

自由液面からのガス巻込みに関する数値解析()

ガスコアを伴う渦の詳細解析

(研究報告)

2005 年 5 月

核燃料サイクル開発機構
大洗工学センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合には、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

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Toukai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184,

Japan

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

2005

自由液面からのガス巻込みに関する数値解析()

ガスコアを伴う渦の詳細解析

(研究報告)

伊藤 啓^{*1}, 堺 公明^{*1}

要旨

実用化戦略調査研究で検討されているナトリウム冷却大型炉においては、上部プレナム内自由液面においてガス巻込みの発生を防止する必要がある。しかし、くぼみ渦によるガス巻込み現象は体系に対する依存性が強いいため、未だ一般的な判定基準は得られておらず、実験的に評価するためには実規模試験が必要となる。様々な設計に対して、全て試験を行うのはコストの観点から現実的ではなく、数値解析を利用した設計評価の導入が望まれる。一方で、数値解析によってくぼみ渦を精度良く再現した例は少なく、解析の適用性が明らかになっていない状況である。

著者らは、従来からくぼみ渦を対象とした数値解析を実施しており、本報は、くぼみ渦に対する液面変形モデル等を用いた数値解析の適用性について既存の実験との比較評価を行った。また、渦の発達挙動、ガスコアの不安定挙動、ガスコアのちぎれについて、現象解明のための解析を実施した。

その結果、渦中心において詳細化したメッシュを用いることで、くぼみ渦を精度良く再現可能であることを明らかにした。また、液面モデルの有無やメッシュのアスペクト比を変化させた解析を実施し、速度分布に対するそれらの影響は小さいことを確認した。更に、渦の発達挙動及び、ガスコアの不安定性、ガスコアちぎれに関する解析より、非定常挙動に対しても、解析が有効であることが分かった。ガスコアの不安定性のメカニズムについて解析結果を元に考察を行い、ガスコアの表面において、Kelvin-Helmholtz 型の不安定挙動が発生し得ることを明らかにした。

*1 大洗工学センター 要素技術開発部 流体計算工学研究 Gr

Numerical-simulation for gas entrainment from free surface (II)

-Fine Mesh Simulation of free surface vortex with Gas Core-

Kei Ito^{*1}, Takaaki Sakai^{*1}

Abstract

The large-scale sodium-cooled fast breeder reactor, examined in the feasibility studies of the next generation reactors, must be prevented from the gas entrainment in the upper plenum of reactor vessel. However, the gas entrainment due to a free surface vortex has not been enough investigated to establish a prediction method for the onset of the gas entrainment, because the gas entrainment phenomena highly depend on the system configuration. From the viewpoints of the costs and the difficulties of measurements, full-scale experiments may not be the best way to evaluate the gas entrainment phenomena. Recently, numerical simulations can be considered to be promising ways as substitutions of the full-scale experiments owing to the progress of computer systems and numerical methods. However, there are few simulation results that reproduce the gas entrainment phenomena accurately. Therefore, it is necessary to validate the applicability of simulation to the gas entrainment phenomena.

In the past few years, we have calculated the free surface vortex in a cylindrical tank as an example of steady vortices. In this research, the applicability of simulation is discussed through parameter surveys on the simulation accuracy. The simulations were conducted on both steady and unsteady vortices.

The results showed that the numerical simulation had enough capability to calculate the free surface vortex in the steady state with high accuracy, when the fine mesh system was applied to the region of the vortex center. In addition, the numerical simulations for the vortex development, the unstable gas core oscillation and the breaking process of the gas core made it clear that the numerical simulation method could reproduce unsteady behaviors. The gas core oscillation was also considered theoretically and it was deduced that the gas core oscillation was caused by the Kelvin-Helmholtz instability on the gas core surface.

^{*1} Thermal-Hydraulic Research Group, Advanced Technology Division, O-arai Engineering Center

青色の項目をクリックすると当該ページへジャンプします

目次

1.	緒言	1
2.	解析体系・解析手法	2
2.1	解析体系	2
2.2	解析コード・解析モデル	2
2.3	解析条件	3
3.	数値解析の適用性評価結果	6
3.1	詳細メッシュ解析結果	6
3.1.1	解析メッシュ	6
3.1.2	解析結果	6
3.2	メッシュアスペクト比の比較解析	10
3.2.1	解析メッシュ	10
3.2.2	解析結果	10
3.3	境界条件の比較解析	13
3.3.1	解析メッシュ	13
3.3.2	解析結果	13
3.4	液面モデルの比較解析	16
3.4.1	解析条件・解析メッシュ	16
3.4.2	解析結果	16
4.	渦の非定常挙動解析結果	19
4.1	渦の発達挙動	19
4.1.1	解析条件	19
4.1.2	解析結果・考察	19
4.2	ガスコアの不安定挙動	24
4.2.1	解析条件	24
4.2.2	解析結果	24
4.2.3	液面変形メカニズムに関する考察	24
4.3	ガスコアのちぎれ	36
4.2.1	解析条件	36
4.2.2	解析結果	36
5.	結言	42
	参考文献	43
	謝辞	44

青色の項目をクリックすると当該ページへジャンプします

表リスト

表 2.1	解析条件	4
-------	-------	------	---

図リスト

図 2.1	解析体系	4
図 2.2	PLIC の概念図	5
図 3.1	解析メッシュ	8
図 3.2	水平面内速度分布	8
図 3.3	周方向・軸方向流速分布 ($z=0.15\text{m}$)	9
図 3.4	ガスコア形状	9
図 3.5	解析メッシュ (アスペクト比の比較解析)	11
図 3.6	周方向・軸方向流速分布 (アスペクト比の比較, $z=0.15\text{m}$)	12
図 3.7	VOF 関数分布	12
図 3.8	ガスコア形状 (アスペクト比の比較)	12
図 3.9	解析メッシュ (境界条件の比較)	14
図 3.10	出口部の流出流速分布 (実験結果)	14
図 3.11	出口部の流速境界条件	15
図 3.12	周方向・軸方向流速分布 (境界条件の比較, $z=0.15\text{m}$)	15
図 3.13	周方向・軸方向流速分布 (液面モデルの比較, Case1 メッシュ, $z=0.15\text{m}$)	17
図 3.14	周方向・軸方向流速分布 (液面モデルの比較, Case2 メッシュ, $z=0.15\text{m}$)	17
図 3.15	圧力分布	18
図 4.1	解析開始 45 秒における渦の様子	21
図 4.2	解析開始 50 秒における渦の様子	21
図 4.3	解析開始 60 秒における渦の様子	22
図 4.4	解析開始 75 秒における渦の様子	22
図 4.5	解析開始 95 秒における渦の様子	23
図 4.6	解析開始 120 秒における渦の様子	23
図 4.7	平均下降流速挙動	31
図 4.8	ガスコアの不安定挙動 (0.0~0.3 秒)	31
図 4.9	ガスコアの不安定挙動 (0.4~0.9 秒)	32

図 4.10	……	ガスコアの不安定挙動 (1.0~1.5 秒) ……………	33
図 4.11	……	ガスコアの不安定挙動 (1.6~2.0 秒) ……………	34
図 4.12	……	ガスコア表面近傍の VOF 関数値 ……………	35
図 4.13	……	ガスコア表面のモデル化 ……………	35
図 4.14	……	ガスコアちぎれ解析の初期条件 (横流れ流速の与え方) ……	37
図 4.15	……	ガスコアの不安定挙動 (0.00~0.15 秒) ……………	37
図 4.16	……	ガスコアの不安定挙動 (0.20~0.45 秒) ……………	38
図 4.17	……	ガスコアの不安定挙動 (0.50~0.75 秒) ……………	39
図 4.18	……	ガスコアの不安定挙動 (0.80~1.05 秒) ……………	40
図 4.19	……	ガスコアの不安定挙動 (1.10~1.15 秒) ……………	41

1. 緒言

実用化戦略調査研究で検討されているナトリウム冷却大型炉は、物量を削減して経済性を向上させる観点からコンパクト化した設計となっている。そのため、原子炉容器上部プレナム内の冷却材流速は従来以上に高速化しており、自由表面からのガス巻き込みに十分な注意を払う必要がある^{[1],[2]}。これまでも、炉上部プレナム内の流動適正化のためにディッププレート(D.P.)の設計研究をはじめ、ガス巻き込みを防止するための様々な研究が行われている^[3]。

従来の実験結果より、高速増殖炉内で発生するガス巻き込みは、液面の乱れ、潜り込み及びくぼみ渦の3種類の形態に大別できることが分かっている^[4]。このうち、液面の乱れ及び潜り込みによるガス巻き込みは、過去の実験による知見から、D.P.などにより液面の流速を低下させることで対処可能であることが分かっている。しかし、くぼみ渦によるガス巻き込みは、体系に対する依存性が大きいため、過去の実験からも現象のメカニズム及び一般的な判定基準は明らかにされていない。また、数値解析による評価について、くぼみ渦を解析的に再現した例は少なく、特に3次元解析ではほぼ皆無である。その理由として、くぼみ渦が渦中心近傍の非常に小さい領域で大きな速度勾配を持つため、解析で再現するためには渦中心近傍において非常に詳細なメッシュが必要となるとともに、くぼみ渦は自由液面の変形(ガスコア)を伴うため、自由液面変形を考慮した解析が必要となり、計算コストが増大することなどが考えられる。しかし、近年の計算機の機能とメッシュ作成技術の自由度の向上により、渦中心に効果的にメッシュを配置して解析を実施することが可能になっており、解析的にくぼみ渦を再現することも不可能ではなくなっている。

著者らは、従来から、くぼみ渦によるガス巻き込み現象のメカニズム解明を目指して、電力中央研究所にて行われた自由表面渦試験^[5]の解析を行っている。既報^[6]において、解析メッシュ幅、表面張力及び離散化精度が解析精度に与える影響について報告した。その結果、渦および液面のくぼみのある程度の精度で再現することに成功した。しかし、既報における渦の解析精度は渦の構造を捕えるためには十分とは言い難く、更に精度の良い解析が求められていた。

本研究は、渦の構造を精度良く捕えることを目的として、渦中心部近傍で既報より詳細なメッシュを用いた解析を実施した。また、既報では検討されなかった、メッシュアスペクト比、液面モデル及び境界条件が解析精度に与える影響について比較評価した。その上で、渦の非定常挙動に関する検討を行うため、渦の成長挙動、ガスコアの不安定性及びガスコアのちぎれに関する解析および考察を実施した。

2. 解析体系・解析手法

2.1 解析体系

解析対象は、前報と同様に図 2.1 に示すような、守屋の自由渦試験体系である。解析対象の流体は水であり、側方の流入口より一様速度で流入し、下方の流出口より流出することで、円筒容器内に渦が形成される。

2.2 解析コード・解析モデル

解析には、汎用流体解析コード FLUENT^[7]を用いた。以下にその概要について記す。

圧力方程式(ポアソン方程式)の解法

圧力方程式の解法には、PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operation) アルゴリズムを用いた^[8]。

PISO は、陰的圧力帰着手法の一種で、離散化した運動量保存式と圧力帰着連続式(ポアソン方程式)とに予測子・修正子法を交互に適用して各時間ステップの解を求めていく。この方法は、繰り返し法やブロック法に頼らずに、各時間ステップにおいて数回のステップで質量と運動量のバランスを保ちながら時間について精度の高い解を得ることができ、このことが、多くの他の方法と比較して、確かな利点となっている。

運動量保存式の解法

運動量保存式の解法には、完全陰解法を用いた。移流項の離散化について、既報において、差分精度が解に与える影響が非常に大きいことが明らかになっているため、2次精度風上差分を用いた離散化法を使用した。拡散項は、2次精度中心差分で離散化したモデルを使用した。

自由液面解析手法

自由液面の解析には、VOF 法を用いた。VOF 法は、流体の占有率(Volume Of Fluid: 流体率と呼ばれる)に着目し、その輸送方程式を Navier-Stokes 方程式と連成して解く解法である。

VOF 法では、複雑な界面や気泡を輸送した場合、特別な工夫を施さない限り、例えば円形または球形の気泡は四角形または直方体状へ変形してしまう。これは、VOF 法が気液二相流輸送について局所移動体積(セル間の流体輸送量)を完全に保存する Donor-Acceptor 法という高精度な離散化手法を用いながら、界面勾配の輸送を無視したことに起因している。本研究では、この欠点を除き、詳細な界面形状を捕らえるために、界面勾配を考慮した流体率輸送法である PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) を用いた。PLIC 法の概念を、図 2.2 に示す。

表面張力モデル

本件では、表面張力モデルとして、CSF(Continuum Surface Force)モデルを用いた。以下、モデルについて示す。

気液界面領域に完全流体を仮定(粘性応力を無視)し、表面張力係数が界面に沿って変化しないとした場合、界面での圧力条件は以下のように記述できる。

$$P_l - P_g = \sigma\gamma$$

P_l : 液相の圧力

P_g : 気相の圧力

σ : 表面張力係数

γ : 界面曲率

上式は、一般に Laplace の式と呼ばれている。

界面上の位置 \vec{x}_s での表面力ベクトル \vec{F}_s は、

$$\vec{F}_s(\vec{x}_s) = -\sigma\vec{\gamma}$$

$$\vec{\gamma} = -(\nabla_s \cdot \vec{n})$$

$\vec{\gamma}$: 界面曲率ベクトル

∇_s : 界面の接線方向に沿った微分

\vec{n} : 界面上の位置 \vec{x}_s における単位法線ベクトル

と表される。

CSF モデルは、界面での表面力を遷移層(界面近傍の極めて薄い層)にかかる体積力としてモデル化する手法である。界面近傍の位置 \vec{x} における表面張力効果は、以下の式のように体積力 \vec{F}_v として表され、運動量保存式の体積力の項に組み込まれる。

$$\vec{F}_v(\vec{x}) = \frac{\sigma\chi(\vec{x})\nabla f_k(\vec{x})\rho(\vec{x})}{\bar{\rho}}$$

f_k : VOF 関数

$\bar{\rho}$: 密度($\bar{\rho}$ は液相と気相の密度の平均値)

2.3 解析条件

解析条件を表 2.1 に示す。流入口において一様速度を与え、流出口における境界条件は、流入量と流出量が等しくなるような圧力条件を与えた。また、円筒容器の上部境界も圧力条件とし、液面の変動に伴って、上部からの気体の流出入が自動的に起こるようにした。壁面には No-Slip 条件を与えた。

表 2.1 解析条件

使用流体	水 (空気)	
試験体系の寸法	容器径 D	0.40 m
	入口幅 t	0.04 m
	出口径 d	0.05 m
	液面高さ h	0.50 m
入口境界条件	一様流入条件 ; 0.04167 m/s (流量 50 l/min)	
出口境界条件	圧力一定条件 or 速度条件	
上部開放端境界条件	圧力一定条件	
壁面境界条件	No-Slip 条件	

