

東京大学大学院新領域創成科学研究科
海洋技術環境学専攻

平成22年度

修士論文

空気圧を制御するエアクッション型浮体の
応答に関する研究

2011 年2月提出

指導教員 林 昌奎 教授

47-096656 當金 末由妃

目次

page

図表一覧

第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	2
1.2 先行研究	3
1.3 研究目的	3
1.4 研究方法	4
第 2 章 空気室を有する海洋構造物の解析理論	5
2.1 空気圧を制御しない三次元特異点分布法を用いた流体力解析	7
2.1.1 基礎仮定及び座標系	7
2.1.2 基礎方程式	8
2.1.3 一般的境界条件	9
2.1.4 エアクッション内圧力方程式	12
2.1.5 境界値問題	14
2.1.6 Green 関数	15
2.1.7 境界積分方程式	17
2.1.8 連立方程式	20
2.2 空気圧を制御する三次元特異点分布法を用いた流体力解析	
2.2.1 エアクッション内圧力方程式	21
2.2.2 境界積分方程式	22
2.2.3 連立方程式	24
2.3 運動方程式	26
2.3.1 基礎仮定及び座標系	26
2.3.2 時間領域での運動方程式	26
2.3.3 周波数領域での運動方程式	29
2.4 内部荷重	32
第 3 章 理論解析結果	33
3.1 解析条件	34
3.1.1 諸条件	34
3.1.2 解析モデル	35
3.2 解析結果	36
3.2.1 モーメント	37
3.2.2 鉛直変位	54
3.2.3 内部水面変動	60
3.3 考察	64
第 4 章 模型実験	67
4.1 エアクッション型浮体模型の基礎的応答特性	70
4.1.1 実験目的	70
4.1.2 実験方法及び条件	70
4.1.3 実験結果	72
4.1.3-1 エアクッション区画 1 つの場合	72
4.1.3-2 エアクッション区画 2 つの場合	74
4.2 空気圧制御装置の基礎的応答特性	76
4.2.1 実験目的	76
4.2.2 実験方法及び条件	76

4.2.3	実験結果	77
4.2.4	モデルの改良	78
4.3	エアクッション内空気圧一定制御による浮体応答特性	79
4.3-1	上部固定された場合	79
4.3-1.1	実験目的	79
4.3-1.2	実験方法及び条件	79
4.3-1.3	実験結果	81
4.3-1.3-1	エアクッション区画 1 つの場合	81
4.3-1.3-2	エアクッション区画 2 つの場合	83
4.3-2	エアクッション型浮体の実験（係留）	86
4.3-2.1	実験目的	86
4.3-2.2	実験方法及び条件	86
4.3-2.3	実験結果	88
4.3-2.3-1	エアクッション区画 1 つの場合	88
4.3-2.3-2	エアクッション区画 2 つの場合	91
4.4	理論計算との比較	94
4.5	考察	96
第 5 章	結論	99
参考文献		
謝辞		
プログラム解説（付録）		

第 1 章 序論

1.1 研究背景

日本の沿岸水深 20m 以浅の海域の半分以上が港湾施設，臨界工業地帯，都市開発のため埋め立てが行われ，埋め立てが可能な海域が少なくなっている．また，開発を行うことで浅瀬，干潟が失われるため，近年では環境保護の重要性が認識されていることから沿岸域の埋め立てによる新規開発が難しくなっている．そこで，沿岸開発の新たな工法として注目されているのが浮体式海洋構造物である．

また，現在進行中の国家プロジェクト「第三期科学技術基本計画」の中に洋上プラットフォーム基地の計画がある．この洋上プラットフォーム基地の利用範囲は EEZ（排他的経済水域）と広く，平成 19 年 7 月 20 日に施行された海洋基本法の基本的施策には，海洋資源の開発及び利用の推進，排他的経済水域等の開発等の推進などがあり，広大な海洋空間における開発が盛んに行われる．それらの海洋開発の基盤となる洋上プラットフォーム基地として，浮体式海洋構造物が利用されている．

浮体式海洋構造物の利点として，

- ・用地が不要
- ・水深や地盤に関係なく海域を利用可能
- ・耐震性に優れている
- ・工期が短い
- ・移設が可能（将来，必要に応じで固定をはずし，曳航移動させることはできる）
- ・環境への影響が少ない（海流，水質汚染，設置工事に伴う環境への負荷等）
- ・拡張が容易
- ・形状変更が容易
- ・内部空間が利用可能（駐車場，災害備蓄用スペース等として）
- ・重量物設置が可能（追加補強工事が不要）

が挙げられる．欠点としては，現在，主流となっている浮体式構造物のポンツーン型浮体は，平面規模は広大となるが，深さ方向が極めて浅い．そのため，剛性は低くなり，波浪中に複雑な弾性応答をしてしまい，結果，設置海域が湾内や，着底式の防波堤によって確保された静穏な海域制限されてしまうことである．そこで，大水深域において波浪中の応答が小さく，位置保持が可能な浮体式構造物の開発が必要である．そのためには浮体応答と波漂流力の低減が必要となる．それらの低減を目的として浮体形状を変化させた浮体に関する研究が行われ，エアクッション型浮体が考案された．

エアクッション型浮体とは，浮体底面を空気の層により構造物を支持する浮体である．空気層を媒介として，圧力が等分布化することにより，弾性応答が低減される．また，空気室内部の自由表面に入射波が透過することにより，波漂流力も同時に低減される浮体形式である．

エアクッション型浮体を対象とした先行研究により，エアクッション型浮体の応答低減は水槽実験でも理論計算でも確認されている．しかし，エアクッション内空気の圧縮性による波浪中応答低減の検討であり，エアクッション内空気圧力の能動的変化による浮体応答の検討がなされていない．

本研究では，エアクッション型浮体のエアクッション内空気圧制御による波浪中応答低減を検討する．

1.2 先行研究

先行研究を以下に示す．

浮体形状に関し，OWC；波エネルギー吸収装置付き浮体等の形状を変化させた浮体の波浪中応答特性を確認し，応答低減を確認している研究⁵⁾がある．これにより，浮体形状を変化させること，特に空気室を浮体底部に儲けることが浮体応答低減に有効であることが確認された．

次に，エアクッション型浮体を対象とした先行研究では，Ikomaら¹⁾は，喫水影響を考慮したエアクッション型超大型浮体の波浪中弾性応答特性について検討を行い，実機モデルスケールでの波浪中弾性応答特性の3次元理論計算を行った．しかし，浮体形状変化，エアクッション型浮体に関する先行研究は共に，空気圧の圧縮性による応答低減の確認に留まっており，エアクッション内空気圧を能動的に利用した浮体応答低減効果についての考察が不十分である．

1.3 研究目的

以上のことより，先行研究では，海洋構造物の波浪中応答低減の検討が未だ，不十分であると言える．

よって，本研究では，海洋構造物のうち，エアクッション型浮体を対象とし，エアクッション内空気圧を制御するエアクッション型浮体の波浪中応答特性の理論解析ツールの開発とそれによる応答低減効果の評価方法の開発を目的とする．理論解析により，エアクッション内空気圧の一定制御による浮体応答への影響及び，応答低減についての評価・検討を行う．

また，模型実験により，エアクッション内空気圧の一定制御の実現性を確認し，また，理論計算と比較し，理論計算の妥当性を確認する．

1.4 研究方法

理論的，実験的アプローチから研究を行う．

理論解析には，Ikoma¹⁾らの研究で用いた手法，三次元特異点分布法を用いた．三次元特異点分布法とは，メガフロートの研究において，主に空気室を設置したモデルに対応した流体力解析法である．また，接続境界を設けエアクッション内部領域と外部領域を仮想接続面で接続する手法を用い，空気室のような壁厚が非常に薄い構造物にも適応できる解法である．よって，エアクッション型浮体を対象とした場合，有効な解析手法であるといえる．エアクッション内空気圧の一定制御を理論計算で表現するために，エアクッション内自由表面に関する項の再定式化を行い，理論解析を行う．

実験は水槽実験を行う．水槽実験は，実機の 1/20 サイズのエアクッション型浮体模型を用い，規則波中においてエアクッション内空気圧を一定に保ち，浮体応答，浮体変位への影響を評価・検討を行う．

水槽実験結果と理論計算結果を比較し，理論計算ツールの妥当性を検証する．また，理論計算による系統計算を行い，エアクッション内空気圧制御による浮体応答への影響を評価・検証する．

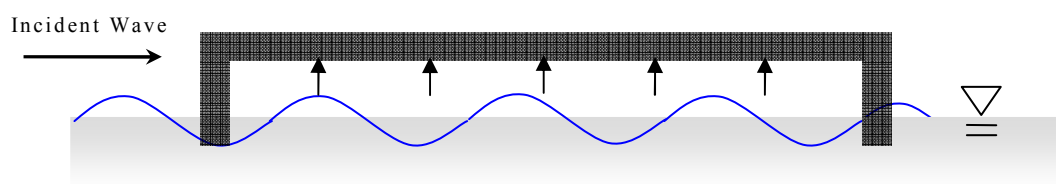


Fig. 1.1-1 Cross section of aircushion type of floating body

第 2 章 空気室を有する海洋構造物の 解析理論

第 2 章では、エアクッション型浮体の応答特性の解析について述べる。本研究では、浮体现象を線形性と仮定し、線形ポテンシャル理論の範囲内とした。解析には、三次元流体力解析である三次元特異点分布法を用い、周波数領域で解析を行った。三次元特異点分布法は、先行研究でも用いられていた流体力解析手法であり、これら先行研究によりエアクッション型浮体の流体力解析において有効な解析手法であることが確認されている。この解析理論を元に本研究の特徴であるエアクッション内圧力制御による浮体応答の解析理論を構築する。

まず、本研究における理論解析の基礎となる先行研究に用いられていた空気圧を制御しない三次元特異点分布法を用いた流体力解析理論について記述する。

次に、本研究の特徴である空気室を制御する三次元特異点分布法を用いた流体力解析理論について記述する。ここでは、規則波中の空気室内圧を一定にするという条件を付け加え、境界積分方程式、及び圧力方程式を再定式化した過程を示す。また、今後、一定圧力制御だけでなく、様々な制御方法を行うことを考慮し、制御に必要な伝達関数の算出も同時に行えるように再定式化を行った。

そして、弾性運動方程式について述べる。本研究での運動方程式は周波数領域での方程式を用いた。理由としては、三次元特異点分布法が周波数領域で流体力を算出していること、浮体運動は定常周期分を考慮していることから運動方程式もそれに合わせて周波数領域にて運動計算を行った。また、実機スケールでの計算を行うため、弾性運動方程式を用いた。

以下にそれぞれについて、詳細に記述する。

2.1 空気圧制御しない三次元特異点分布法による流体力解析

2.1.1 基礎仮定及び座標系

流体力の算定と応答解析のために以下のような基礎仮定を設ける。

- 1) 流体は非粘性及び非圧縮の完全流体であり，表面張力は無視する．
- 2) 流体粒子の運動は非回転であり，速度ポテンシャルが定義できる．
- 3) 水深は空間的に一定である．
- 4) 自由表面が存在し，流体体は半無限領域に広がっている．
- 5) 自由表面の境界条件は微小波高を仮定し，圧力は高次の微小量は無視する．
- 6) 物体による流体の攪乱は微小であるものとし，線形理論の範囲で考察する．
- 7) 物体及び入射波は周期運動するものとし，それぞれの定常状態を論ずる．
- 8) 浮体の質量分布は一様で，等方性平板と見なすことができる．

座標系を Fig. 2.1.1-1 に示す．座標系は右手直行座標系 $0\text{-}xyz$ を用いる，波の入射角は x 軸となす角をとる．ただし， x 軸の負の方向からの入射を 0 度とする．図中の Ω は流体領域， S_F は自由表面， S_H は浮体底面， S_B は海底面， S_R は仮想無限遠方， S_{FA} はエアクッション内自由水面を意味する．また，法線は浮体から流体に向かってとる．

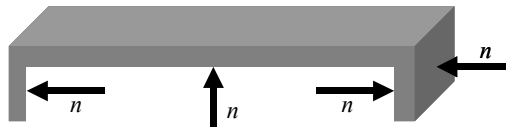
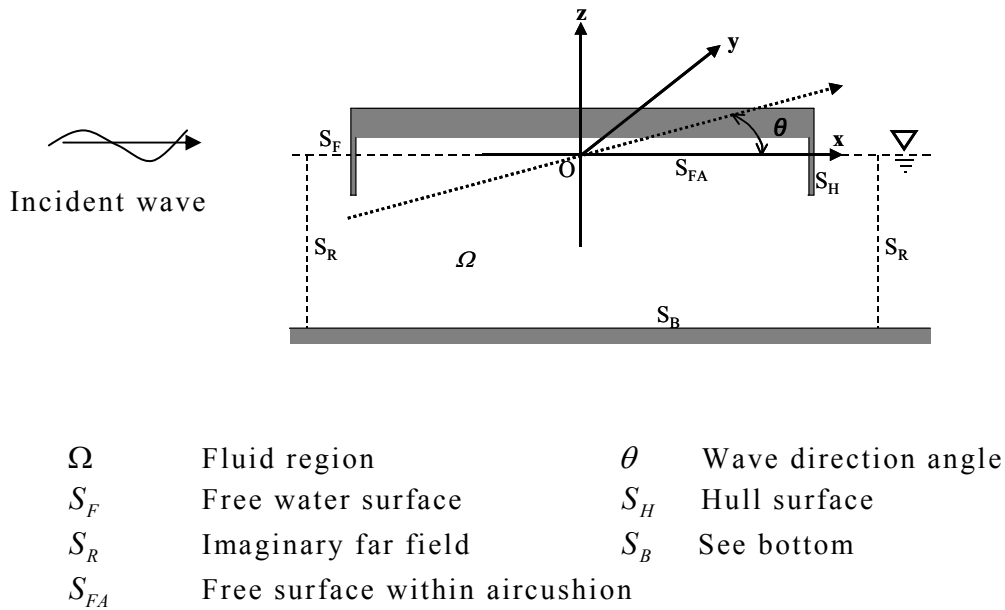


Fig. 2.1.1-1 Coordinate system

2.1.2 基礎方程式

基礎仮定より流体領域における基礎方程式は以下ようになる．

本論における速度ポテンシャル Φ は，水粒子の速度ベクトル \vec{v} によって次式で定義する．

$$\vec{v} = \text{grad}\Phi(x, y, z; t) \quad (2.1.2-1)$$

全流場の支配方程式はラプラスの方程式であり，

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (2.1.2-2)$$

で与えられる．

圧力方程式は一般化されたベルヌーイの式より与えられて，速度ポテンシャルを用いて，

$$P = -\rho \left(\Phi_t + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 \right) - \rho g z \quad (2.1.2-3)$$

で表される．(2.1.2-3)式右辺第2項は，水深 z における静水圧である．

ただし， ρ ：流体密度， g ：重力加速度であり，下付添字 t は時間微分である．

ここで，速度ポテンシャル Φ ，水面変位 $\bar{\eta}$ ，体積変動 \bar{v} ，浮体の静水面の変動による上下変位 $\Delta \bar{z}$ ，エアクッション内圧力 \bar{P}_a の時間項分離を以下のように定義する．

$$\Phi(x, y, z, t) = -i\omega a \phi \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.1.2-4)$$

$$\bar{\eta}(x, y, z, t) = a \eta \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.1.2-5)$$

$$\bar{v}(x, y, z, t) = a v \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.1.2-6)$$

$$\Delta \bar{z}(x, y, z, t) = a \Delta z \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.1.2-7)$$

$$\bar{P}_a(x, y, z, t) = a p_a \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.1.2-8)$$

ただし， ω は円周波数， a は入射波振幅， ρ は流体密度， g は重力加速度， $i = \sqrt{-1}$ である．

また，大気圧を基準とし，大気圧は0とする．

2.1.3 一般的境界条件

速度ポテンシャルの定義において，流場の各境界の物理的な境界条件を設定する必要がある．各境界は，fig.2.2-1 に示した自由表面 S_F ，物体表面 S_H ，無限遠方境界 S_R ，水底境界 S_B ，エアクッション内自由表面境界 S_{FA} に大別される．

2.1.3-1 自由表面の境界条件

自由表面は大気と水との境界面であるため，その境界条件に関して流体は連続であるという運動学的条件と，圧力が連続であるという力学条件を同時に満足しなければならない．

・運動学的条件

まず水面上昇が $z = \eta(x, y, z)$ で与えられているときの， $z = \eta$ での運動学的条件を考える．

$$\frac{D}{Dt}(z - \eta) = \frac{Dz}{Dt} - \frac{D\eta}{Dt} = 0 \quad (2.1.3-1)$$

$$\frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + w \frac{\partial z}{\partial z} \quad (2.1.3-2)$$

ここで，

$$\vec{v} = (u, v, w) = \nabla \Phi \quad (2.1.3-3)$$

であるから，

$$\frac{Dz}{Dt} = w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.1.3-4)$$

となる．また，

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{\eta}}{Dt} &= \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial z} \\ &= \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} \bar{\eta} \\ &= \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \nabla \Phi \cdot \nabla \bar{\eta} \end{aligned} \quad (2.1.3-5)$$

である．ここで(2.1.3-5)式の最終的な形を微小振幅波理論を仮定し線形の範囲で考え，高次の動圧の項である右辺の第二項を無視すると運動学的条件は次式で与えられる．

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (2.1.3-6)$$

・力学的条件

自由表面上での圧力 P は大気圧 P_0 と釣り合っていることから，

$$\frac{DP}{Dt} = P_0 \quad (2.1.3-7)$$

となる．

また， $z = \eta$ においてベルヌーイ式より，

$$\frac{P_0}{\rho} = - \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 + g \bar{\eta} \right\} \quad (2.1.3-8)$$

である． ρ は流体密度， g は重力加速度を表す．(2.1.3-8)式の右辺は，流場の速度ポテンシャルを用いて表現されており，第1項は線形の動的圧力，第2項は非斉次項，第3項は静水圧の項として一般に認識されている．

ここで，大気圧を0とし， η の形で書き直すと，

$$\bar{\eta} = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 \right) \quad (2.1.3-9)$$

となり，先と同様に右辺第2項を無視し，時間微分を行い運動学的条件に代入すると，力学的条件は(2.18)式になる．

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{1}{g} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (2.1.3-10)$$

最終的に(2.1.3-10)式右辺の2回微分を実行し，時間項を除くと自由表面の境界条件は，

$$K\phi - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (z=0) \quad \text{on } S_F \quad (2.1.3-11)$$

となる．ただし， $K = \frac{\omega^2}{g}$ とする．

本手法においては，この自由表面にエアクッション内部圧力を考慮する．詳細は後述する (2.1.4) ．

2.1.3-2 物体表面の境界条件

物体表面上では，流体は物体を通過しない条件である不透過条件及び物体と流体との間に隙間を生じない条件，すなわち流体は物体と共に常に密接している条件を満足する必要がある．よって，物体表面の境界条件は次式のように定義できる．

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{n} \cdot \vec{v} \quad \text{on } S_H \quad (2.1.3-12)$$

ここで，単位法線ベクトル \vec{n} は，次式のように定義できる．

$$\vec{n} = \left(\frac{\partial x}{\partial n}, \frac{\partial y}{\partial n}, \frac{\partial z}{\partial n} \right) \quad (2.1.3-13)$$

また，単位法線ベクトル \vec{v} は，次式のように定義できる．

$$\vec{v} = (v_x, v_y, v_z) \quad (2.1.3-14)$$

2.1.3-3 水底の境界条件

水底では，流体は水底内に入り込まないという不透過条件，すなわち鉛直方向の速度を生じない条件を満たす必要がある．よって，水底での境界条件は次式のように定義できる．

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad \text{on } S_B \quad (2.1.3-15)$$

2.1.3-4 無限遠方での境界条件

無限遠方では物体を中心に放射状に外方へ進行して行く波の条件，すなわちそのエネルギーは負にはならない Sommerfeld の radiation condition を満足しなければならない．よって，無限遠方の境界条件は次式のように定義できる．

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi}{\partial R} - ik\phi \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (2.1.3-16)$$

ここで， R は原点からの x - y 平面内における水平距離， k は波数である．

2.1.3-5 入射波ポテンシャル

入射波ポテンシャルは以下のように与えられる．

$$\phi_I = \frac{1}{K} \frac{\cosh(z+h)}{\cosh kh} e^{ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (2.1.3-17)$$

ここで，入射波ポテンシャルのうち， $\frac{1}{K}$ の項を外した部分を以下のように表現し，境界条件として利用する．

$$\phi_I = \frac{\cosh(z+h)}{\cosh kh} e^{ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad (2.1.3-18)$$

2.1.4 エアクッション内圧力方程式

エアクッション内自由表面の圧力が，エアクッション内部圧力 p_a と釣りあっている事から，次式が成立する．

$$-\omega^2\phi + g\frac{\partial\phi}{\partial z} = -\frac{p_a}{\rho} \quad (2.1.4-1)$$

両辺を $-g$ で除すると，

$$K\phi - \frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{p_a}{\rho g} \quad (2.1.4-2)$$

となり，この式がエアクッション内自由表面条件となる．

ここで，(2.1.4-2)式は，

$$K\phi_I - \frac{\partial\phi_I}{\partial z} = 0 \quad (2.1.4-3)$$

$$K\phi_D - \frac{\partial\phi_D}{\partial z} = \frac{p_D}{\rho g} \quad (2.1.4-4)$$

$$K\phi_R - \frac{\partial\phi_R}{\partial z} = \frac{p_R}{\rho g} \quad (2.1.4-5)$$

の意である．

次に，エアクッションが密閉されているとき圧縮は断熱的に行われることから，体積変化したときの圧力は(2.1.4-6)式のように表わされる．

$$\bar{P}_a = \frac{P_s V_a^\gamma}{(V_a - v)^\gamma} \quad (2.1.4-6)$$

ただし， P_s は初期静水圧， V_a は初期体積， γ は比熱比(=1.4)， v は相対水位変化による空気の体積変動を表す．

$v \ll V_a$ とすると(2.1.4-6)式は(2.1.4-7)式のように線形化できる．

$$\bar{P}_a = P_s + \frac{\gamma P_s}{V_a} \bar{v} \quad (2.1.4-7)$$

ここで，体積の変化は水面変位と浮体の運動から以下のように表現できる．ここで Δz は浮体を固定して考えた静水面の変動による上下変位である．

$$\bar{v}_{(t)} = \iint_{S_{FA}} (\bar{\eta} - \Delta z) ds \quad (2.1.4-8)$$

ここで，(2.1.4-8)式を(2.1.4-7)式に代入し，時間項を分離すると，

$$p_a = \alpha_0 \iint_{S_{FA}} \left(\Delta z - \frac{\partial\phi}{\partial z} \right) ds \quad (2.1.4-9)$$

ただし， $\alpha_0 = \frac{\gamma P_s}{V_a}$ である．

(2.1.4-7)式と(2.1.4-2)式を連立させる事で，エアクッション内圧力方程式は(2.34)式になり，Diffraction, Radiation 両問題別に解く．

$$\frac{p}{\rho g} = \frac{\alpha_0}{\rho g} \iint_{S_{FA}} (\Delta z - \eta) ds \quad (2.1.4-10)$$

ただし， $\Delta z_j = n_j$ for Radiation Problem
 $\Delta z_D = 0$ for Diffraction Problem

• Diffraction 問題

境界値問題を代入すると，次式の方程式が得られる．

$$K\phi_D - \eta_D + \frac{\alpha_0}{\rho g} \iint_{S_{FA}} \eta_D ds = \frac{\partial \phi_I}{\partial z} - K\phi_I - \frac{\alpha_0}{\rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial \phi_I}{\partial z} ds \quad (2.1.4-11)$$

これを圧力と水面変動の式に変換する．(2.26)式を用いると，

$$p_{aD} + \alpha_0 \iint \eta_D ds = -\alpha_0 \iint \eta_I ds \quad (2.1.4-12)$$

となり，これを最終的な圧力の状態方程式とする．

• Radiation 問題

Diffraction 問題と同様に境界値問題を代入し，

$$K\phi_R - \eta_R + \frac{\alpha_0}{\rho g} \iint_{S_{FA}} \eta_R ds = \frac{\alpha_0}{\rho g} \iint_{S_{FA}} n_j ds \quad (2.1.4-13)$$

(2.1.4-13)式も同様に圧力と水面変動の式に変換すると，

$$p_{aR} + \alpha_0 \iint \eta_R ds = \alpha_0 \iint n_j ds \quad (2.1.4-14)$$

となる．

2.1.5 境界値問題

< Diffraction >

$$\left. \begin{aligned}
 \nabla^2 \phi_D &= 0 & in \ \Omega \\
 \frac{\partial \phi_D}{\partial z} - K \phi_D &= 0 & on \ S_F \\
 \frac{\partial \phi_D}{\partial n} &= -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} & on \ S_H \\
 \frac{\partial \phi_D}{\partial z} &= 0 & on \ S_B \\
 \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial R} - ik \phi_D \right) &= 0 & on \ S_R \\
 \Delta z_D &= 0 & on \ S_{FA} \\
 K \phi_D - \frac{\partial \phi_D}{\partial z} &= \frac{p_D}{\rho g} & on \ S_{FA}
 \end{aligned} \right\} \quad (2.1.5-1)$$

< Radiation >

$$\left. \begin{aligned}
 \nabla^2 \phi_R &= 0 & in \ \Omega \\
 \frac{\partial \phi_R}{\partial z} - K \phi_R &= 0 & on \ S_F \\
 \frac{\partial \phi_R}{\partial n} &= n_i & on \ S_H \\
 \frac{\partial \phi_R}{\partial z} &= 0 & on \ S_B \\
 \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_R}{\partial R} - ik \phi_R \right) &= 0 & on \ S_R \\
 \Delta z_i &= n_i & on \ S_{FA} \\
 K \phi_i - \frac{\partial \phi_R}{\partial z} &= \frac{p_R}{\rho g} & on \ S_{FA}
 \end{aligned} \right\} \quad (2.1.5-2)$$

2.1.6 Green 関数

Radiation, Diffraction 問題に対する速度ポテンシャルは，それぞれの境界値問題を解くことにより求めることができる．ここで，流場における各境界条件の内，物体表面及びエアクッション内自由表面以外の境界条件は次式のように定義できる．

$$\nabla^2 G(P, Q) = -\delta(x_P - x_Q, y_P - y_Q, z_P - z_Q) \quad \text{in } \Omega \quad (2.1.6-1)$$

$$\frac{\omega^2}{g} G - \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad \text{in } S_F \quad (2.1.6-2)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad \text{in } S_B \quad (2.1.6-3)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial G}{\partial R} - ikG \right) = 0 \quad \text{in } S_R \quad (2.1.6-4)$$

ここで，

G : Green 関数

δ : Dirac のデルタ関数

P : 観測点座標

Q : 吹き出し点座標

を表し，この境界条件を満足する Green 関数は Wehausen&Laiton により次式のように求められている．

$$\begin{aligned} G = & \frac{i}{4\pi} \frac{2\pi(K^2 - k^2)}{hk^2 - hK^2 + K} \cosh k(h + z_P) \cosh k(h + z_Q) H_0^{(1)}(KR) \\ & + \frac{1}{4\pi} 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2 + K^2}{hk_n^2 + hK^2 - K} \cos k_n(h + z_P) \cos k_n(h + z_Q) K_0(KR) \end{aligned} \quad (2.1.6-5)$$

ここで，

$$K = \frac{\omega^2}{g}$$

$$P = (x_P, y_P, z_P)$$

$$Q = (x_Q, y_Q, z_Q)$$

$$R = \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2}$$

$H_0^{(1)}$: 0 次第 1 種ハンケル関数

K_0 : 0 次第 2 種変形ベッセル関数

$$k : k \tanh kh = \frac{\omega^2}{g} \text{ の実正根}$$

$$k_n : k_n \tan k_n h = -\frac{\omega^2}{g} \text{ の実正根 } (0 < k_1 < k_2 < \dots < k_{n-1} < k_n)$$

とする．

エアクッション内自由表面上すなわち $z=0$ の時に積分表示型の Green 関数の収束性が非常に悪く、計算が不可能であったためこれを用いず、級数型の Green 関数のみを用いることとした。

また、境界値問題を解く過程で当然それぞれの Green 関数の導関数が必要となる。Green 関数の導関数は以下のように表示される。

$$\begin{aligned}\frac{\partial G}{\partial n} &= \frac{\partial G}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial G}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial n} + \frac{\partial G}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial n} \\ &= \frac{\partial G}{\partial x} n_x + \frac{\partial G}{\partial y} n_y + \frac{\partial G}{\partial z} n_z\end{aligned}\tag{2.1.6-6}$$

(2.1.6-6)式を(2.1.6-5)式で実行すると、下式になる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial G}{\partial n} &= \frac{(x_p - x_Q)}{R} \left[\frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n (k_n^2 + K^2)}{h k_n^2 + h K^2 - K} \cos k_n (h + z_p) \cos k_n (h + z_Q) K_1(k_n R) \right. \\ &\quad \left. - \frac{ik}{2} \left(\frac{K^2 - k^2}{h k^2 - h K^2 + K} \cosh k (h + z_p) \cosh k (h + z_Q) H_1^{(1)}(KR) \right) \right] n_{x_Q} \\ &\quad + \frac{(y_p - y_Q)}{R} \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n (k_n^2 + K^2)}{h k_n^2 + h K^2 - K} \cos k_n (h + z_p) \cos k_n (h + z_Q) K_1(k_n R) \\ &\quad - \frac{ik}{2} \left(\frac{K^2 - k^2}{h k^2 - h K^2 + K} \cosh k (h + z_p) \cosh k (h + z_Q) H_1^{(1)}(KR) \right) n_{y_Q} \\ &\quad - \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n (k_n^2 + K^2)}{h k_n^2 + h K^2 - K} \cosh (h + z_p) \sinh (h + z_Q) K_0(k_n R) \\ &\quad + \frac{ik}{2} \frac{K^2 - k^2}{h k^2 - h K^2 + K} \cosh k (h + z_p) \sinh (h + z_Q) H_0^{(1)}(KR) n_{z_Q}\end{aligned}\tag{2.1.6-7}$$

2.1.7 境界積分方程式

先述した Green 関数を用いた解法には, Green の定理を用いて境界積分方程式に帰着させて解く.

$$\nabla^2 G = -\delta \quad (2.1.7-1)$$

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (2.1.7-2)$$

$$\iiint_{\Omega} -\delta \cdot \phi d\Omega = -\phi \quad (2.1.7-3)$$

(2.1.7-1)式及び(2.1.7-2)式を, (2.1.7-3)式に代入すると,

$$\iiint_{\Omega} (\phi \nabla^2 G - G \nabla^2 \phi) d\Omega = -C_P \phi \quad (2.1.7-4)$$

(2.1.7-4)式を境界積分の形にすると次式となる.

$$\begin{aligned} -C_P \phi &= \iint_{S_F} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \\ &+ \iint_{S_H} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds \\ &+ \iint_{S_B} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \\ &+ \lim_{R \rightarrow \infty} \iint_{S_R} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial R} - G \frac{\partial \phi}{\partial R} \right) ds \\ &+ \iint_{S_{FA}} \left(\phi_j \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \end{aligned} \quad (2.1.7-5)$$

ここで, 各境界条件を考慮すると下式になる. ただし, C_P の値は, 一定要素で離散化するため物体表面上で $\frac{1}{2}$, 自由表面上では 1 とする.

$$\begin{aligned} -C_P \phi &= \iint_{S_H} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \\ &+ \iint_{S_{FA}} \left(\phi_j \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \end{aligned} \quad (2.1.7-6)$$

本手法においては, P 点が物体表面上にある場合と, エアクッション内自由表面上にある場合のそれぞれについて別々に離散化を行う. これにより, エアクッション内部圧力方程式と未知数を合致させ, 簡潔に解を求める. また, 本理論では, エアクッション内自由表面を $z=0$ としている. このことにより Green 関数が自由表面条件を満たすので(2.1.7-6)式が成立する.

$$KG - \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (2.1.7-7)$$

2.1.7-1 物体表面上

ここで、 P 点(観測点) Q 点(吹き出し点)の式に変換し、 P 点を Q 点に近づけると、次式になる。

$$-\frac{1}{2}\phi(P) = \iint_{S_H} \left[\phi(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n_Q} - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] + \iint_{S_{FA}} \left[\phi(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial z_Q} - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial z_Q} \right] \quad (2.1.7-8)$$

ただし、物体表面の境界値問題

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} &= n_j && \text{For Radiation Problem} \\ \frac{\partial \phi_D}{\partial n} &= -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} && \text{For Diffraction Problem} \end{aligned} \quad (2.1.7-9)$$

エアクッション内自由表面の境界値問題

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_R}{\partial z} &= \eta_R && \text{For Radiation Problem} \\ \frac{\partial \phi_D}{\partial z} &= \eta_D && \text{For Diffraction Problem} \end{aligned} \quad (2.1.7-10)$$

(2.1.7-8)式に各領域の境界値問題を代入する。その際、エアクッションの境界積分内に(2.54)式を代入すると、最終的な積分方程式は次式になる。また、領域積分内の p は一定値であるため、積分項から除去することが可能である。

• Diffraction 問題 on S_H

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_H} \left(-\frac{\partial \phi_D}{\partial n} \right) G ds \\ &= \frac{1}{2} \phi_D(P) - \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{D_n}}{K \rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.1.7-11)$$

• Radiation 問題 on S_H

$$- \iint_{S_H} n_r G ds \quad (2.1.7-12)$$

$$= \frac{1}{2} \phi_r(P) + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{r_n}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} \frac{\partial G}{\partial z} n_z ds \quad (2.1.7-13)$$

2.1.7-2 エアクッション内自由表面

物体表面上と同様に P 点(観測点) Q 点(吹き出し点)の式に変換し, P 点を Q 点に近づけると, 次式になる.

$$\begin{aligned} -\phi(P) = & \iint_{S_H} \left[\phi(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n_Q} - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] ds \\ & + \iint_{S_{FA}} \left[\phi(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial z_Q} - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial z_Q} \right] ds \end{aligned} \quad (2.1.7-14)$$

ここで, 再び(2.62)式を記述し, 変形していく.

$$K\phi - \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{p_a}{\rho g} \quad (2.1.7-15)$$

$$0 = \frac{P}{\rho g} + \frac{\partial \phi}{\partial z} - K\phi \quad (2.1.7-16)$$

(2.1.7-16)式に(2.1.7-14)式を代入し,

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{P}{\rho g} + \eta \\ & + 2K \iint_{S_H} \left[\phi(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n_Q} - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] ds \\ & + 2K \iint_{S_{FA}} \left[\phi(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial z_Q} - G(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial z_Q} \right] ds \end{aligned} \quad (2.1.7-17)$$

更に, (2.1.3-11)式を再び導入して変形する.

$$\begin{aligned} KG - \frac{\partial G}{\partial z} &= 0 \\ G &= \frac{1}{K} \frac{\partial G}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.1.7-18)$$

(2.1.7-18)式を(2.1.7-17)式に代入し, Diffraction, Radiation 両問題別について整理すると,

• Diffraction 問題 on S_{FA}

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_H} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} G ds - \frac{\eta_I(P)}{K} \\ & = \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_s}{K} - \frac{p_{Dm}}{K\rho g} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{Dn}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.1.7-19)$$

• Radiation 問題 on S_A

$$\begin{aligned} & \iint_{S_H} n_r G ds \\ & = \iint_{S_H} \phi_r \frac{\partial G}{\partial n} ds + \frac{\eta_r}{K} + \frac{p_{rm}}{K\rho g} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{rn}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.1.7-20)$$

以上の連立方程式を解くことで, 速度ポテンシャル・空気室内部圧力及び空気室内水面変動を直接求めることが出来き, 計算労力・時間の大幅な短縮が可能となっている.

