

矩形オリフィス後流における乱流熱伝達の 直接数値シミュレーション

牧野 総一郎[†] 岩本 薫^{†‡} 河村 洋[†]

Direct Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer Behind a Rectangular Orifice

Soihiro MAKINO[†], Kaoru IWAMOTO^{†‡} and Hiroshi KAWAMURA[†]

Abstract

Direct numerical simulation of turbulent heat transfer with a rectangular orifice has been performed for Re_{τ_0} ($= u_{\tau_0} \delta / \nu$) = 300, where u_{τ_0} is the friction velocity calculated from the mean pressure gradient imposed to drive the flow, δ the channel half width and ν the kinematic viscosity. The Prandtl number is 0.71. The ratio of slit height to channel height is assumed to be $\beta=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ and 0.7. For $\beta=0.3-0.6$, the mean flow becomes asymmetric in the wall-normal direction by the Coanda effect behind the orifice. In the case of $\beta=0.7$, however, the mean flow is symmetry. The Nusselt number profiles over the bottom and top walls are different significantly for the asymmetric cases. Large-scale Kelvin-Helmholtz(K-H) vortices are generated at the orifice edges. An entrainment process is observed in the temperature field around these vortices. Subsequently, these K-H vortices become deformed and break up into disordered small-scale structures in the shear layers behind the orifice. In this scenario, the turbulent transport is promoted in the temperature field. In addition, the separation, the reattachment and also the contraction effects are discussed on the profiles of the mean temperature, the temperature variance and the turbulent heat fluxes.

Key Words: Turbulence, Direct numerical simulation(DNS), Heat transfer, Orifice, Separation, Reattachment, Contraction

記号

f	: 外力	[N]	u_{τ_0}	: 摩擦速度 $=(\tau_w/\rho)^{1/2}$	[m/s]
h	: スリット幅	[m]	\mathbf{x}	: 座標 $= (x, y, z)$	
k_T	: 温度バリエーション	[K ²]	x_r	: オリフィスからの距離	[m]
L_{r1}	: 長い方の再付着距離	[m]	α	: 非対称パラメーター	
L_{r2}	: 短い方の再付着距離	[m]	β	: オリフィスの開口比 $(= h/2\delta)$	
L_{av}	: 上下平均した再付着距離	[m]	δ	: チャネル半幅	[m]
L_r	: 再付着距離	[m]	ΔT	: 上下壁面間の温度差	[K]
Nu	: 壁面ヌッセルト数		ν	: 動粘性係数	[m ² /s]
p	: 圧力	[Pa]	τ	: 壁面摩擦応力	[Pa]
Pr	: プラントル数		添字		
Re_{τ_0}	: レイノルズ数 $= (u_{\tau_0} \delta / \nu)$		()'	: 変動値	
t	: 時間	[s]	()*	: δ 又は ΔT で無次元化した変数	
T	: 温度	[K]	() ⁺	: u_{τ_0}, ν で無次元化した変数	
\mathbf{u}	: 速度ベクトル $= (u, v, w)$	[m/s]	< >	: アンサンブル平均値	

受付日: 2007年3月20日, 第44回日本伝熱シンポジウムより受付, 担当エディター: 功刀 資彰

[†] 東京理科大学 理工学部機械工学科 (〒278-8510 千葉県野田市山崎 2641)

[‡] 東京農工大学大学院 工学府機械システム工学専攻 (〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16)

b : バルク平均量
 w : 壁面上の値

1 緒言

物体周りの流れや、形状の変化する流路内の流れなど、工学的に重要な流れ場の多くは、剥離と再付着を伴う場合が多い。このような流れ場では、熱や物質輸送が促進される。そのため、従来より、熱や物質輸送を伴う剥離・再付着流れの実験及び数値実験が数多く実施されてきた。とくに数値実験では、Avanča ら[1]が、剥離・再付着流の代表例であるバックステップ乱流場のラージエディシミュレーション(LES)を実施し、スタントン数や乱流熱流束分布などを求めた。また、Nagano ら[2]は、直接数値シミュレーション(DNS)を用いて、平行平板の下壁にスパン方向に一様なリブを設け、粗面における熱流動特性を調べた。その他、平行平板の片面にリブを設けた乱流熱伝達の LES[3]や、波形面を有する流路の LES[4]など、より実用的な乱流場の数値実験も盛んになってきている。しかし、著者らの知る限り、オリフィスを有する流路の乱流熱伝達の DNS または LES は前例がない。他方で、オリフィスは、流量測定などで工学的に幅広く用いられている。また、オリフィス近傍では、大規模な剥離や再付着の他に、流れの収縮も伴う。したがって、オリフィスを有する乱流場を詳細に解析することは、オリフィスの工学的用途のみならず、収縮が熱伝達に与える影響についても調べることができる。

本研究では、矩形オリフィスを有する平行平板間乱流の DNS を実施する。オリフィス近傍の縮流や乱流構造が、熱伝達に与える影響について考察することを目的とする。また、本研究の一部で見出された平均流の非対称現象と、熱流動特性の関係についても調べる。

2 計算条件

計算対象は、図 1 に示すように矩形オリフィスを有する平行平板間流である。流れ(x)方向、スパン(z)方向には周期境界条件を、壁垂直(y)方向には滑りなし条件をそれぞれ課す。なお、流れ方向に流入流出境界条件を適用した計算も 1 ケース実施している(図略)。その結果、レイノルズ数が等しい場合、オリフィス後流の平均流速や乱流統計量における、

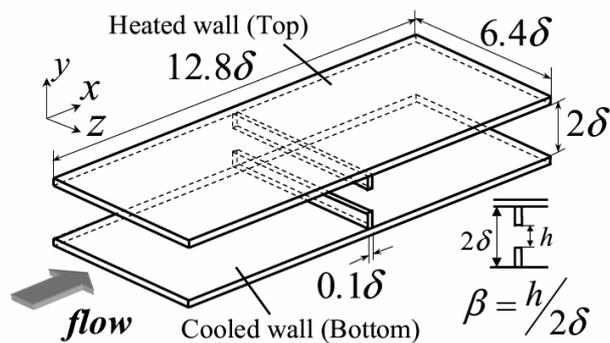


Fig. 1 Configuration of computational domain.

