高レイノルズ数じゃま板付きかくはん槽内流れの
数値シミュレーションと実験による検証*梅 景 俊 彦^{*1}, 湯 晋 一^{*2}Numerical Simulation of Flow Field in High Reynolds Number
Baffled Stirred Tank ($Re=45\,000$) and Experimental VerificationToshihiko UMEKAGE^{*3} and Shinichi YUU^{*3} Department of Mechanical Engineering, Kyushu Institute of Technology,
1-1 Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu-shi, Fukuoka, 804-8550 Japan

Unsteady flow in a baffled stirred tank of which Reynolds number based on the tip velocity and the radius of tank is 45 000 has been simulated by solving numerically Navier-Stokes and continuity equations. LES model were used for sub-grid scale flows. Calculated results show unsteady flow fields in the whole region of the tank during about 16 complete impeller revolutions. As the results we present the occurrence and the disruption of large vortices, and the generation of many small eddies which are nearly homogeneous. The calculated visualized flow field, time-averaged velocity and turbulent intensity distributions are fairly in good agreement with the experimental data. It indicates that the present simulation procedure and results are applicable to describe the flow field in the real high Reynolds number baffled stirred tank. The calculated results also show the role of the baffle plate which blocks the tangential flow and induces the complicated flows that increase the stirring effect. The present results elucidate the unsteady flow mechanism in a high Reynolds number baffled stirred tank.

Key Words: Stirred Tank, Baffle Plate, High Reynolds Number, Computational Fluid Dynamics, Three Dimensional Flow, Turbulent Flow, Vortex, LES Small Scale Eddy

1. 緒 言

かくはん槽は多くの製造分野の種々のプロセスにおいて不可欠な装置であるが、その内部で回転するインペラやじゃま板によって複雑三次元流れが引き起こされているため、装置設計や運転条件の最適化を図るうえで最も基礎となる流体の運動を定量的に明らかにすることでさへ難しい問題の一つとなっている。そのためかくはん槽の設計および操作条件の最適化には現在でも経験に頼らざるを得ない部分が多い。特に高レイノルズ数のかくはん槽内部の流れは乱流運動が支配的な現象であるため、定量的に不明な点も多い。

計算機シミュレーションによる流れ場の予測は各種装置の設計および最適化に対する最も有力な方法の一つであり、近年の計算機とその周辺技術の発展が高レイノルズ数のかくはん槽内の流体運動の数値シミュレーションを可能なものにしてきている。数値シミュレーションが実現されれば、時々刻々のすべての流体運

動に関するデータが得られるため、それらを基礎として装置の設計、操作の最適化を行うことが可能になるであろう。

従来のかくはん槽のシミュレーションは、乱流モデルに基づいて平均特性を計算する研究がほとんどであり、乱流モデルの不正確さのため実験値との一致は難しかった。従来の研究を概観すると、乱流域の計算では、乱流モデルとして $k-\varepsilon$ モデルを用いて平均速度分布等の平均特性をシミュレーションによって求める研究⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾ および二次の微分応力モデルを用いた研究⁽⁷⁾ がある。いずれの場合も平均速度分布の計算結果を実験値と比較しているが、それらの計算結果は十分正しく実験値を表現しているとはいえない。一方, Derksen-van den Akker⁽⁸⁾ は $Re=29\,000$ のじゃま板付きかくはん槽内の流れを格子ボルツマン法によって、サブグリッドスケール流れの影響を Large Eddy Simulation (LES) で表し、数値シミュレーションを行った。彼らの計算結果は翼近傍の wake 等をよく表しているが、その他の領域では実験値と一致していない部分もある。また流体の速度と運動エネルギー分布をそれぞれ実験値と比較しているが、両者が必ずしも一致しない領域もあり問題を残している。最近 Alcamo⁽⁹⁾ はじゃま板なしの高レイノルズ数(60 000)のかくはん

