鈍頭平板まわりのはく離と再付着を伴う流れ および熱伝達の数値解析*

太田 照和*¹, 柳岡 英樹*²

Numerical Analysis of Separated and Reattached Flow and Heat Transfer over Blunt Flat Plate

Terukazu OTA and Hideki YANAOKA

A numerical analysis of Navier-Stokes equations with the finite difference method was conducted on a two-dimensional unsteady separated and reattached flow over a blunt flat plate, and the heat transfer characteristics therein were also analyzed. Reynolds and Prandtl numbers treated in the paper are 1 000 and 0.7, respectively. It is clarified from the numerical results that at $Re=1\,000$, separated shear layer becomes unstable, as it accompanies the formation of spanwise vortices. These vortices coalesce and grow along the separated shear layer. Subsequently, the large-scale vortices are shed almost periodically from the reattached flow region, and they exhibit great effects upon the heat transfer in the separated and reattached flow regions.

Key Words: Separated and Reattached Flow, Heat Transfer, Unsteady Flow, Blunt Flat Plate, Numerical Analysis, Finite Difference Method

1. 緒 言

近年、スーパーコンピュータを駆使して流体力学の基礎方程式を数值的に解くという、いわゆる数値流体力学が飛躍的な発展を遂げている。同時に数値計算は、開発設計段階で流れを定性的および定量的に予測することが可能であるため、航空機・船舶・自動車などの輸送機関、圧縮機やタービン等の流体機械など多くの分野で利用されている。

一方、これらの流体を取扱う機械・装置などでは、流れのはく離・再付着を伴うことが多い。流れのはく離と再付着は性能・効率の低下や振動・騒音の原因となり、その発生を抑制することが望ましい。しかしながら、この流れ場では熱・物質および運動量が組織的渦構造によって活発に輸送されるため、熱交換器、ラムジェットやガンプ燃焼器などに積極的に利用されている。このようにはく離と再付着を伴う流れの諸特性の解明は工学上極めて重要な課題であり、従来から数多くの研究が行われている。

はく離と再付着を伴う流れはさまざまな流れ場にお

いて発生するが、流れの本質的な特徴を把握するには簡単なモデルが望ましい。これまで研究されてきたものに、後向きステップ⁽¹⁾⁽²⁾や前向きステップ⁽³⁾⁽⁴⁾まわりの流れ、突起やフェンス背後の流れ⁽⁵⁾⁽⁶⁾、スプリットプレート⁽⁷⁾を有する垂直平板まわりの流れ⁽⁷⁾⁽⁸⁾や鈍頭平板まわりの流れ^{(9)~(15)}などがあげられる。この中で本研究で扱う鈍頭平板まわりの流れは最も簡単な流れの一つであり、次のような特徴がある。はく離点固定されていて、片面に唯一の再循環領域を有し、平板前縁での境界層がはく離泡のスケールに比べて極端に薄く、はく離泡を規定する基本的なパラメータはレイノルズ数のみと考えると差し支えない。以上のことから数値計算のモデルとして理想的である。このような観点から、著者の一人は鈍頭平板まわりの流れと熱伝達に関する実験的研究を数多く行ってきた^{(9)~(12)}。しかしながら数値計算による研究はごく少なく、未解明の点も多い^{(16)~(20)}。

以上のような観点から、本研究では鈍頭平板まわりの二次元流れ場および温度場の数値解析を行うことにより、はく離と再付着を伴う複雑な流れ場の構造および熱輸送機構を明らかにしようとするものである。

* 原稿受付 平成6年6月3日。

*¹ 正員, 東北大学工学部 (〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。

*² 准員, 東北大学大学院。

2. 記 号

- C_f : 壁面摩擦係数 $= \tau_w / (\rho U_\infty^2 / 2)$
 C_p : 圧力係数 $= (p - p_\infty) / (\rho U_\infty^2 / 2)$
 $E_q(f)$: 変動量 q のパワースペクトル
 f : パワースペクトルの周波数
 H : 平板の厚さ
 Nu : ヌッセルト数 $= aH / \lambda$
 p : 圧力
 Pr : プラントル数
 q_w : 熱流束
 Re : レイノルズ数 $= U_\infty H / \nu$
 t : 時間
 $\mathbf{u}$: 速度ベクトル (u, v)
 U_∞ : 主流速度
 x, y : デカルト座標系
 X_R : 時間平均再付着長さ
 α : 局所熱伝達率 $= q_w / (\theta_w - \theta_\infty)$
 θ : 温度
 λ : 熱伝導率
 μ : 粘度
 ν : 動粘度
 ρ : 密度
 τ_w : 壁面摩擦応力