Table 1 Computational conditions.

Re_{τ_0}	300				
Pr	0.71				
β	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
Domain Size	$12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$				
Gird Number	512 × 128 × 256				
Δx^+	1.53	1.81	2.11	2.48	3.11
Δy^+	0.088	0.105	0.118	0.141	0.179
	~1.97	~2.34	~2.68	~3.18	~4.01
Δz^+	1.53	1.81	2.11	2.48	3.11

周期境界条件と流入流出境界条件の結果の差は 10%以内であった。従って、流れ方向に周期境界を用いた場合も、現象の本質を十分捉えることができると判断する。

流れは平均圧力勾配によって駆動される。下壁面を低温一定、上壁面を高温一定に保ち、その温度差を一定とした。また、オリフィスを構成する物体は、非常に優れた熱伝導性を仮定している。すなわち、下部側は下壁と同じく低温一定、上部側は高温一定である。支配方程式は、以下に示す連続の式、Navier-Stokes 方程式及びエネルギー方程式である。

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial x_i^*} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^+}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re_{\tau_0}} \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_j^{*2}} - \frac{\partial \langle p_x^+ \rangle}{\partial x_1^*} \delta_{ii} - f_i^+ \tag{2}$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial T^*}{\partial x_j^*} = \frac{1}{Pr \cdot Re_{\tau_0}} \frac{\partial^2 T^*}{\partial x_j^{*2}} \tag{3}$$

レイノルズ数は $Re_{\tau_0} (= u_{\tau_0} \delta / \nu) = 300$ 、プラントル数は $Pr = 0.71$ とした。オリフィスの開口比 β は 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 及び 0.7 とした。

表 1 に、本 DNS における計算領域長さ、メッシュ数及び空間解像度を示す。ここで、空間解像度は

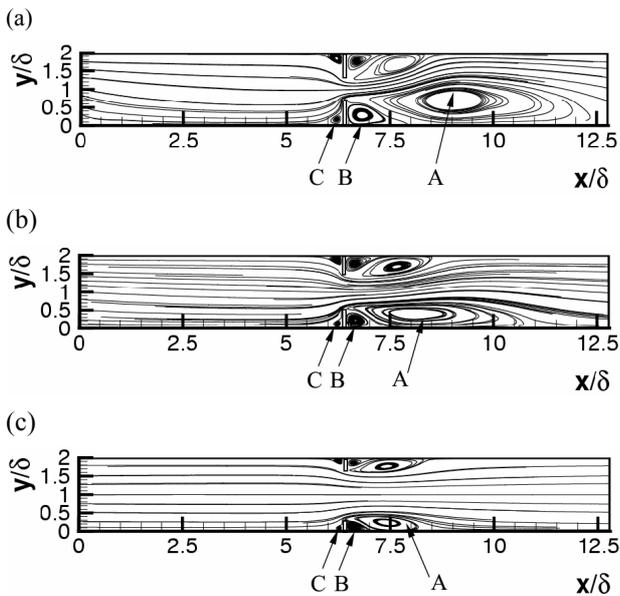


Fig. 2 Time-averaged streamlines. (a) $\beta=0.3$; (b) $\beta=0.5$; (c) $\beta=0.7$.

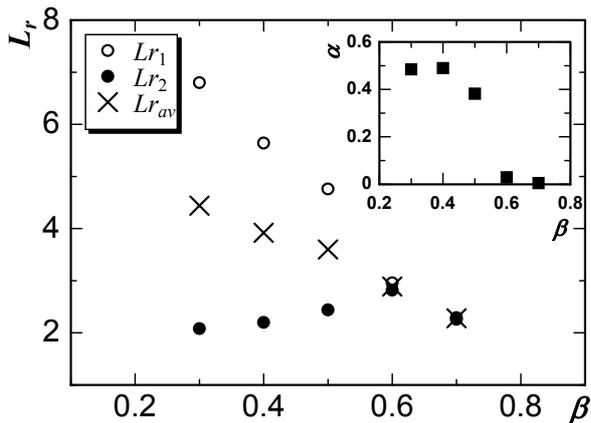


Fig. 3 Reattachment lengths and asymmetry parameters.