* 原稿受付 2006年6月19日。

^{*1} 正員, 九州工業大学工学部 (☎ 804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)。^{*2} 正員, 大岳 R & D コンサルタント事務所 (☎ 811-0322 福岡市東区大岳1丁目17-27-508)。

E-mail: umekage@mech.kyutech.ac.jp

ん槽内の流れを LES (Smagorinsky model)⁽¹⁰⁾ を用いて求めている。彼らの接線方向平均速度の半径方向分布は実験値と外周壁近くを除いてよく一致しているが、半径方向平均速度の高さ方向分布は実験値とかなりずれている。乱流強度等の乱流特性値の実験値との比較はない。また Yoon ら⁽¹¹⁾ は Dynamic LES⁽¹²⁾ を用いてやはりじゃま板なしのレイノルズ数 12 000 のかくはん槽内の流れを求めている。かくはん槽内の流れのように複雑な流れに Dynamic LES を適用すると、Smagorinsky 係数が物理的に不適当な値になるところが頻繁に現れる場合がある⁽¹¹⁾。そこで Yoon ら⁽¹¹⁾ は計算領域全体で Smagorinsky 係数を平均した値を用いている。したがって計算領域全体で Smagorinsky 係数は場所によって変化しない。半径方向平均速度の半径方向分布を実験値と比較しているが、よく一致していない。以上のように、今日にいたるまで流れ場の全領域がほぼ乱流化していると考えられるレイノルズ数が数万以上のかくはん槽内流れの非定常計算は満足のいくほどの結果を与えてはいないのが現状である。

そこで本研究では $Re=45\,000$ の乱流が支配的となるじゃま板付きかくはん槽内の非定常流を、LES を用いて求めた。 $k-\varepsilon$ モデルでは流れ場に存在する大規模渦も含めたすべての渦の作用を分子粘性のアナロジーとしてのこう配輸送によってモデル化するのに対して、LES ではサブグリッドスケールの微小渦のみを分子粘性のアナロジーでモデル化するのでより合理的な計算方法である。近年、管内流れ等の比較的フローバターンが簡単な流れ場に対して、サブグリッドスケール流れをモデル化する際に乱流粘性係数の局所的な変化を考慮する、いわゆる Dynamic LES⁽¹²⁾ が用いられるようになってきたが、前述したようにかくはん槽内の複雑な流れ場へ適用すると物理的に不適当な Smagorinsky 係数が現れ、計算を不能にする。非常に広い領域で平均する方法がとられるが、必ずしもそれが正しいかどうかは不明の点も多い。そこで本計算では従来の Smagorinsky model⁽¹⁰⁾ に基づいて LES の計算を行った。前述したように、じゃま板なしのかくはん槽の流れの解析に LES を用いた結果は実験値をよく表現していない部分もあったが、その LES をじゃま板付きのかくはん槽の流れに用いたのは、じゃま板がある場合、じゃま板によっておもに周方向流れが影響され、じゃま板がない場合に比較して乱流場がより等方的になると考えられるからである。乱流粘性係数の等方性にも基づいた LES のサブグリッドスケールモデルがより適切だと考えて用いた。また計算と

同一条件で実験し、計算結果と比較検討を行った。

2. 計 算 方 法

数値解析に用いた基礎方程式はグリッドスケールで局所的に平均化された非圧縮性流体の Navier-Stokes 式と連続の式で次式である。

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{v} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで $\mathbf{v}$, $\overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}$, p , Re , t , ∇ はそれぞれ無次元化されたグリッドスケールで局所平均した速度ベクトル、レイノルズ応力、圧力、レイノルズ数、時間およびナブラ演算子である。いずれも無次元式で、無次元化は翼端周速度 U_t 、かくはん槽半径 R_0 で行っている。式 (1) の左辺第 3 項、 $\overline{\mathbf{v}'\mathbf{v}'}$ は計算格子サイズ以下の局所的空間変動によって生じる応力項で、サブグリッドスケールモデル⁽¹⁰⁾ を用いて式 (3) のように表した。ただし式 (3) の記述は総和規約の表式に従う。

$$\overline{v_i'v_j'} = -v_T \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただしサブグリッドスケールの等方応力(圧力)はグリッドスケールの圧力に含めて計算している。このとき式 (3) 中の乱流粘性係数 v_T は以下のように表した。

$$v_T = C_v C_\varepsilon^{1/3} k_\varepsilon^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$k_\varepsilon = 2 C_v C_\varepsilon^{-2/3} D \Delta^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただし

$$D = (D_{ij} D_{ij})^{1/2}, \quad D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right),$$