添 字

- rms: 二乗平均平方値
 w : 壁面における値
 ∞ : 主流における値
 $-$: 時間平均値
 $'$: 変動値

3. 基礎方程式および数値解法

本研究では二次元非圧縮粘性流れを取り扱う。鈍頭平板まわりの流れ模様および座標系を図1に示す。支配方程式は次に示す連続の式、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。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

図1 流れ模様および座標系

$$\mathbf{u}_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\theta_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta = \frac{1}{Re Pr} \nabla^2 \theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし上式は、速度、圧力、座標はそれぞれ主流速度 U_∞ , ρU_∞^2 , 平板厚さ H で、温度 θ は $\theta = \lambda(\theta - \theta_\infty) / (q_w H)$ と無次元化されている。上式の解法にはSMAC法⁽²¹⁾を用い、離散化は、時間微分には二次精度のAdams-Bashforth法を適用し、空間微分については、対流項には五次精度上流差分、粘性項には四次精度中心差分を用いた。また圧力補正のポアソン方程式には二次精度中心差分を用いた。計算領域は、 x 軸方向に $-10H \sim 30H$, y 軸方向に $-0.5H \sim 9.5H$ とし、平板は $x=0 \sim 30H$ に位置する。平板の上下に生じるはく離せん断層の影響が互いに上流に伝播し、弱い干渉があると推測されるが、予備計算を行い時間平均的には上下対称であり、その影響は小さいことを確認し、本研究では平板中心線に関し上下対称と仮定した。

境界条件は、速度については壁面で滑りなし、入口で一樣流とした。出口については次式の対流境界条件⁽²²⁾を使用した。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 $\phi = u, v$ であり、 c は位相速度である。平板中心軸を通る上流側(下側境界という)で対称条件とし、上側境界は x 方向速度 u については $\partial u / \partial y = 0$ を与え、 y 方向速度 v については境界は $y = 9.5H$ と平板から十分に離れた位置にあり、さらに予備計算ではほとんど零に近い値であったので $v = 0$ とした。温度については、入口で一樣温度、平板上面を熱流束一定、前面は断熱とした。また出口については $\partial^2 \theta / \partial x^2 = 0$ とした。下側境界は対称条件とし、上側境界は $\partial \theta / \partial y = 0$ とした。格子は 193×97 , 246×123 および 269×146 の3種類の格子点を用いて計算を行った。

また計算はレイノルズ数1000、プラントル数0.7のもとで行った。鈍頭平板まわりの流れに関する実験の多くは、レイノルズ数は20000~60000の範囲であり、レイノルズ数1000はそれらの実験と比較してかなり低い値である。しかしながら、本計算で使用する格子で流れの構造を精度よく把握するには十分であると思われる、一方レイノルズ数がおおよそ700以上では流れの構造の本質は変わらない(Lane-Loehrke⁽²³⁾, Otaら⁽²⁴⁾, Sasaki-Kiya⁽²⁵⁾)ことをふまえてレイノルズ数1000で計算を行った。

計算は、時間間隔 $\Delta t = 0.001H/U_\infty$ で行い、流れがほぼ周期的になった後データのサンプリングを行った。

時間平均値はそのサンプリング時間を無次元時間で $200H/U_\infty$ とし、200 000 個のデータの平均とした。また、速度、圧力、温度変動の時系列データのサンプリング周波数は無次元周波数で $100U_\infty/H$ 、サンプリング時間は $200H/U_\infty$ であり、20 000 個のデータをサンプリングした。なお、一周期間のサンプリング回数は約 10^3 である。

4. 結果および考察

図2に平均壁面摩擦係数分布を既存値とともに示す。格子点 246×123 と 269×146 の結果はよく一致しているが、 193×97 の結果はかなり異なる分布を示し、格子点数が不十分であることがわかる。したがって、以下ではおもに 246×123 の結果について示すが、比較のため他の格子点の結果も示す。 $x/H=1.5 \sim 3.5$ の範囲で $\bar{C}_f$ に正の値が存在する。これはせん断層の巻上がりにより主流の流体がはく離泡内に取り込まれ、一部は上流へ連行され反時計回りに循環するためであると思われるが、実験⁽¹⁵⁾では確認されていない。図2より時間平均の再付着長さは $X_R=6.56H$ である。この値は既存の実験値^{(13)~(15)} ($4.9 \sim 5.0$) H より大きい

値であるが、Tafti-Vanka の二次元計算⁽¹⁸⁾ および三次元計算⁽¹⁹⁾ とはよく一致している。再付着長さにおける実験値と計算値の相違は、計算においては主流乱れを考慮していないこと、レイノルズ数の相違、さらには実験における壁面効果などによるものと思われる。

