非定常擬縦渦モデルによる壁近傍乱流輸送機構の数値解析*

笠木 伸英^{*1}, 黒田 明慈^{*2}, 平田 賢^{*1}

Numerical Investigation of the Turbulent Heat Transfer Mechanism Near the Wall by the Unsteady Streamwise Pseudo-Vortical Motion Model

Nobuhide KASAGI, Akiyoshi KURODA, and Masaru HIRATA

The unsteady streamwise pseudo-vortical motion model developed by Kasagi et al. (1985) is used in a numerical analysis of the turbulent heat transfer near the wall for various Prandtl-number fluids under the wall boundary conditions of constant heat flux and constant temperature. Unlike the typical methodology based on Reynolds decomposition, the algebraic expressions of three fluctuating velocities given by the model are directly introduced into the governing energy equation. From the numerical solution of the unsteady thermal field, the near-wall behavior of statistical quantities is obtained. Both the predicted turbulent heat flux and turbulent Prandtl number are appreciably dependent upon the Prandtl number under the strong influence of the prescribed wall boundary condition. In addition, the production and diffusion of temperature fluctuation associated with coherent turbulence structure are calculated and are qualitatively in good agreement with the experiment.

Key Words: Convective Heat Transfer, Structural Modeling, Coherent Structure, Turbulent Heat Flux, Turbulent Prandtl Number, Thermal Boundary Condition, Streamwise Vortices

1. 緒 言

従来, 乱流輸送現象の解析や予測の多くは, レイノルズ分解に基づいて得られる運動量, エネルギー方程式中の乱流応力や乱流熱流束に対する種々の現象論的乱流モデルの導入によって扱われている^{(1)~(3)}. また, 乱流熱伝達に関しては, 乱流熱流束モデルを用いた手法も提案されているが⁽²⁾, 乱れ動粘性係数に加えて多くの場合一定と仮定される乱流プラントル数を用いて解析が行われるのが一般的である. このような乱流熱伝達の予測においては, 壁面近傍の乱流機構のモデル化の妥当性がその成功の鍵をにぎっていると言える⁽⁴⁾. 一方, モデルの構成に不可欠な基礎データに関しては, LES などの大規模な数値計算⁽⁵⁾が可能になったとはいえ, 過去に蓄積された流れ場温度場の実験データに大きく依存しているのが現状である. 近年の計測技術には相当の進歩も見られるが, 壁面近傍の乱流諸量について定量的知見を得ることには今後とも著しい困難が伴うものと予想される. 特に, 乱流プラントル数に関する実験例は限られており, 相互にも相当の

差異が見られる⁽⁶⁾⁽⁷⁾. このような背景からは, 後述する乱流の準秩序構造に関する知見をも統合した新たな理論的あるいは工学的アプローチが必要と考えられる.

さらに熱伝達予測の基礎的問題として, 乱流の必然的な非定常性によって誘起される壁面内部の非定常熱伝達の連成をあげることができる⁽⁸⁾⁽⁹⁾. この点については従来ほとんど研究の対象として取り上げられた例はないが, 近年の原子力関連機器や高密度実装の LSI チップなどの高熱流束機器の伝熱面の温度変動の評価など技術開発上の問題点としても今後検討が必要な課題である. しかしながら, 上述のレイノルズ分解と平均化操作が先行する乱流モデルではこのような境界条件の変動を予測することは原理的に不可能で, 乱流温度場の境界条件依存性⁽¹⁰⁾も含めてこのような乱流熱伝達の動的挙動をも扱える乱流モデルの開発が望まれる.

ところでバースティング現象の発見に続く流れの可視化を含めた多くの実験結果の集積により, 壁面せん断乱流において準秩序的乱流構造が輸送現象に重要な役割を果たしていることが明らかになってきた⁽³⁾⁽¹¹⁾. 特に, 壁近傍においては主流方向に軸をもつ縦渦構造が乱れの生産, 運動量輸送, 熱輸送に支配的な影響を及ぼしていると考えられている^{(12)~(16)}. これらの知見

* 昭和61年5月28日 第23回伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 昭和61年7月7日.

^{*1} 正員, 東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1).

^{*2} 学生員, 東京大学大学院.

