

[共同研究成果]

高解像度直接数値シミュレーションによる乱流熱伝達の研究

小塚 信* 河村 洋**

* 東京理科大学 理工学研究科 機械工学専攻

** 東京理科大学 理工学部 機械工学科

1. 諸言

自然界で観察されるほとんどの流れ、また、工業製品に応用される多くの流れは、乱流である。自然界においては、高層ビルの周りの流れ、火山の噴流、対流圏上層部のジェット気流も乱流である。積雲も乱流運動をしているし、河川や運河の水の流れも乱流状態である。工業・産業界では、船舶や電車周りの流れも、パイプライン内の天然ガスや石油の流れも乱流である。乱流は強い拡散作用を伴うため、熱や物質等のスカラーの混合において重要とされている。大気汚染物資の希薄には、乱流の強い拡散性が有効であるので、乱流の促進が必要不可欠である。エンジン内の燃料と空気を混合させる流れを調べることは燃費に関わってくるため、非常に重要となる。一方で、乱流が問題となる場合も多く存在し、例えば、飛行機や自動車周りでは、乱流による摩擦抵抗が大きくなるため、乱流の抑制・制御がかぎとなる。このように、乱流はさまざまな学問分野に関係しており、乱流摩擦、乱流騒音、熱や物質のスカラー輸送を伴った乱流現象の把握は、常に重要な課題である。

固体壁に接する乱流は壁乱流と呼ばれ、実用的に幅広い応用範囲を持つ。本研究対象である平行平板間乱流（チャンネル乱流）は、無限に広い2枚の平行な板の間を流れる乱流を指し、代表的な壁乱流の一つである。壁乱流では、壁面付近で乱れエネルギーの生成・散逸・拡散が活発に起こり、結果として一様乱流や単純剪断乱流にはない特徴的な構造を呈することが知られている。その構造や不変性などに関する力学的素過程、あるいは統計的性質の研究は、乱流の力学機構、輸送メカニズムを解明し、乱流摩擦や乱流熱伝達を精度良く評価して行く上で、学術的にも工学的にも極めて重要である。

近年の大型計算機の飛躍的な進歩に伴い、流れの基礎方程式を厳密に解く、直接数値シミュレーション（DNS）が盛んに実施されている。計算機の発達により、乱流場をコンピュータ上に正確に再現することが可能となったため、DNSは理論的・実験的研究と並んで熱・物質輸送を含む壁乱流の解明に大きく貢献している。

平行平板間乱流熱伝達のDNSは、最初にKim & Moin [1]により一様内部発熱条件下において行われた。その時のレイノルズ数（壁面摩擦速度 u_τ とチャンネル半幅 δ 及び動粘性係数 ν に基づくレイノルズ数）は、 $Re_\tau=180$ 、プラントル数は $Pr=0.1, 0.71, 2.0$ であった。DNSでは、全ての乱れスケールを数値的に捉え得るほどの細かな解像度と大きな計算領域を必要とするために計算負荷が大きくなる。特に高い自由度の系（高 Re_τ ・高 Pr ）では、速度・温度変動がより細かい空間スケールで現われるようになり、解像度を上げる必要に迫られる。そのため、従来までは、低い自由度の系が解析対象とされてきたが、大規模計算機環境の整備が進み、より高い Re_τ や高 Pr の平行平板間乱流熱伝達のDNSが数多く実施されてきた。Naら [2] は $Re_\tau=150$ において、 $Pr=10.0$ までのDNSを実施し、 $Pr=10.0$ における乱流プラントル数は、壁面極近傍で増加することを指摘している。Tiseljら [3] は、等温加熱と等熱流束加熱の熱的境界