図3に平均壁面圧力係数分布を既存値と比較して示す。 $x/X_R=0.6$ までいくぶん減少した後急激に増加し、再付着点の少し下流で最大値に達する。本計算結果は再付着領域で過大評価し、既存値との相違がみられる。これは、実験値とはレイノルズ数が異なること、また二次元計算であるため、スパン方向への渦拡散が無視され、渦構造による壁面への影響を過大評価しているためと思われる。

図4に壁面摩擦係数の rms 値分布を示す。 $x/X_R=0.4 \sim 1.0$ の範囲でかなり大きな値を示す。これは、せん断層から生じた渦が合体・成長することにより、壁面近傍の速度が激しく変動するためであると推測される。また Tafti-Vanka の計算値⁽¹⁸⁾ とはよく一致している。

図5に壁面圧力係数の rms 値分布を示す。およそ $x/X_R=0.83$ で最大値を示す。これは、この領域でせん断層から巻き上がった渦が大規模渦に成長するためで

図2 平均壁面摩擦係数分布

図4 壁面摩擦係数の rms 値分布

図3 平均壁面圧力係数分布

図5 壁面圧力係数の rms 値分布

ある。また、Tafti-Vanka の二次元の計算値⁽¹⁸⁾ とは比較的よく一致しているが、Cherry らの実験値⁽¹⁴⁾ および Tafti-Vanka の三次元の計算値⁽¹⁹⁾ とはかなりの相違がみられる。これは、本計算においては流れの三次元性を考慮していないためと考えられる。

図 6 に平均ヌセルト数分布と rms 値分布を示す。平均ヌセルト数は、はく離点直後で急激に減少し、はく離泡中心部で変化は小さく、およそ $x/X_R=0.9$ で最大値に達し、その後単調に減少する。熱伝達率最大の位置は再付着点よりいくぶん上流にあり、これは、Vogel-Eaton⁽²⁶⁾ および Kawamura ら⁽²⁷⁾ の後向きステップに関する実験結果と同様である。また、 $x/X_R=$

図 6 平均ヌセルト数分布と rms 値分布

0.3 にみられる極大値は、せん断層の渦の巻き上がりによる流体の連行によって、主流の低温流体がはく離泡内に取り込まれ、その一部が上流側に連行されるためであると思われる。また rms 値は $x/X_R=0.4$ 付近から急激に増加し、およそ $x/X_R=0.75$ で最大値となり、その後単調に減少する。 $x/X_R=0.75$ 付近にみられる最大値は、渦の合体・成長・放出による混合作用によって、壁面近傍での熱移動が活発になるためと考えられる。

図 7 に等圧線の時間変化を示す。後で図 14 に示すように大規模渦が存在する領域でかなり強い負圧を示す。このために渦構造は壁面近傍に大きな影響を与え、 $C_{p,rms}$ は図 5 のようになる。再付着領域より放出された渦は、スパン方向への渦拡散が無視されているために渦構造の持続性が強調されていると思われるが、本計算結果と同様にかかなり下流に至っても渦構造の存在があることは実験⁽²⁴⁾ により確認されている。

図 8 に等温度線の時間変化を示す。データのサンプリングを開始した時刻を $T=0$ としてある。時刻 $T=14$ では、再付着領域に大規模渦が存在し、はく離泡前半部にはせん断層の渦の巻き上がりがみられる。また、 $x/H=4.5$ 付近にもう一つの渦構造がみられる。時間の経過とともに再付着領域にある大規模渦は下流へ放出される。はく離泡前半部では、せん断層の渦の巻き上がりによって生成された渦が $x/H=4.5$ 付近にある渦と

図 7 等圧線の時間変化

図 8 等温度線の時間変化

図 9 等温線の時間変化

合体する様子がみられる。以後同様な現象を繰返しながら渦は成長し、再び再付着領域より渦が放出される。このような渦の生成・合体・成長・放出は実験⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾によっても確認されている。

図 9 に等温線の時間変化を示す。再付着領域にある大規模渦の回転運動によって流体が壁面に向かって流れ込むため、渦中心より少し下流では温度こう配は密になる。一方、渦中心より少し上流では、等温線はほぼ壁面に垂直方向に伸びている。これは渦の回転によって壁面近傍の熱が主流へ持ち去られるためである。この持ち去られた熱は、渦とともに下流へ拡散しながら流されていく。一方、渦の生成領域でも同様な現象がみられるが、渦の生成・合成・成長に伴い等温線も複雑に変化している。

