

分置

ガス巻き込み現象数値解析に関する研究2

(共同研究報告書)

2005年7月

茨城大学
核燃料サイクル開発機構

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

電話：029-282-1122（代表）

ファックス：029-282-7980

電子メール：jserv@jnc.go.jp

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184, Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

2005

ガス巻き込み現象数値解析に関する研究 2

(共同研究報告書)

田中 伸厚^{*1}, 大島 宏之^{*2}

要旨

乱流の数値計算では、現在 LES(Large Eddy Simulation)が最も有力な手法であると考えられている。しかしながら LES の代表である Smagorinsky モデル (SM) は、多くの仮定から、問題を抱えている。これに対して、モデル定数を動的に変えることにより、従来の問題点を克服したダイナミック Smagorinsky モデル (DSM) が提案されている。DSMにおいてモデル定数は空間的な分布を持つことができるが、数値不安定性のため現在は平均化が必要である。さらに調整パラメータとしてフィルターの特性長があり、実用の流れへ適用する際に大きな制約となっている。この問題を解決するため、室田は局所スケール平衡仮定 (LISEA:Local Inter-Scale Equilibrium Assumption) の概念を導入した DSM を提案している。モデルパラメータを持たないため、様々な流れ場への適用が期待できる。

そこで、本研究ではガス巻き込み現象を対象に、乱流解析手法の調査・検討を目的とした解析を実施した。守屋実験体系において、従来手法の SM と LISEA を用いた DSM の比較を行い、岡本実験体系乱流の解析では乱流モデル (LISEA) の有無による比較を行った。解析において、複雑体系への適用性の観点から、コロケート格子を採用した。コロケート格子は速度の定義点において連続の式を満足させることは難しく、そのための補間により、スタガード格子よりも精度が低下することが知られている。そこで、精度の改善を図った稻垣らの方法を導入した。

解析の結果、以下の知見が得られた。

(1) 守屋体系解析

速度分布の比較結果において、SM($C_s=0.1$)と LISEA には明確な差は見られなかった。SM($C_s=0.2$)の速度分布は、SM($C_s=0.1$)や LISEA に対してなまっており、実験に対して最もわるい結果となった。定性的にはいずれの結果も実験結果とよい一致を見せた。渦粘性分布は SM と LISEA でまったく異なる分布となった。SM では C_s の値によりその結果が大きく異なったことから、モデルパラメータの影響は大きく、LISEA の有効性が確認できた。

(2) 岡本体系解析

乱流モデル(LES)の影響に対する検証として、DNS と LISEA の結果を比較した。解析結果の比較は主流方向平均流速分布、主流方向速度の時間変化および周波数分析結果によって行い、平均流速分布と主流方向速度の時間変化に関しては DNS と LISEA の間に明確な差は見られなかつたが、DNS ではある程度計算が進んだ時点で逆流が見られた。このことから LISEA は数値計算を安定化する方向に作用したと考えられた。

^{*1} 茨城大学機械工学科

^{*2} 大洗工学センター 要素技術開発部 流体計算工学研究 Gr

July, 2005

Numerical study of gas entrainment phenomena, II

Nobuatsu Tanaka^{*1}, Hiroyuki Ohshima^{*2}

Abstract

In the numerical analysis of turbulent flow, LES (Large Eddy Simulation) is one of the best models. But, the conventional Smagorinsky model has some problems including empirical parameters and dumping function near the walls. For solving these problems, the DSM (Dynamic Smagorinsky Model), where the empirical parameter is dynamically controlled according to the flow condition, is proposed. However, the DSM requires introduction of stabilizing scheme of numerical instability and additional empirical parameter of characteristic length. To handle with such problems, Murota is proposing a new DSM model using concept of LISEA (Local Inter-Scale Equilibrium Assumption of Energy).

In this study, we carried out some numerical benchmark in order to survey effectiveness of some LES methods for the phenomena of gas entrainment. Considering the complicated geometry problems, we chose a collocated variable system combined with the high order scheme proposed by Inagaki. In numerical analysis of the Moriya's experiment, we focused on the effect of Smagorinsky model and LISEA, and in numerical analysis of the Okamoto' experiment, we focused on the effectiveness of LISEA.

(1) Numerical analysis of Moriya's experiment

In the numerical analysis of Moriya's experiment, we compared the results obtained by the LISEA with those of the conventional Smagorinsky model. In such a cylindrical geometry, the empirical parameter of Smagorinsky model is not known, so we performed two cases of simulations with $C_s=0.1$ and 0.2 . Comparing the velocity profiles, clear difference between Smagorinsky model ($C_s=0.1$) and LISEA was not observed. In the case of $C_s=0.2$, the results are worse than the results of the other two cases. The eddy viscosity distributions of Smagorinsky model and LISEA are quite different. While the results by the Smagorinsky model are depends on the definition of empirical parameter, the LISEA do not need any empirical parameters or dumping function. Consequently, the LISEA is superior to the conventional Smagorinsky model in the case of such a complicated problems.

(2) Numerical analysis of Okamoto's experiment

In the Numerical analysis of Okamoto's experiment, we surveyed effects of turbulence models through comparison of numerical results of DNS and LISEA models. From viewpoint of some distinguishing physical quantities, there is little difference between the results of DNS and those of LISEA. Since the reversed flow around the outlet boundaries, which is not observed in the LISEA simulation, was observed in the DNS simulation, the LISEA makes an effect of numerical viscosity and stabilize the numerical solution.

^{*1} Department of Mechanical Engineering, Ibaraki University

^{*2} Thermal-Hydraulics Research Group, OEC, Japan Nuclear Cycle Development Institute (JNC)

目次

1. 緒言	1
2. 理論	3
2.1 基礎方程式	3
2.1.1 CUP 法における基礎方程式	3
2.1.2 CUP 法を用いた統一解法	4
2.2 乱流の理論と数値モデル	6
2.2.1 乱流の基礎方程式	6
2.2.2 レイノルズ方程式	6
2.2.3 LES	9
3. 守屋体系の数値解析	16
3.1 解析体系・解析条件	16
3.2 解析結果 (Coarse Mesh)	18
3.3 解析結果 (Reference-Coarse Mesh)	19
4. 岡本体系の数値解析	25
4.1 解析体系・解析条件	25
4.2 解析結果 (LISEA)	28
4.3 解析結果 (DNS, 整流部の導入)	31
5. 結言	34
参考文献	35

表リスト

表 4.2.1 ガスコア長さ (LISEA)	30
表 4.3.1 ガスコア長さ (DNS)	33

図リスト

図 3.1.1 実験体系・条件	16
図 3.1.2 解析体系	17
図 3.2.1 $z=0.15$ の速度ベクトル (昨年度の結果)	18
図 3.2.2 $z=0.15$ の速度ベクトル (本手法 (DNS) の結果)	18
図 3.3.1 $z=0.15$ の速度ベクトル (SM01)	19
図 3.3.2 自由表面付近の速度ベクトル (SM01)	20
図 3.3.3 $z=0.15$ の速度ベクトル (SM02)	20
図 3.3.4 自由表面近傍の速度ベクトル (SM02)	21
図 3.3.5 $z=0.15$ の速度ベクトル (LISEA)	21
図 3.3.6 自由表面近傍の速度ベクトル (LISEA)	22
図 3.3.7 $z=0.15$ における周方向速度分布	22
図 3.3.8 湍粘性分布 (LISEA) $\omega_e=3 \times 10^{-5}$ の等值ボリューム	23
図 3.3.9 湍粘性分布 (SM01) $\omega_e=7 \times 10^{-6}$ の等值ボリューム	23
図 3.3.10 湍粘性分布 (SM02) $\omega_e=3 \times 10^{-5}$ の等值ボリューム	24
図 4.1.1 実験体系	25
図 4.1.2 解析体系	26
図 4.1.3 解析結果比較点	27
図 4.2.1 主流方向平均流束分布 (LISEA)	28
図 4.2.2 主流方向速度の時間変化 (LISEA)	28
図 4.2.3 周波数分析結果 (LISEA)	29
図 4.3.1 主流方向平均流束分布 (DNS)	31
図 4.3.2 主流方向速度の時間変化 (DNS)	31
図 4.3.3 周波数分析結果 (DNS)	32

第1章 緒言

乱流はわれわれにとって非常に身近な流れである。河川や大気の流れ、電車や自動車などのまわりの流れなど、身の回りの多くの流れは乱流である。乱流は例えば三次元的な乱れをもつランダムな流れと定義される。この定義どおり、乱流は大小の渦が複雑に混ざり合う流れで、層流に対して非常に不安定な流れである。乱流はその特徴として、少しの環境の変化が後で大きな違いとなる初期値敏感性や、激しい変動による強混合性を持っている。そのため、エンジン内の燃料と空気の混合、大気や海における汚染物質の拡散、自動車などの摩擦抵抗などに深く関わるものであり、乱流の制御は工学的にも非常に重要な課題となっている。これまで乱流の研究はその様々な特徴から、理論は非常に難解であり、数年前まで実験のみが有効な研究方法であった。しかし、近年計算機性能の向上に伴い、数値計算は従来から行われてきた手段である実験に対して、迅速性・低コストという面で優位性から、現象解明、製品の開発・設計の手段として急速に利用されるようになっている。

乱流の数値計算法^{[1][2][3][4]}は大きく分けて、DNS(Direct Numerical Simulation), RANS(Reynolds-Averaged Numerical Simulation), LES(Large Eddy Simulation)の3つがある。DNSは基礎式を直接計算する方法で3つの中で最も乱流の再現性が高い。しかしながら、 $Re^{9/4}$ の格子が必要であるため、計算容量・計算時間が膨大であり、高レイノルズ数流れには適用しがたい。RANSは時間平均した基礎式のみを直接計算し、乱れの部分をモデル化するものである。計算時間の面において最も有利であるが、時間平均した基礎式を解くため、非定常的な渦の構造は表現できない。また調節が必要なパラメータをいくつか含んでおり、流れ場の種類によりその最適値を求めなければならない。工学の分野においては、微細な渦の構造まで再現する必要がなく統計的なデータが得られれば良い場合も多く、その面では有効な手段であり広く利用されている。LESは、空間的なフィルター（グリッドフィルター）を基礎式にかけることで格子より大きな渦とそれより小さな渦に分解し、格子で解像できるスケールの渦を直接計算し、それ以下のスケールの渦をモデル化する方法である。DNSとRANSの中間に位置した手法であり、非定常解析や高レイノルズ数流れにも適している。そのためLESは乱流の解析手法として最も注目されている。

LESの代表的なモデルとして、Smagorinskyモデル^{[1][2][3][4]}がある。局所等方性の仮定に基づいているため、エネルギーの流れは一方向であり乱流で特徴的な逆輸送を表現できない。さらに Smagorinsky 定数は一定値のため壁において修正が必要な上、流れ場により最適化を行わなければならない。このような問題点を改善すべく、様々なモデルが提案されている。その中で Smagorinsky 定数を流れ場から計算し動的に与えるダイナミック Smagorinsky モデル^[5]は、モデル定数が壁で自動的に減衰し修正が必要ないことに加え、負値を取ることもできるため逆輸送も表現できる。但し、モデル定数は、格子より少し大きなフィルター（テストフィルター）を基礎式にかけることで求められるため、グリッドフィルターとテストフィルターの大きさの比を設定する必要がある。物理空間で計算をする場合フィルターの分布を表現する必要があるため、テストフィルターの特性長をもう一つのパラメータとして設定しなければならない。Germano^[5]は両フィルター比を2として、平衡平板間乱流で実験との良い一致を得ているがこの値には物理的根拠はない。また、ダイナミック Smagorinsky モデルの欠点として、数値不安定性がある。Smagorinsky 定数が空間的に大きく変動することや負値をとることで、数値的な不安定を引き起こしやすい。この問題のために通常、統計的一様方向への平均化が用いられるが、一般的にはそのような方向はない。これに対し、室田は局所スケール平衡仮定^{[6][7][8]}の概念を導入し、従来必要とされたフィルター比などの経験的なパラメータを一切含まないダイナミックモデルを提案している。統計的一様方向への平均も必要とせず、複雑な体系にも適用できる。

本研究では、複雑な形状を有する機器内における乱流解析手法の調査・検討を目的とする。基礎的な乱流現象である平行平板間乱流と、複雑な形状である円筒容器内の乱流を検証として、従来手法の Smagorinsky モデルと LISEA を用いたダイナミック Smagorinsky モデルの比較を行い、LISEA を用いたダイナミック Smagorinsky モデルの有効性を確認する。昨年度において、乱流モデルを用いず、円筒容器内の流動解析が行われた。移流項の解法を上流化法の CIVA^{[9][10][11]}として非保存型の基礎式が用いられた。解像度の違う2つの直交格子と非構造格子で解析は行われ、いずれも定性的にも実験とは異なる速度分布を得ている。解析メッシュの粗さと

形の悪さを、実験と解析結果が異なった主な原因として挙げている。そこで、本年度では保存型の基礎式を用い、コロケート格子に基づく非構造格子において解析結果を昨年度と比較する。

第2章 理論

この章では、本研究で用いる CUP(Combined Unified Procedure)法^{[12][13][14]}、乱流の理論と具体的な計算手法について記述する。

2.1 基礎方程式

流れの支配方程式は、大きく分けて圧縮性と非圧縮性の2種類に分類できる。圧縮性流れには圧縮性、非圧縮性流れには非圧縮性の基礎方程式を用いるのが一般的である。本研究で扱う流れは、全体を通して非圧縮性であるが、本研究で主題となる乱流現象は緒言で述べたように圧縮性、非圧縮性のどちらにも存在する流れである。圧縮性流体と非圧縮性流体が混在する流れは、例えば、空気と水のように密度差が大きく異なることが多くその間の相互作用を無視できないため、統一的に扱うことが求められる。今後、圧縮性流体と非圧縮性流体が混在する流れを考えた場合、それぞれの乱流現象を流体同様統一的に扱う必要がある。そこで、本研究では、圧縮性流体と非圧縮性流体の統一解法が可能な計算手法 CUP 法を用いることを前提とし、その手法に従って、以下で示す圧縮性流体の支配方程式を用いることとする。

2.1.1 CUP 法における基礎方程式

圧縮性流れと非圧縮性流れを統一的に扱うには、両方の支配方程式を統一した方程式を用いる必要がある。式(2-1-1)-(2-1-3)に一次元圧縮性流れの支配方程式を示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (2-1-1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} = 0 \quad (2-1-2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial(u(E + p))}{\partial x} = 0 \quad (2-1-3)$$

ここで、 ρ ：密度、 u ：速度、 p ：圧力、 E ：全エネルギーを表し、全エネルギーは運動エネルギーと内部エネルギーからなる。理想気体を仮定すると、内部エネルギーの式と状態方程式から、全エネルギーは

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + 0.5 \rho u^2 \quad (2-1-4)$$

となる。

式(2-1-1)-(2-1-3)は保存系であるが、CIP(Cubic Interpolated Pseudo-particle)-CUP^{[12][13][14]}法では非保存系、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2-1-5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2-1-6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2-1-7)$$

が用いられる。式(2-1-5)と(2-1-7)から、

$$\frac{d(p\rho^{-\gamma})}{dt} = 0 \quad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \quad (2-1-8)$$

が得られることから、エントロピー $p\rho^{-\gamma}$ が一定となり、エネルギー式が断熱の形となる。また、式(2-1-4)より、エネルギー式は、

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} = -\rho C_s^2 \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + Q_e \quad (2-1-9)$$