$\Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)$ である (Δx_1 , Δx_2 , Δx_3 は各方向の計算格子幅)。なお式中の C_v , C_ε には Yoshizawa ら⁽¹³⁾ の $C_v=0.05$, $C_\varepsilon=1.0$ を用いた。著者らは前報⁽¹⁴⁾ で低レイノルズ数 ($Re=4\,500$) の同一かくはん槽内の流れを同一メッシュ幅、例えば Δr はかくはん槽半径の 0.016 39 倍、で計算している。このメッシュ幅では壁の非常に近い所の粘性の影響は考慮されていないが、計算結果はかくはん槽内の全体の流れをよく表現している。本研究においてもかくはん槽内の流れはかくはん槽内全体の流れがまずは必要で、インペラとじゃま板による大規模流れが重要であると考えたので壁による乱れの抑制効果(例えば、壁関数)は考慮していない。

本計算では動的マルチブロック法⁽¹⁴⁾ を用いた。すなわち、図 1(a) に示すように、計算領域を回転するインペラを含む内側のブロック (A) と静止しているじゃま板を含む外側のブロック (B) に分割し、回転する

点の使用を避けるため一次の中央差分を用いた。慣性項以外の空間微分項には二次の中央差分を用いた。また時間発展項の計算には二次の Runge-Kutta 法を用いた。

流れ場のレイノルズ数は $Re = U_t R_0 / \nu = 45\,000$ とし、本研究で実験に用いたかくはん槽(半径 $R_0 = 95$ mm, 翼端半径 $R_t = 37.4$ mm, じゃま板幅 $B = 15.6$ mm)において同一レイノルズ数における有次元の翼端周速度 U_t を求めると, $U_t = 0.474$ m/s(純水の場合), 7.11 m/s(空気の場合)である。これを回転数で表すと $N = 121$ rpm(純水の場合), $1\,815$ rpm(空気の場合)となる。各方向の無次元格子幅はそれぞれ $\Delta z = 0.016\,96$, $\Delta r = 0.016\,39$, $\Delta \theta = 0.016\,89$ とし全計算領域で均一とした。このときの全内点格子数は $124 \times 56 \times 372 \div 2.6 \times 10^6$ となる。本計算の計算条件である $Re = 45\,000$ の場合, 流れ場が均質な乱流になったと仮定したときの平均的な Kolmogorov のミクロスケール(無次元値)を計算すると 1.08×10^{-3} となり, 本計算の計算格子幅は流れ場の平均的な Kolmogorov のミクロスケールの 15.5 倍に相当する。すなわち Kolmogorov のミクロスケールの 15.5 倍以下の微小渦の影響を LES で表現している。また計算の無次元時間ステップ幅は $\Delta t = 0.001$ で, これを有次元に換算すると 2.00×10^{-4} s(純水の場合), 1.34×10^{-5} s(空気の場合)となる。

図 1(a)にかくはん槽全体, 図 1(b)と図 1(c)にインペラおよびじゃま板の形状を示す。

なお本計算ではかくはん槽内に流体が満たされた状態とし自由表面が形成されない条件で計算を行った。本研究では以上のような条件で $40\,000 \Delta t$ (流体が純水の場合の実時間換算 8.0 s)間の計算を行った。計算にはワークステーション [Itanium 2 processor (1.6 GHz) $\times$ 2 CPU] を使用し, その計算に要した計算時間は約 800 時間である。