流れ方向に空間平均した壁面摩擦速度を用いて算出した。速度成分及び圧力はスタッガード格子点上に定義される。計算アルゴリズムには SMAC 法 (Simplified Marker and Cell method)を用いた。時間離散化には、 y 方向の粘性項に 2 次精度 Crank-Nicolson 法を、その他の項に省記憶 3 次精度 Runge-Kutta 法を用いた。空間離散化には 2 次精度中心差分を用いた。

また、FFT(Fast Fourier Transform)を用いたポアソン式の高速解法を容易に行うため、オリフィスは、Mohd-Yusoff[5]の提唱する直接強制的境界埋め込み法を用いて表現した。具体的には、オリフィスを構成する物体内部及び表面で速度がゼロとなるように適切な外力 f_i (式(2)参照) を与える。

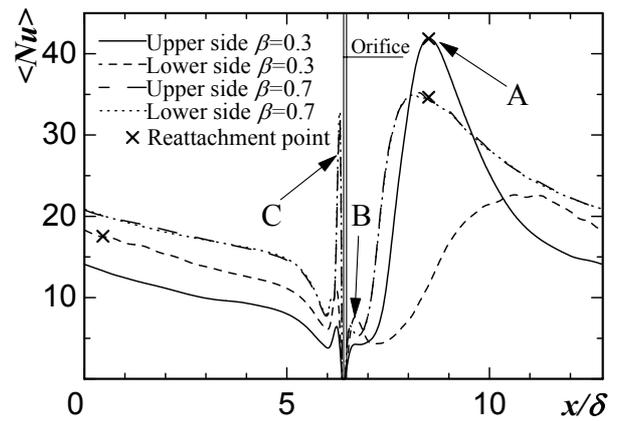


Fig. 4 Time-averaged Nusselt number profiles.

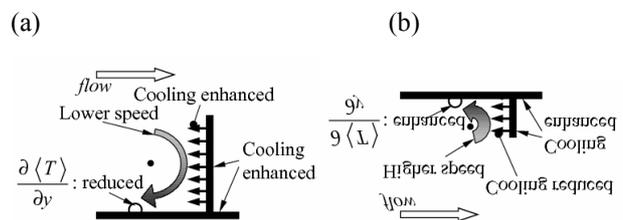


Fig. 5 Relationship between heat transfer and the recirculation in front of the orifice. (a) $\beta=0.3$; (b) $\beta=0.7$.

3 結果及び考察

3.1 平均流の非対称現象

図 2 に $\beta=0.3$, $\beta=0.5$ 及び $\beta=0.7$ の場合の時間平均流線図を示す。 $\beta=0.3$ 及び $\beta=0.5$ の場合、オリフィス後流域が壁垂直方向に非対称となる。これはコアンダ効果によるものである。同様の現象が急拡大流路においても観察されている[6]。上下どちらに傾くかは、計算の進行に伴うランダムな非対称性に依存するようであり、傾く方向の確率は上下それぞれ 50%である。この非対称性を評価するために、オリフィスから 1δ 後方の、チャンネル中央における壁垂直方向の平均流速の絶対値を、バルク平均流速 u_b で規格化したものを、非対称パラメーター α として定義する。図 3 の差込図に、 β と α との関係を示す。なお、オリフィス上流側においても同様に非対称パラメーターを算出し、下流側のピーク値の 7% 以下であることを確認している(図略)。従って、周期境界条件がオリフィス後方の非対称性に与える影響は小さいと判断する。 β が小さい場合 ($\beta=0.3\sim 0.5$) は、

平均流が顕著に非対称になることがわかる.しかし, $\beta=0.6$ 付近から, α が 0 に漸近する. すなわち, オリフィスの開口比が大きくなると, 平均流が非対称から対称へ遷移する.

3.2 再付着距離

図3に各ケースにおける上下壁面それぞれの再付着距離を示す. オリフィスの開口比 β を大きくすると, 上下平均された再付着距離が減少することがわかる. また, 非対称の場合($\beta=0.3, 0.4, 0.5$ 及び 0.6), 長い側の再付着距離は β の増加と共に減少するが, 短い側は β の増加と共に増加する. これは, 非対称流から対称流への遷移に伴って, 小さい側の再循環領域の面積は増大し, 逆に大きい側のそれは減少することと対応している.

3.3 壁面ヌッセルト数分布

ここでは, 上述の非対称現象が乱流熱伝達に与える影響について議論する. 図4に $\beta=0.3$ 及び $\beta=0.7$ の場合の上下各壁面の局所平均ヌッセルト数の分布を示す. 流れ場が非対称となっているケース($\beta=0.3$)では, 上下壁面でのヌッセルト数分布に大きな違いが見られる. 一方, 対称のケース($\beta=0.7$)では, 上下の分布はほぼ等しい. また, 両方のケースと共に, 大きな再循環領域(図2のA)に対応するピーク値(図4のA)の他に, オリフィス近傍においてもピークが存在する(図4の B,C). これらは, 2次循環領域(図2のB,C)と対応する. まず, 非対称の $\beta=0.3$ の場合を詳細に検討する. 流れが片寄る側(ここでは上壁)の再付着点近傍において, 顕著なピークを有している(図中のA). 他方, 下壁側では上壁側に比べて変化が平坦であり, ピーク値も上壁側の約半分である. 片寄る側のせん断層では, 反対側に比べて平均的に圧力が小さくなる(図略). つまり, 平均的に温度場の強い巻き込みが生じるため, 熱伝達がより促進されると考えられる. 対称流の $\beta=0.7$ の場合, オリフィス前方に着目すると, 非対称のケース($\beta=0.3$)に比べて, 顕著なピークを持つ(図4の C). この理由を図5を用いて説明する. $\beta=0.7$ のケースでは $\beta=0.3$ のケースと比べ, バルク平均流速が大きい. このため, $\beta=0.7$ のケースでは, オリフィス前方の再循環領域の流速も $\beta=0.3$ のケースに比べより大きくなる. したがって, チャンネル中央部の高温流体は低温である下壁へ向けて, より活発に輸送され, 壁面ヌッセルト数も顕著なピークを有すると考えられる. 他方, $\beta=0.3$ の場合は, 再循環領域の流速が小さく, またチャンネル中央部の高温流体が, 低温である下部物体の影響を強く受け, 冷やされた状態で下壁へ移動するため, $\beta=0.7$ のケースほどは熱伝達が促進されない.