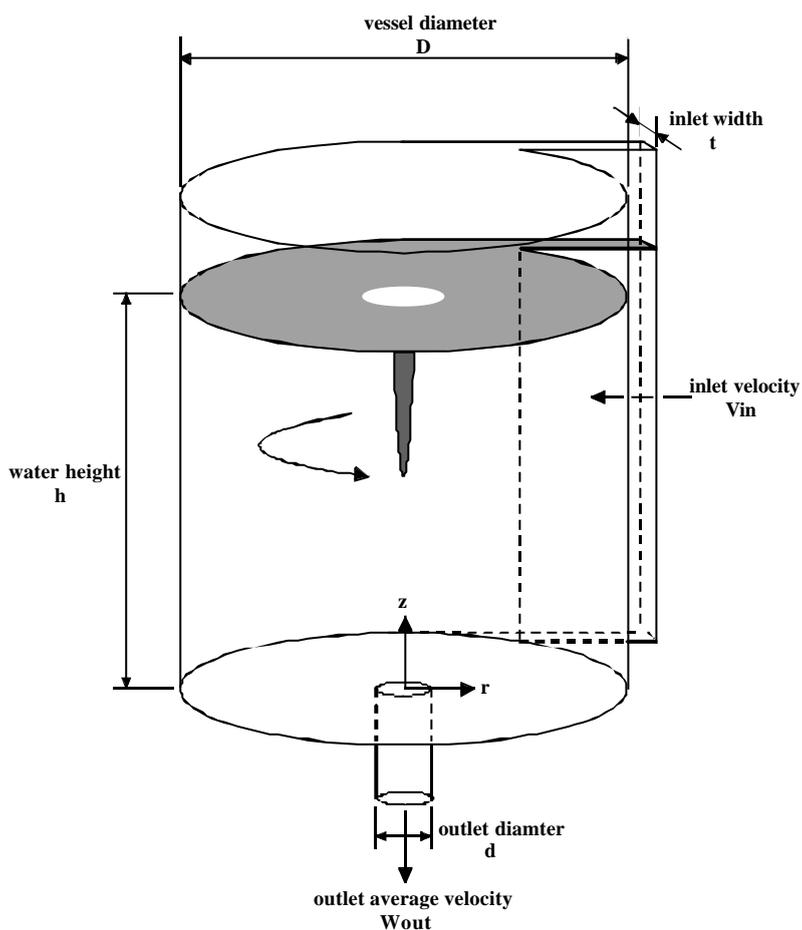
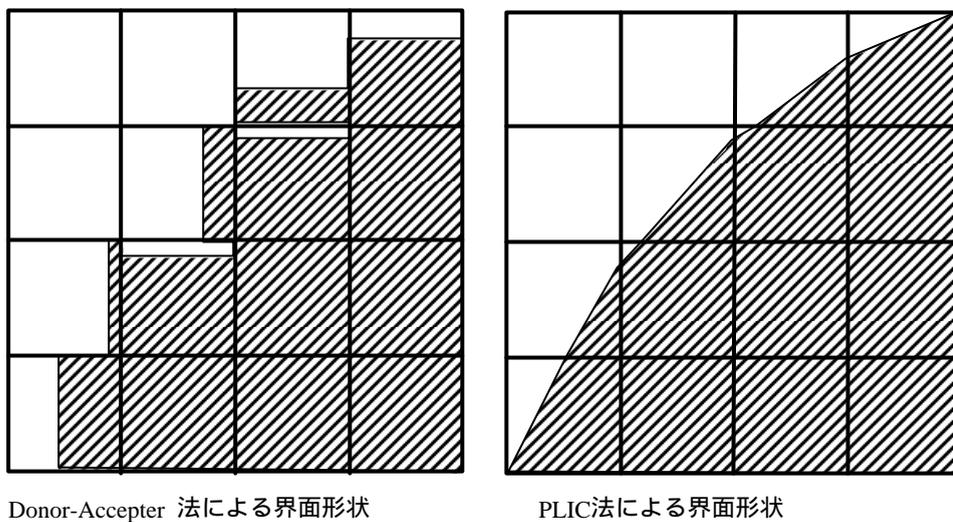


図 2.1 解析体系



Donor-Acceptor 法による界面形状

PLIC法による界面形状

図 2.2 PLIC の概念図

3. 数値解析の適用性評価結果

3.1 詳細メッシュ解析結果

くぼみ渦に対する数値解析の適用性評価として、まず、水平方向のメッシュサイズと解析精度の関係を調べるための解析を実施した。前報においても、水平方向メッシュサイズを変化させた解析は実施しているが、細かいメッシュを用いた場合でも、渦の構造を捕えるためには、解析精度は十分とは言えなかった。本報において、渦の構造を高精度に捕らえることを目的として、前報より更に細かいメッシュを用いた解析を実施した。

3.1.1 解析メッシュ

図 3.1 に、本解析で用いた 3 種類の解析メッシュを示す。これらのメッシュは、全て 6 面体セルから構成されており、セルの数は Case1 メッシュで 79,832、Case2 メッシュで 356,036、Case3 メッシュで 1,219,808 である。それぞれのメッシュの、体系の中心付近における水平方向メッシュサイズは、5.5mm、1.2mm 及び 0.7mm である。自由液面位置近傍位置においては、メッシュアスペクト比(縦横比)が近い値(2:1~3:1)になるように垂直方向のメッシュサイズを定めた。

3 種類のメッシュのうち、Case1 メッシュと Case2 メッシュについては、既報で用いたものと同じ水平方向メッシュ分布を有しており、Case3 メッシュが、今回新たに用いた、最も詳細な解析メッシュとなる。

3.1.2 解析結果

図 3.2 に、底面から 0.15m の高さにおける水平方向流速分布を示す。Case1 メッシュの結果では渦中心近傍における流速の上昇が顕著でないが、Case2 メッシュや Case3 メッシュの結果では、渦中心近傍で大きな流速上昇が現れた。

図 3.3 に、底面から 0.15m の高さにおける周方向・軸方向流速分布の解析結果と実験結果の比較を示す。周方向流速分布について、Case1 メッシュの結果は渦中心から 40mm 以上外側の領域において実験結果と一致し、Case2 メッシュの結果は渦中心から 10mm 以上外側の領域で一致した。Case3 メッシュによって解析精度は更に向上し、解析と実験は渦中心から 7.0mm 以上外側の領域において一致した。また、Case3 メッシュによって、解析の最大周方向流速は、実験値の 82%程度となった。軸方向流速分布について、実験では、渦中心から 6.0mm 程度離れた位置において軸方向流速が最小値を取ったが、Case1 メッシュや Case2 メッシュではこの現象を再現できず、渦中心において最小となった。Case3 メッシュを用いた場合、渦中心近傍において流速分布の完全な一致を見るまでには至らなかったが、渦中心から 5.1mm 程度離れた位置で最小値をとり、渦の構造をかなり正確に再現できたと考えられる。これらの結果から、解析で渦を精度良く再現するためには、渦中心近傍で細かいメッシュを用いて解析を実施する必要があると言える。

図 3.4 に、ガスコア(自由液面のくぼみ)形状の解析結果と実験結果の比較を示す。ただし、本研究では、VOF 関数が 0.5 となる面を液面として定義した。Case1 メッシュではほぼ平らでくぼみ深さは 5mm 程度となったが、Case2 メッシュでは明らかなガスコアが形成され、その長さは 40mm 程度となった。Case3 メッシュを用いた解析では、ガスコア長さは 70mm 程度まで成長し、実験結果(110mm)の 62%程度となった。

以上の結果より、実験結果を完全に再現することは適わなかったものの、Case3 メッシュによる解析は、くぼみ渦の構造を十分に捕らえており、渦中心近傍において詳細なメッシュを用いることで、くぼみ渦の数値解析が可能となることが確認された。

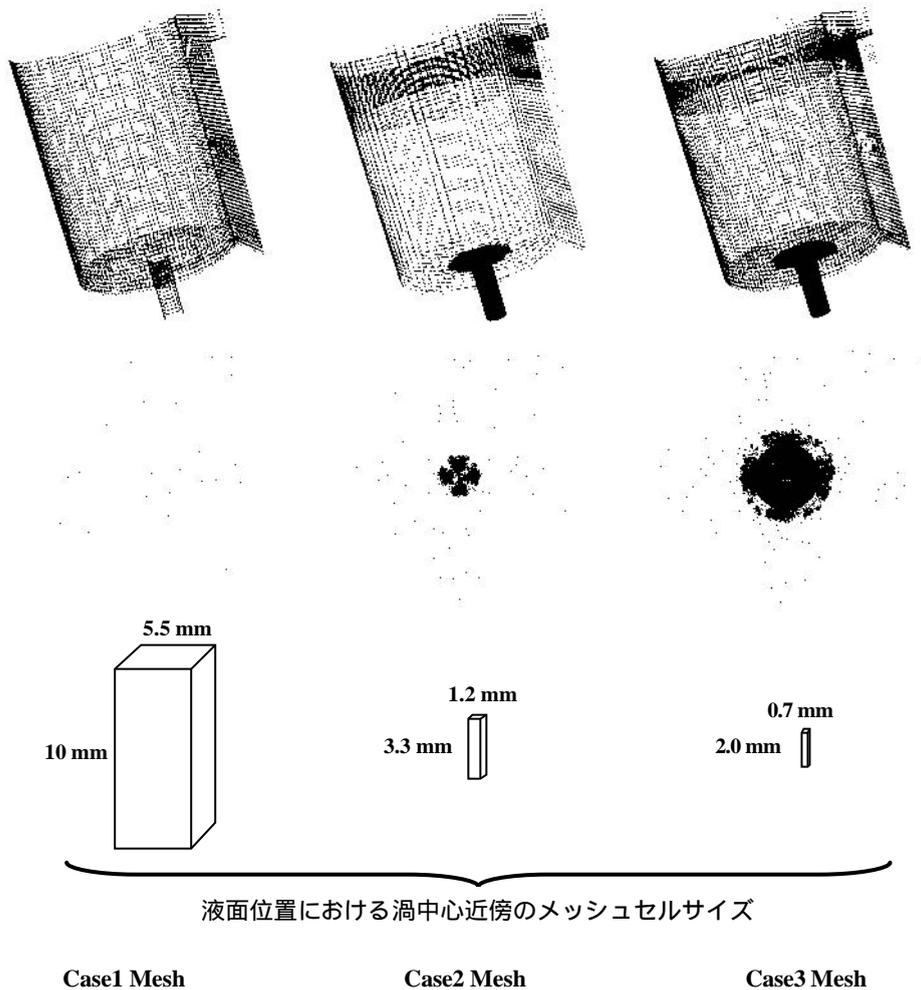


図 3.1 解析メッシュ

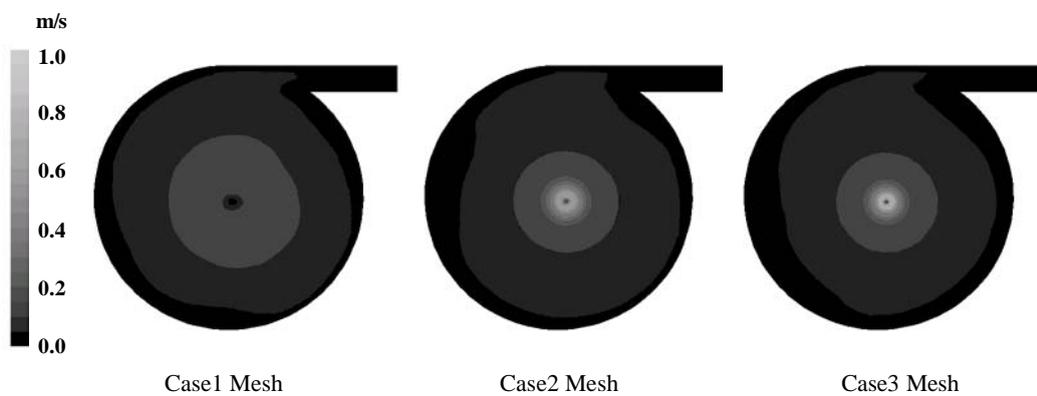


図 3.2 水平面内速度分布

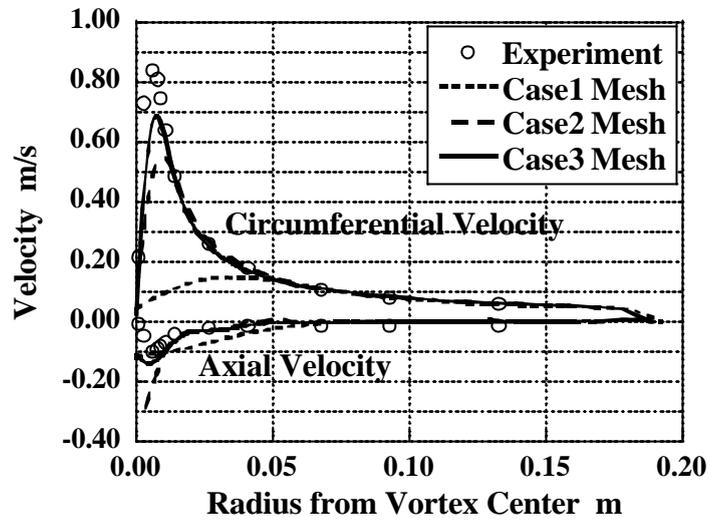


図 3.3 周方向・軸方向流速分布
($z=0.15\text{m}$)

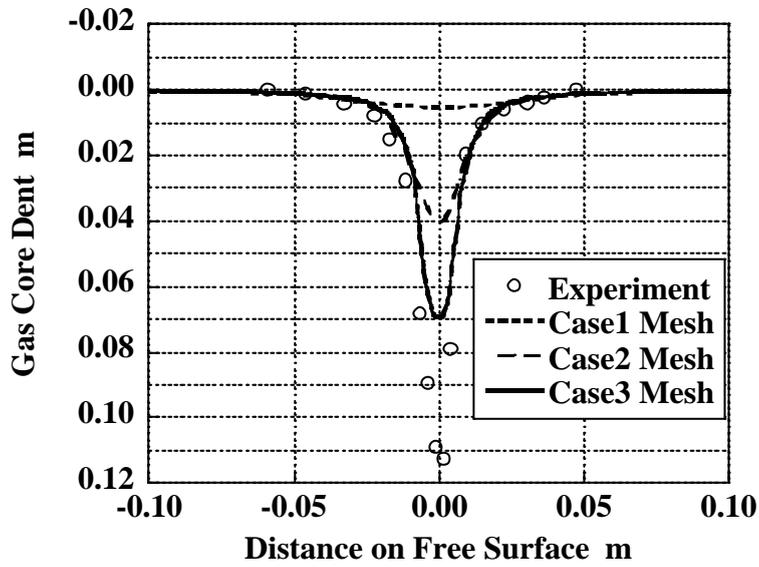


図 3.4 ガスコア形状

3.2 メッシュアスペクト比の比較解析

3.1 章で水平方向メッシュサイズが解析結果に及ぼす影響は確認されたが、垂直方向メッシュサイズについては未知であるため、アスペクト比を変化させた 3 種類のメッシュを用いた解析を実施した。

3.2.1 解析メッシュ

図 3.5 に、本解析で用いた 3 種類の解析メッシュを示す。これらのメッシュは、全て 6 面体セルから構成されており、また、水平面内のメッシュ分割は 3 者で等しくなっている(3.1 章の Case2 メッシュと同じ分割)。自由液面近傍において、3 種のメッシュの垂直方向サイズは 10mm、3.3mm、1.0mm となっており、それぞれ、アスペクト比が 8:1、3:1、1:1 程度となる。尚、アスペクト比 3:1 のメッシュは、3.1 章の Case2 メッシュと同じものである。

3.2.2 解析結果

図 3.6 に、底面から 0.15m の高さ位置における、周方向・軸方向流速分布を示す。アスペクト比が 8:1 から 3:1、更に 1:1 へと改善されることにより、解析精度の向上が見られた。ただし、3 者の差はわずか(数%程度)であり、解析結果の速度分布はほとんど等しかった。

図 3.7 に、自由液面位置における VOF 関数分布を示す。アスペクト比 8:1 のケースでは界面がかなりぼけてしまったが、アスペクト比が 1:1 のケースでは界面をシャープに捕らえることができた。これは、VOF 法では界面を 1 メッシュセルの精度で捕らえるため、垂直方向メッシュサイズが小さくなったことにより、垂直方向に界面をよりシャープに捕らえることができたものである。