とともに、界面更新モデルを始めとして乱れの準秩序構造をモデル化したいくつかの構造論的モデルが提案されている^{(16)~(20)}。しかしながら、これらの中で従来熱伝達予測に用いられたモデルの多くは一次元モデルであり、乱流構造特有の空間的スケールを考慮したモデルによって準秩序構造の熱輸送における役割を定量的に検討することが望まれる。

本研究は以上のような乱流熱伝達に関する研究の現状認識に基づいたひとつの解析の試みを示すものである。近年、笠木ら⁽¹⁶⁾は流れ方向と直交する平面内の乱流構造の可視化から得られた壁近傍の縦渦構造に関する直接的知見から壁領域に対する非定常擬縦渦モデルを構成し、モデルにより再現される壁近傍流れ場の統計諸量および動的挙動が実験事実とよく一致することを示した。さらに Kasagi ら⁽¹⁰⁾は非定常擬縦渦モデルを単純化した定常擬縦渦モデルを用いて壁近傍乱流温度場を数値的に解析し、再現される温度場の統計量が既存の実験値とよく一致することからこの種の構造論的モデルの熱伝達解析での有効性を示した。本報では、非定常擬縦渦モデル⁽¹⁶⁾を用いて壁近傍の非定常温度場を数値的に解析し、温度乱れ、乱流熱流束、乱流プラントル数などの挙動を種々のプラントル数に対して求めた。また、壁面上では等温あるいは等熱流束の境界条件を与え、壁面上の熱的境界条件がこれらの量に及ぼす影響についても検討した。

2. 記 号

- Pr : プラントル数
 Pr_t : 乱流プラントル数 $= \varepsilon_m / \varepsilon_h$
 $R_{\theta\theta}$: v' , θ' の相関係数
 T : モデル定数 (時間スケール)
 t : 時間
 t^+ : 変動の位相角 $= 2\pi t^+ / T^+ + \phi$
 u, v, w : x, y, z 方向の速度
 u_τ : 摩擦速度
 x, y, z : 流れ方向, 壁垂直方向, スパン方向の座標
 ε_h : 乱れ温度伝導率
 ε_m : 乱れ動粘性係数
 θ : 温度 (壁温と流体温度の差)
 θ_τ : 摩擦温度
 λ : モデル定数 (スパン方向長さスケール)
 ν : 動粘性係数
 $()_w$: 壁面值
 $()^+$: 壁面パラメータ, u_τ, ν, θ_τ による無次元化
 $()'$: 変動値
 $()$: 平均値

$()$: RMS 値

3. 非定常擬縦渦モデル

本解析に用いた非定常擬縦渦モデル⁽¹⁶⁾は、図 1 に示すように壁近傍の準秩序運動を時間およびスパン方向に周期的な乱れで表現し、各速度成分が次式により与えられる。

$$u^+ = C_1(y^+ + c_1 y^{+2}) \sin(2\pi z^+ / \lambda^+) \sin(2\pi t^+ / T^+) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$v^+ = C_2(y^+ + c_2 y^{+3}) \sin(2\pi z^+ / \lambda^+) \times \sin(2\pi t^+ / T^+ + \phi) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$w^+ = C_3(y^+ + c_3 y^{+2}) \cos(2\pi z^+ / \lambda^+) \times \sin(2\pi t^+ / T^+ + \phi) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$C_1 = -0.72, \quad C_2 = 0.0082, \quad C_3 = 0.26$$

$$c_1 = -0.033, \quad c_2 = -0.017, \quad c_3 = -0.025$$

$$\cos(\phi) = 0.4$$

ここで、 λ^+ は低速ストリークの平均間隔であり、従来の実験結果⁽³⁾⁽⁸⁾⁽¹¹⁾から $\lambda^+ = 100$ と与えられている。 T^+ は壁近傍領域の乱れの代表時間スケールでおおよそバースティング周期程度のもと考えられているが⁽¹⁶⁾、従来のバースティング周期の測定値にはかなりの相違やスケールリングに関する問題点も残されており⁽³⁾、本研究では $T^+ = 100 \sim 300$ と変化させてその影響について調べた。本モデルは一つの波数成分のみを考慮しており、運動方程式との厳密な整合性には欠けているが、壁面近傍 ($y^+ < 20$) の乱れ強さ、レイノルズ応力などの乱流諸量や流れ場の動的挙動をかなりよく再現できることが示されている⁽¹⁶⁾。