次に, 壁面ヌッセルト数のピーク位置と, 再付着点との関係を調べる. 非対称のケース($\beta=0.3$)の, 流れが片寄る側(上壁側)においては, 壁面ヌッセルト数のピーク部(図4のA)と再付着点とがほぼ一致する.

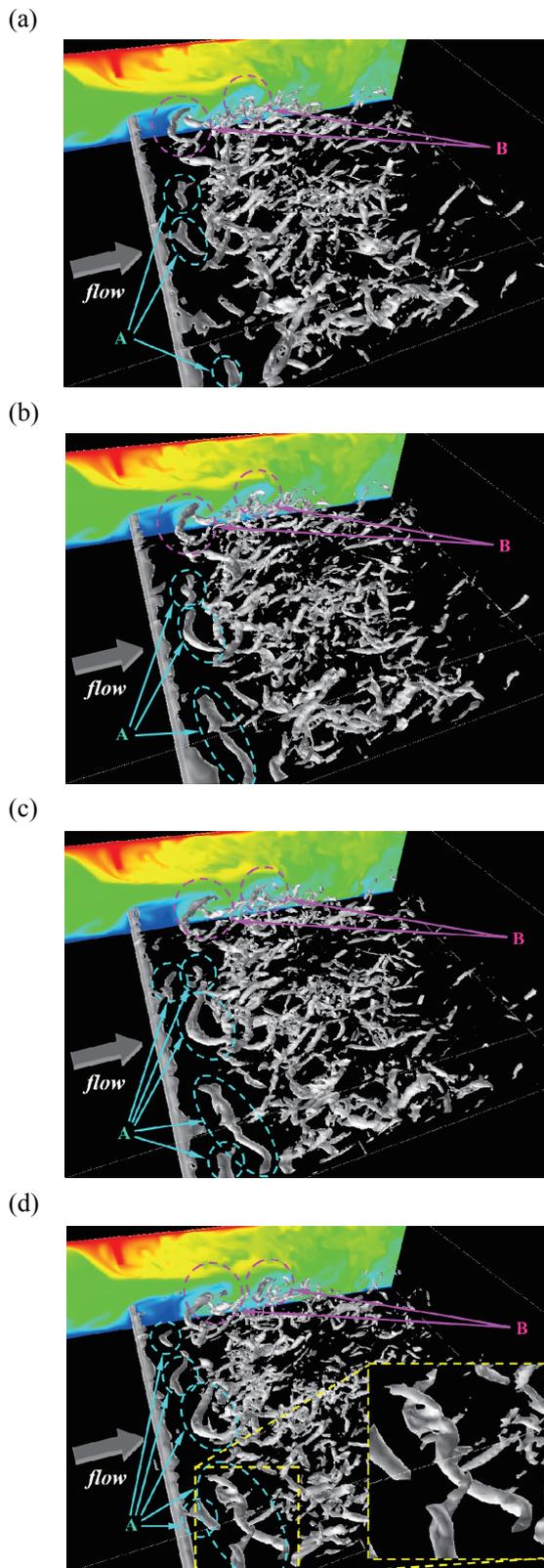


Fig. 6 Vortex structures and temperature distributions behind the orifice for $\beta=0.5$. (a) $t^*=1200$; (b) $t^*=1220$; (c) $t^*=1240$; (d) $t^*=1260$.

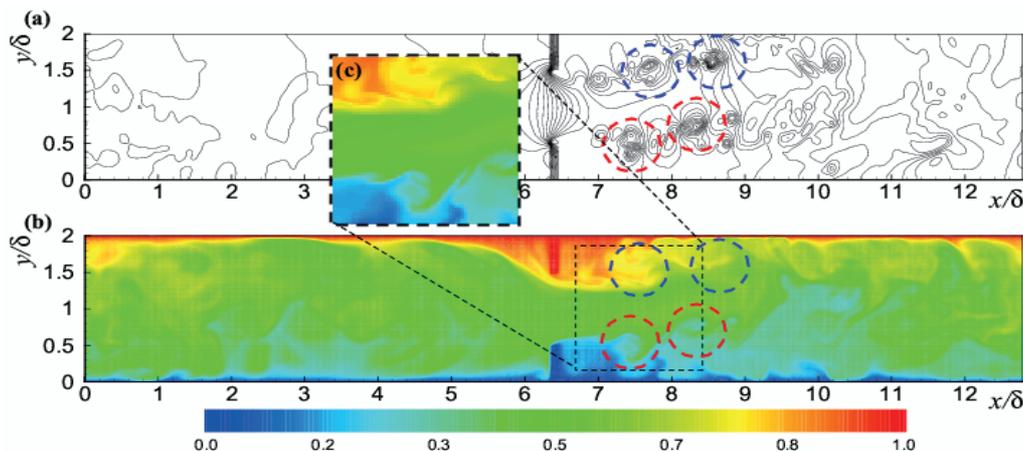


Fig. 7 Pressure and temperature distributions at $z/\delta=3.2$ for $\beta=0.5$. (a)Pressure field; (b)Temperature field.