図 10, 11 にそれぞれ時間平均の流線と等温線を示す。はく離泡の内部では瞬間的に順流が生じるため時間平均流線は図のようになる。また、等温線は再付着点近傍で密となっているのが確認できる。図 7~9 に示した瞬間の流れ場と温度場は時間平均のそれと比べて著しく異なった様相を示していることは明らかである。

図 12 に x 方向平均速度分布を実験値⁽¹³⁾と比較して示す。はく離泡内では、主流の約 35% の逆流がみら

図 10 時間平均の流線

図 11 時間平均の等温線

図 12 x 方向平均速度分布(○: Kiya-Sasaki⁽¹³⁾) 図 13 せん断層外縁における x 方向速度変動のパワースペクトルの流れ方向変化

れる。これは、Ota-Itasaka⁽¹⁰⁾ および Kiya-Sasaki⁽¹³⁾ の実験値とよく一致している。全体として、実験と計算ではレイノルズ数が異なること、逆流領域での実験の不確かさを考えると、比較的良好に一致していると考

えられる。

図13にせん断層外縁における x 方向速度変動のパワースペクトルの流れ方向変化を示す。 $x/X_R=0.6$ より下流では、渦の合体・成長によって高周波側のエネルギーが低周波側に移動し、渦塊の放出周波数を表す $f=0.7U_\infty/X_R$ を中心とした周波数領域にエネルギーが集中してくる。再付着後はこの卓越周波数はほぼ一定となる。この値は既存の実験値^{(13)~(15)} $f=(0.6\sim0.7)U_\infty/X_R$ とよく一致している。

図14 x 方向速度、圧力および温度変動の時系列 ($x/X_R=1.2$)

図15 壁面摩擦係数分布の時間変化

図14に再付着点より下流の $x/X_R=1.2$ における x 方向速度変動、圧力変動および温度変動の時系列を示す。速度変動については $y=0.0014X_R$ と $0.1X_R$ の波形はほぼ同位相であるが、 $y=0.3X_R$ における変動とは位相が反転している。これは大規模渦の通過によるもので、渦が通過すると壁面近傍では渦の回転によって時計回りの速度が誘起されるため速度変動が負になり、逆にせん断層外縁では正になる。速度変動と異なり圧力変動は各断面でほぼ同位相である。つまり大規模渦の存在に関係なく同位相で変動し、渦が通過すると各断面とも圧力変動が負になり、図7に示したようになりかなり強い負圧を示す。また、渦中心はほぼ $y/X_R=0.1$ にあるため、そこでの圧力変動は渦が通過すると大きな負の値を示し、渦中心から離れるにしたがい変動も小さくなる。温度変動の波形は壁面近傍 $y=0.0014X_R$ と壁面から離れた位置 $y=0.1X_R$ においては位相が反転している。これは、大規模渦が壁面近傍の熱を持ち去るため壁面近傍では温度変動が負になり、逆に壁面から離れたところでは持ち去られた熱が主流方向へ運ばれるため温度変動が正となる。

図15, 16に壁面摩擦係数分布とヌッセルト数分布の時間変化を示す。壁面摩擦係数が極小となる位置はヌッセルト数が極大となる位置とよく対応していることがわかる。この壁面摩擦係数の減少は大規模渦により生じるものであり、ヌッセルト数の極大値は大規模渦の下で生じることを示している。つまり、この大規模渦は渦度が負であるので、その回りに時計方向に回転する速度場を誘起する。この運動は壁面近傍の流速

図16 ヌッセルト数分布の時間変化

図 17 ヌッセルト数の時空間等高線図

図 18 ヌッセルト数が最大となる発生頻度分布

を低下させ、同時に下流側から主流側の低温流体を供給する役割を果たし、ヌッセルト数分布に極大値を生じさせる。この大規模渦ならびにその役割については、鈴木ら⁽²⁸⁾により確認されている。

図 17 にヌッセルト数の時空間等高線図を示す。ヌッセルト数の極大値はその位置が下流に移動しながら増加し、再付着点近傍で最大値に達した後、下流に移動しながら減少する。これと同時に再付着点より上流で、再び新たに極大値が生じる。以後、同様な現象を繰り返す。このようなヌッセルト数の時空間的な挙動は Kawamura ら⁽²⁷⁾の後向きステップの実験において確認されている。

図 18 にヌッセルト数が最大となる発生頻度分布を示す。再付着点より上流の $x/X_R = 0.8 \sim 0.9$ でヌッセルト数が最大となる頻度が高いことは明らかである。このことは、時間平均ヌッセルト数が再付着点よりいくぶん上流の $x/X_R = 0.9$ で最大となることとよく対応している。

