

# 矩形超音速ノズル境界層の不安定性について

坂上昇史, 西岡通男 (阪府大)

## On the boundary layer instability of a supersonic rectangular nozzle

S. Sakaue and M. Nishioka

Osaka Prefecture University

### ABSTRACT

This numerical study examines the supersonic rectangular-nozzle flow by focusing attention on the development of secondary flow and corner-flow and their effects on the boundary layer instability and transition. The results show that secondary flows appear in the side wall boundary layers and form into streamwise vortices in the corner region immediately behind the throat station where the boundary layer momentum thickness Reynolds number is 400. The streamwise vortex increases in number downstream and induces a local normal-to-wall flow as large as 4% of the local mainstream. The present simulation is in good agreement with the corresponding experiment, in particular, on the appearance of cross-flow instability on the side wall boundary layer and the streamwise location where the streamwise vortex first appears. The corner-flow is found to be of extremely unstable nature suggesting that the turbulent transition observed is directly caused by the corner-flow disturbances.

Key Words: supersonic rectangular-nozzle flow, secondary flow, corner-flow

### 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抵抗低減を目指した層流維持制御技術の開発、数値計算における乱流モデルの構築などにおいて不可欠である。しかし、超音速流の場合、境界層を遷移に導く攪乱を実験で捉えることが難しく、その解明はあまり進んでいない<sup>1)</sup>。そこで、筆者らは、矩形断面の小型超音速風洞（スロート断面：高さ 10.7mm × 幅 30mm）を用い、超音速境界層の乱流遷移を実験的に捉える試みを続けている<sup>2,3)</sup>。

図1は、ナイフエッジを垂直に設定して得たスロート近傍の瞬間シュリーレン写真で、スロート下流の上下壁から攪乱が広がっていく様子が観察される。この攪乱は上下壁境界層厚さよりも広い範囲に存在することから、角部流れに生じた攪乱が側壁境界層内を広がっていく様子を捉えており、遷移がこの攪乱の横方向汚染に起因することを示していると判断される。矩形断面のノズル角部流れは一般に不安定であると考えられており、例えば、超音速静穏風洞ではノズル壁境界層の乱流遷移を抑制するため円形断面の超音速風洞がよく用いられる。しか

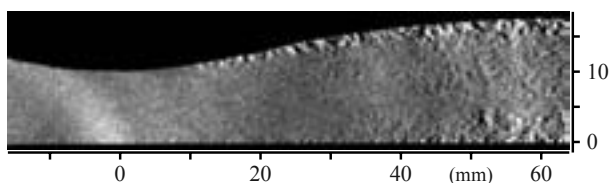


Fig.1 Instantaneous schlieren photograph: knife edge. 

し、超音速ノズルの角部流れについては、Lin ら<sup>4)</sup> が数値計算で不安定性を調べている程度であり、実際の現象についてはほとんど何も明らかにされていない。本論文では、実験で観察された遷移が角部流れの攪乱に起因するかどうかを確かめるため、この超音速ノズルの角部流れを数値的に調べた結果について述べる。

### 2. 数値計算法

本研究では、筆者らが実験に用いている測定部マッハ数  $M=2$  の吸い込み式小型超音速風洞を対象とする（図2）。座標系はスロート部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 30mm で一定であり、高さはスロートで 10.7mm、測定部で 18mm、下壁はスロート上流  $x = -15\text{mm}$  から水平である。風洞は  $z = 0$  のスパン中心断面で対称であるので、対称条件により  $z \leq 0$  を計算領域とし、空気取入口からスロート下流  $x = 95\text{mm}$  までを複数の領域に分割

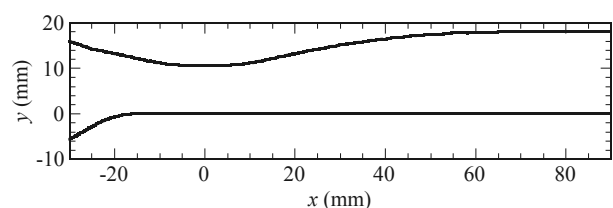


Fig.2 Nozzle wall configuration of supersonic wind tunnel.