図 3.8 に、ガスコア形状を示す。流速分布と同様に、アスペクト比の改善によりわずかな精度の向上は見られたものの、3 者の解析結果はほぼ等しくなった。

これらの結果より、少なくとも本研究で用いたアスペクト比の範囲では、くぼみ渦の解析において、垂直方向メッシュサイズが解析精度に与える影響は小さいことが分かった。

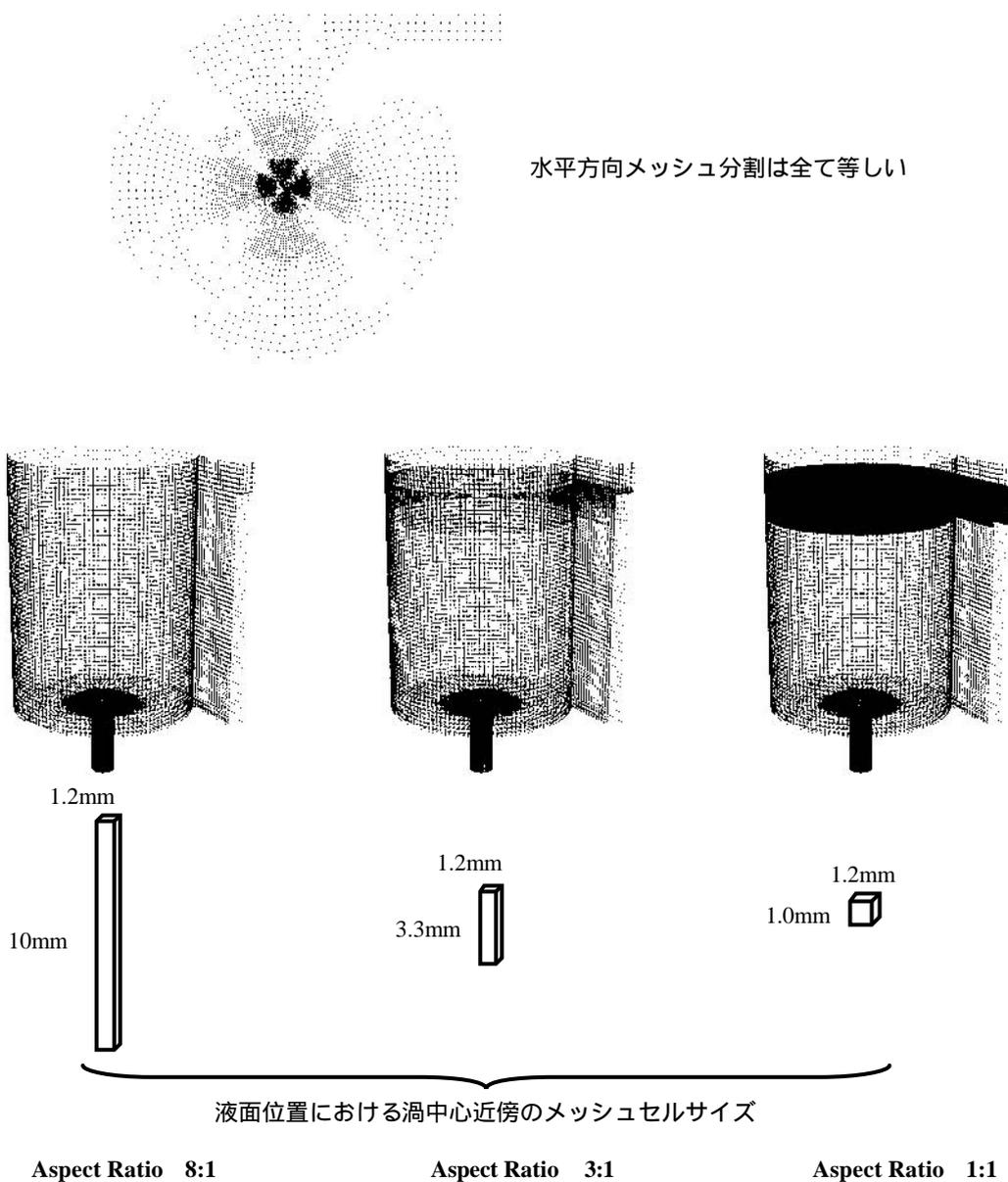


図 3.5 解析メッシュ (アスペクト比の比較解析)

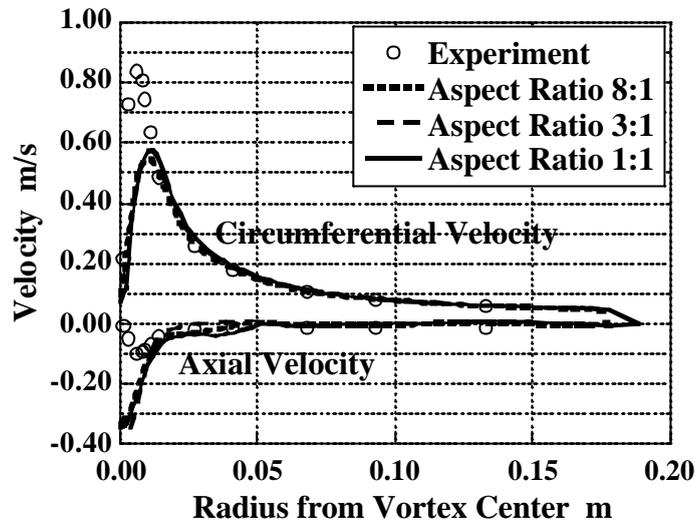


図 3.6 周方向・軸方向流速分布
(アスペクト比の比較, $z=0.15\text{m}$)

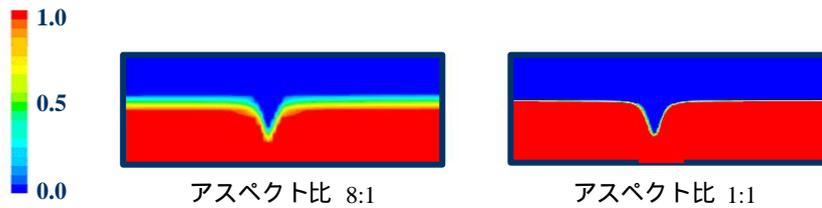


図 3.7 VOF 関数分布

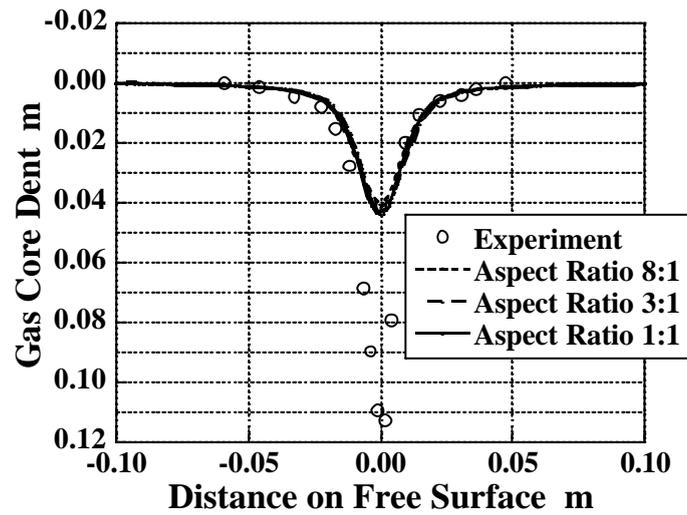


図 3.8 ガスコア形状
(アスペクト比の比較)

3.3 境界条件の比較解析

3.1,3.2 章の解析において，出口境界を圧力一定条件で与えた．これは，実験においては出口部の下に容器が設置されているため，流れ場がそこで拡散し，圧力が一定に近くなると考えられるためである．しかし，解析と実験の出口流速分布の比較によって，両者に差があることが分かっている．本章では，出口部の境界条件の違いが解析精度に及ぼす影響を評価するために，出口部において流速条件と圧力一定条件を与えた 2 種類の解析を行い，比較する．

3.3.1 解析メッシュ・境界条件

図 3.9 に，本解析で用いた解析メッシュを示す．メッシュは，全て 6 面体セルから構成されており，出口部において，実験結果に即した流速分布を与えられように，体系中心は 10 層の円筒状にメッシュが構成されている．

図 3.10 に実験における出口部の流出流速分布を示す．流出流速は，中心部で 0 となり，出口ノズル壁からわずかに内側で最大となる．出口部で流速境界条件を与えた解析を行う場合，実験結果の流速分布を用いて，図 3.11 のように出口流速境界条件を決定した．

3.3.2 解析結果

図 3.12 に，底面から 0.15m の高さにおける周方向・軸方向流速分布を示す．流速境界条件の場合と圧力境界条件の場合で，速度分布にほとんど差は見られず，出口境界条件が解析精度に及ぼす影響は小さいことが分かった．

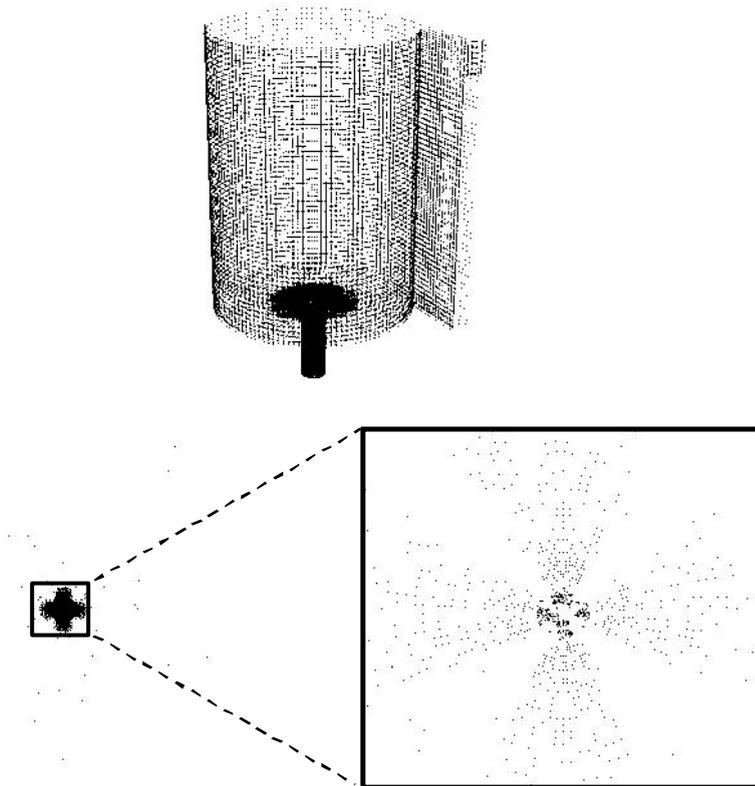


図 3.9 解析メッシュ
(境界条件の比較)

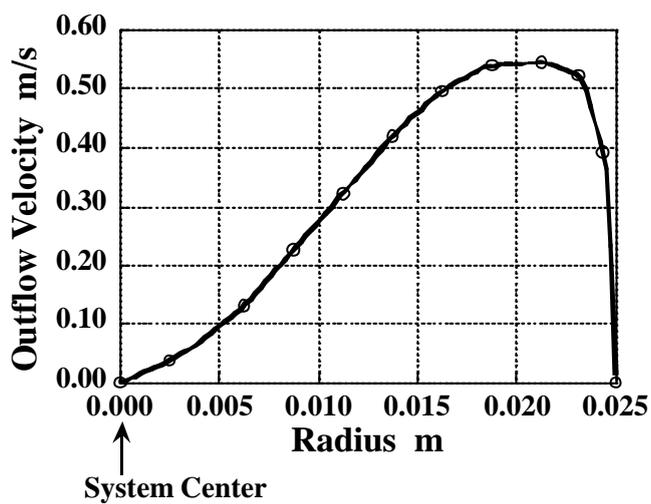


図 3.10 出口部の流出流速分布
(実験結果)

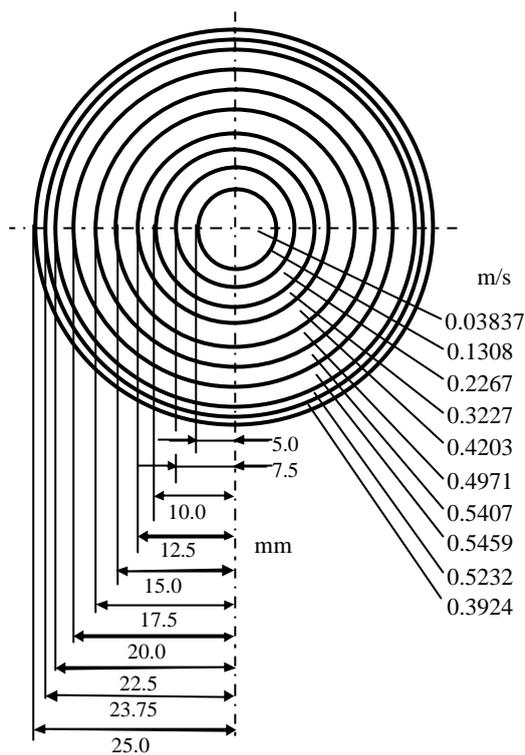


図 3.11 出口部の流速境界条件

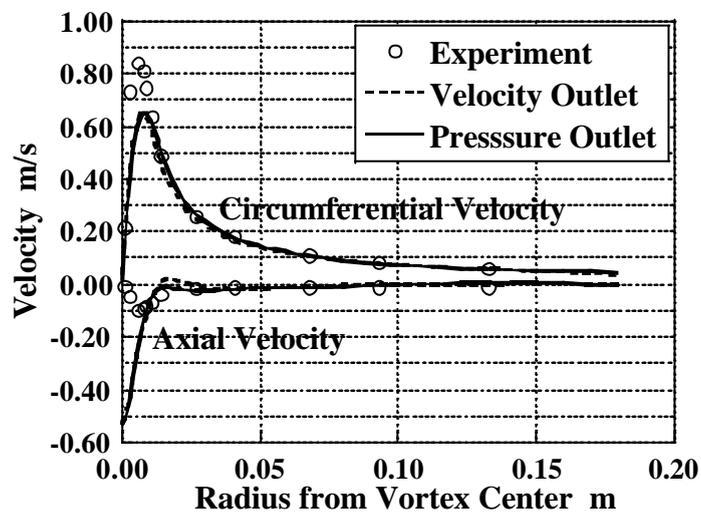


図 3.12 周方向・軸方向流速分布
(境界条件の比較, $z=0.15\text{m}$)

3.4 液面モデルの比較解析

3.3 章までの解析は、全て、VOF モデルを用いることで自由液面の変形を考慮した解析である。これは、ガスコアはくぼみ渦の重要な特徴の一つであるため、メカニズムを解明する観点では、自由液面の変形を解くことが必須と思われるからである。しかし、数値解析を設計に用いるという観点では、計算コストを下げた解析(粗いメッシュにおける、液面変形を考慮しない解析)が現実的であると考えられる。本章では、自由液面変形を考慮しない解析を行って、VOF 解析の結果と比較する。

3.4.1 解析条件・解析メッシュ

自由液面変形を考慮しない解析(No-VOF 解析)では、液面を Free-Slip 壁面で模擬した。解析は、3.1 章における Case1 メッシュと Case2 メッシュを対象として行い(ただし、初期液面位置で Free-Slip 条件を設定)、それぞれの VOF 解析結果と比較した。入口は流速条件、出口は圧力条件である。

3.4.2 解析結果

図 3.13 に、底面から 0.15m の高さにおける、Case1 メッシュにおける周方向・軸方向流速分布の比較を示す。VOF 解析と No-VOF 解析は、同様な流速分布を示しており、差はほとんど見られない。

図 3.14 に、底面から 0.15m の高さにおける、Case2 メッシュにおける周方向・軸方向流速分布の比較を示す。周方向流速分布においては、VOF 解析と No-VOF 解析に差は見られないが、軸方向流速分布において、No-VOF 解析は、渦中心から 20~40mm の位置で上昇流を生じている。この原因を探るため、体系内の圧力分布を調査した。図 3.15 に、体系中心と通る垂直面における圧力分布(静水圧分を引いた値)を示す。No-VOF 解析では、渦中心の圧力が、VOF 解析の場合よりも低くなっていた。これは、本来は渦中心の圧力が減少するに従って液面にくぼみが生じて気液界面では圧力がほぼ 0 になるが、No-VOF 解析では液面が変形できないため、気液界面近傍で圧力が過剰に減少しているためと思われる。そして、この圧力の過剰減少によって、上昇流が誘起されているものと考えられる。

以上の結果より、ある程度細かいメッシュを用いた解析では、液面モデルを用いないことによって、流速分布に不適合が発生するが、設計に用いるような粗いメッシュの解析では、液面モデルの有無による流速分布の違いはほとんど見られないことが分かった。