一方、下壁側では、ヌッセルト数のピーク位置は再付着点よりもかなり上流側に位置する（なお、この場合の再付着位置が $x/\delta=0.5$ 付近に位置するのは、周期境界条件を適用しているためで、再付着距離はオリフィスから約 $6.9\delta(=6.4\delta+0.5\delta)$ となる）。対称のケース ($\beta=0.7$) においても同様に、ヌッセルト数のピーク位置は再付着点よりも上流側に位置している。急拡大流路の層流熱伝達の数値解析では、低いレイノルズ域において、壁面ヌッセルト数のピーク位置は再付着点よりも下流側に位置すると報告されている [7]。しかし、より高いレイノルズ域においては、拡大比の条件によって、本研究のように壁面ヌッセルト数のピーク位置が再付着点よりも上流に移動すると報告されている [8]。したがって、本研究の壁面ヌッセルト数分布と再付着距離の関係は、急拡大流路の層流における高いレイノルズ数域における関係と一致している。

3.4 オリフィス後流の大規模渦構造との温度場の巻き込み

図 6 に $\beta=0.5$ の場合のオリフィス後流の瞬時の渦構造(図中の白)と温度分布(図中のコンター)を示す。なお、渦は速度勾配テンソルの第 2 不変量によって定義している。オリフィス直後は、オリフィスの淵の高さ付近に、比較的大規模なスパン方向の渦が形成される(図中の A)。これは、オリフィスから噴出する高速流体と、再循環領域の逆流との境界における Kelvin-Helmholtz(K-H)不安定によるものである。この大規模渦は流れ方向の移動に伴って、スパン方

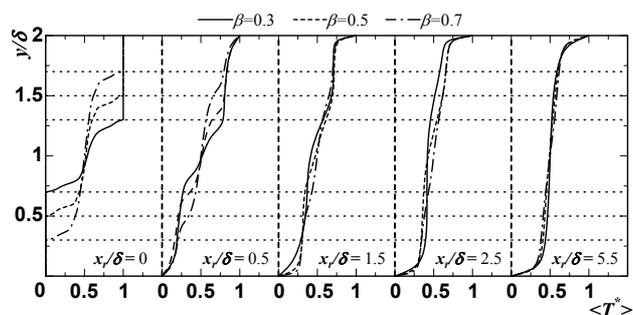


Fig. 8 Mean temperature profiles.

向に歪められ、より小スケールの渦へと崩壊する。また、歪められた渦は、前後の渦と流れ方向の縦渦を介して結合する様子も観察できる(図 6(d)の差拡大図)。このような渦崩壊のシナリオは、Lasherasら [9] や Comte ら [10] による、混合層における渦の 3 次元化のシナリオと比較的良く一致している。

次に、温度分布に着目する。図中の B に示すように、K-H 渦による温度場の大規模な巻き込みが生じる。この巻き込みは、K-H 渦の下流方向への移動に伴って移動する。より詳細に調査するために、図 7 に $\beta=0.5$ の場合のオリフィス後流域における、圧力分布と温度分布を示す。この図からも、せん断層中の渦を示す低压部と、温度場の巻き込みの対応が確認できる。とくに、オリフィス直後では K-H 渦の放出に伴い、温度場のマッシュルーム状構造が見られる(図 7(c))。このような構造は、須藤ら [11] による円形噴流の DNS においても観察される。さらに下流においては、前述の渦の崩壊に伴い、温度場の大規模な混合が生じる。したがって、オリフィス後流域では、K-H 渦形成に伴う温度場の巻き込みと、その後の渦崩壊による大規模な混合で特徴付けられる。

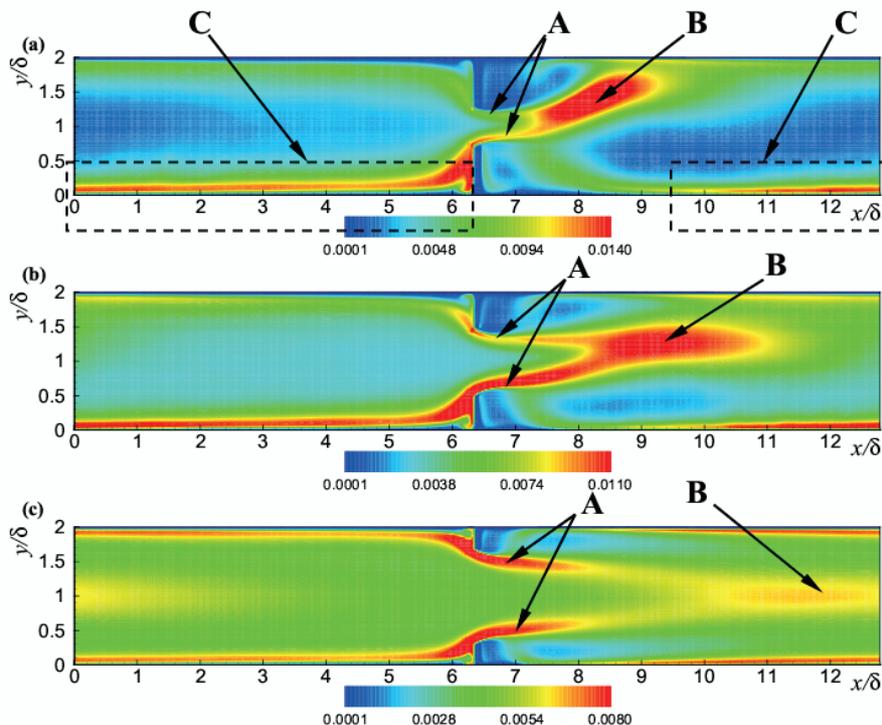


Fig. 9 Temperature variance k_T distributions. (a) $\beta=0.3$; (b) $\beta=0.5$; (c) $\beta=0.7$.

