LDA・PIVによるシリンダ内定常流れの解析と
パーシャルセル法数値計算の検証*野村 友和^{*1}, 高橋 易資^{*2}, 武田 親士^{*3}
石間 経章^{*4}, 小保方 富夫^{*4}LDA and PIV Analyses of In-Cylinder Steady Flow and
Verifications of Numerical Simulation Results with Partial Cells MethodTomokazu NOMURA, Yasushi TAKAHASHI, Chikashi TAKEDA,
Tsuneaki ISHIMA^{*5} and Tomio OBOKATA^{*5} Department of Mechanical System Engineering, Gunma University,
1-5-1 Tenjin-cho, Kiryu-shi, Gunma, 376-8515 Japan

Characteristics of the flow inside an engine cylinder model have been evaluated by a particle image velocimetry (PIV) and a laser Doppler anemometer (LDA). Verifications of the results by Partial Cells in Cartesian coordinate method numerical simulation have been also made by the experiment results. The model engine head that has two intake valves and transparent cylinder are used in the steady state flow condition. The tests are conducted by single- and dual- valve open condition with 8 mm valve lift in-1470 Pa suction gauge pressure. The comparisons between the PIV and the LDA experiments show almost the same tendencies for mean velocities and turbulence intensities in the whole experimental region qualitatively and also quantitatively. The differences in the valve open condition are clearly observed in the integral length and time scales that are estimated from the PIV and LDA data respectively. It is shown that the PIV results are useful for verification of numerical results, which agree reasonably with those of experiments.

Key Words: In-Cylinder Flow, Turbulence, Integral Length Scale, LDA/LDV, PIV, CFD, Partial Cell

1. 序 論

内燃機関の排出物低減や高効率化のため、著者らは現在までに、筒内直接ガソリン噴射機関用燃料噴霧⁽¹⁾⁽²⁾、エアアシスト噴射弁による燃料噴霧⁽³⁾の研究を行っているが、燃焼改善のためには、合わせてシリンダ内空気流動の把握が重要である。

シリンダ内流れの実験的研究では、レーザドップラ流速計(laser Doppler anemometer: LDA)⁽⁴⁾⁽⁵⁾や粒子画像流速計(particle image velocimetry: PIV)⁽⁶⁾による測定例がある。PIVは流速や乱れ強さの空間分布の把握に適しており、空間相関の測定から積分長さスケールの測定にも有効である。しかしLDAに比較して時間分解能が低く、PIVとLDAの測定データには差異がある。著者らは角柱周りの流れ場の計測⁽⁷⁾⁽⁸⁾において、その差異を解析した。シリンダ内空気流動においても、その測定手法上の差異を明らかにすることは、乱流挙動の実験的解析のために重要である。

一方、CFD (Computational Fluid Dynamics)によるシリンダ

内空気流動の計算も近年活発に行われている。著者らは、複雑形状に対してメッシュ作成が容易な、直線直交格子を用いたパーシャルセル法⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を提案し、エンジン開発へ適用⁽¹¹⁾している。直線直交格子法を複雑形状の計算対象に用いる場合、計算精度が問題となる⁽¹²⁾。特に乱流モデルを用いる場合には、離散化と共に壁近傍での乱流計算手法が課題である。パーシャルセル法では、壁近傍のセルが小さくさまざまなため、通常の壁関数ではなく、壁関数と低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ 乱流モデル⁽¹³⁾を組み合わせたモデル式の導入が必要であった。著者らは既に、角柱周りの流れ場の解析⁽¹⁴⁾にてそのモデル式の妥当性の検証結果を示したが、シリンダ内流動の乱流挙動の解析への適用に際し、その検証データの提示が求められていた。

これらを踏まえて、定常流条件のバルブ全開時にシリンダ内に形成される流れ場において、PIVとLDAの測定データの差異を明らかにし、更にパーシャルセル法を複雑形状に適用した場合の精度検証を目的として、本研究を計画した。

* 原稿受付 2003年5月19日。

^{*1} 正員、群馬大学大学院工学研究科(☎376-8515 桐生市天神町1-5-1)。^{*2} 正員、(株)本田技術研究所(☎351-8555 朝霞市泉水3-15-1)。^{*3} 正員、オー・ケー・ピー(株)(☎379-1315 群馬県利根郡月夜野町上津650)。^{*4} 正員、群馬大学工学部。

E-mail: ishima@me.gunma-u.ac.jp

Fig. 1 Experimental set-up for particle image velocimetry.