と書き換えられる。ここで $C_s (= \gamma \rho / p)$ は音速である。

2.1.2 CUP 法を用いた統一解法

CUP 法は、矢部らによって開発された CIP-CUP 法において用いられていた手法で、圧縮性流体と非圧縮性流体を同一体系内で統一的に扱うことができるものである。移流項の解法に CIP 法が用いられる事から CIP-CUP 法と呼んでおり、統一解法の部分は単に CUP 法と呼ばれる。以下では CUP 法について述べる。

CUP 法では、上で述べたように、通常、以下の基礎方程式を用いる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = -\rho \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (2-1-10)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + Q_u \quad (2-1-11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} = -\rho C_s^2 \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + Q_p \quad (2-1-12)$$

ここで、 Q_u は粘性項、外力項などを、 Q_p は熱伝導、人工粘性などを表す。

以上の 3 式を移流項からなる移流フェーズと、その他の項からなる非移流フェーズに分ける。
移流フェーズ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = 0 \quad (2-1-13)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0 \quad (2-1-14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0 \quad (2-1-15)$$

非移流フェーズ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (2-1-16)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (2-1-17)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho C_s^2 \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (2-1-18)$$

さらに、非移流項を以下のように離散化する。

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^*}{\Delta t} = -\rho^* \frac{\partial u_j}{\partial x_j}^{n+1} \quad (2-1-19)$$

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial P}{\partial x_i}^{n+1} \quad (2-1-20)$$

$$\frac{p^{n+1} - p^*}{\Delta t} = -\rho^* C_s^2 \frac{\partial u_j}{\partial x_j}^{n+1} \quad (2-1-21)$$

ここで、添え字*は移流項または移流項と拡散項を解いた後の物理量であることを表している。

式(2-1-20)を式(2-1-21)に代入して整理すると、

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_j} \right) = \frac{p^{n+1} - p^*}{\rho^* C_s^2 \Delta t^2} + \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (2-1-22)$$

と、圧力に関するポアソン方程式が導出される。ここで、右辺第1項は音速で除した形となっている。非圧縮性流体は音速が無限大の近似であるから、式(2-1-22)に $C_s = \infty$ を代入すると、第1項は消去され、

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_j} \right) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (2-1-23)$$

となる。これは、非圧縮性流れの代表的な解法である MAC(Maker and Cell)^[15]法のポアソン方程式と同じである。したがって、音速の値を切り替えることにより圧縮性流体と非圧縮性流体を統一的に扱える。

以上より、統一解法である CUP 法を用いた場合においても、非圧縮性流体に関しては MAC 法のアルゴリズムが適用できる範囲において、非圧縮性流体の理論を用いることが可能である。よってこれより以下では、CUP 法の非圧縮性流体解法の部分に適用するものとして理論を展開する。

2.2 乱流の理論と数値モデル^{[1][3][4]}

本研究では、扱う流れを非圧縮性と限定し、乱流の理論を述べる。本研究で用いる CUP 法の理論では、圧縮性流体と非圧縮性流体が混在していても、非圧縮性流体の部分においては非圧縮性流体の支配方程式を用いることができる。

2.2.1 乱流の基礎方程式

非圧縮性粘性流れの支配方程式は、次の連続の式と Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-2-1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij}) \quad (2-2-2)$$

ここで、

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-2-3)$$

は歪速度テンソルである。重複する添え字は、AINSHUTAIN の総和規約に従うとする。流れ場の代表の長さスケールを L、代表の速度スケールを U とすると、慣性力と粘性力の比が

$$Re = \frac{U^2/L}{\nu U/L^2} \quad (2-2-4)$$

となる。これは流れ場における慣性力と粘性力のバランスを表す無次元数で、レイノルズ数と呼ばれる。レイノルズ数が小さいときは粘性力が支配的となり、反対にレイノルズ数が大きいときは慣性力が支配的となる。慣性力、粘性力はそれぞれ移流項、粘性項に対応しており、レイノルズ数が大きい乱流では、移流項の影響が大きい、強い非線形性の流れ場となる。

2.2.2 レイノルズ方程式

乱流は非常に複雑で不規則な乱れが存在する流れであり、同一の流れ場を生じることない。しかし、複雑な乱れを有する乱流においても、その流れ場の平均を取ることにより、乱流によらない共通の性質を見ることができる。平均化の方法は、時間平均、空間平均、アンサンブル平均などがある。これらは、流れ場の特性に合わせて用いられる。例えば、変動する速度場の統計的性質が時間的に変化しないような、統計的に定常な乱流には時間平均、瞬時では個々の場所で異なる挙動を示すが空間的に一様な流れの乱流には空間平均、定常でも一様でもないより一般的な乱流にはアンサンブル平均が適用される。

速度と圧力のアンサンブル平均をそれぞれ \bar{u} とし、乱れを \bar{p} とすると、

$$u = \bar{u} + u' \quad (2-2-5)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (2-2-6)$$

となる。連続の式、Navier-Stokes 方程式のアンサンブル平均をとると、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-2-7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i u'_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij}) \quad (2-2-8)$$

となる。ここで、左辺第 2 項を

$$\frac{\partial \bar{u}_i u'_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i u'_j)}{\partial x_j} \quad (2-2-9)$$

と変形することにより、式(2-2-8)は変数 u, p についての方程式

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\tau_{ij} + 2\nu S_{ij}) \quad (2-2-10)$$

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i' \bar{u}_j' \quad (2-2-11)$$

となる。式(2-2-10)はレイノルズ方程式と呼ばれる。レイノルズ方程式を Navier-Stokes 方程式(2-2-2)と比較すると、

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= u_i u_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \\ &= \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i' \bar{u}_j' + \bar{u}_i' \bar{u}_j + \bar{u}_i' \bar{u}_j' \end{aligned} \quad (2-2-12)$$

が付加的な応力として、平均流の式(2-2-8)に加えられている。式(2-2-12)はレイノルズ平均規約により、以下のようになる。

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i' \bar{u}_j' \quad (2-2-13)$$

これに密度を乗じた $\rho \bar{u}_i' \bar{u}_j'$ は、レイノルズ応力または乱流応力と言われるもので、この項が基礎方程式に含まれていることが層流と大きく異なる点である。式(2-2-10)を解くためには、レイノルズ応力を求める必要がある。平均速度の式(2-2-8)に対して、変動速度の式は、平均速度の式を用いることで導出できる。非圧縮性流れの連続の式、Navier-Stokes 方程式を式(2-2-5)-(2-2-6)のようにレイノルズ分解し、平均速度の式(2-2-8)を代入すると、

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-2-14)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S'_{ij}) \quad (2-2-15)$$

となり、変動速度の式が得られる。上で述べたように、式(2-2-8)で表されるレイノルズ平均流れの方程式系を閉じさせるためには、レイノルズ応力を求める必要がある。レイノルズ応力の時間発展を表す式を導出するには、式(2-2-15)とその添え字 i と j を交換した式にそれぞれ、 u_i, u_i' を掛けて、足し合わせ、アンサンブル平均を取ると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_k} &= -\frac{1}{\rho} \bar{u}'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \bar{u}'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i} \\ &\quad - \bar{u}'_i \bar{u}'_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \bar{u}'_j \bar{u}'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j \bar{u}'_k}{\partial x_k} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \nu \left(\frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} \right) \right\} - 2\nu \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}'_j}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (2-2-16)$$

となる。これがレイノルズ応力方程式である。ここで、

$$-\frac{1}{\rho} \bar{u}'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i p'}{\partial x_j} - p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \quad (2-2-17)$$

と変形できるから、式(2-2-16)は

$$\frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_k} = P_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} (J_{(T)ijk} + J_{(P)ijk} + J_{(V)ijk}) \quad (2-2-18)$$

と書くこともできる。ここで、

右辺第1項は生成項

$$P = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \quad (2-2-19)$$

右辺第2項は圧力-歪相関項

$$\Pi_{ij} = p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-2-20)$$

右辺第3項は散逸項

$$\varepsilon_{ij} = -2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \quad (2-2-21)$$

右辺第4項は拡散項

$$J_{(T)ijk} = -\overline{u'_i u'_j u'_k} \quad (2-2-22)$$

$$J_{(P)ijk} = -\overline{p' u'_i} \delta_{jk} - \overline{p' u'_j} \delta_{ik} \quad (2-2-23)$$

$$J_{(V)ijk} = \nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \quad (2-2-24)$$

である。

ここで、右辺第2,4項はこれまで導出した方程式からは求めることができない。したがって、レイノルズ応力を求めるために式(2-2-16)を導出したように第2,4項を求める式を導出する必要がある。しかし、それは同様により高次な相関の項が生じる。これは非線形項から生じ、終りがないためこれら方程式系は閉じることはない。これが完結問題と言われるもので、方程式系を開じさせるためには、以上のような高次の相関項を既知となるものから求める必要があり、その表現方法が乱流モデルと言われるものである。乱流モデルの説明は後節で述べる。

式(2-2-16)の添え字 $i=j$ として、 $i=1 \sim 3$ で和をとると、変動速度のエネルギー $k = u_{ii}/2$ の式、

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon_k + \frac{\partial}{\partial x_j} (J_{(Tk)j} + J_{(Pk)j} + J_{(Vkj)j}) \quad (2-2-25)$$

が得られる。ここで、

右辺第1項は乱流エネルギーの生成項

$$P_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2-2-26)$$

右辺第2項はエネルギーの散逸項

$$\varepsilon_k = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \quad (2-2-27)$$

右辺第3項は、それぞれ、の拡散項

$$J_{(Tk)j} = -\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j u'_k} \quad (2-2-28)$$

$$J_{(Pk)j} = -\overline{p' u'_j} \quad (2-2-29)$$

$$J_{(Vkj)j} = \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (2-2-30)$$

となる。

2.2.3 LES

LES では、流れ場の物理量に格子幅程度のフィルターを掛けることにより、格子以上の直接計算可能な成分とそれ以下の成分に分離する。直接計算可能な成分を GS、それ以下を SGS という。ここでは、LES に関する基礎理論とその代表的なモデル、そして LISEA について述べる。

(1) フィルター

任意の関数 f に対して、フィルター関数 G との畳み込み積分

$$\bar{f}(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') f(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' \quad (2-2-31)$$

で平滑操作を定義する。ここで、 G は

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 1 \quad (2-2-32)$$

$$G(\mathbf{x}) = G(-\mathbf{x}) \quad (2-2-33)$$

を満たす。LES で用いられる代表的なフィルター関数には、ガウジアン・フィルター、スペクトル・カットオフ・フィルター、トップハット・フィルターがある。

フィルター操作と微分操作の関係は、

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial x_i}} &= \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \frac{\partial f(\mathbf{x}')}{\partial x'_i} d\mathbf{x}' \\ &= [G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') f(\mathbf{x}')]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{\partial x'_i} f(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' \end{aligned} \quad (2-2-34)$$

となり、式(2-2-31)と(2-2-32)を用いることにより、

$$\overline{\frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{f}(\mathbf{x})}{\partial x_i} \quad (2-2-35)$$

と交換可能となる。

(2) LES の基礎方程式

連続の式、Navier-Stokes 方程式にフィルター関数をかけると、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = 0 \quad (2-2-36)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\tau_{ij} + 2\nu \bar{S}_{ij}) \quad (2-2-37)$$

となる。ここで、

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2-2-38)$$

である。 τ_{ij} はフィルター操作によって生じた粗視化した流れに対する付加的な応力で SGS 応力と呼ばれる。 τ_{ij} についての方程式を導出することは可能であるが、レイノルズ方程式の場合と同様の問題を生じ方程式系は閉じないため、モデルによって与える必要がある。

(3) SGS 湍粘性モデル

式(2-2-37)に u_i を掛けて添え字について和をとると、運動エネルギーの GS 成分 k_{GS} に関する輸送方程式は、

$$\frac{\partial k_{GS}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_{GS}}{\partial x_j} = \tau_{ij} \bar{S}_{ij} - \bar{\varepsilon}_{GS} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{u}_i \tau_{ij} - \bar{p} \bar{u}_j + \nu \frac{\partial k_{GS}}{\partial x_j} \right) \quad (2-2-39)$$

と得られる。式(2-2-39)の右辺第1項は GS 成分と SGS 成分の間の運動エネルギー輸送率を表す。

一方、SGS 成分に関する輸送方程式は

$$\frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} - \bar{\varepsilon}_{SGS} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{u}_i \tau_{ij} - \frac{1}{2} \left(\overline{u_i u_i u_j} + \overline{u_i u_j u_i} \right) - \left(\overline{p u_j} - \overline{p u_i} \right) + \nu \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right) \quad (2-2-40)$$

となる。式(2-2-39)では、 $-\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ は生成率となる。ここで、生成率が SGS 成分の散逸

$$\bar{\varepsilon}_{SGS} = \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2-2-41)$$

とつりあうと仮定することにより、

$$\bar{\varepsilon}_{SGS} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (2-2-42)$$

となる。SGS 応力は、分子粘性との類似から \bar{S}_{ij} と比例すると考えることができる。

$$\tau_{ij}^* = -2\nu_e \bar{S}_{ij} \quad (2-2-43)$$

ここで、 ν_e は渦粘性係数である。また、添え字*はトレースレス操作を表すものとする。GS 成分から SGS 成分へのエネルギー輸送がフィルター幅程度の範囲で行われるとすると、渦粘性は速度スケールと長さスケールを用いて、次元解析より

$$\nu_e = C_v q l \quad (2-2-44)$$

と表せる。ここで C_v は比例定数である。エネルギー散逸率は式(2-2-42)と(2-2-43)より、

$$\nu_e \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} = C_\varepsilon q^3 l \quad (2-2-45)$$

となる。ここで C_ε は比例定数である。式(2-2-44),(2-2-45)から q を消去すると、渦粘性係数は以下のように求められる。

$$\nu_e = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (2-2-46)$$

これが Smagorinsky モデルで、 C_s は Smagorinsky 定数である。ここで、 $|\Delta|$ は GS 成分における歪速度テンソルの大きさを表す。

$$|\bar{S}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2-2-47)$$

式(2-2-42),(2-2-43),(2-2-46)から、

$$\bar{\varepsilon}_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \bar{S}^3 \quad (2-2-48)$$

となり、Smagorinsky モデルは常に運動エネルギーを散逸させる働きをもつ。

フィルター幅が慣性小領域にあるとするとコルモゴロフの第二相似則より、式(2-2-47)をもじいて、

$$\frac{1}{2} |\bar{S}|^2 = \int_0^{\pi/\Delta} k^2 \varepsilon(k) dk = \frac{3}{4} \alpha e^{2/3} \left(\frac{\pi}{\Delta} \right)^{4/3} \quad (2-2-49)$$

と表される。慣性小領域では、粘性散逸量 e は SGS 運動エネルギーの粘性散逸量と等しいとすることができるから、Smagorinsky 定数は

$$C_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{3\alpha}{2} \right)^{-3/4} = 0.235 \alpha^{-3/4} \quad (2-2-50)$$

と求められる。 $\alpha=1.5$ に対して、Smagorinsky 定数の理論値 $C_s=0.173$ が得られる。

Smagorinsky モデルは現在、一様等方性乱流、平行平板間乱流、一様せん断乱流などに適用され、実験とよい一致を得ているが、いくつかの問題が指摘されている。一様等方性乱流において、 C_s の理論値を用いた Smagorinsky モデルによる結果は実験結果とよく一致するが、平行

平板間乱流では $C_s=0.1$ が最適値となっている。これより流れの種類により C_s 値を変えなければならない。さらに SGS 応力は必ずしも S_{ij} に比例するわけではなく、一般的に C_s 値は時間・空間的に変動する。この変動は逆輸送にも関係しているが、Smagorinsky モデルでは式(2-2-47)で示したように SGS 応力は常に正値をとり、エネルギーの流れが一方的となるため、実際には存在する間欠的なエネルギーの逆輸送を表現できない。壁で Non-Slip 条件が与えられる場合、SGS 応力が零となるためには $\nu_e=0$ とならなければならぬ。しかしながら、Smagorinsky モデルでは一般にはこれは満足せず、上の条件を満たすためには壁近傍で減衰をかける必要がある。