3.5 オリフィス後流域の乱流統計量

3.5.1 平均温度分布 図 8 に $\beta=0.3$, $\beta=0.5$ 及び $\beta=0.7$ の場合の平均温度分布を示す. 横軸に平行な細点線は, 各ケースのオリフィスの淵の高さを示している. オリフィス直後 ($x_r/\delta=0$) における分布は, 各ケースともに類似しており, オリフィスの淵の高さ付近のせん断層における大きな温度勾配と, チャネル中央部における比較的緩やかな温度勾配によって特徴づけられる. 下流へ向かうにつれ, これらの勾配の差異がなくなり, 壁近傍以外ではほぼ一般的な温度勾配に回復する. 壁近傍に関しては, オリフィス直後や再循環領域 ($x_r/\delta=0, 0.5$) において, 温度勾配が小さい. しかし, 再付着点付近においては, 大きな勾配に回復する ($x_r/\delta=1.5, 2.5$). このことは, 壁面ヌッセルト数のピーク位置とも対応している (図 4). オリフィスから十分後方 ($x_r/\delta=5.5$) では, 温度分布はほぼ回復し, 各ケースとも等しい分布となる.

3.5.2 温度バリエーション分布 バップステップ流のような剥離・再付着流では, ステップ後方のせん断層において, 温度バリエーションが増大することが知られている [1, 12, 13]. 図 9 に $\beta=0.3$, $\beta=0.5$ 及び $\beta=0.7$ の場合の温度バリエーションのコンター図を示す. オリフィス後流のオリフィスの淵の高さ付近に, 下流方向に赤く伸びたピーク部が形成される (図中の A). これはせん断層と対応している. しかし, オリフィスによる流れの収縮のため, これらのせん断層がチャネル中央部付近において結合する (図中の B). とくに, $\beta=0.3$ 及び $\beta=0.5$ の場合は顕著で, $\beta=0.3$ の

場合は $7.2 < x/\delta < 9.2$ 程度の範囲で, $\beta=0.5$ の場合は $8.0 < x/\delta < 11.0$ 程度の範囲で, 楕円形のピーク部が形成される. また, 非対称のケースでは, 例えば $\beta=0.3$ の場合, $10.0 < x/\delta < 12.8$ 及びオリフィスの上流側全域にわたり, 下壁近傍の温度バリエーションが大きな値をとる (図中の C). これは, 図 4 における $\beta=0.3$ の場合の $x/\delta > 10.0$ の領域で, 下壁面のヌッセルト数と上壁面のそれとの大小関係が逆転することと対応する. 図 2(a) より, 下壁側では上壁側に比べて再付着が大幅に遅れることがわかる. したがって, 下壁面近傍の流れ場は回復が遅く, 不安定な状態がより広範囲に続くため, 下壁側では温度バリエーションやヌッセルト数が大きくなると考えられる.

3.5.3 乱流熱流束分布 図 10 に $\beta=0.5$ の場合の, 乱流熱流束 $\langle u'T' \rangle$ 及び $-\langle v'T' \rangle$ の分布を示す. $\langle u'T' \rangle$ については, オリフィス直後 ($x_r/\delta=0$) のせん断層においてピークを有する. ピーク位置が $y/\delta \sim 0.6$ と, オリフィスの淵の高さ ($y/\delta=0.5$) よりも少し上方に存在するのは縮流の影響である. 比較的物体に近い $x_r/\delta=0.5$ の位置では, $0.2 < y/\delta < 0.5$ において負値をとる. 下壁面熱流束一定条件のバックステップ乱流熱伝達の LES においても, 同様の結果が報告されている [1]. このような負値は, この領域における温度勾配 $\partial \langle T \rangle / \partial x$ の影響である. この温度勾配は, せん断層における K-H 渦による高温の温度場の巻き込みと, 再循環領域における低温流体の逆流によるもの

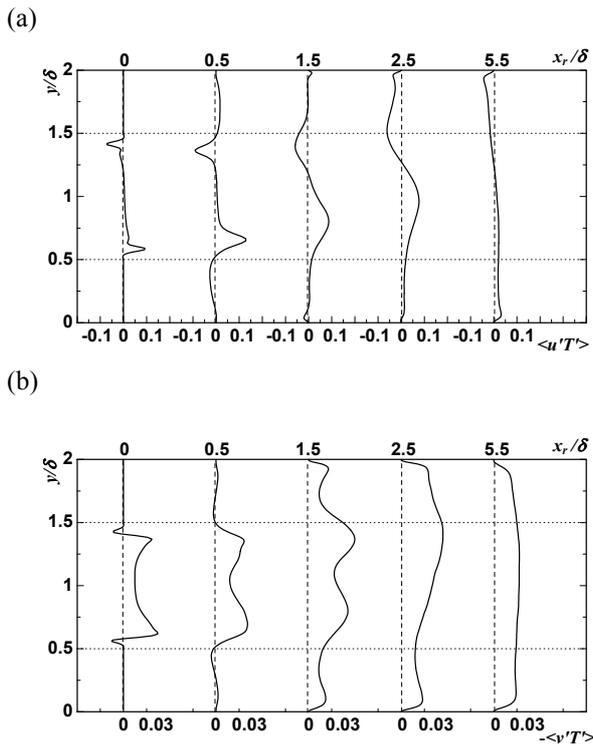


Fig. 10 Turbulent heat flux profiles for $\beta=0.5$. (a) $\langle u'T' \rangle$; (b) $-\langle v'T' \rangle$.

