

## No. 9

## 超音速境界層の乱流遷移について

坂上昇史, 西岡通男 (阪府大工)

## On the supersonic boundary layer transition

S. Sakaue, M. Nishioka

Osaka Prefecture University

## ABSTRACT

To obtain a better understanding of the mechanism for supersonic boundary layer transition, experiments are made at Mach number 2.0 by using a small supersonic wind-tunnel, with focusing efforts on finding non-linear disturbances governing the transition. We examine a boundary layer along the nozzle wall and its transition process by means of quantitative schlieren optical system. It is found that vortical structures our schlieren system visualizes are mostly similar to each other in shape, being stick-like and inclined at about 30 to 70 degrees to the wall, and start to grow often forming a group at streamwise stations where the momentum thickness Reynolds number is around 580 and the transition proceeds as they increase in number to cover the whole boundary layer. We examine the statistical feature of such oblique vortical structures using 1800 samples and show that these structures are important non-linear disturbances as the mechanism of supersonic boundary layer transition.

Keywords : supersonic boundary layer, transition, non-linear disturbance, oblique vortical structure

## 1. はじめに

境界層の遷移機構に関する知識は、遷移予測法の確立や層流・乱流制御技術の開発において不可欠である。しかし、超音速流の場合には遷移に導く攪乱を実験的に把握することが困難であることから、ほとんど解明が進んでいない。そこで、筆者らは超音速境界層の乱流遷移機構を実験的に明らかにすることを目指し研究を行っている。これまでに、小型超音速風洞ノズル壁境界層の乱流遷移過程をシュリーレン法で定量計測し、アンサンブル平均画像の輝度分布から得られる平均密度勾配場によって層流・遷移・乱流状態を判別できることを示した<sup>2)</sup>。本論文では、平均分布を層流から乱流へ変える働きを持ち遷移を支配する非線形攪乱を抽出することを狙っておこなった風洞実験について述べる。

## 2. 実験装置と方法

実験には、吸い込み式小型超音速風洞を用い、風洞ノズル壁に沿う境界層の乱流遷移をシュリーレン法で観察した。座標系はスロート部ノズル下壁スパン中心に原点をとり、流れ方向を  $x$ 、鉛直上向きを  $y$ 、スパン方向を  $z$  とする。風洞断面はスロート上流  $x = -80\text{mm}$  の空気取入口の下流端から幅  $30\text{mm}$  で一定であり、高さはスロートで  $10.7\text{mm}$ 、測定部で  $18\text{mm}$ 、下壁はスロートから水平で、ノズル側壁は可視化のためほぼ全域ガラス壁である。シュリーレン法の光源には、発光時間約  $180\text{nsec}$  のフ

ラッシュランプを用いた。主流速度で移動する流体粒子がこの間に移動する距離は約  $0.1\text{mm}$  であり、瞬間像に近い写真が得られる。シュリーレン画像はデジタルビデオカメラを用いて撮影し、その輝度分布を256階調のBMP画像としてPCに収録する。得られた画像の空間分解能は1画素あたり  $0.088\text{mm} \times 0.088\text{mm}$  である。

## 3. 実験結果と考察

図1はナイフエッジを水平に設定して得た層流から乱流への遷移領域における瞬間画像である。境界層内の粒子を観察するため高さ方向 ( $y$  方向) に4倍に拡大している。壁から少し離れたところに見られる輝線①は境界層が層流状態にあることを示している。  $130\text{mm} \leq x$  においてこの輝線は見えなくなり壁から立ち上がる流れ方向に斜めに傾いた棒状の構造③が現れている。この構造はその輝度分布から密度勾配  $\partial\rho/\partial y$  の変動成分を有することを示している。境界層内で圧力勾配零 ( $\partial p/\partial y = 0$ ) および断熱・総温度一定の仮定が成り立つ場合には密度  $\rho$  と流れ方向速度  $u$  は一対一に対応付けられる。

$$\hat{u}^2 = \frac{m+1}{m} - \frac{1}{m} \cdot \frac{1}{\hat{\rho}} \quad (1)$$

$$\hat{u}^2 = \frac{u}{U_\infty}, \quad \hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad m = \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial y} = 2m\hat{\rho}^2 \hat{u} \cdot \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \quad (2)$$

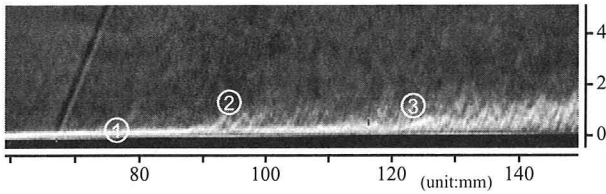


Fig.1 Instantaneous schlieren photograph of boundary layer transition region expanded vertically by 4 times: knife edge; ●.