(4) 減衰関数

壁で Non-Slip 境界条件を課すとき、 $\nu_e=0$ とならなければならぬが、Smagorinsky モデルでは一般には満たされないため、壁面で $\tau_{ij}=0$ が満たされるよう減衰を掛ける必要がある。通常は、van Driest 関数

$$f_s = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \quad (2-2-51)$$

を用いて、

$$\nu_e = (C_s f_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (2-2-52)$$

とする。ここで、 y^+ は壁からの距離を表し、壁面摩擦速度 u_τ を用いて

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2-2-53)$$

と定義される。壁面摩擦速度は、壁から第 1 点目の格子が粘性低層にあれば、

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2-2-54)$$

$$\tau_w = \mu \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|_{wall} \quad (2-2-55)$$

により求められる。しかし、これらは求め方に任意性があり、複雑な体系においては正確に求めるのは難しい上、手間を要する。

(5) ダイナミック渦粘性モデル

Smagorinsky モデルは基礎的な乱流では良いモデルとなるものの、いくつかの仮定を用いているために、工学機器などの複雑な体系などに適用が困難であることやエネルギーの逆輸送が表現できないことが問題とされていた。これに対して、Smagorinsky 定数 C_s を一定値ではなく、変数として GS 成分から算出することにより、Smagorinsky モデルの欠点を克服しようとしたのが Germano ら^[5]によるダイナミック Smagorinsky モデルである。ダイナミック Smagorinsky モデルの概略を以下に述べる。

まず、式(2-2-31)-(2-2-35)で用いたグリッドフィルターより幅の大きなフィルターを考え、それをテストフィルターとして

$$\tilde{f}(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{x}') f(\mathbf{x}-\mathbf{x}') d\mathbf{x}' \quad (2-2-56)$$

で定義する。グリッドフィルターをかけた Navier-Stokes 方程式にテストフィルターをかけると、

$$\frac{\partial \tilde{\bar{u}}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\bar{u}}_i \tilde{\bar{u}}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \tilde{\bar{u}}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{\bar{u}}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-2-57)$$

$$T_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \tilde{\bar{u}}_i \tilde{\bar{u}}_j \quad (2-2-58)$$

となる。ここで、 τ_{ij} にテストフィルターをかけると、

$$\begin{aligned}\tilde{\tau}_{ij} &= \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\overline{u_i} \overline{u_j}} \\ &= \widetilde{\overline{u_i u_j}} - \widetilde{\overline{u}_i \widetilde{\overline{u}_j}} - \left(\widetilde{\overline{u_i} \overline{u_j}} - \widetilde{\overline{u}_i \widetilde{\overline{u}_j}} \right)\end{aligned}\quad (2-2-59)$$

となるから、 T_{ij} との関係は、次のようになる。

$$\tilde{\tau}_{ij} = T_{ij} - L_{ij} \quad (2-2-60)$$

ここで、

$$L_{ij} = \widetilde{\overline{u_i} \overline{u_j}} - \widetilde{\overline{u}_i \widetilde{\overline{u}_j}} \quad (2-2-61)$$

は Germano Identity と呼ばれ、GS 成分によって計算が可能である。

グリッドフィルター、テストフィルターに対応する SGS 応力をそれぞれ渦粘性モデルにより近似すると、

$$\tau_{ij}^* = -2C\bar{\Delta}^2 \left| \overline{S} \right| \overline{S}_{ij} \quad (2-2-62)$$

$$T_{ij}^* = -2C\tilde{\bar{\Delta}}^2 \left| \widetilde{\overline{S}} \right| \widetilde{\overline{S}}_{ij} \quad (2-2-63)$$

と表せる。ここで、 $\bar{\Delta}$ はグリッドフィルター特性長、 $\tilde{\bar{\Delta}}$ はテストフィルター特性長で、 $\bar{\Delta} < \tilde{\bar{\Delta}}$ である。式(2-2-60),(2-2-61),(2-2-63)より、

$$L_{ij}^* = -2C\bar{\Delta}^2 \left(\frac{\tilde{\bar{\Delta}}^2}{\bar{\Delta}^2} \left| \widetilde{\overline{S}} \right| \widetilde{\overline{S}}_{ij} - \left| \overline{S} \right| \overline{S}_{ij} \right) \quad (2-2-64)$$

と書ける。両辺でそれぞれ \overline{S}_{ij} との内積

$$L_{mn} \overline{S}_{mn} = -2C\bar{\Delta}^2 \left(\frac{\tilde{\bar{\Delta}}^2}{\bar{\Delta}^2} \left| \widetilde{\overline{S}} \right| \widetilde{\overline{S}}_{ij} - \left| \overline{S} \right| \overline{S}_{ij} \right) \overline{S}_{ij} \quad (2-2-65)$$

をとることにより、渦粘性モデルの定数 C は

$$\begin{aligned}C\bar{\Delta}^2 &= -\frac{L_{mn} \overline{S}_{mn}}{2 \left(\frac{\tilde{\bar{\Delta}}^2}{\bar{\Delta}^2} \left| \widetilde{\overline{S}} \right| \widetilde{\overline{S}}_{ij} - \left| \overline{S} \right| \overline{S}_{ij} \right) \overline{S}_{kl}} \\ &= -\frac{L_{mn} \overline{S}_{mn}}{2 \left(\alpha \left| \widetilde{\overline{S}} \right| \widetilde{\overline{S}}_{ij} - \left| \overline{S} \right| \overline{S}_{ij} \right) \overline{S}_{kl}} \\ &= -\frac{L_{mn} \overline{S}_{mn}}{M_{kl} \overline{S}_{kl}}\end{aligned}\quad (2-2-66)$$

と求められる。ここで、 $\alpha = (\tilde{\bar{\Delta}}/\bar{\Delta})^2$ である。

以上から求めた渦粘性係数はいくつかの特長を持っている。まず渦粘性係数が壁面において自動的に零となる。それにより減衰関数を用いる必要もなく、層流状態から乱流状態への遷移も特別な取り扱いは必要ない。さらに、負値となることも可能であるので、負の渦粘性によりエネルギーの逆輸送を表現することができる。

しかし式(2-2-66)において問題を持っている。式(2-2-66)はテンソル方程式であり、本来一意に C を決めるることはできない。この問題に対して、Lilly^[16]は最小二乗法を適用して、モデル定数 C を決める方法を提案した。式(2-2-66)に対して残差

$$e_{ij} = L_{ij}^* - T_{ij} + \tilde{\tau}_{ij} \quad (2-2-67)$$

を考え、 $\partial e_{ij}^2 / \partial C = 0$ とすることにより、

$$C\bar{\Delta}^2 = -\frac{L_{mn}M_{mn}}{2M_{kl}M_{kl}} \quad (2-2-68)$$

と求められる。

C は空間的に変化することが可能であり、実際大きく変動するため数値的な不安定性を引き起こす。そのため、式(2-2-66)-(2-2-68)で表されるように、分母・分子それぞれにおいて、現在では一様乱流では全体で、平行平板間乱流では断面で平均をとる操作が行われている。この平均化の問題のため、複雑体系への適用に関しては困難さを持っている。

$$C\bar{\Delta}^2 = -\frac{\langle L_{mn}\bar{S}_{mn} \rangle}{\langle 2M_{kl}\bar{S}_{kl} \rangle} \quad (2-2-69)$$

$$C\bar{\Delta}^2 = -\frac{\langle L_{mn}M_{mn} \rangle}{\langle 2M_{kl}M_{kl} \rangle} \quad (2-2-70)$$

(6)LISEA モデル^{[6][7][8]}

・局所スケール間平衡仮定

運動エネルギーの波数空間上での伝達特性に関して検討する。従来通り、テストフィルターを導入すると、その結果現れるSTS応力は、テストスケールからサブテストスケールへ運動エネルギーを伝達する。エネルギーの伝達量は

$$e_{ts \rightarrow sts} = -T_{ij}\tilde{\bar{S}}_{ij} \quad (2-2-71)$$

である。つまりSTS応力は、 $K_{ts} \equiv \tilde{\bar{u}}_k \tilde{\bar{u}}_k / 2$ で定義されるテストスケール運動エネルギーからエネルギーを $e_{ts \rightarrow sts}$ だけ散逸させ、それと同量のエネルギーをサブテストスケール運動エネルギーに $K_{sts} \equiv (\widehat{\bar{u}_k u_k} - \tilde{\bar{u}}_k \tilde{\bar{u}}_k) / 2$ 供給する。

また、テストスケール運動エネルギーは粘性応力によっても散逸する。その粘性散逸量 ε_{ts} は

$$\varepsilon_{ts} \equiv 2\nu\tilde{\bar{S}}_{ij}\tilde{\bar{S}}_{ij} \quad (2-2-72)$$

であり、これは熱エネルギーに変換される。

波数空間は、グリッドフィルターの特性波数 k_g および二重フィルターの特性波数 k_{gl} を境界として、3つの領域に分割される。ここで $k_{gl} < k_g$ である。以降、 $k < k_{gl}$ の領域をテストスケール、 $k_{gl} < k$ の領域をサブテストスケール、 $k < k_g$ の領域をグリッドスケール、 $k_g < k$ の領域をサブグリッドスケールと呼ぶことにする。また $k_{gl} < k < k_g$ の領域を中間スケールと呼ぶ。

それぞれの領域では、粘性の作用により運動エネルギーが散逸し、熱エネルギーに変換される。また、STS応力の作用により、テストスケールから中間スケール（とサブグリッドスケール）へエネルギーが伝達される。同様にSGS応力の作用によって、（テストスケールと）中間スケールからサブグリッドスケールへエネルギーが伝達される。

中間スケールの運動エネルギーは $k_{t \leftrightarrow g} \equiv k_{sts} - \tilde{k}_{sgs}$ で定義され、その輸送方程式は

$$\begin{aligned}
\frac{\partial k_{i \leftrightarrow g}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_j k_{i \leftrightarrow g}}{\partial x_j} = & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\widetilde{\bar{u}_i p} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{p} \right) \\
& + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\widetilde{\bar{u}_i \bar{\sigma}_{ij}} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\sigma}_{ij} \right) \\
& - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\widetilde{\bar{u}_i \bar{\tau}_{ij}} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\tau}_{ij} \right) \\
& - \left(\widetilde{\bar{u}_i \bar{k}_{gs}} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\bar{k}_{gs}} \right) \\
& - \left(\tilde{\varepsilon}_{gs} - \varepsilon_{ts} + \tilde{e}_{gs \rightarrow sgs} - e_{ts \rightarrow sts} \right)
\end{aligned} \tag{2-2-73}$$

と表される。

ここで中間スケールが局所的に平衡状態、つまり、中間スケールへのエネルギーの流入、流出が均衡していると仮定すると、これは中間スケールの運動エネルギー輸送方程式(2-2-73)において、次の関係を仮定することに相当する。

$$\varepsilon_{ts \rightarrow sts} + \varepsilon_{ts} = \tilde{e}_{gs \rightarrow sgs} + \tilde{\varepsilon}_{gs} \tag{2-2-74}$$

この関係は二重フィルターとグリッドフィルターとに関する2つの特性スケール間での局所平衡を仮定したものである。この仮定を「局所スケール間平衡仮定 (Local Inter-Scale Equilibrium Assumption : LISEA)」と呼ぶ。

局所スケール間平衡仮定を表す式(2-2-74)は、SGS 応力とSTS 応力を用いて次のように表される。

$$\varepsilon_{ts} - T_{ij} \widetilde{\bar{S}_{ij}} = \tilde{e}_{gs} - \widetilde{\tau_{ij} \bar{S}_{ij}} \tag{2-2-75}$$

式(2-2-73)は、中間スケールにおける運動エネルギーの伝達、散逸特性の近似式であるから、本式を利用してダイナミックモデルを構築すれば、グリッドスケール運動エネルギーの散逸特性が十分に反映されたモデルになると考えられる。

・局所スケール間平衡仮定に基づくダイナミック渦粘性モデル

ここで局所スケール間平衡仮定を用いて渦粘性型 SGS モデルのモデル定数を算出することを考える。ただし従来のダイナミックモデルと同様に、SGS 応力およびSTS 応力を Smagorinsky モデルなどの同一のモデルで近似してしまうと、モデル定数を正しく算出できない。そこでSTS 応力と SGS 応力を、それぞれ異なる方法で近似する。STS 応力については、Taylor 展開を用いてSTS 応力テンソルの個々の成分を直接近似する。ここで、STS 応力を T_{ij} とする。

SGS 応力については、渦粘性モデルと他の SGS との mixed モデルで与えることも可能であるが、ここでは次式のように渦粘性モデルで与える。

$$\tau_{ij}^* = -2\nu_e \bar{S}_{ij} \tag{2-2-76}$$

局所スケール間平衡仮定を表す式(2-2-76)に、 T_{ij} および式(2-2-62)を代入すると、渦動粘性係数を直接求めることができる。

$$\nu_e = -\frac{T_{ij}^* \widetilde{\bar{S}_{ij}} - \left(\nu \left| \widetilde{\bar{S}} \right|^2 - \nu \left| \widetilde{\bar{S}} \right|^2 \right)}{\left| \widetilde{\bar{S}} \right|^2} \tag{2-2-77}$$

ここでは統計的な一様方向への平均操作は導入しない。

渦粘性係数が負値になることによる数値不安定性を回避するために、次式のようにクリッピングを行う。

$$\nu_e = \max \left(0, -\frac{T_{ij}^* \tilde{S}_{ij} - \left(\nu |\tilde{S}|^2 - \nu \widetilde{|S|^2} \right)}{|\tilde{S}|^2} \right) \quad (2-2-78)$$

式(2-2-76)で Smagorinsky モデルを用いたとすれば、式(2-2-50)よりモデル定数を計算することも可能であるが、LISEA によって導かれたダイナミックモデルでは式(2-2-78)で渦動粘性係数そのものが直接もとまるから、あえて渦動粘性係数を Smagorinsky モデルなどでモデル化する必要はない。従って、Smagorinsky モデルなどでモデル化した際には評価が必要となるグリッドフィルターの特性長は式(2-2-77)では明示的に現れないため、そういういた不確かさは生じない。

第3章 守屋体系の数値解析

複雑体系内における乱流解析手法の検証のため、守屋体系の数値解析を行う。

3.1 解析体系・解析条件

守屋氏（電力中央研究所）の行った自由表面渦流動特性試験^{[17][18]}を対象とした解析を行う。この実験は、高速増殖炉実機で発生すると考えられている自由表面渦によるガス巻込み現象の発生に関する評価を行うのが目的である。ガス巻込みを生じると、炉心反応度の異常、伝熱性能やポンプ効率の低下などを引き起こすため、その発生限界の評価法が望まれている。しかし自由表面渦は非定常性を有しており、その3次元的な特性も十分明らかではないことから、数値解析による現象解明が期待されている。

図3.1.1に実験体系、条件を示す。図に示すように、容器径0.4mの円筒状の容器に、入り口幅0.04mの流入口と直径0.05mの流出口を付けた形をしている。解析体系は実験体系を模擬し、図3.1.2のようにした。解析条件は実験に合わせ、流入条件を0.04167m/sの一様流入、流出条件を圧力固定とした。上面の自由液面はfree-slip、壁面でnon-slip条件を与えた。また、液体の密度及び粘性係数は20°Cにおける水の値を用いた。

