

粒子法による熱流動解析の研究(Ⅱ)

1997年3月

東京大学工学部附属原子力工学研究施設

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター

システム開発推進部・技術管理室

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section, O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-machi, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-Ken 311-13, Japan.

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation) 1997



粒子法による熱流動解析の研究(II)

岡 芳明、越塙誠一

液体金属冷却高速増殖炉では、液体金属ナトリウムをほぼ常圧下で冷却材として用いており、冷却系の機器内に自由液面を有している。また、冷却材の使用温度範囲が広いため、熱応力をなるべく低減するために構造物を薄肉にする必要がある。そのため、自由液面におけるスロッシングやこれと構造物との相互作用、あるいは流れに励起される流体-構造物連成振動などに関連した問題が生じやすい。しかしながら、これまでの数値解析法では、自由液面や構造物の大変形を扱えるものが無かった。マクロ粒子を用いて連続体の数値解析を行なうMPS法(Moving Particle Semi-implicit Method)では、連続体が大きく変形し、そのトポロジーまで変化してしまう場合でも適用することができる。これまでの研究で、非圧縮性流れの計算アルゴリズムの開発を行ない、自由液面での碎波を伴う流れの数値解析を行なった。本年度はこれを発展させ、流体-構造相互作用の計算法を開発し、薄肉の弾性壁によって構成されるタンク内のスロッシングの数値解析を行なうことを探査目標とした。まず、剛体壁で構成された2次元矩形タンクに周期的な外力を与えることによる有限振幅のスロッシングの計算を行ない、既存の実験データと比較した。水位が浅い場合の共鳴周波数は線形理論から導かれるものよりも大きくなるが、計算でもこれが再現され、得られた振幅は定量的によく一致した。水位が深い場合には線形理論とほぼ同じ共鳴周波数になり、計算でもこれが再現されたが、実験と比較して得られた振幅の定量的な一致はあまり良くなかった。弾性壁については、片持ち梁の自由振動の計算を行ない、固有周波数が理論解と一致することを確認した。これらの計算により、流体計算および構造計算の妥当性がそれぞれ検証された。次に、矩形タンクの左右の垂直壁を弾性壁としたスロッシングの計算を行なった。弾性壁の振動によって高次のスロッシングモードが発生するなど、剛体壁の場合と異なる挙動が計算された。本研究により、MPS法に基づいた自由液面と構造物の大変形を伴う流体-構造相互作用数値解析法が開発された。

本報告書は、東京大学工学部付属原子力工学研究施設が動力炉・核燃料開発事業団との共同研究契約に基づき、東京大学工学部付属原子力工学研究施設が実施した研究の成果である。

契約番号：084F024

事業団担当部課室及び担当者：大洗工学センター安全工学部熱流体技術開発室

佐藤 和二郎

Study of a Particle Method for Thermal-hydraulic Analysis (II)

Yoshiaki Oka* and Seiichi Koshizuka*

Abstract

In liquid metal fast breeder reactors (LMFBRs), liquid metal of sodium is used as the coolant under the atmospheric pressure. Thus, the coolant system has free surfaces in the components. In addition, the structures should be thin enough to reduce thermal stresses because the coolant is used in a wide range of temperature. Therefore, troubles may take place due to the sloshing, its interactions with structures and fluid-structure coupling vibration induced by flows. However, there have been no numerical methods to analyze large deformations of free surfaces and structures. Moving Particle Semi-implicit (MPS) method can be applied to topological change as well as large deformations of continuum since the calculation is based on macroscopic particles. We have developed an algorithm for incompressible flow analysis and flows with wave breaking on a free surface were successfully calculated. The objectives of the present study are development of the MPS method to analyze fluid-structure interactions and analysis of sloshing in a tank made of elastic walls. First, finite amplitude sloshing in a two-dimensional rectangular tank made of rigid walls induced by an external oscillating force is calculated to be compared with experimental data. When the depth of water is small, the resonance frequency is larger than that of the linear theory. The calculation result shows this phenomenon and the calculated amplitudes agree well with the experimental data. When the depth of water is large, the resonance frequency is nearly the same with that of the linear theory. The calculation result is the same as well though the quantitative agreement of the amplitude is not good. For the elastic walls, free vibration of a cantilever beam is calculated. The calculated natural frequency is the same as the theoretical solution. The fluid flow and structure analyses in the code are separately verified by the above calculations. Then, sloshing is calculated in a tank whose vertical walls are elastic. Higher-order sloshing modes are generated due to the vibrations of the elastic walls, which is different from the calculation result with the rigid walls. As a conclusion, a numerical method for fluid-structure interactions with large deformations of free surfaces and structures is developed based on the MPS method in the present study.

* Nuclear Engineering Research Laboratory, Faculty of Engineering, The University of Tokyo

目 次

1 序論	1
1.1 研究の背景	2
1.1.1 流体-構造連成問題	2
1.1.2 従来の解析手法	2
1.1.3 MPS 法	4
1.2 研究の目的	5
2 MPS 法	7
2.1 粒子間相互作用モデル	8
2.1.1 支配方程式	8
2.1.2 各方程式の取り扱い	8
2.1.3 重み関数	9
2.1.4 粒子数密度	9
2.2 勾配モデル	10
2.3 ラプラシアンモデル	12
2.3.1 ラプラシアンモデルの導出と概念	12
2.3.2 中心極限定理	13
2.4 非圧縮条件アルゴリズム	15
2.5 薄肉構造物の数値解析法	17
2.5.1 支配方程式	17
2.5.2 数値解析法	18

2.6 流体-構造相互作用の計算アルゴリズム	20
2.6.1 構造物の計算における流体の扱い	20
2.6.2 流体の計算における構造物の扱い	21
2.6.3 近傍粒子の判定	21
2.6.4 計算アルゴリズム	21
2.6.5 構造物の計算における時間刻み幅の分割	22
3 剛体壁の水槽でのスロッシングの数値解析	27
3.1 計算体系	28
3.1.1 記号の説明	28
3.1.2 初期粒子配置	30
3.2 浅い水槽における計算結果	31
3.2.1 スロッシングの計算結果	31
3.2.2 共鳴する場合とそうでない場合の波の比較	33
3.2.3 周波数応答の計算結果	34
3.3 深い水槽における計算結果	36
3.3.1 スロッシングの計算結果	36
3.3.2 共鳴する場合とそうでない場合の波の比較	38
3.3.3 周波数応答の計算結果	39
4 弹性壁の数値解析	41
4.1 計算体系	42
4.1.1 弹性壁のパラメータ	42
4.1.2 初期粒子配置	43
4.2 弹性壁の固有振動の計算の結果	44
5 弹性壁の水槽でのスロッシングの数値解析	45
5.1 計算体系	46
5.1.1 初期粒子配置	46
5.1.2 弹性壁のパラメータ	46

5.2 計算の結果	47
5.3 剛体壁の場合と弾性壁の場合の比較	49
5.4 周波数応答の計算結果	50
5.5 剛体壁の場合との周波数応答の比較	51
6 粒子法による数値解析に関する考察	53
6.1 MPS 法における誤差	54
6.2 計算粒子数の影響	55
6.3 計算時間刻みの影響	57
6.4 初期粒子配置の影響	58
6.4.1 初期粒子配置の安定な配置からのずれ	58
6.4.2 エネルギーの観点からの考察	59
6.4.3 弾性壁を含んだ体系の場合	61
7 結論	63

図 目 次

2.1	近傍粒子との相互作用	10
2.2	勾配モデルの概念	11
2.3	ラプラシアンモデルの概念	14
2.4	薄肉構造要素	19
2.5	歪みによって生じるモーメント	19
2.6	境界における重み関数の積分による計算	24
2.7	流体-構造相互作用の計算アルゴリズム	25
3.1	水槽の形状	28
3.2	波の振幅	29
3.3	$h/l = 0.1$ の水槽 (目盛の単位は m)	30
3.4	$h/l = 0.6$ の水槽 (目盛の単位は m)	30
3.5	浅い水層における計算結果 (強制振動周期 2.15sec)	31
3.6	浅い水層における計算結果 (強制振動周期 1.80sec)	32
3.7	共鳴していない場合	33
3.8	共鳴している場合	33
3.9	周波数応答の計算結果と実験の比較	35
3.10	深い水層におけるスロッシングの様子 (強制振動周期 0.80sec)	36
3.11	深い水層におけるスロッシングの様子 (強制振動周期 0.90sec)	37
3.12	共鳴していない場合	38
3.13	共鳴している場合	38
3.14	周波数応答の計算結果と実験の比較	40

4.1 弹性壁の計算の初期粒子配置	43
4.2 弹性壁の固有振動	44
5.1 $h/l = 0.6$ の水槽(目盛の単位は m)	46
5.2 弹性壁を側壁に持つ水槽での計算結果(強制振動周期 0.80sec)	47
5.3 弹性壁を側壁に持つ水槽での計算結果(強制振動周期 0.80sec)	48
5.4 弹性壁の場合	49
5.5 刚体壁の場合	49
5.6 弹性壁の周波数応答への影響	51
6.1 計算粒子数の周波数応答への影響(浅い水層)	55
6.2 計算粒子数の周波数応答への影響(深い水層)	55
6.3 時間刻幅が大きい場合の計算	57
6.4 初期配置ために生じる粒子の運動	58
6.5 初期粒子配置が原因で生じる総エネルギーの上昇	60
6.6 初期粒子配置が原因で生じる総エネルギーの上昇	61

表 目 次

3.1 周期と計算結果	34
3.2 周期と計算結果	39
5.1 周期と計算結果	50

Chapter 1

序 論

1.1 研究の背景

1.1.1 流体-構造連成問題

液体金属冷却高速増殖炉では高温の液体ナトリウムを原子炉冷却材として使用しているので、熱応力が過大にならないよう容器壁を薄肉としなくてはならない。そのため地震時に流体と構造物が連成振動を起こすことも考えられる。また、外力を加えない場合でも、流れによって構造物の振動が励起されることもある。代表的な例が構造物後流に発生する渦によって励起される振動で、「もんじゅ」の2次冷却系の温度計破損の原因である。フランスの「スーパーフェニックス」では円筒の薄肉板を乗り越えるいつ流によってその薄肉板が大きく振動し、運転停止に至った事例がある。高速増殖炉のような、自由液面を有する容器の中の流れでは、これ以外にも様々な振動が見つかっている[1]。こうした流体構造連成振動は構造物の疲労破壊につながるおそれがあるので、これらを防止することが高速増殖炉の安全性にとって重要である。

流体-構造連成問題は原子力分野にとどまらず、広く存在する。配管、ポンプ、容器などで生じる振動は、原子力プラントのみならず化学プラントでも同じように問題となる。建築工学では、ビルの屋上に自由液面を有する水タンクを設置し、ビルの振動を抑制することが行なわれている。土木工学においても、海上あるいは海岸の構造物と波浪との相互作用を解析する必要がある。特に津波や風波によって生じる海岸での碎波や越波などは複雑な現象で、海岸構造物の設計にとって重要であるにもかかわらず現在でも予測することが難しい。船舶工学においては船舶の抵抗を少しでも減らすために、船舶が作る波ができるだけ抑える研究が行なわれている。

このように流体-構造連成振動、なかでも自由表面を有する流体と構造物との連成振動は、高速増殖炉の安全性のみならず、工学の広い分野に現れる現象である。そして、こうした問題を解析し現象を予測する手法の確立が強く求められている。

1.1.2 従来の解析手法

構造物単独の振動問題は、モード解析によって解くことが一般的である。耐震設計では、構造物を簡単にバネと質点（マス）で近似し、固有振動モードを求める方法が用いら

れる。バネ-マス系による解析においては、自由液面に生じるスロッシングの効果として、液体をタンクとともに動く部分と振動する部分に分け、それぞれの質量を与える。タンクとともに動く部分はある高さでタンクに固定されており、振動する部分はまた別の高さでバネを介してタンクにつながっている。この方法では、直方体タンクや円筒タンクの場合にはそれぞれの質量や高さなどがハウスナーの評価式として得られているが、一般的な形状に対しては評価式がなく解析できない。また、構造物や自由液面の変形が大きい場合にも適用することができない。

より一般的な形状の構造物の振動を精度良く解く方法として、有限要素法によるモード解析がある。この場合、構造物を要素分割し、全体の剛性マトリックスを作成すれば、その固有ベクトルおよび固有値より振動モードの情報が得られる。あるいは、構造物が薄板であれば、厚さを考慮せず薄肉構造物の支配方程式によって構造解析を行なうことになる。一方、流体については、有限要素法あるいは有限体積法によって構造物と同様に詳細に解析することができる。流体の粘性を無視すればポテンシャル流れとして扱える。

北村らは薄肉容器の流体-構造連成振動を、流体と構造のどちらにも有限要素法コード FINAS を適用して解析した [2]。また、鈴木-原は流体をポテンシャル流れとし、構造物を下端がヒンジ支持された剛体壁とし、いつ流に伴う連成振動問題を解析した [3]。同様の問題を、廣田らは3次元体系に対して、流体をポテンシャル流れとし、構造物を円筒のモード展開によって表して、解析を行なった [4]。流体と構造をそれぞれ別の方法で解析するためには [3][4]、両者の境界条件が整合していかなければならない。また、いずれの方法も変形が微小であることを前提にしているので、大変形を扱うことができない。自由液面の変形や流体と構造物の境界の移動を、移動格子によって計算することも行なわれている。滝沢らは流れによって励起されるスロッシングを移動格子によって計算している [5]。定岡-梅垣は円管と流れの連成振動の数値解析を ALE(Arbitrary Lagrangian Eulerian) 法で行なっている [6],[7]。山口は同じく円管を過ぎる流れを計算し、「もんじゅ」の2次主冷却系のナトリウム漏洩の原因と考えられている、対称渦を伴う振動現象の解析に成功している [8]。格子を境界とともに移動させる方法では、境界移動に伴う流れ場の形状変化も考慮することができる。そのため、「もんじゅ」の流力振動の例では、始めに流れと垂直の方向に振動していた円柱が、ある程度時間が経過すると流れと平行な振動に変化して

いくことがうまく計算されている。しかしながら、流れ場のトポロジーまで変化するような大変形に対しては、格子がもつれてしまうなどの問題が生じ、格子移動の方法を適用することも困難である。

1.1.3 MPS 法

MPS(Moving Particle Semi-implicit) 法は、東京大学によって独自に開発された新しい数値解析法で、流体をマクロ粒子の集まりとして表現する。流れの支配方程式は、これと等価な粒子間相互作用に置き換えて計算する。格子を全く必要としないので、トポロジーが変化するような大変形に対しても容易に適用できる。これまでに、流体の分裂・合体を伴うダム崩壊問題 [9],[10]、海岸での碎波 [10-13]、蒸気爆発過程 [14],[15] などの計算を行なった。さらに、薄肉構造物と自由液面を有する流体との相互作用の計算を行ない、構造物と流体の両者がともに大変形する場合にも適用している [16],[17]。特に、流体-構造相互作用については、構造物が大きく変形し、これを乗り越えて流体がこぼれ落ちる様子も計算されている。従って、これまでの方法では解析できなかった大変形を伴う流体-構造相互作用問題に、MPS 法が有用であると考えられる。

1.2 研究の目的

そこで本研究では MPS 法を用いて変形する弾性壁を有する水槽内スロッシングの数値解析を行なう。まず、剛体壁で構成された水槽中でのスロッシングと弾性壁それぞれ単独の数値解析を行ない、精度を確認する。次に水槽の垂直壁を弾性壁として数値解析を行なう。本解析により、MPS 法の大変形を伴う流体-構造相互作用問題への適用性を評価する。