Fig. 2 Experimental set-up for laser Doppler anemometer.

Fig. 3 Measuring points for LDA.

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置 PIV 実験装置の概要を図 1 に示す。計測に用いたシリンダヘッドは、四弁式 1500cc 機関(ホンダ, VTEC 用)のモデルヘッドであり、二つの吸気管路は同一形状ではない。実際の運転時の吸気行程流れを再現するために、二つある吸気バルブの両方を開いた場合と、片方のみを開いた場合の、二条件での実験を行った。実動状態を参考にして、バルブリフト量は両方とも 8mm とした。シリンダには、内径 75mm、全長 80mm の透明アクリルパイプを使用し、横からの観察と計測を可能とした。シリンダ下方には、窓付きのボックスを設置し、このボックス内に鏡を入れ、鏡を介しての LDA 実験、PIV 実験および可視化もできる構造である。本実

Fig. 4 Mesh arrangement.

験装置では、吸気行程時のシリンダ内流れを解析するために、シリンダ下方を開放とし、プロアにより空気を吸引して定常流を形成した。吸引条件は、ゲージ圧-1470Pa とした。この条件は、断面平均流速(流量/シリンダ断面積)が両方のバルブが開いた場合には 7 m/s、片側のバルブのみを開いた場合には約 4 m/s に相当する。

2.2 粒子画像流速計 (PIV) PIV 処理装置には、Dantec 社製 Flow Map 2000 を使用した。レーザ光源にはダブルパルス Nd:YAG レーザ(New Wave Research 社: Model SOLOIII-15, 出力 50mJ/pulse)を、CCD カメラには Kodak Megaplug ES-1.0 (ピクセル数: 1008×1018)を使用した。散乱用粒子は超音波加湿器による水滴(平均粒径 5~7μm)を用いた。PIV 計測により得られた約 500 枚のベクトル図から、平均流速、乱れ強さ、積分スケールを統計処理により算出した。

2.3 レーザドップラ流速計 (LDA) LDA による実験装置を図 2 に示す。本実験では、He-Ne ガスレーザ(NEC, 25mW)を光源とする光ファイバ式レーザドップラ流速計を用いた。光源から出射したレーザ光は、85MHz (固定)と 80MHz (可変)の二台のブラッグセルにより、シフト周波数が 4~6MHz となるよう調整して使用した。光ファイバから出た光は集光レンズにより全角 7.73° で交差し測定体積を形成する。測定体積は直径 954μm×長さ 1.6mm の回転楕円体であり、ここを通過した粒子の散乱光を前方散乱方式により観測した。ドップラ信号は、カウンタ(DISA, 55L90a)で信号処理し、コンピュータに取り込まれて統計演算される。LDA の測定点を図 3 に示す。周方向の測定断面(Section 1~6)は、モデルヘッドを

回転させることで変更した。本研究では、透明アクリルパイプシリンダの曲率によりレンズ効果が起こり、測定体積位置および交差角は測定点ごとに変化する。そのため、測定位置と交差角は予備実験により可視化撮影して決定した。予備実験から、代表的な点での実際の交差角は、 $x = -35\text{mm}$ で全角で 8.2° 、 $x = 0\text{mm}$ で 8.73° であった。LDAでの流速測定結果は交差半角の正弦値の逆数で影響を受けるため、初期の設定(全角 7.73°)の時より流速値は62%および114%程の補正が必要となる。散乱用粒子にはPIVと同様に超音波加湿器による水滴を用いた。LDA計測では一つの測定点につき1000点のデータ取得を3回繰り返して行った。それらの時系列データから、統計処理により平均流速、乱れ強さ、積分スケールを算出した。