解析手法は、移流、拡散項の時間積分を2次精度アダムス・バッシュフォース法とした。数値振動を避けるため、移流項にはQuickを用いた。解析はDNSの定常の結果を初期条件として、100[s]計算した。時間刻みは以下に示すCoarse Meshでは $\Delta t=1.0 \times 10^{-2}$ 、Reference-Coarse Meshでは $\Delta t=5.0 \times 10^{-3}$ とした。

円筒部分の中心軸付近においては、出口に近いほど($r \rightarrow 0$)周方向速度は速くなると考えられるから、収縮の影響が直接受けないと思われる $z=0.15[m]$ における周方向速度で結果を比較する。

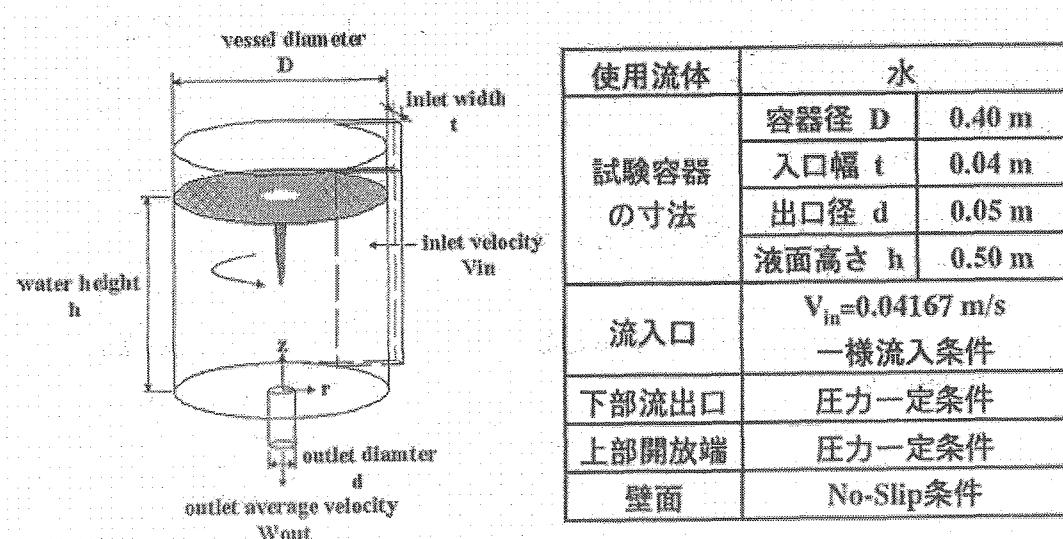
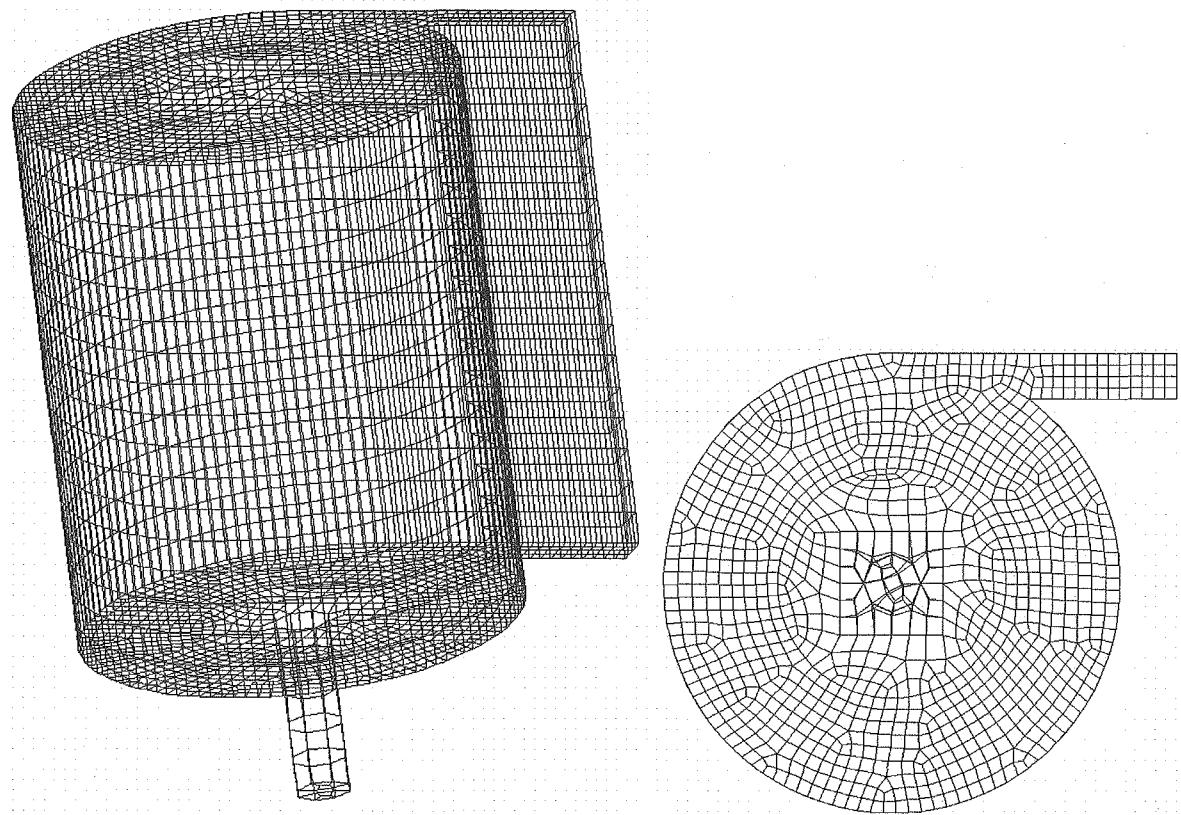
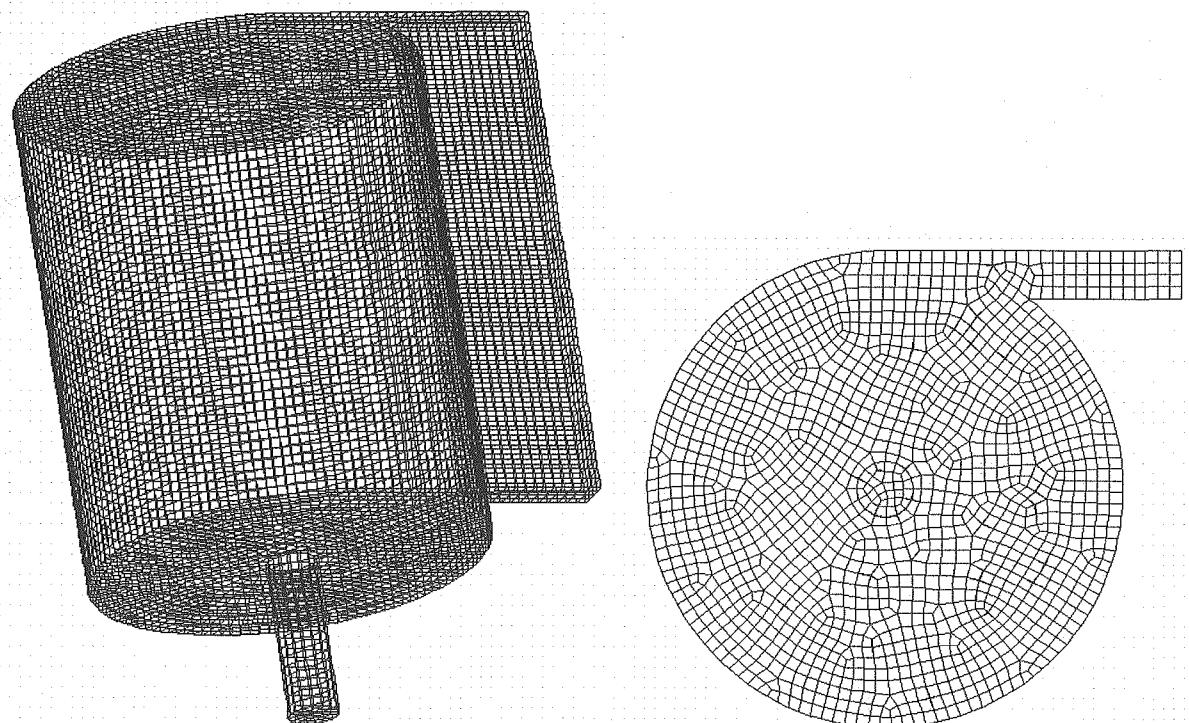


図3.1.1 実験体系・条件



(a) Coarse Mesh (格子点数 : 20,204, 六面体要素 : 17,837)



(b) Reference-Coarse Mesh (格子点数 : 76,901, 六面体要素 : 71,312)

図 3.1.2 解析体系

3.2 解析結果 (Coarse Mesh)

まず、非保存型の基礎式、上流化法の CIVA を用いた昨年度の結果を図 3.2.1 に示す。最大の速度が渦のできる中心ではなく、その周辺などに生じている。また速度の高い部分が随所に点在し、変動のある流れ場となっている。図 3.2.2 に、本手法の結果を示す。本手法の結果では、中心付近で速度が高くなっている。守屋氏の実験結果などと定性的には一致する。空間的な分布も軸対象に滑らかに変化している。最大速度を示す位置が江口氏の結果^[19]に対して、少し外周側によっているが、実験結果に対する江口氏の結果もそのようになっており、メッシュが粗いことが原因だと考えられる。

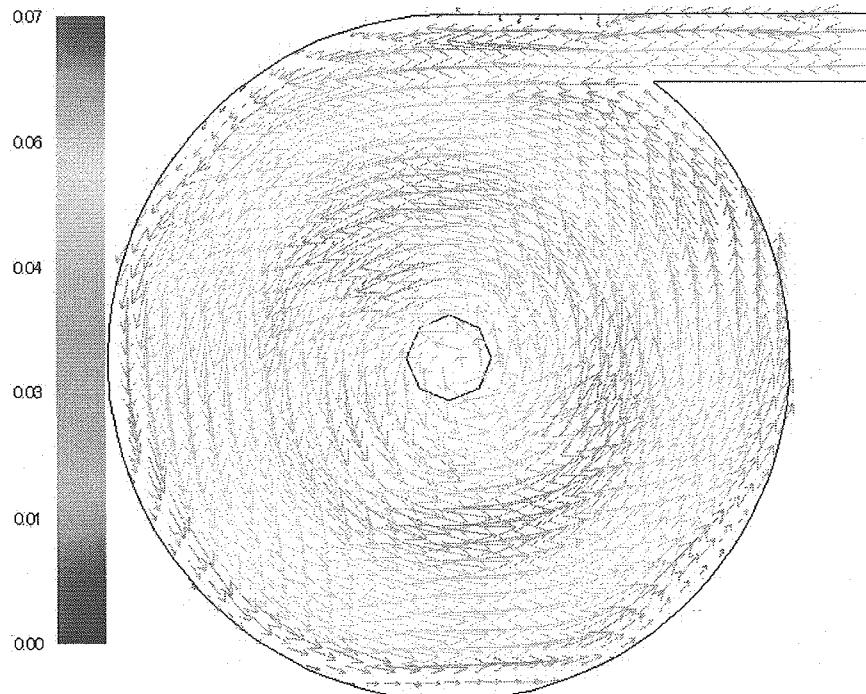


図 3.2.1 $z=0.15$ の速度ベクトル (昨年度の結果)

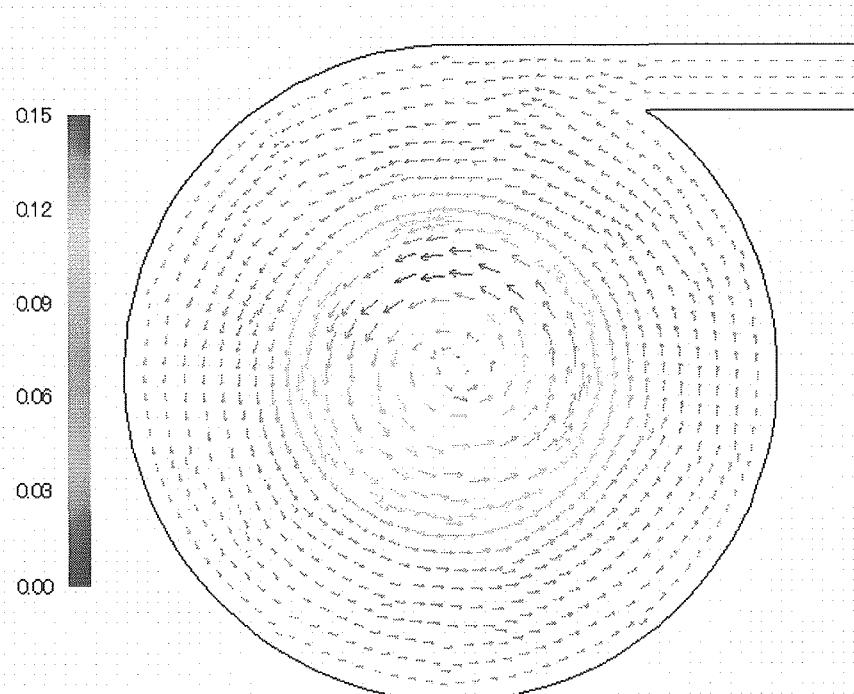


図 3.2.2 $z=0.15$ の速度ベクトル (本手法 (DNS) の結果)

3.3 解析結果 (Reference-Coarse Mesh)

LISEA の有効性検証のため, LISEA (ダイナミック Smagorinsky モデル), Smagorinsky モデル, RSM の 3 種類の乱流モデルでの比較を行った. Smagorinsky モデルについてはモデル定数 $C_s=0.1$ (SM01), 0.2 (SM02) の 2 ケースとした.

$z=0.15$ と自由表面における速度ベクトルを, SM01, SM02, そして LISEA についてそれぞれ図 3.3.1-3.3.2, 3.3.3-3.3.4, 3.3.5-3.3.6 に示す. いずれの結果も中心軸付近で最大速度を示めしており, 定性的に実験と一致している. $z=0.15$ の結果について, 値としては SM01 と LISEA はほぼ同じであるが, SM02 は少し低く, ピーク値も広く分布している. 自由表面における速度については, SM では $z=0.15$ より低い値となるが, LISEA ではほぼ同じとなった.

$z=0.15$ における速度分布を図 3.3.7 にプロットした. SM01 と LISEA はほぼ同じ結果となった. SM02 は速度ベクトル図で見たように, SM01 に対して速度分布がなまっておりピーク値が外周側に広がってしまっている. これは渦粘性の影響であり, $C_s=0.2$ はこの流れ場において大きすぎるためであると考えられる. RSM は大きく外れた分布となっており, 中心の渦の非定常性が捉えられていないものと思われる.

図 3.3.8-3.3.10 に渦粘性係数分布を示す. SM01, SM02, LISEA についてそれぞれ, 7×10^{-6} , 2×10^{-5} , 3×10^{-5} の等価ボリュームである. SM と LISEA では分布に大きな違いが生じた. LISEA では z 方向の渦の中心付近で, SM では速度の高いところで大きな値を持っている. LISEA の最大値は, SM02 よりも高く, SM01 の 10 倍程度となっている. 図 3.3.7 において LISEA と SM01 がほぼ同じ結果であったことを考えると, SM01 の渦粘性値は過小評価の結果であり, LISEA のほうが渦粘性の分布をより正しく評価していると考えることができる. 解析体系がこの体系のように複雑である場合, Smagorinsky 定数の最適値をひとつの値として決めるることは難しく, その値により本解析のように大きく結果を変える. 従って, 複雑体系における乱流を解析する上で, LISEA はここで示した他のモデルよりも有効であるといえる.