Fig. 2 Experimental apparatus

3. 実験装置および方法

本実験に用いた実験装置を図 2 に示す。計算と同一寸法(槽半径 $R_0 = 95$ mm, 翼端半径 $R_t = 37.4$ mm, じゃま板幅 $B = 15.6$ mm), 同一運転条件($Re = 45\,000$, 作動流体として純水を用い翼端周速度 $U_t = 0.474$ m/s, 回転数 $N = 121$ rpm)のかくはん槽を用いて, レーザドップラー流速計 [LDV (DANTEC, 55 A 形)] で流れ場の流速測定および流れ場の可視化実験を行い計算結果と比較検討した。

かくはん槽上ぶたの駆動軸貫通部から気泡が進入してかくはん槽内上部に自由表面ができることを防ぐため, 前報⁽¹⁴⁾と同様にかくはん槽上ぶたの上部に駆動軸を囲む壁を設けて水を満たした。本研究においても, 色素を用いた観察により駆動軸と穴のあいだのすきま(約 0.2 mm)からの流体の流れは無視できることを確認している。駆動軸は減速機付き直流電動機によって回転させる。レーザドップラー流速計のトレーサ粒子には粉ミルクを用い, 可視化実験の蛍光粒子には蛍光染料が塗布された薄片状の雲母粒子(直径 $10 \sim 30$ μm , 厚さ $0.3 \sim 0.7$ μm , 密度 3×10^3 kg/m³)を用いた。なお, レーザドップラー流速計による流速測定および流れの可視化では, かくはん槽の曲面による光路のひずみを補正するため, かくはん槽を直方体水槽に入れて実験を行った。可視化実験はかくはん槽の側面からスリットを通してストロボスコープを発光させ, ビデオカメラ (CANON, FV-10 形, 撮影速度: 毎秒 30 こま, シャッタ速度: $1/1\,000$ s) を用いて流れ場を撮影した。

Fig. 3 Calculated instantaneous velocity vector diagram [$T = 5.0$ s, r - θ plane ($Z/R_0 = 0$)]

Fig. 4 Calculated mean velocity distributions of θ component ($Z/R_0=0$)

4. 結果および考察

図3は $Z/R_0=0$ における r - θ 平面, すなわちインペラの中央断面における瞬時速度ベクトル線図を示す。インペラは反時計回りに回転している。回転開始から $T=5.0$ s (25 000 Δt , 流体が純水の場合) で, インペラはすでに約 10 回転しており, 後述の平均特性値で見た場合にはほぼ定常(もちろん時間変動は存在するが平均値が一定値をとる)と考えられる流れである。インペラの回転によって引き起こされた流れは大きな周方向速度をもつが, 速度ベクトルが示すように流体の速度は半径方向位置によって, また同一半径位置でも θ によって大きく変わり, 乱流強度の大きい流れであることを示している。外周壁に到達した流れはじゃま板を乗り越えるために湾曲し, 流れ全体を大きなスケールで乱雑化している。図3からわかるように, じゃま板前後で流れは渦を形成している。これもじゃま板付き流れの特徴の一つである。既報⁽¹⁴⁾の $Re=4500$ の場合と比較するとじゃま板前後の渦の領域は $Re=45000$ の場合のほうが大きい。インペラによって押し出された流体が外周方向へ広がる際の流れも $Re=4500$ の場合⁽¹⁴⁾ よりも複雑かつ不規則になっている。

図4は $Z/R_0=0$ の R - θ 平面における周方向平均速度分布の計算結果を示す ($\bar{W}$ は周方向平均速度の有次元値を表す)。図4中の各データはそれぞれ図中に記した種々の時間間隔における平均値を表す。周方向平均速度分布は回転開始から時間が経過するにしたがっ

Fig. 5 Calculated energy spectra of θ component fluctuating velocities ($Z/R_0=0$, $\theta=0.929$ rad)