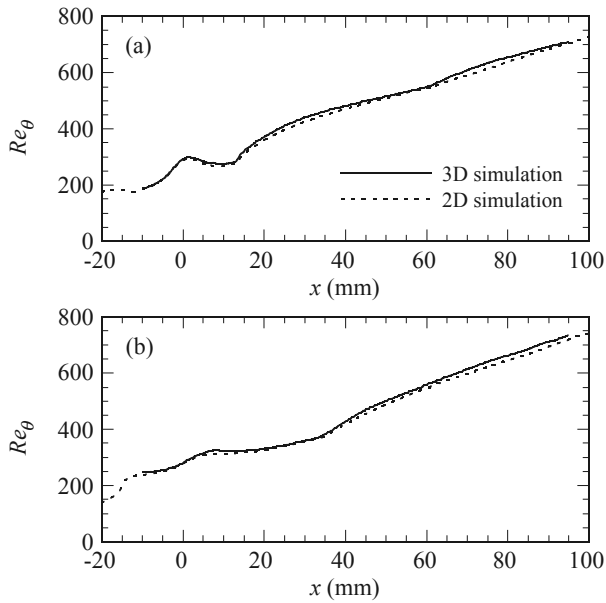


Fig.3 Streamwise variations of the momentum thickness Reynolds number  $Re_{\theta}$  for (a) the upper wall and (b) the lower wall boundary layers: solid lines indicate the present simulation at  $z = 0$ , dashed lines are the 2D simulation using fine grid ( $1/2 \Delta x$ ,  $1/2 \Delta y$ ).

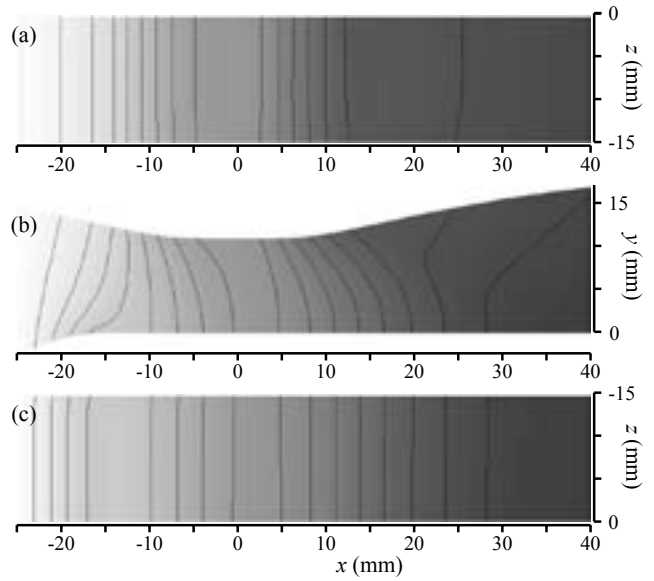


Fig.4 Pressure distributions on (a) the upper wall, (b) the side wall and (c) the lower wall visualized by contour maps.