2.1.8 連立方程式

前節までの定式化により，Diffraction, Radiation 両問題別に連立方程式を得ることが出来る。

Diffraction 問題

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2}\phi_D - \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{p_S}{K\rho g} \iint_{S_A} \frac{\partial G}{\partial z} \eta_D ds \\ & = -\iint_{S_H} \left(-\frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) G ds \end{aligned} \quad P \text{ on } S_H$$

$$\begin{aligned} & -\iint_{S_F} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_{S(p)}}{K} - \frac{p_S}{K\rho g} \left(1 + \iint_{S_H} \frac{\partial G}{\partial z} n_z ds \right) \\ & = -\iint_{S_H} \left(-\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \right) G ds - \frac{\eta_{I(p)}}{K} \end{aligned} \quad P \text{ on } S_F$$

$$0 = \alpha_0 \iint \eta_S ds + p_S$$

(2.1.8-1)

Radiation 問題

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2}\phi_R - \iint_{S_H} \phi_R \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{p_R}{K\rho g} \iint_{S_A} \frac{\partial G}{\partial z} n_z ds \\ & = -\iint_{S_H} n_j G ds \end{aligned} \quad P \text{ on } S_H$$

$$\begin{aligned} & -\iint_{S_H} \eta_j G ds \\ & = -\iint_{S_H} \phi_R \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_R}{K} - \frac{p_R}{K\rho g} \left(1 + \iint_{S_A} \frac{\partial G}{\partial z} ds \right) \end{aligned} \quad P \text{ on } S_A$$

$$\alpha_0 \iint_{S_F} \Delta z ds = p_R + \iint_{S_F} \eta_R ds$$

(2.1.8-2)

以上の連立方程式を解くことで，速度ポテンシャル・空気室内部圧力及び空気室内水面変動を直接求めることが出来るため，計算労力・時間の大幅な短縮が可能となっている。

2.2 空気圧制御する三次元特異点分布法による流体力解析

ここでは、本研究の特徴であるエアクッション内空気圧を制御するエアクッション型浮体の理論解析について記述する．空気圧の一定制御の流体力解析を行うために、また、一定制御以外の制御方法で必要となってくる伝達関数も得られるように再定式化を行った．

まず、先述した三次元特異点分布法において、Diffraction, Radiation 問題で未知数の項として定式化されていたエアクッション内空気圧 p について、既知数の項として再定式化した．また、一定制御する場合は、再定式化したエアクッション内空気圧 p は、空気圧変動がない、つまり、0 となる．以下、再定式化を行った過程を示す．

2.2.1 エアクッション内圧力方程式

エアクッション内圧力方程式である圧力状態方程式は以下である．

・ Diffraction 問題

$$p_{aS} + \alpha_0 \iint \eta_D S_{FA} = -\alpha_0 \iint \zeta_I ds \quad (2.2.1-1)$$

・ Radiation 問題

$$p_{aR} + \alpha_0 \iint \eta_R S_{FA} = \alpha_0 \iint \zeta_j ds \quad (2.2.1-2)$$

となる．

Diffraction 問題における圧力 p_{aS} を移項させる．

ここで、 P 点が制御を行う空気室にある場合と、 P 点が制御を行う空気室でない場合に分け、それぞれ以下の様になる．

$$-\alpha_0 \iint \zeta_I ds - p_{aS} = \alpha_0 \iint \eta_D S_{FA} \quad P \text{ on control } S_{FA} \quad (2.2.1-3)$$

$$p_{aS} + \alpha_0 \iint \eta_D S_{FA} = -\alpha_0 \iint \zeta_I ds \quad P \text{ on no control } S_{FA} \quad (2.2.1-4)$$

Radiation 問題についても同様に圧力 p_{aR} を移項させる．

$$\alpha_0 \iint_{S_{FA}} \zeta_r ds - p_{aR} = \alpha_0 \iint_{S_{FA}} \eta_r ds \quad P \text{ on control } S_{FA} \quad (2.2.1-5)$$

$$\alpha_0 \iint_{S_{FA}} \zeta_r ds = \alpha_0 \iint_{S_{FA}} \eta_r ds + p_{aR} \quad P \text{ on no control } S_{FA} \quad (2.2.1-6)$$

2.2.2 境界積分方程式

先述した境界積分方程式より，

$$\begin{aligned} -C_P\phi = & \iint_{S_H} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \\ & + \iint_{S_{FA}} \left(\phi_j \frac{\partial G}{\partial z} - G \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) ds \end{aligned} \quad (2.2.2-1)$$

ただし， C_P の値は，一定要素で離散化するため物体表面上で $\frac{1}{2}$ ，自由表面上では1とする．先述同様に物体表面上にある場合と，エアクッション内自由表面上にある場合のそれぞれについて別々に定式化を行う．

2.2.2-1 物体表面上

物体表面上における両問題は，以下である．

・ Diffraction 問題 on S_H

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_H} \left(-\frac{\partial \phi_D}{\partial n} \right) G ds \\ & = \frac{1}{2} \phi_D(P) - \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{D_n}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.2.2-2)$$

・ Radiation 問題 on S_H

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_H} n_r G ds \\ & = \frac{1}{2} \phi_r(P) + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{r_n}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} \frac{\partial G}{\partial z} n_z ds \end{aligned} \quad (2.2.2-3)$$

Diffraction 問題における圧力 p_{Dn} を移項させる．

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_H} \left(-\frac{\partial \phi_D}{\partial n} \right) G ds + \frac{p_{D_i}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} \cdot n_z ds \\ & = \frac{1}{2} \phi_D(P) - \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{D_n}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.2.2-4)$$

ただし， κ は， $i=n$ の時 $\kappa=0$ ， $i \neq n$ の時 $\kappa=1$ とする．

Radiation 問題における圧力 p_{ri} を移項させる．

$$\begin{aligned} & - \iint_{S_H} n_r G ds - \frac{p_{r_i}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} ds \\ & = \frac{1}{2} \phi_r(P) + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{r_n}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} \frac{\partial G}{\partial z} n_z ds \end{aligned} \quad (2.2.2-5)$$

ただし， κ は， $i=n$ の時 $\kappa=0$ ， $i \neq n$ の時 $\kappa=1$ とする．

2.2.2-2 エアクッション内自由表面

エアクッション内自由表面の一般的な両問題は以下である．

・ Diffraction 問題 on S_{FA}

$$\begin{aligned} & -\iint_{S_H} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} G ds - \frac{\eta_I(P)}{K} \\ & = \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_s}{K} - \frac{p_{Dm}}{K\rho g} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{Dn}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.2.2-6)$$

・ Radiation 問題 on S_A

$$\begin{aligned} & \iint_{S_H} n_r G ds \\ & = \iint_{S_H} \phi_r \frac{\partial G}{\partial n} ds + \frac{\eta_r}{K} + \frac{p_{rm}}{K\rho g} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{rn}}{\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds \end{aligned} \quad (2.2.2-7)$$

物体表面上と同様にエアクッション内自由表面の Diffraction 問題におけるエアクッション内空気圧力 p を左辺に移項する．

エアクッション内圧力方程式と同様に P 点が制御を行う空気室にある場合と、 P 点が制御を行う空気室でない場合に分け、それぞれ以下の様になる．

$$-\iint_{S_H} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} G ds - \frac{\eta_I(P)}{K} + \frac{p_{Di}}{K\rho g} - \frac{p_{Di}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \quad P \text{ on constant } S_{FA} \quad (2.2.2-8)$$

$$= \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_s}{K} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{Dn}}{\rho g} \kappa \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds$$

$$-\iint_{S_H} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} G ds - \frac{\eta_I(P)}{K} - \frac{p_{Di}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \quad P \text{ on nonconstant } S_{FA} \quad (2.2.2-9)$$

$$= \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_s}{K} - \frac{p_{Dm}}{K\rho g} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{Dn}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds$$

ただし、 κ は、 $i=n$ の時 $\kappa=0$ 、 $i \neq n$ の時 $\kappa=1$ とする．

Radiation 問題についても同様にエアクッション内空気圧力 p を移項する．

$$\iint_{S_H} n_r G ds - \frac{p_{rm}}{K\rho g} - \frac{p_{ri}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds \quad P \text{ on constant } S_{FA} \quad (2.2.2-10)$$

$$= \iint_{S_H} \phi_r \frac{\partial G}{\partial n} ds + \frac{\eta_r}{K} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{rn}}{\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds$$

$$\iint_{S_H} n_r G ds - \frac{p_{ri}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds \quad P \text{ on no constant } S_{FA} \quad (2.2.2-11)$$

$$= \iint_{S_H} \phi_r \frac{\partial G}{\partial n} ds + \frac{\eta_r}{K} + \frac{p_{rm}}{K\rho g} \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{rn}}{\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds$$

ただし、 κ は、 $i=n$ の時 $\kappa=0$ 、 $i \neq n$ の時 $\kappa=1$ とする．

2.2.3 連立方程式

前節の再定式化により，Diffraction, Radiation 両問題別に連立方程式を得ることが出来る。

Diffraction 問題

$$\begin{aligned}
 & -\iint_{S_H} \left(-\frac{\partial \phi_D}{\partial n} \right) G ds + \frac{p_{D_i}}{K \rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} \cdot n_z ds \\
 & = \frac{1}{2} \phi_D(P) - \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{D_n}}{K \rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} \cdot n_z ds
 \end{aligned}
 \quad \begin{array}{l} P \text{ on } S_H \\ (2.2.3-1) \end{array}$$

$$\begin{aligned}
 & -\iint_{S_H} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} G ds - \frac{\eta_I(P)}{K} + \frac{p_{D_i}}{K \rho g} - \frac{p_{D_i}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \\
 & = \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_s}{K} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \frac{p_{D_n}}{\rho g} \kappa \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds
 \end{aligned}
 \quad \begin{array}{l} P \text{ on constant } S_{FA} \\ (2.2.3-2) \end{array}$$

$$\begin{aligned}
 & -\iint_{S_H} \frac{\partial \phi_D}{\partial n} G ds - \frac{\eta_I(P)}{K} - \frac{p_{D_i}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds \\
 & = \iint_{S_H} \phi_D \frac{\partial G}{\partial n} ds - \frac{\eta_s}{K} - \frac{p_{D_m}}{K \rho g} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{D_n}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} G \cdot n_z ds
 \end{aligned}
 \quad \begin{array}{l} P \text{ on no constant } S_{FA} \\ (2.2.3-3) \end{array}$$

$$-\alpha_0 \iint \zeta_I ds - p_{aS} = \alpha_0 \iint \eta_D S_{FA} \quad \begin{array}{l} P \text{ on control } S_{FA} \\ (2.2.3-4) \end{array}$$

$$p_{aS} + \alpha_0 \iint \eta_D S_{FA} = -\alpha_0 \iint \zeta_I ds \quad \begin{array}{l} P \text{ on no control } S_{FA} \\ (2.2.3-5) \end{array}$$

Radiation 問題

$$\begin{aligned}
& - \iint_{S_H} n_r G ds - \frac{p_{r_i}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} \frac{\partial G}{\partial z} ds \\
& = \frac{1}{2} \phi_r(P) + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{r_n}}{\rho g} \iint_{S_{FA_n}} \frac{\partial G}{\partial z} n_z ds
\end{aligned}
\quad P \text{ on } S_H \quad (2.2.3-6)$$

$$\begin{aligned}
& \iint_{S_H} n_r G ds - \frac{p_{rm}}{K\rho g} - \frac{p_{r_i}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds \\
& = \iint_{S_H} \phi_r \frac{\partial G}{\partial n} ds + \frac{\eta_r}{K} + \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{rm}}{\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds
\end{aligned}
\quad P \text{ on constant } S_{FA} \quad (2.2.3-7)$$

$$\begin{aligned}
& \iint_{S_H} n_r G ds - \frac{p_{r_i}}{K\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds \\
& = \iint_{S_H} \phi_r \frac{\partial G}{\partial n} ds + \frac{\eta_r}{K} + \frac{p_{rm}}{K\rho g} \sum_{n=1}^{N_{AC}} \kappa \frac{p_{rm}}{\rho g} \iint_{S_{FA}} G \cdot n_z ds
\end{aligned}
\quad P \text{ on no-constant } S_{FA} \quad (2.2.3-8)$$

$$\alpha_0 \iint_{S_{FA}} \zeta_r ds - p_{aR} = \alpha_0 \iint_{S_{FA}} \eta_r ds \quad P \text{ on constant } S_{FA} \quad (2.2.3-9)$$

$$\alpha_0 \iint_{S_{FA}} \zeta_r ds = \alpha_0 \iint_{S_{FA}} \eta_r ds + p_{aR} \quad P \text{ on no constant } S_{FA} \quad (2.2.3-10)$$

以上の連立方程式を解くことで、空気圧を一定制御する場合（ $p=0$ ）の速度ポテンシャル・空気室内部圧力及び空気室内水面変動が求まる。また、Radiation 問題の連立方程式の解が、その他の制御方法において空気圧の伝達関数となる。

2.3 運動方程式

2.3.1 基礎仮定及び座標系

- 1) 運動方程式は定常周期分を考慮して周波数領域とする.
- 2) 運動方程式は慣性系における, 流体の回転中心まわりの運動に関する方程式である.
- 3) 浮体の定常変位による影響は考慮しない.
- 4) 運動座標系と空間固定座標系は同じである.
- 5) 運動方程式の外力項は, 前章までに得られた流体力を用いる

運動方程式に用いる座標系は, 2.1 直接解法三次元特異点分布法で用いたものと同じである.

2.3.2 時間領域での運動方程式

同章におけることわりを以下に記す.

6 自由度の運動方向を,

$$i=1,2,\cdots,6 \quad (j=1,2,\cdots,6)$$

とする. 数値は順に, surge, sway, heave, roll, pitch, yaw (前後揺れ, 左右揺れ, 上下揺れ, 横揺れ, 縦揺れ, 船首揺れ) の各運動に対応する.

また, 時間 t に関する微分はドットで表す.

$$\frac{d}{dt} = \dot{\quad}, \quad \frac{d^2}{dt^2} = \ddot{\quad}$$

一般的に知られている時間領域における浮体運動方程式を以下に示す.

$$F_{Ej} = \sum_{k=1}^6 \left[(M_{jk} + m_{jk}) \ddot{X}_k(t) + N_{jk} \dot{X}_k(t) + C_j X_k(t) \right] \quad (j=1,2,\cdots,6) \quad (2.3.2-1)$$

この式は定常外力を受けて定常変位を行った後の平衡点まわりで成り立つ. ただし,

M_{jk} = 広義の浮体質量

m_{jk} = 広義の付加質量

N_{jk} = 広義の造波減衰係数

C_j = 広義の復原力係数

$X_{k(t)}$ = 広義の時間領域の運動変位

F_{Ej} = 広義の波強制力

ここで“広義”の意味は, 回転運動時に次元を力からモーメント (変位は角度 θ) に読み替えるという意である.

次項より, 運動方程式を各項にわけて解説する.

・ 広義の質量

浮体は左右対称であり、座標原点が重心付近か、浮体中央断面近くにある限り、通常慣性相乗モーメントは無視される。慣性力係数である M_{jk} を展開すると、

$$\{M_{jk}\} = \begin{Bmatrix} M_0 & 0 & 0 & 0 & M_0 Z_G & 0 \\ 0 & M_0 & 0 & -M_0 Z_G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -M_0 Z_G & 0 & I_{44} & 0 & 0 \\ M_0 Z_G & 0 & 0 & 0 & I_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & I_{66} \end{Bmatrix} \quad (2.3.2-2)$$

ここで、 I_{jk} は慣性モーメントであり、浮体回転時の質量に相当する。

慣性モーメント I_{jk} は回転軸からの距離を x 、密度を ρ 、体積を dV とすると、

$$I = \iiint x^2 \rho dV \quad (2.3.2-3)$$

で表される。浮体長手方向を L 、浮体幅を B 、浮体高さを H とし、(2.3.2-3) 式を直方体の式に直すと、次式のようにになる。

$$I_{44} = \frac{M_0}{12} (B^2 + H^2) \quad (2.3.2-4)$$

$$I_{55} = \frac{M_0}{12} (L^2 + H^2) \quad (2.3.2-5)$$

$$I_{66} = \frac{M_0}{12} (L^2 + B^2) \quad (2.3.2-6)$$

本研究の対象となる浮体はエアクッション支持浮体なので、空気室内部の空間を考慮すると、(2.3.2-4) (2.3.2-5) (2.3.2-6) 式は、

$$I_{Sjk} = I_{jk} - I_{Ajk} \quad (2.3.2-7)$$

ここで、 I_{Sjk} はエアクッション支持浮体構造部の慣性モーメント、 I_{Ajk} はエアクッション部の慣性モーメントである。

・ 広義の付加質量係数、造波減衰係数

浮体が運動するとき、周りの流体から反作用として受けるラディエーション流体力 $F_R(t)$ は、通常浮体運動の加速度に比例する成分と速度に比例する成分に分解される。加速度に比例する成分は広義の付加質量 m_{jk} 、速度に比例する成分は広義の造波減衰力 N_{jk} である。

ここで、浮体運動時、連成力の成分が現れるのは、上下揺、横揺、船首揺の組み合わせに限られる。そのため、広義の付加質量と、広義の造波減衰係数は次のようにあらわせる。

$$\{m_{jk}\} = \begin{Bmatrix} m_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & 0 & m_{24} & 0 & m_{26} \\ 0 & 0 & m_{33} & 0 & m_{35} & 0 \\ 0 & m_{42} & 0 & m_{44} & 0 & m_{46} \\ 0 & 0 & m_{53} & 0 & m_{55} & 0 \\ 0 & m_{62} & 0 & m_{64} & 0 & m_{66} \end{Bmatrix} \quad (2.3.2-8)$$

$$\{N_{jk}\} = \begin{Bmatrix} N_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & N_{22} & 0 & N_{24} & 0 & N_{26} \\ 0 & 0 & N_{33} & 0 & N_{35} & 0 \\ 0 & N_{42} & 0 & N_{44} & 0 & N_{46} \\ 0 & 0 & N_{53} & 0 & N_{55} & 0 \\ 0 & N_{62} & 0 & N_{64} & 0 & N_{55} \end{Bmatrix} \quad (2.3.2-9)$$

・復原力項

本研究において，静水圧に基づく復原力（復原モーメント）は線形化のために，変位に比例する成分だけを取り上げると，次式のようになる．

$$\{C_{jk}\} = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & 0 & C_{35} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{53} & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \quad (2.3.2-10)$$

ここで，ボンツーン型の復原力，復原モーメントを式で表すと，

$$C_{33} = \rho g A_w \quad (2.3.2-11)$$

$$C_{35} = C_{53} = -\rho g \iint_{A_w} x dx dy \quad (2.3.2-12)$$

$$C_{44} = \rho g \nabla \overline{GM} \quad (2.3.2-13)$$

$$C_{55} = \rho g \nabla \overline{GM}_L \quad (2.3.2-14)$$

A_w は水線面積， ∇ は排水量， \overline{GM} 及び \overline{GM}_L はそれぞれ横及び縦メタセンター高さである．

<エアクッション支持浮体の復原力について>

エアクッション支持浮体の復原力は，浮体の構造上，構造部とエアクッション部に分かれる．まず，エアクッション部の復原力は，(2.3)式のベルヌーイの式に静水圧の項が含まれていることから，静水圧が含まれた付加質量が算出されている．そのため，運動方程式中にエアクッション部の復原力及び復原モーメントは考慮しないですむ．一方，構造部の復原力，及び復原モーメントは考慮する．構造部の復元モーメントは，断面二次モーメントを計算することになる．以下に式を示す．

$$C_{33} = \rho g (A_w - A_c)$$

(2.110)

$$C_{44} = \rho g \left(\iint_{A_s} y^2 ds_s - \overline{BG} \nabla \right) \quad (2.3.2-15)$$

$$C_{55} = \rho g \left(\iint_{A_s} x^2 ds_s - \overline{BG} \nabla \right) \quad (2.3.2-16)$$

・慣性力

時間領域の慣性力 $F_{li}(t)$ は、次のように表される。

$$F_{li}(t) = \sum_{k=1}^6 M_{jk} \ddot{X}_k(t) \quad (2.3.2-17)$$

・ラディエーション流体力

浮体運動が規則的な場合の時間領域のラディエーション流体力 $F_R(t)$ は次のように表される。

$$F_{Rj}(t) = - \sum_{k=1}^6 \left\{ m_{jk} \ddot{X}_j + N_{jk} \dot{X}_k \right\} \quad (2.3.2-18)$$

・復原力

時間領域の復原力 $F_{si}(t)$ は次のように表される。

$$F_{sj}(t) = - \sum_{k=1}^6 C_{jk} X_k \quad (2.3.2-19)$$

2.3.2 周波数領域での運動方程式

本研究では、浮体運動は定常周期分を考慮して周波数領域とするので、先に記した運動方程式を周波数領域の運動方程式にする。
時間領域の運動方程式を再度示す。

$$F_{Ej} = \sum_{k=1}^6 \left[(M_{jk} + m_{jk}) \ddot{X}_k(t) + N_{jk} \dot{X}_k(t) + C_j X_k(t) \right] \quad (j = 1, 2, \dots, 6) \quad (2.3.2-20)$$

まず、時間領域の変位 $X_k(t)$ を $e^{-i\omega t}$ を含む式に変換する。

$$X(t) = \text{Re} \left[x \cdot e^{-i\omega t} \right] \quad (2.3.2-21)$$

$$\dot{X}(t) = \text{Re} \left[-i\omega \cdot x \cdot e^{-i\omega t} \right] \quad (2.3.2-22)$$

$$\ddot{X}(t) = \text{Re} \left[-\omega^2 \cdot x \cdot e^{-i\omega t} \right] \quad (2.3.2-23)$$

ここで、 i は $\sqrt{-1}$ 、 $x = x_c + -ix_s$ である。

・慣性力

時間領域での慣性力である (2.3.2-17) 式を (2.3.2-23) 式を用いて時間項を分離すると、

$$F_{li}(t) = \text{Re} \left[e^{-i\omega t} \sum_{k=1}^6 \left\{ -\omega^2 M_{jk} x_k(t) \right\} \right] \quad (2.3.2-24)$$

・ラディエーション流体力

(2.114) 式に (2.3.2-18) (2.3.2-23) 式を用いて時間項を分離すると、次式のようになる。

$$F_{Rj}(t) = -\operatorname{Re} \left[e^{-i\omega t} \sum_{k=1}^6 (-\omega^2 m_{jk} + i\omega N_{jk}) x_k \right] \quad (2.3.2-25)$$

・復原力

時間領域での復原力である (2.3.2-19) 式に (2.3.2-21) 式を用い時間項を分離すると

$$F_{sj}(t) = -\operatorname{Re} \left[e^{-i\omega t} \sum_{k=1}^6 C_{jk} x_k \right] \quad (2.3.2-26)$$

となる。

・波強制力

周波数領域の波強制力 $F_{Ek}(t)$ は、入射波の振幅を ζ_A とおくと、次のように表せる。

$$F_{Ek}(t) = \operatorname{Re} [\zeta_A \cdot E_j e^{-i\omega t}] \quad (2.3.2-27)$$

・周波数領域での運動方程式

上記の係数を用いて周波数領域の運動方程式を表すと、

$$\begin{aligned} E_j e^{-i\omega t} &= \sum_{k=1}^6 \left\{ -\omega^2 (M_{jk} + m_{jk}) x e^{-i\omega t} - i\omega N_{jk} x e^{-i\omega t} + C_{jk} x e^{-i\omega t} \right\} \\ E_j &= \sum_{k=1}^6 \left\{ -\omega^2 (M_{jk} + m_{jk}) - i\omega N_{jk} + C_{jk} \right\} x_k \end{aligned} \quad (2.3.2-28)$$

ここで、 $\alpha_{jk} = -\omega^2 (M_{jk} + m_{jk}) - i\omega N_{jk} + C_{jk}$ とおき、(2.124) 式をマトリックス表示すると、

$$\begin{Bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \\ E_5 \\ E_6 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \cdots & & & \alpha_{16} \\ & \alpha_{22} & & & \ddots & \\ \vdots & & \alpha_{33} & & & \vdots \\ \vdots & & & \alpha_{44} & & \vdots \\ & \ddots & & & \alpha_{55} & \\ \alpha_{61} & \cdots & \cdots & & & \alpha_{66} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \end{Bmatrix} \quad (2.3.2-29)$$

変位 x を求めるために、 x を左辺に持ってくると、

$$\begin{Bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \cdots & & & \alpha_{16} \\ & \alpha_{22} & & & \ddots & \\ \vdots & & \alpha_{33} & & & \vdots \\ \vdots & & & \alpha_{44} & & \vdots \\ & \ddots & & & \alpha_{55} & \\ \alpha_{61} & \cdots & \cdots & & & \alpha_{66} \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \\ E_5 \\ E_6 \end{Bmatrix} \quad (2.3.2-30)$$

このマトリックスを解くことによって運動変位が求まる。

・周波数領域での弾性運動方程式

また，周波数領域での弾性運動方程式は，

$$\sum_{s=1}^N \left[\left\{ \delta_{rs} D_{rs} - \omega^2 (\delta_{rs} M_{rs} + A_{m,rs}) - i\omega D_{m,rs} + \delta_{rs} C_{rs} \right\} q_s \right] = f_{e,r} \quad r=1, N_{DOF} \quad (2.3.2-31)$$

ここで， δ_{rs} はデルタ関数， M_{rs} は質量， $A_{m,rs}$ は付加質量， $D_{m,rs}$ は造波減衰係数， C_{rs} は水平面の復原力係数となり， D_{rs} は剛性条件で，次式となる。

$$D_{rs} = \delta_{rs} \cdot D \iint_{S_H} \left\{ \left(\frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial y^2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta_s}{\partial y^2} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta_s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial y^2} \cdot \frac{\partial^2 \zeta_s}{\partial x^2} \right) \right. \\ \left. + 2(1-\nu) \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x \partial y} \cdot \frac{\partial^2 \zeta_s}{\partial x \partial y} \right\} ds \quad (2.3.2-32)$$

ここで， ν はポアソン比で，0.3 とし， D は単位幅剛性で，次式となる。

$$D = E \frac{d_h^3}{12(1-\nu)} \quad (2.3.2-33)$$

これは，等方性平板の場合であり， E はヤング係数， d_n は平板の厚さである。

2.4 内部荷重

弾性体における曲げモーメント M 及びせん断力 Q のような内部荷重は、運動方程式の支配項である ζ_r について解き、

$$M = \zeta'' \quad (2.4-1)$$

$$Q = M' \quad (2.4-2)$$

以上の関係より、次式のように得られる。

< 曲げモーメント >

$$M_x = -D \sum_{r=1}^{N_{DOF}} \left(\frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial y^2} \right) \cdot q_r \quad (2.4-3)$$

$$M_y = -D \sum_{r=1}^{N_{DOF}} \left(\frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x^2} \right) \cdot q_r \quad (2.4-4)$$

< 相乗モーメント >

$$M_{xy} = -M_{yx} = D(1-\nu) \sum_{r=1}^{N_{DOF}} \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x \partial y} \cdot q_r \quad (2.4-5)$$

< せん断力 >

$$Q_x = -D \sum_{r=1}^{N_{DOF}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial y^2} \right) \cdot q_r \quad (2.4-6)$$

$$Q_y = -D \sum_{r=1}^{N_{DOF}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \zeta_r}{\partial x^2} \right) \cdot q_r \quad (2.4-8)$$

第 3 章 理論解析結果

3.1 解析条件

3.1.1 諸条件

- 1) 解析対象となるエアクッション型浮体は、一つのエアクッション区画のサイズを長さ 10m、幅 10m、喫水 0.5m、とし、浮体の質量分布は一様であり、等方性平板と見なすことができる (Fig.3.1-1) . 浮体重量はポンツーン型浮体の 2.5m 喫水相当とし、壁厚は 1m と考える .

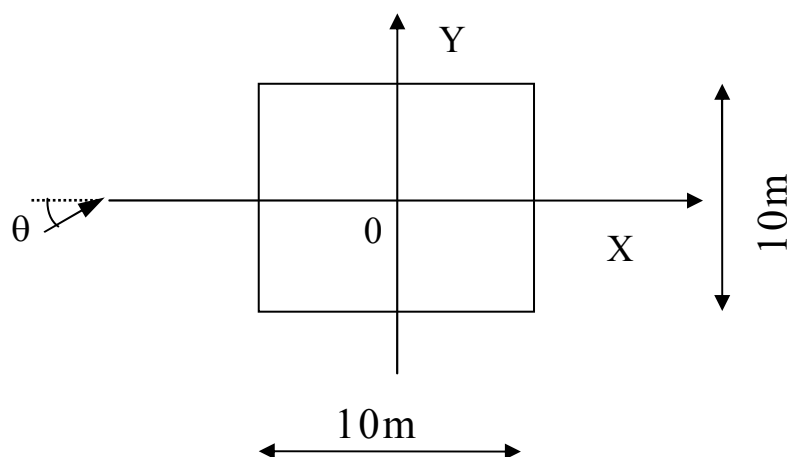


Fig. 3.1-1 floating body model

- 2) メッシュ幅は、波長の 1/10 以下でないと解析精度が落ちるため、解析モデルのサイズごとにメッシュ幅を設定した .
- 3) 解析範囲は、 $L/\lambda=3.35\sim13.0$ 、入射波の角度は浮体の長手方向に対し 0° である .
- 4) 浮体は弾性体とし、水深は 500m とした .