4. 壁面近傍の温度場計算

本報では、速度場温度場ともに十分発達しているものとする。ここで、壁面近傍では温度場も速度場と同様、主流方向に長く伸びた構造 ($x^+ > 1000$) を有すること⁽²¹⁾、および対象としている領域が壁の近傍に限られていることより、エネルギー方程式の主流方向の対

図 1 擬縦渦モデルの概念図

流, 拡散の項を無視して熱流束一定層を仮定する. また, 平行流 ($\bar{v}^+ = 0$) と仮定すると, 無次元化されたエネルギー方程式は,

$$\frac{\partial \theta^+}{\partial t^+} + v^+ \frac{\partial \theta^+}{\partial y^+} + w^+ \frac{\partial \theta^+}{\partial z^+} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta^+}{\partial y^{+2}} + \frac{\partial^2 \theta^+}{\partial z^{+2}} \right) \theta^+ \dots\dots\dots (4)$$

であり, 式中の速度成分は式(2), (3)で与えられる. 境界条件としては, 壁面上で等温, または等熱流束,

壁面より十分離れた位置 ($Pr \geq 0.7$ で $y^+ = 39$, $Pr \leq 0.07$ で $y^+ = 59$) では乱流混合が十分活発であるものとして一定温度を与えた. プラントル数は, 0.02, 0.07, 0.7, 7, 70 と変化させたが, 境界条件を与える位置の差による計算結果の差は $Pr = 0.02$ を除いて無視しえるほど小さいことを確認した. $Pr = 0.02$ の場合は流体側境界条件を与える位置を $y^+ = 39 \sim 59$ と変化させたが, 結果に有意な差が現れたので, 以下では $y^+ = 59$ の場合の結果の一部についてのみ考察する. 数値計算法は, z 方向には系が周期性を有することからフーリエスペクトル法⁽²²⁾, y 方向には中心差分を適用した. また, 時間的離散化⁽²³⁾は, Adams-Bashforth Crank-Nicolson 法および Adams-Bashforth 法を用い両者による結果に差がないことを確認した. 空間格子間隔は, $Pr = 7$ の場合に $\delta y^+ = 0.25$, フーリエ展開は三十次の項までとった. 安定解を得るための時間間隔は解法および T^+ に依存するが, プラントル数が大きくなるほど空間間隔, 時間間隔ともに細かくする必要がある. 初期条件としては直線的な平均温度分布を与え, 温度場が周期的に変化するまで計算を行った. なお, すべての統計的平均量は次式によって定義される.

$$\bar{a}(y^+) = \frac{1}{T^+ \lambda^+} \int_0^{T^+} \int_0^{\lambda^+} a(y^+, z^+, t^+) dz^+ dt^+ \dots\dots\dots (5)$$

5. 結果 および 考察

計算結果の一例として, $Pr = 0.7$, $T^+ = 200$, 等熱流束壁の場合の温度場の位相変化を y - z 面内の速度ベクトルとともに図2に示す. 温度の対流輸送にやや遅れて拡散が生じ非定常な温度境界層が形成されていることがわかる. また, 壁面へ向かうあるいは壁面から離れる流れの生じている領域で主として熱の輸送が生じている. 等温壁の場合も類似のパターンが得られるが, 図2の結果では有意な壁面温度変動が生じているのに対し, 等温壁の場合は壁面近くの等温線は常に壁面と平行となる.

時間周期 T^+ を 100~300 で変化させた場合の計算結果を $Pr = 0.7$, 等熱流束壁の場合について図3(a)~(c)に示す. 周期 T^+ が小さくなると乱流熱流束が小さくなり, 結果として高い温度分布が示される. 温度乱れ強さは壁のごく近傍で周期が短いほど小さく, 壁から離れるとこの傾向は逆転する. 以上の傾向は, 等温壁の場合, あるいはプラントル数が変化した場合も同様である. なお, 定常擬縦渦モデルによる解⁽¹⁰⁾は, 式(2), (3)で非定常項を定数として与えることによって周期無限大の解に対応する. 比較のためこれらを

図2 温度場の位相変化 ($Pr = 0.7$, $T^+ = 200$, 等熱流束壁)