Chapter 2

MPS法

2.1 粒子間相互作用モデル

2.1.1 支配方程式

本手法は非圧縮性流れの数値解析を行うため、連続の式、ナビエストークス方程式を用いる。粒子法であるので、対流項は粒子を動かすことによって直接計算する。

- 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.1)$$

- ナビエ・ストークス方程式

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F} \quad (2.2)$$

ここで ρ : 密度 [kg/m^3]、 \vec{u} : 流速 [m/s]、 P : 圧力 [Pa]、 ν : 動粘性係数 [m^2/s]、 \vec{F} : 外力 [N] である。

以下で本手法における各方程式の取り扱いについて述べる。

2.1.2 各方程式の取り扱い

- 連続の式

– 連続の式は非圧縮条件アルゴリズムの計算の際に陰的に組み込まれている。基本的には密度の時間微分が 0 になるように修正計算を行うことで表現されている。

- ナビエ・ストークス方程式

– ナビエ・ストークス方程式において右辺第一項は圧力項、第二項は拡散項、第三項は外力項である。左辺の $\frac{D\vec{u}}{Dt}$ は Lagrange 微分である。圧力項は勾配モデルにより周囲の粒子の値から求められる。これは陰的に求められた圧力場から粒子を動かすときに使われる。拡散項はラプラシアンモデルにより速度を周りの粒子に陽的に分配することで表す。外力項は陽的に足し合わされ、主に重力項がある。

2.1.3 重み関数

各粒子は重み関数の与える重みで周辺の粒子と相互作用する。重み関数 $w(r)$ は以下の式で与えられる。

$$w(r) = \begin{cases} \left(\frac{r_e}{r}\right) - 1 & (r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (2.3)$$

ここで r_e : 重み関数の幅、 r : 粒子間の距離

重み関数の幅 r_e を有限とすることによって、計算を行う粒子が近傍の粒子に限定されるので大規模な計算では計算時間を短縮することができる。また、粒子間の距離 r が 0 に近づくにつれて $w(r)$ が ∞ になっていくので非圧縮条件モデルにおける数値安定性に優れている。

2.1.4 粒子数密度

ある粒子の位置 i の粒子数密度 n_i は以下の式で定義される。

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (2.4)$$

ここで添字 j は、粒子 i の近傍にある粒子の一つを意味する。

ある粒子の物理量 $\langle f(\vec{r}_i) \rangle$ は近傍の粒子の物理量を重み関数に従って足し合わせ、粒子数密度 n_i を用いて規格化することで表現する。

$$\langle f(\vec{r}_i) \rangle = \frac{\sum_j f_j w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)}{n_i} \quad (2.5)$$

従って一般的に $\langle f(\vec{r}_i) \rangle$ は、

$$\langle f(\vec{r}_i) \rangle = \langle f \rangle_i \neq f_i \quad (2.6)$$

である。単位体積中に含まれる粒子数密度 $\langle N \rangle_i$ は以下の式で与えられる。

$$\langle N \rangle_i = \frac{\langle n \rangle_i}{\int_V w(r) dv} \quad (2.7)$$

したがって流体の密度 $\langle \rho \rangle_i$ は、

$$\langle \rho \rangle_i = m \langle N \rangle_i = \frac{m \langle n \rangle_i}{\int_V w(r) dv} \quad (2.8)$$

ただし上式で m は粒子一個分の質量である。

2.2 勾配モデル

物理量 P の粒子 i から j への勾配は、粒子間差分によって以下の式で与えられ、

$$\nabla P_{i \rightarrow j} = \frac{P_j - P_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \quad (2.9)$$

これを重み関数の重みに従って足し合わせ、規格化することにより、粒子 i の位置における勾配を表す。概念図を Fig.2.2 に示す。

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{P_j - P_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right] \quad (2.10)$$

ただし、上式で n^0 は非圧縮条件モデルにより設定される粒子数密度、 d は空間次元；この場合 2 次元なので $d = 2$ 。なお近傍粒子 j の物理量の足しあわせの際自分 i の物理量は足さない。Fig.2.1 に近傍粒子との相互作用の図を示す。

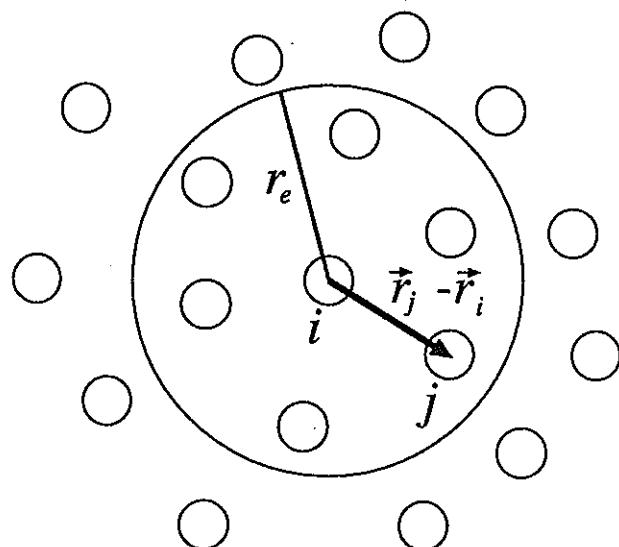


Figure 2.1: 近傍粒子との相互作用

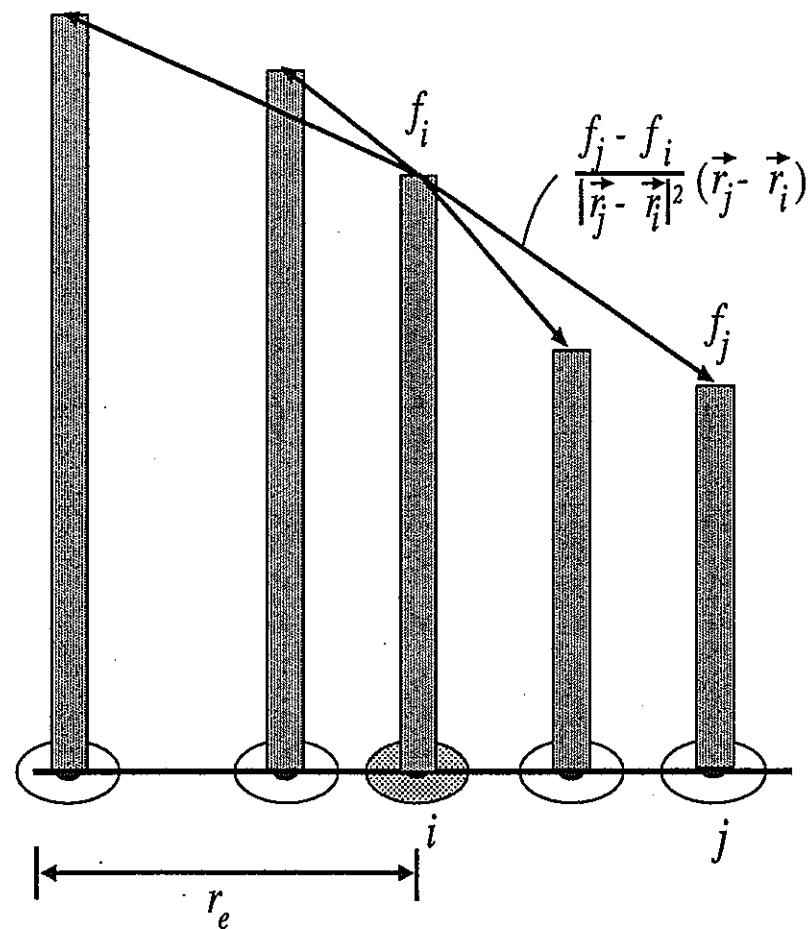


Figure 2.2: 勾配モデルの概念

2.3 ラプラシアンモデル

2.3.1 ラプラシアンモデルの導出と概念

拡散はある粒子 i の物理量 f_i を近傍の粒子 j に分配することで表す。 d 次元の拡散方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nu \nabla^2 f \quad (2.11)$$

は、物理量の初期分布をデルタ関数

$$f(\vec{r}, 0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (2.12)$$

で与え、境界を無限遠とすれば解析的に求まる。式(2.11)の t 秒後の解析解は、

$$f(\vec{r}, t) = \frac{f_0}{(4\pi\nu t)^{d/2}} \exp\left(\frac{-(|\vec{r} - \vec{r}_i|)^2}{4\nu t}\right) \quad (2.13)$$

である。式(2.13)の Δt 秒後の分散の増加量は $2d\nu\Delta t$ であるので、本ラプラシアンモデルにおいて物理量の分配の重ね合わせが $2d\nu\Delta t$ に一致するようにしてやればよい。

Δt 秒後の粒子 i から近傍の粒子 j への物理量の分配は、

$$\Delta f_{i \rightarrow j} = Aw(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)(f_j - f_i) \quad (2.14)$$

で与えられる。ここで A は規格化のための定数である。これを近傍の粒子 j すべてについて足しあわせたものが $2d\nu\Delta t$ に一致するように A を求めと、

$$\sum_{j \neq i} Aw(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) = 2d\nu\Delta t \quad (2.15)$$

から、

$$A = \frac{2d\nu\Delta t}{\sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)} \quad (2.16)$$

が得られる。上式を式(2.14)に代入すると、

$$\Delta f_{i \rightarrow j} = \frac{2d\Delta t}{n^0} \frac{\int_V w(r) dv}{\int_V w(r) r^2 dv} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)(f_i - f_j) \quad (2.17)$$

となる。さらに近傍粒子すべてに対してこれを足し合わせることによって以下に示すラプラシアンモデルが得られる。

$$\langle \nabla^2 f \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^6} \sum_{j \neq i} (f_j - f_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (2.18)$$

ただし

$$\lambda = \frac{\int_V w(r) r^2 dv}{\int_V w(r) dv} \quad (2.19)$$

Fig.2.3にラプラシアンモデルの概念図を示す。

2.3.2 中心極限定理

本来、物理量の分散はガウス分布に則っておこなわれるべきであるが、MPS法では重み関数にガウス関数を用いていない。これでは正しい分配が行われていないのではないかと考えられるが、中心極限定理によって、MPS法で重み関数が何であってもガウス関数に収束することが保証されている。すなわち、

任意の分配関数 $f(r) : r = |\vec{r}|$ で物理量 ϕ を分配するとする。

$$\phi^n(r) = \frac{1}{\int_V f(r) dv} \int_V f(r - r') \phi^{n-1}(r') dv \quad (2.20)$$

として、分布 ϕ^{n-1} から ϕ^n を導く。その時、いかなる関数 $f(r)$ であってもその分散が $2dt$ なら、 $f^n(r) : n \rightarrow \infty$ はガウス関数

$$f(\vec{r}, t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi t}} \right)^d \exp \left(\frac{-\vec{r}^2}{4t} \right) \quad (2.21)$$

に一致する。

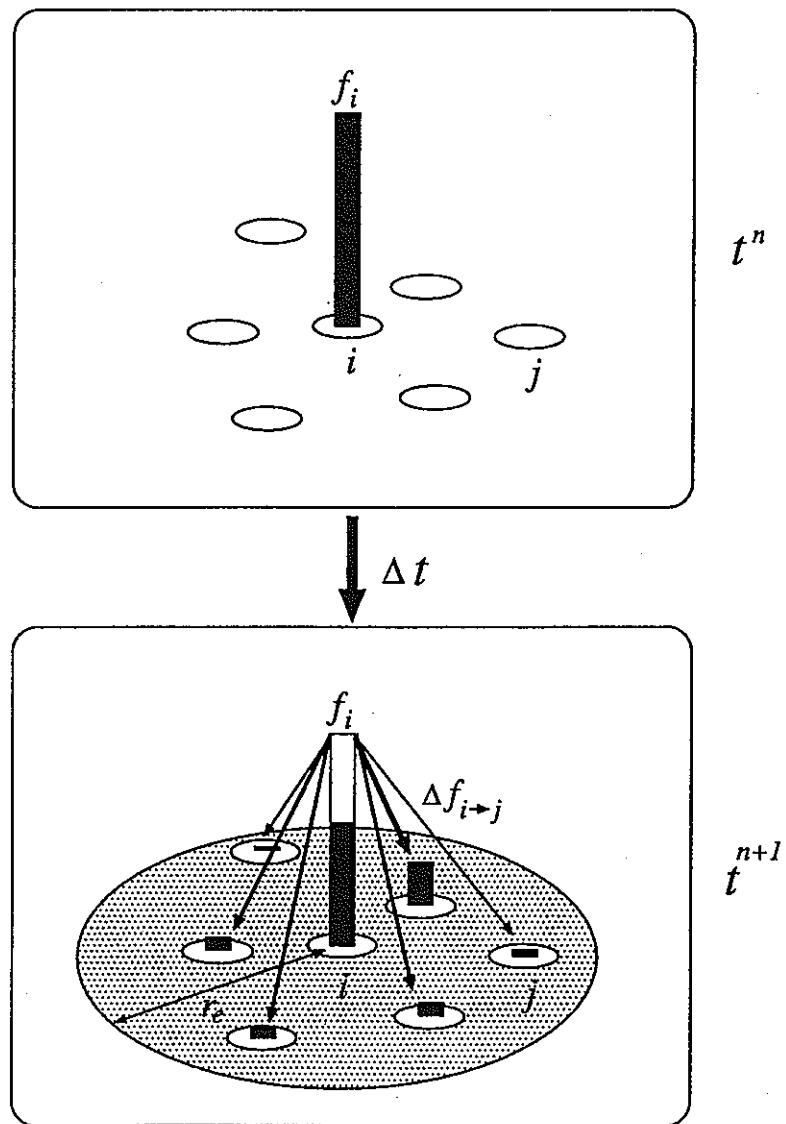


Figure 2.3: ラプラシアンモデルの概念

2.4 非圧縮条件アルゴリズム

MPS 法は半陰的な数値解法である。圧力項を陰的に、他の項を陽的に解くことにより数値安定性を向上させている。連続の式に圧縮性の項を入れることにより、擬似的に圧縮性の効果も扱うことが可能である。ここでは以下の基礎式からポアソン方程式を導出し、そこでいかに非圧縮条件を満足させているかについて示す。

まず圧力項以外を陽的に計算することにより、仮の流速 \vec{u}_i^* 、位置 \vec{r}_i^* から仮の粒子数密度 $\langle n \rangle_i^*$ を算出するが、陽的な計算のために一般に $\langle n \rangle_i^*$ は n^0 とは異なる。このため粒子数密度の修正量 $\langle n \rangle_i'$ を以下のように定義する。

$$n^0 = \langle n \rangle_i^* + \langle n \rangle_i' \quad (2.22)$$

同様に陽的に計算された流速、密度が連続の式を満足するために、速度の修正量 (\vec{u}_i') および密度の修正量 (ρ') を以下のように定義する。

$$\vec{u}_i^{n+1} = \vec{u}_i^* + \vec{u}_i' \quad (2.23)$$

$$\rho^{n+1} = \rho^* + \rho' \quad (2.24)$$

ナビエ・ストークス方程式 (2.2) において陽的に仮の流速を求めるとき

$$\frac{\vec{u}_i^* - \vec{u}_i^n}{\Delta t} = \nu \nabla^2 \vec{u}_i^n + \vec{F}$$