3.1.2 解析モデル

Model.1 (X=10m, Y=10m)

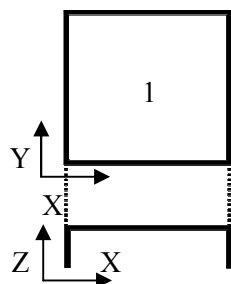


Fig. 3.1.1-1 Aircushion arrangement of Model.1

Model.2 (X=20m, Y=10m)

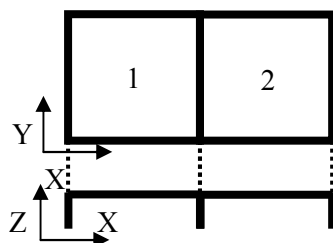


Fig. 3.1.1-2 Aircushion arrangement of Model.2

Model.3 (X=30m, Y=10m)

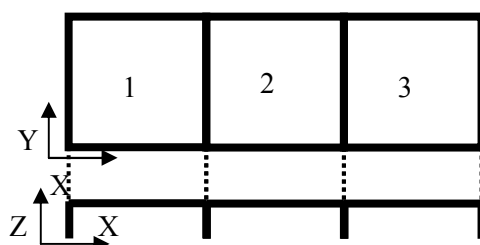


Fig. 3.1.1-2 Aircushion arrangement of Model.3

Model.4 (① X=40m, Y=20m)

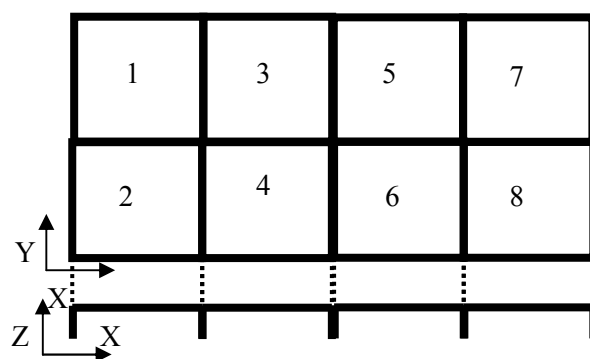


Fig. 3.1.1-3 Aircushion arrangement of Model.4

3.2 解析結果

本解析結果における定義

結果を示す前に以下のことを定義する.

- 1) グラフ中に示す X は連成運動の水平変位, M はモーメントである.
- 2) グラフ中に示す δ は, エアクッションスカート部の壁厚を指している.
- 3) 無次元化に用いる ρ , g , a , k , λ は, それぞれ流体密度, 重力加速度, 入射波振幅, 波数, 波長である.
- 4) グラフ中に示す x_i ($i=1,2,3\cdots 6$) は, それぞれ surge sway heave roll pitch yaw を指す.
- 5) グラフ中に示す L , B , η は, それぞれ, 浮体長さ, 浮体幅, 内部水面変位を指す.
- 6) それぞれの解析モデルにおける制御ケースは以下である.

Model.1

Non:制御なし all:制御

Model.2

Non:制御なし all:空気室 1,2 制御
Front:空気室 1 制御 back:空気室 2 制御

Model.3

Non:制御なし all:空気室 1,2,3 制御
front:空気室 1 制御 front2:空気室 1,2 制御
bothend:空気室 1,3 制御

Model.4

Non:制御なし all:空気室 1~8 制御
front:空気室 1,2 制御 bothend:空気室 1,2,7,8 制御
center:空気室 3~6 制御 oneseide:空気室 1,3,5,7 制御
side:空気室 1,3,6,8 制御

- 7) X 軸に $x/(L/2)$ のグラフは $y=0$ である.

3.2.1 モーメント

3.2.1-1 $x = \lambda / L$

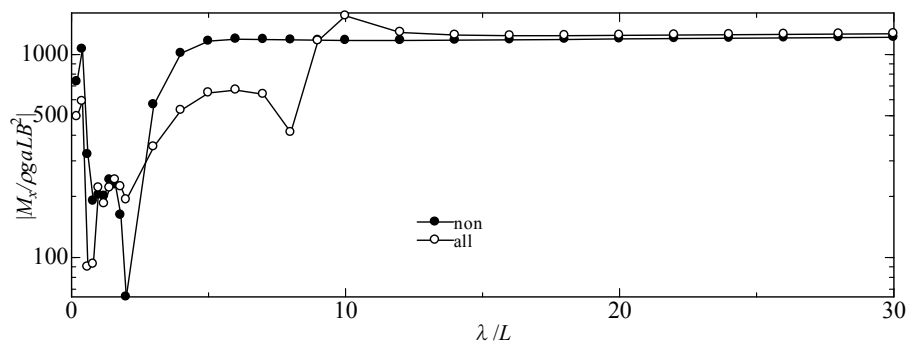


Fig. 3.2.1-1-1 moment-x of model.1($x = \max(\text{non})$)

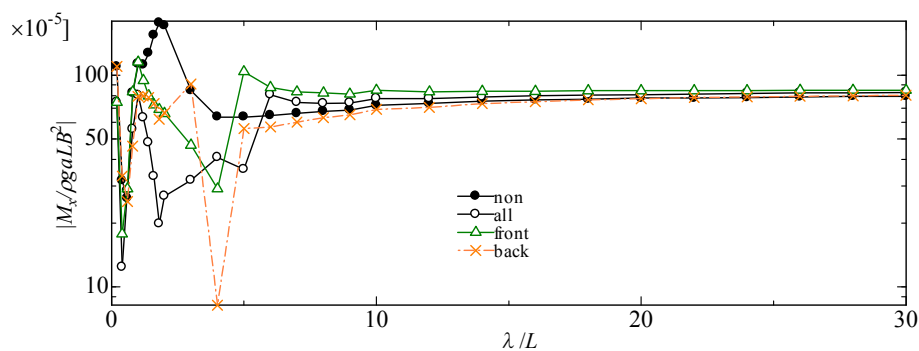


Fig. 3.2.1-1-2 moment-x of model.2($x = \max(\text{non})$)

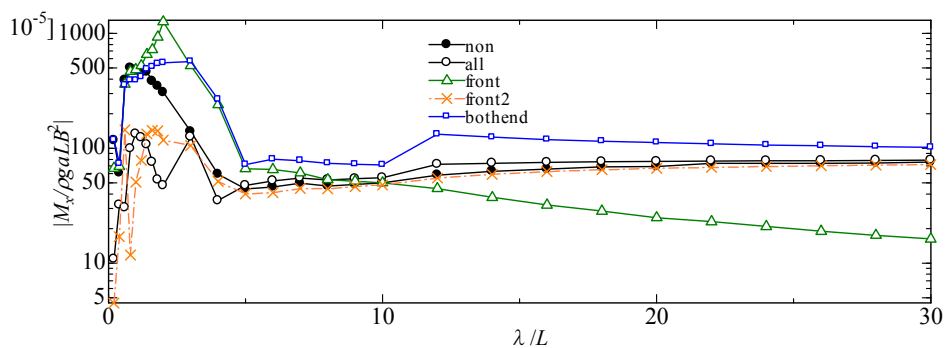


Fig. 3.2.1-1-3 moment-x of model.3($x = \max(\text{non})$)

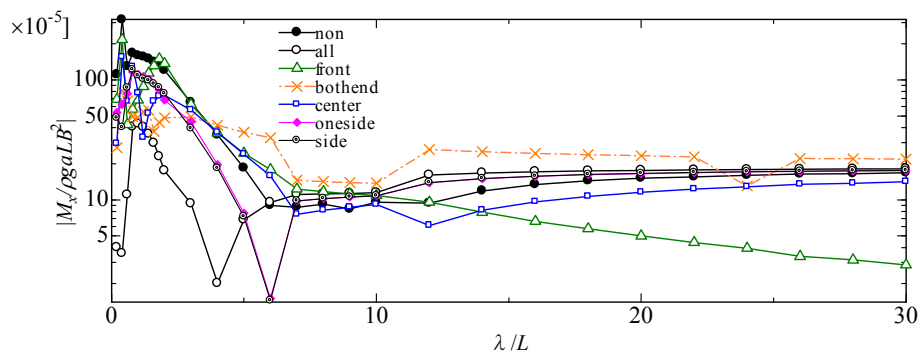


Fig. 3.2.1-1-4 moment-x of model.4($x = \max(\text{non})$)

3.2.1-2 x=浮体の長さ(モーメント)

1) Model.1

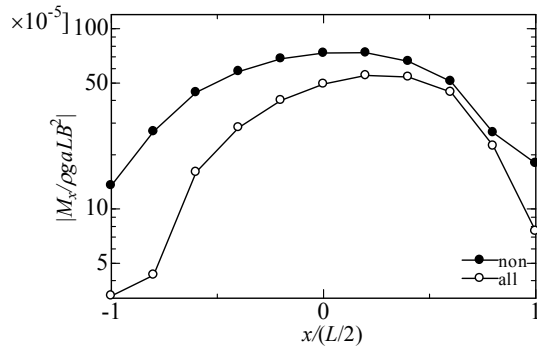


Fig. 3.2.1-2-0 moment-x of model.1 ($\lambda/L=0.2$)

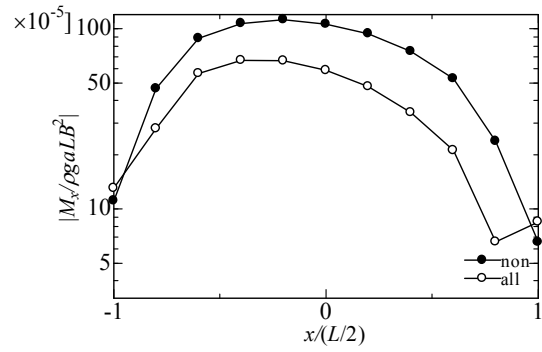


Fig. 3.2.1-2-1 moment-x of model.1 ($\lambda/L=0.4$)

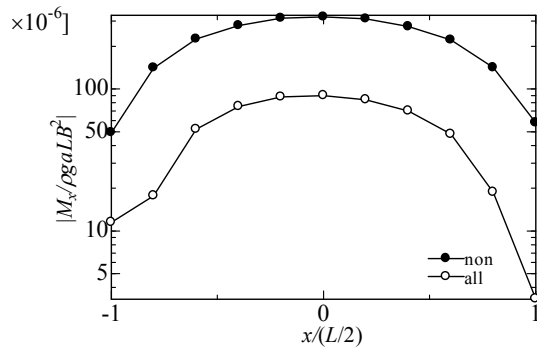


Fig. 3.2.1-2-2 moment-x of model.1 ($\lambda/L=0.6$)

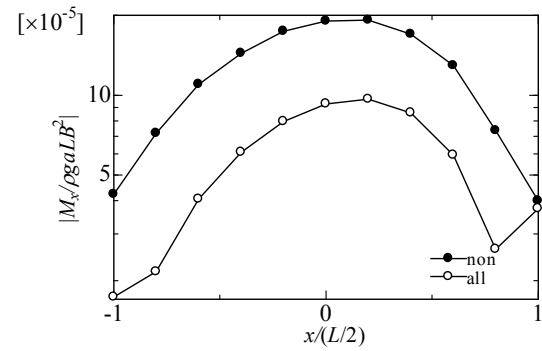


Fig. 3.2.1-2-3 moment-x of model.1 ($\lambda/L=0.8$)

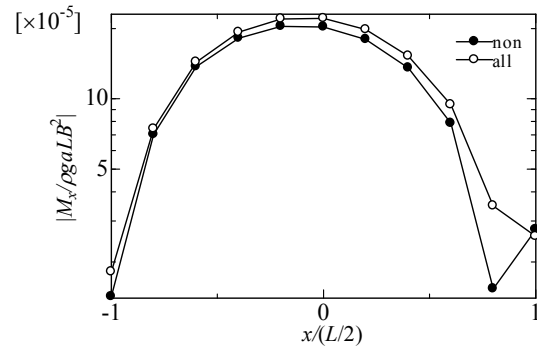


Fig. 3.2.1-2-4 moment-x of model.1 ($\lambda/L=1.0$)

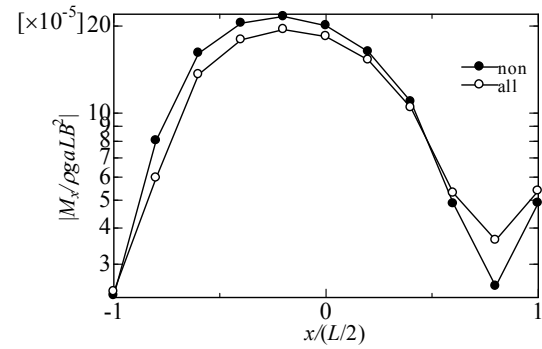


Fig. 3.2.1-2-5 moment-x of model.1 ($\lambda/L=1.2$)

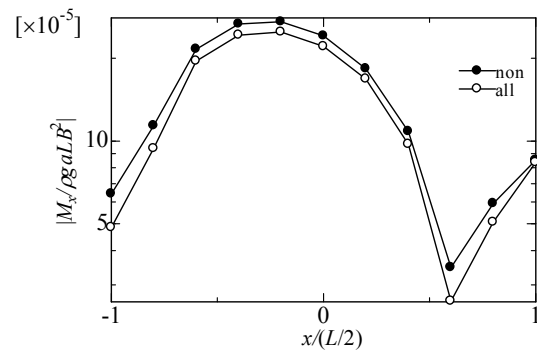


Fig. 3.2.1-2-6 moment-x of model.1 ($\lambda/L=1.4$)

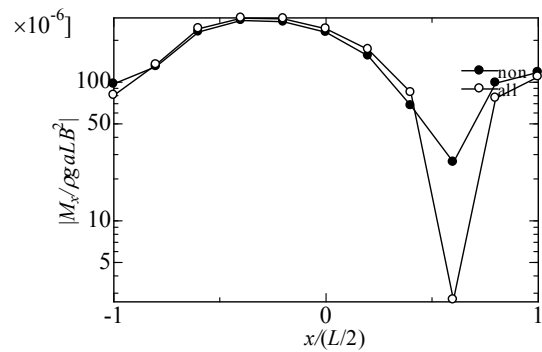
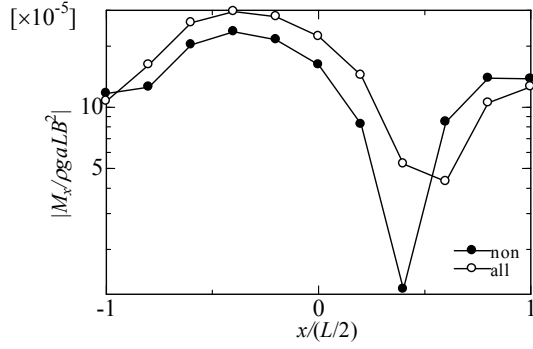
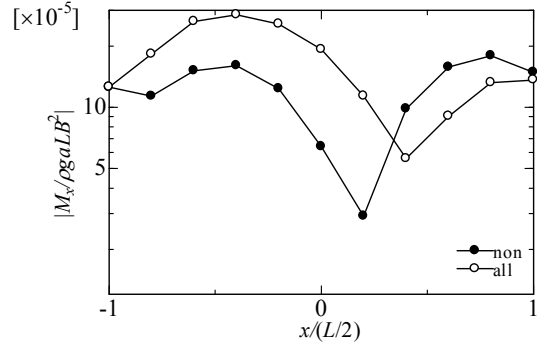
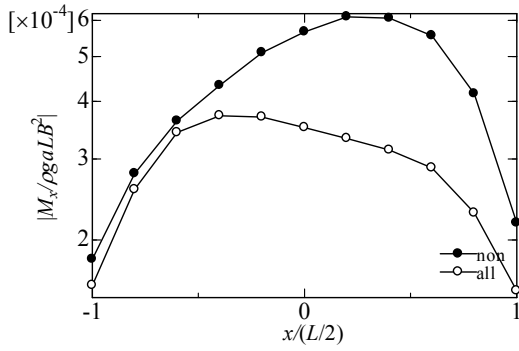
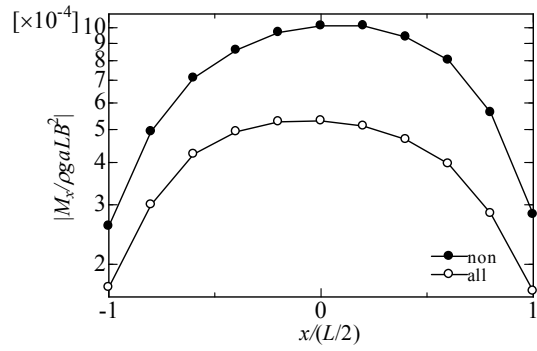
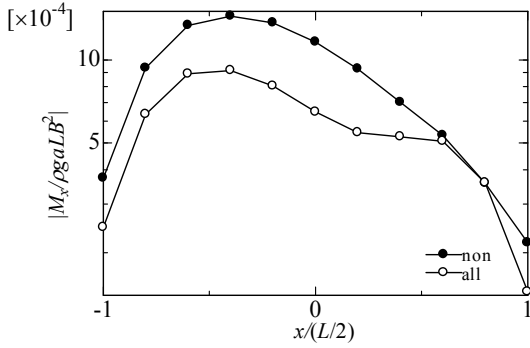
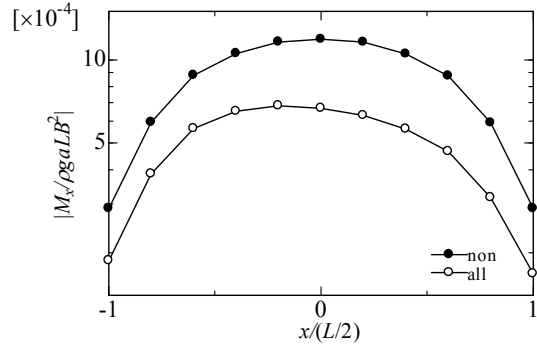
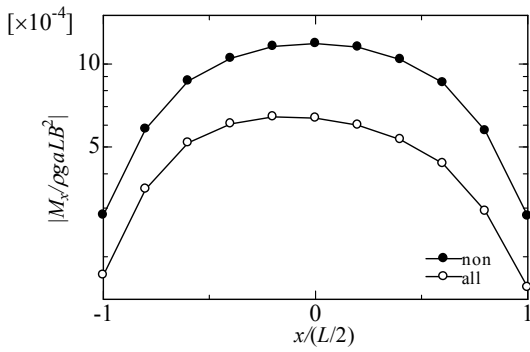
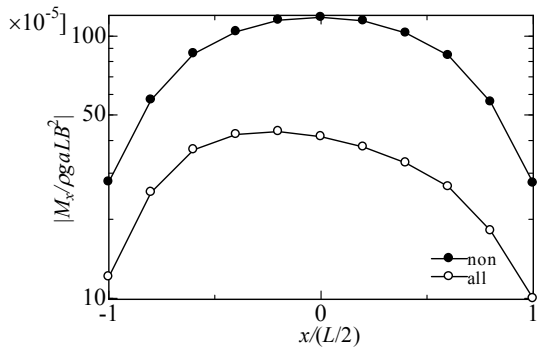
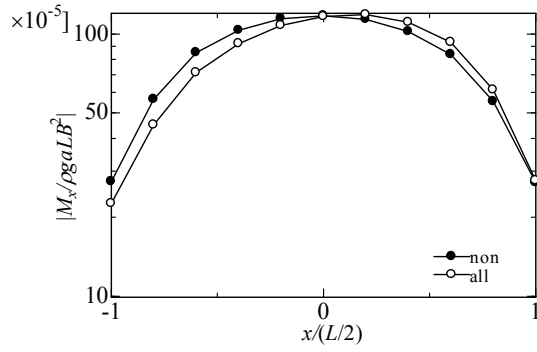
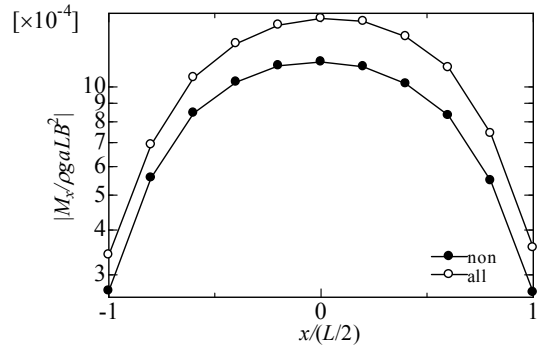
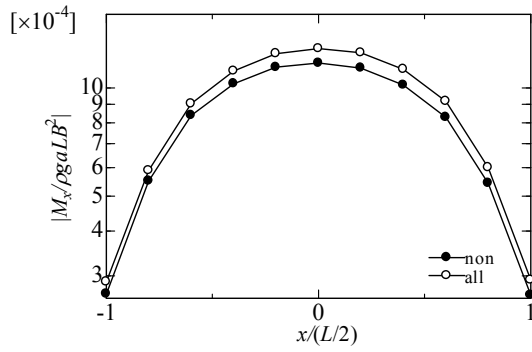
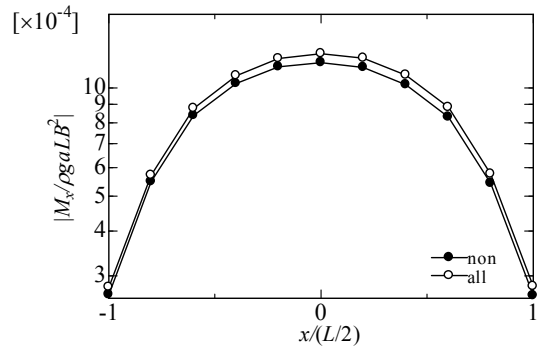
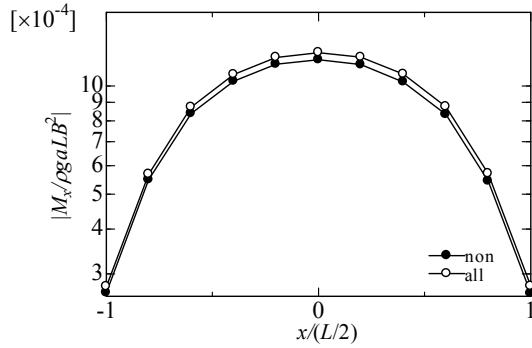
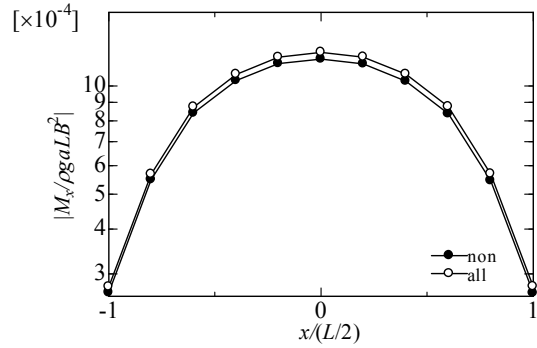
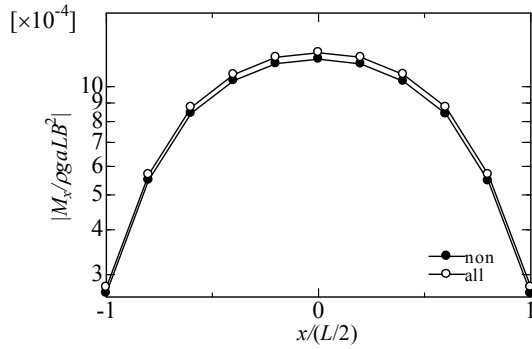
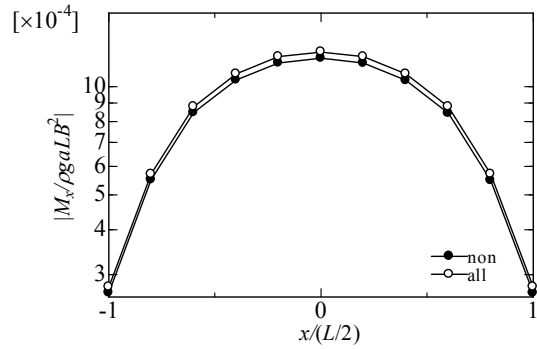
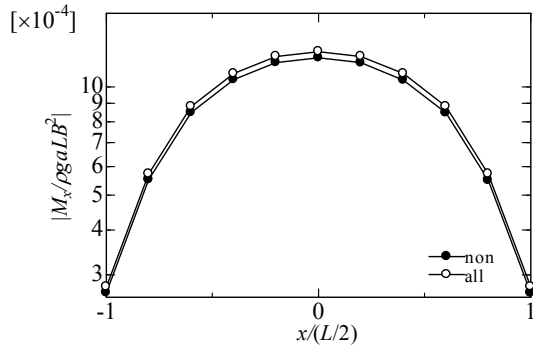
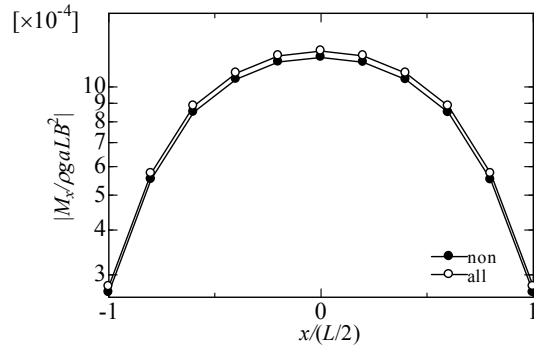
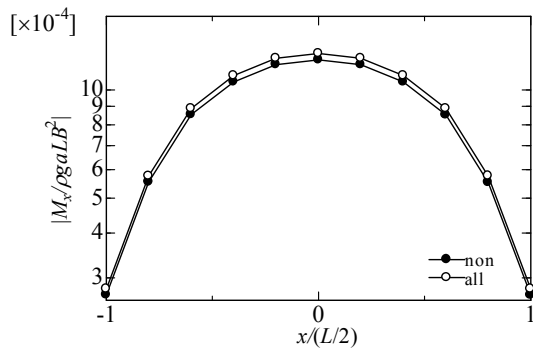
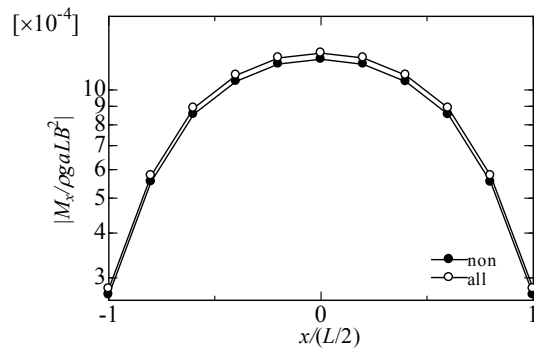
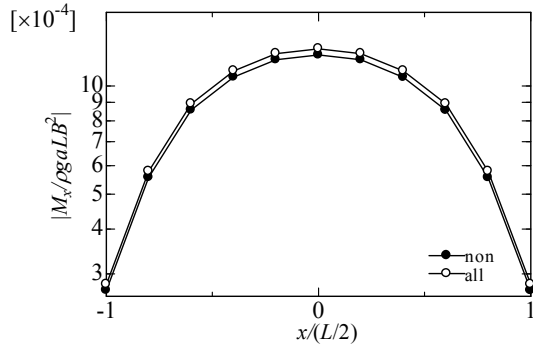
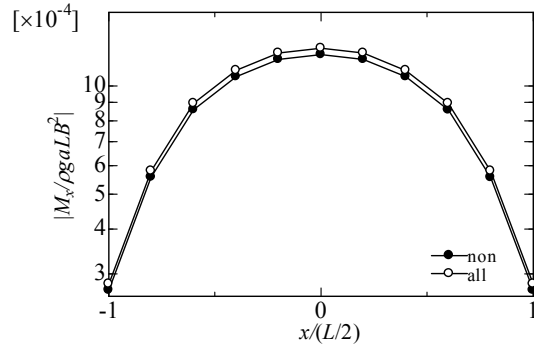
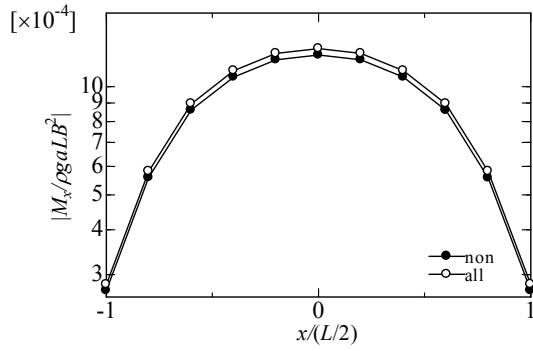
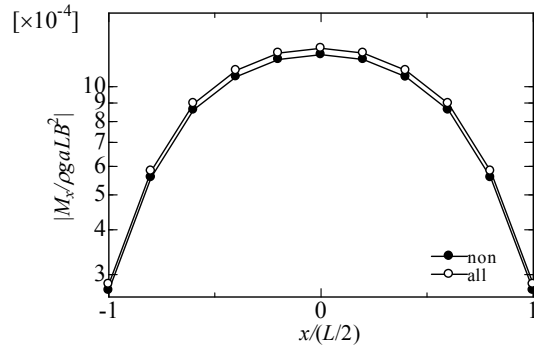


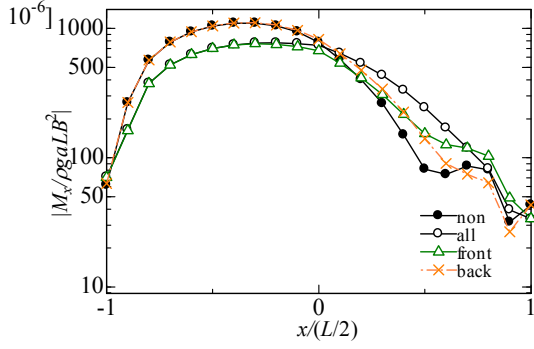
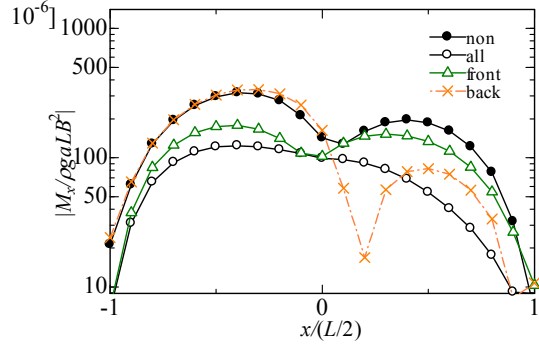
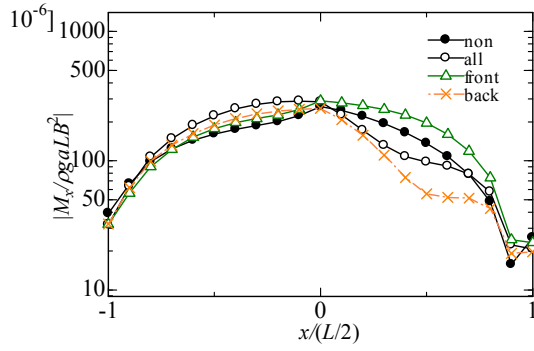
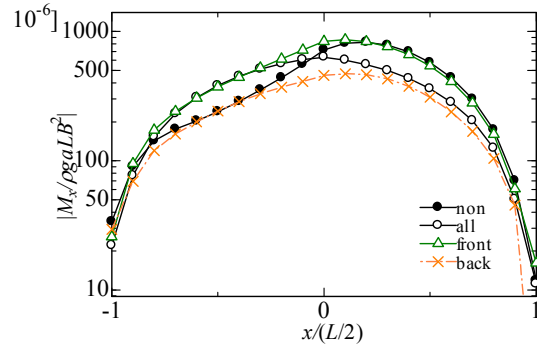
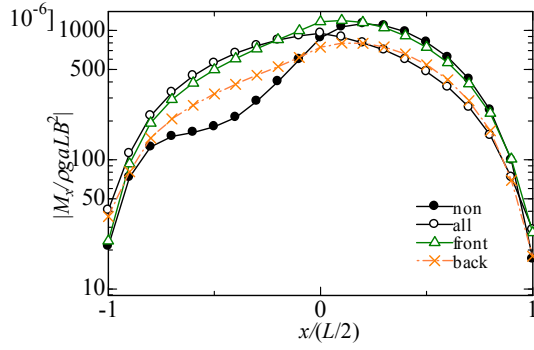
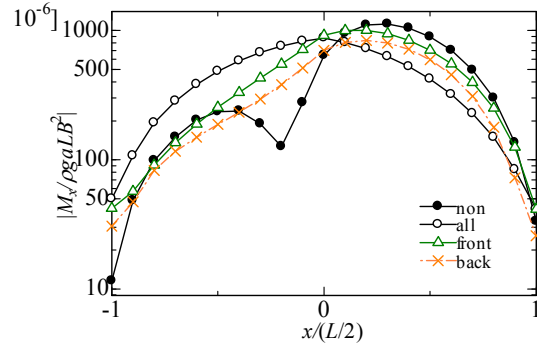
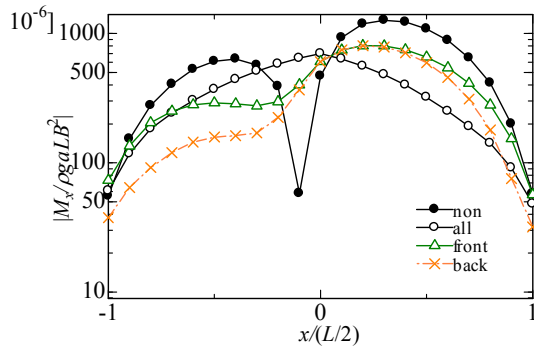
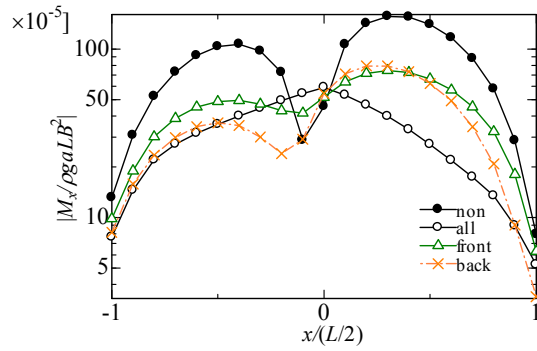
Fig. 3.2.1-2-7 moment-x of model.1 ($\lambda/L=1.6$)