と考えられる。さらに下流($x_r/\delta=1.5, 2.5$)では、せん断層のピーク値は徐々に小さくなる。一方、壁近傍では、温度境界層の発達により乱流熱流束 $\langle u'T' \rangle$ は増加する。

乱流熱流束 $-\langle v'T' \rangle$ に関しても $\langle u'T' \rangle$ の場合と同様に、オリフィスの淵の高さのせん断層においてピークを有する。また特徴的な分布として、オリフィス直後($x_r/\delta=0$)における $0.55 < y/\delta < 0.6$ 付近において負の値が観察できる。 β が変化しても、同様にオリフィスの淵のやや上方に負値が存在する。また、同様の領域においてレイノルズせん断応力 $-\langle u'v' \rangle$ も負になることも確認している(図略)。このようなオリフィス直後の負の $-\langle v'T' \rangle$ または $-\langle u'v' \rangle$ は、バックステップ乱流では見られない [1,12]。しかし、リブ周りの流れでは同様の領域で $-\langle u'v' \rangle$ が負となっている [14]。乱流熱流束 $-\langle v'T' \rangle$ およびレイノルズせん断応力 $-\langle u'v' \rangle$ の生成項はそれぞれ次式で表される。

$$P_{-\langle v'T' \rangle}^+ = \langle u'^+v'^+ \rangle \cdot \partial \langle T^+ \rangle / \partial x^+ + \langle v'^+v'^+ \rangle \cdot \partial \langle T^+ \rangle / \partial y^+ + \langle u'^+T'^+ \rangle \cdot \partial \langle v^+ \rangle / \partial x^+ + \langle v'^+T'^+ \rangle \cdot \partial \langle v^+ \rangle / \partial y^+ \quad (4)$$

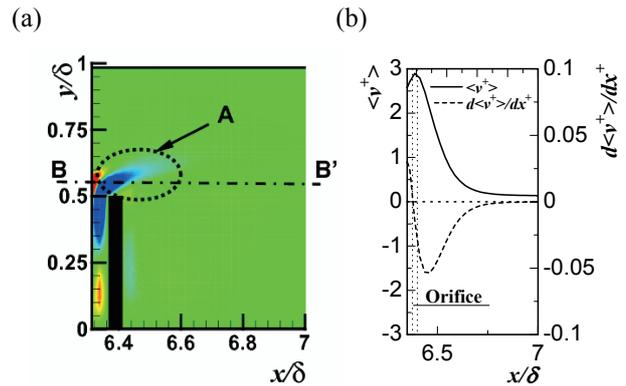


Fig. 11 Wall-normal mean velocity and mean velocity gradient. (a) Distribution of wall-normal mean velocity gradient; (b) wall-normal mean velocity and wall-normal mean velocity gradient profiles on line B-B' in (a).

$$P_{-\langle u'v' \rangle}^+ = \langle u'^+v'^+ \rangle \cdot \partial \langle u^+ \rangle / \partial x^+ + \langle v'^+v'^+ \rangle \cdot \partial \langle u^+ \rangle / \partial y^+ + \langle u'^+u'^+ \rangle \cdot \partial \langle v^+ \rangle / \partial x^+ + \langle u'^+v'^+ \rangle \cdot \partial \langle v^+ \rangle / \partial y^+ \quad (5)$$

乱流熱流束 $-\langle v'T' \rangle$ およびレイノルズせん断応力 $-\langle u'v' \rangle$ が負となる領域 $0.55 < y/\delta < 0.6$ において、これらの生成項がそれぞれ負となることを確認している(図略)。さらに、これらの負の生成について、乱流熱流束 $-\langle v'T' \rangle$ に関しては式(4)の右辺第3項が、レイノルズせん断応力 $-\langle u'v' \rangle$ に関しても式(5)の右辺第3項が支配的であることも確認している。これらはせん断層における顕著な $\langle u'T' \rangle$, $\langle u'u' \rangle$ と、図 11(a)の A に示すような有意な負の平均速度勾配 $\partial \langle v \rangle / \partial x$ によるものである(チャンネル下半分に関して)。図 11(b)からもわかるように、縮流の影響により、オリフィスから比較的上流側では $\partial \langle v \rangle / \partial x$ は正、オリフィスへの流入に伴い $\partial \langle v \rangle / \partial x$ が負になる。同様のことが2次元リブ周りにおいても示されている [15]。したがって、オリフィス通過直後で $-\langle v'T' \rangle$ や $-\langle u'v' \rangle$ が負となるのは、流れの収縮の効果により、平均速度勾配 $\partial \langle v \rangle / \partial x$ が有意な負値をとり、その結果 $-\langle v'T' \rangle$ や $-\langle u'v' \rangle$ に負の生成が生じるためである。より下流域($x_r/\delta=0.5, 1.5$)では、 $\langle u'T' \rangle$ と同じく、せん断層における $-\langle v'T' \rangle$ のピーク値は減少し、せん断層の上下に拡散された分布となる。また、 $x_r/\delta=1.5$ においては、せん断層付近に2箇所存在していたピーク値が、 $x_r/\delta=2.5$ においては1箇所となっている。これは、温度バリエーション分布(図 9)における、せん断層のピーク部の結合と同様で、流れの収縮の効果である。