2.4 パーシャルセル法⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾⁽¹⁴⁾ 実験と同時に、流れの数値計算(CFD)を行い結果を比較した。CFDには、複雑形状流れ場に対しても直線直交メッシュを使用するパーシャルセル法を用いた。直線直交メッシュを用いること⁽¹⁵⁾により、境界適合型に比べてメッシュ作成が容易になる。一方、直線直交メッシュを複雑形状に適用すると、壁面近傍では六面体の一部が欠けたセルが生じる。このセルをパーシャルセルと呼ぶ。本報では用いた計算格子の一例を図4に示す。パーシャルセルには種々の形状が存在し、壁面近傍のセル形状は小ささまざまな大きさとなるため、一般の壁関数の適用には無理が生じた。そこで壁関数と低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ 乱流モデルの組み合せ法を提案した。離散化方程式は有限体積法をもとに導き、計算アルゴリズムにはSIMPLE法を、また対流

項の差分スキームには、計算時間や計算の安定性を考慮し、一次風上差分のハイブリッド法を用いた。乱流場の解析には数値粘性の少ない高次風上差分を用いることが推奨⁽¹⁶⁾されているが、数値粘性の影響は計算格子サイズや流れ場によって変わるため、その検証も含めて2種類の格子を用いて計算した。二つ目の格子は、図4の x, y, z 方向それぞれ2倍弱の細かい格子である。計算手法の詳細は別途報告⁽¹⁴⁾したが、本報でも定数も含め同一のプログラムを用いている。なお、計算における入口条件は、実験条件と同じとした。

3. 実験結果および考察

3.1 平均流速分布 図5に断面1($y = 0\text{mm}$)におけるPIV、LDAの測定結果及びパーシャルセル法によるCFD結果をベクトルマップで示す。本図は両吸気バルブとも開いている条件である。PIV及びCFD結果は、ベクトルを間引きして示してある。図5(b)のPIVの結果より、 $x = 0\text{mm}, z = 40\text{mm}$ を中心とした右回りの渦が確認できる。図5(a)のLDAの結果では、測定点間隔の関係から明確な渦構造は確認できないが、流れパターンはほぼ一致している。両者の相違は、PIVの結果はLDAと比べてシリンダ両側の周壁近くベクトルが小さいことにある。これは後述するように、PIV測定が周壁から2mm位の領域で不調となるためである。図5(c)(d)にそれぞれ粗い格子と細かい格子によるCFD結果を示すが、渦中心の位置が両者で多少異なり、PIV結果と比べても少し違いがある。渦中心は、形状の異なる二つの吸気管からの流れのバランスによっても位置が変わるため、吸気管からバルブ周りを含む領域全体の計算精度の影響があるものと思われる。また $x = -25\text{mm}, z = 25\text{mm}$ 付近の領域で実験よりも大きな流速となっている。これは、吸気管内壁下部での剥離が小さく計算されているためと推測している。しかし全体として両CFD結果は、実験結果と同様の傾

Fig. 5 Comparisons of mean velocity among PIV, LDA and CFD at the center plane of $y = 0\text{ mm}$ under both valve open condition.

Fig. 6 Comparisons of mean velocities between PIV and CFD at $z = 20, 40$ and 60 mm, top view.