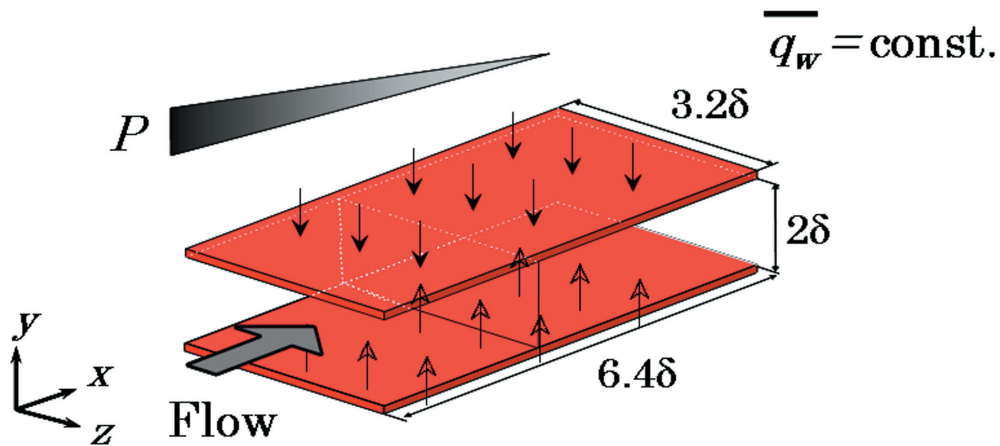


図1 解析対象

条件の下で、 $Pr=1.0$ と 5.4 の DNS を行い、乱流統計量や壁面近傍の乱流構造を比較している。当研究グループ[4,5]も、 $Pr=0.025\sim 5.0$ において、 $Re_\tau=180\sim 1020$ までの DNS を系統的に実施し、各種乱流統計量や瞬時場のレイノルズ数、プラントル数依存性について詳細に報告している。

しかし、筆者の知る限り、 $Pr=10.0$ のレイノルズ数依存性については今だ議論されておらず、また、 $Pr>1.0$ において、スカラーの最小スケールを捉え得るほどの平行平板間乱流熱伝達の DNS の例はほとんどない。瞬時場における温度変動の大きな勾配や、スカラー散逸の輸送方程式の正確な分布を得るためには、バチェラスケールを解像できる空間解像度は必要である。

さらに近年においては、 $Pr > 40$ の高プラントル数に対する Semi-DNS[6]や、 $Pr > 100$ に対する LES[7]、Lagrangian 法による数値シミュレーション[8]も行われている。平均温度分布等の低次統計量については、DNS の結果と良く一致することが報告されているが、高次統計量については、どれ程一致するか知られていない。

そこで、本研究では、高プラントル数流体のレイノルズ数の違いに対する影響を調べるために、一様熱流束加熱条件を課した平行平板間乱流熱伝達の DNS を実施した。空間解像度を $Re_\tau=180$ における $Pr=10.0$ のバチェラスケール以下にとり、幅広いプラントル数 ($Pr=0.71\sim 10.0$) で計算を行った。各種乱流統計量における、レイノルズ数、プラントル数依存性を検討すると共に、乱流熱・物質輸送のメカニズムをより高度に理解することを目的としている。

2. 数値解析手法

2.1. 速度場

解析対象となる流れ場は、十分に発達した無限に広い平行平板間乱流である(図1)。主流(x 軸)方向に一様な圧力勾配を負荷することで流れが駆動されているものとし、非圧縮のポアズイユ乱流を想定している。支配方程式は、連続の式及び Navier-Stokes 方程式である。ここで、 u_i は速度、 P は圧力、 t は時間である。各方程式において、 $i=1\sim 3$ はそれぞれ、主流方向(x)、壁垂直方向(y)、スパン方向(z)を示す。上添え字(+) は u_τ 及び v_τ で、(*)は δ でそれぞれ無次元化されている。

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^*} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial P^+}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_j^{*2}} \quad (2)$$

壁面上では滑りなし条件とし、無限の平行平板を模擬するため、 x, z 方向には周期境界条件を付加している。本研究のレイノルズ数は、 $Re_\tau = 180, 395$ であり、平均流速とチャンネル幅によるレイノルズ数でそれぞれ約 5700, 14000 に相当する。

2.2. 温度場

加熱条件として、上下壁面に一様熱流束加熱条件を課した。壁面上での熱的境界条件を 0 とするために、温度偏差 θ を導入する。この場合、統計的に平均化された温度は x 方向に対して線形的に増加する。それゆえ、壁面摩擦温度 T_τ により無次元化された、瞬時の温度 $T^+(x^*, y^*, z^*)$ は以下のように変換される。

$$T^+(x^*, y^*, z^*) = \frac{d \langle \bar{T}_m^+ \rangle}{dx^*} x^* - \theta^*(x^*, y^*, z^*) \quad (3)$$

ここで、 $\langle \bar{T}_m^+ \rangle$ は混合平均温度である。本研究対象では、主流方向の温度勾配は一定値で与えられるので、エネルギー方程式は以下のように表わされる。

$$\frac{\partial \theta^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial \theta^+}{\partial x_j^*} = \frac{1}{Re_\tau \cdot Pr} \frac{\partial^2 \theta^+}{\partial x_j^{*2}} + \frac{u_1^+}{\langle u_1^+ \rangle} \quad (4)$$

本 DNS における一様熱流束とは、瞬時における局所の熱流束は変化するが、空間平均された熱流束は一定であることを意味している。プラントル数は 0.71, 1.0, 2.0, 5.0, 7.0, 10.0 の 6 ケースを行い、空気から水に相当する幅広い流体を対象としている。本研究では、乱流拡散による熱輸送の基本的性質を調べるため、浮力の影響は考慮していない。