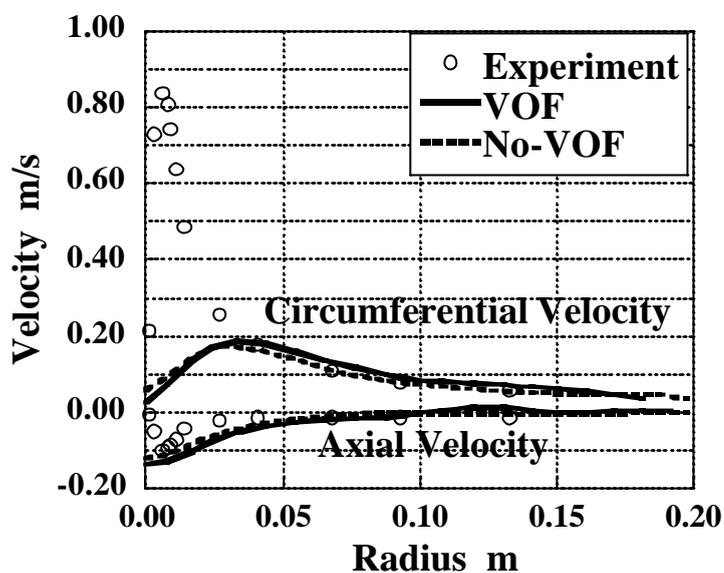


図 3.13 周方向・軸方向流速分布
(液面モデルの比較, Case1 メッシュ, $z=0.15\text{m}$)

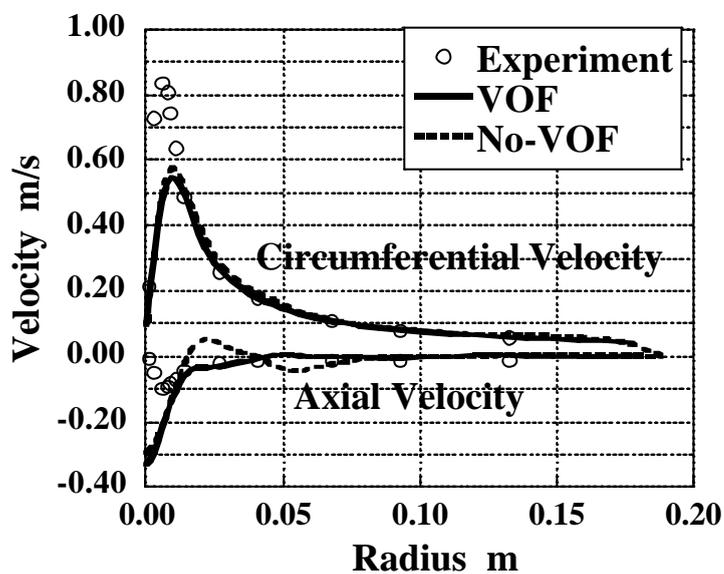
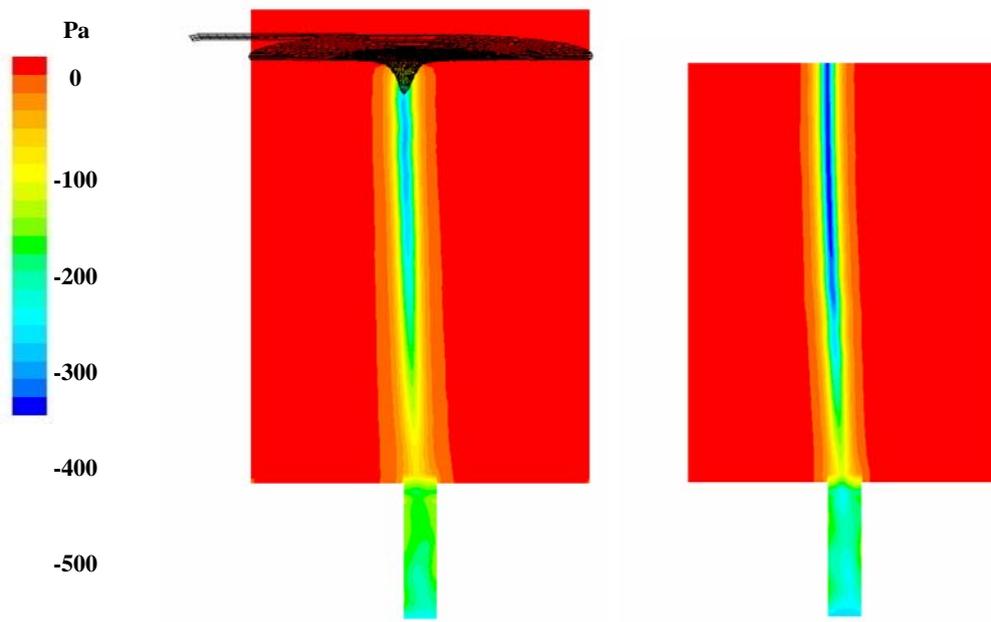


図 3.14 周方向・軸方向流速分布
(液面モデルの比較, Case2 メッシュ, $z=0.15\text{m}$)



VOF 解析

No-VOF 解析

图 3.15 压力分布

Free Surface

4. 渦の非定常挙動解析結果

4.1 渦の発達挙動

くぼみ渦は、本研究で解析対象とした守屋の実験を始め、従来から、様々な体系において研究されてきた。しかし、そのほとんどは、くぼみ渦が完全に形成された段階における、速度分布の測定やガス巻込み発生の有無を調査対象としており、渦の発達挙動に注目した研究は少ない。本章では、非定常解析結果から、くぼみ渦の発達挙動に関して考察する。

4.1.1 解析条件

3.1 章の Case3 メッシュ(最も詳細なメッシュ)を用いて、くぼみ渦の非定常解析を行い、その結果から渦の成長挙動について考察を行った。解析のタイムステップは 5.0ms で、時間進行は、1 次精度の Euler 陰解法を用いた。初期状態において体系内に流れは存在せず、その状態から流入流速 0.04167m/s を与えて解析を実施した。出口境界においては圧力一定条件を与えた。ただし、解析の進行につれて液面位置が多少上下するため、液面位置を初期位置に戻すように、適宜、圧力の微調整を行った。

4.1.2 解析結果・考察

図 4.1~4.6 に、解析開始 45 秒～120 秒における、くぼみ渦の成長挙動を示す。図中には、体系内の 3 次元渦中心線(色は渦度)、自由液面形状、底面から 0.45m, 0.15m, -0.10m における周方向流速分布を示した。ただし、渦中心線は、注目する渦の挙動が明確になるように、渦度の大きいもののみ表記した。

解析開始 45 秒までに、まず、流出ノズル内において渦が形成された。これは、ノズル径は円筒容器径の 1/8 であるので、周方向流れの発達が早いためである。つまり、円筒容器内の渦が弱い段階では、底面近傍においてノズルに向かって流れる径方向流速が強く、この流れが、ノズル部において渦を形成するものと考えられる。この段階では、体系内に顕著な渦は見られず、また、自由液面の変形も無かった。

解析開始 45 秒から 50 秒においては、出口部で作られた渦が円筒容器内を上方に成長した。この段階においても体系内の渦は顕著に形成されなかったが、周方向流速分布図においてかすかに見える渦の位置から、渦軸が体系中心位置の周りをスワールしていることが分かった。液面はフラットで、変化はなかった。

解析開始 60 秒において、渦は更に上方に成長を続け、周方向流速分布より、徐々に渦が明確に捕らえられてきた。渦軸は、スワールしながら体系中心に近づいていった。この段階でも液面に変化は見られなかった。

解析開始 75 秒において、円筒容器内の渦が成長することで、液面近傍における渦が明確に現れ、液面にわずかなくぼみが発生した。渦軸のスワール挙動はほとんど見られなくなった。この段階までは、出口ノズルと円筒容器の接続部の渦度が最も強くなっていた。

解析開始 75 秒から 80 秒にかけて、円筒容器内の渦がさらに成長することで、円筒容器下部領域の渦度が、最も強くなった。周方向流速分布より、渦流れは成長したが、渦軸はほとんど移動しなかった。また、渦の成長によって、液面に顕著なくぼみが現れた。

解析開始 95 秒から 120 秒において、渦度の強い領域は完全に体系内に移行した。ノズル内の渦度が減少したのは、円筒容器内の渦強度が増すことにより、渦中心近傍の下降流速が顕著になるため、底面近傍の径方向流れが弱められた結果であると思われる。渦軸の移動は見られず、体系中心近傍の安定位置に到達していた。わずかに体系中心からずれているのは、流入口が円筒の片側にしか付いていないことによる非対称性のためである。渦流れの発達により、液面のガスコアも 30mm 程度まで成長した。

尚、渦はこの後も成長を続け、解析開始から約 200 秒において、定常状態に達した。以上の結果より、出口部(吸い込み部)からの発達、渦軸のスワール、といった、くぼみ渦の発達における非定常挙動が明らかになった。