向を示しているといえる。

図6に、 $z = 20$ mm, 40 mm 及び 60 mm のシリンダ断面における PIV 測定結果と CFD 結果を示す。この図は、両方の吸気バルブが開いている状態をシリンダヘッド側から見たものである。ここで PIV 計測データは、レーザの散乱光がシリンダ壁面上で非常に強く、壁面から 2 mm までの領域では測定精度が悪いため、壁面近傍のベクトルは削除してある。 $z = 20$ mm 断面において、PIV 及び CFD とともに、 $x = 0$ mm, $y = -25$ mm 付近と $x = 0$ mm, $y = 25$ mm に付近で大規模な渦が存在している。ただし、渦の中心位置は実験と CFD で多少の違いがある。PIV で $x = -5$ mm, $y = -10$ mm で確認される渦は CFD では弱く十分には示されていない。 $x = -30$ mm を越えた壁面近くの領域では CFD 結果にのみ小さな渦が確認できる。PIV 計測では、前述のように壁面でのレーザ散乱光の影響、測定時の検索領域 (Interrogation area) の大きさなどにより、この領域に明確な渦が確認できなかったものと思われる。

二つの CFD 結果は、 $x > 0$ mm, $y = 15$ mm 付近で若干の違いが見られる。 $z = 40$ mm, $z = 60$ mm 断面では、 $z = 20$ mm 断面で観察された渦が少しずつ移動した様子がわかる。PIV および CFD とともに、対になる大規模な渦 ($x = 0$ mm, $y = \pm 25$ mm 付近) を観測しており、CFD では $z = 20$ mm 断面よりもこれらの渦は大きな位置とともに PIV 結果に近くなっている。渦の中心位置が若干異なるのは、図5に示したように、縦断面での渦の位置がずれたことと関係している。著者らが行った物体後方の流れ場⁽⁴⁾では、パーシャルセル法を用いた数値実験による大規模渦は PIV 実験よりも大きく示された。今回の結果はそれと異なる傾向であり、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルで種々の流れ場を扱うには、限界があると言える。また二つの CFD 結果は、 $z = 40$ mm 断面の $x = 20$ mm, $y = -30$ mm 付近で若干の違いが見られるが、 $z = 60$ mm 断面では殆ど差は無くなっている。これは図5から分かるように、 $z = 40$ mm 位まではシリンダ軸方向の上向きの流れがあり、3 次元的なわずかな渦

の位置ずれが断面のベクトルマップに現れたものである。CFD 結果は総じてシリンダ内の流れパターンを

Fig. 7 Mean velocity measured by PIV at the $y=0$ mm and $z=40$ mm plane under single valve open condition.

なり正確に再現しており、パーシャルセル法は、解析対象が吸気管・バルブ・シリンダ内のような複雑形状に適用可能なことが確認された。

図 7 は片側バルブ(Intake valve II)のみを開いた場合の PIV の計測結果を示している。図 7 (a) の断面 1 ($y=0$ mm) では、 $x=-6$ mm, $z=20$ mm 及び $x=-2$ mm, $z=60$ mm を中心とした二つの渦が観察されており、図 5 (b) に示した両側のバルブが開いた条件に比べて流れが複雑である。また、図 7 (b) の $z=40$ mm の断面の結果から、両バルブが開いた図 6 (b) より大きなスワールの形成がみられる。

3・2 平均流速分布及び乱れ強さ 図 8 (a) に断面 1 ($y=0$ mm) 及び (b) に断面 4 ($x=0$ mm) における実験および CFD での軸方向平均流速(W)と乱れ強さ(w'_{rms})分布の比較を示す。平均流速に関しては、断面 1 の $z=40$ mm では、PIV と LDA の結果は壁近傍以外の領域では同様の分布形状と値を示した。断面 1 の $z=60$ mm では、 $x=-10$ mm 以下の領域で PIV と LDA の結果に違いがあるが、それ以外ではほぼ同様の結果である。シリンダの周壁付近では、LDA に比べて PIV は小さな値を示している。これ

Fig. 8 Comparisons of mean velocity and turbulence intensity distributions among PIV, LDA and CFD at $y=0$ mm or $x=0$ mm planes under both valve open condition.

Fig. 9 Comparisons of mean velocities and turbulence intensities among PIV, LDA and CFD at $y=0\text{mm}$ for single valve opening.