空間的離散化には有限差分法を用いた。連続の式と N-S 方程式のカップリングにフラクショナルステップ法を適用した。時間進行は、 y 方向の粘性項に対しては、2 次精度クランク・ニコルソン法を、その他の項に対しては 2 次精度アダムス・バッシュホース法を用いた。他方、差分精度は、 x, z 方向に 4 次精度中心差分を、 y 方向には不等間隔格子を用いており、2 次精度中心差分で扱った。

2.3. プログラム性能

本研究では、信頼性の高い DNS データベースを構築するため、速度場及び温度場における最小スケールをできる限り捉え得る、細かな格子幅を設定する必要がある。本計算における格子幅は、一般的なチャンネル乱流の DNS に比べ、約 10 倍程細かく、また、総格子点数は、最大で約 5 億点である。計算に最低限必要なデータは、直交座標データ、速度・圧力・温度の三次元データであり、その他、各種乱流統計量等の一次元データを含めると、使用メモリは、約 150GB を要した。

東北大学シナジーセンター（現 東北大学サイバーサイエンスセンター）の SX-7 にて本計算プログラムを実行した。SX-7 は、最新鋭のベクトル型のスーパーコンピ

表 1 プログラム性能

CPU 時間 [h:m:s]	1856:19:14
MOPS 値	10500.30
MFLOPS 値	6077.34
MOPS 値 (実行時間換算)	335498.87
MFLOPS 値 (実行時間換算)	194179.33
平均ベクトル長	255.97
ベクトル演算率[%]	99.85
メモリサイズ[MB]	149,760.00
プロセッサ同時実行時間	(32 並列時)
Conc. Time(>= 1)(sec)	209153.98
Conc. Time(>= 2)(sec)	209116.88
Conc. Time(>= 3)(sec)	209103.21
Conc. Time(>= 4)(sec)	209091.82
Conc. Time(>= 8)(sec)	209070.56
Conc. Time(>=16)(sec)	209045.45
Conc. Time(>=24)(sec)	209016.98
Conc. Time(>=32)(sec)	203188.50
バンクコンフリクト時間[sec]	43191.64

ュータであるため、複雑な多重ループを多く含む流体計算にとって、非常に有用な計算マシンである。また、メイン・メモリが最大 256GB なので、本計算のような大規模なシミュレーションも可能である。コンピュータの性能向上が直接、研究の可能性に結びつくため、大規模で複雑な科学技術計算に適したベクトル型のスーパーコンピュータを使用することは、計算性能やコストの面を考えると、一般的なコンピュータ・クラスタよりも実用的であると考えられる。

表 1 に Proginf の一例を示す。ここで、計算プログラムの解析条件は、 $Re_{\tau}=395$, $Pr=0.71$, 2.0 を設定し、15000step (無次元時間 $t^* = t \cdot u_{\tau} / \delta = 0.15$) に亘って解析を行ったものである。並列化には、OpenMP を用いている。平均ベクトル長、ベクトル演算率共に、高い値を示しており、本プログラムにおける並列化が有効に行われていることがわかる。

コンパイル実行時、2000 行を超えるループで、OpenMP による並列化が効率的に行われなかったという問題が生じた。プログラム自体にエラーは検出されず、その問題点を特定することが出来なかったため、貴センター・スタッフの方と共同で、原因究明を行った。スタッフの方のアドバイスを参考に、数千行を超える大規模なループを、