ここで求めた \vec{u}_i^* から陰的な圧力勾配項は

$$\frac{\vec{u}_i^{n+1} - \vec{u}_i^*}{\Delta t} = - \frac{\langle \nabla P \rangle_i^{n+1}}{\rho}$$

である。これを整理して、

$$\vec{u}_i' = - \frac{\Delta t}{\rho} \langle \nabla P \rangle_i^{n+1} \quad (2.25)$$

を得る。

次に連続の式 (2.1) を時間について離散化すると、

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^*}{\Delta t} + \rho^0 \nabla \cdot \vec{u}' = 0 \quad (2.26)$$

となる。次に式(2.26)に式(??)を代入すると、圧力のポアソン方程式

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{n+1} = \frac{\rho}{\Delta t^2} \left\{ \frac{\rho^0 - \rho^*}{\rho^0} \right\} \quad (2.27)$$

が得られる。ここで式(2.8)から粒子数密度で書き表すと式(2.27)は結局以下のようになる。

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{n+1} = \frac{\rho}{\Delta t^2} \left\{ \frac{n^0 - \langle n \rangle_i^*}{n^0} \right\} \quad (2.28)$$

2.5 薄肉構造物の数値解析法

2.5.1 支配方程式

ここでは薄肉構造物の支配方程式を用いる。

$$\rho h \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = [\frac{\partial^2}{\partial y^2} (EI\epsilon) + (P_b - P_f)] \vec{n} \quad (2.29)$$

ただし、

ρ : 密度

h : 厚さ

\vec{u} : 速度ベクトル

y : 長さ方向の座標

EI : 曲げ剛性

ϵ : ひずみ

P_f, P_b : 表面および裏面の圧力

\vec{n} : 垂直方向単位ベクトル

ひずみは次の式で表される。

$$\epsilon = -\frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (2.30)$$

θ : 長さ方向の角度

薄肉構造物では、構造物の厚みを無視するとともに構造物の面と垂直方向の変位のみを考える。従って、通常の厚肉構造物における等方的な支配方程式とは異なっている。

薄肉構造物における歪みは、式(2.30)のように長さ方向の角度の空間微分で表される。長さ方向の角度は変位の空間1階微分であるから、歪みは変位の2階微分となる。

支配方程式(2.29)は動的な方程式であり、右辺は2つの項より構成されている。1つは歪みの2階微分に比例する項で、薄肉構造物の変形によって生じる力を表している。これを内部力と呼ぶことにする。歪みが変位の2階微分であるから、結局この項は変位の4階微分である。もう1つは構造物両側の表面の圧力差によって生じる力である。これを外部力と呼ぶことにする。どちらの力も構造物の面に対して垂直方向に働く。構造物の長さ方向の運動については、その方向に構造物は変形しないという条件から決定される。

2.5.2 数値解析法

今、2次元空間を考えると、薄肉構造物は1次元になる。そこで、薄肉構造要素を等間隔1で1列に並べることにより離散化する。ここで1は、初期配置における流体粒子の粒子間距離10と同じとする。要素*i*における角度変化 $\Delta\theta_i$ はFig.2.4のようになる。要素*i*における離散化された歪み ϵ_i は $\Delta\theta_i$ を用いて次のように表す。

$$\epsilon_i = -\frac{\Delta\theta_i}{l} \quad (2.31)$$

曲げモーメント M_i と歪み ϵ_i は、

$$M_i = EI\epsilon_i \quad (2.32)$$

の関係にあるので、これによって要素*i*を中心に Fig.2.5のような離散的な偶力を生じさせる。これを各要素について計算し、力の和を取ることによって支配方程式(2.29)右辺の第1項、すなわち内部力を計算する。

Fig.2.5のような偶力は、構造物にモーメントのみを生じさせ、力の総和としてはゼロになる。個々の要素で力の総和をゼロとしているので、たとえ構造物が大変形したとしても力の総和がゼロになることが保証される。従って、構造物のみが浮いた状態で振動していたとしても、構造物の重心が計算するにつれて移動していくことは無い。

構造物の表と裏の面の圧力差によって生じる外部力は、単に圧力差に構造要素の長さ1を掛けることで得られる。

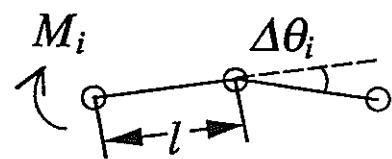


Figure 2.4: 薄肉構造要素

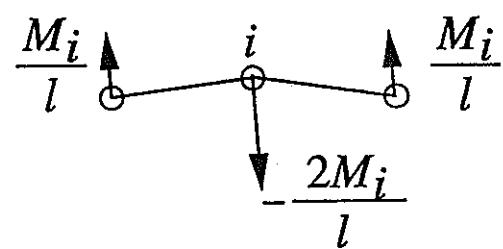


Figure 2.5: 歪みによって生じるモーメント

2.6 流体-構造相互作用の計算アルゴリズム

2.6.1 構造物の計算における流体の扱い

流体から構造物に作用する力は、構造要素両面にかかる圧力を介するものとする。それぞれの構造要素は、表面と裏面にそれぞれ圧力変数を配置し、これらは流体内部の圧力場の計算とともに解く。流体内部の圧力場は圧力のポアソン方程式によって計算されるが、その際に構造要素表面の圧力変数を、ディリクレ境界条件として組み込む。

圧力のポアソン方程式では空間 2 階微分であるラプラシアンを粒子間相互作用として離散化する必要がある。ラプラシアンの粒子間相互作用モデルについては既に説明したが、薄肉要素の場合にはモデル上の問題が生じる。粒子間相互作用は重み関数に基づいて行ない、この重み関数の覆う範囲は粒子間距離の 4 倍としている。従って、境界近傍に流体粒子が来た場合に、重み関数の範囲は境界の奥にも達する。そのため、これまでの MPS 法の計算では壁境界として 3 列の壁粒子を配置して、流体粒子の重み関数の到達範囲に十分な数の粒子が存在するようにしていた。こうしないと、境界に近づいた流体粒子は、相互作用する粒子数が減少するため、計算に狂いが生じることになる。しかしながら、薄肉構造要素では、要素の両面に圧力変数を配置し、どちらの側も同じように流体粒子の接近を許す必要があるので、これまでのように壁粒子を複数列並べることができない。

そこで次のような工夫を考えた。流体粒子が薄肉構造要素に近づいて来たときに、構造要素の重みとしてその構造要素の背後の部分も加えるというものである。概念を Fig.2.6 に示す。流体粒子の重み関数の到達範囲を扇型で表している。今、流体粒子から見て構造要素の背後となる斜線の領域の重み関数の積分値を、その構造要素の重み関数の値として用いる。これは、複数列の壁粒子が存在する場合の、背後に並んでいる粒子の重み関数分を加えることを意味している。この積分は解析的に行なう。

本研究では、薄肉構造壁だけでなく剛体壁も計算に用いているが、剛体壁においてもこの積分を用いた重み関数の計算を用いることで、1 列の要素だけで壁境界を表すようにしている。この境界条件は計算が複雑になるが、境界に配置する粒子数を大幅に削減するこ

とができる。

2.6.2 流体の計算における構造物の扱い

流体の各時間ステップでの計算は、薄肉構造要素の場合も剛体壁要素の場合も同じく、圧力のポアッソン方程式の計算の際に要素表面の圧力をディリクレ境界条件として組み込む。

2.6.3 近傍粒子の判定

薄肉構造要素の導入により、粒子間相互作用を行なうべき近傍粒子の判定に注意する必要がある。たとえ2つの粒子が互いに近傍にあったとしても、薄肉構造壁で隔てられていたら相互作用しないようにしなければならない。まず、2つの流体粒子 i, j が互いに重み関数の範囲内の近傍であったとする。この時、2つの流体粒子を結ぶ直線が薄肉構造要素と交わっていたら、2つの流体粒子の間は切断されているものとして近傍粒子のリストから除く。また、構造要素は両面に圧力変数を配置しており、近傍の流体粒子のうちその構造要素の面の側に存在しているもののみを近傍リストの中に入れるようとする。

2.6.4 計算アルゴリズム

MPS法に基づいた流体-構造相互作用の計算アルゴリズムを図2-4に示す。

まず時間刻み幅 Δt で外力項を陽的に計算して速度を更新し、粒子を移動させる。次に、構造要素の内部力と外部力を陽的に計算し、構造要素を面と垂直の方向に移動させる。構造要素の長さ方向の運動については、構造要素の間隔が常に1の一定値に保たれるように決める。ここまで計算は、流体粒子も構造要素もどちらも陽的な計算をしているので、前の時間ステップの値しか参照せず、互いに独立に計算できる。陽的な計算が終わったら、流体粒子と構造要素を合わせて圧力場の計算を行なう。流体粒子はこの新しく得られた圧力場で圧力項の計算を行ない、速度と位置を修正する。構造要素についてはここで得られた圧力場はこの時間ステップの計算には影響させず、次の時間ステップでの外力項に反映させる。

構造要素の移動にはルンゲ・クッタ法を用いる。これは、一般的に振動問題において

は、高次のスキームを用いないと、振幅が拡大したり減衰したりするためである。ルンゲ・クッタ法では4段階の計算を行なう。まず古い時刻 n の要素位置を用いて離散化された式(2.29)の計算を行ない、速度ベクトルを得る。

$$\vec{u}_0 = f(x_n) \quad (2.33)$$

この速度ベクトルを新しい時刻の値とすればオイラー陽解法になる。さて、この速度ベクトルを用いて $\frac{1}{2}\Delta t$ だけ要素を移動させ、再び速度ベクトルを計算する。

$$\vec{u}_1 = f\left(x_n + \frac{1}{2}\Delta t \vec{u}_0\right) \quad (2.34)$$

この速度を用いて同じ計算をもう1度繰り返す。

$$\vec{u}_2 = f\left(x_n + \frac{1}{2}\Delta t \vec{u}_1\right) \quad (2.35)$$

この速度を用いて今度は5移動させて流速ベクトルを計算する。

$$\vec{u}_3 = f(x_n + \Delta t \vec{u}_2) \quad (2.36)$$

最後にこれまで得られた4つの流速ベクトルを平均して新しい時刻 $n+1$ の流速ベクトルとする。

$$\vec{u}^{n+1} = \frac{1}{6}(\vec{u}_0 + 2\vec{u}_1 + 2\vec{u}_2 + \vec{u}_3) \quad (2.37)$$

新しい時刻の要素位置計算にはこの速度ベクトルを用いる。

$$\vec{x}^{n+1} = \vec{x}^n + \Delta t \vec{u}^{n+1} \quad (2.38)$$

2.6.5 構造物の計算における時間刻み幅の分割

流体と構造物のどちらも陽的な計算をしているので、取りうる時間刻み幅 Δt が数値安定性により制約される。まず、流体ではクーラン数により制限される。粒子法ではクーラン数を次のように定義する。

$$C = \frac{\Delta t u}{l_0} \quad (2.39)$$

ここで l_0 は初期配置における粒子間距離である。本計算ではクーラン数を 0.2 として時間刻み幅を自動的に与えながら計算を進めている。

一方構造物は、最も短い周期の固有振動モードで制限される。最も短い固有振動は、隣り合う構造要素間で生じる局所的なもので、その周期は、

$$T_l = \sqrt{\frac{\rho h}{3EI}} l^2 \quad (2.40)$$

である。構造計算の時間刻み幅の上限は、式 2.40 を考慮して入力データとして与える。

クーラン数では粒子間距離の 1 乗に比例しているのに対し、固有振動では要素間距離の 2 乗に比例している。これは、要素分割を細かくしていくにつれ、構造物の方が時間刻み幅の制限が厳しくなることを意味している。本研究においては、通常構造物の固有振動から制限される時間刻み幅の方が小さい。そこで、構造物の計算では流体の計算の時間刻み幅の $1/n$ とし、1 回の流体の陽的な計算に対して構造の計算を n 回行なうようにする。

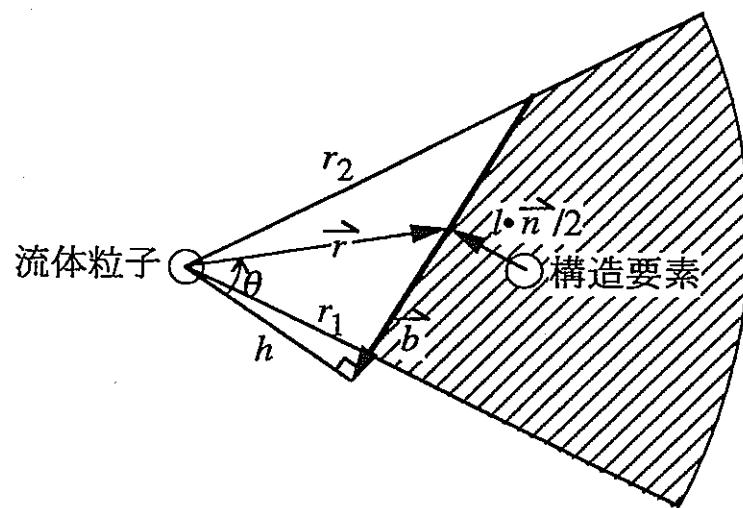


Figure 2.6: 境界における重み関数の積分による計算

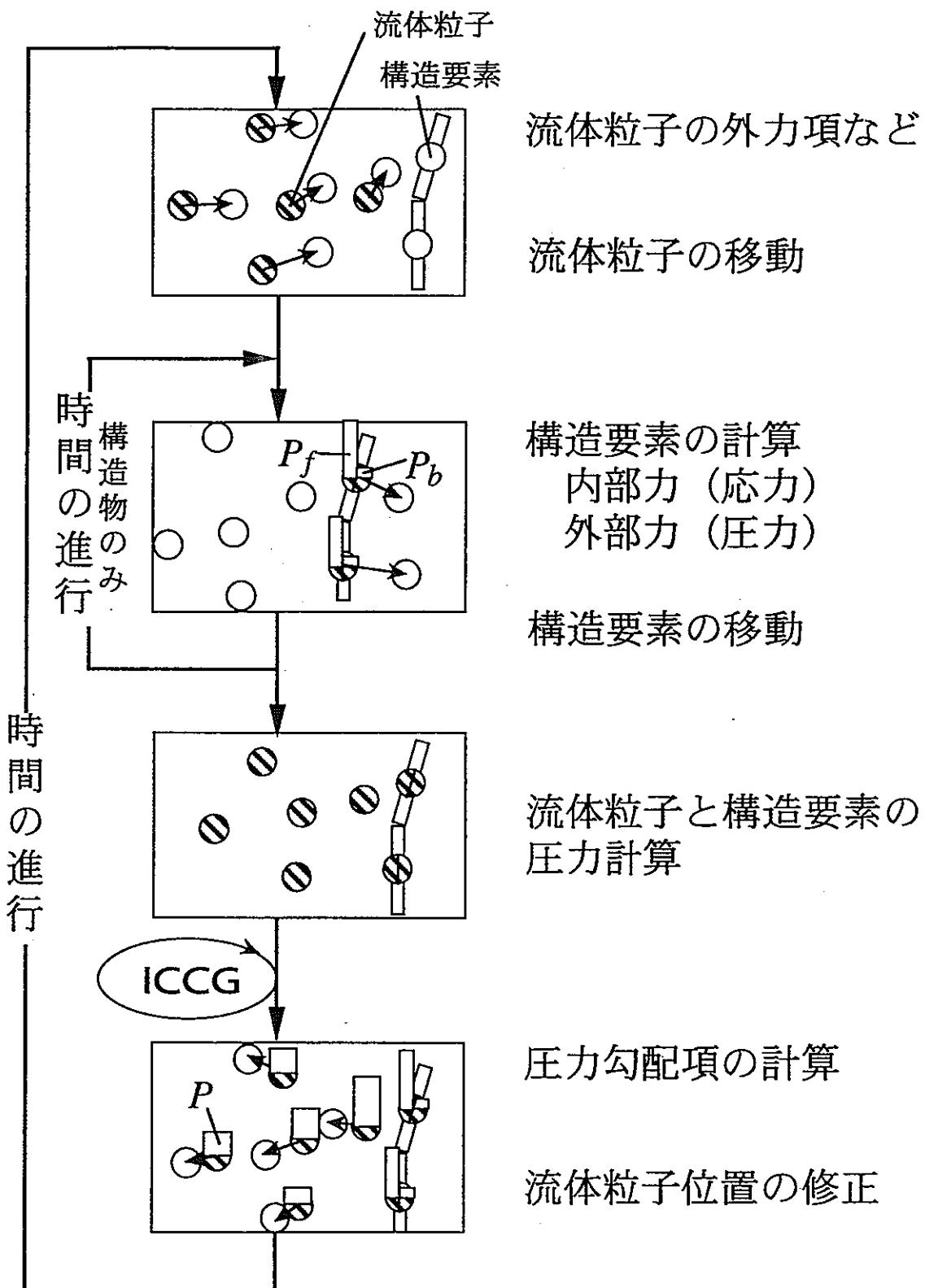


Figure 2.7: 流体-構造相互作用の計算アルゴリズム

Chapter 3

剛体壁の水槽でのスロッシングの数値解析



この計算は MPS 法によるスロッシングの解析がどの程度実験と合致するか調べるために行なった。比較の対象としては文献 [18], 文献 [19] の実験を用いた。