らは、PIV 計測の時、前述のようにシリンダ壁からのレーザ光の散乱が強く良好な可視化画像が得られなかったこと、及び壁面近傍ではシリンダの曲率が影響して精度が低下したことが原因である。また、CFD 結果は、分布の傾向は両実験結果とほぼ同様であるが、計算格子が粗い方の結果は流速が極小となる位置がずれている。図 8(b)に示した断面 4 ($x=0\text{mm}$)の $z=40\text{mm}$ においては、LDA と PIV よる平均流速の分布はほぼ同様の傾向を示している。この $z=40\text{mm}$ では、 $x=\pm 25\text{mm}$ 付近では逆流（上向きの流れ）が見られ、 $x=\pm 10\text{mm}$ 付近で極大値をとるなど、ほぼ左右対称の分布を示している。また、 $z=60\text{mm}$ では $x=-10\text{mm}$ 付近では LDA と PIV の結果に違いがある。また、CFD 結果は $z=40\text{mm}$ 、 60mm とともに $y=-20\sim -10\text{mm}$ の範囲で実験結果と流速方向が逆向きになっているが、全体的には実験結果と一致した分布を示しており、また計算格子数が違ってもその分布傾向は同じである。

乱れ強さに関しては、断面 1 および断面 4 とともに両実験結果の分布形状には大きな違いは見られない。しかし、PIV による乱れ強さは全域で LDA の値よりも 10~30% 程度小さい値を示している。これは、LDA の測定体積と PIV の検索領域の大きさが原因であると考えられる。本研究において使用した LDA 光学系の測定体積は $95.4\mu\text{m}\times 1.6\text{mm}$ であるが約 30° の前方散乱方式により視野を制限しているために実際の有効体積長さはさらに小さく約 0.37mm となっている。これに対して、PIV の検索領域は約 $2.6\text{mm}\times 2.6\text{mm}$ と、検索領域が比較的大きいため、トレーサ粒子の運動が平均化されて乱れ強さが小さくなったと考えられる。すなわち、LDA では、PIV よりも小さい領域の乱れを評価していることになる。

また、CFD における乱れ強さは等方性の仮定により以下の式により求めた。

$$w'_{rms} = (2k/3)^{0.5} \quad (1)$$

Fig. 10 Comparisons of longitudinal and transversal spatial correlation coefficients measured by PIV under both valve open condition.

ここで、 k は乱流エネルギーである。いずれの領域においても CFD 結果は、分布の微妙な変化は見られないが強さは実験値とほぼ同じであり、また計算格子違いの影響は小さい。

図 9 に片側バルブ(Intake valve II)のみ開いた場合の、 $z=40\text{mm}$ における断面 1 での結果を示す。このグラフでは x が負の領域で両バルブが開いている条件と比較して、流速が著しく小さい。また x が正の領域でも流速は若干小さくなっている。これは、吸入圧力を一定とした実験条件のために、流路断面積が大きい両バルブ開放の条件と比較して全体の流速が半分程度に小さいこと、片バルブの条件では、大きなスワール流とともに、複雑な形状の渦が形成されたためであると思われる。

3.3 積分スケール 図 10 はシリンダ内の $x=y=0\text{mm}$ 、 $z=40\text{mm}$ を中心として PIV 計測で得られた空間相関係数を示す。空間相関係数は以下の式により得られる。

$$u = U + u' \quad (2)$$

$$U = \frac{1}{N} \sum u \quad (3)$$

Fig. 11 Longitudinal integral length scale distributions for u' and v' component.

$$R(x) = \frac{1}{N} \sum \frac{u'(\xi) \cdot u'(\xi + x)}{u'_{rms}(\xi) \cdot u'_{rms}(\xi + x)} \quad (4)$$