図中に同時に示したが、定常モデルによる解の挙動は、周期が最も大きい $T^+=300$ としたときの本モデルの解の挙動と共通点が多い。このように計算結果は周期 T^+ に対し無視しえない依存性を示すので、本モデルにより予測される値に定量的精度を期待する際には注意が必要であるが、定性的傾向は基本的に T^+ に依らないことがわかる。また、上に示した例で $T^+=100$ の場合に壁のごく近傍で負の小さな乱流熱流束が現れている。これについては後にもふれるが、周期 T^+ が短くなると負の乱流熱流束が現われやすい傾向にあるといえる。以下では、 $Pr=7$ での平均温度分布について既存の実験値⁽²⁴⁾ および Kader の式⁽²⁵⁾ による予測値を

参考にして比較的良い一致が得られる $T^+=200$ を用いた。

平均温度分布を図4(a)~(c)に示す。壁面境界条件による差は小さく乱流熱伝達に関する定説と一致する。また、 $Pr=0.7, 7$ の場合に既存の実験値⁽²⁴⁾⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾ と比較的よい一致を示している。ここで、内野⁽²⁴⁾の結果は、水の二次元チャンネル流で、厚さ 6.8 mm の銅壁の裏面を等熱流束加熱した場合、および厚さ 30 μm のステンレス鋼壁を直接通電加熱した場合で、各々等温

(a) 平均温度分布

(b) 乱流熱流束

(c) 温度乱れ強さ

図3 計算結果に対する時間スケールの影響
($Pr=0.7$, 等熱流束壁)
(— $T^+=100$, - - $T^+=200$,
— $T^+=300$, - - - 定常モデル⁽¹⁰⁾)

(a) $Pr=0.7$ (b) $Pr=7$ (c) $Pr=0.07 \sim 70$

図4 平均温度分布

壁, 等熱流束壁条件に近いものである。また, 菱田ら⁽²⁶⁾の円管内流および Subramanian ら⁽²⁷⁾の平板境界層の空気の実験は各々等温壁, 等熱流束壁条件に近い。 $Pr=70$ の場合は直接比較できるデータはないが, Kader の式⁽²⁵⁾から期待される値に対し, 対数域で約 35% 高い値を示している。プラントル数が大きい場合にはより小さなスケールの渦が熱輸送に関し無視しえなくなるが, 本モデルではその効果が十分に反映されていないためと考えられる。 $Pr=0.07$ の場合, 図に示した領域では分子熱伝導が支配的で, 分布は $\bar{\theta}^+ = Pr \cdot$

図 5 温度乱れ強さ ($Pr=0.7, 7$) 図 6 温度乱れ強さ ($Pr=0.07 \sim 70$)

図 7 熱伝達率変動(等温壁)と壁温変動(等熱流束壁)の RMS 値

y^+ の直線に近く, 低プラントル数では熱輸送に対し乱れの影響が小さいことが示されている。

$Pr=0.7$ と 7 の場合について温度乱れ強さの結果を実験データ⁽²⁴⁾⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾とともに図 5 に, また温度乱れ強さ分布のプラントル数に対する依存性を図 6 に示す。計算結果では壁面境界条件による差は, 例えば $Pr=0.7$ で $y^+ \geq 20$, $Pr=7$ で $y^+ \geq 4$ の領域では極めて小さい。プラントル数が大きくなるにつれて壁面境界条件による差が壁のごく近傍に限られるようになる傾向は, 後述する乱流熱流束, 乱流拡散係数あるいは乱流プラントル数についても同様である。また, 乱れのピークはプラントル数が高くなるほど, 壁面に近づくことが示されている。全般的に実験結果と一致はよいが, $Pr=0.7$ の場合に $y^+ \geq 12$ で計算値が低い値を示すのは自由境界条件として一定温度を与えたことによるもの, また壁近くでの差異は実際の伝熱面厚さを考慮することによって小さくなるものと予想される。

図 7 に等熱流束壁の壁温変動と等温壁の壁面温度こう配変動を示す。後者を Pr で除した値は熱伝達率の変動の平均値に対する割合となるが, 高シュミット数の物質伝達での実験値⁽²⁹⁾は 0.2~0.3 で本結果に近い。壁温変動は Pr 数とともに増加する傾向があり,