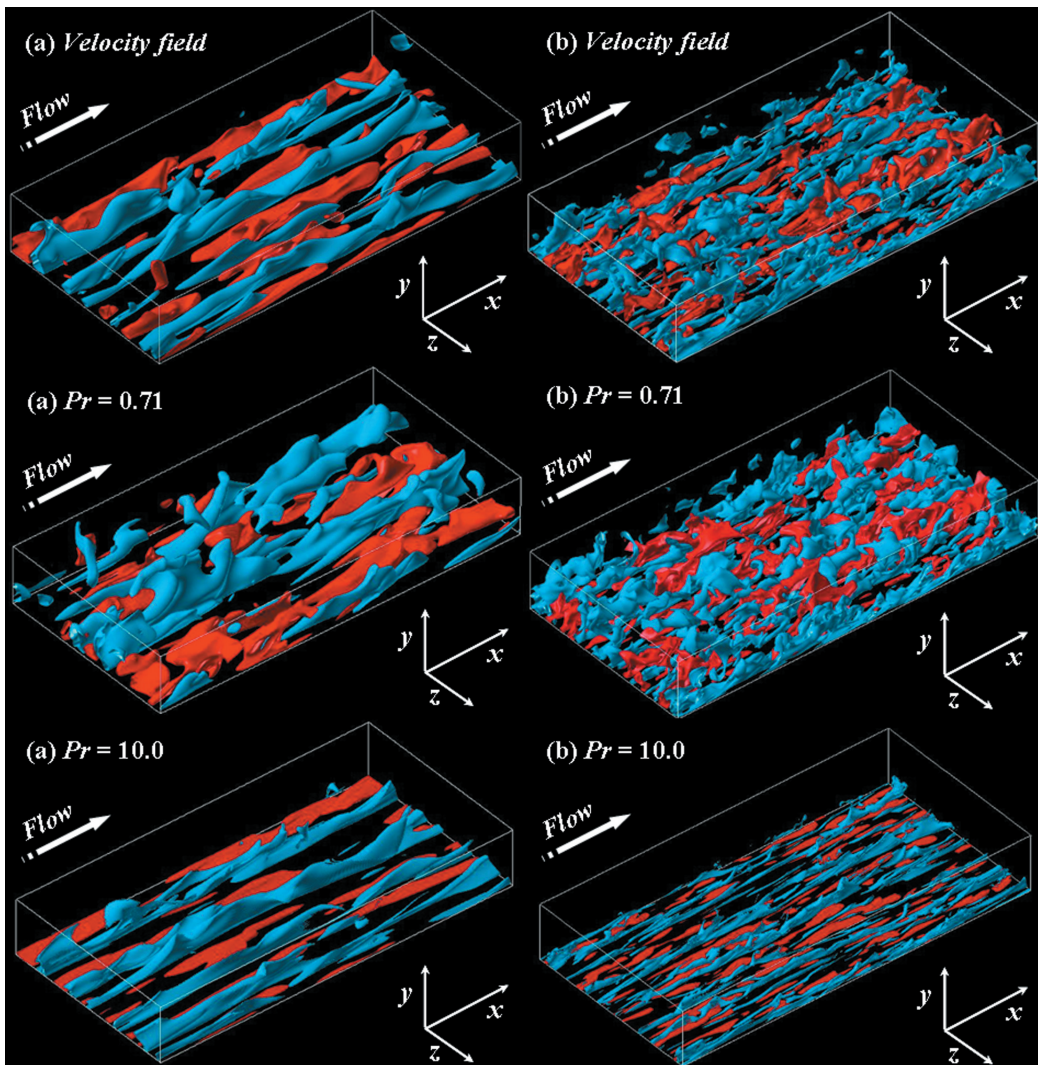


図 2 壁面近傍における速度変動と温度変動の様子。赤色は高速又は高温、青色は低速又は低温を表わす。可視化範囲はチャンネル全領域である。: (a)左段, $Re_\tau=180$; (b)右段, $Re_\tau=395$

千行以下にまで抑えたところ、OpenMP による並列化を正常に実行することができた。分割の仕方を変えて、何通りか実行してみたところ、2000 行未満であれば、正しく並列化されることがわかった。原因は突き止めることは出来なかったが、大規模なループは避けるようにした方がよいことがわかった。

3. 結果及び考察

3.1. 瞬時場の可視化

高プラントル数流体における壁面近傍の温度場の構造に対するレイノルズ数の影

響を見るために、プラントル数 $Pr = 0.71$ と 10.0 における温度変動の瞬時場を図 2 に示す。速度場の速度変動も併せて示す。速度場と $Pr = 0.71$ における温度場を比較すると、両者の構造は類似しており、 $Pr \approx 1.0$ における速度場と温度場の高い相関関係を可視化から確認することができた。プラントル数の増加に伴い、拡散層厚さがうすくなっていることが確認できる。高プラントル数流体では、熱伝導の効果よりも移流効果が大きくなるので、 $Pr = 10.0$ における壁面近傍の高温・低温ストリークは、流れにより引きずられたような構造を呈するのがよくわかる。いずれのプラントル数においても、レイノルズ数が増加すると、温度変動はより細かいスケールで現われるようになるが、マクロな視点では、高温、低温の大規模な領域が維持されているように観察される。

3.2. 最小スケールと空間解像度の関係

乱流の最小渦のスケールを表わすコルモゴロフ長 $\eta (= (\nu^3/\epsilon)^{1/4})$ 、 ϵ : 乱流エネルギーの散逸率)と、温度場の最小スケールを表わすバチェラー長 $\eta_\theta (= \eta/Pr^{1/2})$ を図 3 に示す。粘性長さ (u_τ, ν) で無次元化された両スケールは、壁近傍 ($y^+ < 20$) においてほぼ一定値をとり、チャンネル中央に向かうにつれて増加する。また、プラントル数の増加に伴い、 η_θ^+ は減少する。壁面近傍とチャンネル中央付近における η_θ^+ は、 $Re_\tau = 180$ の場合、全てのケースで y 方向格子幅 Δy^+ 以下になるように設定されていることが確認できる。一方、 $Re_\tau = 395$ の場合、 $Pr = 2.0$ 以下のケースでは Δy^+ は η_θ^+ よりも小さいが、 $Pr = 2.0$ 以上のケースではチャンネル中央において大きい。 x, z 方向の空間解像度については、エネルギースペクトルを用いて、後程議論する。