$$u'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum u'^2} \quad (5)$$

ここで、 N はデータ総数であり、 u は瞬時流速、 U は平均流速、 u' は乱れ、 u'_{rms} は乱れ強さである。いずれの結果も空間相関係数は中心点で1であり、 x, y, z の増加とともに減少する。図10(a)は u' に関する相関係数の分布であるが、全測定領域で縦相関係数が横相関係数よりも大きい。図10(b)は v' に関する相関係数の分布である。ここでは、 x (または y)が正の領域では縦相関係数が横相関係数よりも大きい、負の領域ではほぼ同程度の大きさである。図10(c)は w' に関する結果であり、同様に横相関係数は縦相関係数よりも早く減衰している。これは一般的な等方性乱流⁽¹⁷⁾と同様の結果であり、著者らが行った物体周り流れの解析⁽⁸⁾における乱れの大きな領域の結果とも同様である。すなわち、本実験の三方向速度成分の空間相関において横方向相関は縦方向相関より小さく、最小で1/2程度の値を示した。

図11は u' 及び v' に関する縦空間相関係数より得られる積分長さスケール L_x, L_y の分布を示している。積分長さスケール L_x は次式により得られる。

$$L_x = \int_0^\infty R(x) dx \quad (6)$$

本研究では簡易的に長さスケールを求める方法として、図10中に示したように、 $R(x)$ の値が $1e$ (≈ 0.37)となる x の値を積分長さスケール L_x と定義する方法を用いた⁽¹⁸⁾。

Fig. 12 Variations of integral time scale distributions of w' at the center plane of $y=0$ mm under single or both valve open condition.

Fig. 13 Comparisons of integral length scale distributions between PIV and LDA measurements at the center plane of $y=0$ mm.

図11(a)は断面4における L_x の分布であり、片側のバルブが開いた条件では2mm～7mm程度の大きさであり、両側バルブが開いた条件では4mm～8mm程度と少し大きくなる。G. Valentinoらの駆動運転におけるシリンダ内の積分長さスケール⁽⁹⁾は2mm～8mm程度の大きさであり、本研究の結果もほぼ同様の大きさである。また両側のバルブが開いた条件では $y = \pm 10$ mm付近に極大値を持つ分布形状となっている。これは図6(b)のPIVのベクトル図で観察される速度の大きい領域に対応している。図11(b)は断面1における L_y の分布であり、 $x = 20$ mm～30mmの領域では片側バルブのみを開いた場合の L_y が大きな値を示している。この領域では、図7(b)に示したように強いスワールが形成されたことによるものである。その他の点では、両者とも同程度の値である。

図12に断面1($y=0$ mm)で $z=40$ mmにおいてLDA計測により得られた z 方向乱れ(w')の積分時間スケールを示す。積分時間スケール L_t は以下に示す式により得られる。

$$R(\tau) = \frac{1}{N} \sum \frac{w'(\xi) \cdot w'(\xi + \tau)}{w'_{rms}(\xi) \cdot w'_{rms}(\xi + \tau)} \quad (7)$$

$$L_t = \int_0^\infty R(\tau) d\tau \quad (8)$$

ここで、 $R(\tau)$ は自己相関係数である。本研究では積分長さスケールと同様に式(8)の積分を行う代わりに $R(\tau)$ の値が $1e$ (≈ 0.37)となる τ の値を積分時間スケール L_t と定義した。また、積分時間スケールの測定にはLDAの測

実際のサンプリング周波数が影響する。そのため、本研究ではサンプリング周波数を10kHzとした。両側のバルブが開いた条件では積分長さスケールは0.1ms～0.4ms程度であり、シリンダ中心で大きな値をとっている。片側バルブのみが開いた条件では、 $x = -30\text{mm}$ 付近で時間スケールが大きくなっている。