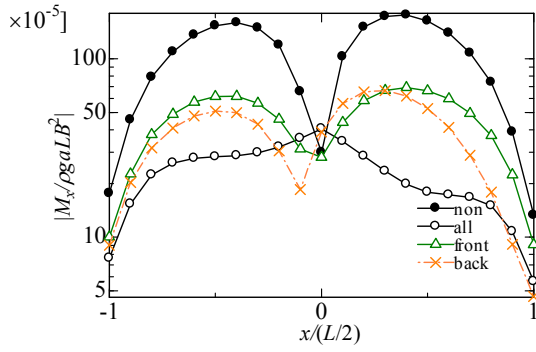
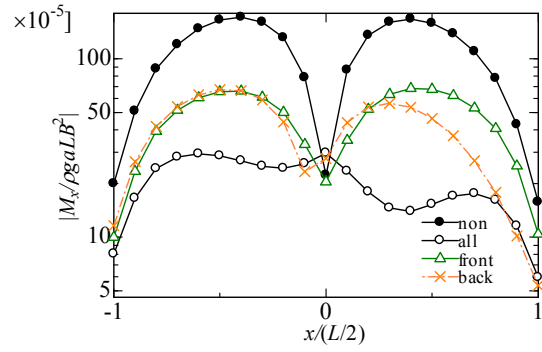
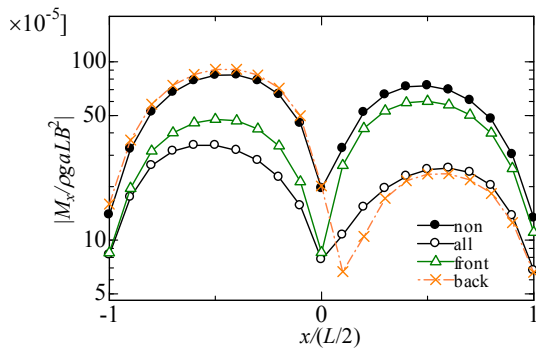
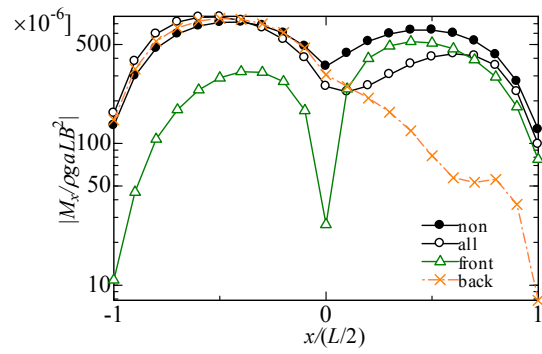
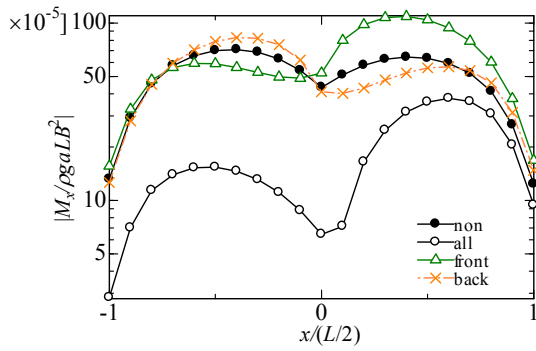
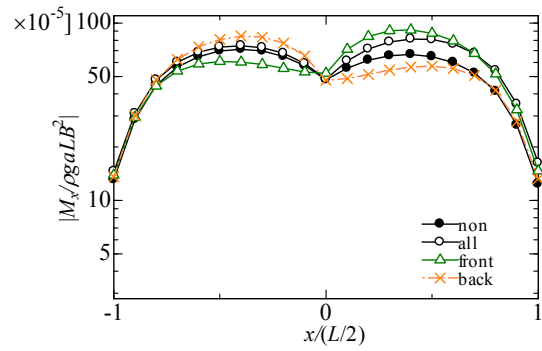
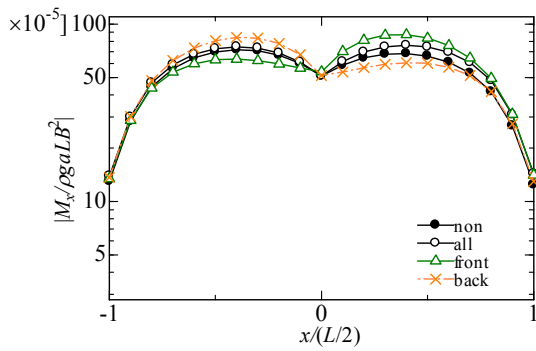
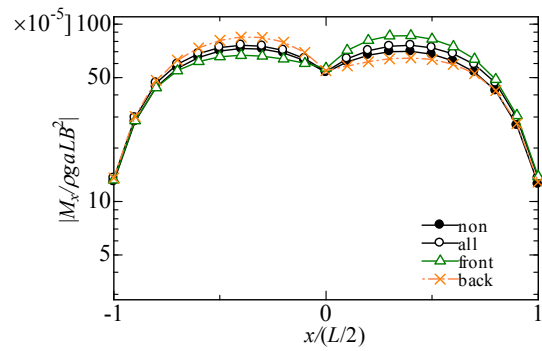
Fig. 3.2.1-2-8 moment-x of model.1($\lambda / L=1.8$)Fig. 3.2.1-2-9 moment-x of model.1($\lambda / L=2.0$)Fig. 3.2.1-2-10 moment-x of model.1($\lambda / L=3.0$)Fig. 3.2.1-2-11 moment-x of model.1($\lambda / L=4.0$)Fig. 3.2.1-2-12 moment-x of model.1($\lambda / L=5.0$)Fig. 3.2.1-2-13 moment-x of model.1($\lambda / L=6.0$)Fig. 3.2.1-2-14 moment-x of model.1($\lambda / L=7.0$)Fig. 3.2.1-2-15 moment-x of model.1($\lambda / L=8.0$)

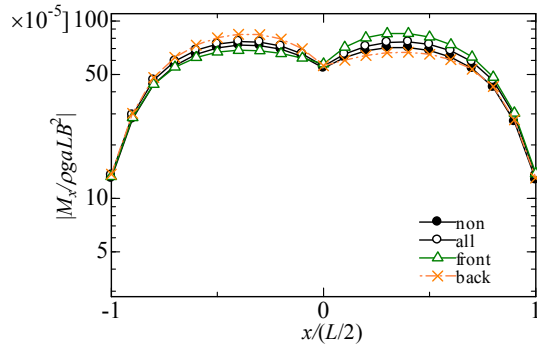
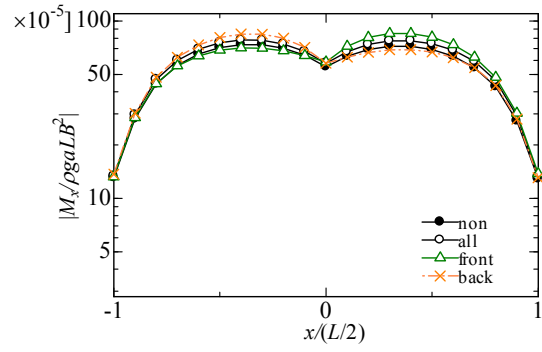
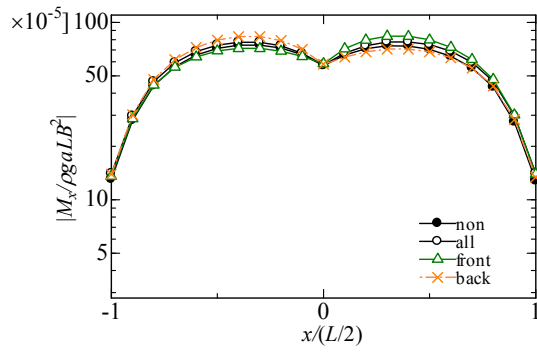
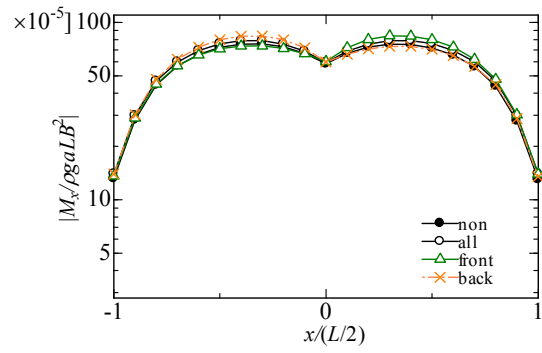
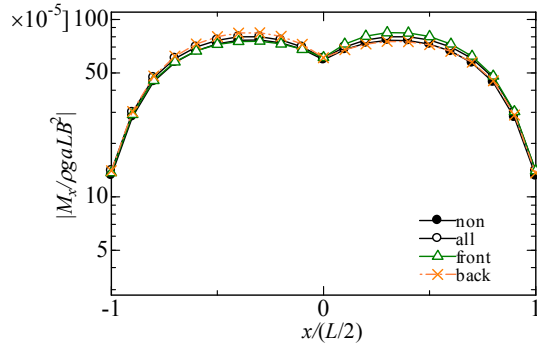
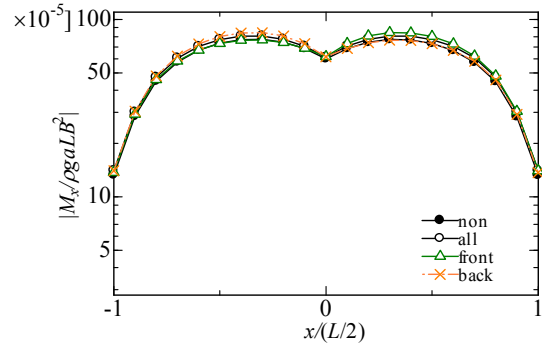
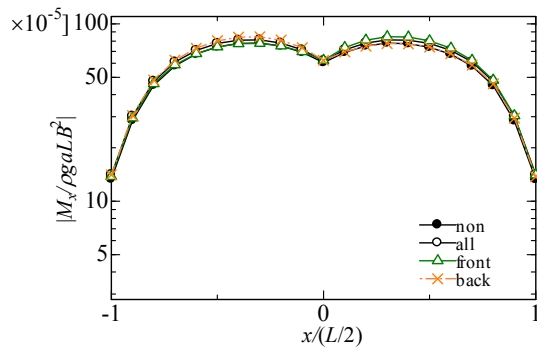
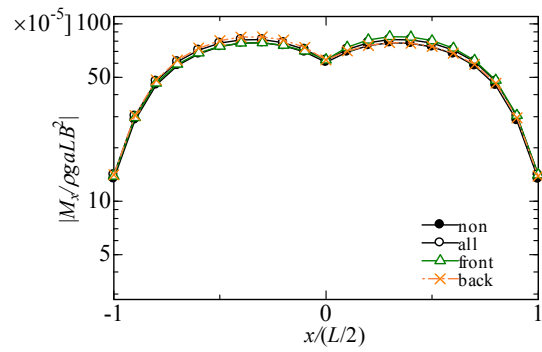
Fig. 3.2.1-2-16 moment-x of model.1($\lambda/L=9.0$)Fig. 3.2.1-2-17 moment-x of model.1($\lambda/L=10$)Fig. 3.2.1-2-18 moment-x of model.1($\lambda/L=12$)Fig. 3.2.1-2-19 moment-x of model.1($\lambda/L=14$)Fig. 3.2.1-2-20 moment-x of model.1($\lambda/L=18$)Fig. 3.2.1-2-21 moment-x of model.1($\lambda/L=20$)Fig. 3.2.1-2-22 moment-x of model.1($\lambda/L=22$)Fig. 3.2.1-2-23 moment-x of model.1($\lambda/L=24$)

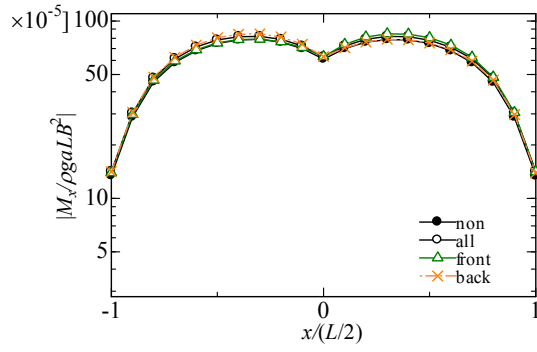
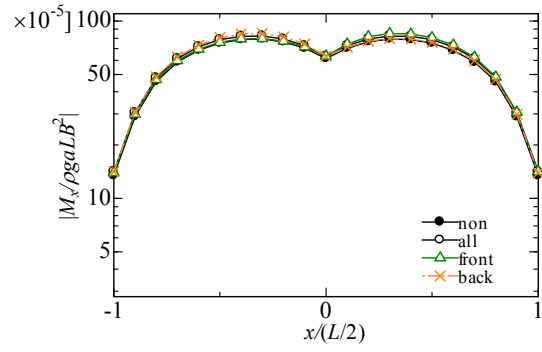
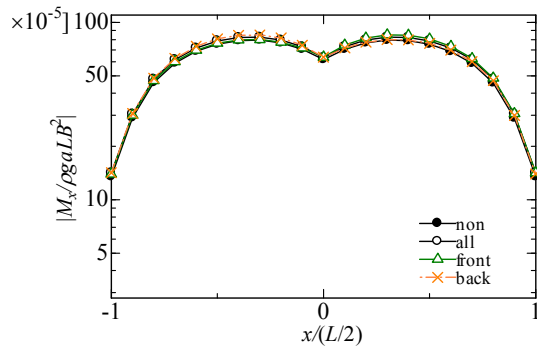
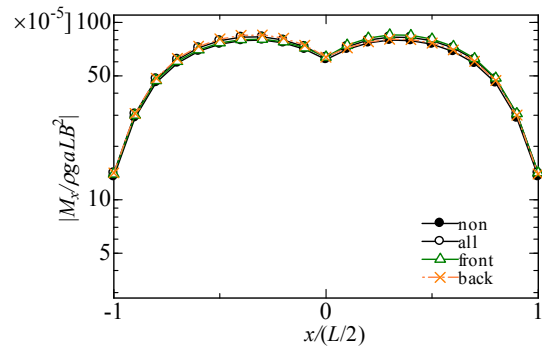
Fig. 3.2.1-2-24 moment-x of model.1 ($\lambda/L=26$)Fig. 3.2.1-2-25 moment-x of model.1 ($\lambda/L=28$)Fig. 3.2.1-2-26 moment-x of model.1 ($\lambda/L=30$)Fig. 3.2.1-2-27 moment-x of model.1 ($\lambda/L=32$)Fig. 3.2.1-2-28 moment-x of model.1 ($\lambda/L=34$)Fig. 3.2.1-2-29 moment-x of model.1 ($\lambda/L=36$)Fig. 3.2.1-2-30 moment-x of model.1 ($\lambda/L=38$)Fig. 3.2.1-2-31 moment-x of model.1 ($\lambda/L=40$)

2) Model.2

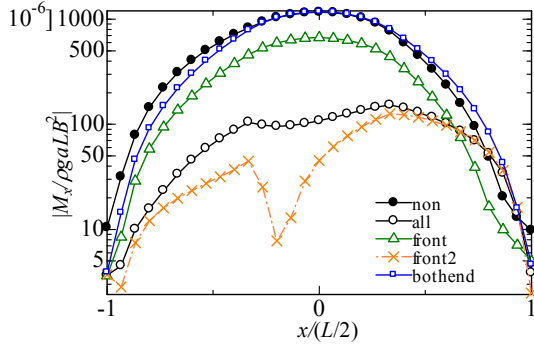
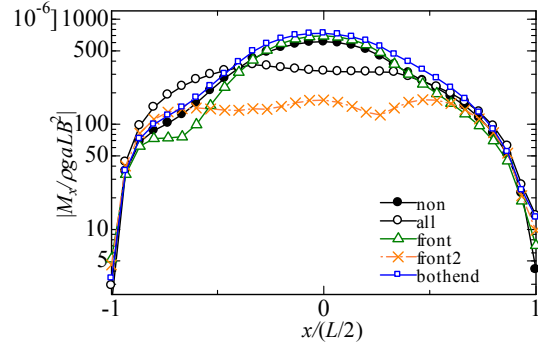
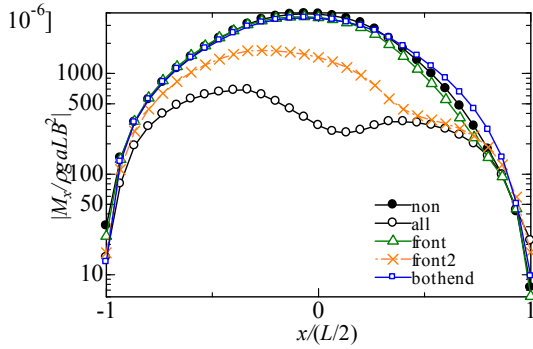
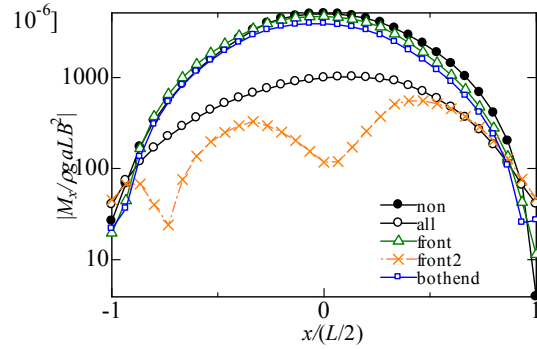
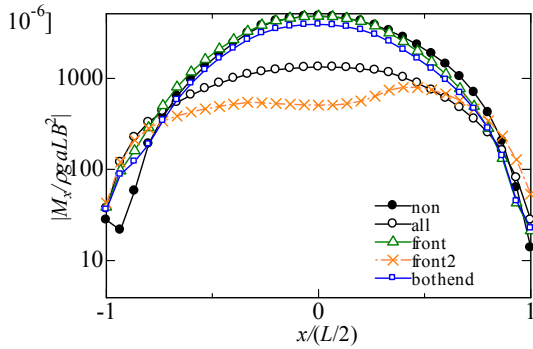
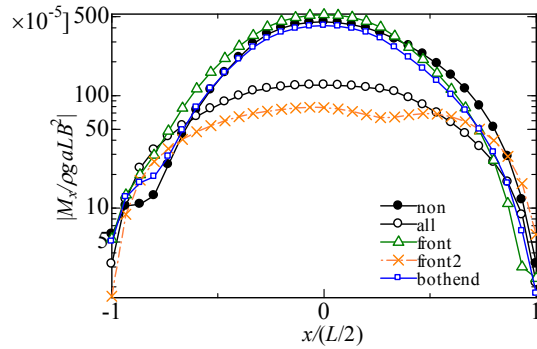
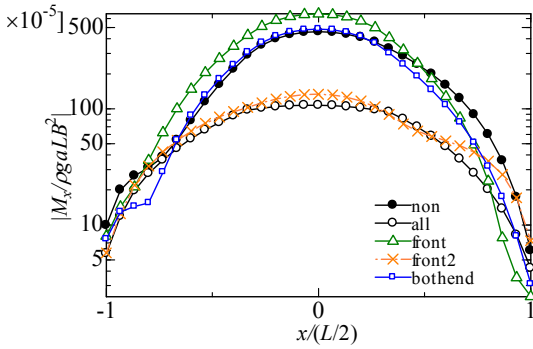
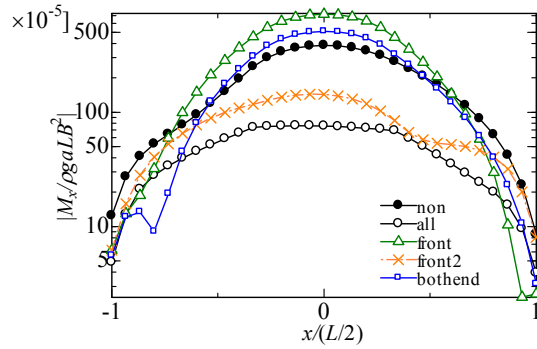
Fig. 3.2.1-2-32 moment-x of model.2($\lambda / L=0.2$)Fig. 3.2.1-2-33 moment-x of model.2($\lambda / L=0.4$)Fig. 3.2.1-2-34 moment-x of model.2($\lambda / L=0.6$)Fig. 3.2.1-2-35 moment-x of model.2($\lambda / L=0.8$)Fig. 3.2.1-2-36 moment-x of model.2($\lambda / L=1.0$)Fig. 3.2.1-2-37 moment-x of model.2($\lambda / L=1.2$)Fig. 3.2.1-2-38 moment-x of model.2($\lambda / L=1.4$)Fig. 3.2.1-2-39 moment-x of model.2($\lambda / L=1.6$)

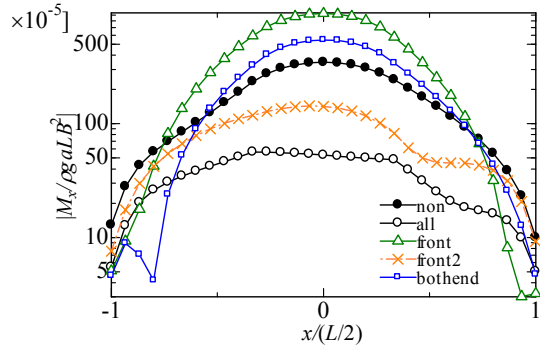
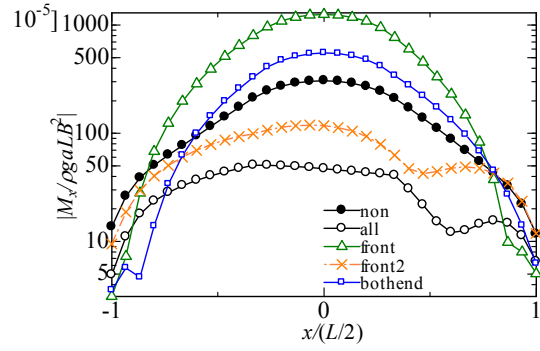
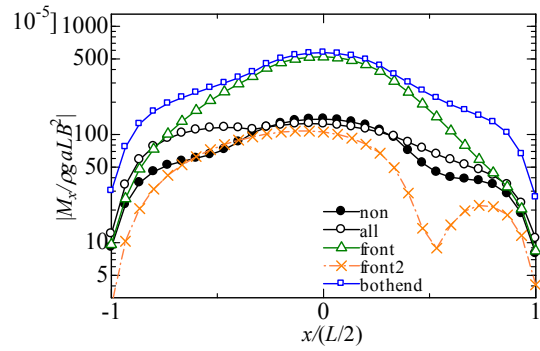
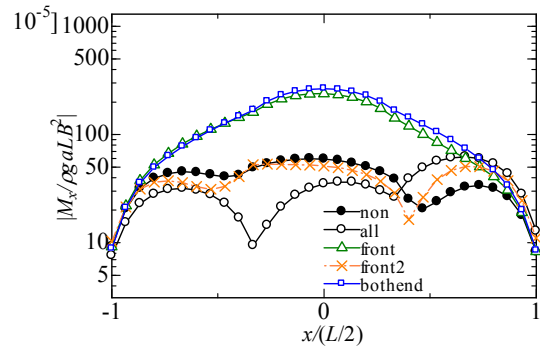
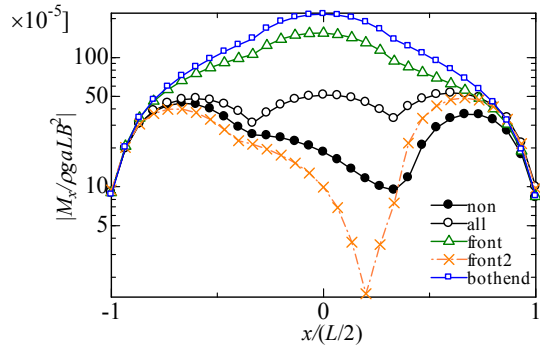
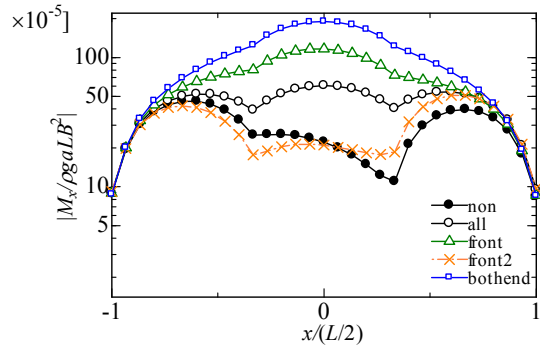
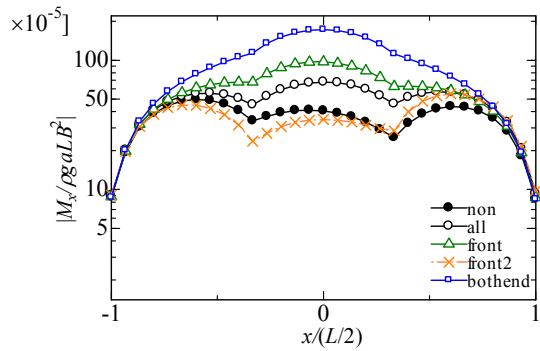
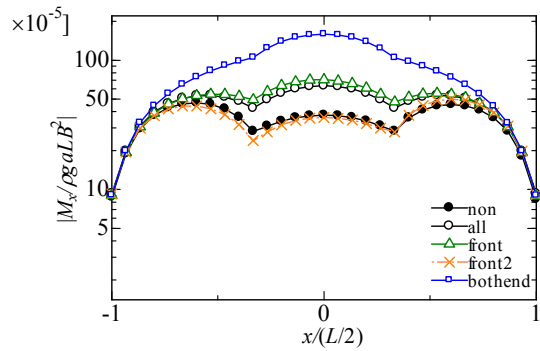
Fig. 3.2.1-2-40 moment-x of model.2($\lambda/L=1.8$)Fig. 3.2.1-2-41 moment-x of model.2($\lambda/L=2.0$)Fig. 3.2.1-2-42 moment-x of model.2($\lambda/L=3.0$)Fig. 3.2.1-2-43 moment-x of model.2($\lambda/L=4.0$)Fig. 3.2.1-2-44 moment-x of model.2($\lambda/L=5.0$)Fig. 3.2.1-2-45 moment-x of model.2($\lambda/L=6.0$)Fig. 3.2.1-2-46 moment-x of model.2($\lambda/L=7.0$)Fig. 3.2.1-2-47 moment-x of model.2($\lambda/L=8.0$)

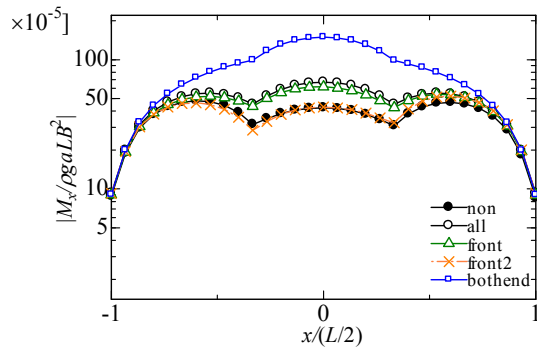
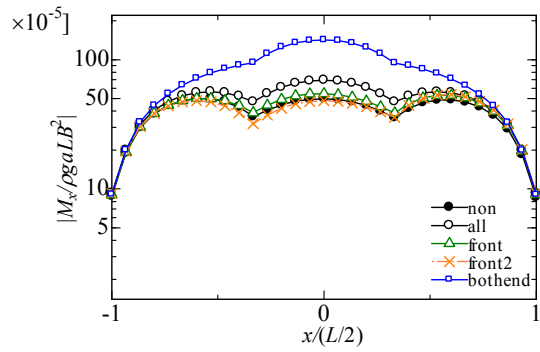
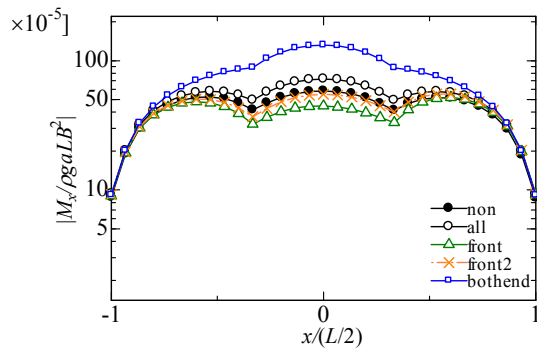
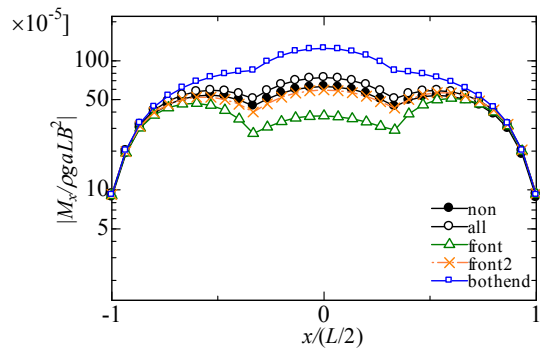
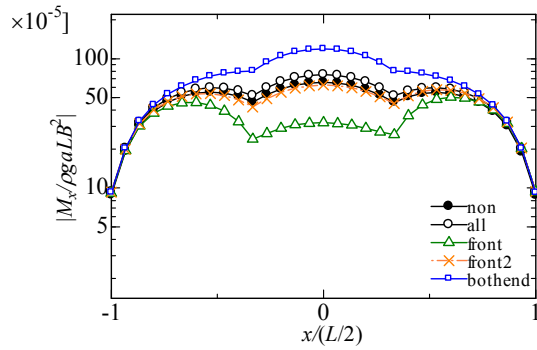
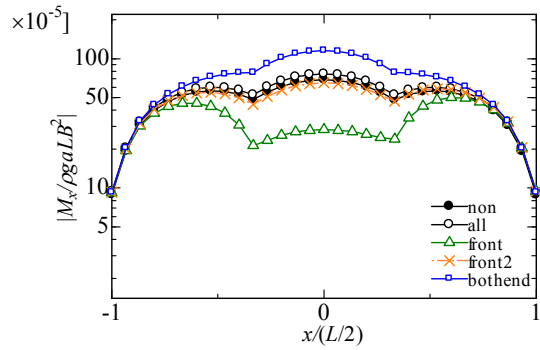
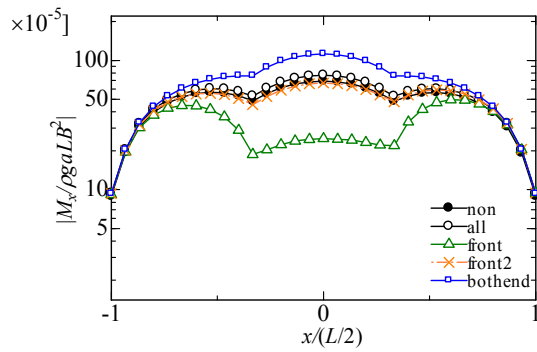
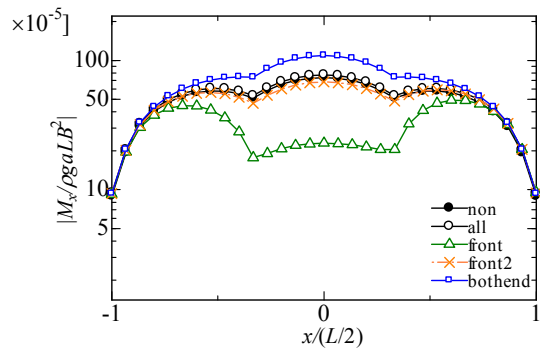
Fig. 3.2.1-2-48 moment-x of model.2($\lambda/L=9.0$)Fig. 3.2.1-2-49 moment-x of model.2($\lambda/L=10$)Fig. 3.2.1-2-50 moment-x of model.2($\lambda/L=12$)Fig. 3.2.1-2-51 moment-x of model.2($\lambda/L=14$)Fig. 3.2.1-2-52 moment-x of model.2($\lambda/L=16$)Fig. 3.2.1-2-53 moment-x of model.2($\lambda/L=18$)Fig. 3.2.1-2-54 moment-x of model.2($\lambda/L=20$)Fig. 3.2.1-2-55 moment-x of model.2($\lambda/L=22$)