結 言

矩形オリフィスを有する流路の乱流熱伝達 DNS を実施し、非対称現象や縮流がオリフィス後流の熱伝達に与える影響について調査した。

- オリフィスの開口比 β の条件により、時間平均流が壁垂直方向に非対称となることがわかった。 $Re_{\tau_0} = 300$ における本研究では、 $\beta=0.3, 0.4, 0.5$ では非対称性が顕著であったが、 $\beta=0.6$ 付近から対称流へ遷移し、 $\beta=0.7$ ではほぼ対称流となる。
- 平均流が非対称となる場合では、上下壁面におけるヌッセルト数分布に大きな差が生じることを示した。流れが片寄る側では、再付着点近傍で壁面ヌッセルト数が顕著なピークを有する。流れが寄らない側では、比較的滑らかな分布となり、ヌッセルト数のピーク値も、再付着点より上流側へ移動する。対称流の場合においても、ヌッセルト数のピーク値は、再付着点よりも上流側に位置する。
- オリフィス後流のオリフィスの淵の高さにおいて、スパン方向の大規模 K-H 渦が形成される。この K-H 渦の形成と対応して、温度場の巻き込みが生じる。また、この K-H 渦は、下流へ向かうにつれスパン方向に歪められ、最終的により小さな渦へと崩壊する。この移動に伴って、温度場の巻き込み過程も下流へ移動する。さらに K-H 渦の崩壊により、温度場の大規模な混合が生じる。
- オリフィス後流のせん断層において、温度バリエーションのピーク部が形成される。このピーク部は、流れの収縮の効果により、下流のチャンネル中央部付近で結合する。また、非対称流の場合は、流れが寄らない側のオリフィスから比較的離れた壁近傍において、顕著なピーク部を有する。これは、流れが片寄る側に対して、寄らない側では流れ場の回復が遅れ、より不安定な状態が続くためと考えられる。
- オリフィス後流の再循環領域の一部において、乱流熱流束 $\langle u'T' \rangle$ の分布が負値となることがわかった。これは、バックステップ乱流場においても観察され、剥離領域における温度場の巻き込みの影響によるものと考えられる。また、オリフィス直後の一部の領域で、乱流熱流束 $\langle v'T' \rangle$ が負値をとることもわかった。このよ

うな現象はバックステップ乱流場では見られない。この原因は、流れの収縮の影響により、オリフィス直後で平均速度勾配 $\partial \langle v \rangle / \partial x$ が有意な負値をとり、その結果 $\langle v'T' \rangle$ の生成項が負になるためである。

謝 辞

本研究は、文部科学省による、私学・学術フロンティア推進事業「ホリスティックアプローチによる計算科学の新展開」による支援を受けている。

参考文献

- Avanchar, R. R. V., and Pletcher, R. H., "Large eddy simulation of the turbulent flow past a backward-facing step with heat transfer and property variations", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **23** (2002), 601-614.
- Nagano, Y., Hattori, H. and Houra, T., "DNS of velocity and thermal fields in turbulent channel flow with transverse-rib roughness", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25** (2004), 393-403.
- Sewall, E. A., Tafti, D. K., Graham, A. B. and Thole, K. A., "Experimental validation of large eddy simulations of flow and heat transfer in a stationary ribbed duct", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **27** (2006), 243-258.
- Choi, H. S. and Suzuki, K., "Large eddy simulation of turbulent flow and heat transfer in a channel with one wavy wall", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **26** (2005), 681-694.
- Fadlum, E. A., Verzicco, R., Orlandi, P. and Mohd-Yusof, J., "Combined Immersed-Boundary Finite-Difference Methods for Three-Dimensional Complex Flow Simulations", *J. Comp. Phys.*, **261** (2000), 35-60.
- Fearn, R. M., Mullin, T. and Cliffe K. A., "Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion", *J. Fluid Mech.*, **211** (1990), 595-608.
- 大田照和, 柳岡英樹, 畑孝典, "二次元対称急拡大流路内流れと熱伝達の数値解析", *日本機械学会論文集*, **60-579**, B (1994), 3930-3936.
- 大田照和, 柳岡英樹, 渋谷一幸, 中島円, 吉川浩行, "急拡大矩形流路内のはく離流れと熱伝達の数値解析", *日本機械学会論文集*, **66-648**, B (2000), 2109-2116.
- Lasheras, J. C. and Choi, H., "Three-dimensional instability of a plane free shear layer : An experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices", *J. Fluid Mech.*, **189** (1988), 53-86.
- Comte, P., Lesier, M. and Lamballais E., "Large- and small-scale string of vorticity and a passive

- scalar in a 3-D temporal mixing layer”, *Phys. Fluids*, **12**(1992), 2761-2776.
- [11] 須藤仁, 松原幸治, 小林睦夫, 渡辺英人, 松平雄策, “非等温円形噴流の発達領域における組織構造”, *日本機械学会論文集*, **69**-681, B (2003), 1200-1207.
- [12] Abu-Mulaweh, H. I., Armaly, B. F. and Chen, T. S., “Turbulent mixed convection flow over a backward-facing step”, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **44** (2001), 2661-2669.
- [13] Abu-Mulaweh, H. I., Chen, T. S. and Armaly, B. F., “Turbulent mixed convection flow over a backward-facing step—the effect of the step heights”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **23** (2002), 758-765.
- [14] Ashrafian, A., Andersson, H. I. and Manhart, M., “DNS of turbulent flow in a rod-roughened channel”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25** (2004), 373-383.
- [15] Murakami, S. “Current status and future trends in computational wind engineering”, *Int. J. Wind Eng and Ind. Aerodyn.*, **67&68** (1997), 3-34.