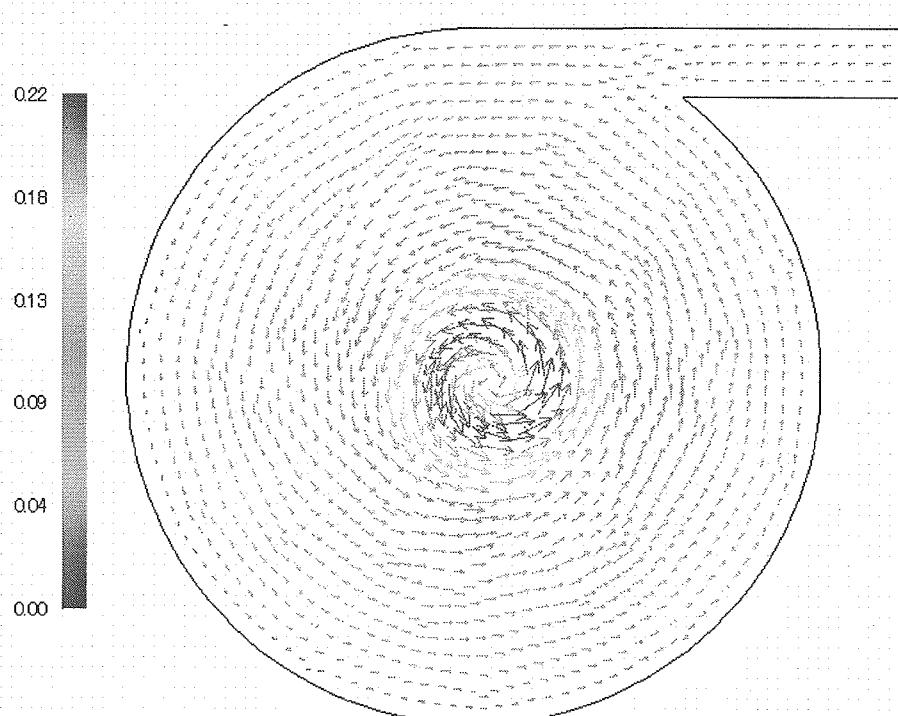


図 3.3.1 $z=0.15$ の速度ベクトル (SM01)

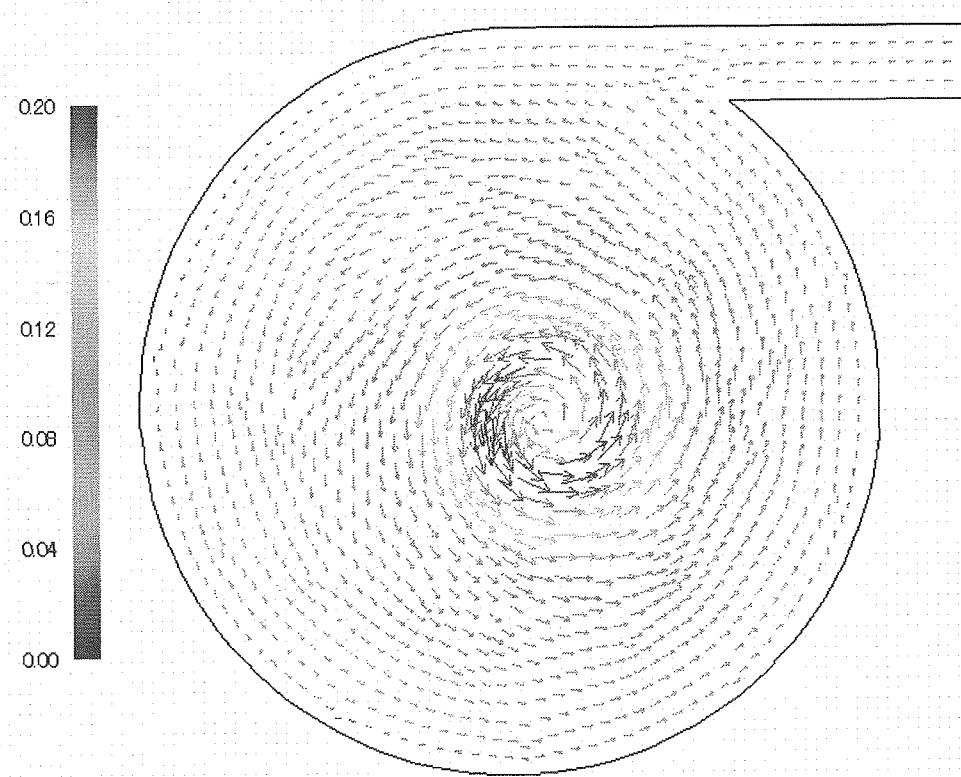


図 3.3.2 自由表面付近の速度ベクトル (SM01)

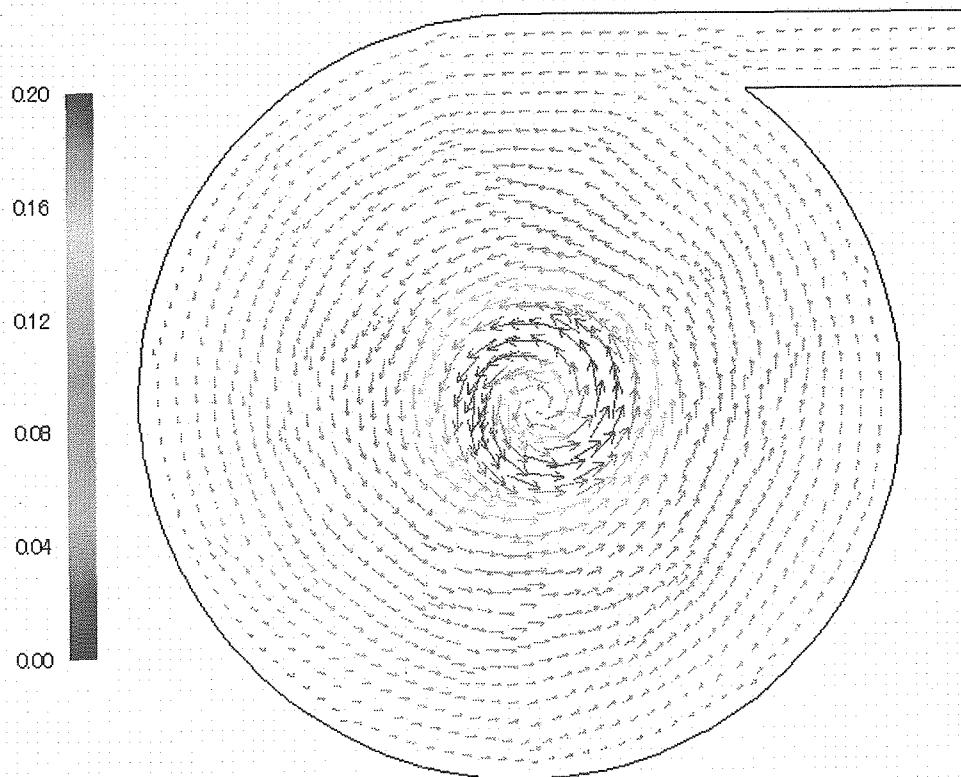


図 3.3.3 $z=0.15$ の速度ベクトル (SM02)

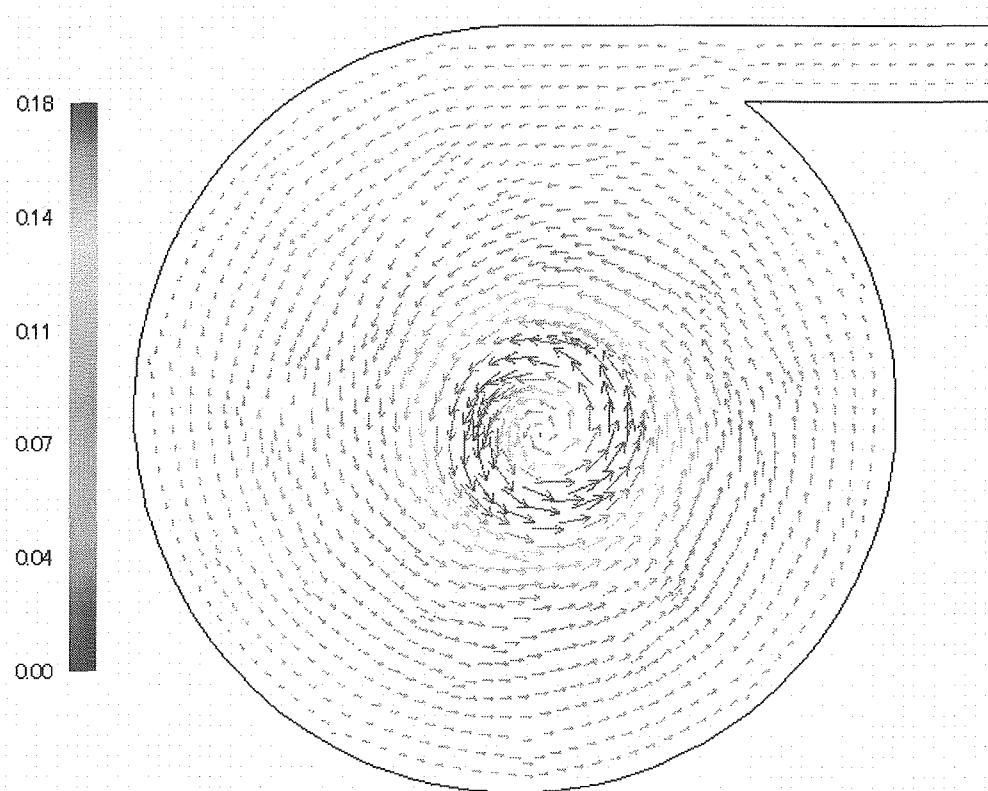


図 3.3.4 自由表面付近の速度ベクトル (SM02)

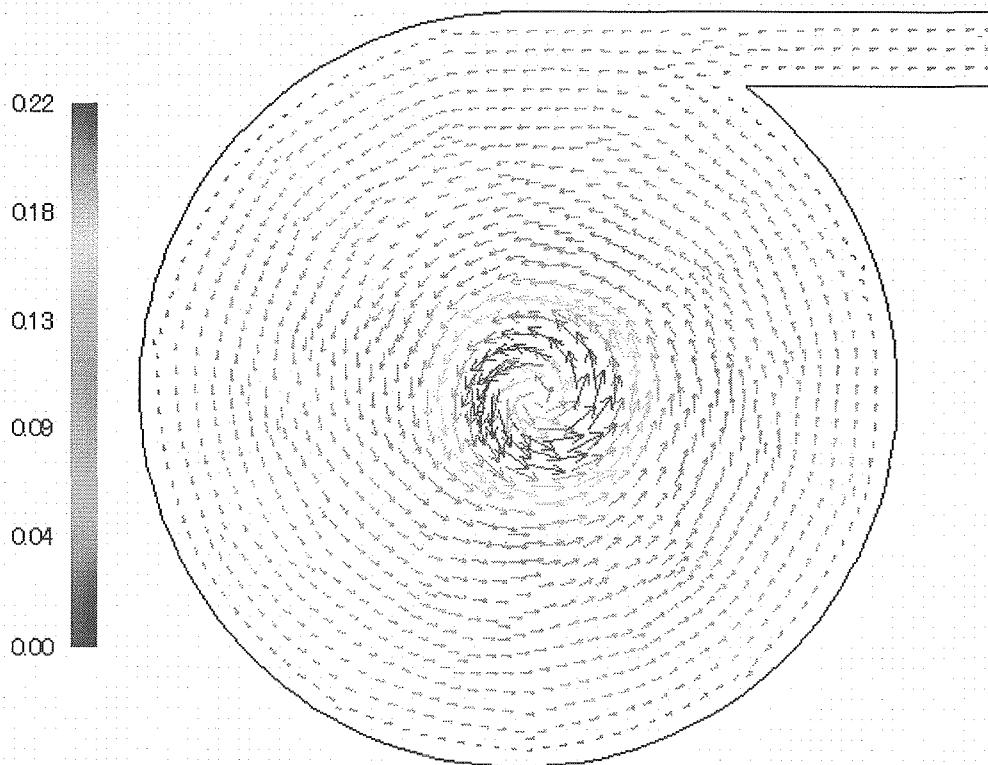


図 3.3.5 $z=0.15$ 速度ベクトル (LISEA)

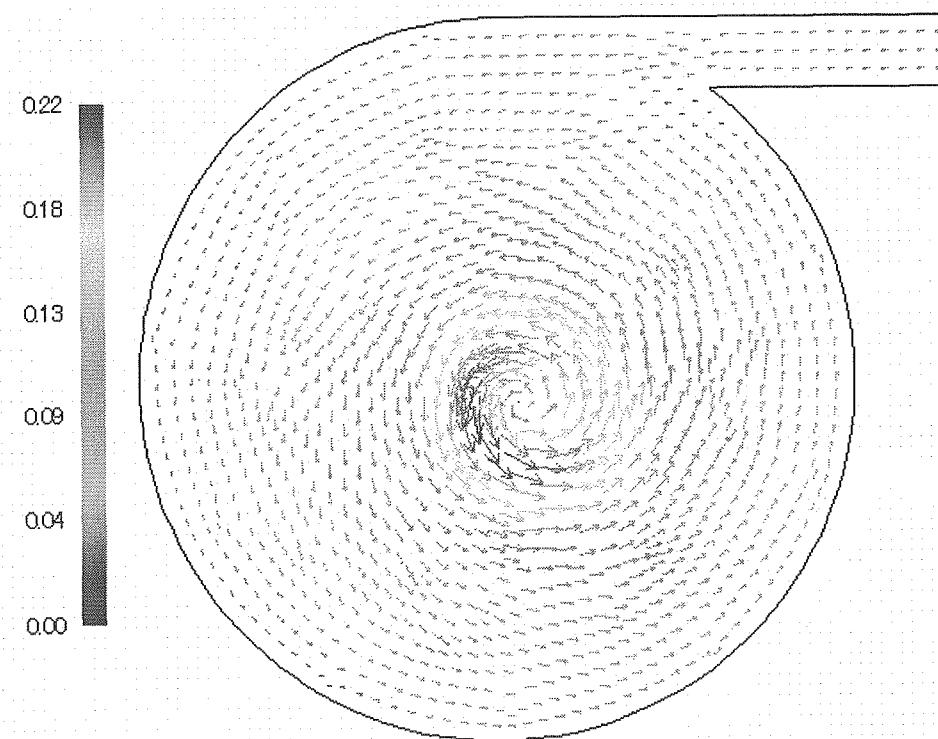


図 3.3.6 自由表面付近の速度ベクトル (LISEA)

