

平行平板間噴流における上流攪乱の影響

Effect of upstream disturbance on the flow of a wall-bounded plane jet

- 井上 洋平, 電通大, 〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1, yohei.inoue@uec.ac.jp
 鹿沼 剛, カルソニックカンセイ, 〒331-0823 さいたま市北区日進町 2-1917
 前川 博, 電通大, 〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1
 Yohei INOUE, The Univ. Elec. Comm., 1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585, Japan
 Tsuyoshi KANUMA, Calsonic Kansei Corp., 2-1917 Nisshincho, Kita-ku, Saitama 331-0823, Japan
 Hiroshi, MAEKAWA, The Univ. Elec. Comm., 1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585, Japan

Direct numerical simulation of Two and Three dimensional plane jet flow of the compressible fluid is calculated. Three different frequency of the wall-normal disturbance is considered, and two different plane jet, whose center is $y=0$ or $y=-1/2$ are tested. The wavy streamwise structure is observed in the three cases, and oscillation of recirculation region is also observed in the case of two and three dimensional simulations.

1. 緒言

噴流現象は、自然界を含む私たちの日常生活にみられるとともに、産業機器、輸送機器をはじめとする広範な産業分野において、噴流現象を積極的に応用した事例が見られる。例えば、噴水、消防用ノズル、洗浄用ノズルから大気中に噴出される水噴流、空調機吹出口、エンジン排気などで見られる空気噴流、ジェットエンジンやロケットエンジンノズルからの高速高温噴流など、枚挙にいとまがない。このように、噴流現象はその応用範囲が多岐にわたるとともに、その本質が流れの剥離や渦生成を伴う乱流現象を含む自由流及びせん断流であることにあり、周囲の条件によっては超音速の圧縮性流れとなり、音響場との相互作用や振動を伴うなど、現象そのものの理解においても非常に多岐に渡る。

本研究では、噴流現象の中でも自動車の空調システム(HVACシステム)において見られる、側壁付着噴流のひとつである平行平板間噴流に着目する。一般的に、内部流における比較的大きな外乱は噴流の乱流への遷移に影響すると考えられるが、その詳細に関する検討事例は多くみられない。内部流における混合層に類似した分離流を有する非定常平面噴流および内部流におけるその共鳴はこれらの研究における最も顕著な問題の 1 つである。二次元混合層は、乱流混合に対する圧縮性および大規模構造の影響を調べられる最も基本的な流れ場である⁽¹⁻²⁾。本報では、マッハ数 0.3 の亜音速遷移噴流について、直接数値計算(DNS)により解析を行い、特に噴流と壁面の相互作用関係、および壁垂直方向攪乱による流れの遷移について調査した。

2. 数値計算法

支配方程式は、圧縮性理想気体に対する質量保存式、ナビエ・ストークスの運動方程式、エネルギー方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial(E_T u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (3)$$

また、熱流束にはフーリエ則を、粘度については絶対温度のベキ乗則 $\mu = T^{2/3}$ をそれぞれ適用した。方程式は入口速度 U_0 、チャネル半幅 L 、などを用いて無次元化した。

支配方程式のうち、移流項以外の空間微分は Lele の 6 次精度中

心コンパクトスキーム(CCS)⁽³⁾で、移流項については Deng, Maekawa, Shen らの 5 次精度散逸コンパクトスキーム(DCS)⁽⁴⁾で、それぞれ差分近似した。移流項には Lax-Friedrich の流束分割を施した。時間発展法には 3 次精度 Total-Variation Diminishing (TVD) ルンゲ・クッタ法を用いた。境界条件には Navier-Stokes characteristic boundary condition (NSCBC)⁽⁵⁾を適用した。計算領域は 2 次元および 3 次元空間とし、それぞれ主流(x)方向入口境界には亜音速流入境界条件を、出口境界には無反射流出境界条件をそれぞれ適用した。壁垂直(y)方向の壁面境界においては滑りなし等温壁面条件を適用した。また、3次元計算においては、スパン(z)方向には周期境界条件を適用した。境界条件の状況については図 1. の通りである。また、計算領域のサイズと格子分割数は表 1. に示す通りである。

図 1. に示すように入口部は高さ $L/2$ で放物線速度分布をもつ二次元噴流となっており、噴流の中心位置は (i) $y=0$, (ii) $y=-1/2$, (iii) $y=-3/4$ の 3 通りとした。それ以外の位置においては、初期条件として一律に $\rho = 1, p = 1/(\gamma \text{Ma}^2)$ を与えた。Ma は平均マッハ数であり、本計算では 0.3 とした。また、流れのレイノルズ数 Re については 1000 とした。

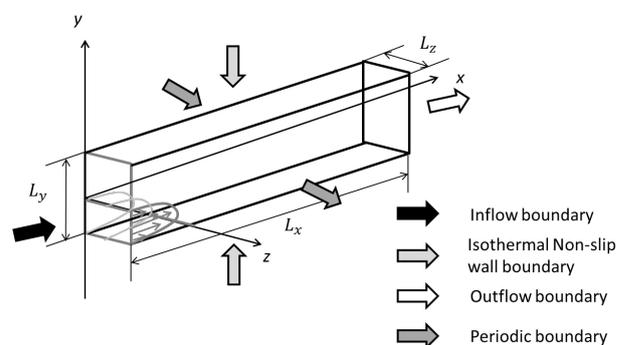


Fig. 1. Sketch of the computational domain and Cartesian coordinates

Table 1. Computational domain size and grid resolutions

Lx	Ly	(Lz)
10	2	(2)
Nx	Ny	(Nz)
100	40	(20)