3.1 計算体系

3.1.1 記号の説明

1. h/l

体系の性質を決定する重要な因子として水深と水槽の幅がまず挙げられる。

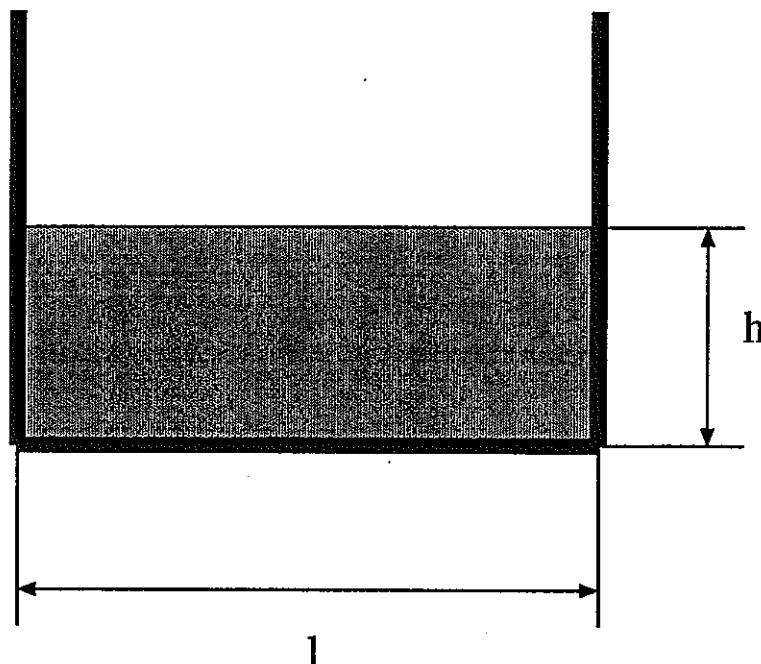


Figure 3.1: 水槽の形状

文献 [19] では h/l の値を用いて体系を表現し、強制振動の周波数に対する応答の違いが示されている。ここではこれに従い体系の表現方法として h/l を用いる。

2. A/X_0

水槽の強制振動の大きさは X_0 、それに対する波の振幅は A とする。生じた波の高さの評価は [19] に従い A/X_0 で行なう。

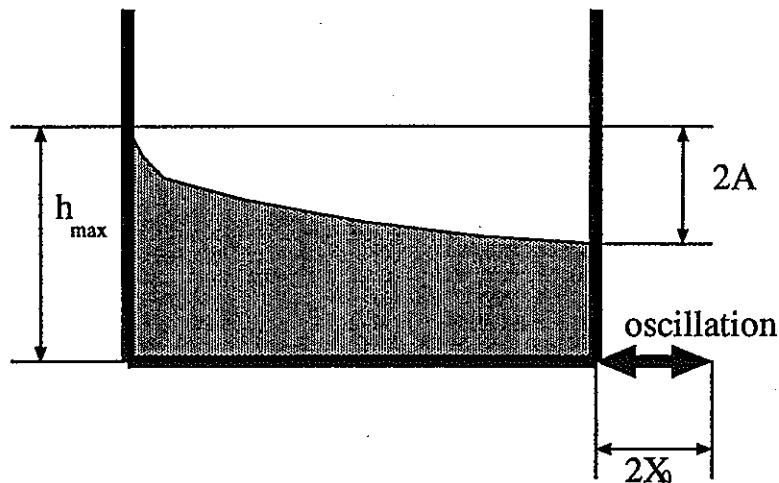


Figure 3.2: 波の振幅

また波の振幅 A は強制振動時の水面の最大高 h_{max} により次式のように求める。

$$A = h_{max} - h \quad (3.1)$$

3. ω/ω_1

ω は強制振動の角振動数、 ω_1 は線形理論より求められる矩形水槽の固有振動数である。 X_0 の値が同じであっても A の値は ω に依存して大きく変化する。 ω_1 は文献 [18] により

$$\frac{l\omega_1^2}{g} = \pi \tanh \frac{\pi h}{l} \quad (3.2)$$

で求めることができる。

3.1.2 初期粒子配置

計算体系としては文献 [18], 文献 [19] との比較のため $h/l = 0.1, 0.6$ の場合を用いて行なう。水槽の形状は $h/l = 0.1$ のとき Fig.3.3, $h/l = 0.6$ のとき Fig.3.4 で図示する通りである。以下では $h/l = 0.1$ の水槽を浅い水槽、 $h/l = 0.6$ の水槽を深い水槽と呼ぶ。粒子数はそれぞれ 1800 と 3600 である。

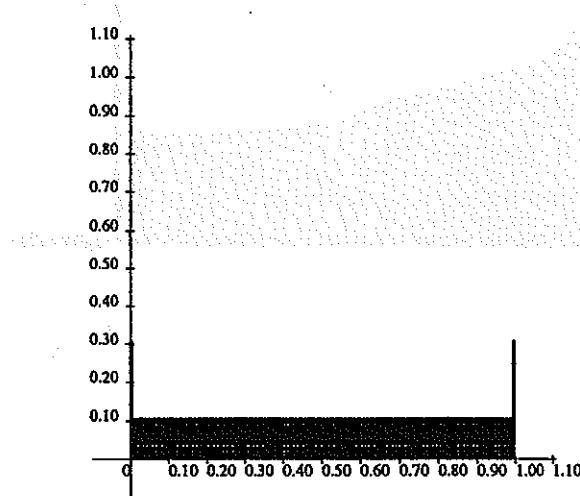


Figure 3.3: $h/l = 0.1$ の水槽 (目盛の単位は m)

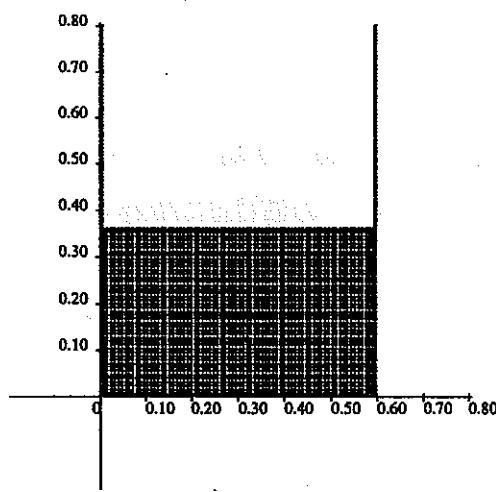


Figure 3.4: $h/l = 0.6$ の水槽 (目盛の単位は m)

3.2 浅い水槽における計算結果

3.2.1 スロッシングの計算結果

線形理論から得られる体系の固有振動周期は 2.05sec である。Fig3.5に強制振動の周期が 2.15sec、振幅が $X_0 = 1.0\text{cm}$ の場合の波の様子を示す。この場合強制振動の周期は共鳴を起こす振動周期から大きく離れている。時間が立つと波はある程度成長するが、それ以上は波は成長しない。

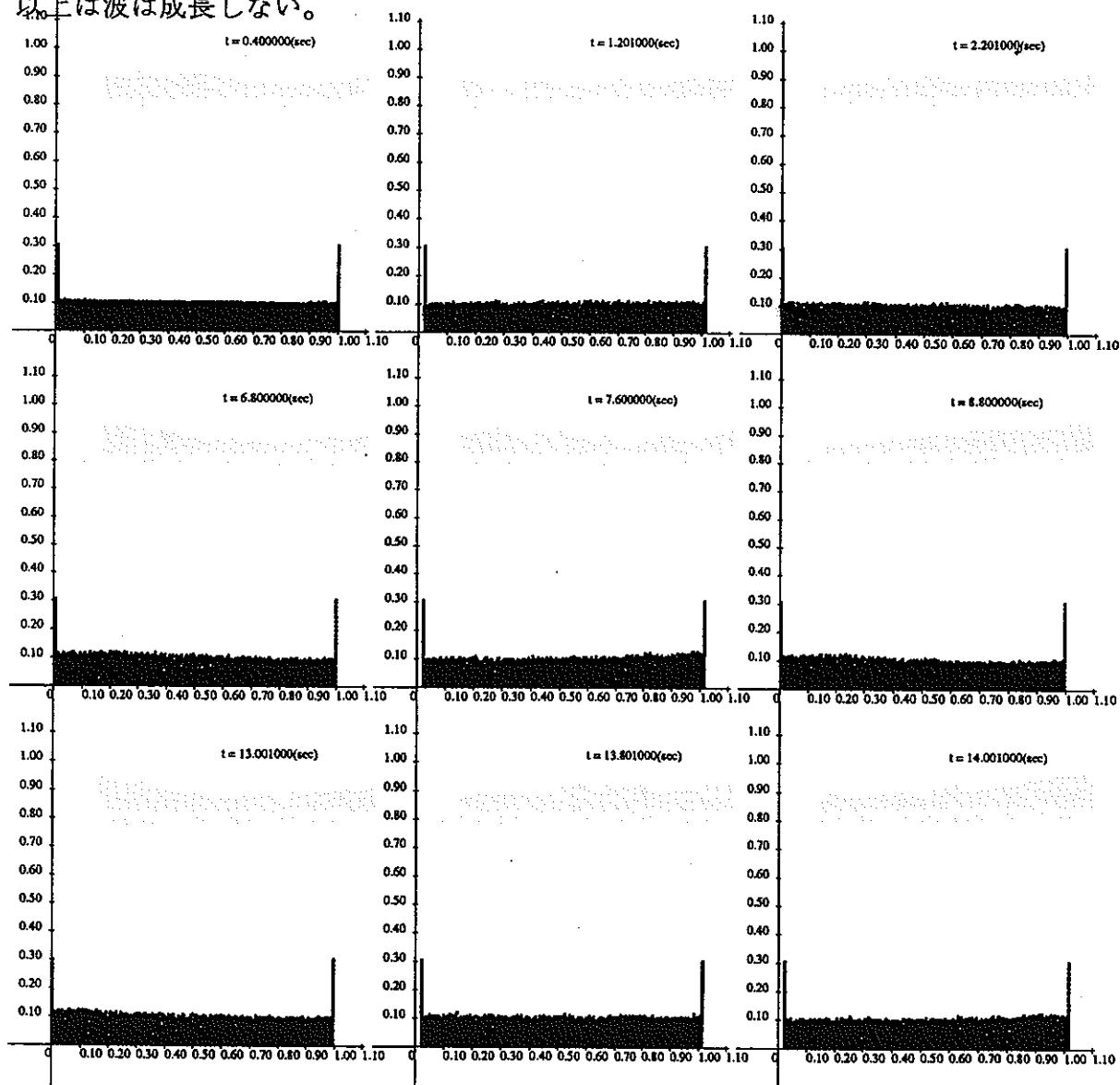


Figure 3.5: 浅い水層における計算結果 (強制振動周期 2.15sec)

次に共鳴する場合として、強制振動の周期が 1.80sec、振幅が $X_0 = 1.0\text{cm}$ の場合の波の様子を Fig.3.6 に示す。時間がたつにつれ波が次第に増幅されるのがわかる。

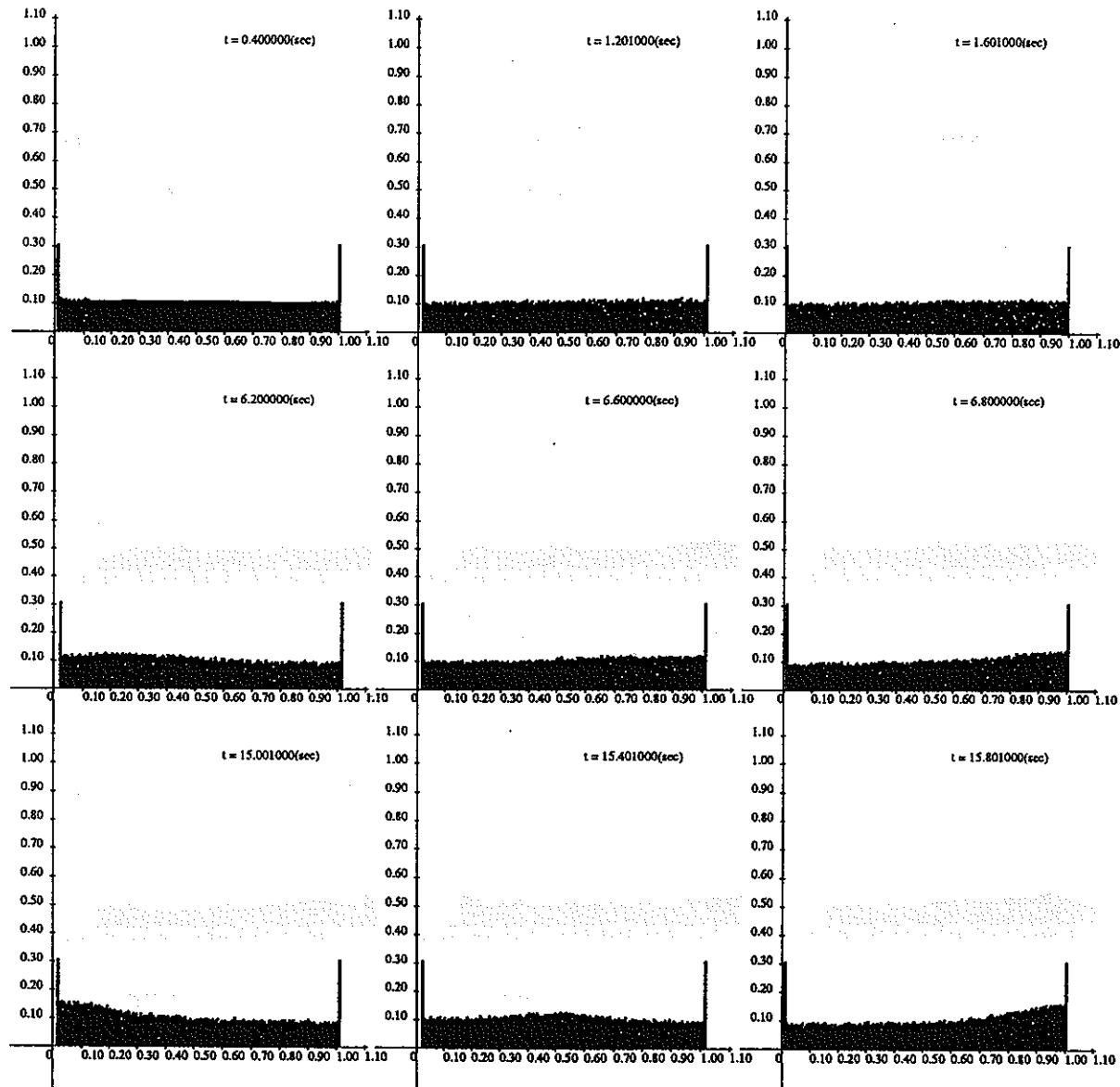


Figure 3.6: 浅い水層における計算結果 (強制振動周期 1.80sec)