図 8 乱流熱流束

図 9 速度変動と温度変動の相関係数

定常モデル⁽¹⁰⁾と比べて Pr の大きい条件でより小さな値が得られている。これは流れ場の非定常変化に対する温度変化の位相遅れによって、定常モデルで得られた局所的な大振幅の温度変動が減衰されたためと考えられる。

図8に乱流熱流束分布、図9に壁面に垂直な速度成分と温度変動との相関係数を示す。プラントル数が大きいほど乱流熱流束はより壁の近くで1に漸近し、温度底層が薄くなっている様子がわかる。相関係数はプラントル数の増大とともに減少する傾向が見られ、

(a) 等温壁

(b) 等熱流束壁

図10 乱れ温度伝導率

$Pr \geq 0.7$ の計算結果では壁近くでピーク値をとることが示されている。また、 $Pr=0.7$ の計算結果は Hishida ら⁽²⁸⁾の空気を用いた実験結果に比べてやや大きな値を示している。特徴的な点として、図8に示されるように壁のごく近傍 ($y^+ \leq 3$) において負の乱流熱流束が現れる。これは、既述したような縦渦運動に対する非定常温度境界層の発達位相遅れにより生ずるものと考えられる。負の乱流熱流束が得られたのは、 $Pr=7$ で等熱流束壁、および $Pr=70$ の場合である。これらの事実から負の乱流熱流束が現れる傾向は、等温壁より等熱流束壁の方が強く、またプラントル数が大きいほど現れやすいといえる。しかしながら、負の乱流熱流束の存在についてはより小さなスケールのランダムな乱れの効果も考慮した上でさらに検討の余地がある。

図10(a), (b)に無次元乱れ温度伝導率 ϵ_h/ν を示す。前述のように乱流熱流束が負の値をとるため ϵ_h/ν にも負の値が現れる。値の正負にかかわらず壁に向かって、等熱流束壁では $\epsilon_h/\nu \propto y^{+2}$ 、等温壁では $\epsilon_h/\nu \propto y^{+3}$ に漸近している。これは、Kasagi ら⁽¹⁰⁾が理論的に示した結果と一致する。 ϵ_h/ν は壁から離れた位置では

(a) 等温壁

(b) 等熱流束壁

図11 乱流プラントル数

壁面境界条件によらず $\varepsilon_h/\nu \propto y^{+3}$ に漸近し、またプラントル数による差は小さくなるが、壁面のごく近傍では壁面境界条件およびプラントル数による差が顕著に現れている。 $Pr \geq 7$ のいくつかの場合に、壁面に近づくとともに負の値をとるためいったん急なこう配をとる。この傾向は Mizushima ら⁽³⁰⁾の実験結果において $4 \leq y^+ \leq 14$ で $\varepsilon_h/\nu \propto y^{+4}$ ($6 \leq Pr \leq 40$) となることと定性的に一致するが、上述のようにさらに壁面の近くでは境界条件に依存した漸近挙動を示す。また、 $y^+ > 5$ での計算結果は上述の実験値⁽³⁰⁾に対して若干高めの値をとるが、従来の ε_m の相関式⁽³¹⁾⁽³²⁾とはよく一致することが確かめられている。

乱流プラントル数を図 11(a), (b) に示す。いずれの場合も乱流プラントル数が $y^+ \geq 15$ で急激に増加する傾向があるのは、本モデルにより予測される渦動粘性係数が y^+ が大きい領域で信頼性を失うためであり⁽¹⁶⁾、壁から離れると一定値にとどまるものと理解すべきであろう。この一定値は $Pr \sim 1$ の流体に対して従来用いられている値 $Pr_t = 0.8 \sim 0.9$ に比べてやや小さな値となっている。壁のごく近傍の挙動に着目すると、等温壁の場合は壁面上で有限値、等熱流束壁の場合は

(a) $Pr=0.7$, 等温壁 (b) $Pr=0.07$, 等温壁

図 12 温度乱れ強さの収支

零に漸近しているが、さらに、プラントル数が大きくなるといったん発散あるいは高い壁面値に漸近する傾向が現れている。この傾向は Thomas⁽¹⁸⁾による一次元の界面更新モデルを用いた解析、Hammond⁽³³⁾の速度・温度プロファイルによる解析にも共通して見られている。 $Pr=0.02$, 等温壁の結果では、 $0 \leq y^+ \leq 10$ で $Pr_t = 0.75 \sim 0.85$, $10 \leq y^+ \leq 15$ で $Pr_t = 0.85 \sim 1.75$ 程度であり、 $Pr \leq 0.07$ では乱流プラントル数は Pr の減少と