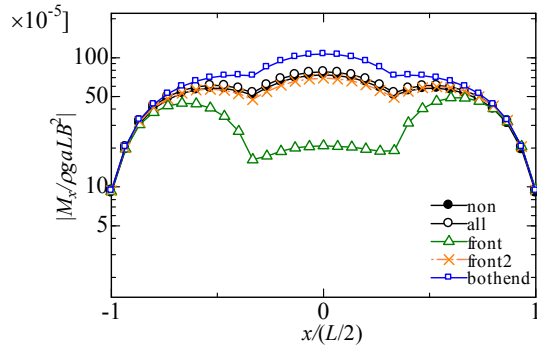
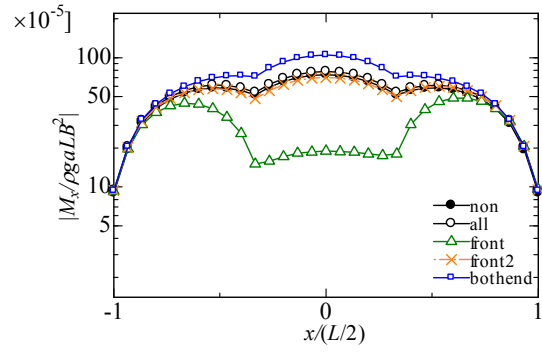
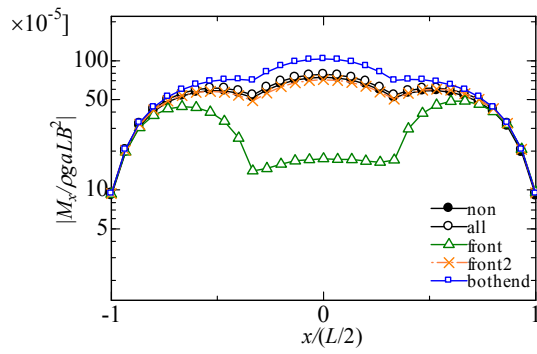
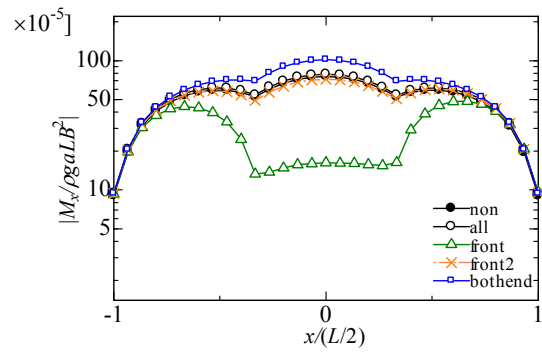
Fig. 3.2.1-2-56 moment-x of model.2($\lambda/L=24$)Fig. 3.2.1-2-57 moment-x of model.2($\lambda/L=26$)Fig. 3.2.1-2-58 moment-x of model.2($\lambda/L=28$)Fig. 3.2.1-2-59 moment-x of model.2($\lambda/L=30$)

3) Model.3

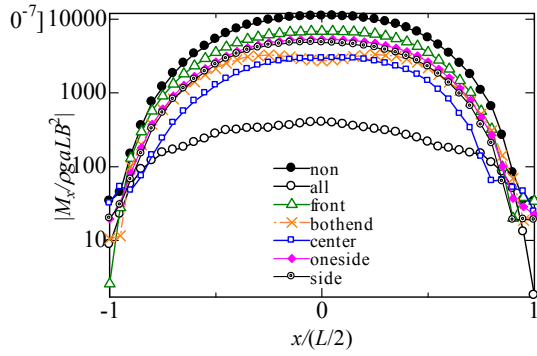
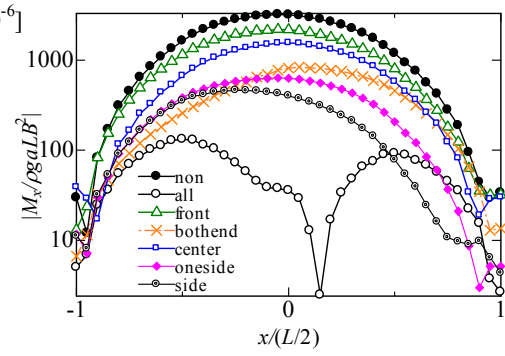
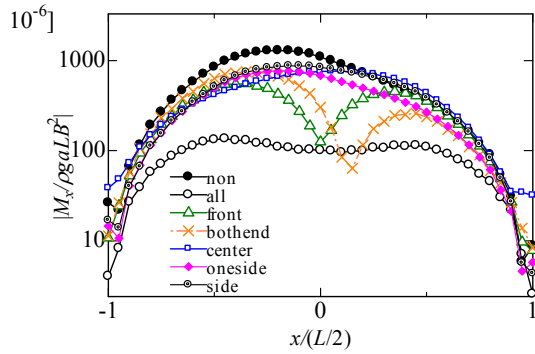
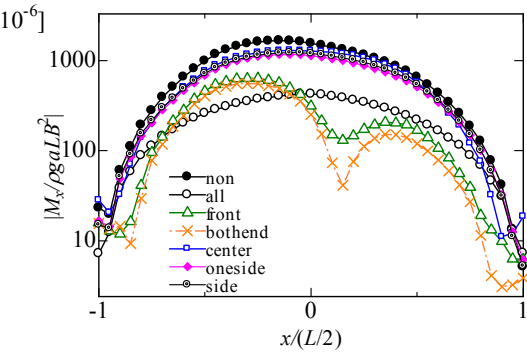
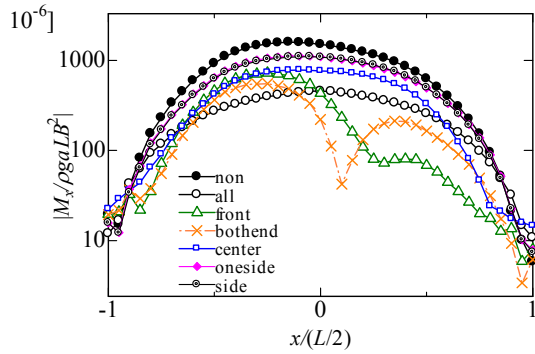
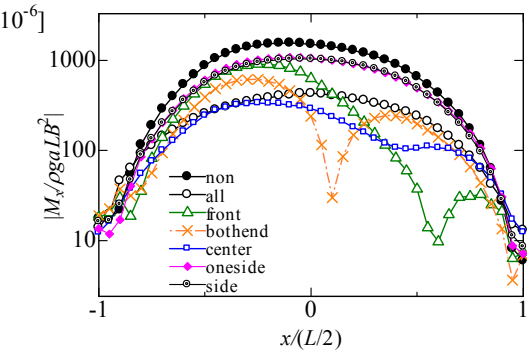
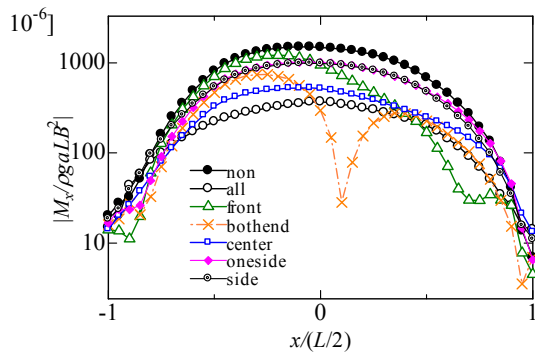
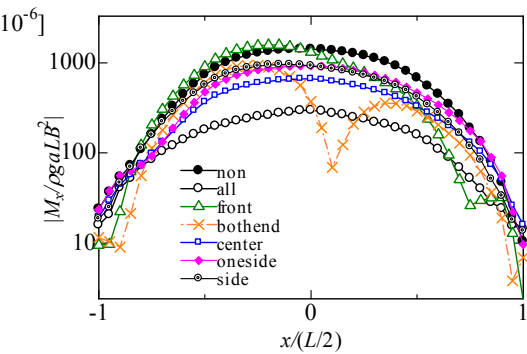
Fig. 3.2.1-2-60 moment-x of model.3($\lambda/L=0.2$)Fig. 3.2.1-2-61 moment-x of model.3($\lambda/L=0.4$)Fig. 3.2.1-2-62 moment-x of model.3($\lambda/L=0.6$)Fig. 3.2.1-2-63 moment-x of model.3($\lambda/L=0.8$)Fig. 3.2.1-2-64 moment-x of model.3($\lambda/L=1.0$)Fig. 3.2.1-2-65 moment-x of model.3($\lambda/L=1.2$)Fig. 3.2.1-2-66 moment-x of model.3($\lambda/L=1.4$)Fig. 3.2.1-2-67 moment-x of model.3($\lambda/L=1.6$)

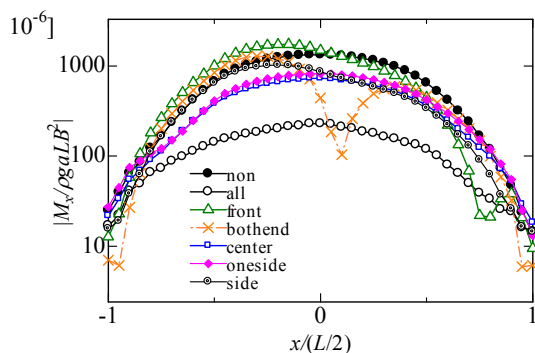
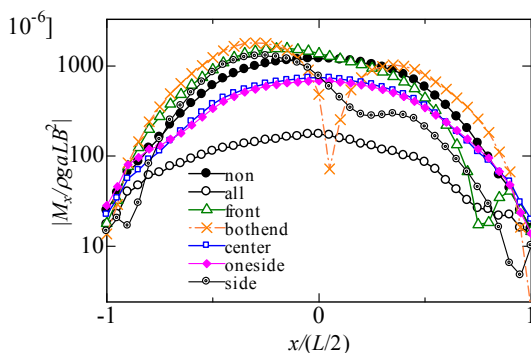
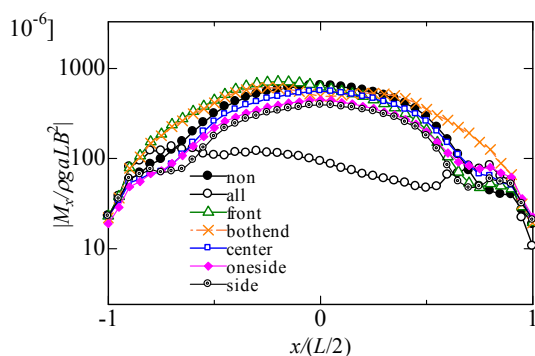
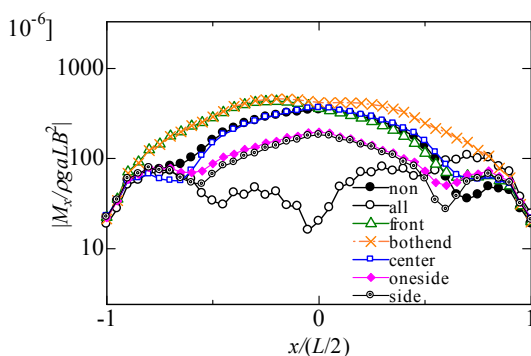
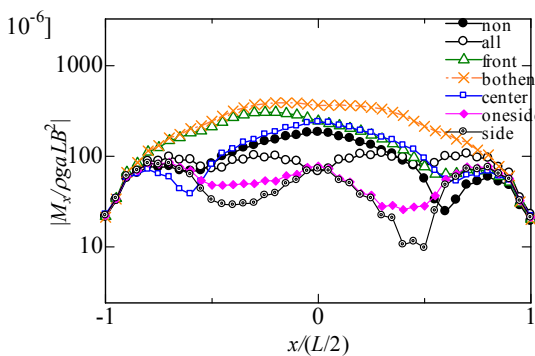
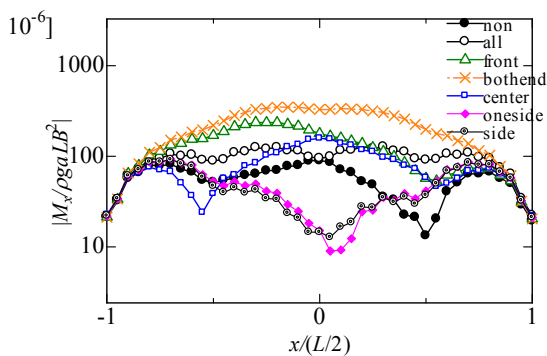
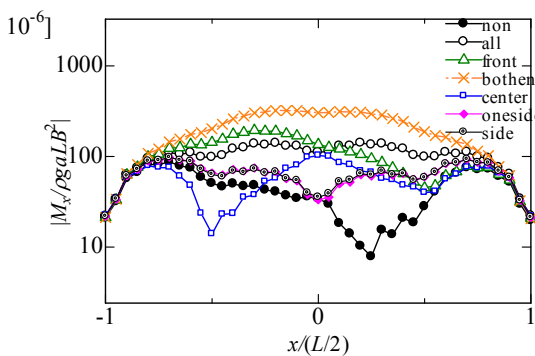
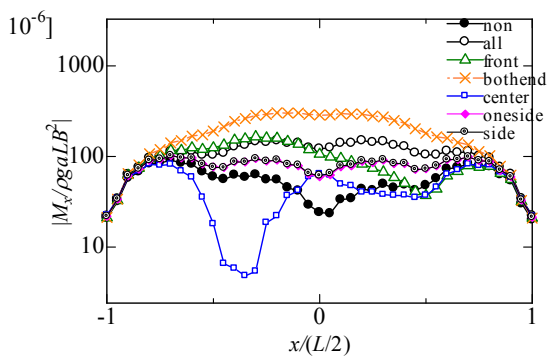
Fig. 3.2.1-2-68 moment-x of model.3 ($\lambda/L=1.8$)Fig. 3.2.1-2-69 moment-x of model.3 ($\lambda/L=2.0$)Fig. 3.2.1-2-70 moment-x of model.3 ($\lambda/L=3.0$)Fig. 3.2.1-2-71 moment-x of model.3 ($\lambda/L=4.0$)Fig. 3.2.1-2-72 moment-x of model.3 ($\lambda/L=5.0$)Fig. 3.2.1-2-73 moment-x of model.3 ($\lambda/L=6.0$)Fig. 3.2.1-2-74 moment-x of model.3 ($\lambda/L=7.0$)Fig. 3.2.1-2-75 moment-x of model.3 ($\lambda/L=8.0$)

Fig. 3.2.1-2-76 moment-x of model.3($\lambda/L=9.0$)Fig. 3.2.1-2-77 moment-x of model.3($\lambda/L=10$)Fig. 3.2.1-2-78 moment-x of model.3($\lambda/L=12$)Fig. 3.2.1-2-79 moment-x of model.3($\lambda/L=14$)Fig. 3.2.1-2-80 moment-x of model.3($\lambda/L=16$)Fig. 3.2.1-2-81 moment-x of model.3($\lambda/L=18$)Fig. 3.2.1-2-82 moment-x of model.3($\lambda/L=20$)Fig. 3.2.1-2-83 moment-x of model.3($\lambda/L=22$)

Fig. 3.2.1-2-84 moment-x of model.3($\lambda/L=24$)Fig. 3.2.1-2-85 moment-x of model.3($\lambda/L=26$)Fig. 3.2.1-2-86 moment-x of model.3($\lambda/L=28$)Fig. 3.2.1-2-87 moment-x of model.3($\lambda/L=30$)

4) Model.4

Fig. 3.2.1-2-88 moment-x of model.4($\lambda/L=0.2$)Fig. 3.2.1-2-89 moment-x of model.4($\lambda/L=0.4$)Fig. 3.2.1-2-90 moment-x of model.4($\lambda/L=0.6$)Fig. 3.2.1-2-91 moment-x of model.4($\lambda/L=0.8$)Fig. 3.2.1-2-92 moment-x of model.4($\lambda/L=1.0$)Fig. 3.2.1-2-93 moment-x of model.4($\lambda/L=1.2$)Fig. 3.2.1-2-94 moment-x of model.4($\lambda/L=1.4$)Fig. 3.2.1-2-95 moment-x of model.4($\lambda/L=1.6$)

Fig. 3.2.1-2-96 moment-x of model.4($\lambda / L=1.8$)Fig. 3.2.1-2-97 moment-x of model.4($\lambda / L=2.0$)Fig. 3.2.1-2-98 moment-x of model.4($\lambda / L=3.0$)Fig. 3.2.1-2-99 moment-x of model.4($\lambda / L=4.0$)Fig. 3.2.1-2-100 moment-x of model.4($\lambda / L=5.0$)Fig. 3.2.1-2-101 moment-x of model.4($\lambda / L=6.0$)Fig. 3.2.1-2-102 moment-x of model.4($\lambda / L=7.0$)Fig. 3.2.1-2-103 moment-x of model.4($\lambda / L=8.0$)

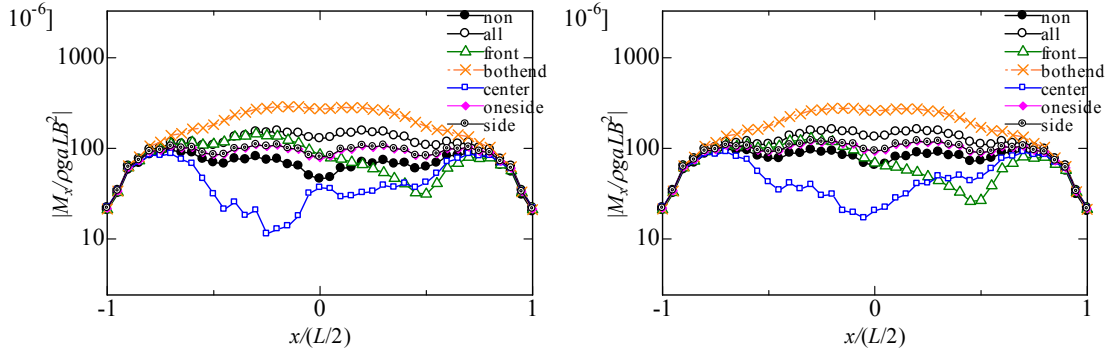


Fig. 3.2.1-2-104 moment-x of model.4($\lambda / L=9.0$) Fig. 3.2.1-2-105 moment-x of model.4($\lambda / L=10$)

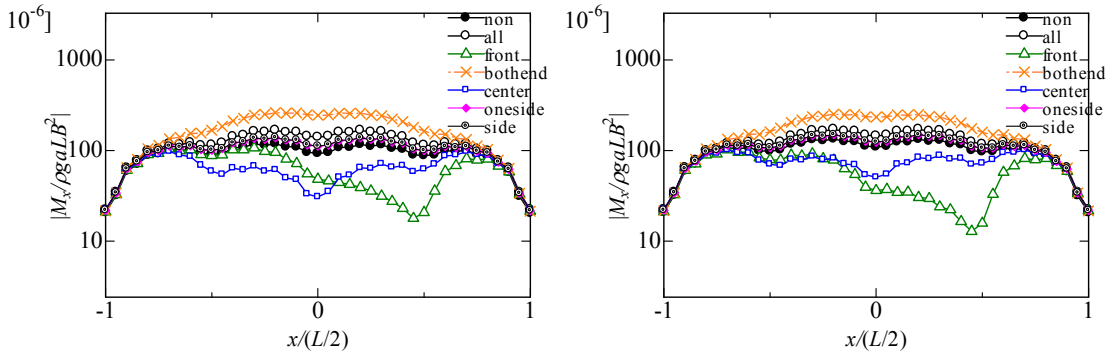


Fig. 3.2.1-2-106 moment-x of model.4($\lambda / L=12$) Fig. 3.2.1-2-107 moment-x of model.4($\lambda / L=14$)

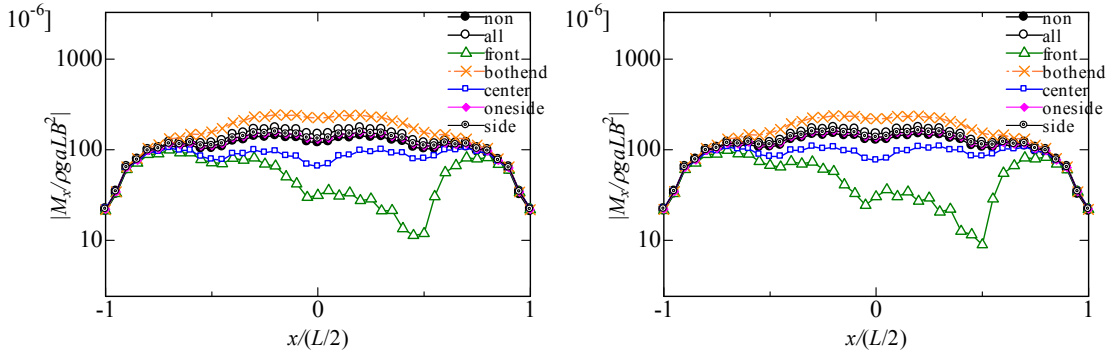


Fig. 3.2.1-2-108 moment-x of model.4($\lambda / L=16$) Fig. 3.2.1-2-109 moment-x of model.4($\lambda / L=18$)

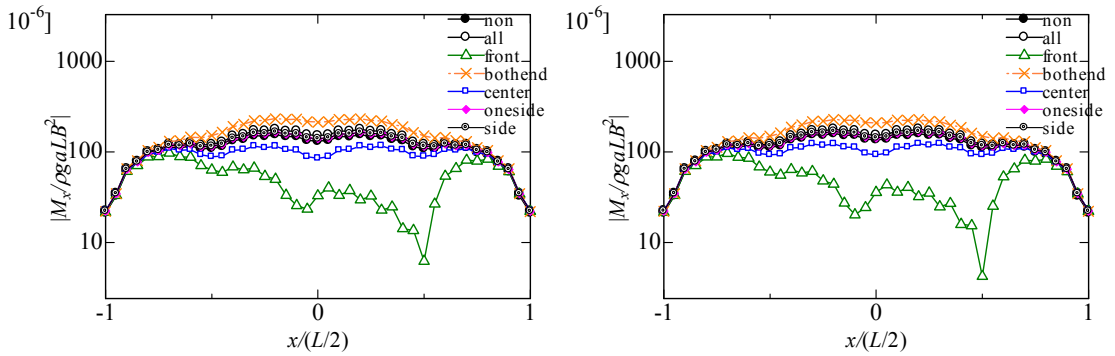
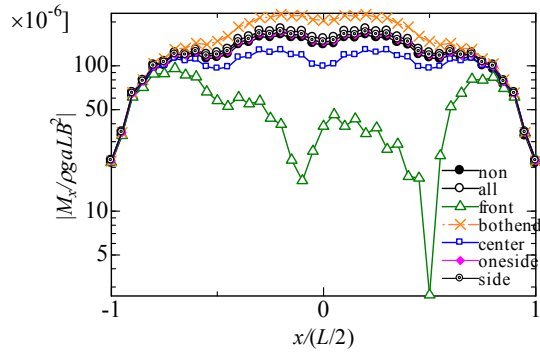
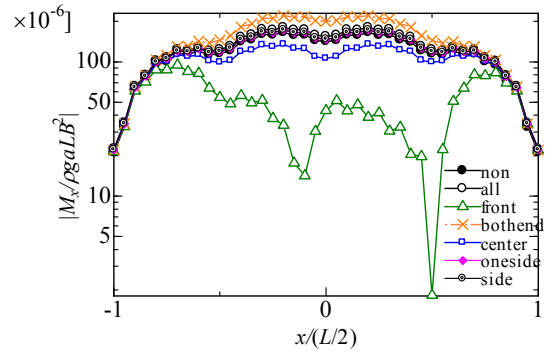
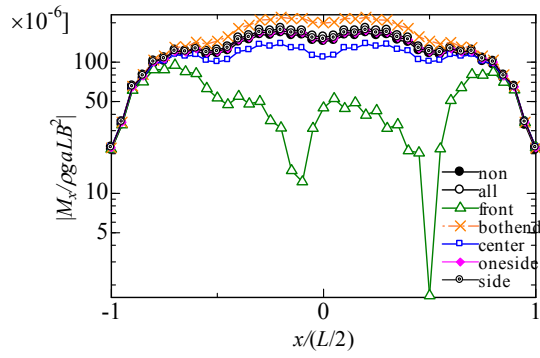
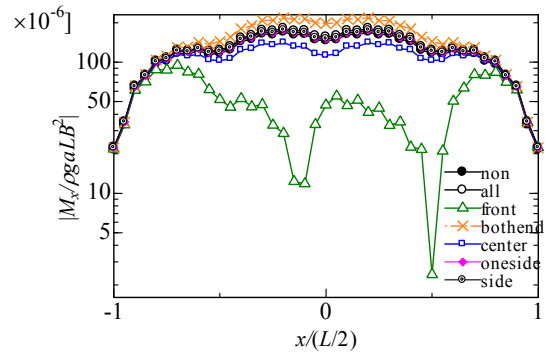


Fig. 3.2.1-2-110 moment-x of model.4($\lambda / L=20$) Fig. 3.2.1-2-111 moment-x of model.4($\lambda / L=22$)

Fig. 3.2.1-2-112 moment-x of model.4 ($\lambda/L=24$)Fig. 3.2.1-2-113 moment-x of model.4 ($\lambda/L=26$)Fig. 3.2.1-2-114 moment-x of model.4 ($\lambda/L=28$)Fig. 3.2.1-2-115 moment-x of model.4 ($\lambda/L=30$)

3.2.2 鉛直変位

3.2.2-1 $x = \lambda / L$

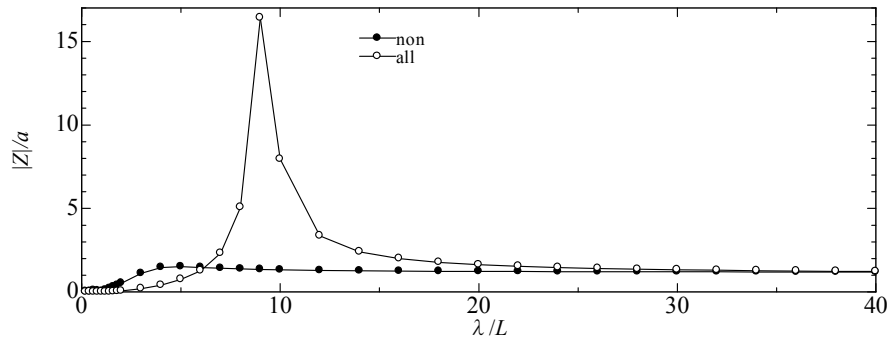


Fig. 3.2.2-1-1 Distributions of vertical displacement-x of model.1($y=0$)

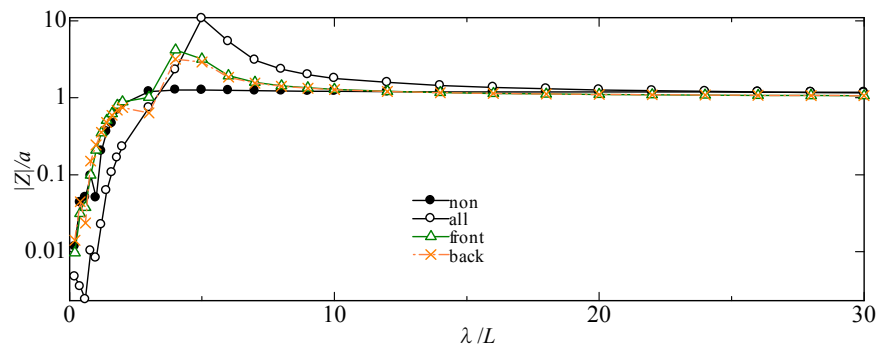


Fig. 3.2.2-1-2 Distributions of vertical displacement-x of model.2($y=0$)

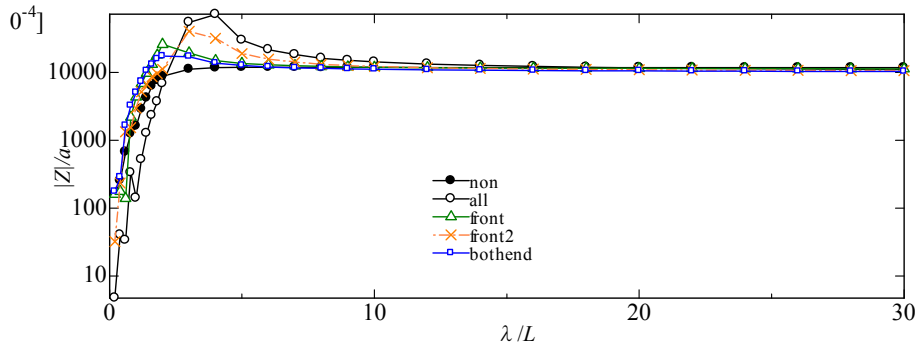


Fig. 3.2.2-1-3 Distributions of vertical displacement-x of model.3($y=0$)

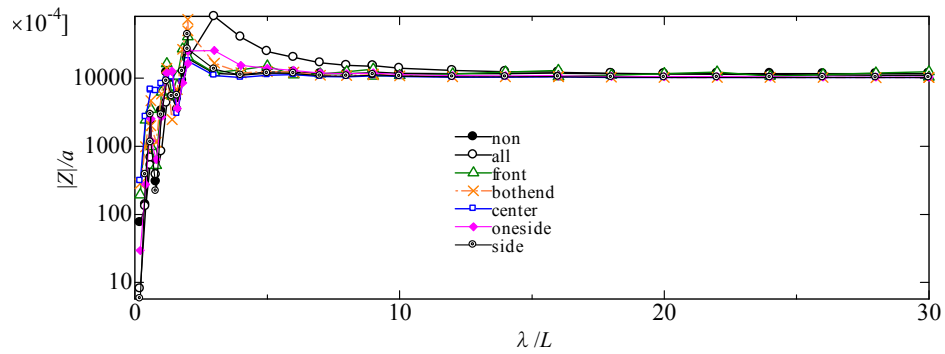


Fig. 3.2.2-1-4 Distributions of vertical displacement-x of model.4($y=0$)

3.2.2-2 x =浮体の長さ(モーメント)

1) Model.1

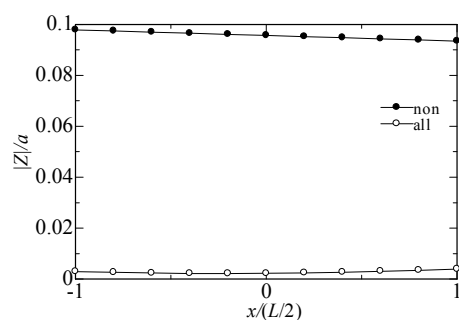


Fig. 3.2.2-2-1 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=0.6$)

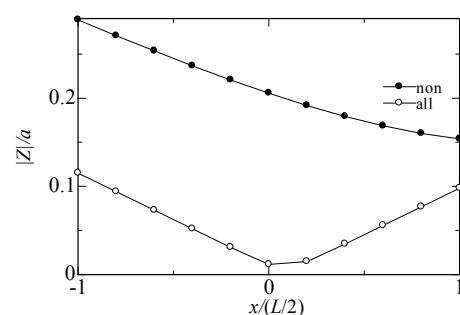


Fig. 3.2.2-2-2 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=1.4$)

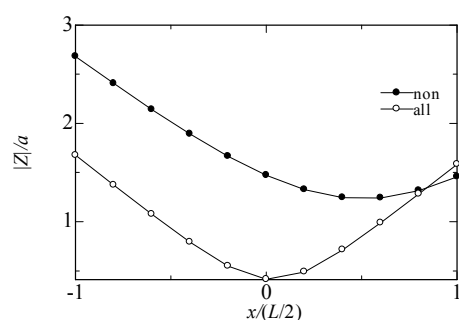


Fig. 3.2.2-2-3 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=4$)

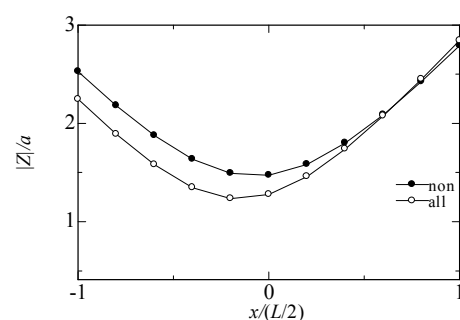


Fig. 3.2.2-2-4 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=6$)

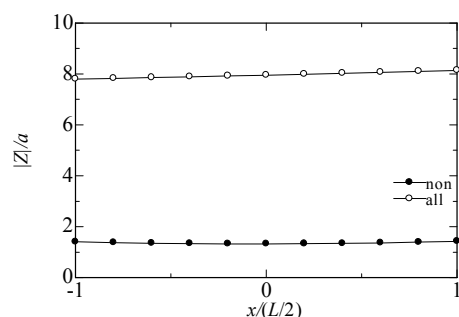


Fig. 3.2.2-2-5 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=10$)

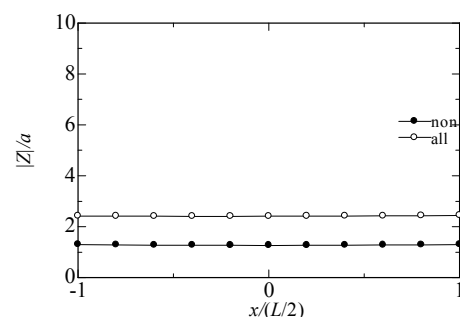


Fig. 3.2.2-2-6 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=14$)