入口部には無次元時刻 $t=T_0$ 以降において、以下の式で与えられる壁垂直方向攪乱を導入した。

$$v_{in} = v_0 \sin(2\pi ft), \quad f = \frac{a(2n-1)}{4L_x}, \quad n = 1, 2, 3$$

3. 計算結果

3. 1 二次元計算結果

図 2, 3, 4 は噴流位置 $y=0$ において、攪乱導入時刻 $t=T_0=300$ 以降の主流速度を $n=1, 2, 3$ のそれぞれにおいて示したものである。噴流位置が $y=0$ の場合、時間の経過とともに主流が y 方向に波打ちながら y 方向に広がる様子が観察された。ただし、すると主流方向速度分布が y 方向上側に偏ることが確かめられた。全ての y 方向攪乱は時刻 $t=T_0$ の直後において正となるように与えられていることから、平行平板間噴流においては攪乱による主流の変形と壁の影響との相互作用が強く現れることを示唆している。実際に、 $n=2$ において初期位相が π ずれた初期攪乱を導入して同様のシミュレーションを実施したところ、図 5 に示すように主流が流路下側に偏る様子が観察された。波状流れの振幅拡大により主流流れが壁面近傍に到達した時点で、主流流れが壁面近傍にとどまるように変化することから、噴流のチャネル上下への偏りについては、初期位相の影響のほか、入口部の噴流コアの幅と平板間距離からも影響を受けるものと考えられる。