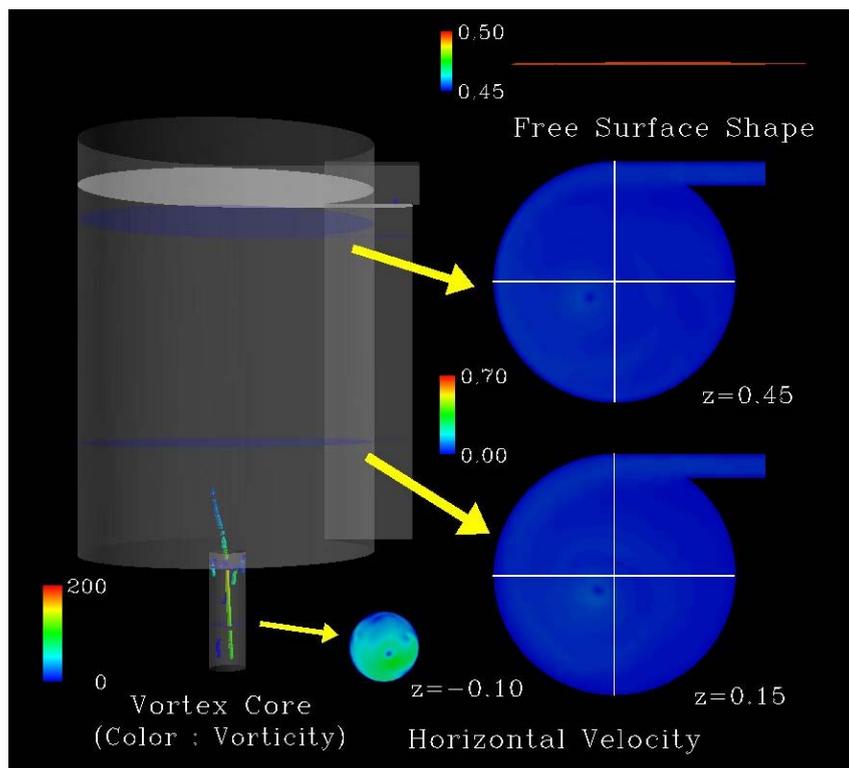


図 4.1 解析開始 45 秒における渦の様子

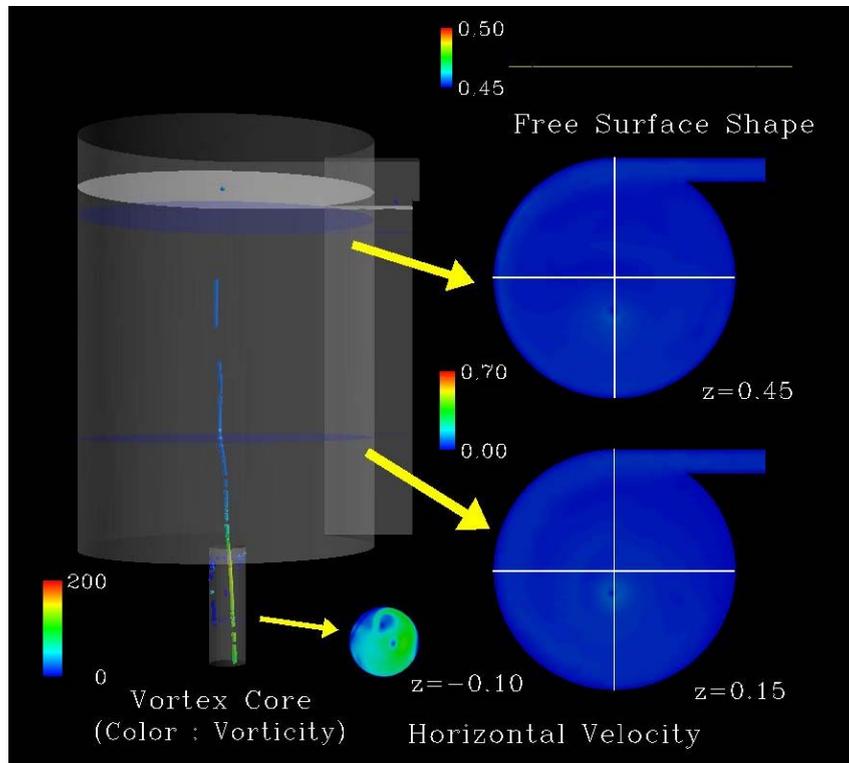


図 4.2 解析開始 50 秒における渦の様子

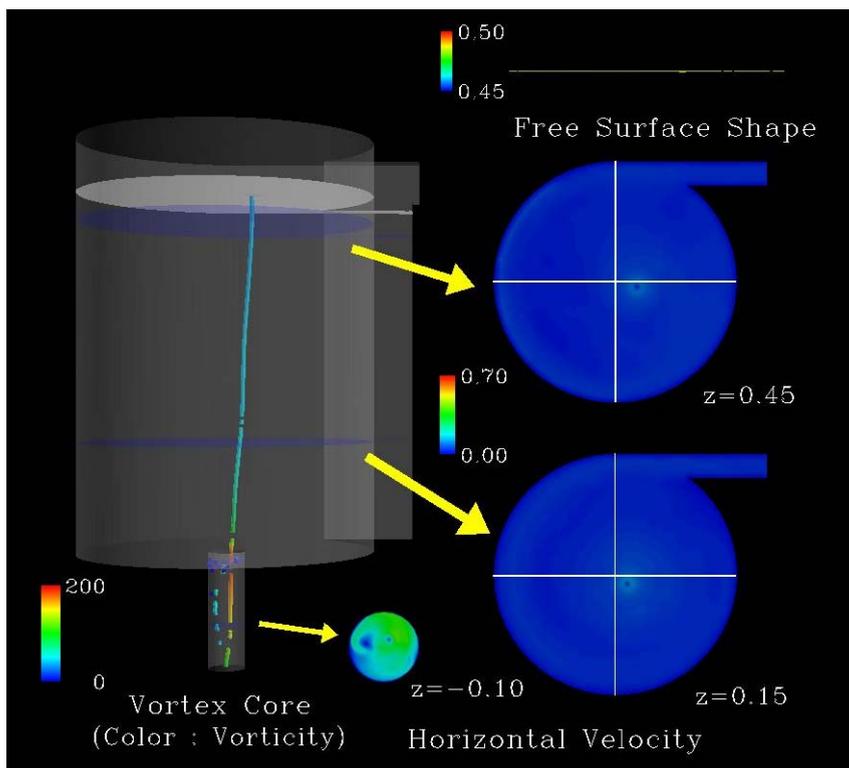


図 4.3 解析開始 60 秒における渦の様子

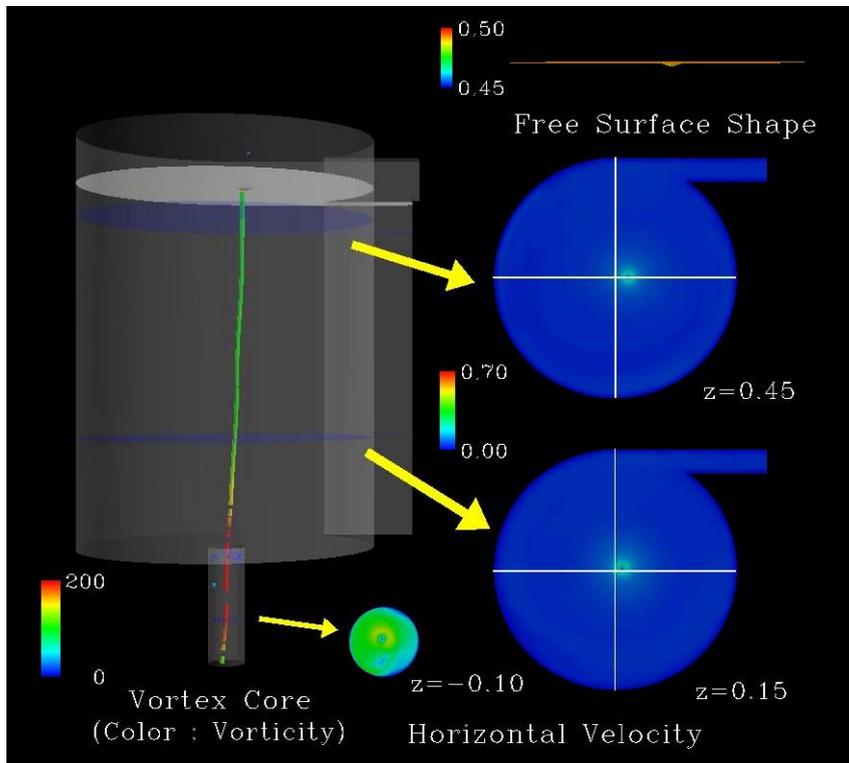


図 4.4 解析開始 75 秒における渦の様子

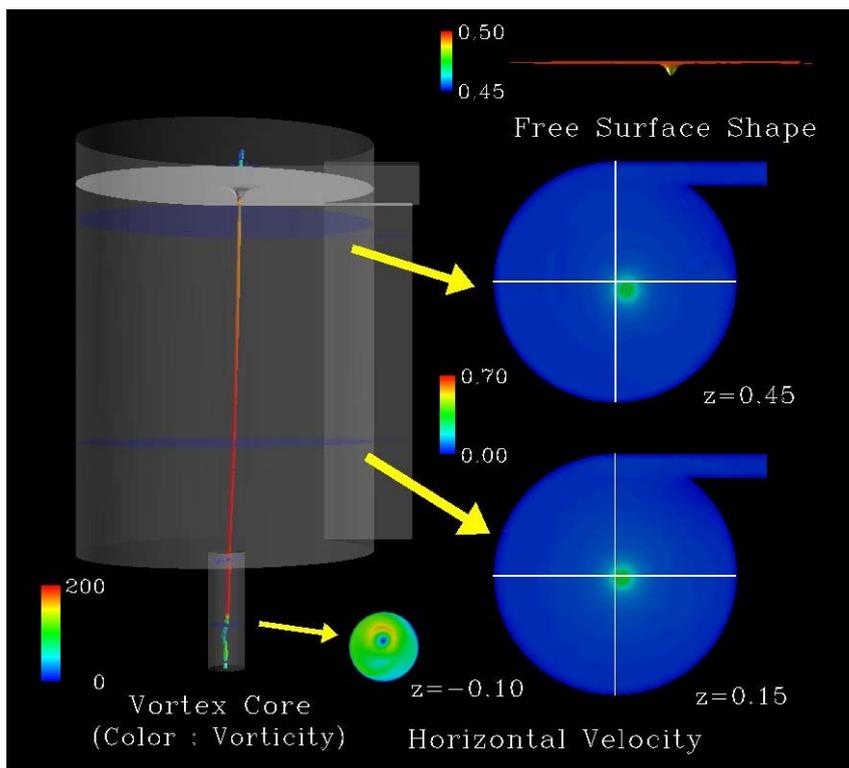


図 4.5 解析開始 95 秒における渦の様子

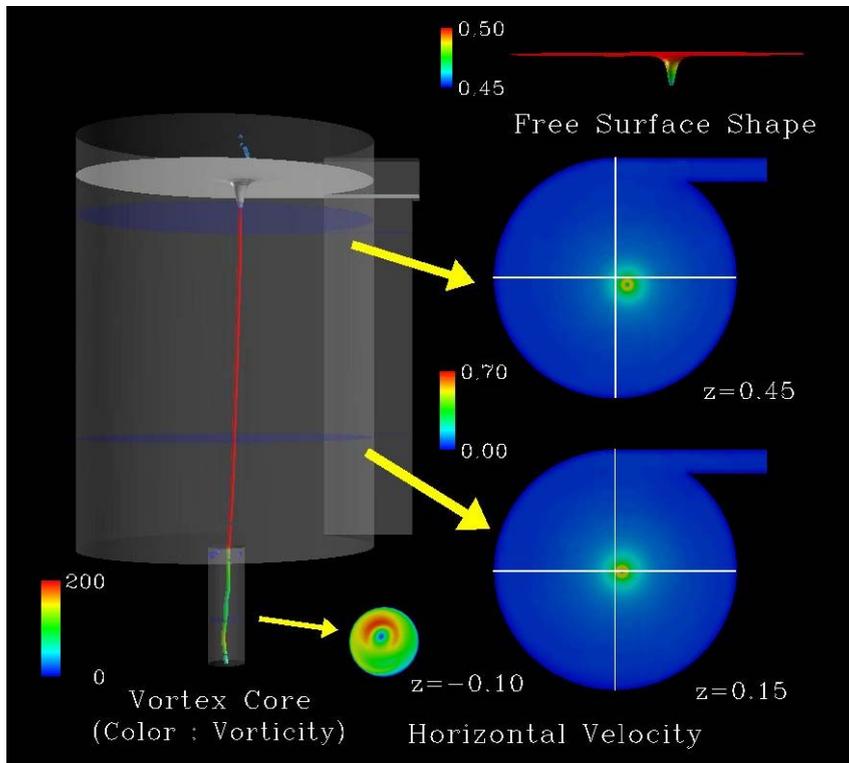


図 4.6 解析開始 120 秒における渦の様子

4.2 ガスコアの不安定挙動

くぼみ渦のガスコアは、長さが短い場合は安定に存在するが、長くなると界面に波立ちが発生することが、守屋の実験から分かっている。本章では、表面変形が流れの擾乱に起因すると仮定し、流れ場を急激に変化させる解析を実施する。また、その結果を元に、液面の波立ちのメカニズムに関して考察を実施する。

4.2.1 解析条件

3.1 章の Case3 メッシュ(最も詳細なメッシュ)を用いて、ガスコアが形成された時点において、出口圧力をステップ変化させた場合の非定常解析を行った。圧力の変化幅は出口部における元の圧力の約 2.0%とした。解析のタイムステップは 0.50ms である。

4.2.2 解析結果

まず、出口圧力のステップ変化による、ガスコア近傍の流れ場の変化を調べるために、ガスコア直下(底面から 0.40m 高さ)の水平面における、渦中心近傍(渦度が 5.0 [1/s]以上の領域)の平均下降流速を調査した。図 4.7 に、平均下降流速の挙動を示す。出口圧力をステップ変化させることによって、平均下降流速は時間とともに大きく増加した。

次に、出口圧力をステップ変化させた時点を 0 とした場合の、0.0 から 2.0 秒における、ガスコア形状およびガスコア近傍の下降流速分布を図 4.8 から 4.11 に示す。圧力のステップ変化を与えた時点では、ガスコア表面にわずかな凹凸はあるものの、波は現れていない状態であった。その後、表面の凹凸が徐々に成長していき、解析開始 0.5 秒までに、自由表面波が顕著に表れた。液面に対して凹の部分は、ガスコア表面においてらせん状に現れたが、これは、ガスコア表面において、流体粒子が、回転しながら下向きに流れていくためであると考えられる。ガスコア表面の波は更に成長し、解析開始 1.0 秒においては、ガスコアの中心軸はもはや直線ではなく、らせん形に変化した。0.1 秒毎の連続静止画からは分かりにくいですが、表面の波は下から上(ガスコア先端側から液面側)に進行していた。解析開始 1.5 秒までに、ガスコアは更に大きく変形し、完全にらせん形状へと変化した。液面に対して凸の部分では下降流速が大きく、凹の部分では小さくなっていた。下降流速が顕著な領域(渦中心近傍の領域)の大きさがそれ程変化しないため、凸部では下降流速の流路が狭くなって流速が増加し、凹部にはよどみ域が形成されたために、流速が減少したものと考えられる。

図 4.12 に、ガスコア表面近傍の一点における、VOF 関数の挙動を示す。上記で解析した波立ちによって、液面が、振幅を増加させながら、周期約 0.3 秒で振動していることが分かった。

4.2.3 液面変形メカニズムに関する考察

出口部の圧力をステップ変化させることにより、ガスコア近傍の下降流速が変化し、ガスコア表面にらせん状の波が発生する現象を解析で再現することはできたが、その発生メ

カニズムについては、不明のままである。また、解析では、ガスコア表面の波立ちに留まらず、ガスコア形状の大変形という現象が現れた。本章では、この現象を、Kelvin-Helmholtz不安定性に起因するものと仮定して、その発生条件について考察を行う。

まず、単純化のために、ガスコア表面の流れを図 4.13 のように 2 次元で模擬した。図は、ガスコアを垂直断面で切ったときの液面近傍の様子をモデル化したものであり、 x はガスコアに沿った方向、 y はそれと垂直な方向(ガスコア表面に垂直な方向)の座標である。このような座標で考えることにより、ガスコアに沿った周方向流速を無視した。これは、ガスコア表面で周方向流速による圧力減少と重力(と表面張力)が常につり合っているとすると、周方向流速はガスコア表面の不安定性に関しては、影響しないと考えられるためである。また、 η は液面の形状を、 U_1, U_2 は、それぞれ、空気と水のガスコアに沿った方向の流速を表す。重力による加速度は、ガスコアの垂直方向からの傾きを θ としたとき、 $g \cdot \sin \theta$ で表される。液面近傍では粘性の影響も小さいと考えられるため、粘性を無視することにする。以上の仮定のもと、定常状態に擾乱を与えた流れ場は、以下の速度ポテンシャルで表される。

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y, t) &= U_1 x + \delta\phi_1(x, y, t) \\ \phi_2(x, y, t) &= U_2 x + \delta\phi_2(x, y, t) \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで、右辺第一項は定常流れ場を、第二項は微小な変動成分を表す。また、速度ポテンシャルは、以下のラプラス方程式を満足する。

$$\Delta\phi_j(x, y, t) = \frac{\partial^2 \phi_j(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j(x, y, t)}{\partial y^2}, \quad j=1,2 \quad (3.2)$$

界面を $\eta = \eta(x, t)$ で表すとき、界面での境界条件は、以下のようになる。

境界条件 : 界面上の流体粒子は界面に沿って運動する。

$$\left. \frac{\partial \phi_j(x, y, t)}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial \phi_j(x, y, t)}{\partial x} \right|_{y=0} \cdot \frac{\partial \eta(x, t)}{\partial x} + \frac{\partial \eta(x, t)}{\partial t}, \quad j=1,2 \quad (3.3)$$

境界条件 : 表面張力による力と圧力差が釣り合う。

$$p_1 - p_2 = \sigma \frac{\partial^2 \eta(x, t)}{\partial x^2} \quad (3.4)$$

ここで、 p は圧力、 σ は表面張力係数である。

境界条件 : y 方向無限遠で速度が一定になる .

$$\begin{aligned}\phi_1(x, +\infty, t) &= U_1 x \\ \phi_2(x, -\infty, t) &= U_2 x\end{aligned}\quad (3.5)$$

次に , 変動成分が , 以下のような平面波で与えられると仮定する .

$$\delta\phi_j(x, y, t) = A_j(y) e^{i(kx - \omega t)}, \quad j = 1, 2 \quad (3.6)$$

ただし , A_j は振幅 , k は波数 , ω は振動数である . 式(3.1)および(3.2)より ,

$$\Lambda \delta\phi_j(x, y, t) = \frac{d^2 A_j(y)}{dy^2} - k^2 A_j(y) = 0, \quad j = 1, 2 \quad (3.7)$$

となり , 従って ,

$$A_j(y) = C_j^+ e^{ky} - C_j^- e^{-ky}, \quad j = 1, 2 \quad (3.8)$$

ここで , C_j^+ , C_j^- は定数である .

式(3.5)より , $C_1^+ = C_2^- = 0$ となるので ,

$$\begin{aligned}\delta\phi_1(x, y, t) &= C_1^- e^{-ky} e^{i(kx - \omega t)} - C_1 e^{-ky} e^{i(kx - \omega t)} \\ \delta\phi_2(x, y, t) &= C_2^+ e^{ky} e^{i(kx - \omega t)} - C_2 e^{ky} e^{i(kx - \omega t)}\end{aligned}\quad (3.9)$$

となる . ただし , 最後の式では , C_1^- , C_2^+ を改めて C_1 , C_2 と置き換えた .

式(3.1)と(3.9)を(3.3)に代入し , 2 次以上の微小項を無視すると ,

$$\begin{aligned}C_1 \cdot (-k) e^{i(kx - \omega t)} &= \left(U_1 \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial t} \right) \eta(x, t) \\ C_2 \cdot k e^{i(kx - \omega t)} &= \left(U_2 \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \right) \eta(x, t)\end{aligned}\quad (3.10)$$

となる . 従って , A を定数として ,

$$\eta(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)} \quad (3.11)$$

の関係が導かれる。ただし、

$$\begin{aligned} i(k \cdot U_1 - \omega)A &= -k \cdot C_1 \\ i(k \cdot U_2 - \omega)A &= k \cdot C_2 \end{aligned} \quad (3.12)$$

の関係がある。

速度場の存在による圧力の分布は、圧力方程式より以下のように表せる。

$$-\frac{p_j(x, y, t)}{\rho_j} = \frac{\partial \phi_j(x, y, t)}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi_j(x, y, t)}{\partial x^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_j(x, y, t)}{\partial y^2} \right)^2 \right] \quad (3.13)$$

従って、2次以上の微小量を無視すると、速度場の変動成分による圧力擾乱は、

$$\delta p_j(x, y, t) = i(k \cdot U_j - \omega) \rho_j \cdot C_j e^{(-1)^j ky} e^{i(kx - \omega t)} \quad (3.14)$$

となる。擾乱のない状態における静圧分布を含めると、圧力は

$$p_j(x, y, t) = -g \cdot \sin \theta \cdot \rho_j \cdot y + \delta p_j(x, y, t) + p_0 \quad (3.15)$$

と表される。ここで、 p_0 は $y=0$ における圧力を表し、定数である。

式(3.4)に(3.11)と(3.15)を代入すると、

$$\begin{aligned} & i((k \cdot U_1 - \omega) \rho_1 \cdot C_1 e^{-ky} - (k \cdot U_2 - \omega) \rho_2 \cdot C_2 e^{ky}) e^{i(kx - \omega t)} \\ & - g \cdot \sin \theta \cdot (\rho_1 - \rho_2) \cdot Ae^{i(kx - \omega t)} = -k^2 \cdot \sigma \cdot Ae^{i(kx - \omega t)} \end{aligned} \quad (3.16)$$

となる。ただし、静圧については $y = \eta(x, t)$ における値を、圧力擾乱については、 $y=0$ における値を用いた。式(3.12)を代入して整理すると、

$$(k \cdot U_1 - \omega)^2 \rho_1 + (k \cdot U_2 - \omega)^2 \rho_2 + k \cdot g \cdot \sin \theta \cdot (\rho_1 - \rho_2) - k^3 \cdot \sigma = 0 \quad (3.17)$$

となる．この式を ω について解くと，

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\rho_1 \cdot U_1 + \rho_2 \cdot U_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm \left\{ V - \rho_1 \cdot \rho_2 \left(\frac{U_1 - U_2}{\rho_1 - \rho_2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

$$V = \frac{g \cdot \sin \theta (\rho_2 - \rho_1)}{k(\rho_1 + \rho_2)} - \frac{k\sigma}{\rho_1 - \rho_2}$$

となる．式(3.18)において，第一式の右辺第二項が虚数になるとき，式(3.11)より，液面の微小擾乱は時間とともに増大(Kelvin-Helmholtz 不安定の発生)することが分かる．従って，不安定発生の条件は，

$$V - \rho_1 \cdot \rho_2 \left(\frac{U_1 - U_2}{\rho_1 - \rho_2} \right)^2 < 0 \quad (3.19)$$

であり，即ち，

$$\begin{aligned} \sigma \cdot k^2 - \tilde{\rho} \cdot \Delta U^2 \cdot k + g \cdot \sin \theta \cdot \Delta \rho &< 0 \\ \tilde{\rho} &= \frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \\ \Delta U &= U_2 - U_1 \\ \Delta \rho &= \rho_2 - \rho_1 \end{aligned} \quad (3.20)$$

が成り立つ波数の擾乱は時間的に成長する．二次方程式の解の判別法より，(3.20)式の波数が正の実数の解を持つためには，以下の不等式が成り立つ必要がある．

$$\tilde{\rho}^2 \cdot \Delta U^4 - 4\sigma \cdot g \cdot \sin \theta \cdot \Delta \rho > 0 \quad (3.21)$$