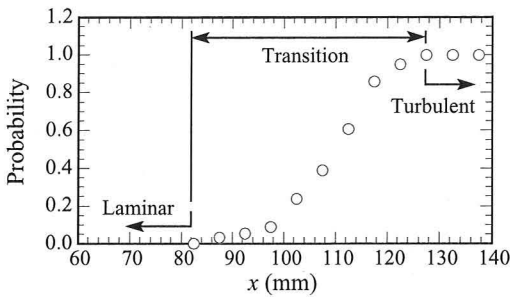


Fig.2 Streamwise distribution of the probability for the boundary layer to be turbulent (intermittency factor).

すなわち、この斜め構造は渦度（速度勾配  $\partial u / \partial y$ ）を有すると判断される（斜め渦構造または単に渦構造と呼ぶ）。アンサンブル平均の密度勾配場から  $130\text{mm} \leq x$  では乱流状態にあると判断されることから、輝線が見えなくなる領域は乱流状態にあると推測される。

図2は瞬間画像400枚から調べた輝線が見えなくなる（境界層が乱流状態になる）確率（間欠係数）を示す。  $x \leq 80\text{mm}$  では輝線は消えておらず境界層は層流である。一方、  $130\text{mm} \leq x$  では輝線は全く見られず乱流境界層となっている。この確率が0から1の値をとる領域（  $80\text{mm} \leq x \leq 130\text{mm}$  ）が遷移領域であると判断でき、平均密度勾配分布の特徴から判断した結果とほぼ一致する<sup>2)</sup>。

図1の遷移領域では層流境界層の輝線に重なった構造②が確認できる。この構造は乱流境界層中で観察される構造③と同様、壁から立ち上がり流れ方向に斜めに傾いており渦度攪乱であると判断される。また、境界層が層流から乱流へ変化する領域で観察されることから、境界層の平均分布を乱流境界層分布に変える働きを持つ非線形攪乱であると推測される。

この渦度攪乱について詳しく調べるため、ナイフエッジを垂直にして得た瞬間シュリーレン写真から変動成分を抽出した画像を図3に示す。図1と同様、壁から立ち上がり流れ方向に傾いた棒状の構造が確認できる。この画像の明暗は流れ方向の密度勾配  $\partial \rho / \partial x$  の変動を表すが、構造が斜めに傾いていることから  $\partial \rho / \partial y$  成分を有し、前述の渦構造であると判断できる。このような渦構造に注目し、100枚の瞬間画像から約1800個の構造を抽出し、その個数  $N$ 、存在する  $x$  位置、高さ  $h$ 、傾き  $\theta$ 、間隔  $\Delta x$  を統計的に調べた。

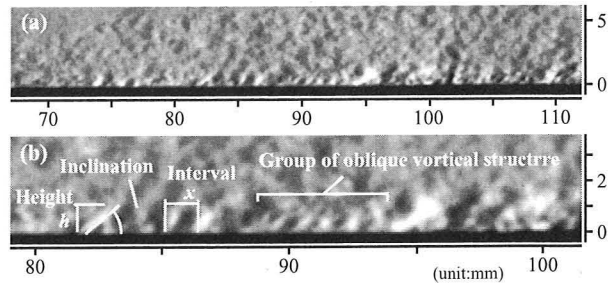


Fig.3 (a) Instantaneous schlieren photograph of boundary layer transition region, (b) magnified view of (a): knife edge; ●.

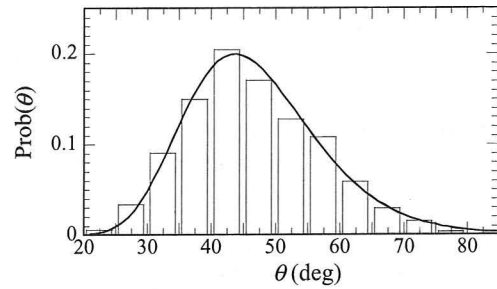


Fig.4 Probability density distribution of the inclination of oblique vortical structures: solid line indicates log-normal probability density function with same mean and variance.