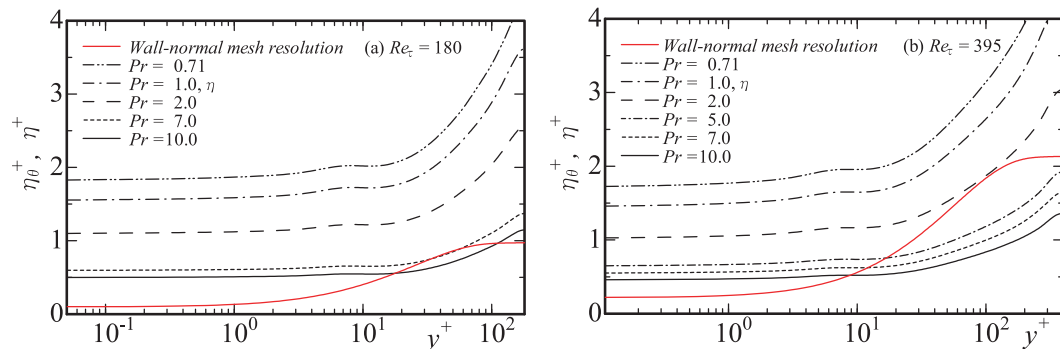


図 3 コルモゴロフ長とバチェラー長: (a), $Re_\tau = 180$; (b), $Re_\tau = 395$

3.3. 主要な乱流統計量

3.3.1. 平均温度分布

壁面摩擦温度で無次元化した平均温度分布を図 4 に示す。同図に、比較のため、高レイノルズ数の実験データに基づいて作られた Kader の経験式の値 [9] も併せて示す。Kader の経験式から得られた値は $Re_\tau = 395$ において、DNS の結果とほぼ一致し、その妥当性が確認できる。しかし、より詳しく見ると、対数則域 ($y^+ > 30$) における Kader の経験式は、高プラントル数になるほど DNS との差が大きくなることがわかった。本研究で得られた $Pr \geq 2.0$ における $Re_\tau = 180$ と 395 の平均温度分布を比較する。対数則域からチャンネル中心にかけて、レイノルズ数の増加にしたがい、平均温度は低く

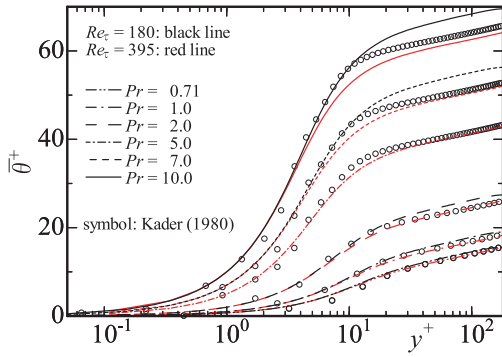


図4 平均温度分布

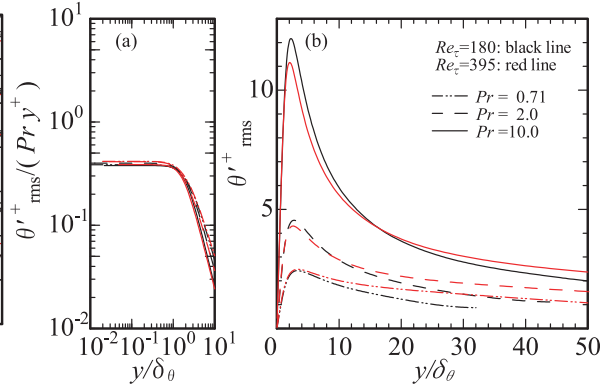


図5 温度変動強度

なる。これは、高プラントル数では対流による熱輸送の効果が熱伝導の効果に比べて大きく、レイノルズ数の増加に伴い温度場がよく混合され、平均温度が一樣に近づいたためである。

3.3.2. 温度変動強度

温度変動強度の分布を図5(b)に示す。プラントル数の増加に伴い、壁近傍のピーク値は著しく増加する。これは、温度変動強度のエネルギー収支において、プラントル数の増加に伴い、壁近傍で生成されるエネルギーが増加するためである。プラントル数 $Pr = 0.71$ の場合、レイノルズ数が増加すると、壁近傍のピーク値は微増する。一方、 $Pr > 1.0$ の場合、減少することがわかった。横軸を温度拡散層厚さ δ_θ [7] で規格化すると、各プラントル数でピーク位置をよくそろえることができた。