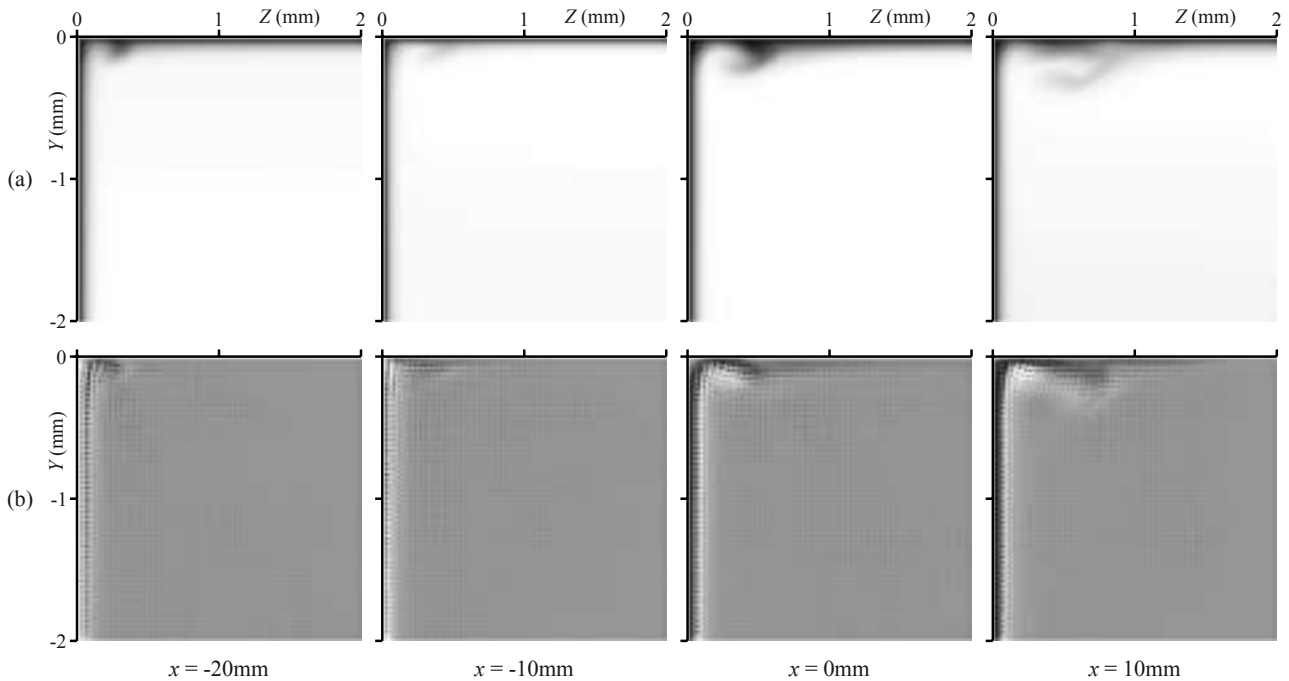


Fig.5 Development of streamwise vortices in the upper wall corner region visualized by contour maps of (a) streamwise velocity  $U$  and (b) vorticity  $\omega_x$  with  $(V, W)$  velocity vector field.

して計算を行った．なお，本論文では $-30\text{mm} \leq x \leq 95\text{mm}$ の結果を示す．この領域を流れ方向の格子間隔を $\Delta x = 0.2\text{mm}$ として $15\text{mm}$ 毎に12分割し，各区間は $5\text{mm}$ ずつオーバーラップさせている．鉛直およびスパン方向は $147 \times 180$ に分割し，境界層内に最低20点入るように壁近傍の格子間隔を $\Delta y = \Delta z = 0.02\text{mm}$ とした．支配方程式は貯気槽状態の密度 $\rho_0$ ，

音速 $a_0$ ，粘性係数 $\mu_0$ で無次元化した3次元圧縮性Navire-Stokes方程式を用いた．貯気槽状態は実験条件に対応し，単位長さあたりのレイノルズ数は $Re = 2.324 \times 10^4/\text{m}$ である．計算は，対流項に3次精度風上差分のTVD法<sup>5)</sup>を，粘性項に2次精度中心差分を適用し，時間積分は2次精度の陽解法を用いた．境界条件は，側壁および上下壁を滑り無し・断熱と