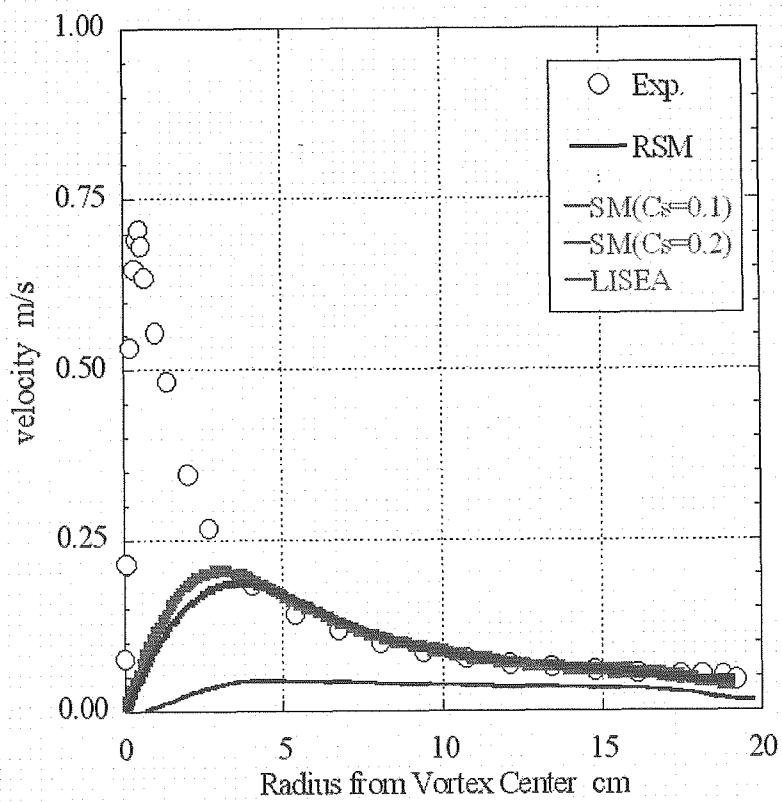


図 3.3.7 $z=0.15$ における周方向速度分布

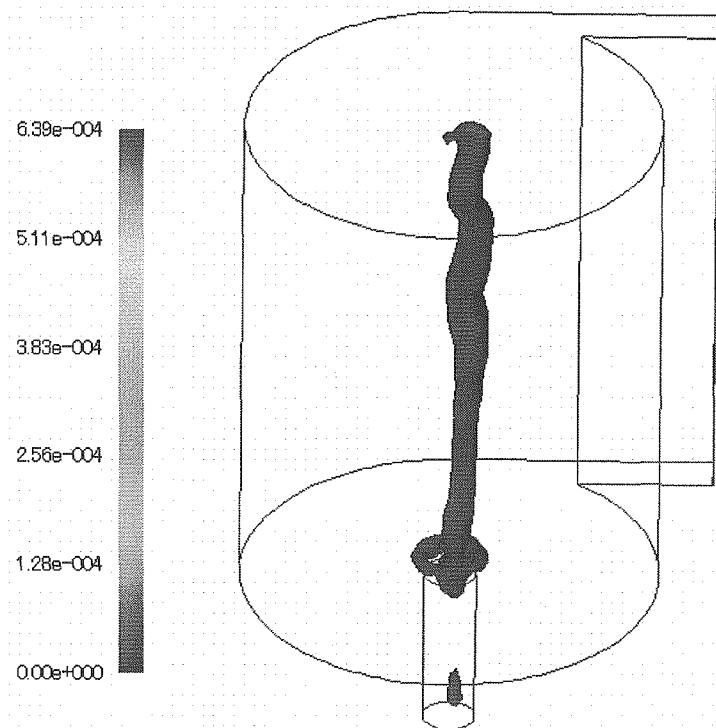


図 3.3.8 漩粘性分布 (LISEA)
 $\omega_e = 3 \times 10^{-5}$ の等価ボリューム

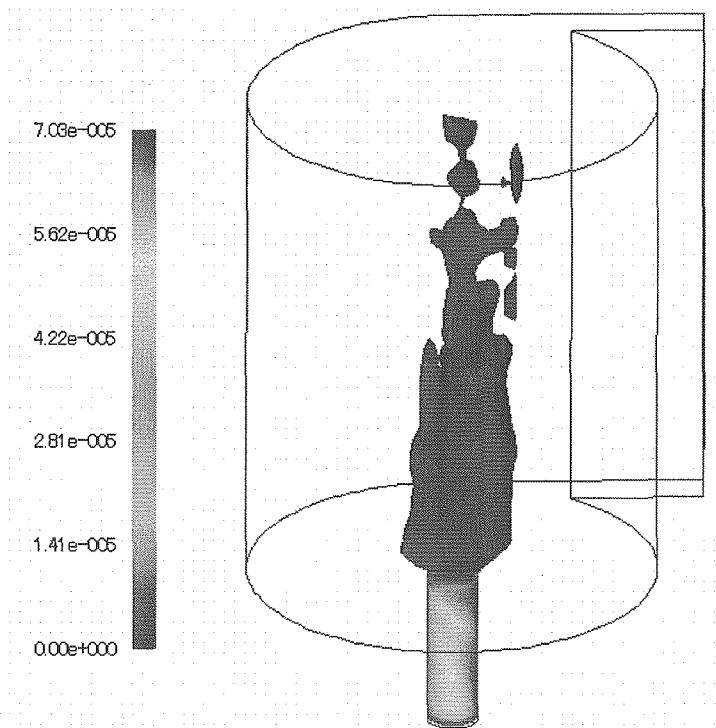


図 3.3.9 漩粘性分布 (SM01)
 $\omega_e = 7 \times 10^{-6}$ の等価ボリューム

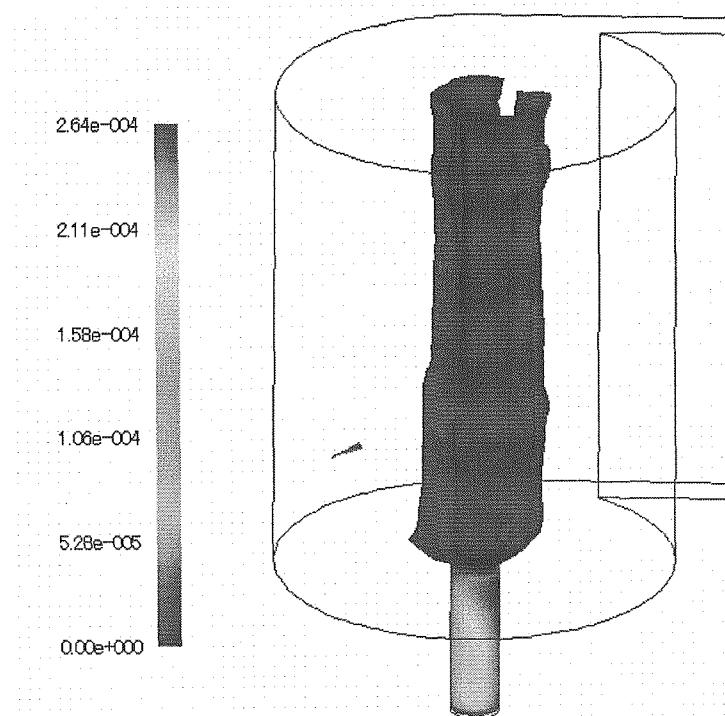


図 3.3.10 漩粘性分布 (SM02)
 $\omega_e = 3 \times 10^{-5}$ の等値ボリューム

第4章 岡本体系の数値解析

非定常実験による検討を行うため、岡本体系の乱流解析を行う。

4.1 解析体系・解析条件

岡本氏(東京大学)らの行ったガス巻き込み試験^[20]による、岡本体系の乱流解析を行った。この実験もまた自由表面渦によるガス巻込み現象の発生に関する評価を行うのが目的であり、特に非定常渦を対象としている。図4.1.1に実験体系を示す。50mm角の渦発生用四角柱が流動領域内に設置され、渦発生用角柱より発生した渦が後方50mmに設置された吸い込み口より吸い込まれる。その解析対象範囲は上流側ストレーナー出口から下流側ストレーナー入り口まで、つまり吸い込み口の上流400mmから下流200mmまでとしている。解析体系を図4.1.2として示す。格子分割はすべて5.0mm×5.0mm×5.0mmの六面体メッシュで構成されている。計算点数102,770、六面体要素数95680である。解析条件は実験に合わせる形とし、使用流体として水を想定し、 $\rho=1000\text{kg/m}^3, \nu=1.0\times10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ とした。また、上面の自由液面に関して液面変形を考慮せずfree-slipとし、壁面にはnon-slip条件を与えた。流入条件には一様流入速度 $u=0.10\text{m/s}$ を与え、流出境界は圧力一定とした。吸い込み口の流出条件は吸い込み口上部にて $w=4\text{m/s}$ の吸い込み速度を与えていた。

解析手法は、移流、拡散項の時間積分を2次精度アダムス・バッシュフォース法とし、圧力勾配項を1次陽的Euler法としている。移流項の空間差分を4次制度中心差分としているが、数値振動を避けるために安定化Filterを導入した。解析は移流項をQUICK法としてDNSによって計算したものと初期条件として、 $T=20\text{s}$ まで計算した。時間刻みは $\Delta t=0.0005\text{s}$ としており、Courant数は0.47である。乱流モデルは無し(DNS)もしくはLISEAを導入した。

計測データは(1)角柱直前での液面、底面およびその中間位置での主流方向平均流速分布、(2)角柱と吸い込み管の中間2点、吸い込み管交流側1点での主流方向流速の時間変化および周波数分析結果、(3)ガスコア長さの最大値である。(1)および(2)の解析結果比較点を図4.1.3に示す。