温度変動強度の壁面漸近挙動の分布を図5(a)に示す。十分に発達した平行平板間乱流の温度場において、温度変動 θ'^+ は壁近傍で y^+ の関数として、以下の様に展開できる。

$$\theta'^+ = b_0^+ y^+ + d_0^+ y^{+3} + \dots \quad (5)$$

ここで、 b_0^+ 及び d_0^+ は、 y 以外の座標 (x, z) と時間 (t) の関数である。壁面において、瞬時の熱流束 q_w と温度勾配の間には、

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial y} = q_w \quad (6)$$

の関係がある。ここで、 λ は熱伝導率である。無次元化とレイノルズ分解を施すと、

$$-\frac{\partial (\bar{\theta}^+ + \theta'^+)}{\partial y^+} = Pr (1 + q'_w / \overline{q_w}) \quad (7)$$

と表わせる。ここで、式(7)を平均化し、 y で積分すれば、平均温度の直線分布式 $\bar{\theta}^+ = Pr \cdot y^+$ が得られる。したがって、温度の変動分についても、 Pr に比例すると仮定すると、式(5)は、

$$\theta'^+ = b_0'' Pr y^+ + d_0'' Pr y^{+3} + \dots \quad (8)$$

となり、温度変動強度の壁面漸近値は以下のように表わせる。

$$\theta_{\text{rms}}^+ = \sqrt{b_\theta^{n+2}} Pr y^+ + O(y^{+3}) \quad (9)$$

この仮定の上では、 $b_\theta^{n+2} Pr = b_\theta^+$ であり、 b_θ^+ は y や Pr に依存しない値となる。図 5(a) より、拡散層内における $\theta_{\text{rms}}^+ / (Pr y^+)$ の壁面漸近値 $\sqrt{b_\theta^{n+2}}$ は、全てのケースで Pr に依存せず一定値(約 0.4)を示すことが確認できた。したがって、本研究のプラントル数の範囲においても、温度変動の壁面漸近値は Pr に比例し、式(8)が成立することがわかった。

3.3.3. 乱流プラントル数

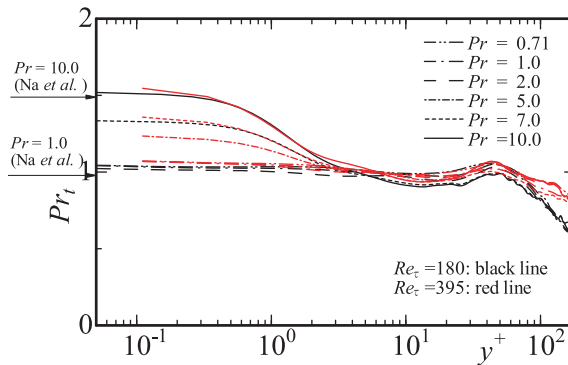


図 6 乱流プラントル数

乱流プラントル数を図 6 に示す。乱流プラントル数は、古くから乱流熱伝達モデルにおける主要パラメータのひとつとして使用されている。乱流プラントル数は、以下の式で与えられる。

$$Pr_t = \frac{\overline{u'^+ v'^+}}{\overline{v'^+ \theta'^+}} \frac{d\bar{\theta}^+ / dy^+}{d\bar{u}^+ / dy^+} \quad (10)$$

乱流プラントル数 Pr_t の壁面漸近値に関して Antonia ら[10]は、 $Pr = 0.71 \sim 2.0$ の範囲の DNS database[1]を用いて、 Pr_t の壁面漸近値はプラントル数に依存せず、一定値(約 1.1)となることを報告している。また、Kawamura らは、 $Pr = 0.025, 0.71$ における Pr_t のレイノルズ数の影響について検討しており、その中で彼らは、 $Pr = 0.71$ における Pr_t の壁面漸近値にレイノルズ数依存性は見られないことを指摘している。本結果においても、 $Pr = 0.71 \sim 2.0$ の場合、壁から $y^+ = 20$ の領域において一定値(約 1.1)となり、また、 Pr_t の壁面漸近値に、レイノルズ数依存性は見られない。このことは Antonia らや Kawamura らの結果と良く一致している。

他方、 $Pr = 5.0, 7.0, 10.0$ の場合、 Pr_t は $y^+ = 2.0$ 付近で増加する。高プラントル数に見られるこの傾向は、Na ら[2]の計算結果からも観察されている。また、レイノルズ数が増加しても、 $0.71 \leq Pr \leq 10.0$ の範囲では、 Pr_t の壁面漸近値にレイノルズ数依存性は見られないことがわかった。壁面極近傍における Pr_t の増加は拡散層内で生じている。拡散層内では、分子粘性の効果が乱流拡散の効果に比べて支配的であり、レイノルズ数の影響はほぼ無視できる領域である。そのため、 Pr_t の壁面漸近値にレイノルズ数の影響はほとんどないと考えられる。