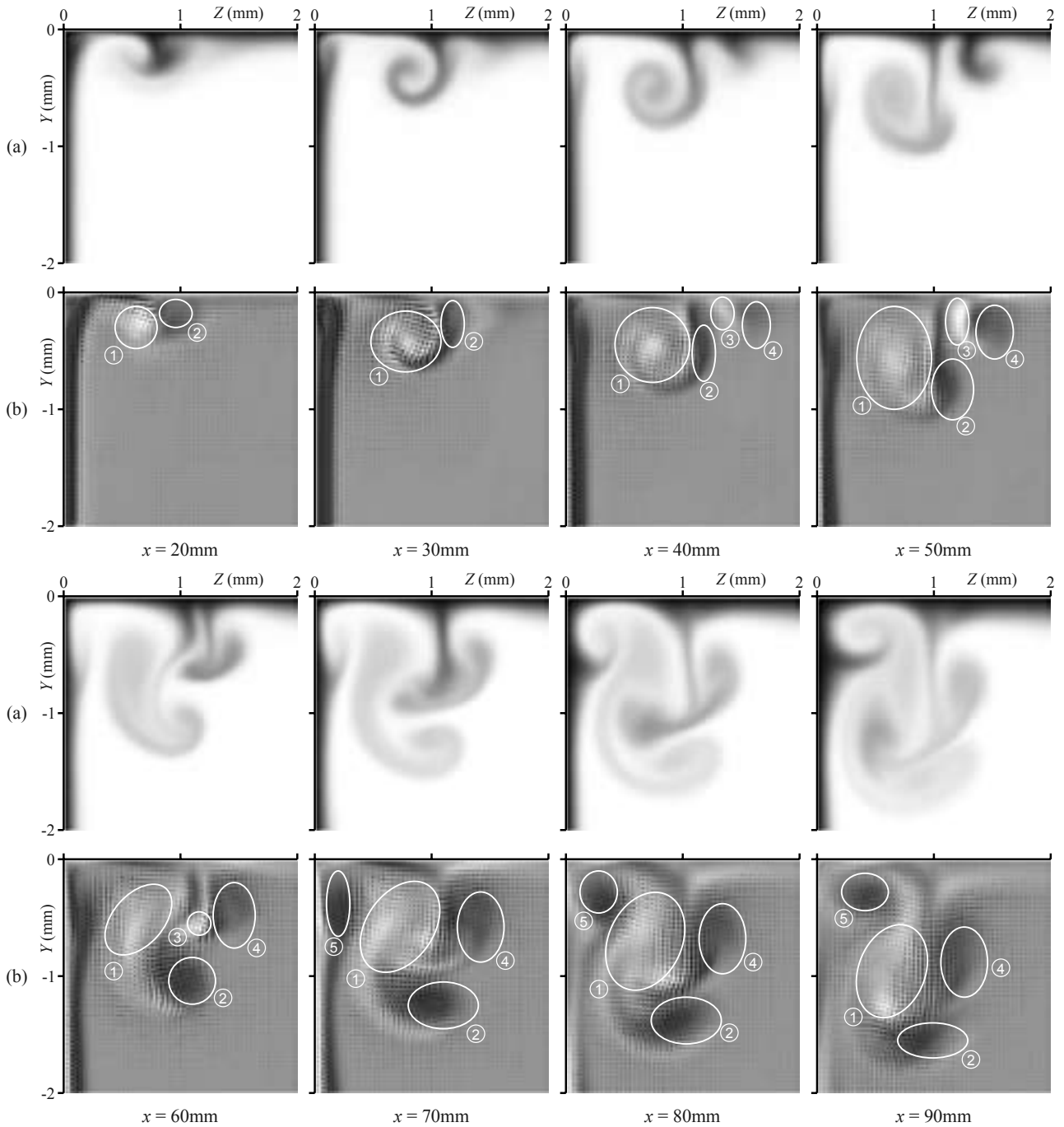


Fig.5 (continued).

し、スパン中心は対称条件とした。上流境界は上流側領域の計算結果を与え、下流境界は超音速流の場合は零次外挿とし、亜音速流の場合は下流から伝播する特性波に関する方程式を  $\partial p / \partial t = 0$  で置き換える方法<sup>6)</sup>を適用した。

### 3. 計算結果と考察

図 3 はスパン中心断面における上下壁境界層の運動量厚さに基づくレイノルズ数  $Re_\theta$  の  $x$  方向変化を示す。図 3 (a)は上壁側、(b)は下壁側であり、破線は  $x, y$  方向の最小格子幅を  $1/2$  とした 2 次元計

算の結果である。両者はほぼ一致しており、本計算結果が妥当であることが確認できる。

図 4 は側壁および上下壁面上の圧力分布である。 $M=2$  のような流れを得るためノズル上下壁は曲率を有し、主流に向心力を与える圧力場が側壁境界層内の低速流体に印加され、上下壁の曲率中心方向に向かう 2 次流れが生じる。

図 5 はスロート下流  $x = 20\text{mm} \sim 90\text{mm}$  のノズル  $y-z$  断面上壁角部  $2\text{mm} \times 2\text{mm}$  の流れ場を (a) は速度  $U$ , (b) は渦度  $\omega_x$  に速度ベクトル ( $V, W$ ) の分布を重ねて示す。速度  $U$  は対称条件を課したスパン中心

断面の同一  $y$  位置での速度ベクトル成分, ( $V, W$ ) はそれと垂直な成分を表し,  $Y, Z$  は角部から鉛直およびスパン方向の距離を表す. また, 図 5 (a) の黒い領域は低速流を, (b) のそれは反時計方向に回転する負の渦度をもつ領域を表す. ノズル上壁が下に凸の曲率をもつスロート近傍では曲率中心方向に静圧が減少する圧力場により側壁境界層内に上壁角部に向かう 2 次流れが発生し, それが角をまわることによってスロート下流  $x = 20\text{mm}$ , 境界層厚さ  $\delta = 0.4\text{mm}$ ,  $Re_\theta = 400$  の上壁境界層内に渦レイノルズ数  $Re_r = \Gamma \nu$  ( $\nu$ : 動粘性係数)  $= 900$  の縦渦①が生まれる. この縦渦①は局所主流の約 4% の速度を壁に垂直な方向に誘起し, 低速ストリークを形成するとともに, その近傍に縦渦②~④を新たに生成する. これらの縦渦はスロート下流  $x = 90\text{mm}$  では壁から約  $1.5\text{mm}$  浮上したキノコ型の渦となることが確認できる. このキノコ型縦渦は亜音速風洞縮流部で観察された縦渦<sup>7)</sup>とよく似た形状をしている. ノズル上壁の曲率は  $x \geq 20\text{mm}$  で反転し上に凸となり, 側壁境界層内には上壁角部から離れる方向の 2 次流れが生じる. この 2 次流れと縦渦①の誘起速度場によってスロート下流  $x = 70\text{mm}$  付近の上壁角部に縦渦⑤が生じ, その誘起速度場によって側壁境界層にも低速ストリークが形成される. Lin ら<sup>4)</sup>の数值計算では, 本研究とは異なり, 角の 2 等分線を対称面とする正負の縦渦対が生成され, その誘起速度場により 2 等分線に沿って風洞中心方向へ移動していく. これは, 彼らが対象とした超音速ノズルは正方形断面の 3 次元ノズルであり, 上下左右すべての壁面が曲率をもつため, スロート下流のすべてのノズル壁境界層内に角部に向かう 2 次流れが生じ, それらが角部で衝突するためである.