(3.21)式に，解析結果の値 ($\rho_1 = 1.225[\text{kg/m}^3]$ ， $\rho_2 = 998.2[\text{kg/m}^3]$ ， $U_1 = -0.0296[\text{m/s}]$ ， $U_2 = 0.0345[\text{m/s}]$ ， $\sigma = 0.0735[\text{N/m}]$ ， $g = 9.80665[\text{m/s}^2]$ ， $\theta = 0.178[\text{rad}]$)を代入すると，左辺は-509となり，定常状態においては，不安定波は発生しないことが分かる．

次に，出口圧力に変動を与えることで，水側の流速が急速に変化する場合を考える．このとき，速度ポテンシャルは以下のように表される．

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y, t) &= U_1 x + \delta \phi_1(x, y, t) \\ \phi_2(x, y, t) &= U_2(t)x + \delta \phi_2(x, y, t) \end{aligned} \quad (3.22)$$

つまり、 U_2 は定数ではなく、 $U_2(t)$ と、時間 t の関数になる。上と同様に計算を実施すると、(3.15)式において、水側の圧力は、

$$p_2(x, y, t) = -g \cdot \sin \theta \cdot \rho_2 \cdot y - \frac{dU_2(t)}{dt} x \cdot \rho_2 + \delta p_2(x, y, t) - p_0 \quad (3.23)$$

となる。このとき、式(3.17)は、以下のように変形される。

$$\begin{aligned} & (k \cdot U_1 - \omega)^2 \rho_1 + (k \cdot U_2 - \omega)^2 \rho_2 + k \cdot g \cdot \sin \theta \cdot (\rho_1 - \rho_2) \\ & - \frac{dU_2(t)}{dt} \frac{x \cdot \rho_2}{A e^{i(kx - \omega t)}} - k^3 \cdot \sigma = 0 \end{aligned} \quad (3.24)$$

ここで、新たに加えられた項(左辺第四項)について評価を行う。この項において、擾乱発生初期における成長挙動を見ることとし、 $t=0$ を代入する。その上で表面波の節(水側に凸の部分)に挙動を見ることにすると、 $x=\pi/k$ となり、 $e^{i(kx - \omega t)}$ の実数部分は、 -1 となる。液面の擾乱振幅 A は、振幅と波長の比を α とすると、 $2\pi\alpha/k$ で与えられるため、結局、(3.24)式は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} & (k \cdot U_1 - \omega)^2 \rho_1 + (k \cdot U_2 - \omega)^2 \rho_2 - k \cdot g \cdot \sin \theta \cdot (\rho_1 - \rho_2) \\ & + k \frac{dU_2(t)}{dt} \frac{\rho_2}{2\alpha} - k^3 \cdot \sigma = 0 \end{aligned} \quad (3.25)$$

この式を ω について解くと、

$$\begin{aligned} & \frac{\omega}{k} - \frac{\rho_1 \cdot U_1 + \rho_2 \cdot U_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm \left\{ V - \rho_1 \cdot \rho_2 \left(\frac{U_1 - U_2}{\rho_1 + \rho_2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \\ & V = \frac{1}{k(\rho_1 + \rho_2)} \left(g \cdot \sin \theta (\rho_2 - \rho_1) - \frac{dU_2(t)}{dt} \frac{\rho_2}{2\alpha} - k^2 \sigma \right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

となり、不安定が発生する条件は、

$$\sigma \cdot k^2 - \tilde{\rho} \cdot \Delta U^2 \cdot k + g \cdot \sin \theta \cdot \Delta \rho - \frac{dU_2(t)}{dt} \frac{\rho_2}{2\alpha} < 0 \quad (3.27)$$

となる．二次方程式の解の判別法より，(3.27)式の波数が正の実数の解を持つためには，以下の不等式が成り立つ必要がある．

$$\tilde{p}^2 \cdot \Delta U^4 - 4\sigma \cdot \left(g \cdot \sin\theta \cdot \Delta\rho - \frac{dU_2(t)}{dt} \frac{\rho_2}{2\alpha} \right) > 0 \quad (3.28)$$

(3.28)式に，解析結果の値 ($\rho_1 = 1.225[\text{kg/m}^3]$ ， $\rho_2 = 998.2[\text{kg/m}^3]$ ， $U_1 = -0.0296[\text{m/s}]$ ， $U_2 = 0.0345 + 0.0541t [\text{m/s}]$ ， $\sigma = 0.0735[\text{N/m}]$ ， $g = 9.80665[\text{m/s}^2]$ ， $\theta = 0.178[\text{rad}]$)を代入する．ただし， U_2 の値は，計算結果から線型補間によって求めたものであり， ΔU に代入する際には， $t=0$ としたときの値を用いる．更に， α を十分に小さい値として 10^{-3} とすると，(3.28)式の左辺は 7429 となり，波数には実数解が存在する．このとき，式(3.27)より，解の範囲は，

$$0 < k < 586 \quad (3.29)$$

となるため，不安定発生の限界波長は， $0.0107[\text{m}]$ と求まる．計算結果において観察された波の波長は， $0.015[\text{m}]$ 程度であり，以上の考察から，ガスコア周辺の下降流速が急速に変化するときにガスコア表面が大きく波立つ現象は，Kelvin-Helmholtz 不安定の発生に起因するもとであると予想される．

尚， α の値を大きくした場合には短波長の不安定波は発生しないが，図 4.10 に見られるように，ガスコア表面波の振幅が大きくなると，液面に対して凸の部分の下降流速が大きく上昇し，同時にその部分の圧力が下降するため，凸の部分には，更に液面側に押し出される力が働き，液面変形が進行すると考えられる．これは，自由表面渦の流れ場において下降流速が存在する領域が渦中心近傍に限られているため，ガスコア表面が液面に対して凸になると，その部分の流路が狭くなり，ベンチュリ効果によって流速が増大するためである．

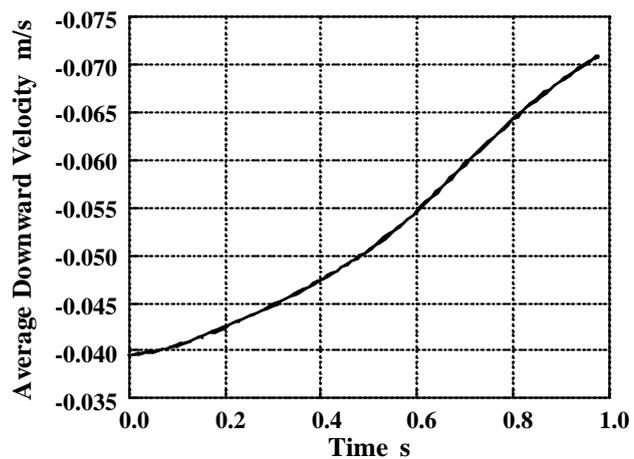


図 4.7 平均下降流速挙動

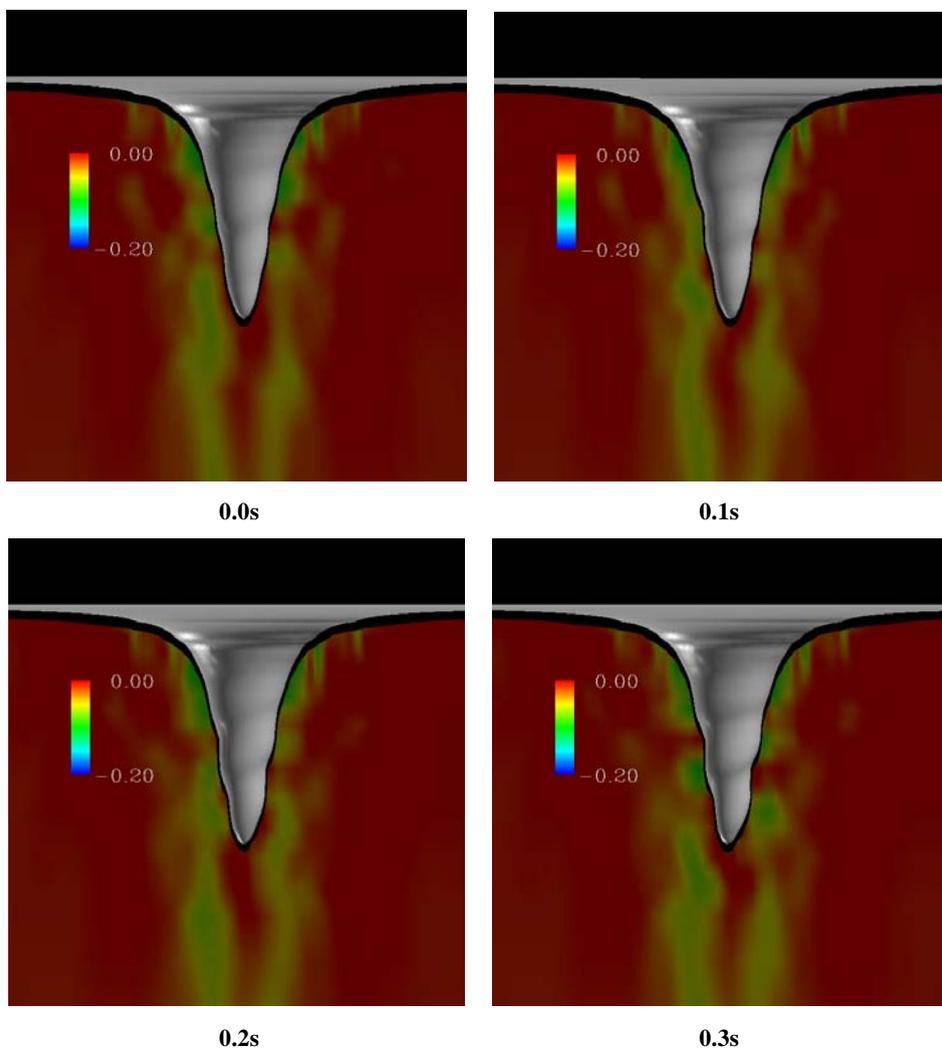


図 4.8 ガスコアの不安定挙動
(0.0~0.3 秒)

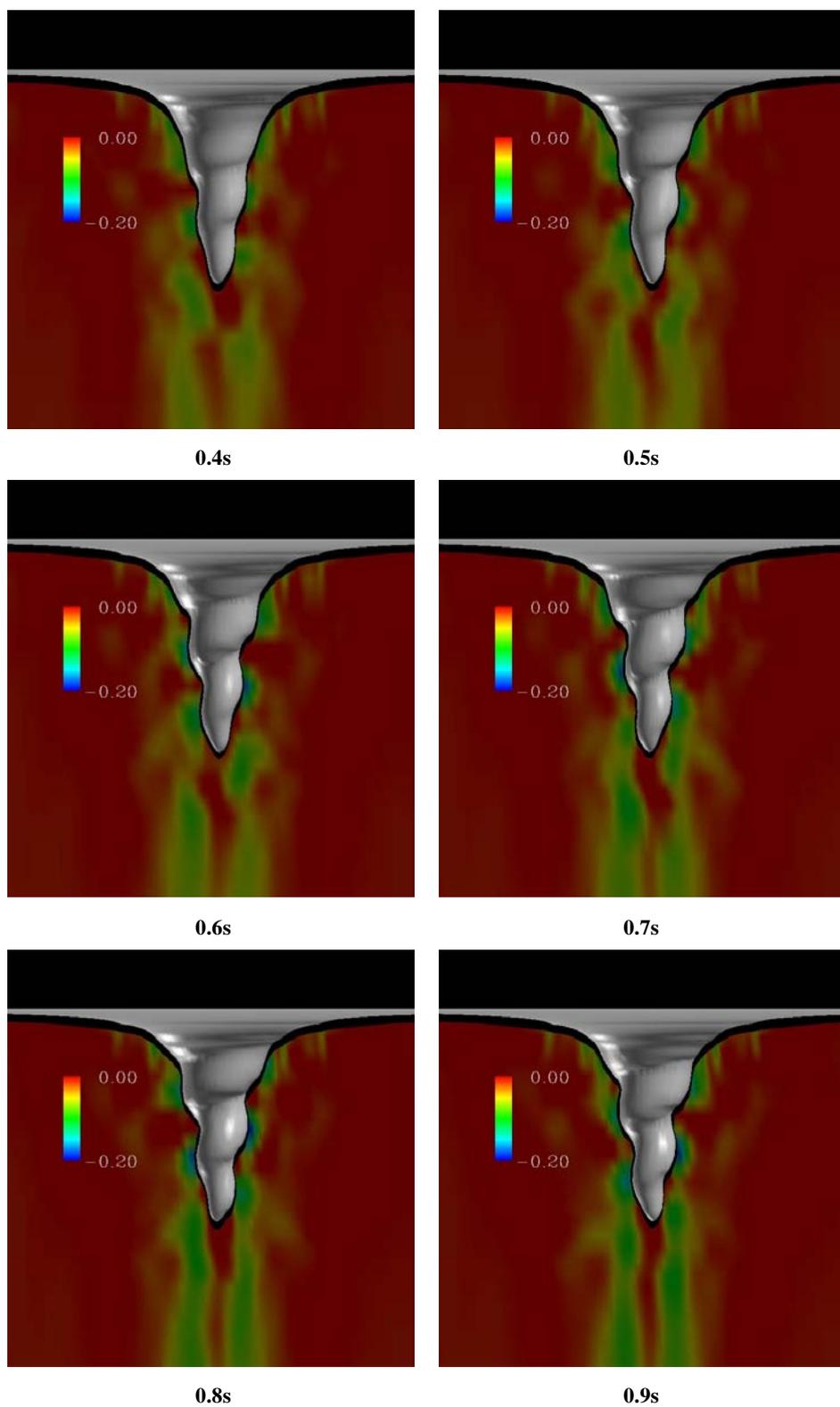


図 4.9 ガスコアの不安定挙動
(0.4~0.9 秒)

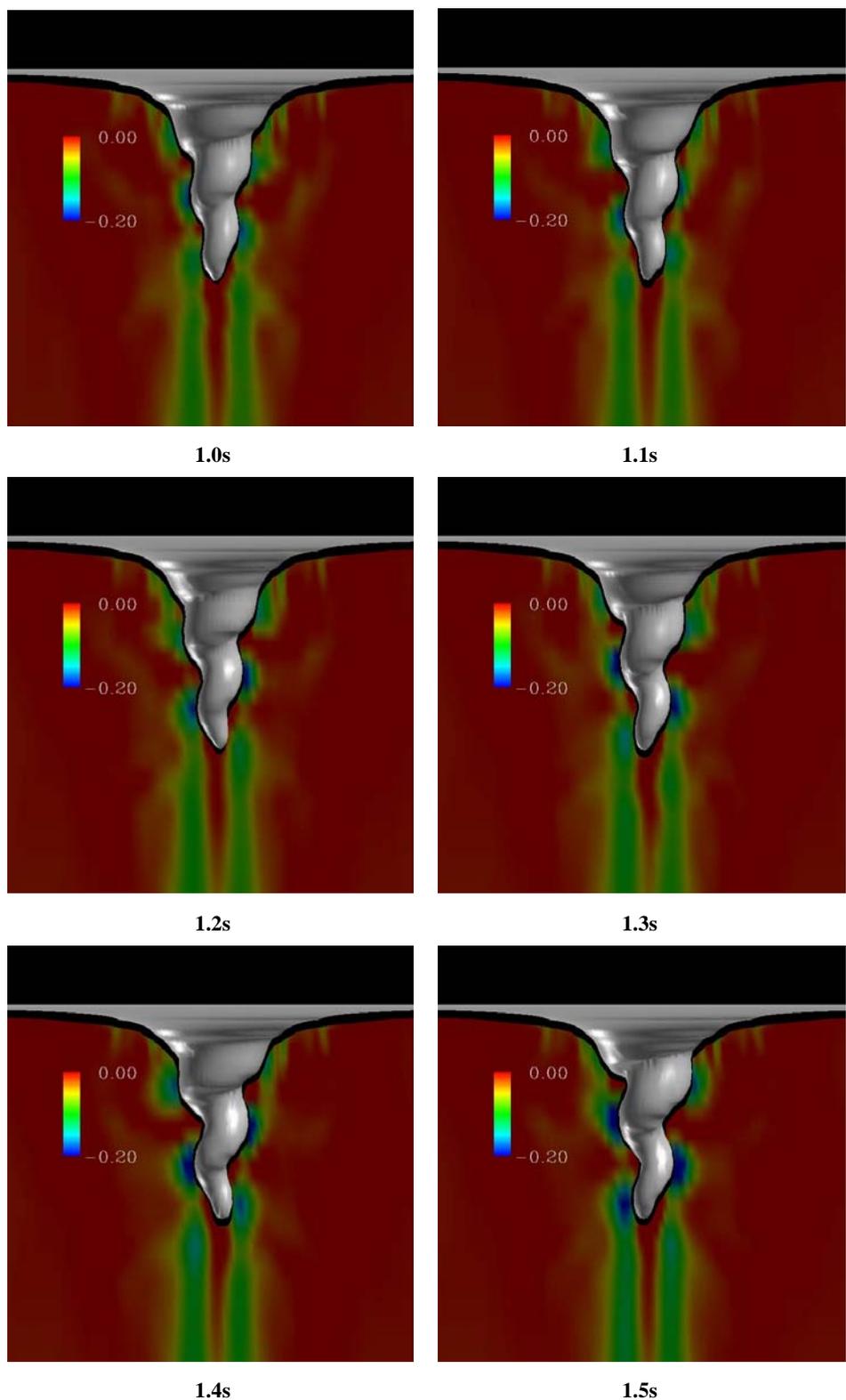


図 4.10 ガスコアの不安定挙動
(1.0~1.5 秒)