(a) $Pr=0.7$, $y^+=10$, $z^+=-25$, 等温壁 (b) $Pr=0.7$, $y^+=10$, $z^+=-12.5$, 等温壁

図 13 速度, 温度, レイノルズ応力, 乱流熱流束の位相変化

図 14 温度変動の位相変化 ($Pr=0.7$, $y^+=10$, 等温壁)

ともに増加する傾向にある。これは Jischa ら⁽³⁴⁾の予測と定性的に一致する。

等温壁条件で $Pr=0.07, 0.7$ の場合の $\overline{\theta'^2}$ のエネルギー収支を長野ら⁽³⁵⁾の空気の実験値とともに図 12(a), (b) に示す。各値は次式中第一項からの生成 (P)、分子拡散 (VD)、乱流拡散 (TD)、散逸 (D) を表す。

$$\begin{aligned} & -2\overline{v'^+\theta'^+}\frac{\partial\overline{\theta'^+}}{\partial y^+} + \frac{1}{Pr}\frac{\partial^2}{\partial y^{+2}}(\overline{\theta'^2}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y^+}(-\overline{v'^+\theta'^+}) - \frac{2}{Pr}\frac{\partial\overline{\theta'^+}}{\partial x_j^+}\frac{\partial\overline{\theta'^+}}{\partial x_j^+} = 0 \\ & \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

$Pr=0.7$ の生産および拡散の各項は実験と類似した傾向を見せている。特に生産項は定量的にもかなりの一致を見せ、定常モデル⁽¹⁰⁾の結果が改良されている。一方、散逸項は定性的にも大きな差異があるが、これは本モデルには散逸過程を支配する高波数成分 $[(\partial\overline{\theta'^+}/\partial x^+)^2]$ も含めてが考慮されていないためと考えられる。等熱流束壁の場合は、図 12(a) と比較して $y^+\leq 15$ の領域で分子拡散とともに散逸が約 1/2~1/3 程度に小さくなるほかは、顕著な相異はない。 $Pr=0.07$ の結果に対しては比較すべき実験結果はないが、プラントル数が小さい場合には乱流拡散が相対的に極めて小さくなることがわかる。

図 13, 14 に局所的な乱流熱流束および温度変動の位相変化を示す。図に示した位置 ($y^+=10$) では壁面境界条件による差異は小さい。 v'^+ の変動が最も大きい $z^+=-25$ では温度変動も最も大きく、相対的にゆるやかな温度降下と急激な温度上昇のパターンが見られ、また v'^+ の変化に対し位相遅れを示すが、これらは Chen ら⁽³⁶⁾、菱田ら⁽³⁷⁾の実験結果と定性的に一致する。図 14 で渦の中心 ($z^+=0$) では局所的な倍調波が観察されるが、これはその両側 ($z^+\geq 0$) で半周期ずれた現象が繰返される影響で一周期中で同じパターンが二度現れるためである。

6. 結 論

壁面乱流の準秩序構造に対する非定常擬縦渦モデルを用いて、プラントル数が 0.02~70 の場合に与えられた壁面上の熱的境界条件の下で、壁近傍の平均温度、温度乱れ強さ、乱流熱流束、乱れ温度伝導率、乱流プラントル数などの分布および温度乱れ強さの収支に対して定量的予測を示した。これらのうち、比較しえる実験値が報告されているものについては定性的には十分な、また定量的にもかなりの一致が得られた。従来の実験的検討などによって指摘されているように、乱

流の準秩序構造がスカラー量の輸送にも支配的役割を果たしていることが示された。さらに、ここで用いられたような構造論的モデルが乱流熱伝達の解析に有効であり、これらの結果を従来形の乱流モデルの境界条件などに利用すること、あるいは本モデルによって実用の有限厚さの壁面の熱的特性を考慮した解析を行うことが可能であると考えられる。