3.3.4. タイムスケール比

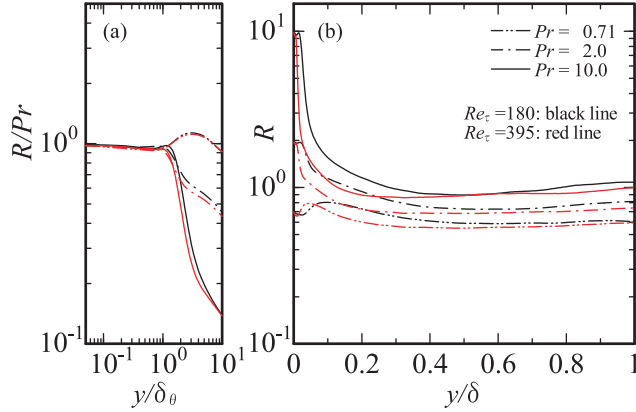


図7 タイムスケール比

タイムスケール比を図7に示す。タイムスケール比は、速度場と温度場の時間スケールの比を表わした統計量であり、この値もまた、実用計算モデルにおいて重要なパラメータのひとつである。タイムスケール比は以下の式で定義される。

$$R = \frac{\tau_\theta}{\tau_u} = \frac{\overline{\theta'^{r+2}}}{2\varepsilon_\theta^+} \cdot \frac{\varepsilon^+}{k} \quad (11)$$

ここで ε_θ^+ は、温度乱れ強度 $\overline{\theta'^{r+2}}/2$ の散逸率を表わしている。タイムスケール比 R の壁面漸近値は、解析的に Pr と等しくなることがよく知られている。図7(a)からも、全ての Pr 数において、 R の壁面漸近値は各 Pr 数に一致することが確認できる。また、拡散層内で、ほぼ一定となることがわかる。プラントル数 $Pr = 0.71$ の場合、 $y/\delta_0 = 3.0$ ($y^+ = 20$) 付近でピーク値をとり、一定値 (約 0.60) となる。 $Pr = 10.0$ の場合、壁面上で最大値をとり、壁面から離れるにつれ減少し、一定値 (約 1.0) となる。チャンネル中央付近では、本計算の全ての Pr において、 R はレイノルズ数に依存しないことがわかる。

3.4. One-dimensional energy spectra

チャンネル中心におけるバッチェラー長で無次元化された、流れ方向一次元エネルギースペクトル ($k_x^2\phi_{\theta\theta}$, $k_x^3\phi_{\theta\theta}$, $k_x^4\phi_{\theta\theta}$) の分布を図8に示す。一般に、バッチェラー長は、高プラントル数流体 ($Pr \sim 1000$) での正規化に用いられる。バッチェラー長での無次元化において、レイノルズ数 $Re_\tau = 180$ の全ての Pr で、エネルギースペクトルの分布は、よくスケールアップされていることがわかる (図8(a))。本研究により、 $Pr = 0.71 \sim 10.0$ の範囲でも、バッチェラー長による正規化で、よく整理されることがわかった。

一方、 $Re_\tau = 395$ の場合、全ての Pr における $k_x^2\phi_{\theta\theta}$ の分布は、各プラントル数でよく一致しているが (図8(b))、 $Pr \geq 7.0$ における $k_x^3\phi_{\theta\theta}$ と、 $Pr \geq 5.0$ における $k_x^4\phi_{\theta\theta}$ の分布に単調減衰からのずれが観察される。十分な空間解像度を有している場合、エネルギースペクトルの分布は、高波数帯で単調減衰する。他方、解像度が足りない場合、単調減衰からのずれが生じる。よって、図8(b)で観察されるずれは、空間解像度の不足によるためだと考えられる。エネルギースペクトル $k_x^2\phi_{\theta\theta}$, $k_x^4\phi_{\theta\theta}$ は、スカラー散逸