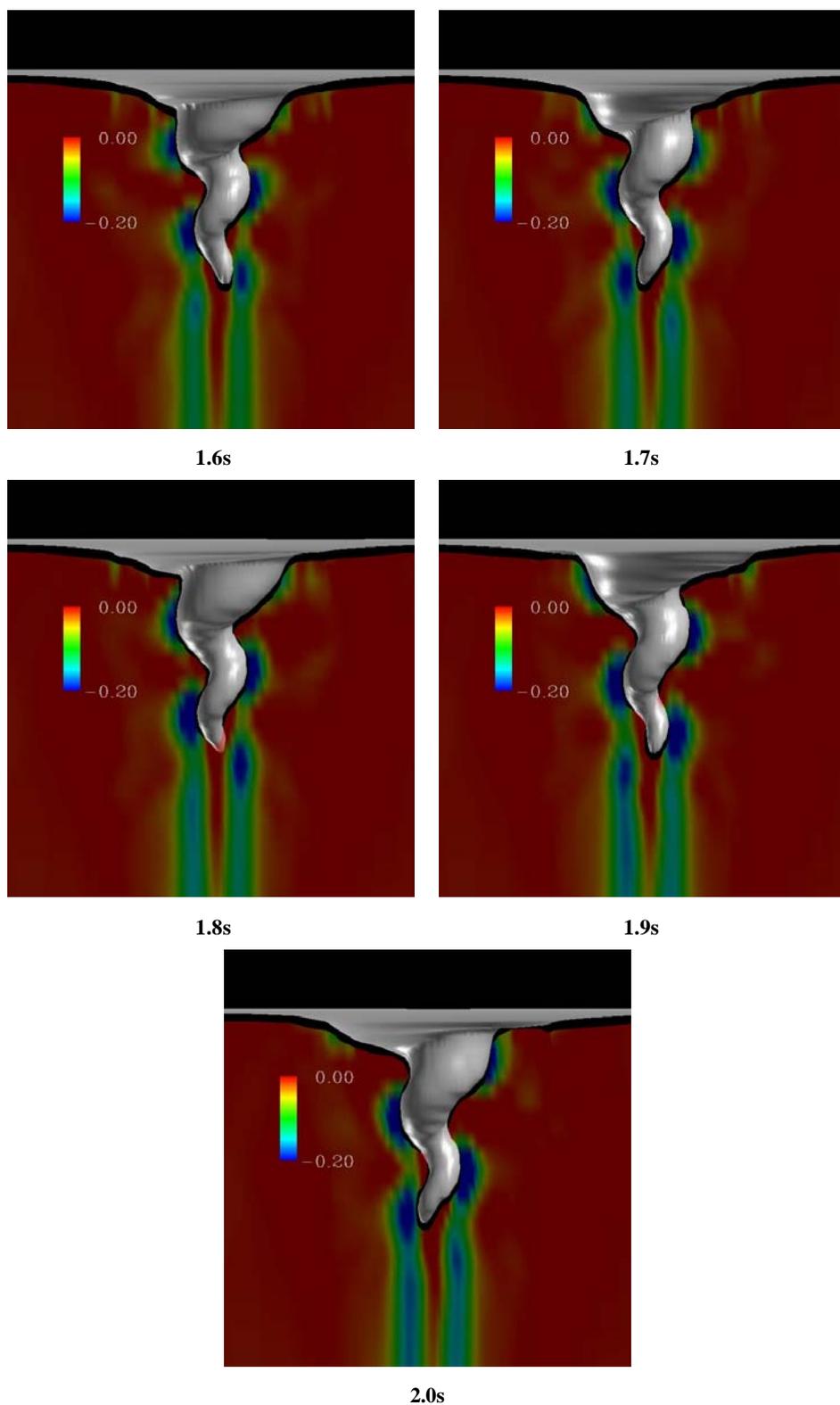


図 4.11 ガスコアの不安定挙動
(1.6~2.0 秒)

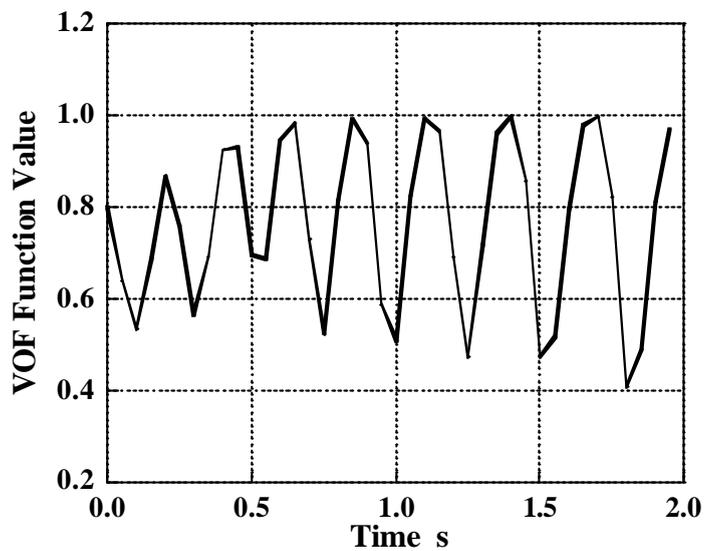


図 4.12 ガスコア表面近傍の VOF 関数値

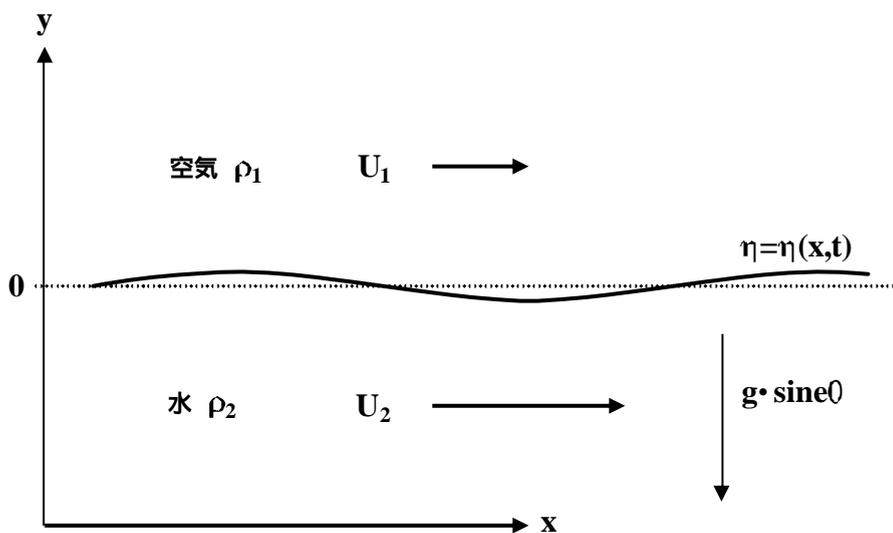


図 4.13 ガスコア表面のモデル化

4.3 ガスコアのちぎれ

くぼみ渦のガスコアは、流れ場中の乱れが小さい場合、非常に細く長く伸びることができ、守屋の実験から、0.50mの液深があっても、吸い込み近くまで伸びることが可能であると分かっている。しかし、同時に、渦に対して乱れを与え場合、特に、横流れ流速を与えた場合、ガスコアがちぎれ、渦中心近傍の下降流速に牽引されることで、ガス巻込みが発生することも分かっている。

ガスコアのちぎれを解析で求めるためには、非常に細かいメッシュによる液面形状の捕獲が必要となるため、現在までに、解析でガスコアちぎれを求めた例はほとんど見られない。しかし、ガス巻込み現象のメカニズムを理解するためには、ガスコアのちぎれを解析によって捕らえる必要がある。本章では、定常状態のガスコアに対して横流れを与えたときのガスコアの挙動を解析した結果を示す。

4.3.1 解析条件

図 4.14 に、解析の初期条件を示す。まず、定常流れ場を求め、その流れ場中の長方体領域(図 4.14 に示される領域)において、瞬間的に 5.0m/s の横流れ(ガスコアに衝突する方向)流速を与えた。横流れ流速は 1 タイムステップの間のみ与えた。その上で、ガスコア形状の変形挙動を観察した。

4.3.2 解析結果

ガスコア形状の変形挙動を、図 4.15 から 4.19 に示す。解析開始 0.0 から 0.30 秒にかけては、ガスコアに横流れが衝突することで、ガスコアが扁平な形状に変形する挙動が観察された。続いて、0.30 から 0.50 秒にかけては、扁平なガスコアの先端において、大きな気泡が回転流れのせん断力によって捻り切られる挙動が見られた。ただし、この気泡は 0.55 秒において、ガスコアと再結合した。0.60 秒においては、再結合した気泡の先端部が再びちぎれ、先程よりは小さな 2 つの気泡の離脱が見られた。これら 2 つの気泡は 0.65 秒において合体し、0.70 から 0.75 秒においてガスコアと再結合する。このとき、下降流速の存在により、ガスコアの先端は非常に細く引き伸ばされた。この細長いガスコア先端がせん断力によって切られることで、0.80 秒において、かなり小さな 2 つの気泡が離脱した。これらの気泡は下降流速によって下向きの力を受けるため、ガスコア先端から離れた位置をしばらく浮遊する(0.85 秒)が、やがて合体し(0.90 秒)大きな気泡になり、上昇してガスコアと再結合する。

以上の結果より、気泡が吸い込みまで到達することは無かったものの、ガスコアのちぎれによる気泡の離脱を解析的に捕らえることに成功し、解析によるガス巻込みメカニズムの解明が可能であることを明らかにした。

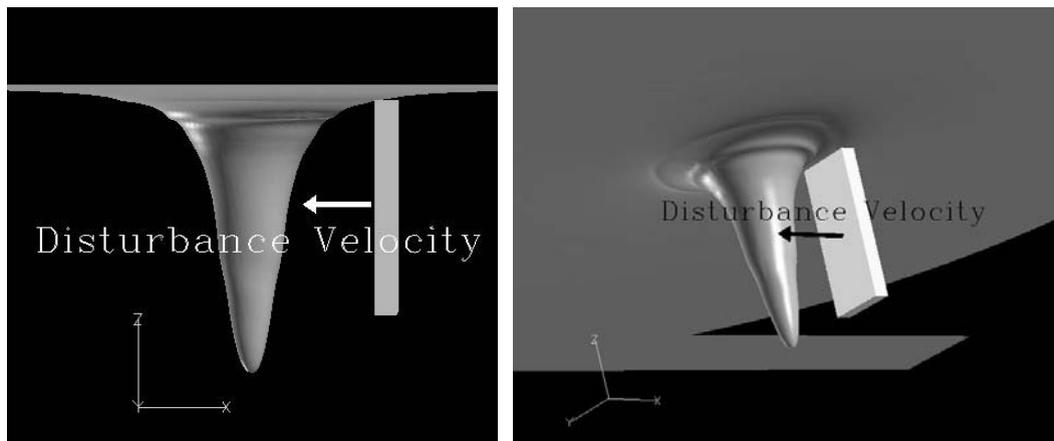


図 4.14 ガスコアちぎれ解析の初期条件
(横流れ流速の与え方)

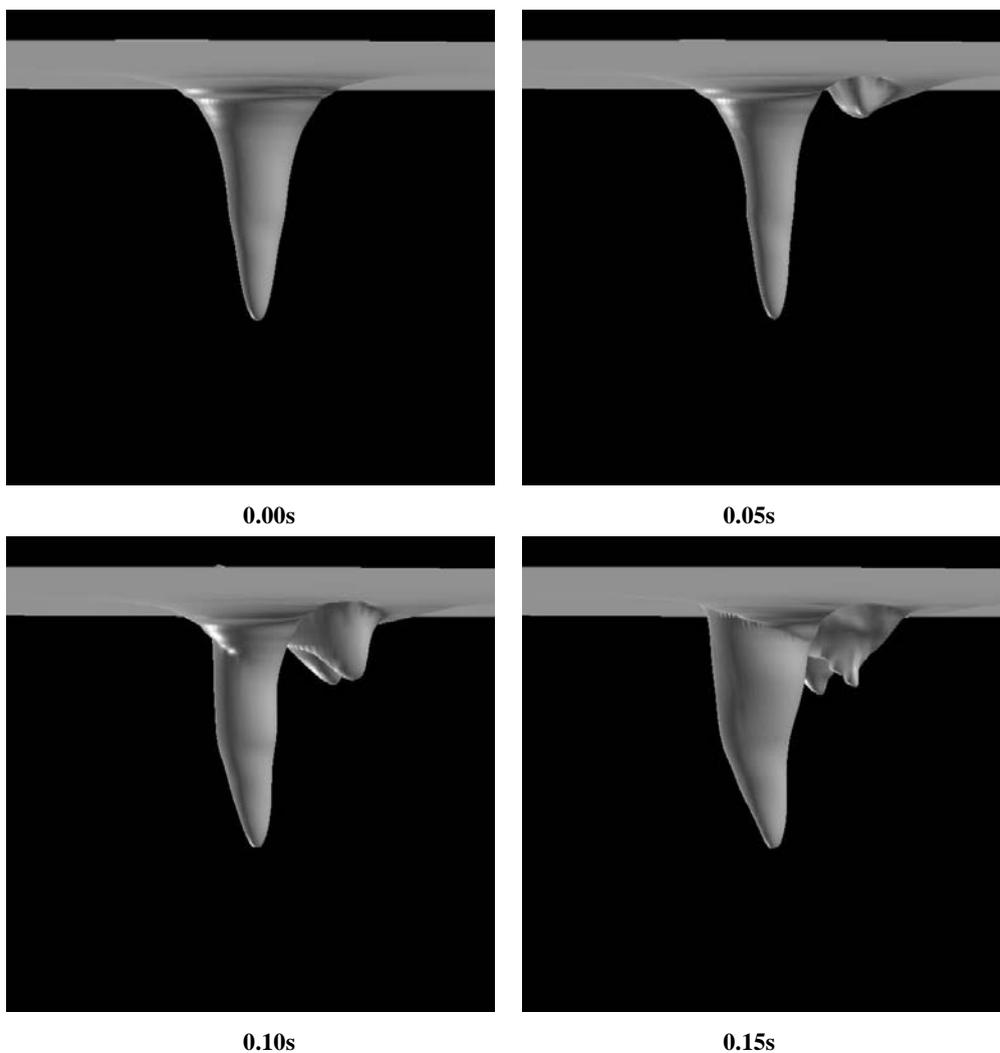


図 4.15 ガスコアの不安定挙動
(0.00 ~ 0.15 秒)