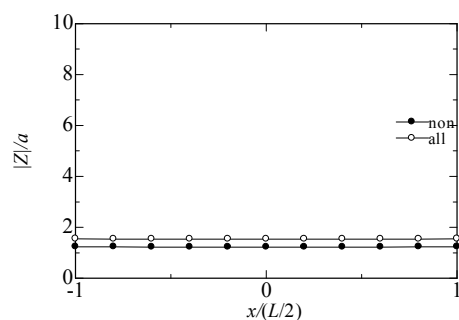


Fig. 3.2.2-2-7 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=22$)

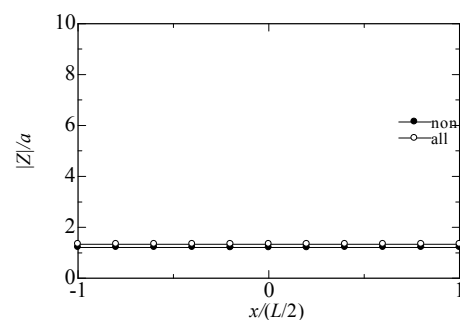
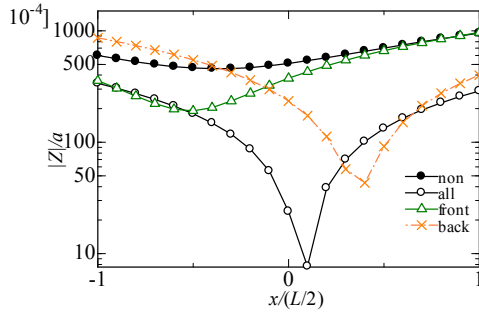
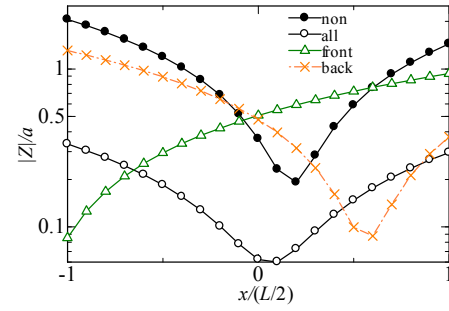
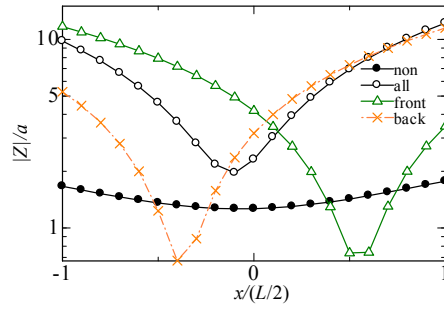
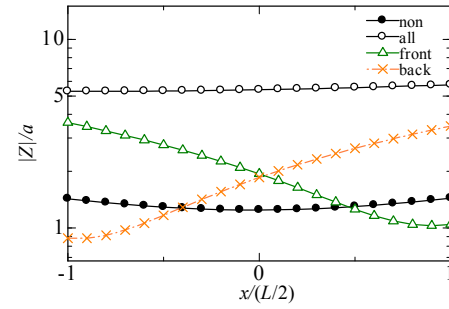
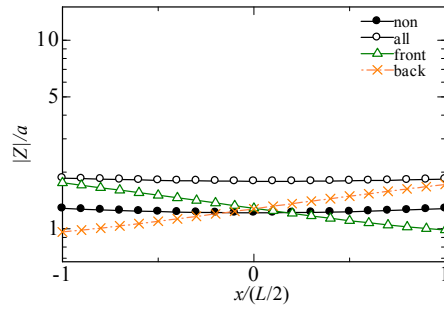
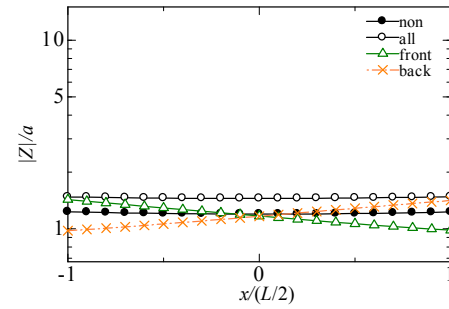
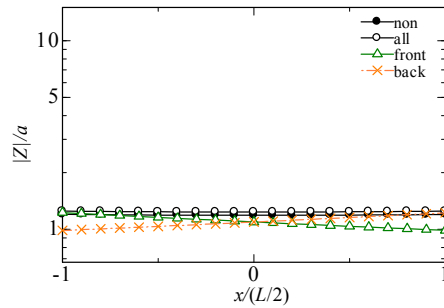
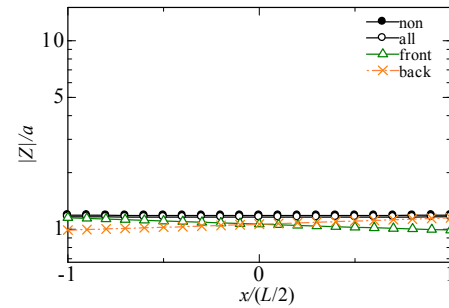
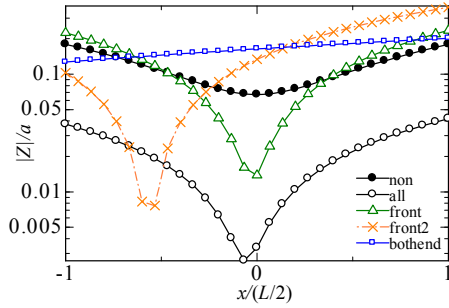
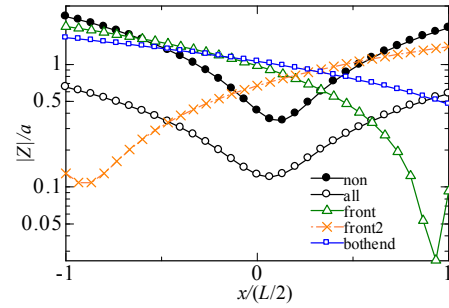
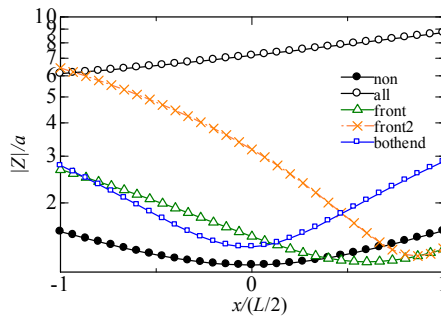
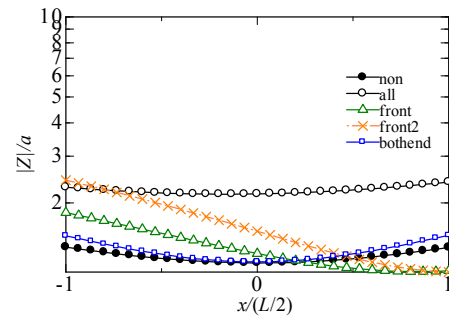
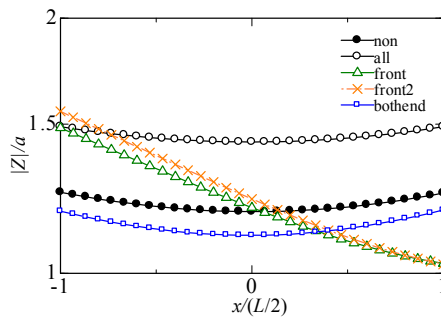
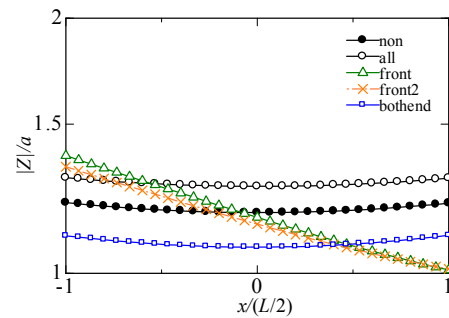
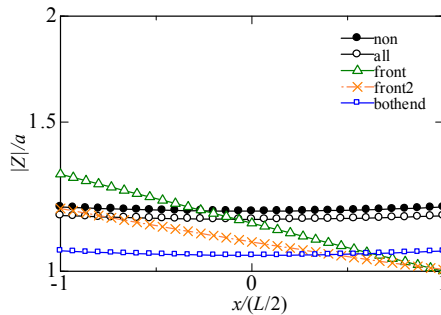
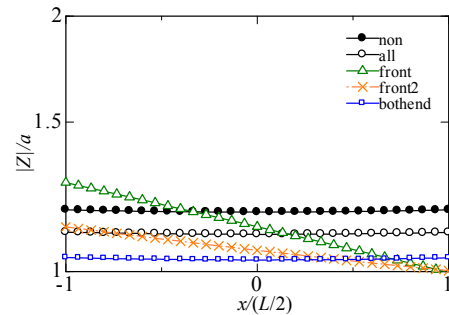


Fig. 3.2.2-2-8 Distributions of vertical displacement-x of model.1($\lambda/L=30$)

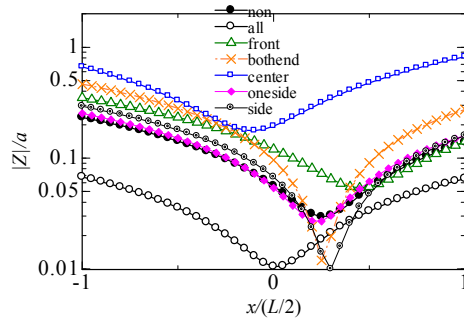
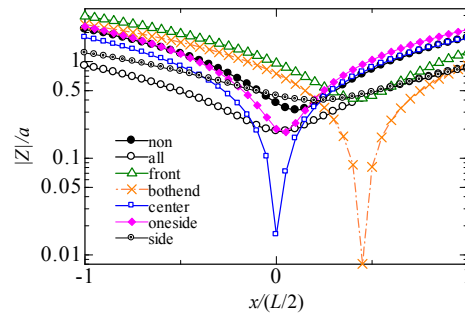
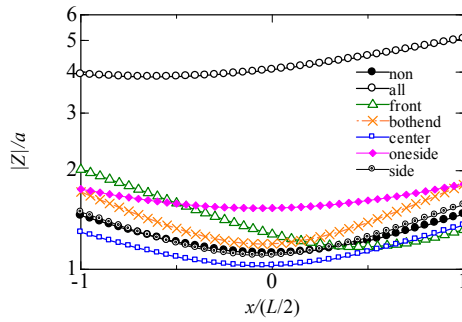
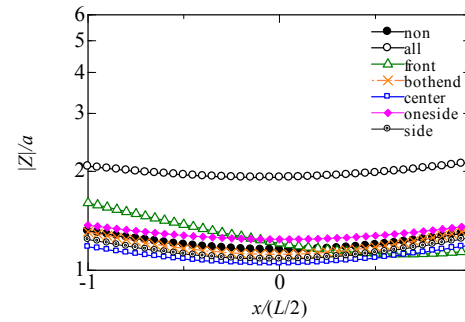
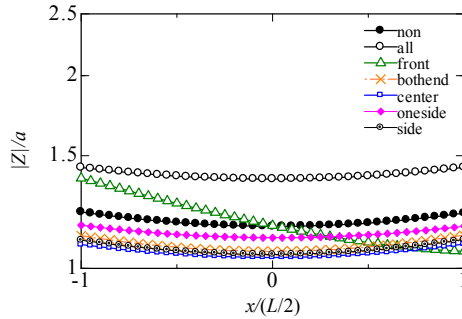
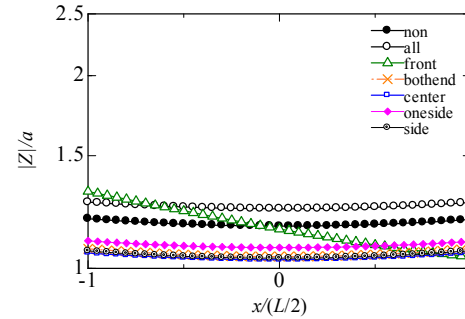
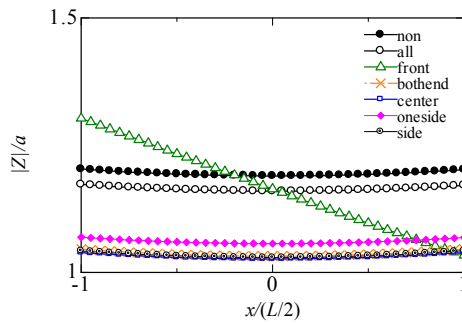
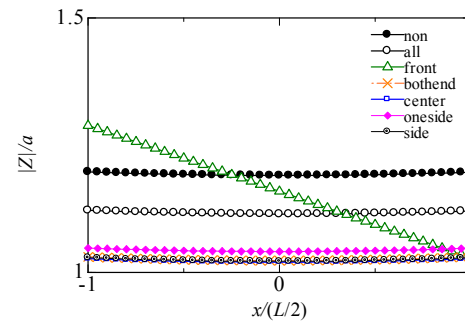
2) Model.2

Fig. 3.2.2-2-9 Distributions of vertical displacement-x of model.2 ($\lambda/L=0.6$)Fig. 3.2.2-2-10 Distributions of vertical displacement-x of model.1 ($\lambda/L=1.4$)Fig. 3.2.2-2-11 Distributions of vertical displacement-x of model.2 ($\lambda/L=4$)Fig. 3.2.2-2-12 Distributions of vertical displacement-x of model.1 ($\lambda/L=6$)Fig. 3.2.2-2-13 Distributions of vertical displacement-x of model.2 ($\lambda/L=10$)Fig. 3.2.2-2-14 Distributions of vertical displacement-x of model.1 ($\lambda/L=14$)Fig. 3.2.2-2-15 Distributions of vertical displacement-x of model.2 ($\lambda/L=22$)Fig. 3.2.2-2-16 Distributions of vertical displacement-x of model.1 ($\lambda/L=30$)

3) Model.3

Fig. 3.2.2-2-17 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=0.6$)Fig. 3.2.2-2-18 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=1.4$)Fig. 3.2.2-2-19 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=4$)Fig. 3.2.2-2-20 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=6$)Fig. 3.2.2-2-21 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=10$)Fig. 3.2.2-2-22 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=14$)Fig. 3.2.2-2-23 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=22$)Fig. 3.2.2-2-24 Distributions of vertical displacement-x of model.3 ($\lambda/L=30$)

4) Model.4

Fig. 3.2.2-25 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=0.6$)Fig. 3.2.2-26 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=0.6$)Fig. 3.2.2-27 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=4$)Fig. 3.2.2-28 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=6$)Fig. 3.2.2-29 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=10$)Fig. 3.2.2-30 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=14$)Fig. 3.2.2-31 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=22$)Fig. 3.2.2-32 Distributions of vertical displacement-x of model.4 ($\lambda/L=30$)

3.2.3 波漂流力

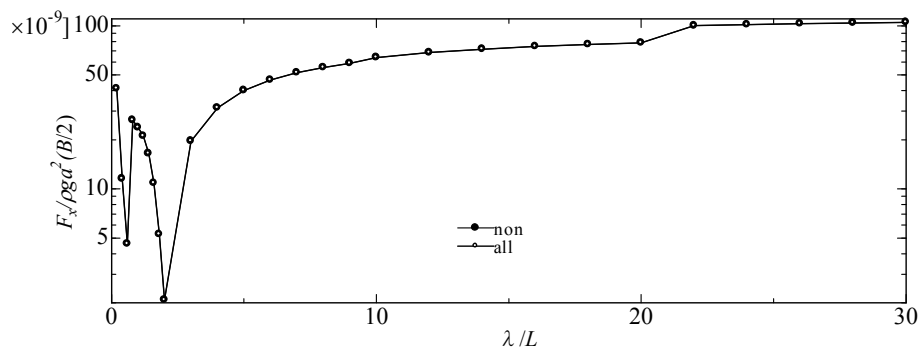


Fig. 3.2.3-1 Wave drifting forces-x of model.1(y=0)

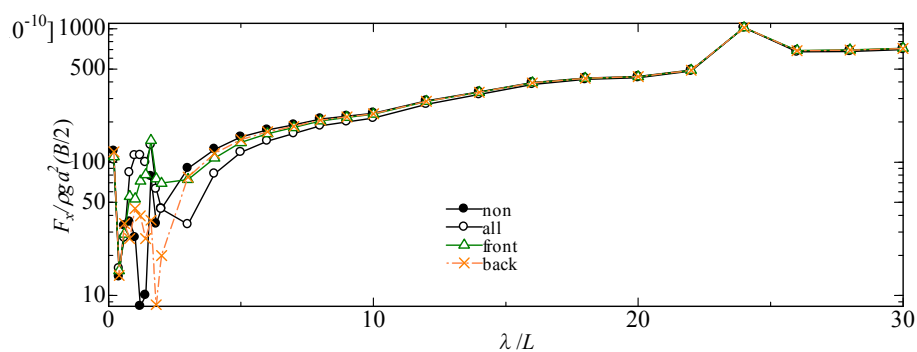


Fig. 3.2.3-2 Wave drifting forces-x of model.2(y=0)

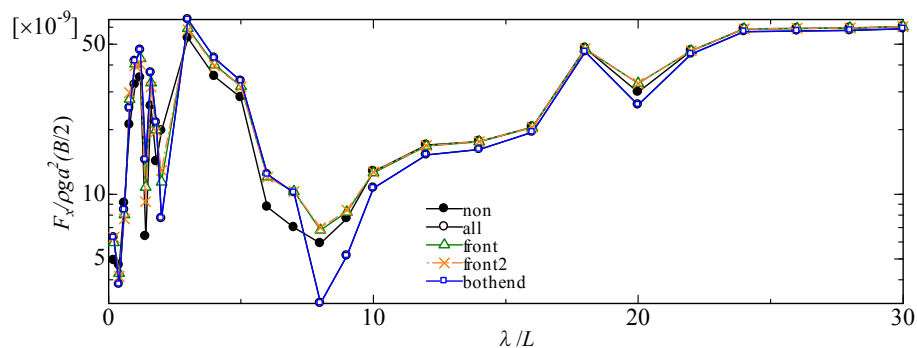


Fig. 3.2.3-3 Wave drifting forces-x of model.3(y=0)

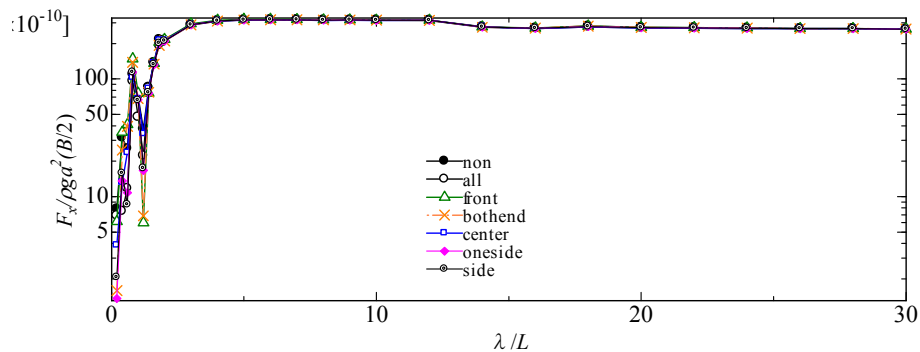
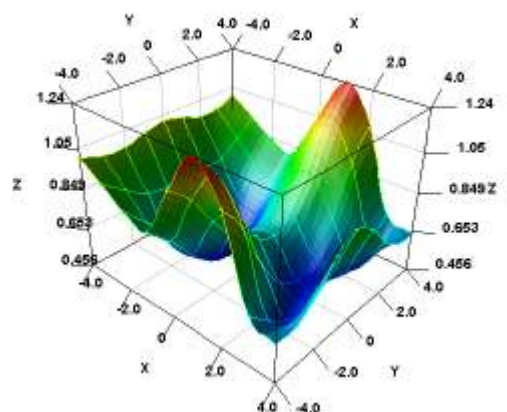


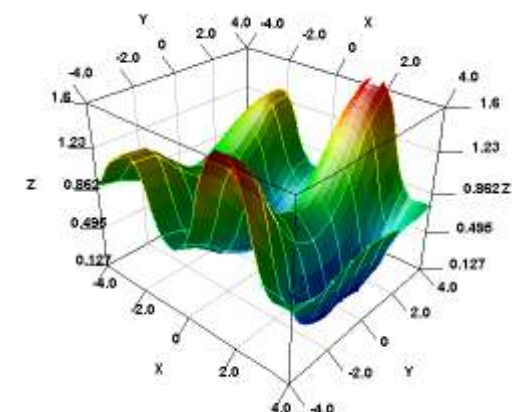
Fig. 3.2.3-4 Wave drifting forces-x of model.4(y=0)

3.2.4 内部水面変動量

1) Model.1

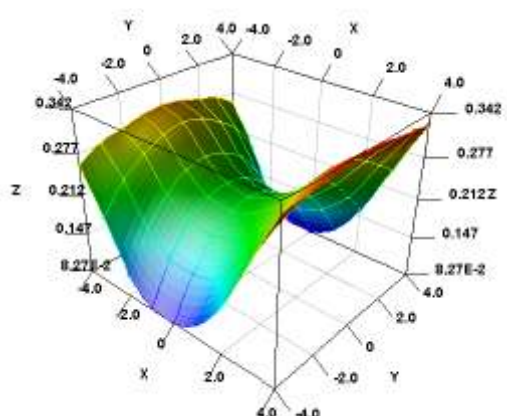


Non

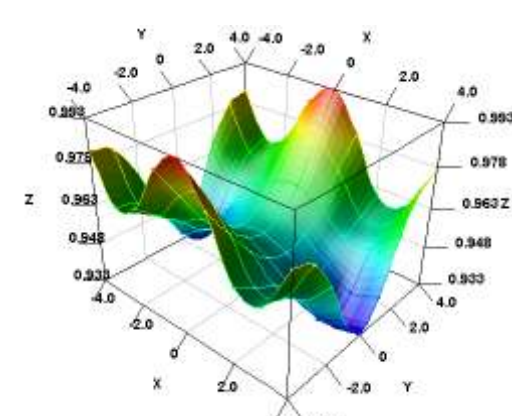


all

Fig. 3.2.4-1 Water elevation within airchamber of model.1 ($\lambda/L=1.0$)

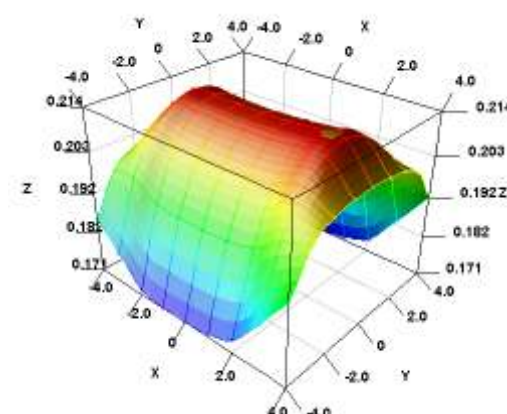


Non

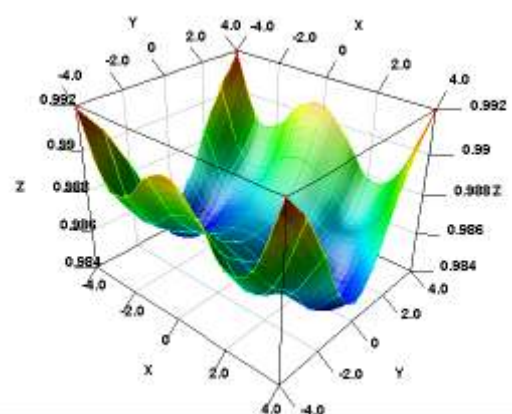


all

Fig. 3.2.4-2 Water elevation within airchamber of model.1 ($\lambda/L=10$)



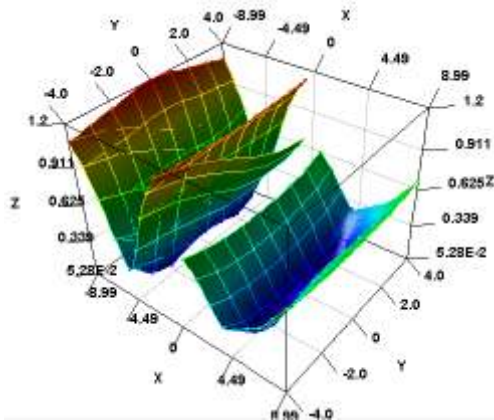
Non



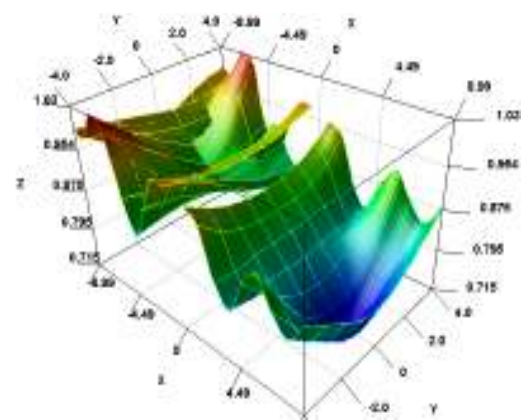
all

Fig. 3.2.3-3 Water elevation within airchamber of model.1 ($\lambda/L=30$)

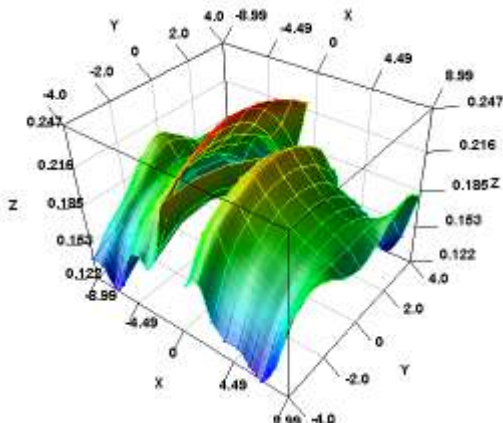
2) Model.2



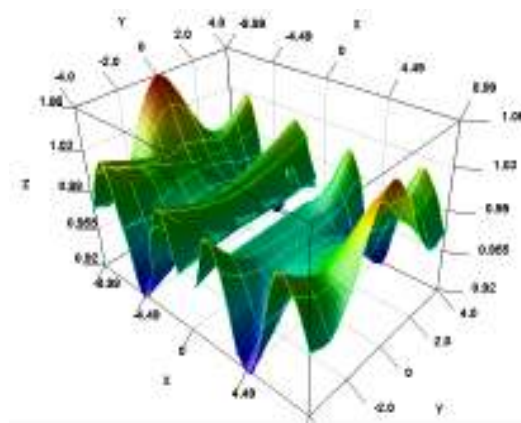
Non



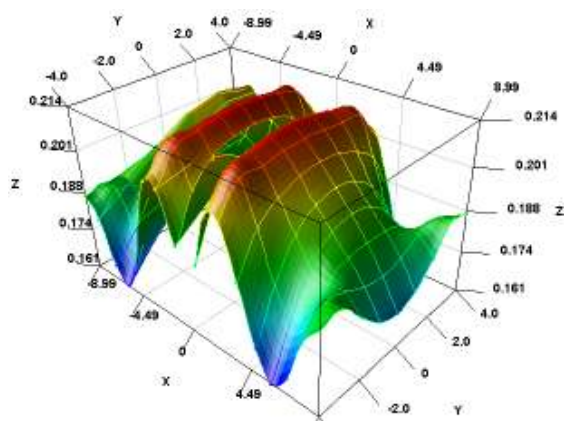
all

Fig. 3.2.4-4 Water elevation within airchamber of model.2($\lambda/L=1.0$)

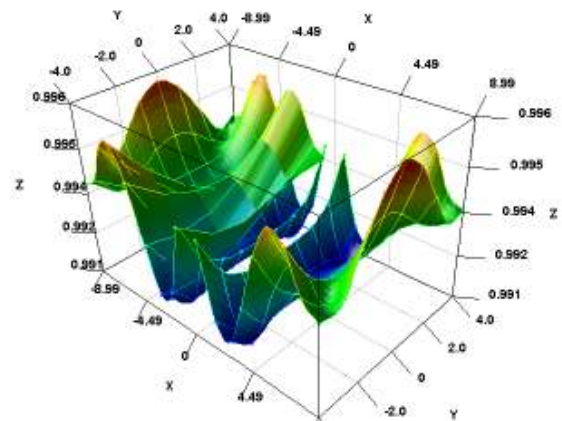
Non



all

Fig. 3.2.4-5 Water elevation within airchamber of model.2($\lambda/L=10$)

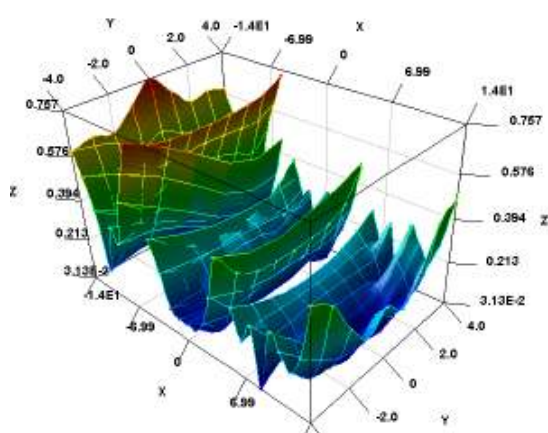
Non



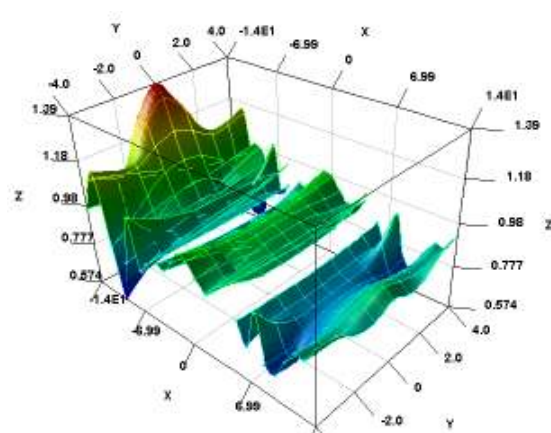
all

Fig. 3.2.4-6 Water elevation within airchamber of model.2($\lambda/L=30$)

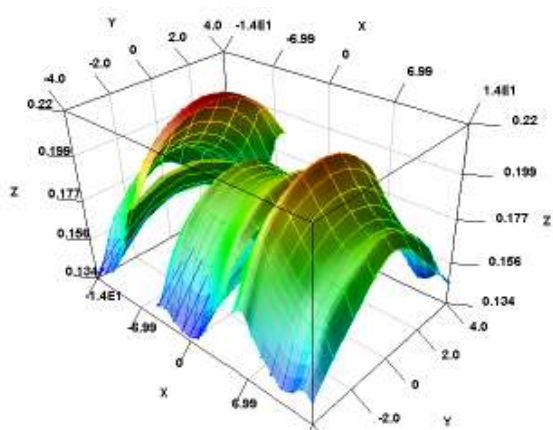
3) Model.3



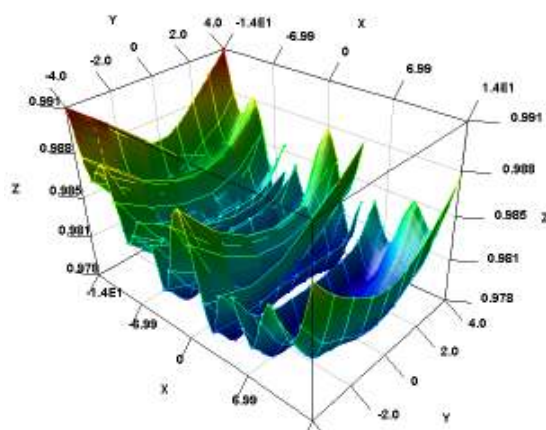
Non



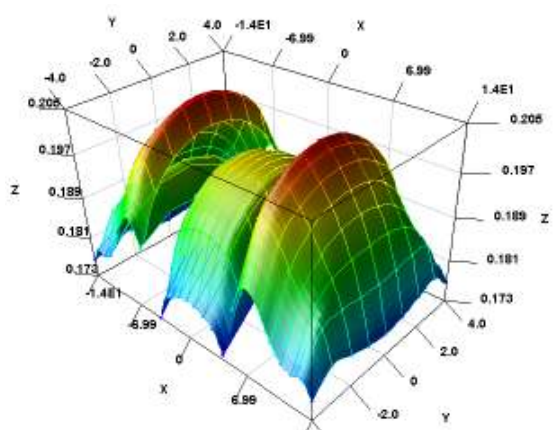
all

Fig. 3.2.4-7 Water elevation within airchamber of model.3($\lambda / L=1.0$)