3.2.2 共鳴する場合とそうでない場合の波の比較

十分強制振動を繰り返して波が成長した後のスロッシングの様子を、共鳴を生じる周期 T_1 付近の強制振動を行なった場合 ($T = 1.80\text{sec}$) とそうでない場合 ($T = 2.15\text{sec}$) とで図示する。

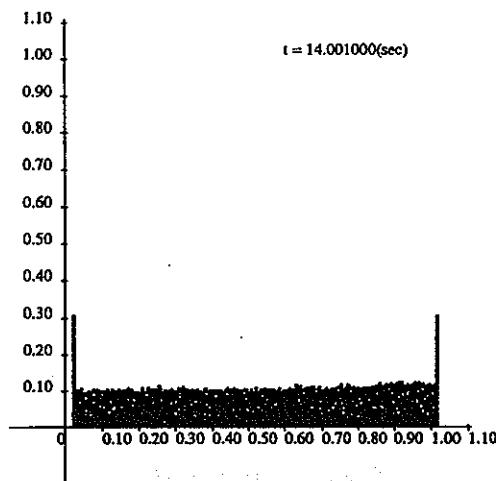


Figure 3.7: 共鳴していない場合

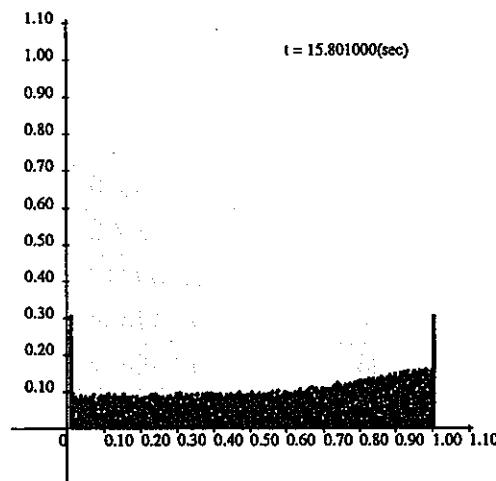


Figure 3.8: 共鳴している場合

Fig.3.7, Fig.3.8はそれぞれの場合で十分発達したスロッシングの様子である。共鳴する場合には大きなスロッシングが生じている。

3.2.3 周波数応答の計算結果

強制振動の角振動数と波の振幅の対応を表にした。計算のパラメータと結果を無次元化する前の形で以下に示す。

- 水槽の幅 $l = 100\text{cm}$
- 水深 $h = 10\text{cm}$
- 水槽の固有振動周期 $T_1 = 2.05\text{sec}$
- 強制振動の振幅 $X_0 = 1.0\text{cm}$

計算結果は以下の表のとおりである。

Table 3.1: 周期と計算結果

周期 $T(\text{sec})$	最大水深 $h_{max}(\text{m})$
1.60	0.130367
1.62	0.130533
1.64	0.126322
1.70	0.133267
1.75	0.143497
1.80	0.164600
1.82	0.172237
1.84	0.168873
1.90	0.168392
1.95	0.160447
2.00	0.144624
2.05	0.138414
2.10	0.131451

Table3.1を無次元化し実験[19]と比較したものをFig.3.9に示す。

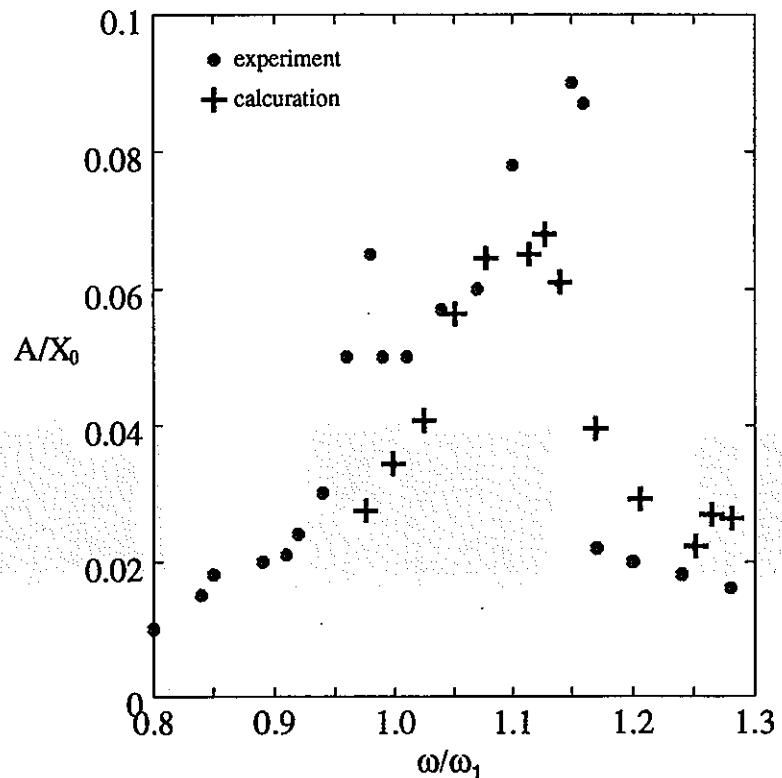


Figure 3.9: 周波数応答の計算結果と実験の比較

主な特徴を次に挙げる。

- 実験では線形理論にもとづき計算された ω_1 の値から短周期側にずれた角振動数において共鳴が生じているが、本計算においてもこれが定量的に良く再現されている。
- もっとも共鳴する時の波高に関しては実験よりも低めに計算されている。

3.3 深い水槽における計算結果

3.3.1 スロッシングの計算結果

線形理論による体系の固有振動の周期は 0.90sec である。Fig.3.10に強制振動の周期が 0.80sec、振幅 $X_0 = 0.6\text{cm}$ の場合の波の様子を示す。共鳴する周期よりも強制振動の周期が速いので波はある程度以上成長しない。

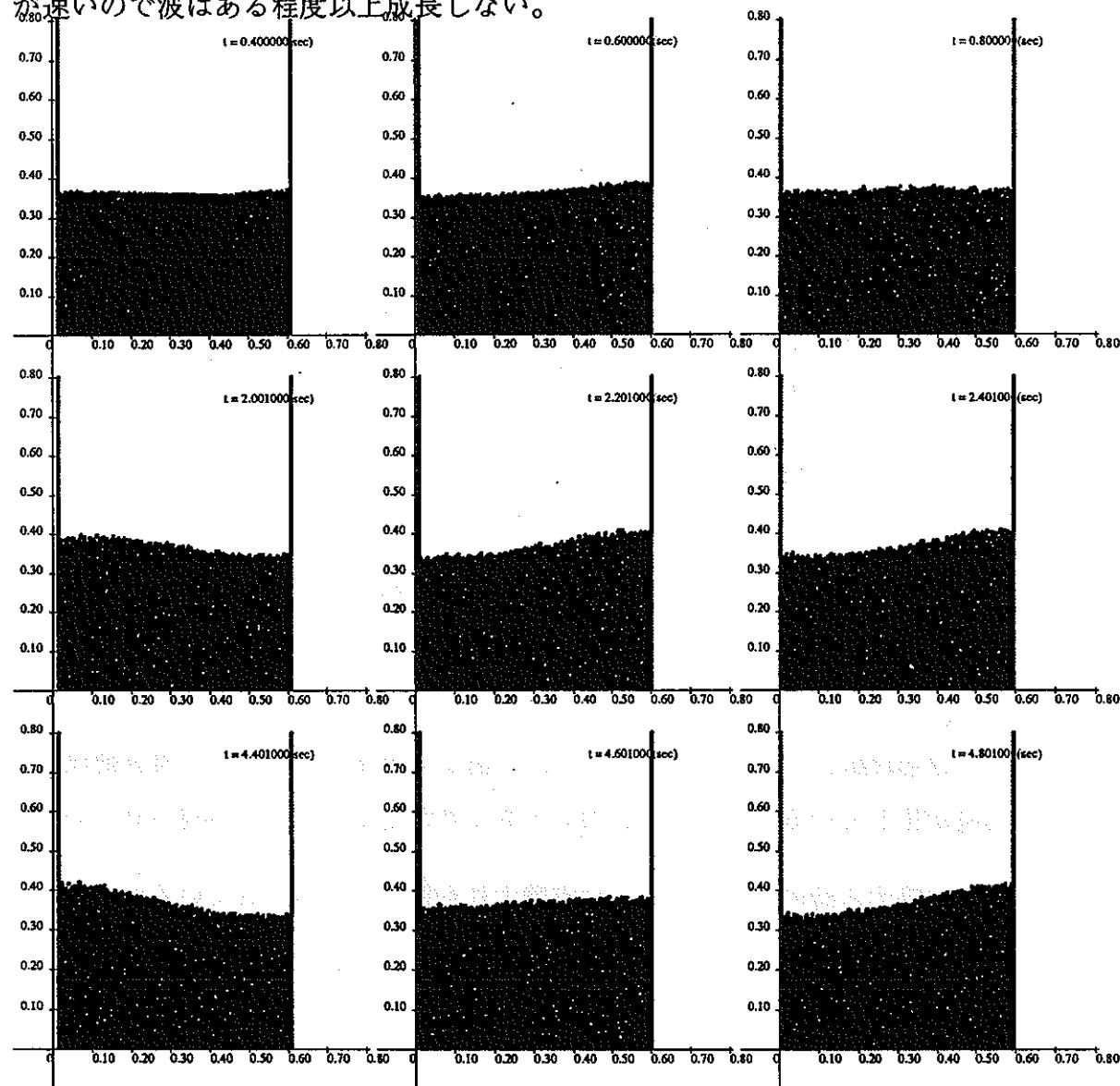


Figure 3.10: 深い水層におけるスロッシングの様子(強制振動周期 0.80sec)

次に共鳴する場合として強制振動の周期が 0.90sec、振幅 $X_0 = 0.6\text{cm}$ の場合の波の様子を Fig.3.11 に示す。強制振動を加えるにつれて次第に成長する。

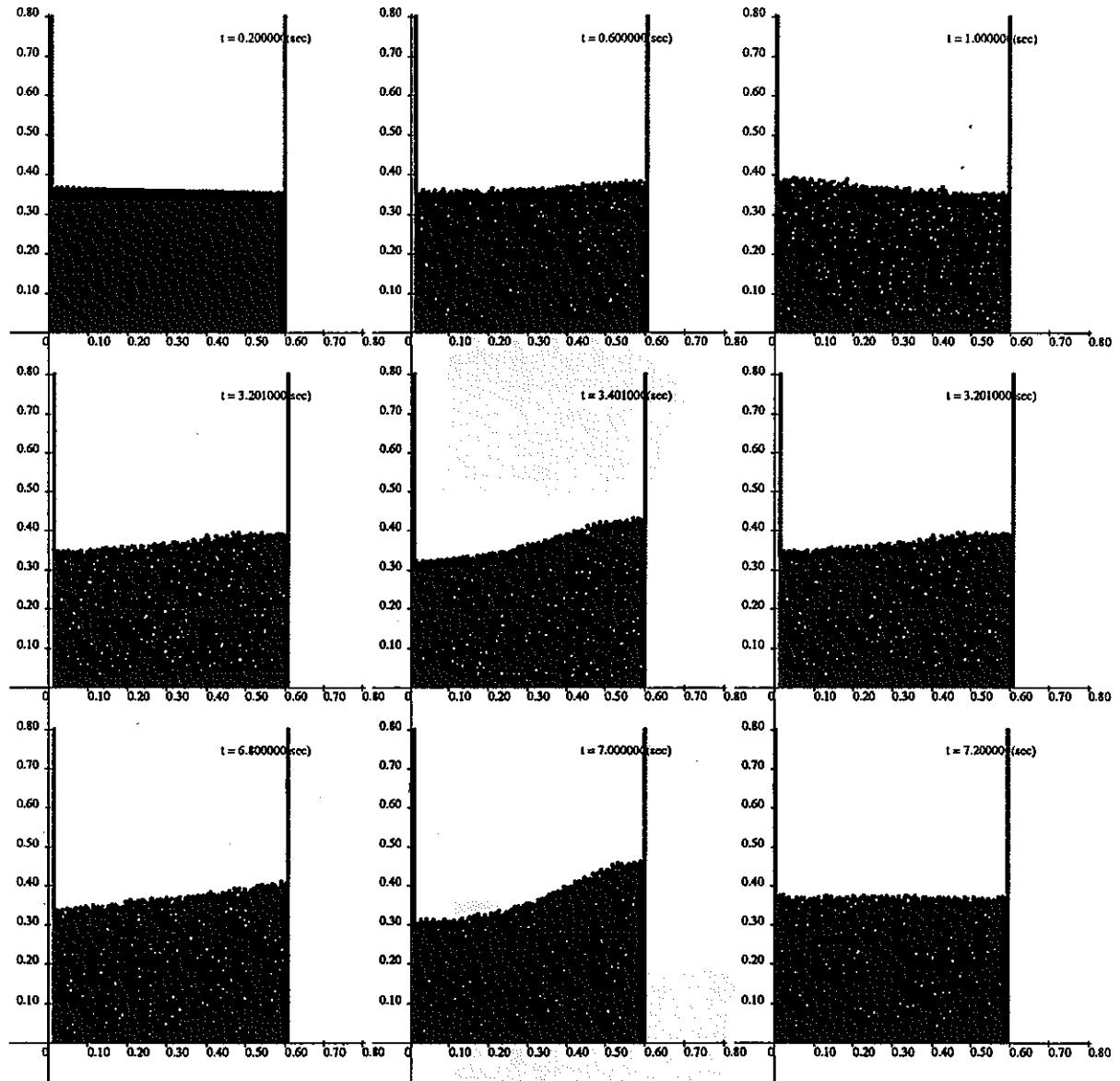


Figure 3.11: 深い水層におけるスロッシングの様子(強制振動周期 0.90sec)

3.3.2 共鳴する場合とそうでない場合の波の比較

十分強制振動を繰り返して波が成長した後の波形の様子を、共鳴を生じる周期 T_1 付近の強制振動を行なった場合 ($T = 0.90\text{sec}$) とそうでない場合 ($T = 0.80\text{sec}$) とで図示する。