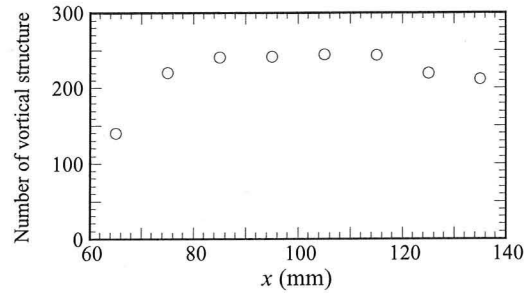


Fig.5 Streamwise variation of the number of observed vortical structures.

まず、すべての渦構造について、その傾き  $\theta$  の確率密度分布（相対度数分布）を図4に示す。実線は計測値と同じ平均と分散をもつ対数正規分布を表す。この渦構造は流れ方向に  $30^\circ \sim 70^\circ$ 、平均  $45^\circ$  傾いており、発達した乱流境界層中で観察される組織構造の結果とほぼ一致する<sup>3,4)</sup>。

次に、流れ場を10mm間隔に分割し、各区間に存在する渦構造について調べた。図5は各区間に存在する渦構造の個数  $N$  を示す。  $x = 80\text{mm}$  付近まで渦構造は増加し、その後ほぼ一定値となる。スパン方向渦構造の個数がほぼ一定値となる  $x$  位置は遷移開始位置（  $x = 80\text{mm}$  ）に一致する。  $120\text{mm} \leq x$  で渦構造の個数は減少しているようにみえるが、これは、渦構造のスケールが大きくなり（図6参照）、また、流れ方向・スパン方向に境界層を埋

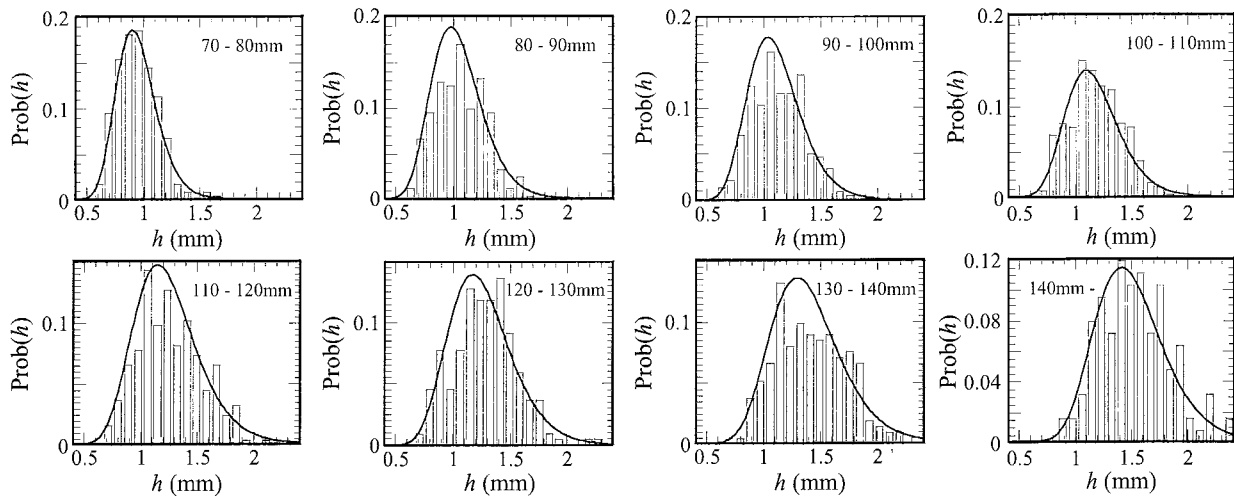


Fig.6 Probability density distributions of the height of the oblique vortical structures: solid lines indicate log-normal probability density functions with same means and variances.