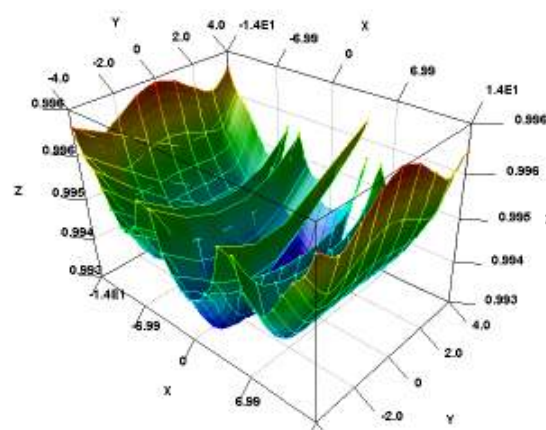
Non



all

Fig. 3.2.4-8 Water elevation within airchamber of model.3($\lambda / L=10$)

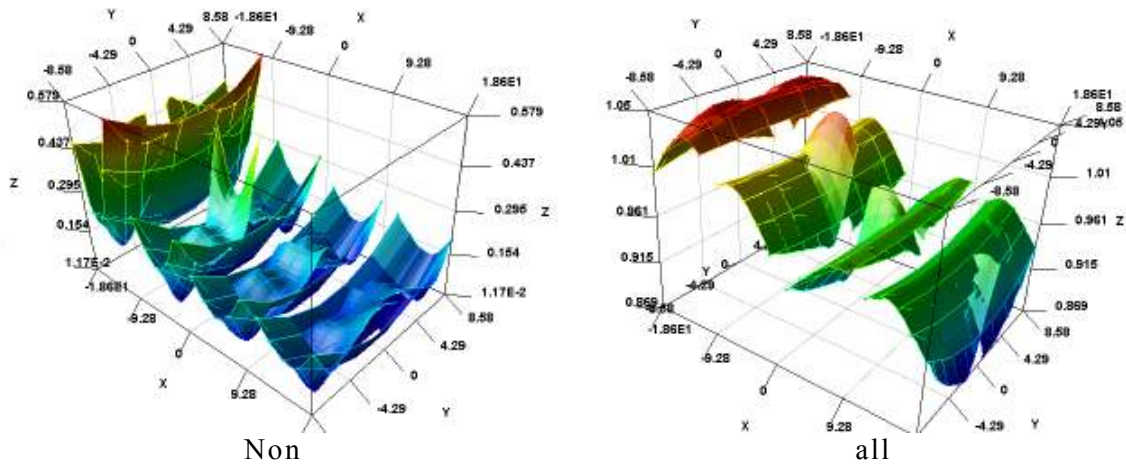
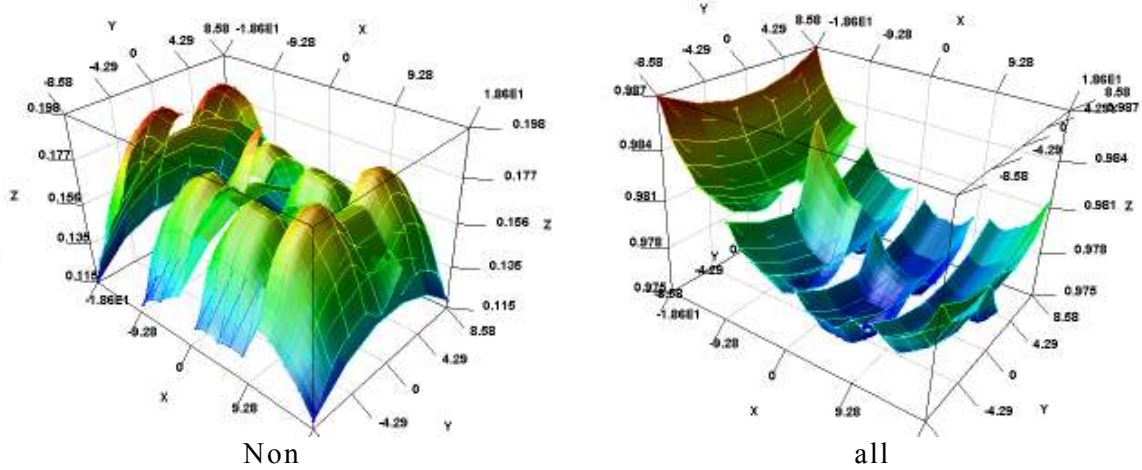
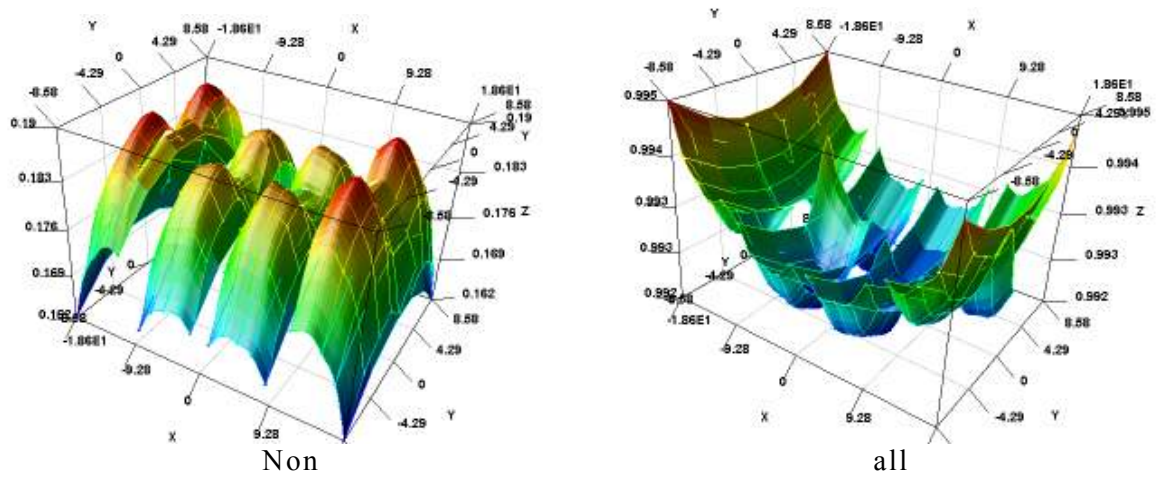
Non



all

Fig. 3.2.4-9 Water elevation within airchamber of model.3($\lambda / L=30$)

4) Model.4

Fig. 3.2.4-10 Water elevation within airchamber of model.4($\lambda / L=1.0$)Fig. 3.2.4-11 Water elevation within airchamber of model.4($\lambda / L=10$)Fig. 3.2.4-12 Water elevation within airchamber of model.4($\lambda / L=30$)

3.3 考察

以上の理論解析結果から、以下のことがわかった、

モーメント

Fig.3.2.1-1-1~4 は Y 軸にモーメント M_x を $\rho g a L B^2$ で除して無次元化した値、X 軸に λ/L とし、モデルごとのグラフである。

Fig.3.2.1-1-1 より、 $\lambda/L=0.8$ 以下では空気圧制御によるモーメントの低減が見られるが、 $\lambda/L=1.0\sim 2.0$ では空気圧制御によるモーメント低減効果は得られず、 $\lambda/L=3.0\sim 9.0$ の範囲では再び空気圧制御によるモーメントの低減が見られる。そして、空気圧制御した場合 $\lambda/L=10.0$ でモーメントが最大となる。それより大きな λ/L では制御しない場合と制御する場合の最大モーメントはほぼ一致する。

このことから、空気圧制御がモーメントの低減に効果がある範囲は共振点より波長が短い波の場合であることがわかる。共振点より λ/L が大きい場合は、制御の低減効果が得られないことがわかる。

また、Fig.3.2.1-1-1~4 で、モーメントが最大になる λ/L は、10, 5, 2.5, 1.0 となっている。ここで、それぞれのモデルの長手方向の空気室の配置を考えると、model.1 は 1 区画、model.2 は 2 区画、model.3 は 3 区画、model.4 は 4 区画をなっている。よって、浮体の全体の長さではなく、空気室の区画に対してモーメントの最大値を取っていることがわかる。つまり $\lambda=100$ の時、モーメントの最大値、共振点をとることがわかった。

また、すべてのモデルに共通することとして、すべての空気室を制御した場合が、モーメントに制御の低減効果が得られる範囲において、最も低減効果があることがわかる。

Fig.3.2.1-2-1~115 は、Y 軸にモーメント M_x を $\rho g a L B^2$ で除して無次元化した値、X 軸に $x/(L/2)$ としたグラフである。

Fig.3.2.1-2-1~115 より、 λ/L が大きい場合、それぞれの空気室の中心で最大値となってる。

Fig.3.2.1-2-60~87 より、入射波側 1 区画だけを制御するより、入射波側 2 区画を制御した方が、低減効果があることがわかる。また、両端を制御する場合よりも入射波側を制御した方が低減効果が得られることがわかる。

Fig.3.2.1-2-88~115 より、oneside と side の制御方法でもモーメントの低減が確認でき、すべての空気室を制御した場合の低減と同様の傾向があることがわかった。両側を制御した場合はあまり低減効果がなく、入射波側を制御した場合の方が低減効果が高いことがわかる。このことから、入射波側を制御することが重要であると考察する。

最後に、制御しない場合より、制御した場合の方がモーメントが大きく出てしまう場合がある。これは、運動計算の時に 0 モードが関係し、さらに浮体の 1 区画の固有振動数から共振が起こってしまうので、制御した方がモーメントが大きくなったと考察する。

鉛直変位

Fig.3.2.2-1-1~4 は Y 軸に鉛直変位 Z を a で除して無次元化した値, X 軸に λ/L とし, モデルごとのグラフである.

Fig.3.2.2-1-1 より, $\lambda/L=20$ 以下では空気圧制御による鉛直変位の低減効果はあまり見られず, $\lambda/L=2.0\sim6.0$ の範囲では空気圧制御による鉛直変位の低減が見られる. そして, 空気圧制御した場合 $\lambda/L=9.0$ で鉛直変位が最大となる. それより大きな λ/L では制御しない場合と制御する場合の鉛直変位はほぼ一致する. これは, モーメントでの共振点の近くであり, λ/L がこの周辺に共振点があることがわかる. また, モーメントと同様に空気圧制御が鉛直変位の低減に効果がある範囲は共振点より波長が短い波の場合であることがわかる. 共振点より λ/L が大きい場合は, 制御の低減効果が得られないことがわかる.

また, Fig.3.2.2-1-1~4 で, 鉛直変位が最大になる λ/L は, 9, 5, 3, 2 となっている. このことから, モーメントと同様に浮体の全体の長さではなく, 空気室の区画に対して鉛直変位の最大値を取っていることがわかる. 鉛直変位の最大値, 共振点もモーメントと近い値をとることがわかった.

また, すべてのモデルに共通することとして, すべての空気室を制御した場合が, 鉛直変位に制御の低減効果が得られる範囲において, 最も低減効果があることがわかる.

Fig.3.2.2-2-1~32 は, Y 軸に鉛直変位 Z を a で除して無次元化した値, X 軸に $x/(L/2)$ としたグラフである.

Fig.3.2.2-2-1~32 より, λ/L が大きい場合, 浮体端部で最大値となってる.

Fig.3.2.2-2-9~24 より, 入射波側を制御した場合の方が低減効果の得られる範囲ではより大きく鉛直変位が低減していることがわかる. また, 入射波側 1 区画だけを制御するより, 入射波側 2 区画を制御した方が, 低減効果があることがわかる.

Fig.3.2.1-2-88~115 より, oneisde と side の制御方法でも鉛直変位の低減が若干, 確認することができた.

以上のことより, 鉛直変位に関しては, 入射波側を制御することが重要であると考察する.

最後に, モーメントと同様に制御しない場合より, 制御した場合の方が鉛直変位が大きく出てしまう場合がある. これは, 運動計算の時に 0 モードが関係し, さらに浮体の 1 区画の固有振動数から共振が起こってしまうので, 制御した方が鉛直変位が大きくなってしまっていると考察する.

波漂流力

Fig.3.2.2-1-1~4 は Y 軸に F_x を $\rho g a^2 (B/2)$ で除して無次元化した値, X 軸に λ/L とし, モデルごとのグラフである.

Fig.3.2.2 -1-1 より, 空気室を制御した場合としない場合での波漂流力は一致した. また, Fig.3.2.2 -1-2~4 においても, ほぼ同じ値である. このことから, 空気圧制御は波漂流力にはあまり関係していないことがわかる.

波漂流力の低減が確認できるところもあるが, Fig.3.2.2 -1-2,3 では, λ/L によって, 空気圧制御と波漂流力との関係はモーメントや鉛直変位と比べるとないことがわかる

内部水面変動

Fig.3.2.4-1-1~12 は Z 軸に水面変動量 η を, X 軸に λ/L , Y 軸に B とし, モデルごとのグラフである.

Fig.3.2.4-1-1~12 より, 空気圧制御によるモーメントと鉛直変位の低減が見あれた $\lambda/L=1.0$ では制御した場合, きれいに波が浮体に入射し, 内部水面が変動していることがわかる. しかし, 空気圧制御によるモーメントと鉛直変位の低減効果があまり得られなかった $\lambda/L=10.0, 30.0$ では, 浮体内部で入射波の波長より短い細かな変動があるとわかる. この細かな変動分によって空気圧力の制御が応答低減につながらなかった要因ではないかと考えられる. また, 共振点ができてしまった要因であることも考察できる.

まとめ

以上により, 空気圧制御によるエアクッション型浮体の弾性応答を理論解析によって確認することができた.

今後の展開としては, 計算ツールの改良, 特に, 0 モードの弾性運動方程式でどのように扱うか. そして, より大きな解析モデルでの理論解析が挙げらる. また, 空気圧制御だけでは応答低減が得られる範囲が限定してしまっているの, 他の要素の制御と組み合わせて, 浮体応答の低減の検証を行うべきであると考え.

第 4 章 模型実験

第4章では、エアクッション型浮体のエアクッション内空気圧を一定制御した浮体を用いた模型実験について述べる。模型実験は、エアクッション内空気圧一定制御の実現性の検証、エアクッション内空気圧の一定制御の浮体応答への影響の確認及び理論解析の妥当性を示すために、3つの段階に分けて実験を行った。

エアクッション型浮体模型の応答特性

この実験は、使用するエアクッション型浮体模型の応答特性を確認する実験である。上部を検力計にて固定した浮体に規則波を入射させ、エアクッション内空気圧、及び浮体にかかる力を計測し、周波数応答関数、位相などの応答特性を求め、入射波と浮体模型の関係性を確認する。

空気圧力制御装置の特性

制御装置の特性と、一定制御の実現性を検証する実験である。応答特性を確認した浮体模型の上部に空気口を設け、制御装置を設置し、強制動揺させた。圧力の一定制御の実現性では制御方法、制御システムの整備を行い、特性については制御装置の固有周期、制御可能範囲などの特性を確認する実験を行った。

エアクッション内空気圧一定制御による浮体の波浪中応答特性

上記で確認した浮体模型と制御装置の基礎的特性を踏まえて、エアクッション内空気圧一定制御による浮体の波浪中応答特性を確認し、応答低減効果について検証する。実験は、エアクッション型模型浮体に制御装置を取り付け、エアクッション内空気圧を一定制御させた浮体に規則波を入射させ、浮体応答、浮体変位を計測する。実験は、浮体にかかる力を計測する上部固定実験と、浮体変位を計測する係留実験の2ケース行い、それぞれエアクッション区画数1、2の2ケースについて実験を行った。

上記の実験は、東京大学生産技術研究所の海洋工学水槽にて行った。水槽の仕様は、長さ×幅×水深＝50m×10m×5mである。波高計、浮体の水槽レイアウトは、fig.4-1に示す。

エアクッション型浮体模型は1区画、長さ×幅×型深さ×喫水＝0.55m×0.55m×0.3m×0.15mで、浮体材料は防水加工の施した木材を使用し、木材の厚さは0.015mで、重量は1区画およそ10kgである。エアクッション区画を増やす場合はこれらをボルトにて完全に一体化させて実験を行った。



Fig. 4-1 Photograph of water

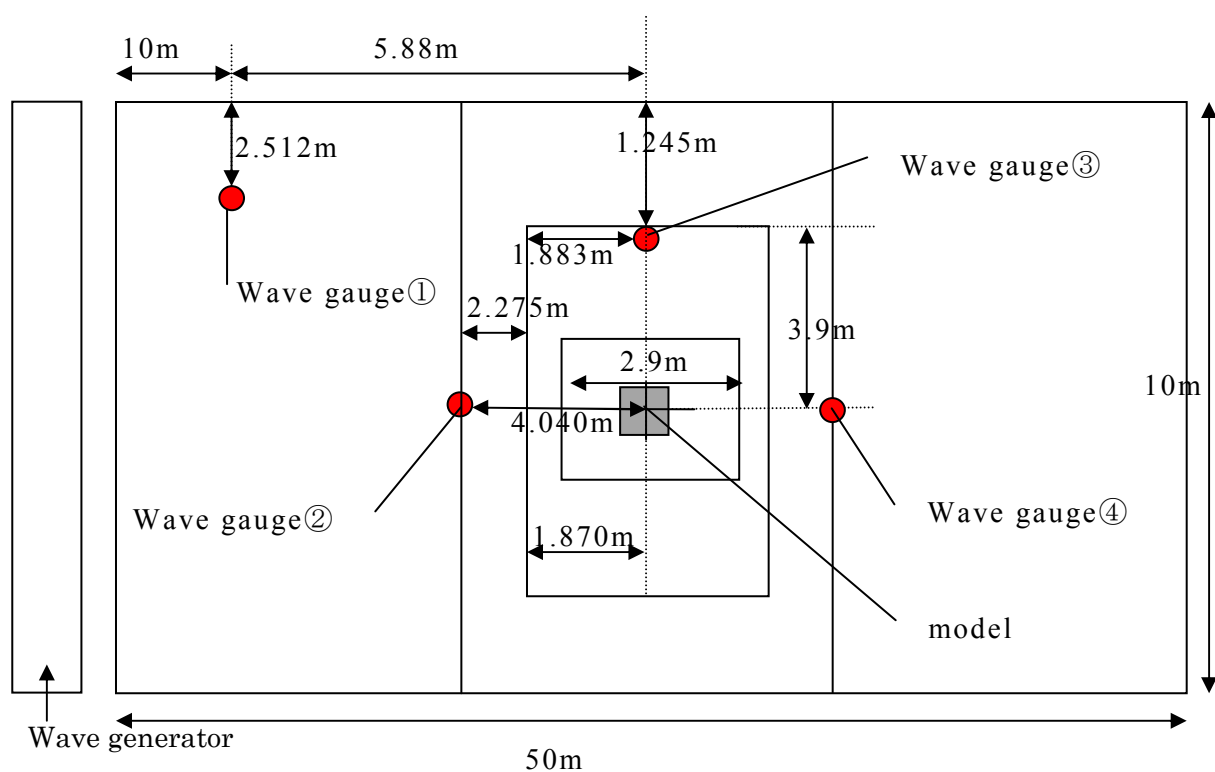


Fig. 4-2 Layout of water tank

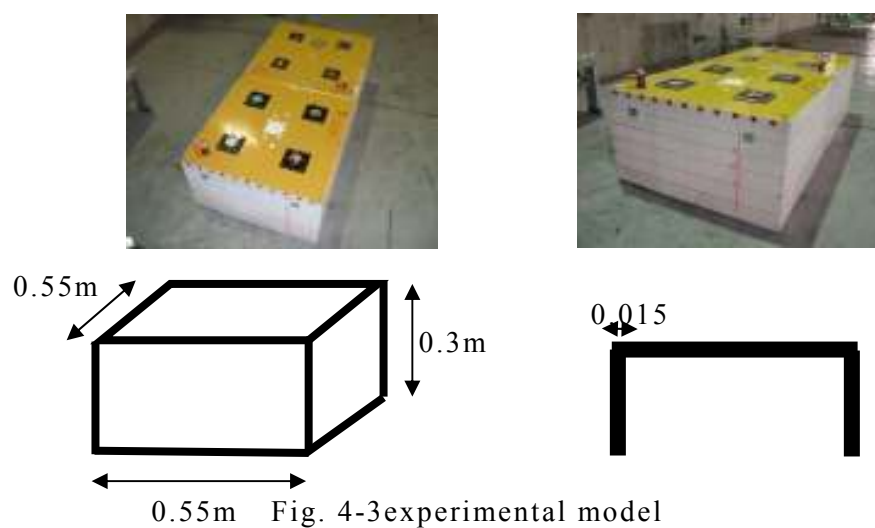


Fig. 4-3 experimental model

Table. 4-1 Specification of experiment

実験場所	東京大学生産技術研究所 海洋工学水槽
水槽(長さ×幅×高さ)	50m×10m×5m
模型浮体(長さ×幅×高さ)	0.55m×0.55m×0.3m
浮体重量	10kgf
浮体材料	木材(防水)
喫水	0.15m

4.1 エアクッション型浮体模型の応答特性

4.1.1 実験目的

入射波によるエアクッション浮体の応答特性を確認する実験を行った。エアクッション内空気圧力，波から受ける外力の変動を計測した。これらの計測項目と入射波との関係を確認する。

4.1.2 実験方法及び条件

本実験は 2009 年 9 月 28 日～10 月 28 日に行った。

実験 1 は上部を検力計にて固定したアクッション型浮体に規則波を入射させる実験を行った。

入射波条件は，一方向規則波で，入射角度は浮体の長手方向に対して 0(deg)，波周期は 0.5s～2.0s，波高 a は， $\lambda/a=0.01$ 周辺とした (Table.4-2)。

計測項目は，入射波波高 (4 点)，エアクッション内空気圧力，浮体にかかる力を検力計にて計測した。浮体は区画数 1 つ，区画数 2 つ，の 2 ケースについて実験を行った。計測機器の配置は，浮体中央に検力計を配置し，圧力計は fig.4-3～fig.4-5 のようにそれぞれ配置した。

Table. 4-2 Correspondence of wavelength to wave

aircution number=1				aircution number=2	
L/ λ	周期(s)	L/ λ	周期(s)	L/ λ	周期(s)
1.41	0.50	0.27	1.15	1.012824196	0.59
1.12	0.56	0.25	1.18	0.499665678	0.84
1.01	0.59	0.24	1.20	0.276109408	1.13
0.92	0.62	0.23	1.24	0.208617812	1.3
0.79	0.67	0.21	1.29	0.126416904	1.67
0.70	0.71	0.19	1.38	0.108816081	1.8
0.55	0.80	0.17	1.43		
0.50	0.84	0.17	1.45		
0.47	0.87	0.14	1.57		
0.40	0.94	0.14	1.60		
0.40	0.94	0.13	1.67		
0.35	1.01	0.11	1.78		
0.33	1.03	0.10	1.87		
0.31	1.07	0.09	1.96		
0.28	1.12	0.08	2.05		
0.28	1.13	0.06	2.53		

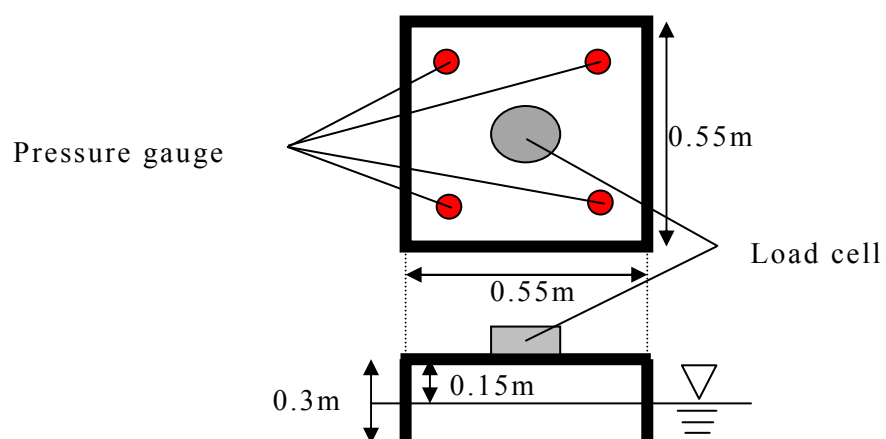


Fig. 4-4 arrangement of Aircushion unit=1

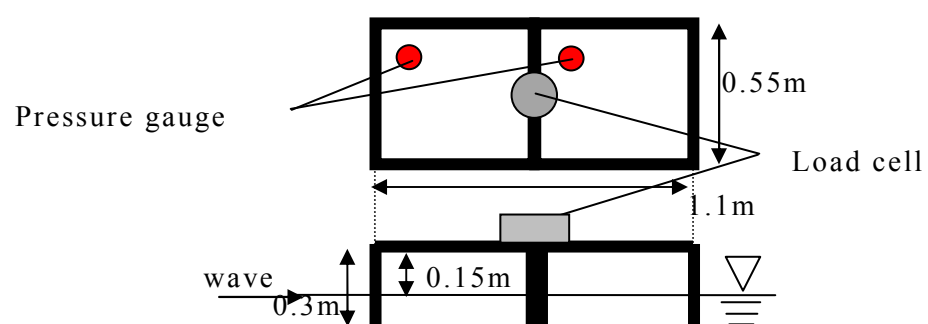


Fig. 4-5 arrangement of Aircushion unit=2



Fig. 4-6 Photograph of experimental models

4.1.3 実験結果

以下に実験結果を示す.

4.1.3-1 エアクッション区画 1 つの場合

Fig.2-3 のエアクッション区画が 1 つの場合の浮体配置における実験結果を以下に示す.

1) 周波数応答関数

入射波の周波数に対する圧力 (P), 力 (heave) の周波数応答関数を fig.4-7,8 に示す. X 軸は L/λ , L は浮体の長手方向の長さ, λ は波長, y 軸は圧力 P の周波数応答関数に密度 ρ , 重力加速度 g , 波高の振幅 ak で除し, 無次元化し, 力 (Heave) H は密度 ρ , 重力加速度 g , 波高の振幅 ak の 2 乗, 浮体長さ L で除して無次元化した.

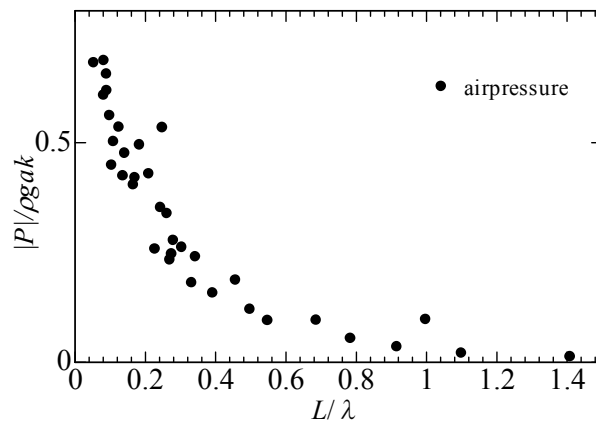


Fig. 4-7 frequency response function of air pressure

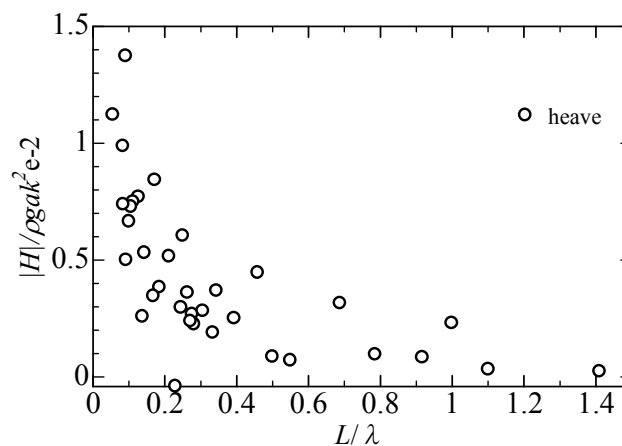


Fig. 4-8 frequency response function of heave

2) 位相

入射波に対する圧力 (P) , 力 (heave) の周波数応答関数の位相を fig.4-9, に示す. X 軸は L/λ , Y 軸の δ は degree とした.

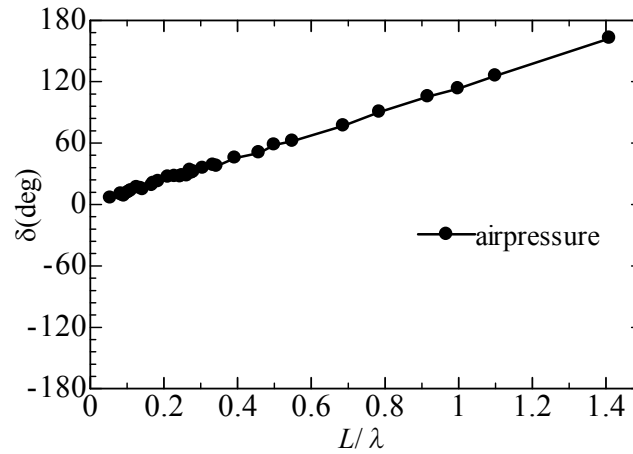


Fig. 4-9 phase of air pressure

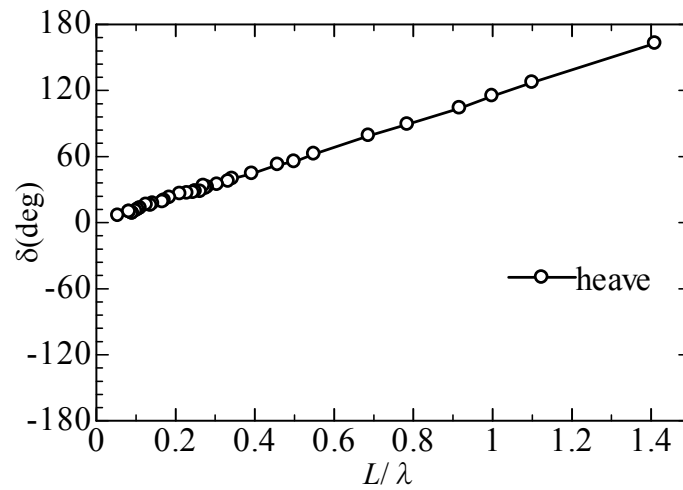


Fig. 4-10 phase of heave

4.1.3-2 エアクッション区画 2 つの場合

Fig.4-5 の浮体配置における実験結果を以下に示す.

1) 周波数応答関数

入射波の周波数に対する圧力 (P), 力 (heave) の周波数応答関数を fig.4-11,12 に示す. エアクッション区画一つの場合と同様に, 無次元化した. 圧力 (P) において, グラフの front は入射波側のエアクッション, back は逆側のエアクッションの空気圧を示す. 力 (heave) についても同様とした.

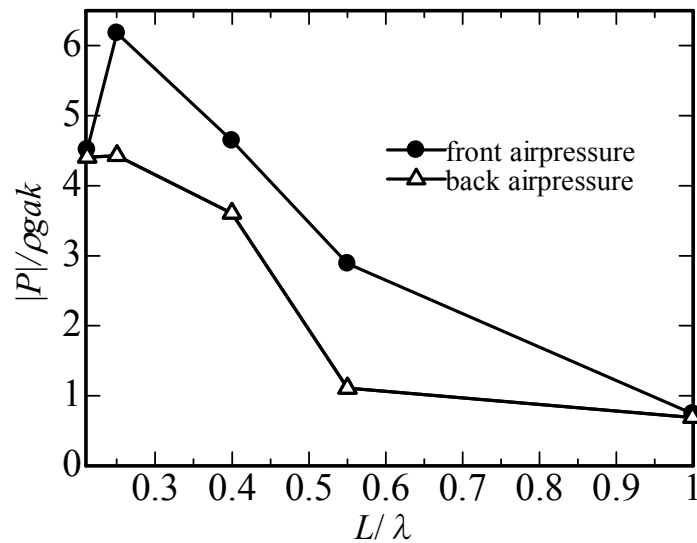


Fig. 4-11 frequency response function of air pressure

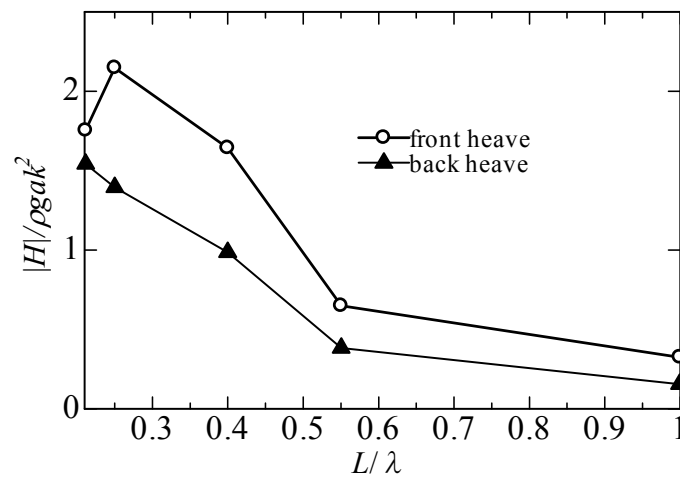


Fig. 4-12 frequency response function of heave

2) 位相

入射波の周波数に対する圧力 (P) , 力 (heave) の周波数応答関数の位相を fig.4-6 に示し, 入射波側のエアクッションと逆側のエアクッションの圧力 (P), 力 (P) の位相を fig.4-6 に示す. X 軸は L/λ , Y 軸の δ は degree とした.