以下に得られた主な具体的知見を記す。

(1) 上記の各物理量に対する壁面境界条件の影響は顕著に現れるが、プラントル数が大きいほど壁のごく近傍に限られるようになる。

(2) 広いプラントル数範囲で、等熱流束壁の場合の壁温変動および等温壁の場合の熱伝達率変動の定量的予測を示した。

(3) プラントル数が大きくなると壁近傍の乱流熱流束は単調に増加するが、壁のごく近傍 ($y^+\leq 3$) では逆に減少して乱流熱流束が負になる結果が得られた。 v' , θ' の相関係数は Pr の増加とともに減少する。

(4) 乱れ温度伝導率は、 $y^+\geq 5$ ではプラントル数依存性は弱く y^+ の約三乗に比例し、 $y^+\leq 5$ では壁面境界条件およびプラントル数に応じた y^+ に対する依存性を示す。

(5) 乱流プラントル数は壁から離れるとプラントル数に応じた一定値となるが、壁近傍ではプラントル数が大きくなると極めて大きな値をとる。

(6) 本モデルにより温度乱れの収支はほぼ妥当に予測されるが、 Pr が 1 程度以上では散逸過程は十分に表現されない。低 Pr 数では、壁近くで乱流拡散が相対的に極めて小さくなる。

謝 辞

名古屋工業大学 菱田幹雄名誉教授、長野靖尚教授には実験データの提供などご助力をいただいた。また本研究は昭和 61 年度文部省科学研究費 (No. 61460103) の援助を受けた。ここに記して各位に謝意を表する。

文 献

- (1) Bradshaw, P., ほか 3 名, *Engineering Calculation Methods for Turbulent Flow*, (1981), Academic Press.
- (2) Launder, B. E., *Topics in Applied Physics*, 12 (1978), 231, Springer-Verlag.
- (3) Hirata, M., ほか 3 名, *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, 1 (1982), 31.
- (4) Patel, V. C., ほか 2 名, *AIAA J.*, 23-9 (1985), 1308.
- (5) Moin, P. and Kim, J., *J. Fluid Mech.*, 118 (1982), 341.
- (6) 水科, 日機誌, 72-602 (昭 44), 328.
- (7) Reynolds, A. J., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 18 (1975),

- 1055.
- (8) 入谷・ほか2名, 機論, No. 800-18 (昭55-11), 249.
- (9) 笠木・ほか2名, 第21回伝熱シンポジウム講演論文集, (昭59), 10.
- (10) Kasagi, N., ほか2名, *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, 3 (1986), 1103.
- (11) Cantwell, B. J., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 13 (1981), 457.
- (12) Bakewell, Jr. H. P. and Lumley, J. L., *Phys. Fluids*, 10 -9 (1967), 1880.
- (13) Lee, M. K., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 66-1 (1974), 17.
- (14) Blackwelder, R. F. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 94-3 (1979), 577.
- (15) 入谷・ほか2名, 機論, 51-470, B (昭60), 3092.
- (16) 笠木・ほか2名, 機論, 51-467, B (昭60), 2272.
- (17) Einstein, H. A. and Li, H., *Trans. ASCE*, 82 (1956), 293.
- (18) Thomas, L. C., *AIChE J.*, 24 (1978), 101.
- (19) Hatzivramidis, D. T. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, 95-4 (1979), 655.
- (20) 笠木・ほか2名, 第23回伝熱シンポジウム講演論文集, (昭61), 25.
- (21) 入谷・ほか2名, 機論, 48-435, B (昭57), 2284.
- (22) Gottlieb, D. and Orszag, S. A., *Numerical Analysis of Spectral Methods: Theory and Applications*, (1977), SIAM, Philadelphia.
- (23) Peyret, R. and Taylor, T. D., *Computational Methods for Fluid Flow*, (1983), Springer-Verlag.
- (24) 内野, 東京大学修士論文, (昭60).
- (25) Kader, B. A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 24 (1981), 1541.
- (26) 菱田・ほか3名, 機論, 44-377 (昭53), 126.
- (27) Subramanian, C. S. and Antonia, R. A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 24 (1981), 1833.
- (28) Hishida, M., ほか2名, *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, 3 (1986), 825.
- (29) Shaw, D. A. and Hanratty, T. J., *AIChE J.*, 23 (1977), 28.
- (30) Mizushima, T., ほか2名, *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, 2 (1970), FC2.8.
- (31) Reichardt, H., *Z. Angew. Math. Mech.*, 20 (1955), 297.
- (32) Deissler, R. G., *NACA Rep.*, 1210 (1955).
- (33) Hammond, G. P., *AIAA J.*, 23 (1985), 1668.
- (34) Jischa, M. and Rieke, H. B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 22 (1979), 1547.
- (35) 長野・ほか3名, 機論, 51-426, B (昭60), 663.
- (36) Chen, C. H. P. and Blackwelder, R. F., *J. Fluid Mech.*, 89-1 (1978), 1.
- (37) 菱田・ほか3名, 機論, 50-450, B (昭59), 537.