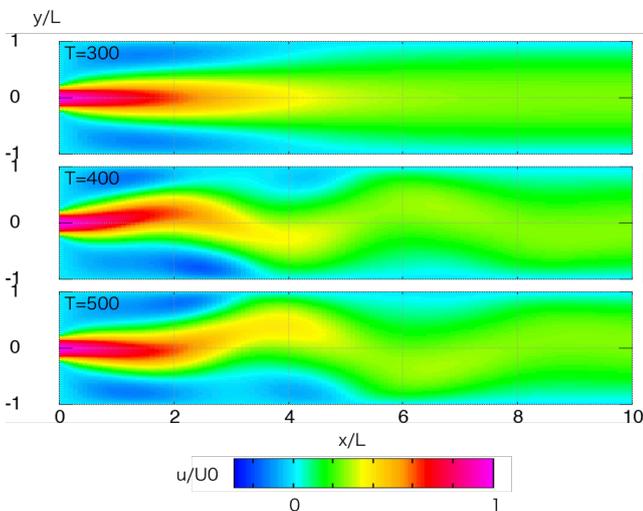


Fig.2 Streamwise velocity distribution in the case of $n=1$

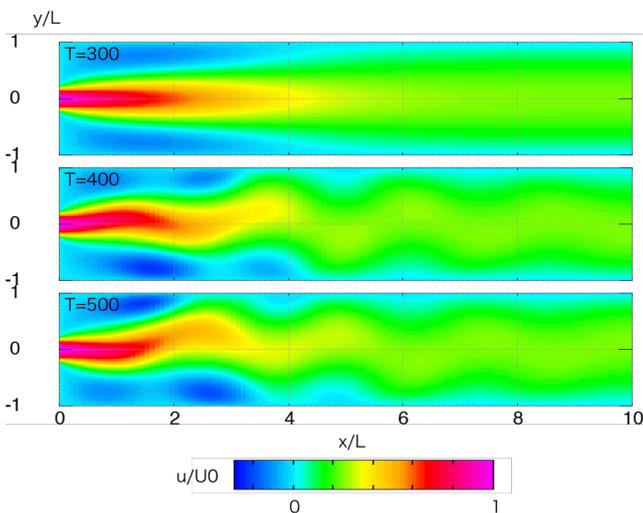


Fig.3 Streamwise velocity distribution in the case of $n=2$

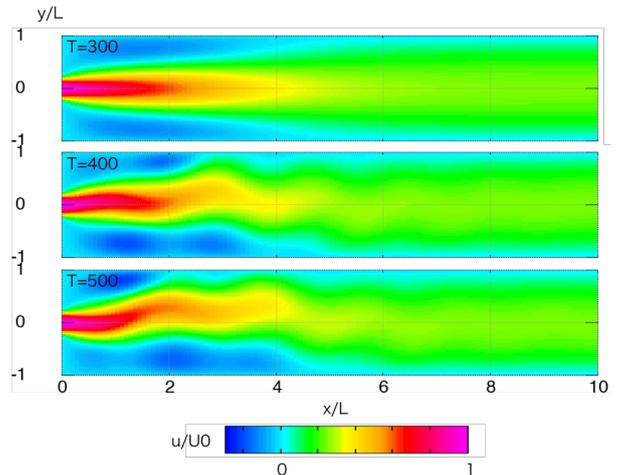


Fig.4 Streamwise velocity distribution in the case of $n=3$

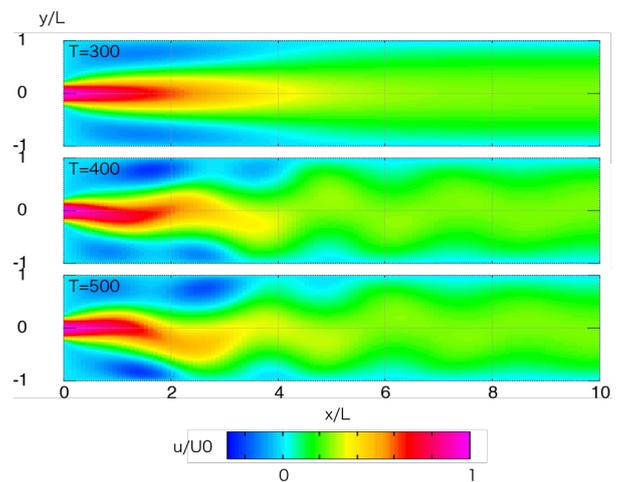


Fig.5 Streamwise velocity distribution in the case of $n=2$, but initial phase difference is π .

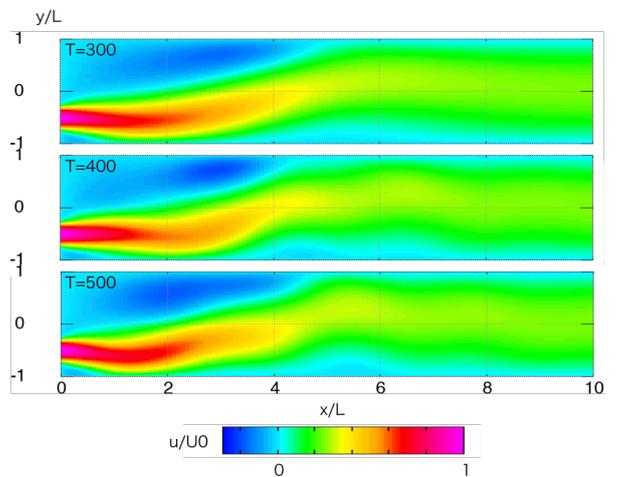


Fig.6 Streamwise velocity distribution in the case of $n=2$, and the inlet height is $y=-1/2$

一方、噴流を下壁側に寄せて計算を行った場合には、噴流と壁面との相互作用が大きいため下流域において波状変動がみられるものの、流入部に見られる逆流領域などは概ね時間によらず安定した構造となった。

3. 2 噴流位置 $y=0$ における三次元計算結果

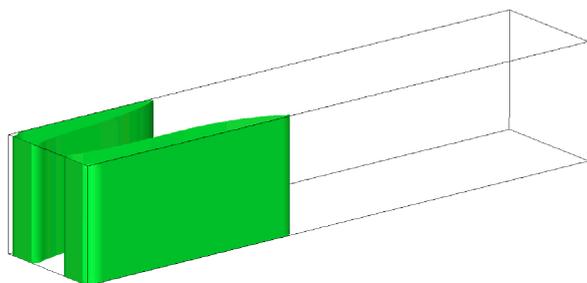


Fig.7 Isosurface of zero streamwise velocity region in the case of $n=2$.

3次元構造において $u=0$ の等値面で可視化した結果を図7に示す。2次元計算と同様に壁垂直方向攪乱により波状に流れ構造が生じるとともに、逆流領域が非対称に分布するなど、二次元計算同様の特徴が観察された。

4. 結言

亜音速平行平板間噴流に着目し、特に噴流の壁垂直方向位置とはく離・再付着の関係について、3通りの攪乱周波数について解析を行い、以下のような結論を得た。

- ・噴流の位置が中央、壁と中央の中心の2通りに対して、計算を行ったところ、非対称流れにおいては噴流の位置ははく離と再付着点において影響を与えないことが得られた。つまり、噴流が壁面と相互作用する際には再循環領域に影響に大きな影響を与えないことが明らかとなった。

- ・壁垂直方向攪乱を主流が受容し、壁垂直方向に広がる様子が観察された。その際に、中心位置に設置した噴流については初期位相により主流流れが一方の壁側に偏るなど、壁の影響が見られた。

参考文献

- (1) Papamoschou D. & Roshko A.: The compressible turbulent mixing layer :an experimental study. J. Fluid Mech. Vo.197,1988,453-77.
- (2) Rossmann T., Mungal M.G. & Hanson R.K.: Evolution and growth of large-scale structures in high compressibility mixing layers. J. Turbulence, 2002, S11468-5248(02).
- (3) Lele, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution", Journal of Computational Physics, Volume 103, 1992, pp.16-42.
- (4) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., "A Class of High-Order Dissipative Compact Schemes", AIAA, 96-1972, 1996.
- (5) Poinso, T.J. and Lele, S.K., "Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows", Journal of Computational Physics, Volume 101, 1992.