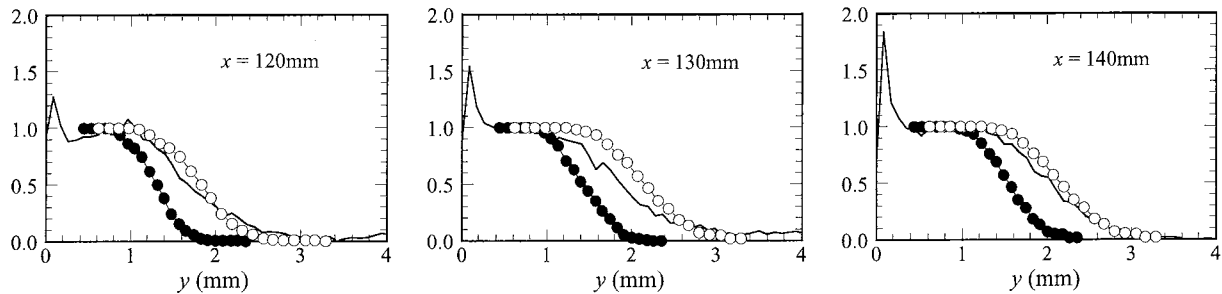


Fig.7 Comparison between the probability distributions of height of the vortical structures (●, ○) and the normal-to-wall distributions of averaged density gradients (solid lines) at the final stage of the transition. Open symbols (○) represent the probability distributions expanded vertically by 1.4 times.

め尽くして、個々の渦構造を識別することが困難になっているためであり、渦構造の個数はむしろ増加していると考えられる。

図6は各区間に存在する渦構造の高さ $h$ の確率密度分布を示す。実線は計測値と同じ平均と分散をもつ対数正規分布である。各区間における度数分布の形は相似で、下流に向かって高さを増していくことが確認できる。

図7は遷移後期段階における渦構造の高さ $h$ の確率分布を示す。実線は $y=1\text{mm}$ の値で正規化した平均密度勾配 $\partial\rho/\partial y$ の $y$ 分布を表し、中空の丸は確率分布(●)を境界層厚さに一致するよう $y$ 方向に約1.4倍したものであるが、両者はほぼ一致している。このことは、これら渦構造によって乱流境界層の平均密度場が定まることを示唆しており、本研究で注目した渦構造が超音速境界層遷移を支配する非線形攪乱であると判断される。この渦構造は、図1において輝線が見えなくなる(境界層が乱流になる)領域で観察される構造に対応し、また、乱流境界層中で観察される組織構造<sup>3,4)</sup>と同質のものである。すなわち、この渦構造が存在する領域は局所的に乱流状態であると考えられる。したがって、渦構造が境界層を埋め尽くし、発達した乱流境界層の状態が生まれる遷移

最終段階では、図7の確率分布は間欠係数(主流流体が大規模渦構造に挟まれた谷に取り込まれることによる間欠性)の $y$ 分布に対応し、それが平均密度勾配分布とほぼ相似であるという興味深い結果が得られている。一方、より上流の遷移初期段階においては、乱流状態と渦構造を伴わない層流状態が間欠的に現れ、このことは渦構造に着目する確率分布には反映されないため、当然、確率分布と平均密度勾配分布には相似性は見られない。

図3の瞬間画像を詳しく調べると、 $x=70\text{mm}$ 付近( $Re_\theta=580$ に相当)から渦構造が集団を構成しているように見える。ここで集団とは、図3(b)に示すほぼ同じ高さ、間隔で並ぶ渦構造の集まりである。100枚の瞬間画像を調べたところ、遷移後期段階では判別しにくい、遷移初期段階( $60\text{mm}\leq x\leq 100\text{mm}$ )において約100個の集団を確認し、集団を構成する渦構造(計約470個)について統計的に調べた。

図8は集団を構成する渦構造の間隔 $\Delta x$ の確率密度分布で、実線は計測値と同じ平均と分散をもつ対数正規分布を表す。渦構造の間隔 $\Delta x$ の平均値は1.5mm、境界層厚さ $\delta$ は $x=60\text{mm}$ で約0.6mm、 $x=100\text{mm}$ で約2mmであり、渦構造の平均間隔は境界層厚さにほぼ等しい。

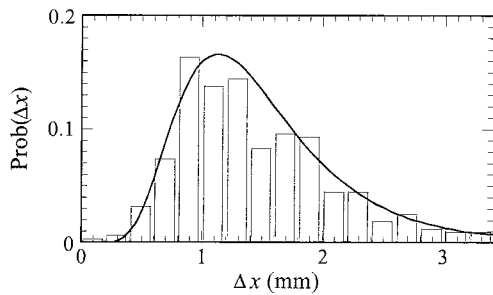


Fig.8 Probability density distribution of the interval of oblique vortical structures: solid line indicates log-normal probability density function with same mean and variance.