図 6 は各縦渦の渦度  $\omega_x$  を面積積分して求めた循環  $\Gamma$  を渦レイノルズ数  $Re_r$  の  $x$  方向変化で示す. ほぼすべての縦渦が, 発達した亜音速壁乱流中の縦渦がもつ循環に匹敵する  $Re_r = 200$  以上の循環を有し, 相互に干渉しあっていることから, この角部流れは極めて不安定な流れであると判断される.

風洞上壁角部流れに生じたこれら縦渦は, その発生位置や空間スケールが図 1 の結果とよく一致している. すなわち, 実験で観察された攪乱は, 縦渦群を伴うこの角部流れに生じた攪乱であり, 角部流れが不安定な流れであること, 超音速風洞ノズル壁境界層の乱流遷移が, この角部流れに生じた攪乱に起因することを強く示唆している.

#### 4. まとめ

本研究では, 矩形断面超音速風洞のノズル壁境界層の乱流遷移を引き起こすことが実験で示唆されている角部流れを数值計算で調べ, 以下のことを明

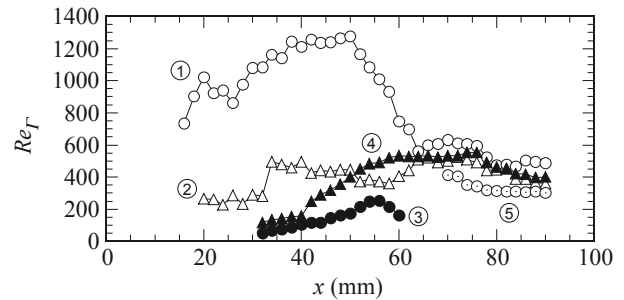


Fig.6 Streamwise variations of the vortex Reynolds numbers  $Re_r = \Gamma \nu$  for the streamwise vortices developed in the corner region.

らかにした. ノズル壁の曲率により主流に向心力を与える圧力場が側壁境界層内の低速流体に印加され, 曲率中心方向に向かう 2 次流れが生じ, それが角をまわることによって縦渦が形成される. この縦渦は壁に垂直な方向の誘起速度を生じて低速ストリークを形成するとともに成長し, その近傍に新たな縦渦を生成する. 角部流れに生じたこれらの縦渦は, その発生位置や空間スケールが実験で観察された結果とよく一致する.

本研究の結果は, 2 次流れの (横流れ) 不安定性や 2 次流れに由来し縦渦群を伴う角部流れの特徴を明らかにして, これらが極めて不安定な流れであることを示している. また, 筆者らが観察した矩形断面超音速風洞のノズル壁境界層の乱流遷移が, この角部流れに生じた攪乱に起因することを強く示唆している.

#### 参考文献

- 1) E. Rechetko, Boundary layer instability, transition and control, AIAA paper 94-0001 (1994).
- 2) 坂上, 西岡, 中村, 宮地, シュリーレン法による超音速境界層遷移の観測, 日本流体力学会誌「ながれ」, **23** 別冊, (2004) 146-147.
- 3) 坂上, 中村, 西岡, 超音速境界層遷移を支配する非線形攪乱に関する実験的研究, 日本流体力学会誌「ながれ」, **24** 別冊, (2005) AM05-04-008.
- 4) R.-S. Lin, J. R. Edwards, W. -P. Wang, M. R. Malik, Instabilities of a Mach 2.4 Slow-Expansion Square Nozzle Flow, AIAA Paper 96-0784 (1996).
- 5) S. R. Chakravarthy, S. Osher, A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, AIAA Paper 85-0363 (1985).
- 6) S. R. Chakravarthy, Euler Equations – Implicit Schemes and Boundary Conditions, AIAA J., **21**, (1983), 699-706.
- 7) 伊藤, 二次元縮流筒の研究, 日本航空宇宙学会誌, **22**, (1974) 312-323.