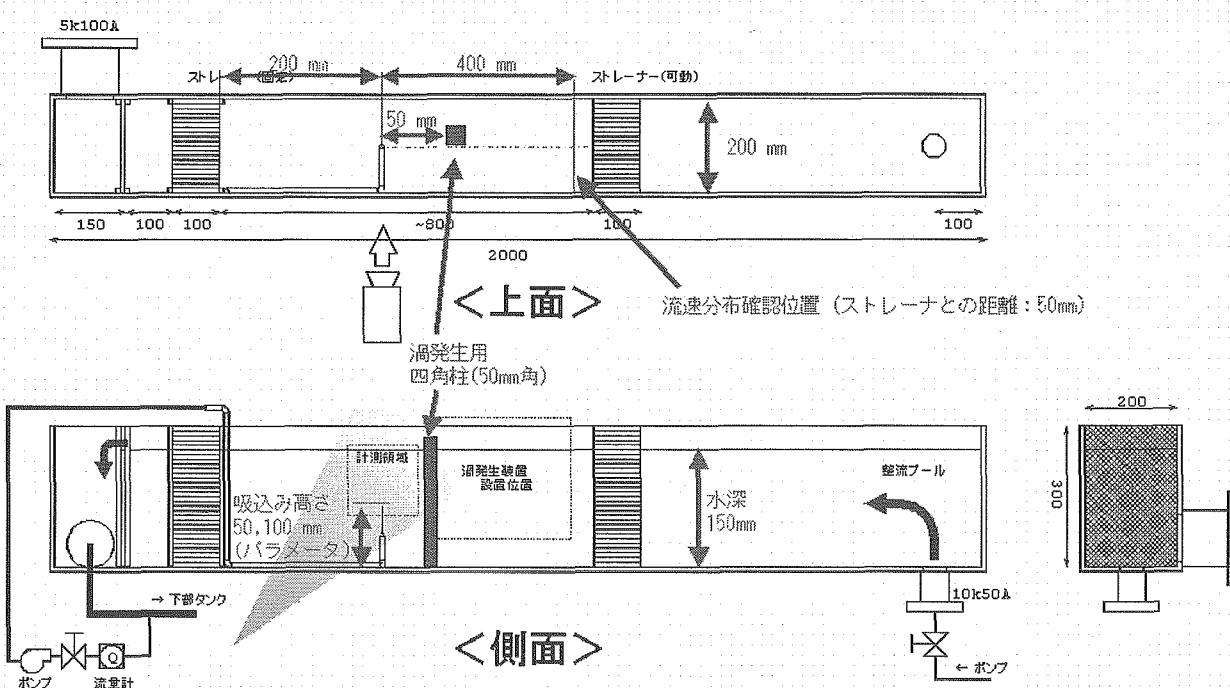


図4.1.1 実験体系

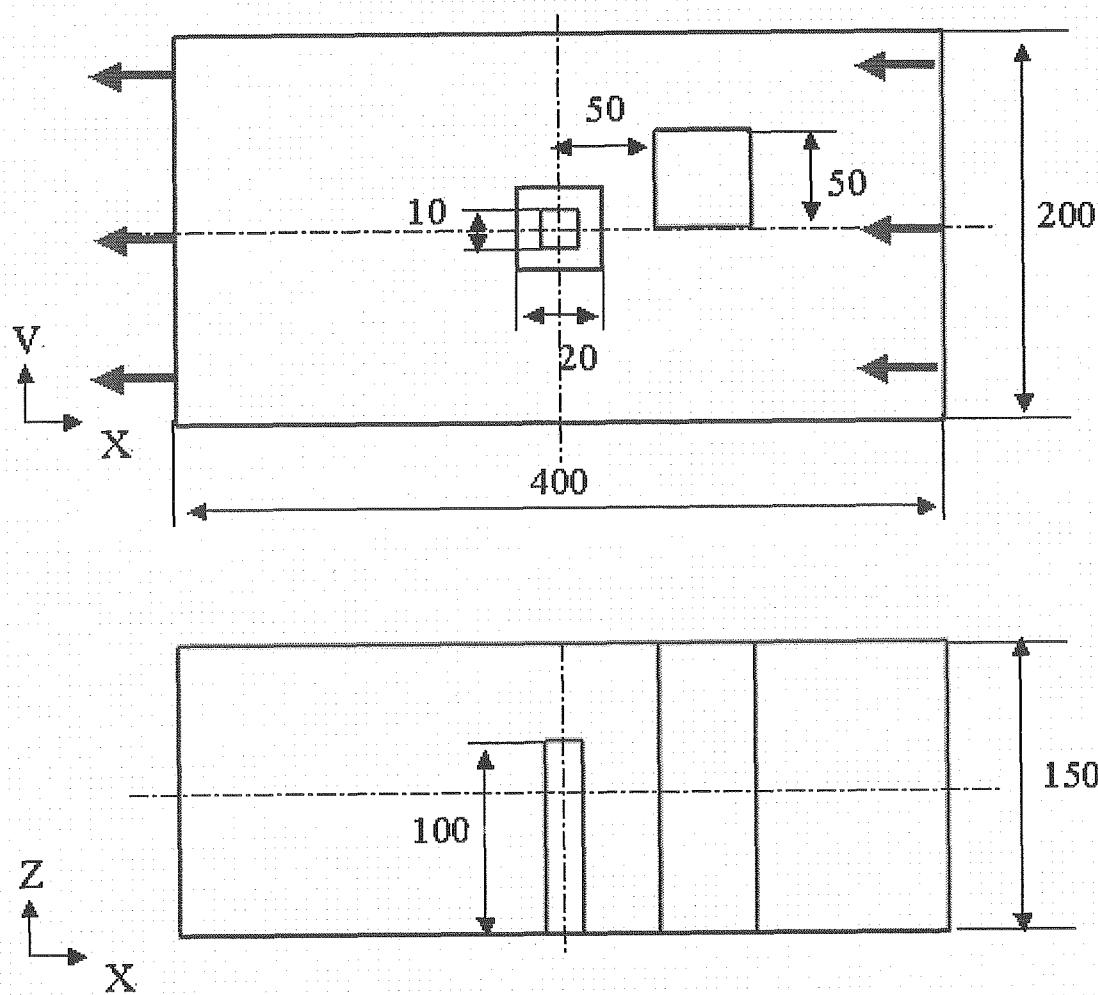


図 4.1.2 解析体系

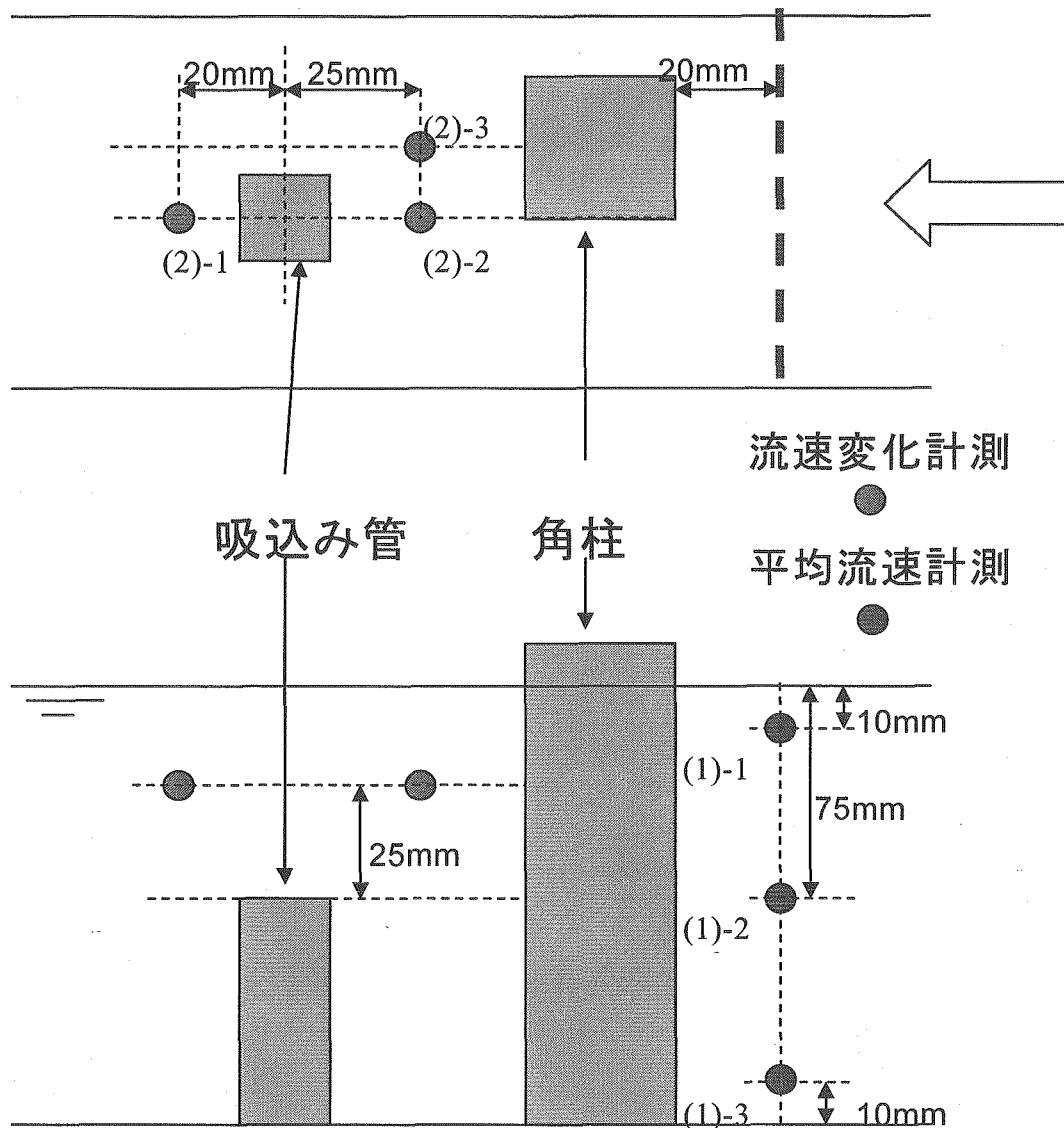


図 4.1.3 解析結果比較点

4.2 解析結果(LISEA)

LISEA(ダイナミック Smagorinsky モデル)の結果を以下に示す。(1)の主流方向平均流速分布を図 4.2.1 に示す。DNS, LISEA ともにほぼ同様な結果となった。渦発生用四角柱後方にて速度が減衰しており、また位置に寄らず、底面付近自由液面付近とともに傾向は同じとなった。(2)の主流方向速度の時間変化を図 4.2.2 に示す。また、周波数分析結果を図 4.2.3 に示す。ガスコア長さのデータを表 4.2.1 に示す。ここで、DNS の結果において、12s 付近より流出境界にて逆流が発生したため、データとしては LISEA のみを取り上げた。逆流の対策として流出部分に 3 メッシュ程整流部分を追加することで解決を図った。その結果は後ほど取り上げる。LISEA の周波数分析結果を見る限り、計測点に寄らず乱れにはほぼ同様の傾向が見られる。

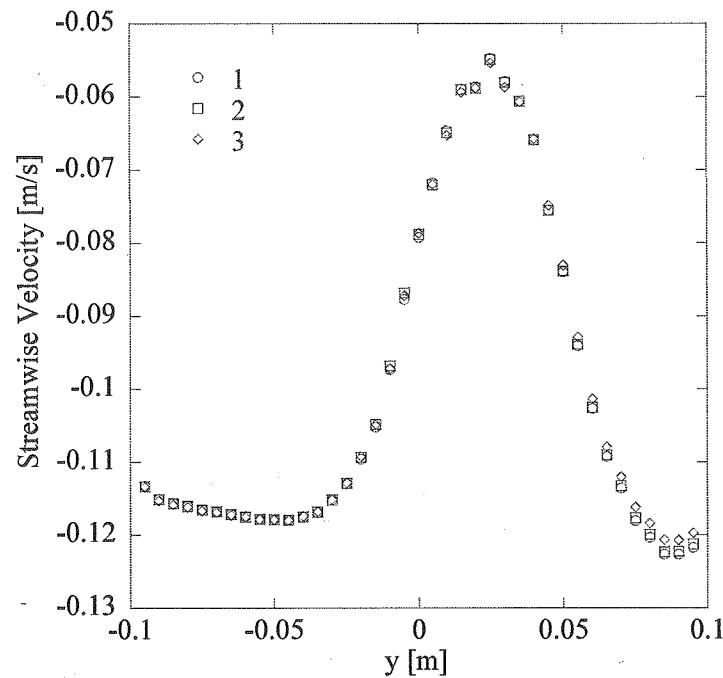


図 4.2.1 主流方向平均流速分布(LISEA)

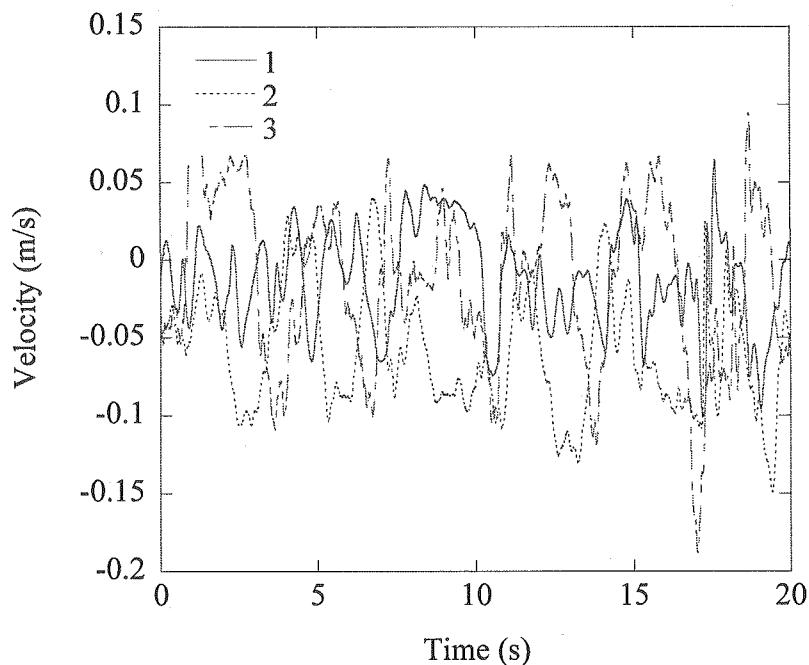


図 4.2.2 主流方向速度の時間変化(LISEA)

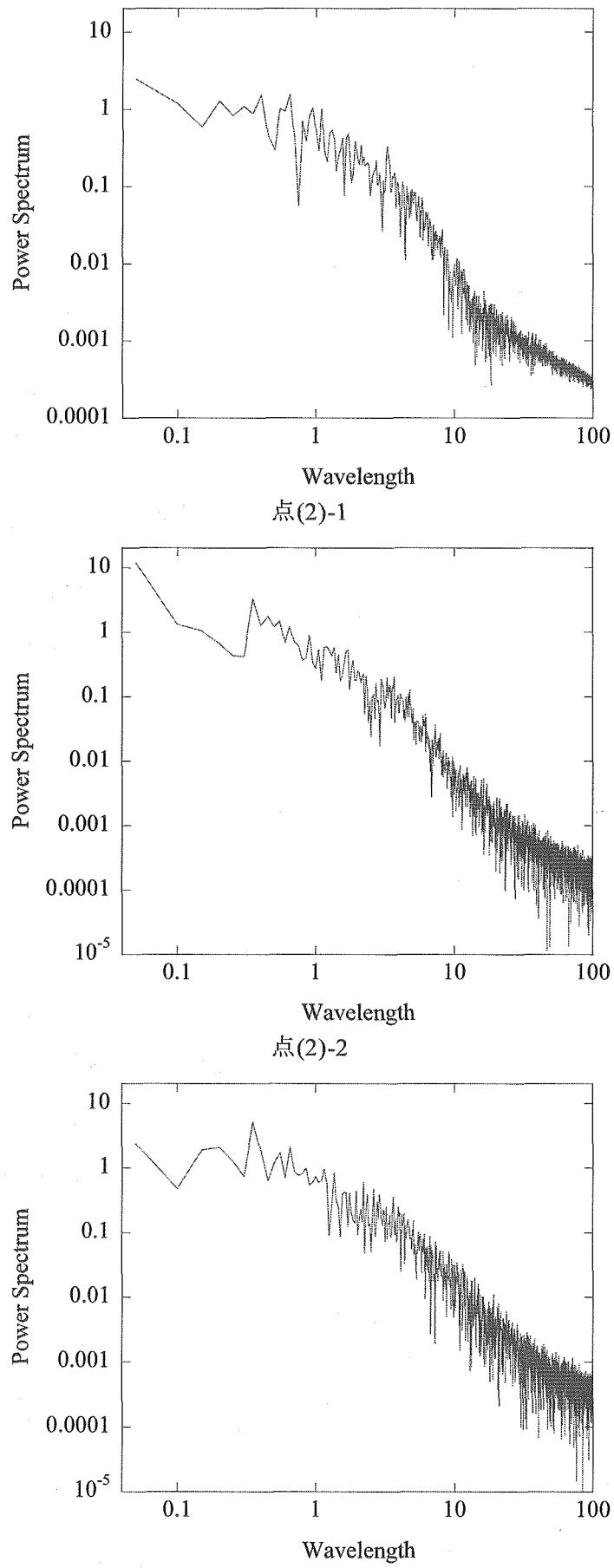


図 4.2.3 周波数分析結果(LISEA)

Step	time	X	Y	Z	Length	VorticityRa	Circuration	Radius
9	0.45	1.72E-03	8.77E-03	7.50E-02	2.89E-04	1.39E-02	5.57E-03	7.91E-03
10	0.5	1.01E-03	8.67E-03	7.50E-02	2.95E-04	1.34E-02	5.44E-03	7.65E-03
11	0.55	5.66E-04	8.12E-03	7.50E-02	3.25E-04	1.45E-02	6.18E-03	8.27E-03
15	0.75	-9.03E-03	2.07E-03	7.50E-02	4.45E-04	1.48E-02	7.38E-03	8.45E-03
18	0.9	-1.49E-02	-1.29E-04	7.50E-02	6.91E-04	1.25E-02	7.75E-03	7.12E-03
19	0.95	-1.72E-02	-1.99E-03	7.50E-02	6.74E-04	1.50E-02	9.19E-03	8.54E-03
20	1	-1.89E-02	-3.79E-03	7.50E-02	6.34E-04	1.36E-02	8.07E-03	7.73E-03
23	1.15	-2.39E-02	-3.60E-03	7.50E-02	3.96E-04	1.45E-02	6.81E-03	8.26E-03
30	1.5	-3.95E-02	-2.39E-03	7.50E-02	4.46E-04	1.71E-02	8.53E-03	9.75E-03
131	6.55	-1.91E-02	1.49E-02	7.50E-02	4.55E-04	1.48E-02	7.45E-03	8.43E-03
137	6.85	-1.86E-02	9.87E-03	7.50E-02	3.58E-04	1.34E-02	5.99E-03	7.63E-03
138	6.9	-1.96E-02	8.91E-03	7.50E-02	3.71E-04	1.31E-02	5.97E-03	7.48E-03
208	10.4	-8.79E-03	2.19E-02	7.50E-02	4.66E-04	1.64E-02	8.36E-03	9.35E-03
209	10.45	-1.07E-02	1.98E-02	7.50E-02	4.96E-04	1.66E-02	8.73E-03	9.46E-03
213	10.65	-1.54E-02	1.47E-02	7.50E-02	4.34E-04	1.61E-02	7.92E-03	9.17E-03
214	10.7	-1.91E-02	1.29E-02	7.50E-02	4.46E-04	1.63E-02	8.11E-03	9.26E-03
215	10.75	-2.29E-02	9.86E-03	7.50E-02	4.53E-04	1.58E-02	7.96E-03	9.03E-03
219	10.95	-3.50E-02	-3.83E-04	7.50E-02	4.72E-04	1.89E-02	9.69E-03	1.08E-02
225	11.25	-4.07E-02	-1.53E-02	7.50E-02	5.69E-04	1.87E-02	1.06E-02	1.07E-02
226	11.3	-4.27E-02	-1.52E-02	7.50E-02	5.75E-04	2.05E-02	1.16E-02	1.17E-02

表 4.2.1 ガスコア長さ(LISEA)

4.3 解析結果(DNS, 整流部の導入)

DNSにおいて流出境界より逆流が見られたため、流出部分に整流部を3メッシュ追加して解析を行った。整流部では $v=0.0\text{m/s}$, $w=0.0\text{m/s}$ を与えている。初期条件は速度一様($u=0.10\text{m/s}$)を与え、時間刻み $\Delta t=0.0005\text{s}$ として30sまで解析を行い、10sから30sまでの結果を取り上げる。その主流方向平均流速分布を図4.3.1に、主流方向速度の時間変化を図4.3.2に、周波数分析結果を図4.3.3に示した。また、ガスコア長さを表4.3.1に示した。分布の計測点による差異は大きくないが、壁面付近での平均流速分布に若干の違いが見られた。また、LISEAの結果と比べた場合に定性的に同様であると言えることから、LISEAは計算を安定化させる方向に働いたものと考えることが出来る。

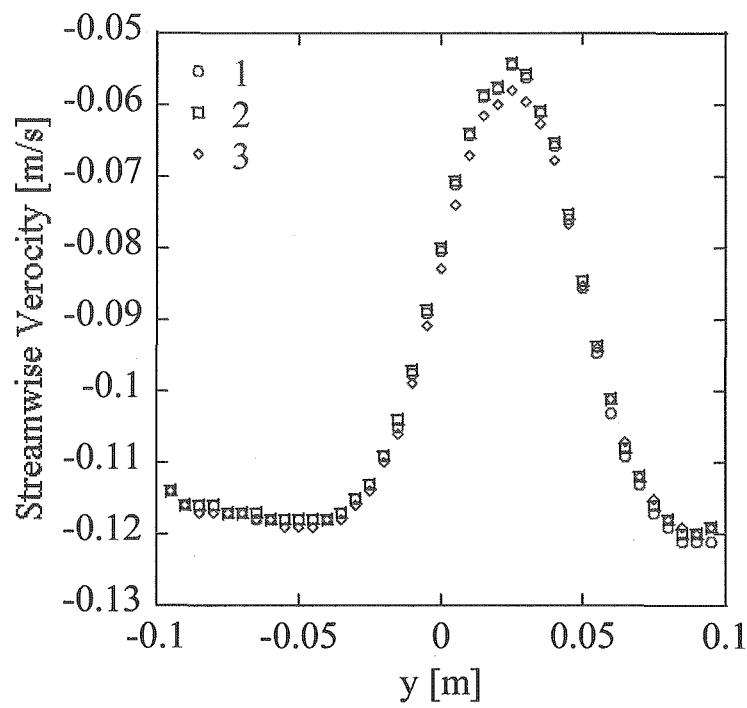


図 4.3.1 主流方向平均流速分布(DNS)