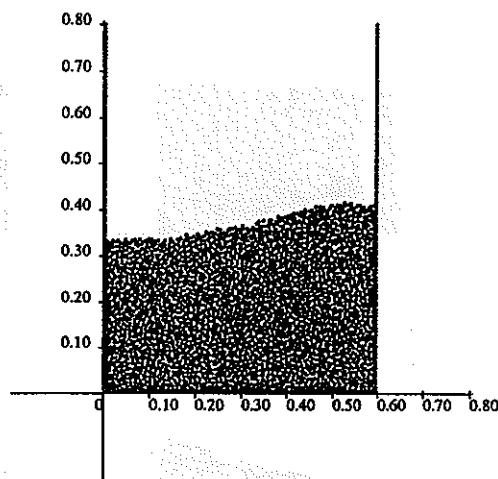


Figure 3.12: 共鳴していない場合

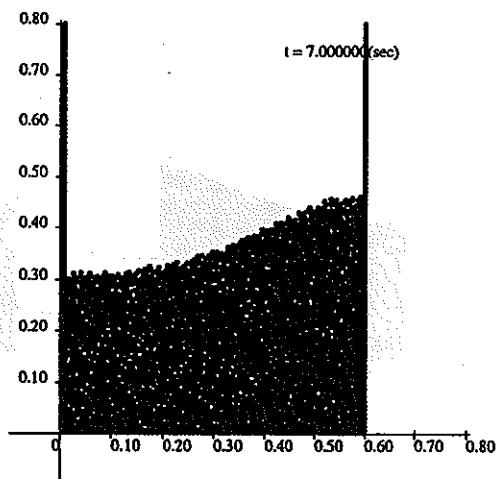


Figure 3.13: 共鳴している場合

3.3.3 周波数応答の計算結果

強制振動の角振動数と波の振幅の対応を表にした。計算のパラメータと結果を無次元化する前の形で以下に示す。

- 水槽の幅 $l = 60\text{cm}$
- 水深 $h = 36\text{cm}$
- 水槽の固有振動周期 $T_1 = 0.90\text{sec}$
- 強制振動の振幅 $X_0 = 0.6\text{cm}$

計算結果以下の表のとおりである。

Table 3.2: 周期と計算結果

周期 $T(\text{sec})$	最大水深 $h_{max}(\text{m})$
0.75	0.410535
0.80	0.424578
0.85	0.452220
0.90	0.486812
1.00	0.410538

Table3.2を無次元化し実験[19]と比較したものをFig.3.14に示す。

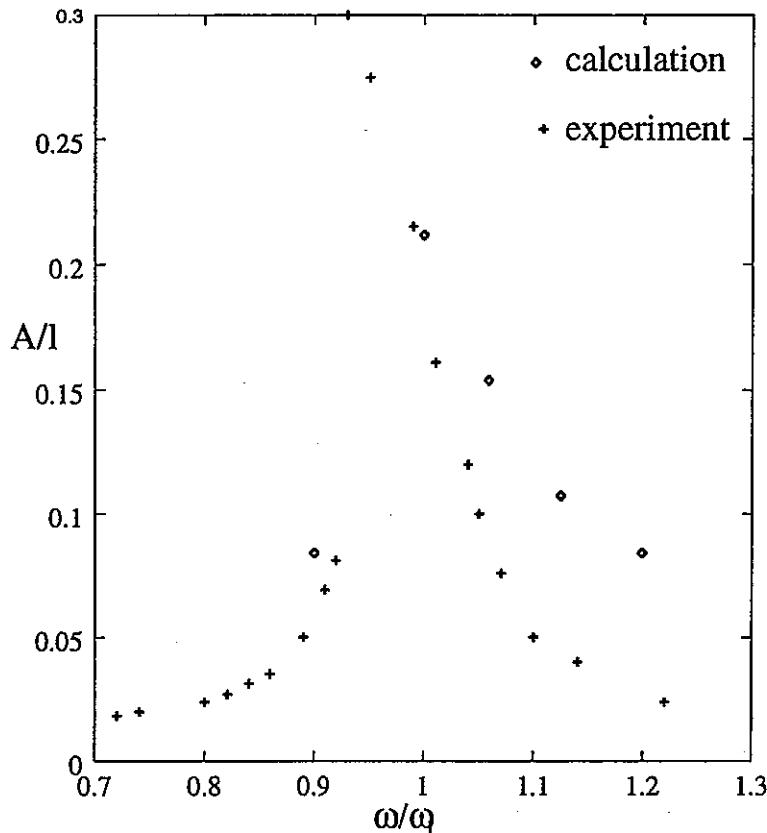


Figure 3.14: 周波数応答の計算結果と実験の比較

整理すると、

- 計算結果では共鳴を起こす周期は線形理論から導かれるものとほぼ等しくなる。文献[18]の実験結果ではこれより長周期側にずれがでているのでこの点では実験と一致しない。ただし浅い水槽の計算結果と比較すると結果はより長周期側にきているのでその点では定性的には深い水層の性質が出ている。
- 共鳴しない時の波の高さが実験より高く計算される。
- 共鳴時の最も共鳴する時の波高が実験より低い。

Chapter 4

弾性壁の数値解析

ここでは実際に弾性壁の粒子法による計算をスロッシング問題に適用する前に弾性壁のみの計算を行なって検証した結果を示す。

4.1 計算体系

4.1.1 弾性壁のパラメータ

体系は下端を固定し、上端を自由とした弾性壁である。各パラメータは以下のに示す通りである。

- 壁高さ $l_w = 1.0\text{m}$
- 壁の密度 $\rho_w = 7.86 \times 10^3 \text{ kgm}^{-2}$
- ヤング率 $E = 2.06 \times 10^{11}\text{Nm}^{-2}$
- 壁厚さ $h = 0.6 \times 10^{-3} \text{ m}$
- 薄肉構造物の歪み応力関係式にしたがった固有振動周期は

$$T_L = \frac{2\pi}{(1.875)^2} \sqrt{\frac{\rho h}{EI}} l^2 \quad (4.1)$$

で求められ、この場合 $T_L = 1.0\text{sec}$ である。

4.1.2 初期粒子配置

初期粒子配置は以下の図に示すとおりである。粒子はこの位置から弾性により固有振動を計算する。

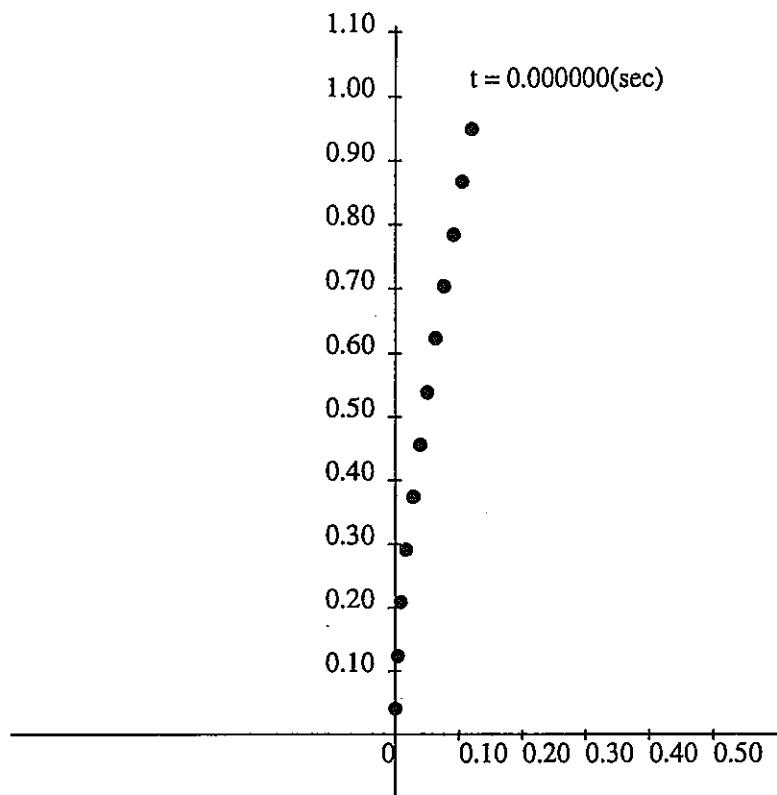


Figure 4.1: 弾性壁の計算の初期粒子配置

4.2 弾性壁の固有振動の計算の結果

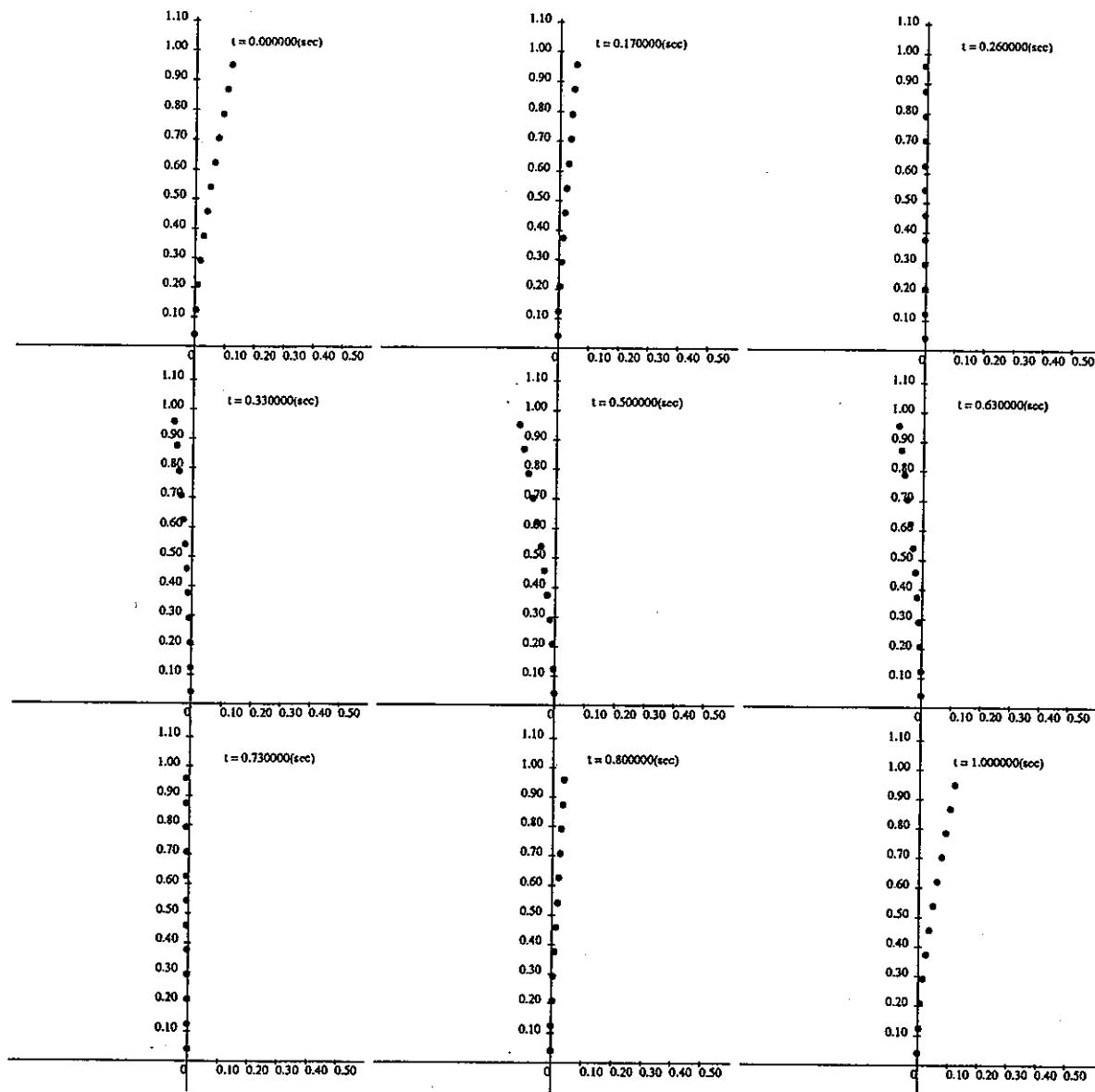


Figure 4.2: 弾性壁の固有振動

計算によると振動周期は 1.0sec であった。理論的な弾性壁の固有振動周期は 1.0sec なので固有振動周期と言う観点からは計算の検証できた。

Chapter 5

弾性壁の水槽でのスロッシングの数値解析

5.1 計算体系

5.1.1 初期粒子配置

水槽は剛体壁の深い水槽の場合を用いて計算した。水槽の形状は下図のとおりである。水槽の両側の垂直面を弾性壁とし、底面を剛体壁とした。またこの体系のスロッシングの固有振動周期は 0.90sec である。

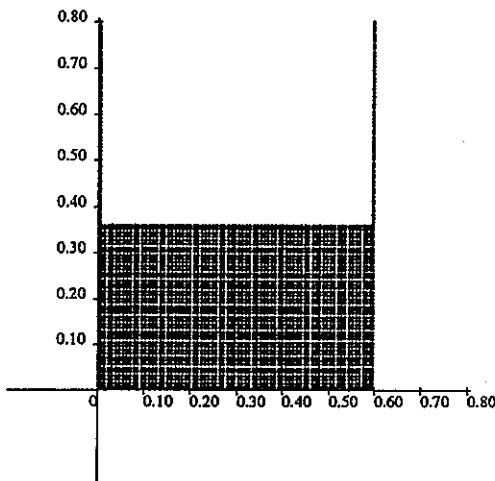


Figure 5.1: $h/l = 0.6$ の水槽 (目盛の単位は m)

5.1.2 弾性壁のパラメータ

計算に用いた弾性壁のパラメータを以下に挙げる。

- 壁高さ $l_w = 0.8\text{m}$
- 壁の密度 $\rho_w = 7.86 \times 10^3 \text{kgm}^{-3}$
- ヤング率 $E = 2.0 \times 10^{11} \text{Nm}^{-2}$
- 壁厚さ $h = 1.1 \times 10^{-3} \text{m}$
- 理論固有振動周期 $T = 0.36\text{sec}$

5.2 計算の結果

Fig5.2に強制振動の周期が 0.80sec 、振幅が $X_0 = 0.6\text{cm}$ の場合の波の様子を示す。壁と水層の固有振動の周期は一致していないので共鳴現象は生じない。剛体壁の場合と比較してより高次のモードが現れている。