討 論

〔質問〕 千 田 衛 (同志社大学工学部)

(1) 温度場の予測には, 速度場の解析が重要であると思う。貴論文では実験に基いて速度成分を仮定されているが, 一方, 壁近傍で運動方程式を直接に数値解析した研究(付1)もある。これと比較検討された結果があれば, お教え願いたい。

(2) 乱流熱流束が負になる場合の計算結果に関心をもちましたが, これを示唆する実験結果はあるのか。また, これに関連して乱流プラントル数が発散する。あるいは負になる領域が現れているが, どのような現象を考えたらいいか。

〔回答〕 (1) 本モデルによる壁領域の基本的統計量の再現性については既報⁽¹⁶⁾で示したが, さらに乱れの壁面漸近挙動を正しく表面でできることは速度場のモデルとして重要な条件である。この点から, 準秩序構造に対するモデル化を $y^+ = 40$ の境界条件として与えて直接数値計算を行なった Chapman ら(付1)の解析, 及び Kim ら(付2)の2次元チャネル乱流 ($Re = Hu_m/\nu = 5600$) の直接計算と本モデルとの比較を付図1に示す。三者とも $y^+ \rightarrow 0$ において, 同一の漸近挙動を示している。レイノルズ応力については定量的にも極めてよい一致が見られる。乱れ強さに関してはまと

付図 1 乱れの壁面漸近挙動の予測の比較

まりにやや欠けるが, 他の実験値や乱流モデルによる計算結果の相違や乱れ強さのレイノルズ数依存性を考えると, 満足し得るものといえよう。又散逸については, 本モデルでも壁面上でゼロでない有限値を与え, その値は Chapman ら(付1)の約 1/2 となるが, 漸近条件は満たしている。

(2) 著者らの知る限りの壁近くの負の乱流熱流束を実験的に報告した例は無い。本報での負の乱流熱流

(付1) Chapman, D. R. and Kuhn, G. D., *J. Fluid Mech.*, 170 (1986), 265.

(付2) Kim, J., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, (1987) 掲載予定.

束が現れたのは、既述のように、決定論的な速度場の非定常変化に対する高 Pr 数での温度分布の発達的位置相遅れによるものと考えられる。計算上熱流束一定層の条件は満たされていることから、高温流体の壁に向かう（あるいはその逆の）運動に伴う負の熱輸送と同時に、これを上回る熱伝導が局所的な強い温度勾配層で生じていることになる。本モデルはランダムな高波

数の乱れを含んでおらず、又本計算では壁側の熱伝導の連成を考慮していないため、負の乱流熱流束の出現の真偽については結論できないが、定性的にはそのような傾向にあることは認められよう。ただ、平均温度分布に対する影響は図 4(c) に示したように無視し得る程小さい。

53 巻 488 号, B 編 (昭 62-4) 正誤表

執筆者名	ページ	欄	行	誤	正
川 上 幸 作	1135	右	2	(図 10 中●左旋回,	(図 10 中●左旋回,
倉澤英夫ほか	1255	右	10	1/2 コンデンサマイクロフォン	1/2" コンデンサマイクロフォン
	1256	左	1	相違点はいない。	相違点はない。
	1258	左	2	$\phi_n(x=1)$	$\phi_n(x=l)$
鳥居修一ほか	1281	右	下 5	乱流領域において	乱流領域において
	1283	右	5	整合正	整合性
		〃	7	求めているので、	求めているので
黒崎晏夫ほか	1284	英文題目		Chracteristics	Characteristics
	〃	〃		arond	around
	1287	右	4	成分が畳重し	成分が重畳し
浜 本 嘉 輔	1398	左	18	"	"
神 本 武 征	1472	左	1	神本武征	角田敏一