て増加し, やがてほぼ一定の値に収束する。図4から, この断面ではインペラの回転開始から約 3.0 s 以降で流体速度の時間平均値はほぼ定常に達することがわかる。 $Z/R_0=0$ の R - θ 平面における周方向平均速度はかくはん翼先端から離れるにしたがって急激に減少するが, $R/R_0=0.6$ からじゃま板先端の前方 $R/R_0=0.85$ までなだらかに減少するおおよそ一定に近い分布を形成する。じゃま板の影響が出始めると周方向平均速度は再び急速に低下していく。ここで詳細なデータの提示は省略したが, 上下壁付近を含む槽内全体で速度の時間平均値が定常となるのも約 $T=3.0$ s 以降である。したがって槽全体が定常状態である場合の検討には $T=3.0$ s 以降のデータを用いた。通常の時間平均値を得るためには, LDV のデータから平均時間は約 1 s でよい。

図5は, かくはん開始後の $T=3.9$ s から $T=8.0$ s の間に $5\Delta t$ 間隔で 2 048 個の瞬時周方向速度の経時変化データをサンプリングし, 周方向変動速度を計算し, 高速フーリエ変換することによって求めたエネルギースペクトルの計算結果を示す。いずれもインペラ中心の高さにおける結果で, 上から順に (a) インペラ翼端近傍, (b) 槽中央部, (c) じゃま板先端近傍における結果である。図5(a)の翼端近傍では, インペラの影

Fig. 6 Comparison of flow visualizations ($T=5.0s$, Z - R plane ($\theta=0.169$)), (a) experimental result, (b) calculated iso-vorticity contours, and (c) calculated instantaneous velocity vector diagrams

響が強いため、6枚羽根のインペラの周波数である12 Hz ($N=121$ rpm, すなわち毎秒約2回転)がピークを示している。インペラから離れると図5(b)槽中央部では小スケール渦の乱流が発達するため卓越周波数は消える。ただし、大規模渦は依然存在する。図5(c)じゃま板前方ではじゃま板の影響と思われるスペクトルのピークが現れる。その最大ピークがインペラ前方と同様の12 Hzであるのは、インペラによって発生してじゃま板近くまで流れてきた大規模渦がじゃま板によって強められ、インペラ近くと比較するとはるかに小さいエネルギーだが他よりは大きく12 Hzにピークを示すと考えられる。また生成した大規模渦が分裂して発生したと考えられる12 Hzの整数倍の24, 36, 48 Hzの成分がどの位置においても多少卓越して現れているが、じゃま板近傍が最もはっきりとこの傾向を示している。じゃま板とインペラの相互干渉が原因とも考えられる。なお図5中には実線でKolmogorovの $-5/3$ 乗則を示すが、各図の高周波領域におけるエネルギースペクトルのこの配がそれとほぼ一致することから、 $Re=45000$ のじゃま板付きかくはん槽の流れは高周波数の小スケール渦が多数存在し、慣性小領域を形成している。ただし細部にわたっては(a), (b), (c)で差があり、かくはん翼の近く、じゃま板の近く、両者の中間領域ではグリッドスケールの高周波成分に非一様性が出ているものと考えられる。

図6は、かくはん槽のじゃま板を含む縦断面すなわち Z - R 平面における瞬時渦度等高線および瞬時速度ベクトル線図の計算結果と可視化実験結果の比較を示す。中心軸から右側半分の領域を示し、 $R/R_0=0.836$ よりも外側の部分はじゃま板である。計算結果と実験結果はほぼ同一時刻の結果である。インペラが静止状

Fig. 7 Comparisons of calculated results and experimental data ($Z/R_0=0$), (a) mean velocity distributions, and (b) turbulent intensity distributions of r component

態から約10回転した $T=5s$ における結果である。計算結果と実験結果はともに上下壁付近を含む槽全体に流れが広がって発達した、すなわち乱流状態も十分発達した流れを示している。瞬時速度ベクトル線図からわかるように大小さまざまな渦が形成され、それらの渦の干渉によって流体のかくはんが進行していくことが考えられる。特に乱流速度の微小変動によって発生する微小渦が図6には多く見て取ることができ、それらによって微細なかくはん、混合が達成されるものと思われる。