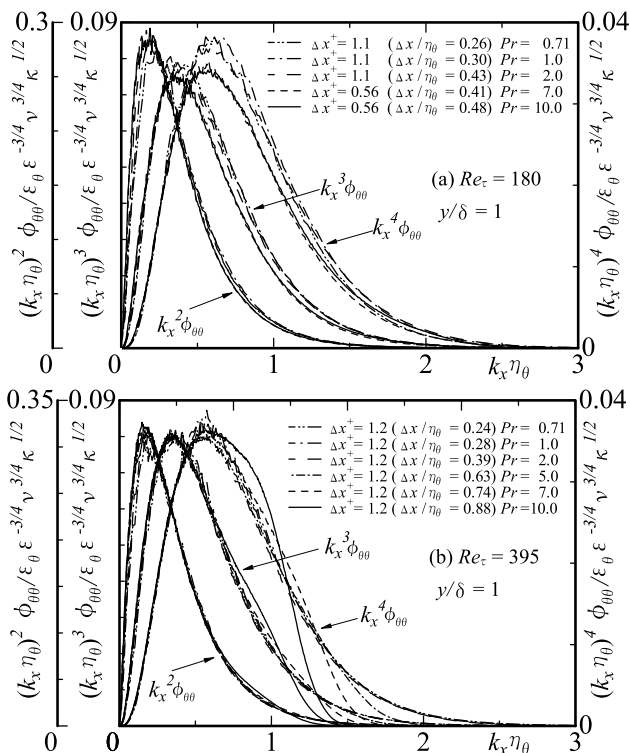


図 8 コルモゴロフ時間 t_η , バッチャラー長 η_0 , スカラー散逸率 χ で無次元化された、流れ方向一次元エネルギースペクトル : (a), $Re_\tau=180$; (b), $Re_\tau=395$.

率、スカラー散逸率の収支における消散項に、それぞれ対応している。図 8(a), (b) より、 $Re_\tau=180$ の全ての Pr と、 $Re_\tau=395$ の $Pr \leq 2.0$ における $k_x^4 \phi_{00}$ の分布には、空間解像度の不足時に観察される単調減衰からのずれが生じていない。したがってこれらのケースでは、温度変動の散逸の輸送方程式における消散項まで正確に把握できる空間解像度をもつことがわかる。他方、 z 方向のエネルギースペクトルについても同様に調べ、 $Re_\tau=180$ と 395 の全ての Pr で、 $k_x^4 \phi_{00}$ の分布はよくスケールングされており、 z 方向においても、スカラー散逸率の消散項まで正確に捉え得る、細かな解像度を有していることがわかった (図省略)。

4. 結言

温度変動の散逸率の収支における消散項まで正確に捉え得る、細かな空間解像度を設定し、平行平板間乱流熱伝達の DNS を実施した。各種乱流統計量におけるレイノルズ数と、プラントル数の影響を調べた。Kader の経験式による平均温度分布は、対数則域において、プラントル数の増加に伴い、DNS とのずれが大きくなり、高 Pr 数における正確な予測が困難であること、また、乱流プラントル数の壁面漸近値において、 $0.71 \leq Pr \leq 10.0$ の範囲では、レイノルズ数依存性は見られないことがわかった。さらに、 $Pr = 10.0$ におけるタイムスケール比の分布は、壁面上で最大値をとり、壁面から離れるにつれ減少し、一定値(約 1.0)となること、チャンネル中央付近では、本計算の全ての Pr において、レイノルズ数に依存しないことがわかった。

謝辞

本研究における全ての計算は、東北大学情報シナジーセンター（現 東北大学サイバーサイエンスセンター）の大型計算システムを用いて実現したものである。OpenMP による並列化等の際には、貴センタースタッフから有効な助言を頂いたことに感謝する。

参考文献

- [1] Kim, J. and Moin, P.: Transport of passive scalars in a turbulent channel flow, *Turbulent Shear Flow* **6**, (1989) 85-96, *Andre, J.-C. et al. (Editors)*.
- [2] Na, Y. and Hanratty, T. J.: Limiting behavior of turbulent scalar transport close to a wall, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **43** (2000) 1749-1758.
- [3] Tiselj, I., Pogrebnyak, E., Li, C., Mosyak, A. and Hetsroni, G.: Effect of wall boundary condition on scalar transfer in a fully developed turbulent flume, *Phys. Fluids*, **13** (2001) 1028-1039.
- [4] Kawamura, H., Ohsaka, K., Abe, H. and Yamamoto, K.: DNS of turbulent heat transfer in channel flow with low to medium high Prandtl number fluids, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **19** (1998) 482-491.
- [5] Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y.: Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to $Re_{\tau}=1020$ with $Pr=0.025$ and 0.71 , *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25** (2004) 404-419.
- [6] Schwertfirm, F. and Manhart, M.: DNS of passive scalar transport in turbulent channel flow at high Schmidt numbers, *Turbulence, Heat and Mass Transfer* **5** (2006), *K. Hanjalic, Y. Nagano and S. Jakirlic (Editors)*.
- [7] Calmet, I. and Magnaudet, L.: Large-eddy simulation of high-Schmidt number mass transfer in a turbulent channel flow, *Phys. Fluids*, **9** (1997) 438-455.
- [8] Papavassiliou, D. V.: Scalar dispersion from an instantaneous line source at the wall of a turbulent channel for medium and high Prandtl number fluids, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **23** (2002) 161-172.
- [9] Kader, B. A.: Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **24** (1981) 1541-1544.
- [10] Antonia, R. and Kim, J.: Turbulent Prandtl number in the near-wall region of a turbulent channel flow. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **34** (1991) 1905-1908.