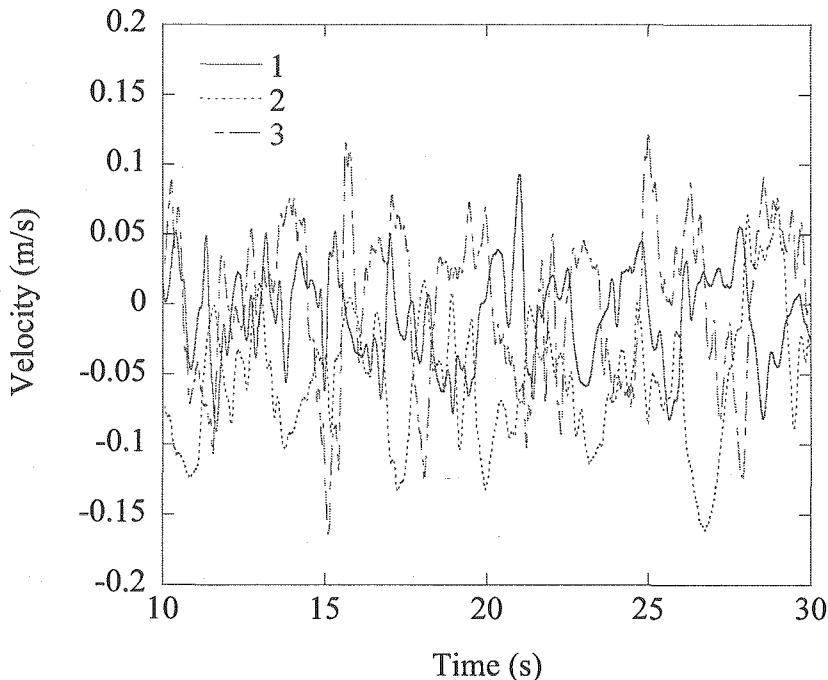
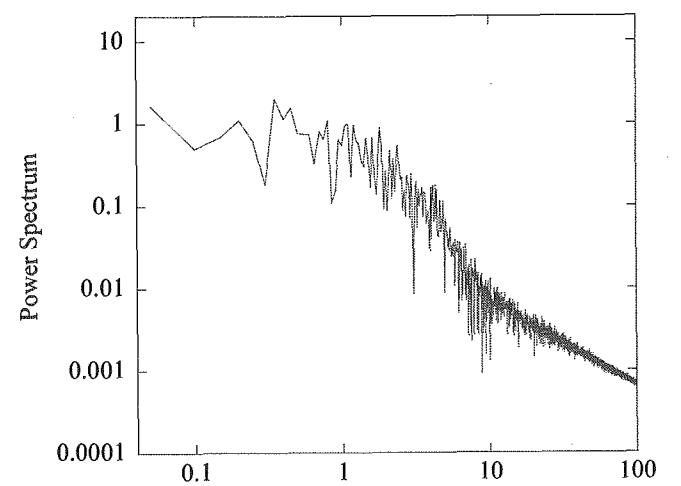
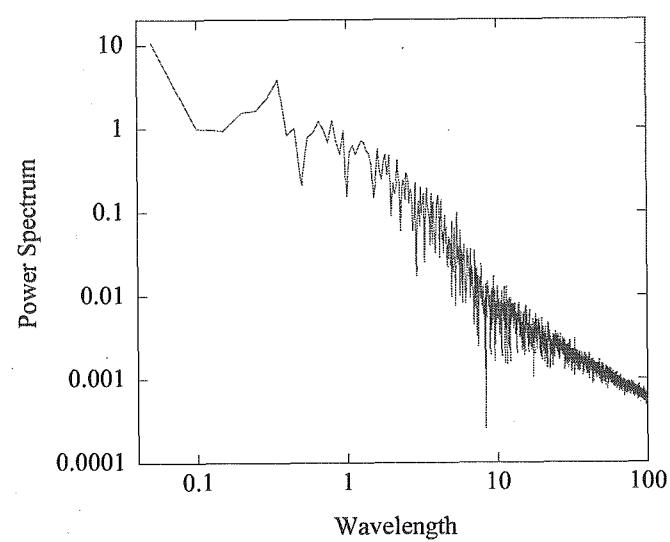


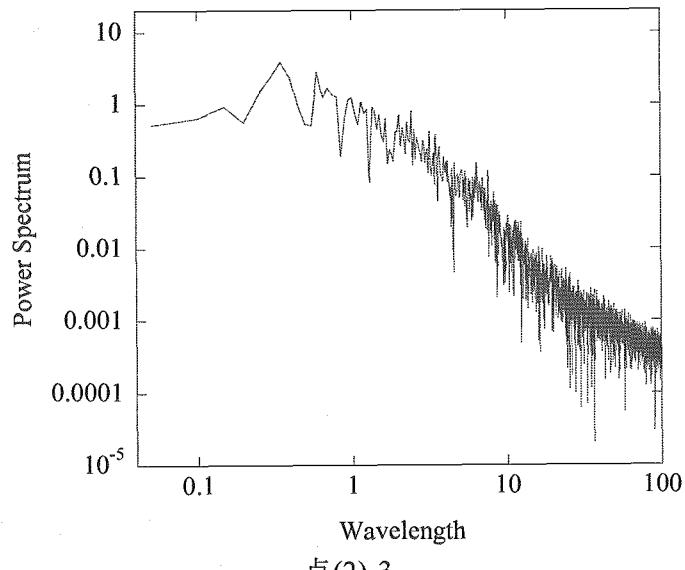
図 4.3.2 主流方向速度の時間変化(DNS)



点(2)-1



点(2)-2



点(2)-3

図 4.3.3 周波数分析結果(DNS)

Step	time	X	Y	Z	Length	VorticityRa	Circuration	Radius
62	3.1	-1.84E-02	-3.29E-03	0.075	7.46E-04	1.49E-02	9.59E-03	8.47E-03
64	3.2	-2.17E-02	-1.03E-02	0.075	6.77E-04	1.58E-02	9.70E-03	9.00E-03
66	3.3	-1.95E-02	-1.40E-02	0.075	6.17E-04	1.42E-02	8.31E-03	8.08E-03
68	3.4	-2.20E-02	-0.01535	0.075	5.99E-04	1.42E-02	8.23E-03	8.12E-03
69	3.45	-2.28E-02	-1.60E-02	0.075	5.62E-04	0.01562	8.75E-03	8.90E-03
70	3.5	-2.24E-02	-1.60E-02	0.075	6.05E-04	0.018011	1.05E-02	1.03E-02
71	3.55	-0.02161	-1.66E-02	0.075	5.63E-04	1.65E-02	9.24E-03	9.40E-03
73	3.65	-2.35E-02	-1.69E-02	0.075	5.49E-04	1.80E-02	9.98E-03	1.03E-02
115	5.75	-1.62E-02	-1.00E-02	0.075	6.17E-04	1.34E-02	7.89E-03	7.66E-03
116	5.8	-1.91E-02	-1.17E-02	0.075	6.98E-04	1.36E-02	8.47E-03	7.74E-03
120	6	-0.03688	-1.19E-02	0.075	5.58E-04	1.58E-02	8.85E-03	9.03E-03
121	6.05	-3.87E-02	-1.35E-02	0.075	4.24E-04	1.64E-02	8.00E-03	9.37E-03
122	6.1	-4.00E-02	-1.56E-02	0.075	3.38E-04	1.56E-02	6.79E-03	8.90E-03
123	6.15	-0.04089	-1.56E-02	0.075	3.34E-04	1.58E-02	6.80E-03	8.98E-03
124	6.2	-4.18E-02	-1.51E-02	0.075	3.11E-04	1.51E-02	6.30E-03	8.62E-03
259	12.95	1.50E-02	3.03E-02	0.075	2.20E-04	0.012665	-4.44E-03	7.22E-03
296	14.8	1.28E-04	2.53E-02	0.075	3.01E-04	0.011725	4.81E-03	6.68E-03
303	15.15	-2.00E-02	0.01164	7.50E-02	6.90E-04	1.29E-02	8.01E-03	7.36E-03
304	15.2	-2.17E-02	9.55E-03	0.075	7.77E-04	1.24E-02	8.15E-03	7.06E-03
305	15.25	-2.36E-02	8.54E-03	0.075	7.82E-04	1.35E-02	8.91E-03	7.68E-03
309	15.45	-0.0334	-1.94E-03	0.075	7.14E-04	1.51E-02	9.51E-03	8.58E-03
310	15.5	-3.47E-02	-3.42E-03	0.075	6.92E-04	1.50E-02	9.32E-03	8.55E-03
311	15.55	-3.65E-02	-5.37E-03	0.075	6.48E-04	1.61E-02	9.67E-03	9.16E-03
312	15.6	-3.78E-02	-6.67E-03	0.075	6.59E-04	0.019544	1.19E-02	1.11E-02
316	15.8	-3.75E-02	-1.51E-02	0.075	2.77E-04	1.30E-02	5.13E-03	7.43E-03
318	15.9	-4.12E-02	-1.53E-02	0.075	4.63E-04	1.22E-02	6.21E-03	6.97E-03
319	15.95	-0.04119	-1.53E-02	0.075	4.62E-04	0.01223	6.21E-03	6.97E-03
320	16	-4.31E-02	-1.72E-02	0.075	5.25E-04	1.44E-02	7.82E-03	8.24E-03
427	21.35	-1.99E-02	9.32E-04	0.075	5.01E-04	1.65E-02	8.70E-03	9.38E-03
429	21.45	-2.35E-02	-1.31E-03	0.075	5.70E-04	0.015841	0.008935	9.03E-03
431	21.55	-2.94E-02	-7.57E-03	0.075	6.53E-04	0.018832	1.14E-02	1.07E-02
432	21.6	-2.98E-02	-7.76E-03	0.075	6.04E-04	1.50E-02	8.71E-03	8.54E-03
434	21.7	-0.03395	-1.10E-02	0.075	6.22E-04	1.81E-02	1.06E-02	1.03E-02
439	21.95	2.59E-02	-2.53E-02	0.075	2.93E-04	1.28E-02	5.18E-03	7.30E-03
440	22	2.54E-02	-2.69E-02	0.075	2.89E-04	1.26E-02	5.07E-03	7.19E-03
494	24.7	-9.46E-03	6.75E-03	0.075	3.53E-04	1.64E-02	7.26E-03	9.32E-03
495	24.75	-9.63E-03	4.49E-03	7.50E-02	3.83E-04	1.55E-02	7.15E-03	8.82E-03
496	24.8	-9.40E-03	2.23E-03	0.075	4.68E-04	1.67E-02	8.55E-03	9.54E-03
500	25	-1.88E-02	-1.23E-02	0.075	5.31E-04	1.28E-02	6.98E-03	7.30E-03
501	25.05	-0.01936	-1.28E-02	0.075	6.41E-04	1.29E-02	7.73E-03	7.37E-03
502	25.1	-1.91E-02	-1.33E-02	0.075	5.94E-04	1.38E-02	7.96E-03	7.88E-03
504	25.2	-2.35E-02	-1.52E-02	0.075	3.24E-04	1.15E-02	4.89E-03	6.56E-03
505	25.25	-2.44E-02	-1.65E-02	0.075	3.27E-04	1.28E-02	5.49E-03	7.32E-03
598	29.9	4.61E-03	1.97E-02	0.075	2.32E-04	9.91E-03	3.57E-03	5.65E-03

表 4.3.1 ガスコア長さ(DNS)

第5章 結言

本研究では、乱流の数値計算手法として現在有力視されているLES、そしてその代表的なモデルであるDSMについて、その問題点解決のためにLISEAを導入するべく他手法との調査・検討を行った。解析対象として守屋実験体系と岡本実験体系におけるガス巻き込み現象の数値解析を取り上げ、守屋実験体系では従来のSMとLISEAを用いたDSMの比較を行い、LISEAの有効性を確認し、岡本実験体系では乱流モデル(LISEA)の有無による比較を行った。

守屋実験体系における解析では、解析体系が複雑な場合にSmagorinsky定数の最適値を決めるることは難しく、その影響が大きいことから、LISEAはSMよりも有効であるという結果が得られ、岡本実験体系ではLISEAの影響が解析を安定化させる方向に作用するという結果を確認した。

参考文献

- [1] 梶島岳夫, 「乱流の数値シミュレーション」, 養賢堂, (2003)
- [2] 木田重雄, 柳瀬眞一郎, 「乱流力学」, 朝倉書店, (1999)
- [3] 数値流体力学編集委員会編, 数値流体力学シリーズ 3 乱流解析, 東京大学出版会, (1995)
- [4] 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹, 乱流の数値流体力学 モデルと計算法, 東京大学出版会
- [5] Germano,M., Piomelli,U., Moin,P. and Cabot,W.H., "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", Phys. Fluids, A3, 1760-1765 (1991)
- [6] 室田知也, "エネルギー伝達の局所スケール間平衡仮定より導出されたダイナミック SGS モデル", 第 15 回数値流体力学シンポジウム
- [7] 室田知也, "エネルギー伝達の局所スケール間平衡近似から導出されたダイナミック渦粘性モデル", 第 52 回理論応用力学講演会
- [8] Murota,T., "A Dynamic Subgrid Scale Model Of Eddy Viscosity Type Deduced From A Local Inter-Scale Equilibrium Assumption Of Energy Transfer", TSFP3
- [9] Tanaka,N., "Development of highly accurate interpolation method for mesh-free flow simulations I. Intergration of grid less, particle and CIP methods", Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol.30, (1999)
- [10] Tanaka,N., "Development of highly accurate interpolation method for mesh-free flow simulations II . Application of CIVA method to incompressible flow simulations", Vol.34, (2000)
- [11] Tanaka,N., "Development of highly accurate interpolation method for mesh-free flow simulations III . Analysis of accuracy and stability", Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol.41, (2003)
- [12] Yabe,T. and Wang,Pei-Yuan, "Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible", J. Phys. Soc. Japan, Vol.60, (1991) 2105-2108
- [13] Yabe,T. and Xio,F., "Description of Complex and Sharp Interface during Shock Wave Interaction with Liquid Drop", J. Phys. Soc. Japan, Vol.62, (1993) 2537-2540
- [14] 矢部孝, 内海隆行, 尾形陽一, "CIP 法-原子から宇宙までを解くマルチスケール解法", 森北出版, (2003)
- [15] Harlow,F.H. and Welch,J.E., "Numerical Calculation of Time Dependent Viscous Incompressible Flow with Free surface" Phys. Fluids, Vol.8, 2182-2189 (1965)
- [16] Lilly,D.K., "A proposed modification of the Germano subgrid scale closure method", Phys. Fluids A4, 633-635(1992)
- [17] 守屋祥一, 電力中央研究所報告, No.U97072(1998)
- [18] 守屋祥一, 電力中央研究所報告, No.U97073(1998)
- [19] Eguchi,Y., Ohshima,H., Sakai,T. and Yamaguchi,A., "Large-Eddy Simulation of Gas Entrainment Vortex and Applicability Analysis of Possible Criterion Parameters for LMFBR Design", NTHAS4
- [20]岡本孝司, 他, 浅海渦底部からのガス巻き込み, 東京大学工学部付属原子力工学研究施設, 自由液面からのガス巻き込みに関する研究会(II), (1994)