図7は $Z/R_0=0$ (インペラ中心の高さ)の R - θ 平面における(a)半径方向平均速度分布と(b)半径方向変動速度強度分布の計算結果と実験結果の比較を示す。計算結果については流れ場の全領域において速度の時間平均値がほぼ定常となる $T=3.0s$ 以降の約5.0s間のデータを平均している。レーザドップラー流速計を用いた実験ではインペラとじゃま板の存在が障害となりインペラ前方の $R/R_0=0.5$ 程度まで速度測定は困難であった。図7が示しているように、測定できた $R/R_0>0.55$ の領域では計算結果と実験結果はおおよそ一致している。ただし細部にわたると差が見られる。壁の近く(おおよそ $R/R_0>0.85$)で計算値の変動強度が実験値のそれより高く、平均速度は実験値のそれより低くなっているのは渦粘性を大きくとりすぎていると考えられる。LESに壁の減衰効果をいれていないことがその原因の一つと思われる。また流れ全体について、じゃま板をつけて乱流を一様に行っているが、それは完全ではないため、流れ場の非一様性の影響が出ているなどが考えられる。おおよそ $R/R_0<0.75$ で計算値の平均速度、変動強度とも実験値のそれらより高くなっているのも流れ場の非一様性の影響と考えられる。じゃま板があるような複雑な壁の壁効果やそれらを含んだ種々の事柄による非一様性の影響をLES

Fig. 8 Calculated instantaneous iso-vorticity contours ($T=5.0s$, $R-\theta$ plane ($Z/R_0=0$))

Fig. 9 Calculated instantaneous velocity vector diagrams ($T=5.0s$, $Z-R$ plane), (a) baffled ($\theta=0.169$), (b) baffled ($\theta=0.220$), and (c) non-baffled ($\theta=0.169$)

に取り込み流れ場をより正確に表現するのは今後の課題として考えている。

次に高レイノルズ数のかくはん槽内の流れが、じゃま板の有無によってどのように変化するかを計算結果の比較によって調べた。

図8は $T=5.0s$ ($25\,000\, \Delta t$) におけるインペラ中心の高さを通る $R-\theta$ 平面の等渦度分布図の計算結果を示す(インペラは反時計回り)。左がじゃま板付きの場合、右がじゃま板なしの場合で、じゃま板の有無以外はまったく同一条件である。渦の符号によらず渦度が高い領域ほど黒く表現されている。両者を比較すると、じゃま板が存在する場合には外周壁近くのじゃま板間にも渦度の高い領域が存在する。じゃま板の影響であり、じゃま板から少し離れたじゃま板前後やじゃま板間の中間領域に不均質に高渦度領域が現れている。じゃま板なしの場合はドーナツ状に高渦度領域が

Fig. 10 Calculated instantaneous velocity vector diagrams ($T=5.0s$, $\theta-Z$ plane)

Fig. 11 Calculated mean velocity and turbulent intensity distributions of θ component ($Z/R_0=0$)

形成され(この領域の半径方向幅は時間とともにゆっくりと伸び縮みするが、じゃま板なしの流れなのでここでは省略する)、外周壁近くの広い領域で低渦度領域が形成されている。この二つの流れの違いがかくはん効果の違いを代表的に表しているようだ。

図9は $T=5.0s$ の $Z-R$ 平面における瞬時速度ベクトル線図の計算結果を示す。各図は左から順にじゃま板付きの場合で(a)じゃま板の後方、(b)じゃま板を含む断面、そして比較のための(c)じゃま板なしの場合を示す。じゃま板付きの場合、従来から実験的に示されている⁽¹⁶⁾ にかくはん翼の断面を境にして一対の大規模渦が形成されている。レイノルズ数が高く、流れは乱流であるためこの大規模渦も不安定で、図9(b)に示されているように二つに分裂したりする。ただし基本形は一対の大規模渦で、分裂してもま

Fig. 12 Calculated mean velocity and turbulent intensity distributions of r component ($Z/R_0=0$)