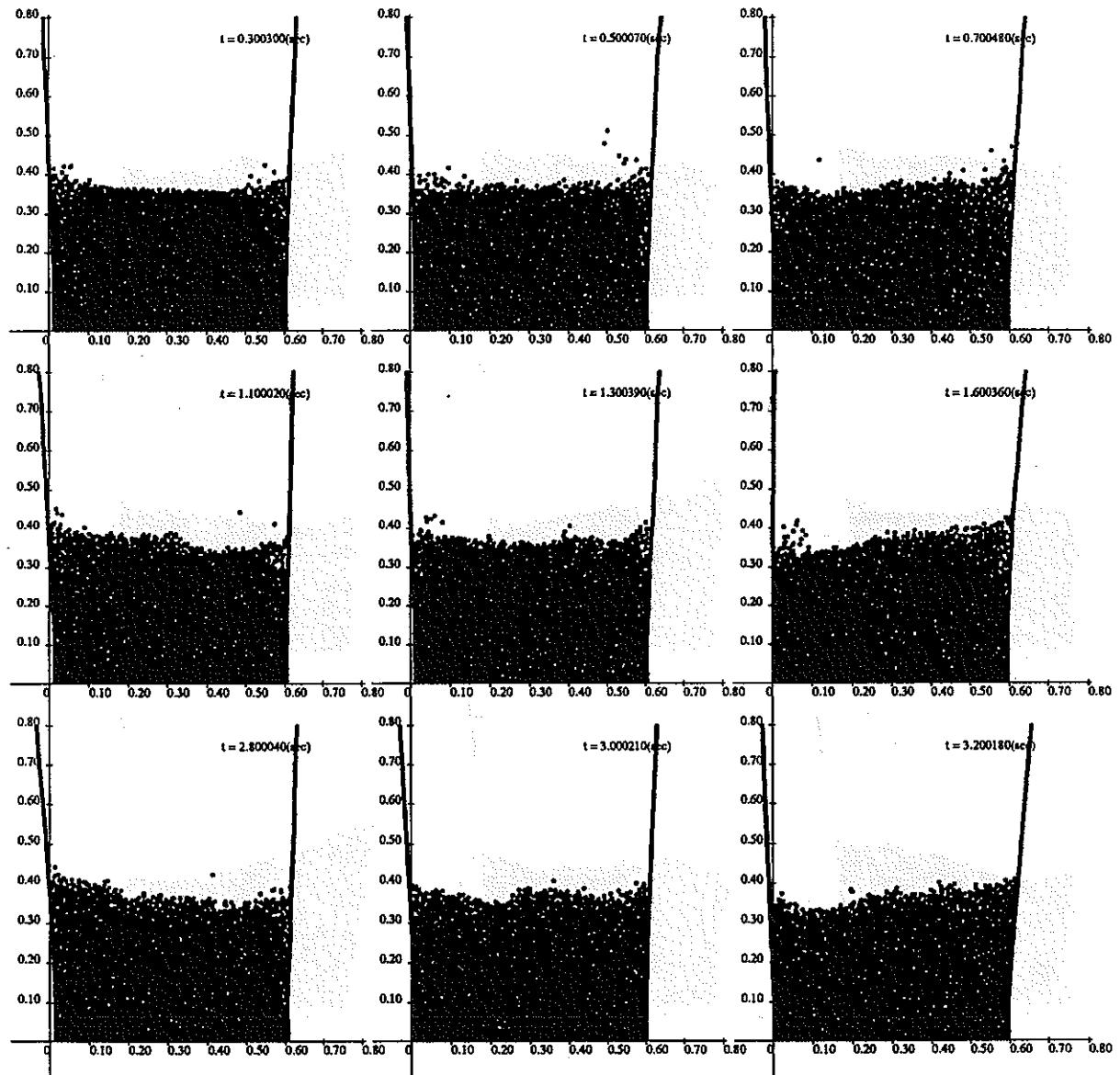


Figure 5.2: 弾性壁を側壁に持つ水槽での計算結果(強制振動周期 0.80sec)

強制振動の周期が 1.0sec 、振幅が $X_0 = 0.6\text{cm}$ の場合の波の成長の様子を Fig5.3に示す。波が高くなると壁の変形の度合も増え、壁が変形する分共鳴を生じる強制振動の周期が長い周期にずれる。線形理論による水層の固有振動周期 0.9sec だがこの周期である程度共鳴が生じる。

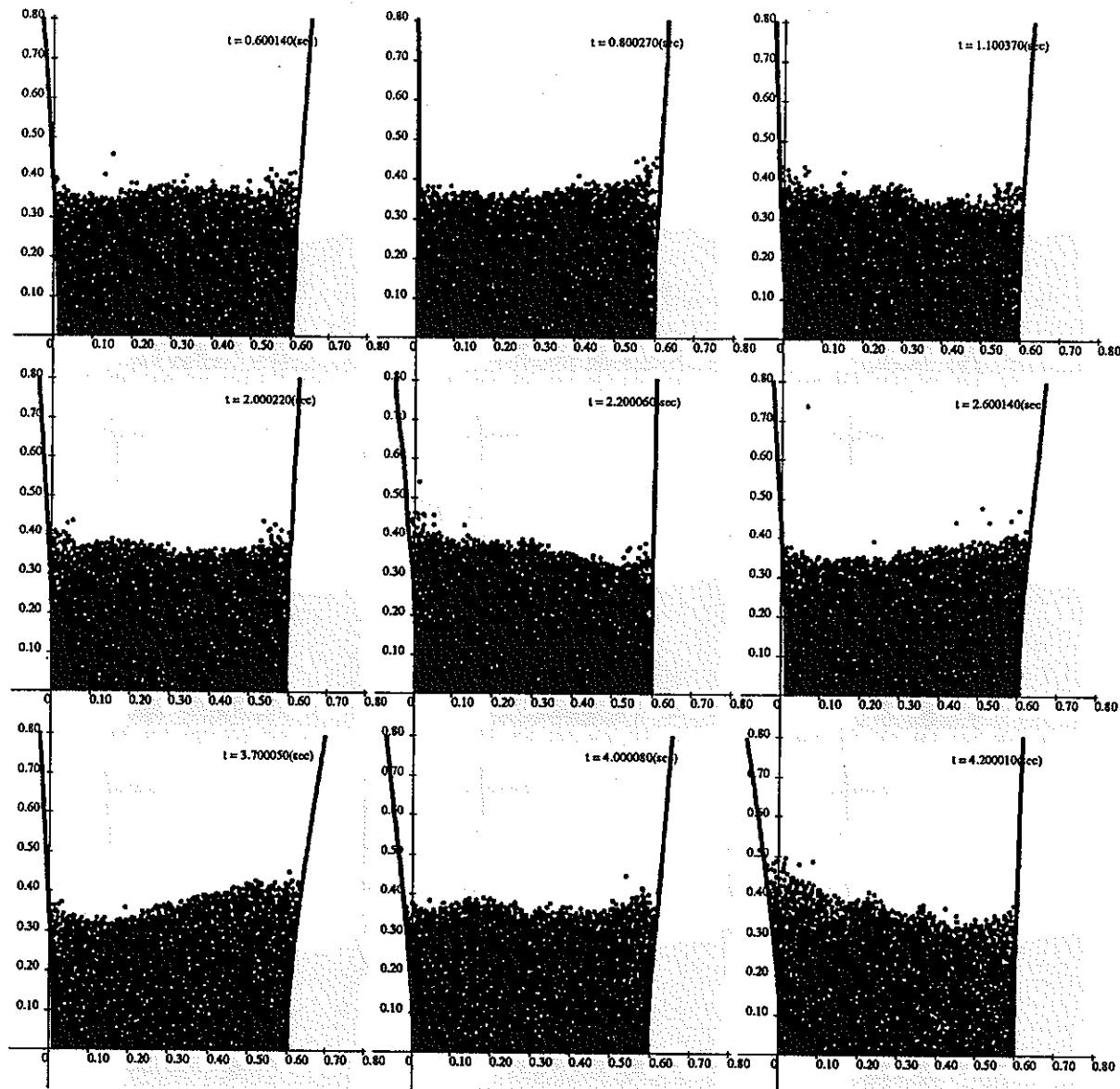


Figure 5.3: 弾性壁を側壁に持つ水槽での計算結果 (強制振動周期 0.80sec)

5.3 剛体壁の場合と弾性壁の場合の比較

剛体壁水槽の場合と弾性壁水槽の場合で波の様子の違いを比較する。

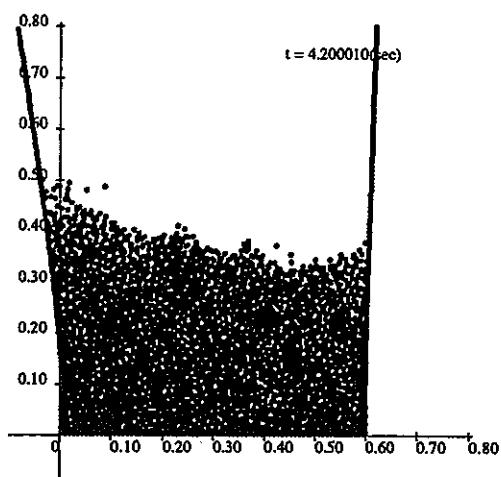


Figure 5.4: 弾性壁の場合

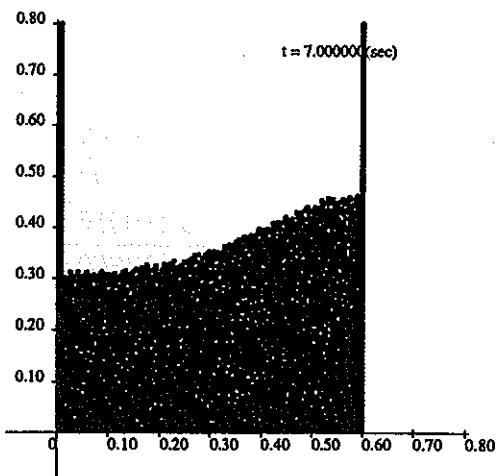


Figure 5.5: 剛体壁の場合

2つの場合の差異を列挙すると以下のようになる。

- 弾性壁の体系ではより高次のモードの波が励起されている。
- 強制振動周期をスロッシング周期に共鳴させても、きれいなスロッシングが生じない。

5.4 周波数応答の計算結果

強制振動の角振動数と波の振幅の対応を表にした。計算のパラメータと結果を無次元化する前の形で以下に示す。

- 水槽の幅 $l = 60\text{cm}$
- 水深 $h = 36\text{cm}$
- 水槽の固有振動周期 $T_1 = 0.90\text{sec}$
- 弹性壁の固有振動数 $T_w = 0.36\text{sec}$
- 強制振動の振幅 $X_0 = 0.6\text{cm}$

計算結果は以下の表のとおりである。

Table 5.1: 周期と計算結果

周期 $T(\text{sec})$	最大水深 $h_{max}(\text{m})$
0.70	0.419722
0.80	0.470460
0.90	0.467709
1.00	0.480016
1.10	0.452860

5.5 剛体壁の場合との周波数応答の比較

Table5.1を無次元化し剛体壁の計算と比較したものを Fig.5.6に示す。

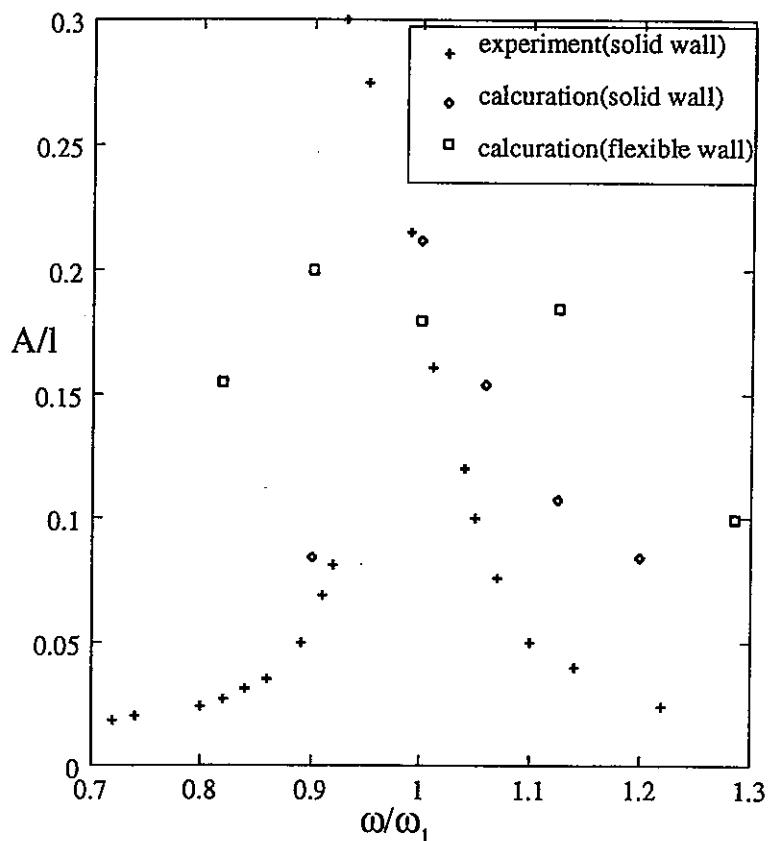


Figure 5.6: 弾性壁の周波数応答への影響

主な点を次にまとめる。

- 剛体壁の水層に比べ高次のモードが励起される。
- 壁の変形の分長い振動周期でも共鳴を生じる。

Chapter 6

粒子法による数値解析に関する考察

6.1 MPS 法における誤差

MPS 法は計算方法やアルゴリズムなど開発すべき部分を多く含んだ方法なので、今回の研究に置いても実験との完全な一致が得られたとは言えない。誤差の原因解明と精度の改善を考える上で影響の大きいと思われるものを以下に列挙する。

- 計算粒子数
- 時間刻み幅
- 初期粒子配置

これらを最適化すればさらに精度の良い結果を得ることも可能であると考えられる。以下の節ではそれらの数値が計算に及す影響を調べられた範囲で説明する。

6.2 計算粒子数の影響

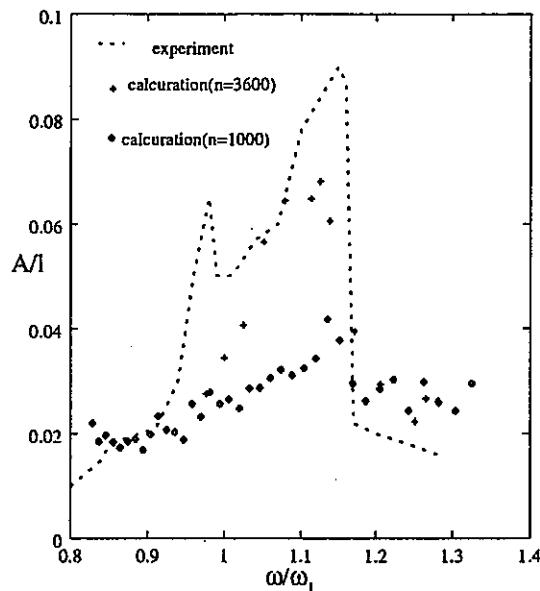


Figure 6.1: 計算粒子数の周波数応答への影響(浅い水層)

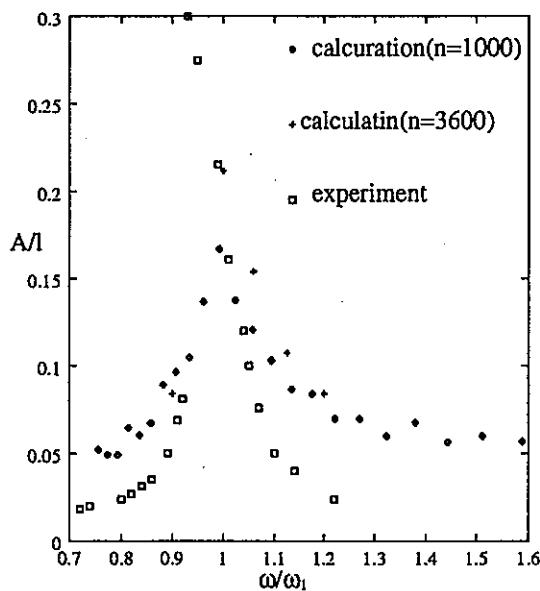


Figure 6.2: 計算粒子数の周波数応答への影響(深い水層)