図13はPIVとLDAにより得られる積分長さスケールを示している。これらの積分長さスケールは w 成分より求めたものである。PIVの結果は前述のように空間相関係数より求めたものであり、LDAはテイラーの仮説を用いて以下の式により求めた。

$$L_x = L_t \times W \quad (9)$$

LDAの結果は、片側のみ及び両側のバルブが開いた条件ともに全域で4mm以下の値でありPIVの結果に比べると1/4程度の小さな値である。両条件とも x が負の領域は逆流を含み平均流速も非常に小さいため、LDAにより求めた長さスケールも小さな値となる。テイラーの仮説は乱れの非常に小さな領域でのみ成立する。著者らは、テイラーの仮説は相対乱れ強さが20%以下の範囲において成り立つことを報告している⁽⁸⁾。本実験の相対乱れ強さは両条件ともに数十%～数百%以上であり、シリンダ内ではテイラーの仮説を用いた積分スケールの算出は無理であることが確認された。また、PIVの測定結果より両側のバルブが開いた条件では、 x が負の領域でピークが一つだけ見られるのに対して、片バルブのみ開いた条件では、ピークが二つある。これは、図5(a)と図7(a)のように測定断面の流速分布では、両側のバルブの開いた場合には大規模渦がひとつだけなのに対して、片側のバルブのみ開いた条件では、流れが複雑化し渦構造が複数確認できたことと関係していると思われる。

4. 結 言

エンジンのシリンダヘッドから吸気行程で形成されるシリンダ内流れを定常流試験装置で模擬し、粒子画像流速計(PIV)、レーザドップラ流速計(LDA)により流動場を解析し、更にパーシャルセル法のCFD結果の妥当性検証を行い、次の結言を得た。

1. PIVとLDAの結果を比較すると、平均流速分布については両者はほぼ同じ傾向にあるが、乱れ強さ分布ではPIV結果が若干小さくなった。
2. PIVで求めた三方向速度の空間相関において横方向相関は縦方向相関より小さく、最小で1/2程度となる。

3. 相対乱れ強さの大きいシリンダ内では、テイラーの仮説で求めた積分長さスケールはほぼ全域でPIVで得られる値の1/4程度である。
4. 両バルブ開時と片バルブ休止時を比べると、平均流速のみならず、乱れ強さ、積分長さスケール、積分時間スケールにも差異が認められた。
5. 壁近傍乱流の取り扱いに壁関数と低レイノルズ数モデルの組み合わせを用いた本パーシャルセル法は、吸気ポートバルブーシリンダ内の複雑形状の内部流れ系において、渦の位置に多少のずれはあるものの、流れパターンのみならず乱れ強さにおいても実験結果とほぼ良く一致していることを確認した。

参考文献

- (1) 石間・ほか5名, 機論, 69-678, B(2003), 354.
- (2) 石間・ほか4名, 機論, 69-678, B(2003), 504.
- (3) 石間・ほか5名, 機論, 61-585, B(1995), 1935.
- (4) 大谷・ほか3名, 機論, 56-530, B(1990), 3173.
- (5) 森吉・ほか3名, 機論, 57-537, B(1991), 1831.
- (6) G. Josefsson, ほか2名, *International Symposium on COMODIA*, (2001), 653.
- (7) 野村・ほか2名, 可視化情報学会論文集, (2003), Vol.22, No.04.
- (8) 野村・ほか2名, 機論, 70-689, B(2004), 93.
- (9) Takahashi, Y. and Fujii, I., *Proc. International Symposium on COMODIA*, (1994), 529.
- (10) 高橋・藤井, 第12回内燃機関シンポジウム講演論文集, (1995), 91.
- (11) 高橋・村上, *HONDA R&D Tech. Rev.* 15-1, (2003), 103.
- (12) 小野, 日本流体力学学会誌「ながれ」, 21巻, 1号, (2002), 16.
- (13) 大宮司・ほか2名, 乱流の数値流体力学, (1998), 東京大学出版会, 197-258.
- (14) 高橋・ほか3名, 機論, 68-666, B(2002), 331.
- (15) 嶋本・ほか3名, 機論, 55-518, B(1989), 3246.
- (16) editorial policy, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, 115, (1993), 340.
- (17) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), McGraw-Hill Book Company, 39-48.
- (18) 脇坂・ほか2名, 機論, 48-430, B(1982), 1198.
- (19) G. Valentino, ほか5名, *Proc. 8th. Int. Symp. Appl. L. T. to F. M.*, Lisbon, (1996), 16.1.1.