た合一して、一対の大規模渦に戻る。この大規模渦を含む大きな領域で流れは複雑で大きな変動速度をもち、高効率のかくはんが達成されるようだ。一方、かくはん槽の中心であるかくはん翼の軸近くではあまり大きな流れはなく、かくはんという観点からは問題のある領域も存在する。また周方向の流れがじゃま板によってさえぎられ、外周壁近くに軸方向と半径方向の速度が発生している。この流れがじゃま板付きのかくはん槽の全体の流れを特徴付けていると思われるが、かくはんにも有効であろう。じゃま板なしの場合は大規模渦が槽上部と下部に分かれている。この大規模渦は上下に移動して接近するが、また離れ、図9(c)に示した状態が最も安定である。

図10は $T=5.0$ s の Z - θ 平面(円筒面を展開した平面)における瞬時速度ベクトル線図の計算結果を示す。図10(a), (c)はじゃま板付き, (b), (d)はじゃま板なしの場合を示し、上段 [(a), (b)] がじゃま板の先端から 3.1 mm 内側の面, 下段 [(c), (d)] が外周壁から 1.6 mm 内側の面の速度ベクトルを表す。じゃま板ありとなしの流れを比較すると、じゃま板の存在によって上下方向の速度変動が誘起され多数の大きな渦が形成されて、不均質性の強い流れになっている。じゃま板の先端からこの場合よりもさらに内側に入ってもこの傾向は続くようだ。一方、じゃま板なしの場合は周方向速度の強い均質に近い流れが現出している。外周壁近くのじゃま板間の流れは直接じゃま板によって仕切られるため速度の局所変動が大きく、不均質性も高い。このような流れの違いがかくはん効果に影響していると考えられる。

図11(a), (b)と図12(a), (b)はそれぞれインペラ中心の高さを通る R - θ 平面($Z/R_0=0$)における周方向および半径方向の平均速度と変動速度強度の分布を示す。各図とも、実線がじゃま板付きの場合、点線がじゃま板なしの場合を表す。じゃま板付きの場合には周方向平均速度がじゃま板によってさえぎられて減

衰するため周方向速度はじゃま板なしの場合よりも小さくなる。しかしじゃま板によって半径方向速度等が引き起こされるので、ここで示した半径方向速度は大きくなり、この傾向がかくはん槽の中心領域に近いかくはん翼の先端まで続く。半径方向速度は中心領域の翼によって、また外周壁近くのじゃま板によって引き起こされるので $R/R_0=0.8$ という外周壁近くまで減少せずにはほぼ一定値を保っている。速度変動強度も同様にじゃま板によって引き起こされた渦のために周方向成分、半径方向成分ともにじゃま板を含む外周壁近くで大きく増加している。じゃま板は直接周方向速度をせき止めるので外周壁近くで周方向速度変動強度が著しく、約2倍以上じゃま板なしの場合より増加する。これらもじゃま板によるかくはん効果の増大を明らかに示している。

5. 結 言

翼端速度およびかくはん槽半径基準のレイノルズ数が $Re=45\,000$ の乱流じゃま板付きかくはん槽内の非定常流を、サブグリッドスケールの流れの影響はLESで表し、グリッドスケールの流れはNavier-Stokes式と連続の式を直接数値的に解くことによって求めた。そしてインペラの回転開始から流体が純水の場合には実時間換算で8.0 s間(その間にインペラは約16回転する)に相当する非定常流を示した(回転開始から8.0 s間はかくはん槽内の定常な平均特性値(平均速度分布等)を得て、議論するのに十分な長さである)。その結果大規模渦の発生と分裂、均質に近いが非一様性を示す多くの微小渦の発生等を提示することができた。より現実的なじゃま板付きのかくはん槽内の流れで、本計算結果をかくはんに重要な乱流強度分布および平均速度分布を実験値と比較することによって評価した。非常によく一致したわけではないが、ほぼ表現している。その評価結果を基準として、他のすべての本計算結果および本計算手法が有用となり、また本計算手法を用いてより詳細なケースごとの結果を得ることが可能で、それらはかくはん槽の種々の知見と総合してじゃま板付きかくはん槽の設計の基礎データとなり得る。また、じゃま板付かくはん槽における流れではじゃま板が周方向流れをさえぎることによって発生する半径方向と軸方向の流れが新たな乱れを誘起して、それがかくはん翼先端のかくはん槽中心領域にまで達することを示した。それらの流れによってかくはん効果は増大する。本研究によって高レイノルズ数かくはん槽内の流れの平均特性値はもちろんのこと瞬時瞬時の非定常な流れを明らかにすることによってより