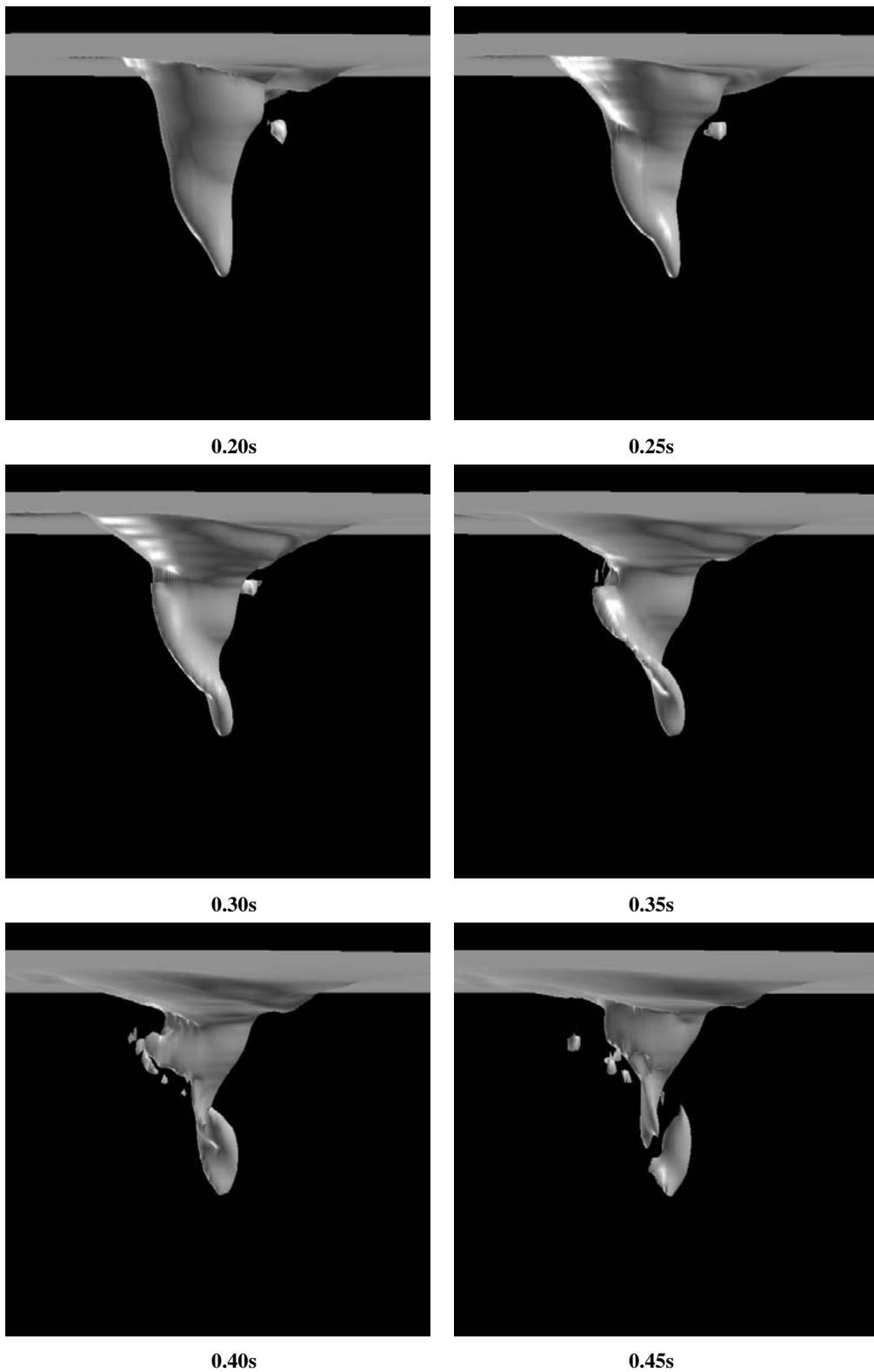


図 4.16 ガスコアの不安定挙動
(0.20 ~ 0.45 秒)

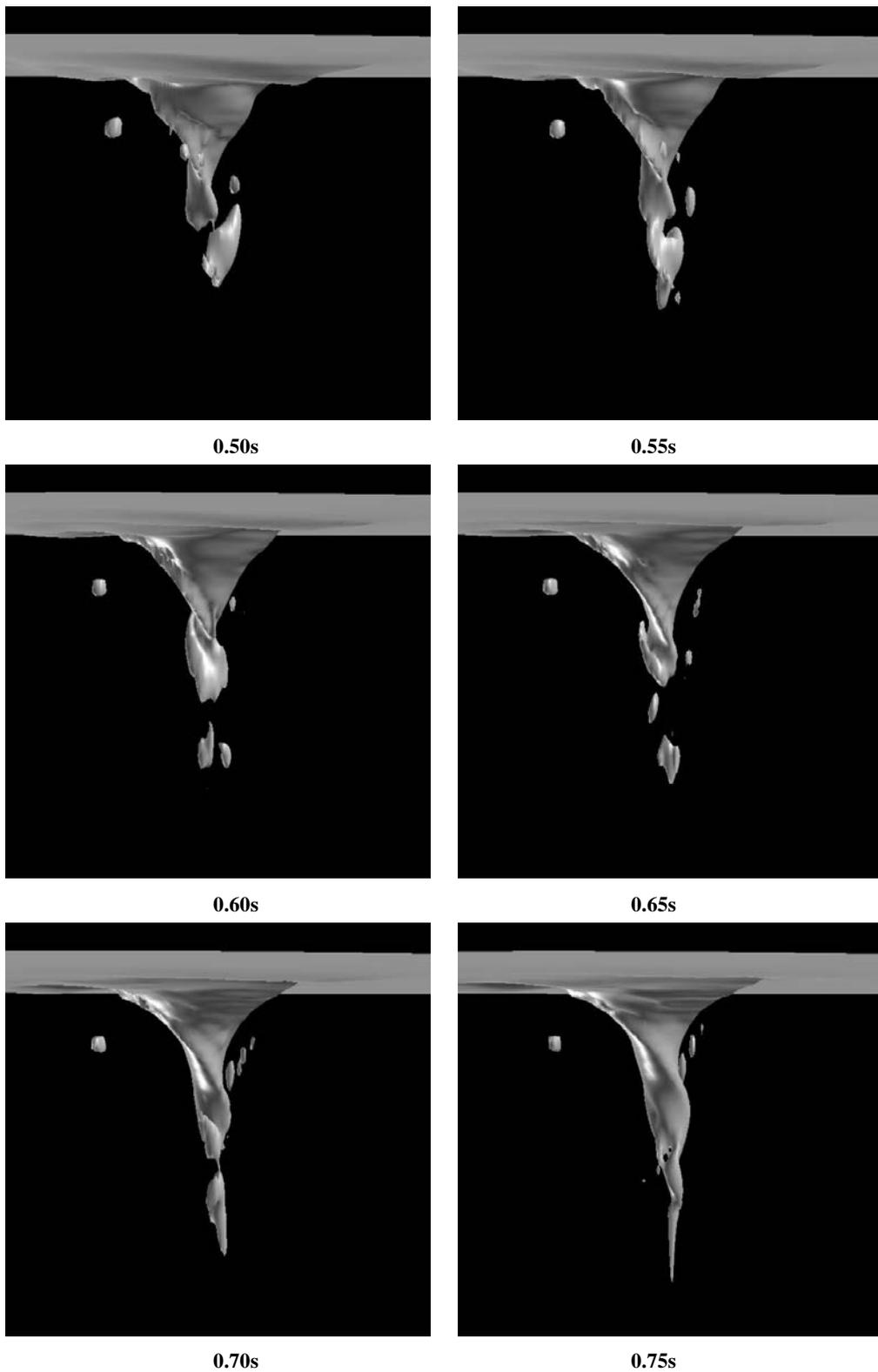


図 4.17 ガスコアの不安定挙動
(0.50 ~ 0.75 秒)

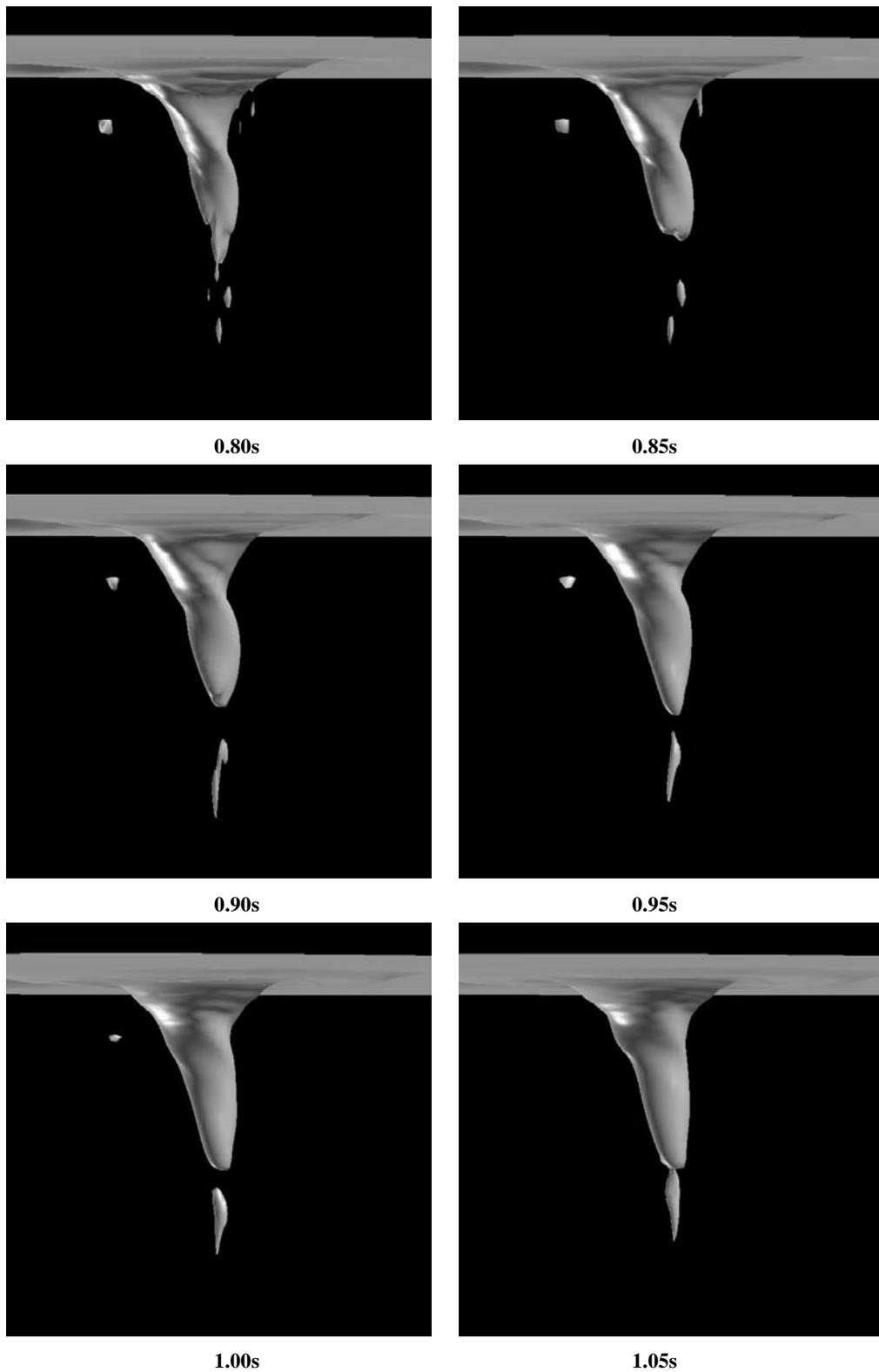


図 4.18 ガスコアの不安定挙動
(0.80 ~ 1.05 秒)

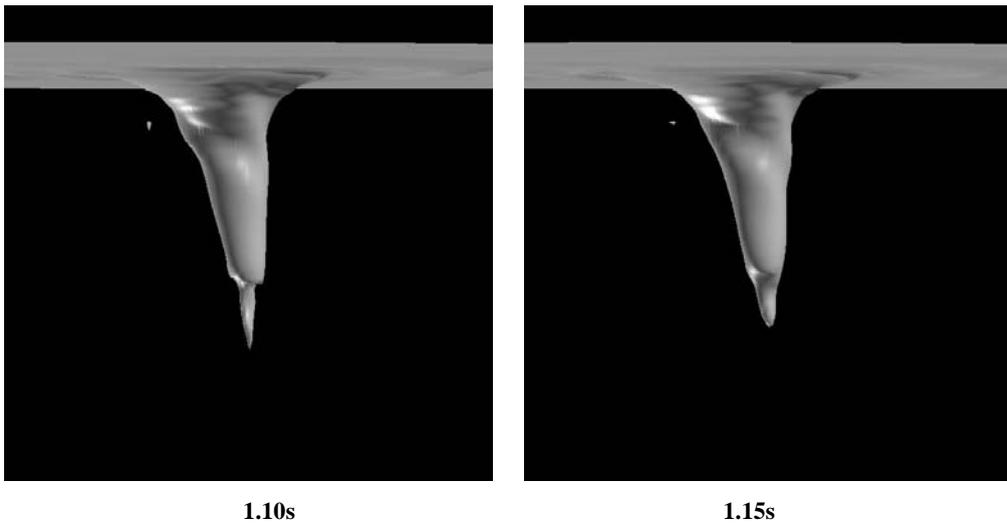


図 4.19 ガスコアの不安定挙動
(1.10 ~ 1.15 秒)

5. 結言

くぼみ渦に対する，数値解析手法の適用性を確認するために，円筒容器内のくぼみ渦を対象とした解析を実施した．以下に得られた知見を記す．

- (1) 渦中心近傍に詳細なメッシュを配置することにより，従来は捕らえられなかった渦の内部構造を捕らえることに成功した．即ち，数値解析によって精度良く渦を再現できることを確認した．
- (2) メッシュのアスペクト比や出口の境界条件を変えた解析を行い，それらが解析結果に大きな影響を与えないことを確認した．
- (3) 液面モデル(VOF)を用いる場合と，液面変形を考慮しない場合の解析の比較を行い，渦中心近傍の下降流速分布を除けば，両者の流速分布に差は見られないことを確認した．特に，メッシュが粗い場合，流速分布はほぼ完全に一致した．
- (4) 渦の発達挙動に関する非定常解析結果より，初期は出口管内において渦が形成され，それが，容器内を上方へ成長していく過程を明らかにした．
- (5) 出口部に流速変動を与えた解析を実施し，実験において観察された，ガスコア表面の波立ちを再現した．また，波の発生メカニズムについて考察し，Kelvin-Helmholtz 型の不安定が発生していることを推論した．
- (6) ガスコアに対して横流れを与える解析を実施し，ガスコア先端からの気泡の離脱を捕らえることができた．

参考文献

- [1] 村松 壽晴,山口 彰:多様な作動流体を用いた場合に顕在化する重要熱流動課題の抽出, JNC TN9400 2000-056 (2000)
- [2] 村松 壽晴,須田 一則,村上 諭,山口 彰:多様な作動流体を用いた場合の重要熱流動課題の特性比較, JNC TN9400 2000-109 (2000)
- [3] 村松 壽晴,村上 諭,山口 彰:ナトリウム冷却高速炉の原子炉容器内熱流動の研究() ~ 炉上部プレナム内流動適正化に関する解析的検討 ~ , JNC TN9400 2001-117 (2001)
- [4] 江口 譲,他 8 名:トップエントリ方式ループ型炉の中間熱交換器ガス巻き込み試験,日本機械学会,第3回動力・エネルギー技術シンポジウム (1992)
- [5] 守屋 祥一:伸長渦理論と詳細可視化・計測に基づく自由表面渦の流動特性評価,電力中央研究所報告書 U97072 (1998)
- [6] 伊藤 啓,堺 公明,山口 彰:自由液面からのガス巻き込みに関する数値解析(I) - 円筒容器内での自由表面渦の解析 - , JNC TN9400 2002-054 (2002)
- [7] FLUENT ASIA PACIFIC CO.,LTD: FLUENT マニュアル
- [8] R.I. Issa. : solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting. , *J. Comput. Phys.*, 62:40-65, (1986)

謝辞

本研究を実施するにあたり、京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻の功刀資彰助教および茨城大学機械工学科の田中伸厚助教授より、研究の各段階において助言を頂きました。

ここに、感謝の意を表します。