分布($M=2.0$)

次に、ノズル壁面に貼り付けたサンドペーパーが模型境界層に及ぼす影響について示す。粗さ無し (N) と粗さ有り (Rs)，それぞれの場合のスペクトルを UPT で不安定波が確認された $\alpha = -0.5^\circ$ ， $M = 1.5$ ， $P_0 = 0.055\text{MPa}$ において比較する（図 9）。Rs は N に比べ全周波数にわたって変動が増加しており、特に 60kHz 以上の高周波数成分が増加していることがわかる。気流計測の結果 $z = +9\text{mm}$ では条件 N+ と Rs+ で高周波数成分の差が生じており、これらの傾向が一致することから、気流乱れの増加が模型の静圧変動を増加させていると考えられる。

一方、 10° 円錐模型境界層の静圧変動を主流動圧で無次元化した C_{prms} （式 1）のマッハ数分布を図 10 に示す。

$$C_{\text{prms}} = \frac{P'}{\frac{1}{2} \gamma P M^2} \quad (1)$$

N と R_s の差はすべてのマッハ数にわたって観測された。ここで P_0 を一定にとると、低マッハ数では単位レイノルズ数が増加し、遷移が進行するため、 $M=1.6$ に比べ $M=1.5$ で C_{prms} の増加が観測された。遷移の開始を示す立ち上がりが発生するマッハ数は、 N と R_s でほぼ一致しており、この程度の変動値の違增加は遷移の進行までは影響を及ぼしていないようである。

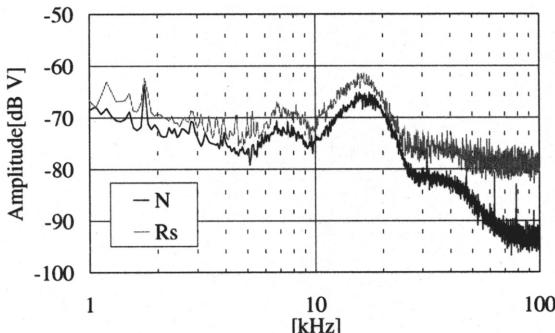


図 9 静圧変動 ($\alpha=-0.5^\circ$, $M=1.5$, $P_0=0.055[\text{MPa}]$)

4. 予測と検証

$M=1.5$, $P_0=0.055[\text{MPa}]$ で実験によって増幅が観察された擾乱の振幅分布を、LSTAB によって予測された不安定波の空間増幅率 N 値と比較した(図 11)。不安定擾乱の初期振幅が周波数によらない任意の一定値を仮定すると、臨界点より下流での振幅分布は増幅率に一致し、比較が可能である。実験で得られた擾乱の中心周波数および周波数に対する振幅分布は、数値的に予測された結果とよく一致し、LSTAB が圧縮性境界層遷移の予測コードとして有効であることが確認された。検出された擾乱は Tollmien-Schlichting 不安定によって増幅したものと推測される。これらの一一致は、 $1.6 < M < 2.1$ の範囲で観測された。最大増幅周波数がマッハ数の増加に伴って変化し、 $M=2.0$ で最小となる傾向も再現された。

5. 結論

- 1) スロート上流 400mm の縮流部床面に粗さを設置した場合、70kHz 以上の帯域で主流の総圧変動の増加が観測された。また、頂角 10° の円錐模型の表面静圧変動は、全周波数帯域で増加が確認されたが、特に 60kHz 以上での増加が大きかった。風洞の気流乱れを制御する方法として風洞床面に設置した人工粗さは有効と考える。
- 2) スロート上流 400mm の縮流部側壁から粗さを導入した場合は、床面に設置したよりも大きな粗さであったにもかかわらず、測定部気流乱れにはほとんど影響を及ぼさず、気流乱れは風洞壁面粗さの位置に依存することがわかった。
- 3) 迎角 $\alpha=5^\circ$ を取った場合、不安定波と思われる

擾乱の増幅が観測された。擾乱の中心周波数および振幅分布は、遷移予測コードによって数値的に予測された T-S 不安定波の最大増幅周波数および振幅分布と非常によく一致した。

遷移予測コードの検証用データとして資するには、擾乱の伝播方向および波長、境界層方向の振幅および位相分布について調査する必要があり、今後の課題である。

また、遷移位置に対する気流乱れの影響についても高精度なデータベースを構築するには大型の模型で迎角をとらない場合の自然遷移および気流乱れを人工的に増加させた場合の遷移過程について、遷移位置と気流乱れの大きさの相関について調査する必要がある。

なお本研究は筆頭著者が航技研の技術研修生として 2 年間実施した研究の一部をまとめたものである。

引用文献

- [1] Yoshida, K.: NAL SP-31, (1996), pp.59-79
- [2] Sugiura, H., Yoshida, K., Tokugawa, N., Takagi, S., Nishizawa, A.: Transition Measurements on the Natural Laminar Flow Wing at Mach 2, AIAA Paper 2001-2782, (2001)
- [3] Dougherty, N. S. Jr. & Fisher, D.F.: AIAA Paper 80-0154, (1980)
- [4] Wilkinson, S. : AIAA Paper 92-3908, (1992)
- [5] 高木, 西沢, 徳川: 日本流体力学会年会'99 講演論文集,(1999), pp.207-208.

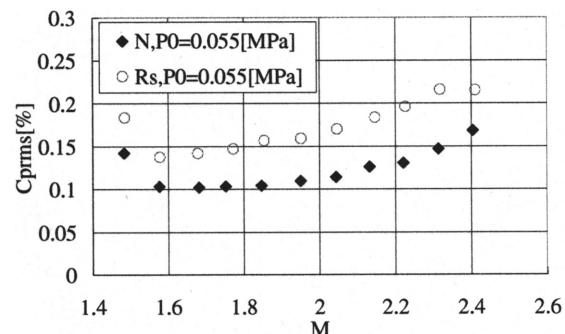


図 10 静圧変動に対する粗さの影響 ($P_0=0.055[\text{MPa}]$)

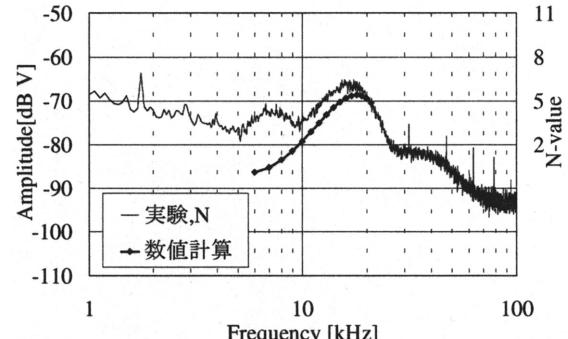


図 11 静圧変動と LSTAB によって予測される不安定擾乱の振幅分布の比較 ($M=1.5$, $P_0=0.055[\text{MPa}]$)