詳細な流れのメカニズムを明らかにすることができた。

文 献

- (1) Tavlarides, J. P. L. L. and Smith, G. W., Turbulent Flow in Stirred Tanks Part 2: A Two-Scale Model of Turbulence *AIChE Journal*, Vol. 32, No. 11 (1986), pp. 1771-1786.
- (2) Kresta, S. M. and Wood, P. E., Prediction of the Three-Dimensional Turbulent Flow in Stirred Tanks, *AIChE Journal*, Vol. 37, No. 3 (1991), pp. 448-460.
- (3) Dong, L. et al., Flow-Induced by an Impeller in an Unbaffled Tank, *Chemical Engineering Science*, Vol. 49, No. 20 (1994), pp. 549-560.
- (4) Ranade, V. V. and Van Den Akker, H. E. A., A Computational Snapshot of Gas-Liquid Flow in Baffled Stirred Reactors, *Chemical Engineering Science*, Vol. 49, No. 24 (1994), pp. 5175-5192.
- (5) Morud, K. E. and Hjertager, B. H., LDA Measurements and CFD Modelling of Gas-Liquid Flow in a Stirred Vessel, *Chemical Engineering Science*, Vol. 51, No. 2 (1996), pp. 233-249.
- (6) Launder, B. E. and Spalding, D. B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3 (1974), pp. 269-289.
- (7) Ciofalo, M. et al., Turbulent Flow in Closed and Free-Surface Unbaffled Tanks Stirred by Radial Impellers, *Chemical Engineering Science*, Vol. 51, No. 14 (1996), pp. 3557-3573.
- (8) Derksen, J. and Van den Akker, H. E. A., Large Eddy Simulations on the Flow Driven by a Rushton Turbine, *AIChE Journal*, Vol. 45, No. 2 (1999), pp. 209-221.
- (9) Alcamo, R. et al., Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow in an Unbaffled Stirred Tank Driven by a Rushton Turbine, *Chemical Engineering Science*, Vol. 60 (2005), pp. 2303-2316.
- (10) Smagorinsky, J., General Circulation Experiments with the Primitive Equations, *Monthly Weather Review*, Vol. 91, No. 3 (1963), pp. 99-164.
- (11) Yoon, H. S. et al., Integrated Experimental and Computational Approach to Simulation of Flow in a Stirred Tank, *Chemical Engineering Science*, Vol. 56, No. 23 (2001), pp. 6635-6649.
- (12) Germano, M. et al., A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, *Physics of Fluids A-Fluid Dynamics*, Vol. 3, No. 7 (1991), pp. 1760-1765.
- (13) Yoshizawa, A. and Horiuti, K., A Statistically-Derived Subgrid-Scale Kinetic Energy Model for the Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 54, No. 8 (1985), pp. 2834-2839.
- (14) Yuu, S. et al., Numerical Simulation of a Medium Reynolds Number Baffled Stirred Tank ($Re=4500$) and Experimental Verification, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 67, No. 655 (2001), pp. 595-602.
- (15) Greenspan, H. P., *The Theory of Rotating Fluids*, (1968), p. 5, Cambridge University Press.
- (16) Komori, S. and Murakami, Y., Turbulent Mixing in Baffled Stirred Tanks with Vertical-Blade Impeller, *AIChE Journal*, Vol. 34, No. 6 (1988), pp. 932-937.