上図は計算粒子数を変えて同等な計算を行なった結果である。あまり計算粒子数を少な

く設定すると結果が実験と離れたものになることがわかる。今回の計算では粒子数として浅い水槽で約1800、深い水槽で約3600を選んだが計算の精度を上げるにはさらに粒子数を多くして計算する必要がある。

6.3 計算時間刻みの影響

時間刻みの幅は計算に深刻な影響をもつ。今回の計算では流体粒子に関し $dt = 0.5 \times 10^{-3}$ sec、弹性壁粒子に関し $dt = 1.0 \times 10^{-5}$ sec で行った。

例えばこの計算を流体粒子の時間刻幅を大きくして $dt = 1.0 \times 10^{-3}$ sec にした場合の結果が Fig.6.3 である。壁は粒子の圧力により外側に弾かれており、さらに一部の粒子が壁を通り抜けて外に洩れている。

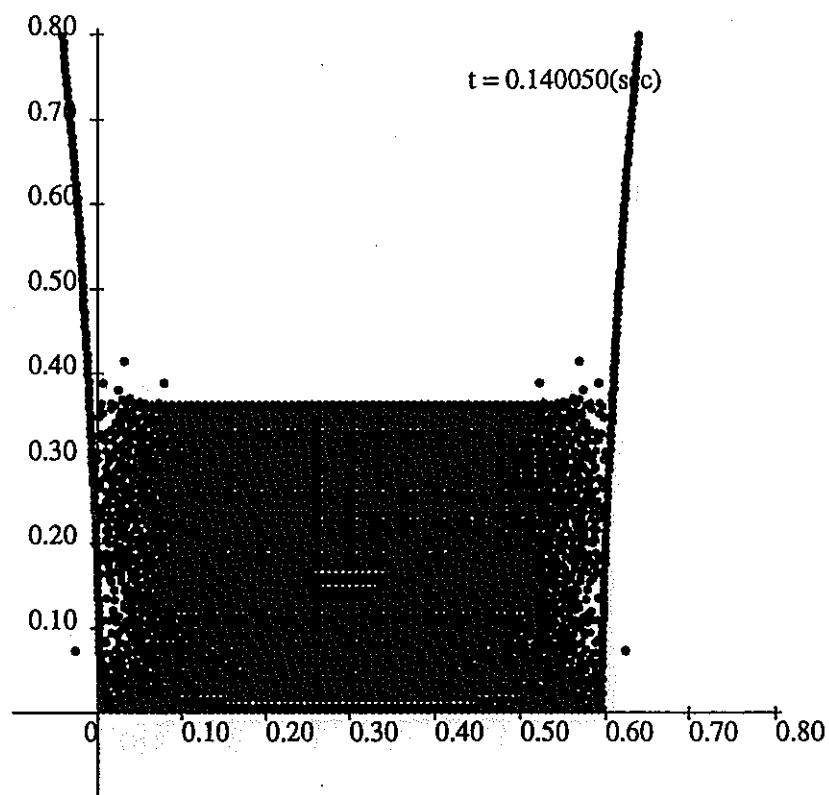


Figure 6.3: 時間刻幅が大きい場合の計算

6.4 初期粒子配置の影響

6.4.1 初期粒子配置の安定な配置からのずれ

今回の計算に使用した初期粒子配置はある程度の安定な状態からのずれを含んでいる。そのため計算の開始と同時に fig6.4に示すような粒子の運動を生じこれも実験からの結果のずれを生じる原因となり得る。下図の例は弾性壁の水層の場合である。剛体壁の場合はこれよりはわずかではあるがいざれにせよ初期粒子配置の安定な配置からのずれにより粒子の運動は生じる。

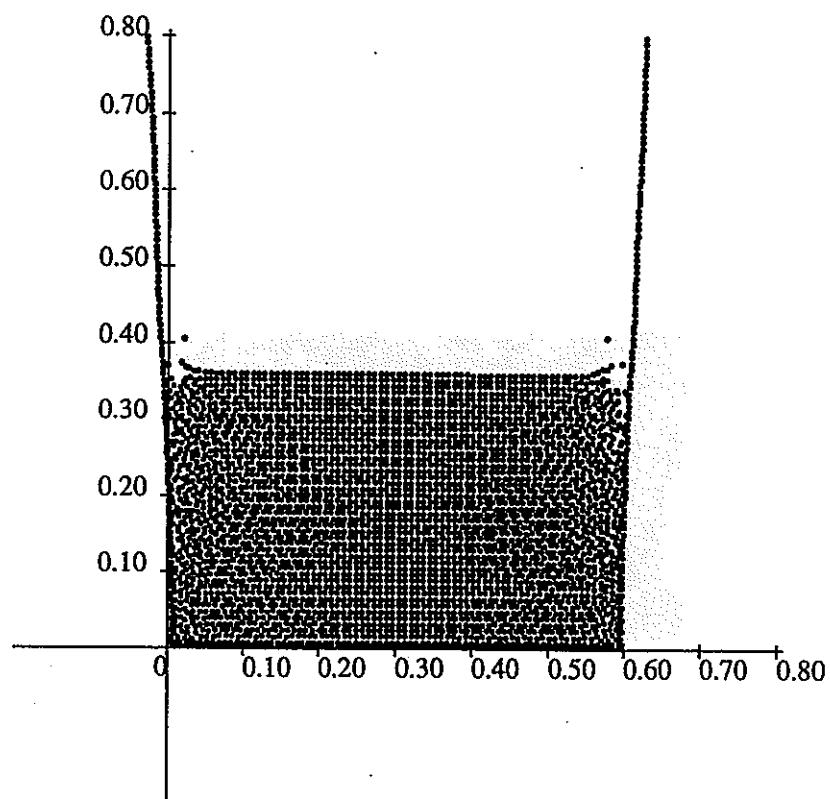


Figure 6.4: 初期配置ために生じる粒子の運動

6.4.2 エネルギーの観点からの考察

運動エネルギーを T 、ポテンシャルエネルギーを V 総エネルギーを E として次の定義を用いる。

$$T = \sum \frac{1}{2} m_i v_i^2 \quad (6.1)$$

$$V = \sum mgy_i \quad (6.2)$$

ただし y_i は粒子の y 座標。またポテンシャルエネルギーの基準は時刻 $t = 0$ の時を $V = 0$ とすることで定める。

$$E = V + T \quad (6.3)$$

静止した今回計算に使用した深い水槽において初期の粒子の速度をすべて 0 にしてその後の総エネルギーを追跡した結果が Fig.6.5 である。位置エネルギー、運動エネルギーとともに計算開始より上昇方向にあり初期粒子配置が安定な配置よりずれていたのがわかるわかる。

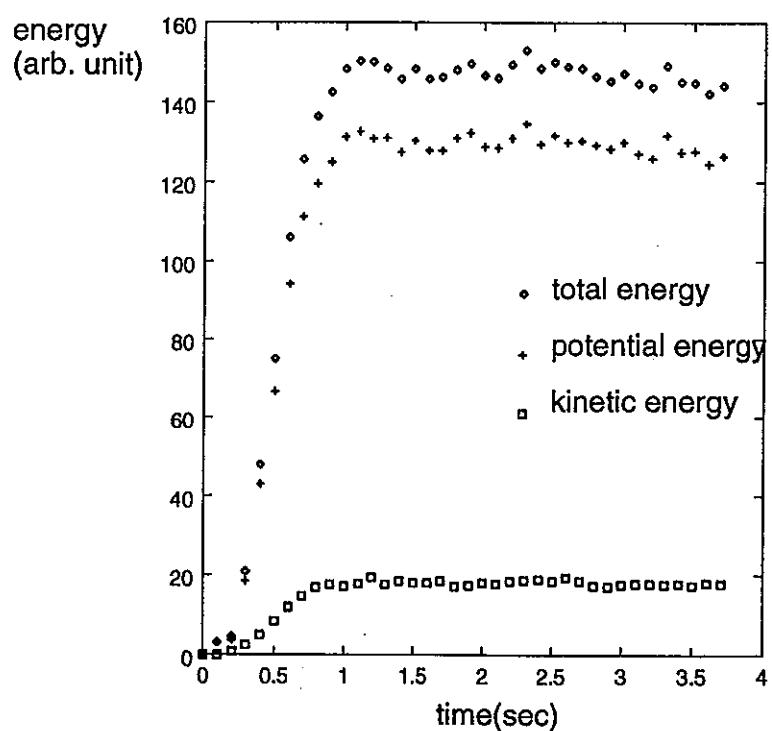


Figure 6.5: 初期粒子配置が原因で生じる総エネルギーの上昇

6.4.3 弹性壁を含んだ体系の場合

深い水槽で側面壁が弾性壁の体系における初期粒子配置が原因で生じるエネルギーの上昇の様子を fig6.6は示している。エネルギーの上昇の時間スケールが違うのは剛体壁の水槽の時とは違う時間刻みで計算が行なわれたせいもある。総エネルギーの上昇の絶対値が剛体壁の体系よりかなり大きく、運動エネルギーの占める割合が大きいのがわかる。

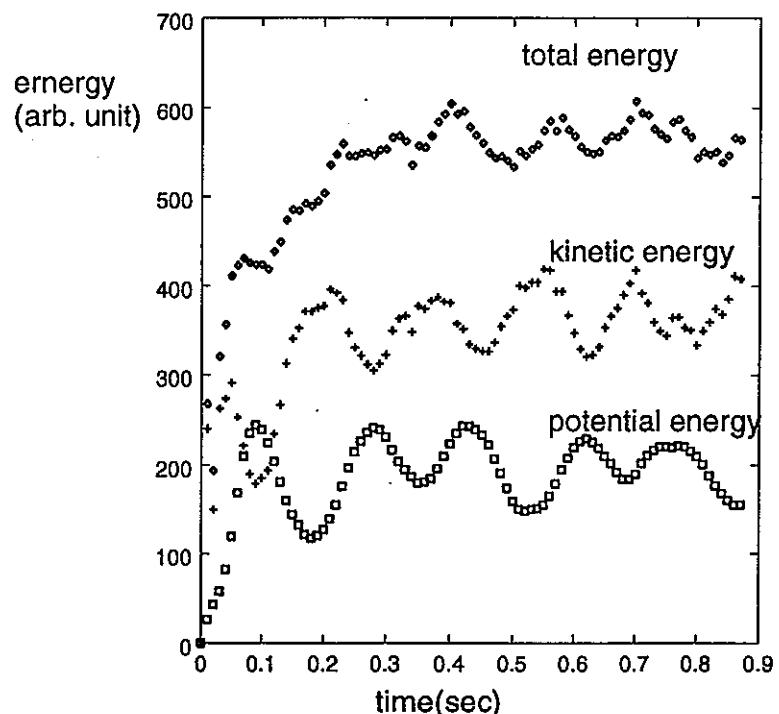


Figure 6.6: 初期粒子配置が原因で生じる総エネルギーの上昇

Chapter 7

結論

- MPS 法による計算は共鳴の生じる強制振動の周期に関して浅い場合関し葉山らの実験(文献 [19])と良く一致する。
- 深い水層に関しては葉山らの実験とは浅い水層の場合より定性的には共鳴の位置は長い周期の方にずれるが葉山らの実験とは最大の波高、共鳴の周期とも一致しない。
- MPS 法を用いて弾性壁をもつ水槽でのスロッシングの計算を行ない、壁が大きく変形する場合のスロッシングを計算することができた。
- MPS 法の計算では初期粒子配置を碁盤の目のようにした場合、静止した体系の場合でも流体に運動が生じ、その体系の運動エネルギーは時間を追って増加し、やがて一定の値で安定となる。このような粒子の挙動の原因はいまだ解明されておらず今後の課題となっている。

Bibliography

- [1] 原子力分野における流体関連振動研究会 (V) 報告書 UTNL-R-0328 (1995).
- [2] 北村誠司、森下正樹、岩田耕司、今津彰、「薄肉容器の流体-構造連成振動解析」 PNC N9410 90-099 (1990).
- [3] 鈴木徹、原文雄、「いつ流を伴う弾性せきの不安定振動解析に関する研究」日本機械学会論文集 (C 編) 58, 2851-2858 (1992).
- [4] 廣田和生、藤田勝久、伊藤智博、神崎寛、山本一彦、江口譲、「越流による薄肉円筒堰の流動励起振動」原子力分野における流体関連振動研究会 (V) 報告書 UTNL-R-0328 (1995) pp.176-179
- [5] A. Takizawa, S. Koshizuka and S. Kondo, "Generalization of Physical Component Boundary Fitted Co-ordinate (PCBFC) Method for the Analysis of Free-Surface Flow", Int. J. Num. Methods in Fluids 15, 1213-1237 (1992).
- [6] 定岡紀行、梅垣菊男、「乱流場における流体・構造体連成振動解析手法の開発（第1報、定式化と強制振動の解析）」日本機械学会論文集 (B 編) 60, 409-415 (1994).
- [7] 定岡紀行、梅垣菊男、「乱流場における流体・構造体連成振動解析手法の開発（第2報、円柱の渦励起振動解析と振動機構の検討）」日本機械学会論文集 (B 編) 60, 2992-2999 (1994).
- [8] 山口彰、「もんじゅ 2 次主冷却系温度計の流力振動解析」日本原子力学会 1996 年秋の大会 総合講演「もんじゅの温度計の流力振動」 (1996).

- [9] S. Koshizuka, H. Tamako, and Y. Oka, "A Particle Method for Incompressible Viscous Flow with Fluid Fragmentation", Computational Fluid Dynamics J. 4, 29-46 (1995)
- [10] S. Koshizuka and Y. Oka, "Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid", Nucl. Sci. Eng. 123, 421-434 (1996)
- [11] 越塚誠一, 野辺厚, 岡芳明, 「粒子法による自由表面での碎波の数値解析」第8回計算力学講演会講演論文集, 1995, pp.433-434
- [12] 野辺厚, 越塚誠一, 岡芳明, 「粒子法を用いた海岸での碎波の数値解析」第9回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1995, pp.379-380
- [13] S. Koshizuka and Y. Oka, "Numerical Analysis of Breaking Waves with Fluid Fragmentation and Coalescence Using Moving Particle Semi-Implicit Method", Proc. CFD Symp. for Free-Surface Flows, 1996, pp.71-80
- [14] 池田博和, 越塚誠一, 岡芳明, 「MPS 法による相変化を伴う多相多成分流れの数値解析」第9回計算力学講演会講演論文集, 1996, pp.293-294
- [15] S. Koshizuka and Y. Oka, "Development of a Particle Method for Calculating Fragmentation of Incompressible Viscous Fluid", Proc. US/Japan Joint Seminar: A Multidisciplinary Int. Seminar on Intense Multiphase Interactions, 1995, pp.145-158
- [16] S. Koshizuka and Y. Oka, "Moving Particle Semi-Implicit Method: A Gridless Approach Based on Particle Interactions for Incompressible Flow Simulation", Proc. 3rd Workshop on Supersimulators for Nuclear Power Plants, 1995, pp.43-49
- [17] 越塚誠一, 岡芳明, 「粒子法による流体-構造相互作用の数値解析」日本原子力学会春の年会要旨集, 1996, p.146
- [18] 日本機械学会編, 機械工学便覧, A3-p.136 (1987)
- [19] 葉山眞治, 有賀敬治, 渡辺辰朗, 「矩形容器におけるスロッキングの非線形応答(第1報 液面変位の共振応答)」, 日本機械学会講演論文集 No.820-4 ('82-3, 4, 第59期通常総会・機械力学, 計測・自動制御), p.132-139