5. 結 言

本研究では、はく離と再付着を伴う鈍頭平板まわりの非定常二次元流れに関して、レイノルズ数 1000、プラントル数 0.7 について数値解析を行い、以下の知見

を得た。

(1) レイノルズ数 1000 では、せん断層の巻き上がりによって渦が生成され、合体・成長しながら大規模渦へと成長し、再付着領域よりほぼ周期的に放出されることを正確にとらえることができる。

(2) 時間平均の再付着長さは $X_R = 6.56H$ であるのに対して、時間平均のヌッセルト数が最大となる位置は $x/X_R = 0.9$ であり、再付着点の $0.1X_R$ 上流に存在する。

(3) 再付着領域からの大規模渦塊の放出周波数は $f = 0.7U_\infty/X_R$ であり、高レイノルズ数での既存の実験値とよく一致する。

(4) 瞬間ヌッセルト数の極大値は大規模渦構造の下部で生じる。すなわち、大規模渦の回転により時計回りの速度を誘起し、主流の低温流体を供給する役割を果たして熱伝達が促進される。

(5) 瞬間ヌッセルト数の極大値は、その位置が下流に移動しながら増加し、再付着点近傍で最大値に達した後、下流に移動しながら減少する。これと同時に再付着点より上流で、再び新たな極大値が生じ、同様な現象を繰り返す。

なお本計算は東北大学流体科学研究所のスーパーコンピュータ CRAY-YMP 8 を使用して行った。ここに謝意を表する。

文 献

- (1) Armaly, B. F., Durst, F., Pereira, J. C. F. and Schönung, B., *J. Fluid Mech.*, **127**(1983), 473.
- (2) Aung, W., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **105**(1983), 823.
- (3) Frost, W., Bitte, J. and Shieh, C. F., *AIAA J.*, **18**(1980), 32.
- (4) Aung, W., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **3**(1986), 1077.
- (5) 柳田・中山・根本, 機論, **50**-453, B(1984), 1294.
- (6) Benodekar, R. W., Goddard, A. J. H., Gosman, A. D. and Issa, R. I., *AIAA J.*, **23**(1985), 359.
- (7) Ruderich, R. and Fernholz, H. H., *J. Fluid Mech.*, **163**(1986), 283.
- (8) Castro, I. P. and Haque, A., *J. Fluid Mech.*, **179**(1987), 439.
- (9) Ota, T. and Kon, N., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **96**(1974), 459.
- (10) Ota, T. and Itasaka, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **98**(1976), 79.
- (11) Ota, T. and Narita, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **100**(1978), 224.
- (12) Ota, T. and Motegi, H., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, **12**(1983), 297.
- (13) Kiya, M. and Sasaki, K., *J. Fluid Mech.*, **137**(1983), 83.
- (14) Cherry, N. J., Hillier, R. and Latour, M. P., *J. Fluid Mech.*, **144**(1984), 13.
- (15) Djilali, N. and Gartshore, I. S., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **113**(1991), 51.

- (16) Kiya, M., Sasaki, K. and Arie, M., *J. Fluid Mech.*, **120** (1982), 219.
 - (17) Djilali, N., Gartshore, I. and Salcudean, M., *Numer. Heat Transf., A*, **16** (1989), 189.
 - (18) Tafti, D. K. and Vanka, S. P., *Phys. Fluids*, **A3-7** (1991), 1749.
 - (19) Tafti, D. K. and Vanka, S. P., *Phys. Fluids*, **A3-12** (1991), 2887.
 - (20) Ota, T. and Yanaoka, H., *Proc. 5th. Int. Symp. Comput. Fluid Dyn.*, **2** (1993), 423.
 - (21) Amsden, A. A. and Harlow, F. H., *J. Comput. Phys.*, **6** (1970), 322.
 - (22) Han, T. Y. Meng, J. C. S. and Innis, G. E., *J. Comput. Phys.*, **49** (1983), 276.
 - (23) Lane, J. C. and Loehrke, R. I., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **102** (1980), 494.
 - (24) Ota, T., Asano, Y. and Okawa, J., *Bull. JSME*, **24**-192 (1981), 941.
 - (25) Sasaki, K. and Kiya, M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **113** (1991), 405.
 - (26) Vogel, J. C. and Eaton, J. K., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **107** (1985), 922.
 - (27) Kawamura, T., Tanaka, S., Mabuchi, I. and Kumada, M., *Exp. Heat Transf.*, **1** (1987-1988), 299.
 - (28) 鈴木(洋)・井上・鈴木(健)・萩原, 機論, **57**-536, B (1991), 1403.
-