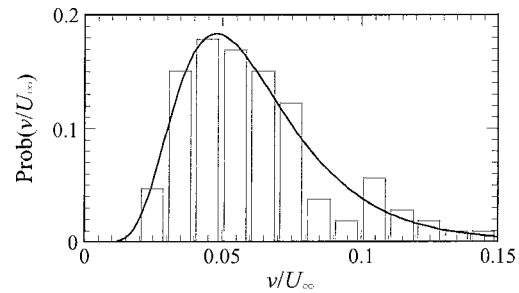


Fig.9 Probability density distribution of normal-to-wall velocity in the boundary layer, that is estimated by using the data for growth rates of the height of vortical structures: solid line indicates log-normal probability density function with same mean and variance.

図9は集団を構成する渦構造の高さ $h$ の成長率から見積もった境界層内の垂直方向速度変動 $v/U_\infty$ の確率密度分布で、実線は計測値と同じ平均と分散をもつ対数正規分布である。集団の全体パターンはその集団を構成する各渦構造が流れ方向に主流速度 $U_\infty$ 、垂直方向に速度 $v$ で移流する渦度攪乱の発達過程を示すと仮定し、 $v$ 変動の大きさを、

$$\frac{\Delta h}{X} = \frac{v \cdot t}{U_\infty \cdot t} = \frac{v}{U_\infty} \quad (3)$$

により評価した。ここで、 $X$ は集団の流れ方向長さ、 $\Delta h$ は集団を構成する渦構造の高さの変化、 $t$ は例えば集団の最上流にある渦構造が最下流の位置まで移流する時間である。 $v$ 変動の平均値は $0.062U_\infty$ であり、亜音速平板境界層遷移<sup>5)</sup>で観察される $v$ 変動の大きさ（主流速度の約5%）にほぼ等しい。

以上の結果は、本研究で注目した渦構造が境界層厚さと主流速度をスケールとする現象であることを示している。確かに、斜め渦構造にともなう変動の周波数は、その移流速度が主流速度に、平均渦間隔が境界層厚さに等しいので $U_\infty/\delta$ で与えられる。主流速度の約5%という強い $v$ 変動は、亜音速平板境界層遷移<sup>5)</sup>で観察されているように、壁近傍の剪断層が粘性で散逸する前に境界層外縁まで浮上できることを意味する。その結果、速度分布に変曲点が生じて非粘性の不安定機構による強い攪乱が生まれ、大きな運動量を有する主流を境界層内に取り込み境界層厚さが増すと考えられる。すなわち、観察されたこの渦構造が超音速境界層遷移を支配する非線形攪乱であると判断される。

#### 4. まとめ

本研究では、超音速境界層の乱流遷移機構を明らかにすることを目指し、遷移を支配する非線形攪乱を抽出することを狙って風洞実験を行った。主流マッハ数2の超

音速風洞ノズル壁境界層の乱流遷移過程の密度勾配場をシュリーレン法で画像計測し、発達した乱流境界層中で観察される組織構造<sup>3,4)</sup>と同様の渦構造が $Re_\theta = 580$ 付近から集団で現れ始め、それが境界層を埋め尽くすと乱流境界層となることがわかった。この渦構造を瞬間画像100枚から約1800個抽出し統計的に調べ、この渦構造が境界層厚さと主流速度をスケールとする現象であることを示した。また、重要な結果として、遷移後期段階において渦構造の高さ $h$ の確率分布は平均密度勾配分布とほぼ相似であることを示した。このことは、シュリーレン法で捉えられたこれらの渦構造によって境界層の平均密度場が定まることを示唆しており、この研究で注目した渦構造が超音速境界層遷移を支配する非線形攪乱であると判断される。なお、この渦構造は発達した乱流境界層中の組織構造として従来から注目されていた<sup>3,4)</sup>が、遷移過程において捉えて統計を調べたのは本研究が初めてである。

本研究は部分的に文部科学省科学研究費補助金（No. 14750722, No. 12125203）の援助を受けた。

#### 参考文献

- 1) E. Rehotko, AIAA paper 94-0001 (1994).
- 2) 坂上, 西岡, 中村, 宮地, 日本流体力学会誌「ながれ」, **23** 別冊, (2004) 146-147.
- 3) E. F. Spina, A. J. Smits, J. Fluid Mech., **182**, (1987) 86-109.
- 4) M. W. Smith, A. J. Smits, Experiments in Fluids, **18**, (1995) 288-302.
- 5) M. Asai, M. Nishioka, J. Fluid Mech., **297**, (1995) 101-122.