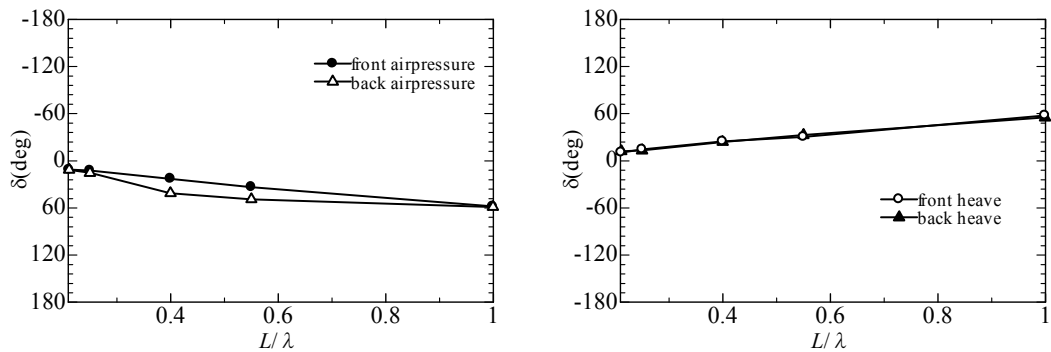


Fig. 4-13 phase of air pressure and heave

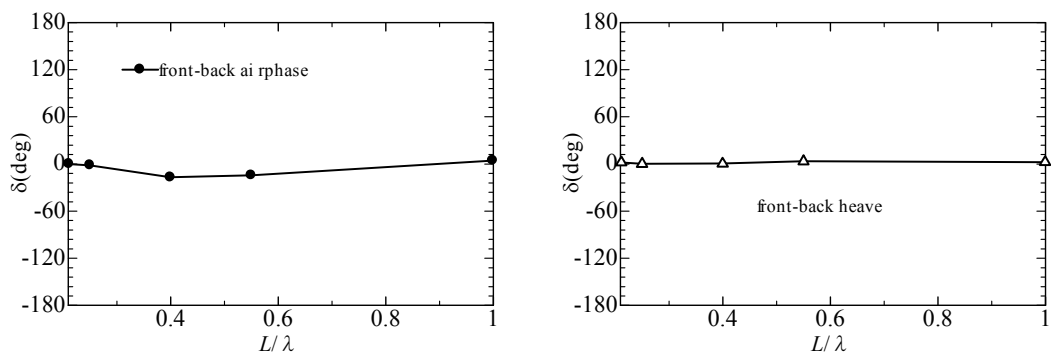


Fig. 4-14 phase of fornt to backof air pressure and heave

4.2 空気圧制御装置の基礎的応答特性

4.2.1 実験目的

空気圧制御装置の基礎的特性を確認する．制御装置を取り付けた浮体モデルを強制動揺させエアクッション内空気圧、浮体にかかる力を計測する．空気圧制御の有効性、制御装置の固有周期等を確認する．また、浮体加工、及び制御装置の変数の調整を行い、制御装置の制御可能な範囲を拡大する。

4.2.2 実験方法及び条件

本実験は、2010年5月25日～2010年6月28日に行った。エアクッション型浮体模型に空気圧制御装置を設置し、浮体上部を検力計にて固定し、強制動揺装置にて浮体を強制動揺させ、内部空気圧、力を計測し、空気圧制御装置の特性を調べた。

計測項目は、エアクッション内空気圧力、浮体にかかる力を検力計にて計測した．計測機器、及び空気圧制御装置システムを簡易的に fig.4-15 に示す。

また、本実験で使用する空気圧制御装置は、エアクッション内の空気圧力と制御信号との差分から空気の流入量、排出量を決定するという制御システムを持ち、リアルタイムで空気圧力制御を行うことができる制御装置である。

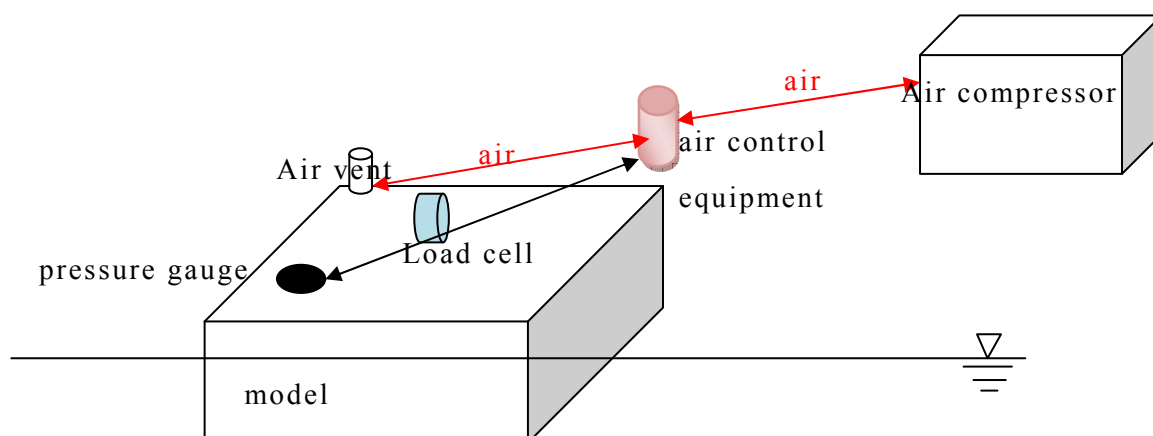


Fig. 4-15 control airpressure system



Fig. 4-16 air control equipment

4.2.3 実験結果

1) 空気圧制御システムの特性

Fig.4-17 は静水状態の時に制御装置を稼働させた時のエアクッション内の圧力変動であり, Fig.4-18 はそのパワースペクトラムである.

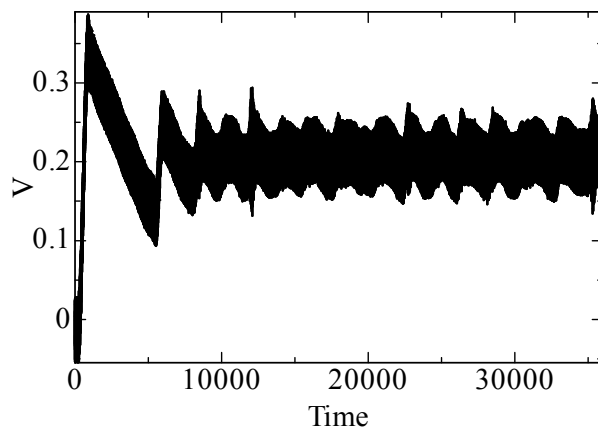


Fig. 4-17 airpressure with air control equipment

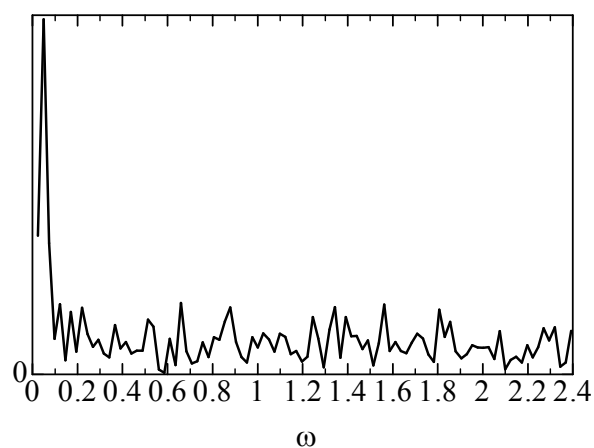


Fig. 4-18 Power spectral

2) 強制動揺

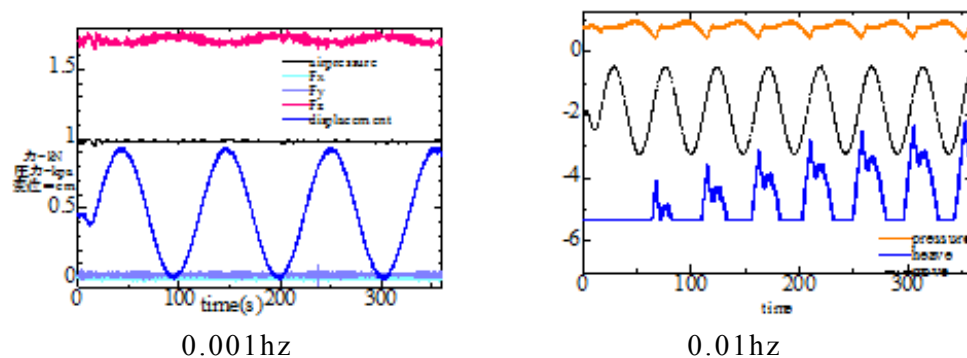


Fig. 4-19 arpressure and heave in forcod agitation

4.2.4 モデルの改良

強制動揺実験からもわかるように，制御できる範囲が，かなり限定されていることがわかる．特に圧力を下げる，つまり空気を排出する動作に問題があるため，浮体上部側面に空気穴をもう受けた．空気穴を2つ計8つ設けた（Fig.4-20）．空気穴の大きさは直径約2～3mmである．

空気穴がある状態での強制動揺装置実験の結果を fig.4-21 に示す．

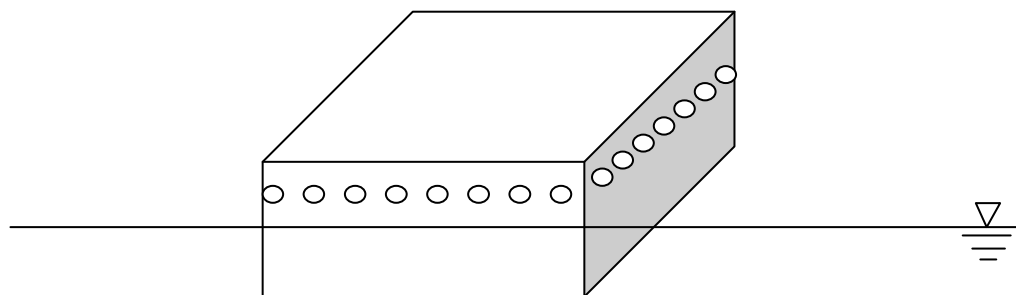


Fig. 4-20 phase of fornt to backof air pressure and heave

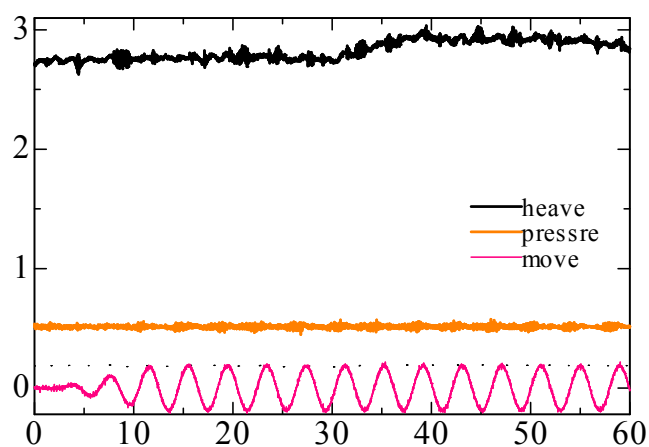


Fig. 4-21 arpressure and heave in forcod agitation 0.25hz

4.3 エアクッション内空気圧一定制御による浮体応答特性

本実験はエアクッション内空気圧の一定制御の実現性の検証及び、理論解析の有効性の確認を目的として行った。エアクッション内空気圧力の一定制御させたエアクッション型浮体模型の上部固定した場合(実験 3-1)と係留した場合(実験 3-2) の 2 ケースについて実験を行った。

4.3-1 上部固定させた場合

4.3-1.1 実験目的

エアクッション内空気圧力の一定制御の実現性の検証，及び理論計算の妥当性を示すための実験を行った。エアクッション型浮体の空気圧一定制御によるエアクッション浮体応答，特に浮体にかかる力に関する影響を確認するために上部を固定して，行った。

4.3-1.2 実験方法及び条件

本実験は 2010 年 10 月 25 日～2010 年 11 月 30 日，同様の場所で行った。浮体模型，波高計，水槽のレイアウトは実験 1 と同様である。入射波条件は，一方向規則波で，入射角度は浮体の長手方向に対して 0 (deg)，波周期は 0.56s ～4.55s，波高は $\lambda/a=0.01\sim1.3$ とした。

エアクッション区画を 1 つ配置した場合は，制御した場合としない場合の 2 ケース，エアクッション区画を 2 つ配置した場合は，入射波側のエアクッション区画を制御した場合とその逆のエアクッション区画を制御した場合，両方の区画とも制御しない場合の 3 ケース，計 5 ケース (Table4-1) について実験を行った。

計測項目は，入射波波高，エアクッション内空気圧力，入射波による浮体にかかる力を三分力計にて計測した。浮体中央の上部を検力計にて固定し，入射波を浮体中央の上部を検力計にて固定し，空気圧制御装置を付けたエアクッション浮体模型に入射させた。圧力計，空気口などの計測機器の配置は，Fig.6-7 のようにそれぞれ配置した。

Case6 エアクッション区画数 1，制御あり

Case7 エアクッション区画数 1，制御なし

Case8 エアクッション区画数 2，入射波側を制御

Case9 エアクッション区画数 2，case2 と反対側を制御

Case10 エアクッション区画数 2，制御なし

Table 4-3 case condition

	Number of aircushion	aircontrol
Case1	1	○
Case2	1	×
Case3	2	front air cushion
Case4	2	back air cushion
Case5	2	×

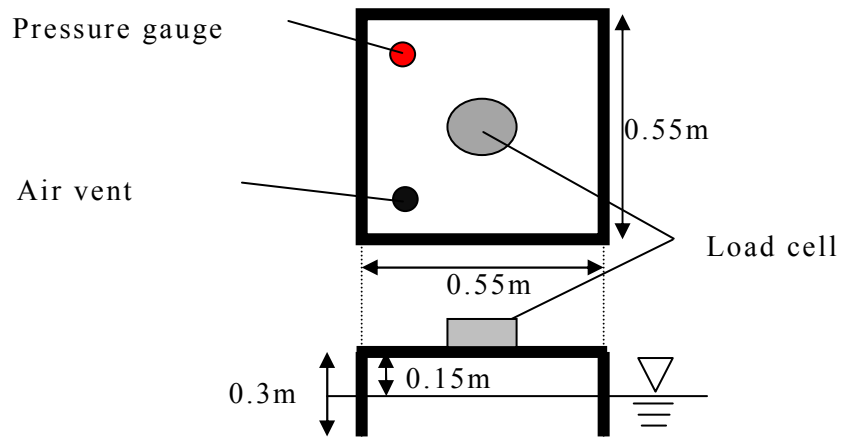


Fig. 4-22 arrangement of Aircushion unit=1

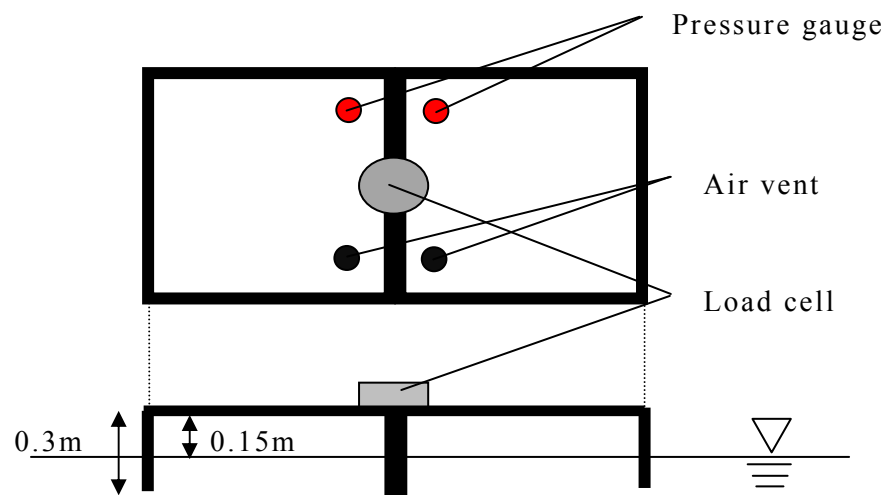


Fig. 4-23 arrangement of Aircushion unit=2

4.3-1.3 実験結果

以下に実験結果を示す。

4.3-1.3-1 エアクッション区画 1 つの場合

Fig.4-12 のエアクッション区画が 1 つの場合の浮体配置における実験結果を以下に示す。

1) 周波数応答関数

入射波の周波数に対する圧力 (P) , 力 (heave) の周波数応答関数を fig.4-8 に示す. エアクッション型浮体模型の応答特性での結果と同様に, 無次元化した. グラフの non-control は, 制御をしない空気室の場合, $P=1.37$, $P=1.49$, $P=1.61$ は制御するエアクッションの空気圧を 1.37 (Kpa) , 1.49 (Kpa) , 1.61 (Kpa) に制御した時の結果である.

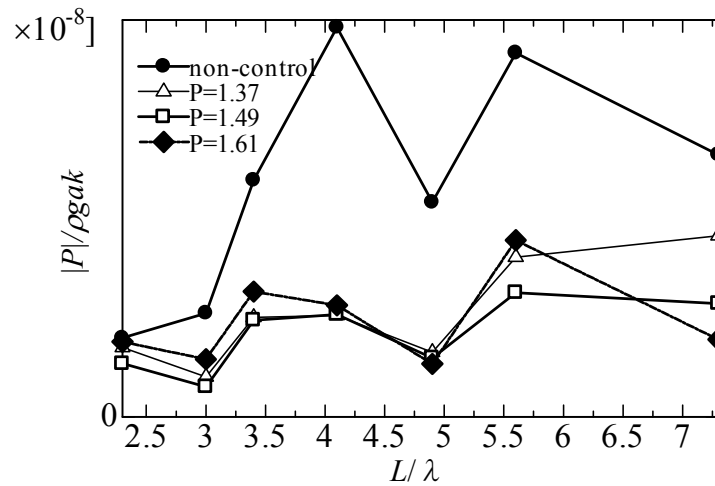


Fig. 4-24 frequency response function of air pressure

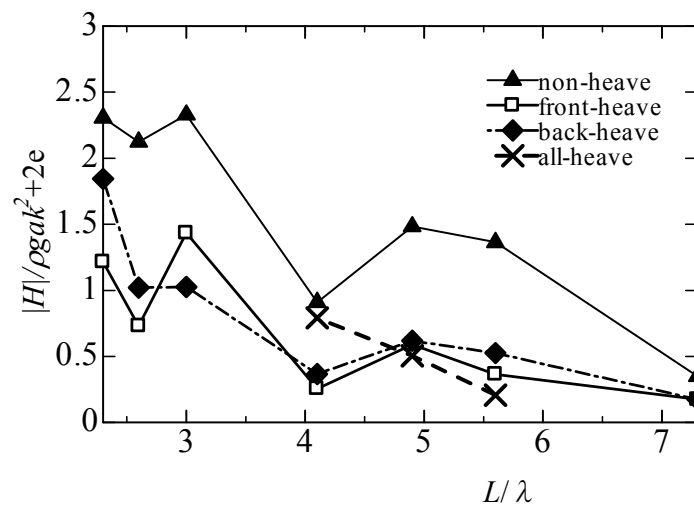


Fig. 4-25 frequency response function of heave

2) パワースペクトラム

代表的なケースでの入射波波高と圧力、力のパワースペクトラムを fig.4-15-17 に示す。

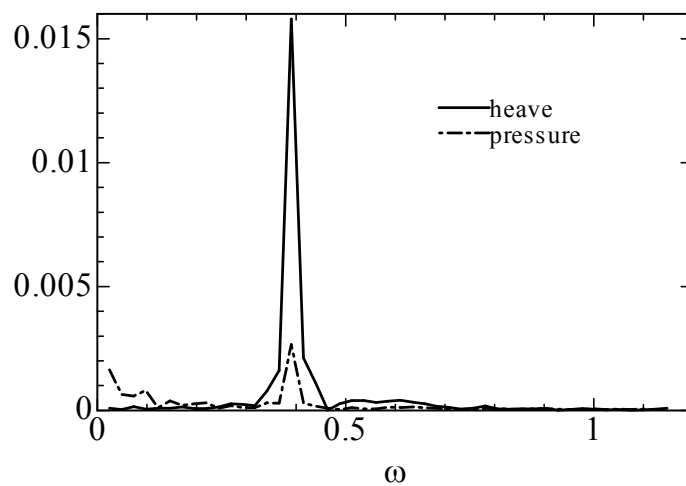


Fig. 4-26 Power spectral $L/\lambda = 0.03$

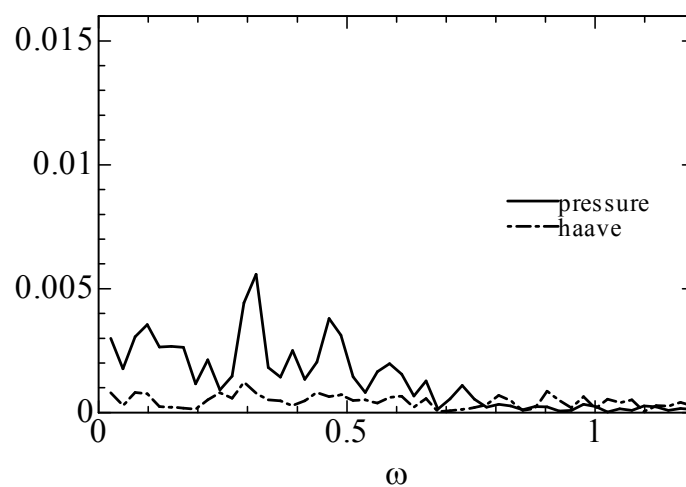


Fig. 4-27 Power spectral $L/\lambda = 0.21$

4.3-1.3-2 エアクッション区画 2 つの場合

Fig.4-13 のエアクッション区画が 2 つの場合の浮体配置における実験結果を以下に示す.

1) 周波数応答関数

入射波の周波数に対する圧力 (P) , 力 (heave) の周波数応答関数を fig.4-8 に示す. 区画数 1 つと同じ様に無次元した. また, 制御するエアクッションの空気圧は $P=1.5$ (Kpa) これは, 静水時, 喫水 0.15 (m) で浮体が安定し, 平衡状態になる圧力である.

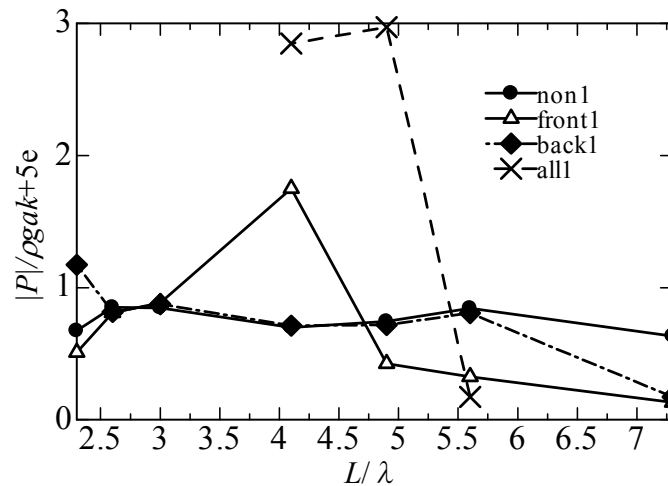


Fig. 4-28 frequency response function of air pressure in front

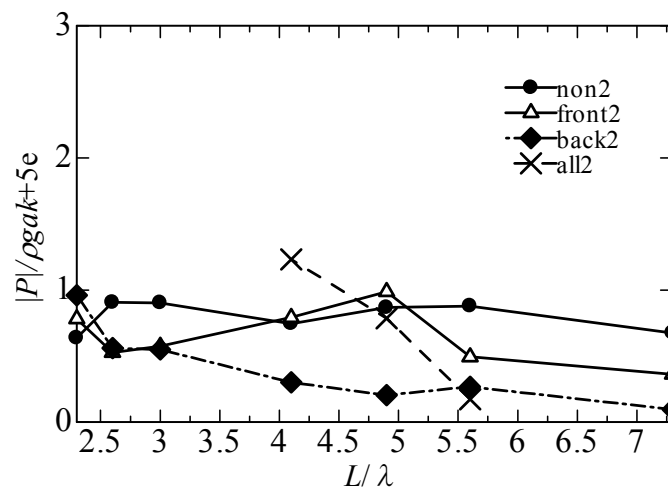


Fig. 4-29 frequency response function of air pressure in back

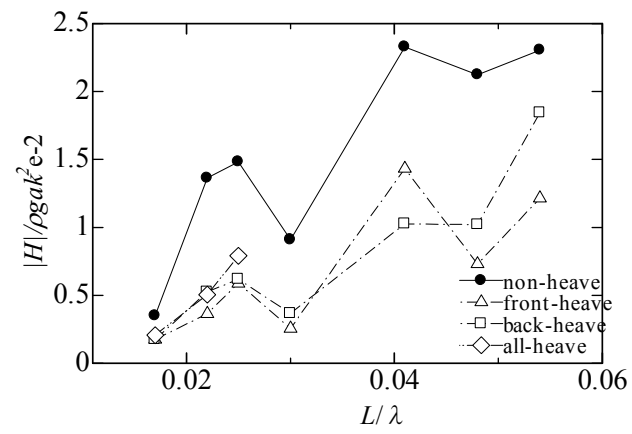


Fig. 4-30 frequency response function of heave

2) パワースペクトル

代表的なケースでの入射波波高と圧力、力のパワースペクトラムを fig.4-20-22 に示す。

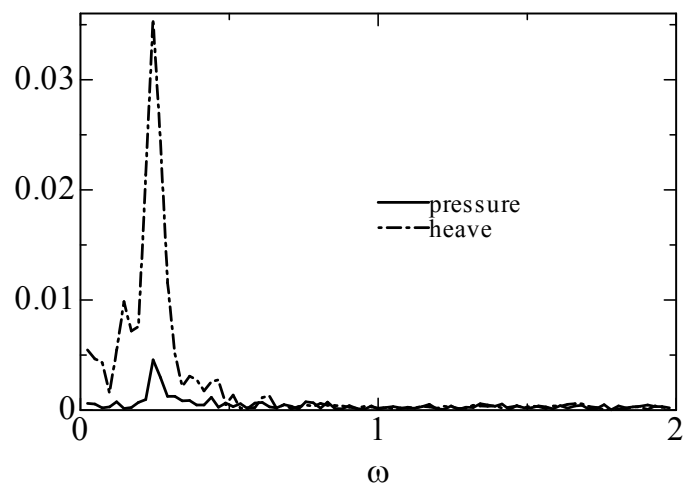


Fig. 4-31 Power spectral $L/\lambda = 0.017$

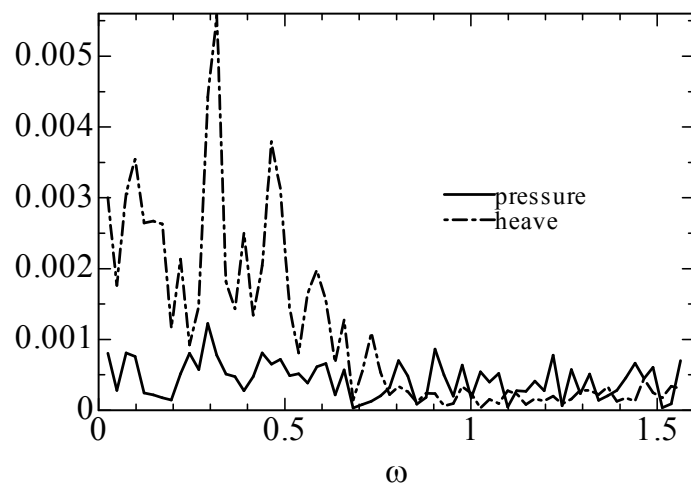


Fig. 4-32 Power spectral $L/\lambda = 0.047$

4.3-2 エアクッション型浮体の実験（係留）

4.3-2.1 実験目的

エアクッション内空気圧力の一定制御の実現性の検証，及び理論計算の妥当性を示すために必要なデータ収集のために実験を行った．エアクッション型浮体の空気圧一定制御によるエアクッション浮体応答，特に浮体の変位を確認するために行った．

4.3-2.2 実験方法及び条件

実験は，同様の場所で行った．

エアクッション型浮体を浮かばせて自立させ，4箇所をばねにて係留し(fig.4)，張力はそれぞれ 0.3kg とした．

エアクッション区画 1 つ配置した場合も 2 つ配置した場合も固定式エアクッション型浮体と同じ 2，3 ケースの計 5 ケースについて実験を行った．

計測項目は，入射波波高，エアクッション内空気圧力，ポジションセンサーによる浮体変位を計測した．

Case6 エアクッション区画数 1，制御あり

Case7 エアクッション区画数 1，制御なし

Case8 エアクッション区画数 2，入射波側を制御

Case9 エアクッション区画数 2，case2 と反対側を制御

Case10 エアクッション区画数 2，制御なし

Table 4-4 case condition

	Number of aircushion	aircontrol
Case6	1	○
Case7	1	×
Case8	2	front air cushion
Case9	2	back air cushion
Case10	2	×

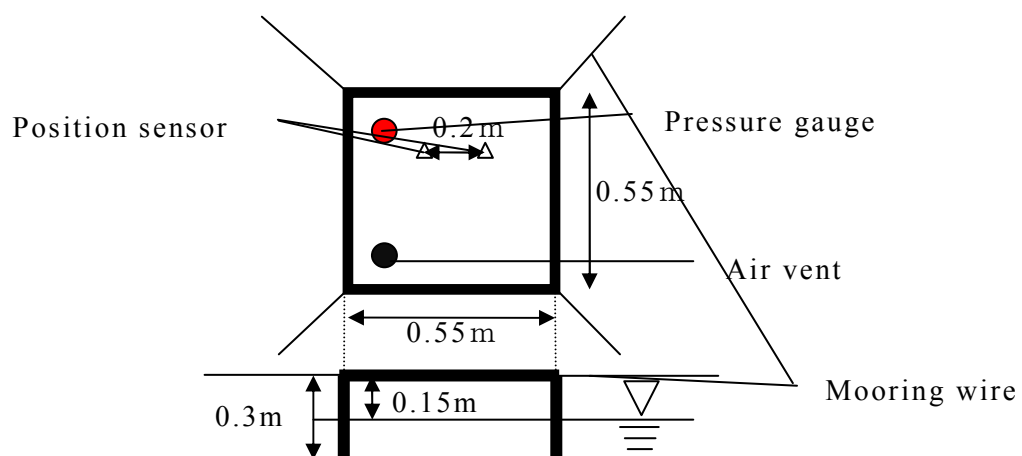


Fig. 4-33 arrangement of Aircushion unit=2

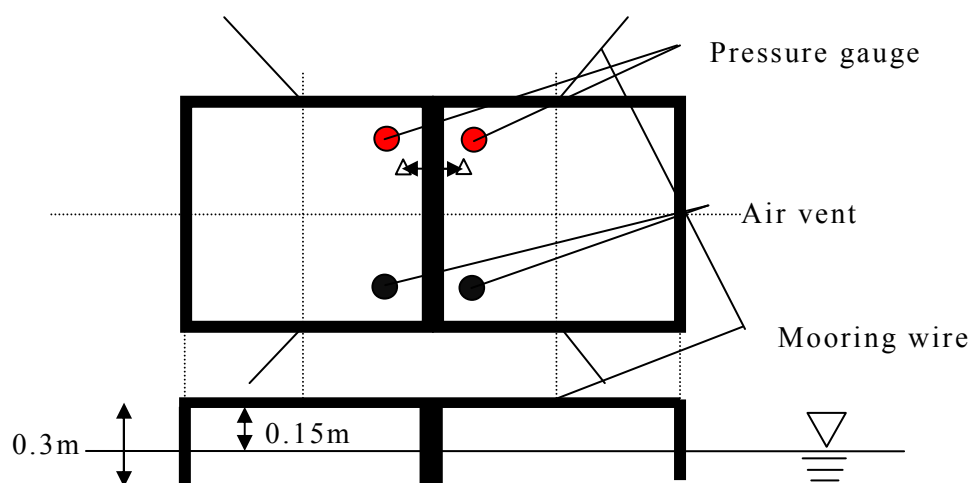


Fig. 4-34 arrangement of Aircushion unit=2

4.3-2.3 実験結果

以下に実験結果を示す。

4.3-2.3-1 エアクッション区画 1 つの場合

Fig.4-13 のエアクッション区画が 1 つの場合の浮体配置における実験結果を以下に示す。

1) 周波数応答関数

入射波の周波数に対する圧力 (P) , 変位 (Z) の応答関数を fig.4-12,13 に示す. 上部固定の場合と同じ様に無次元し, 制御するエアクッションの空気圧も同様に $P = 1.5$ (Kpa) とした.

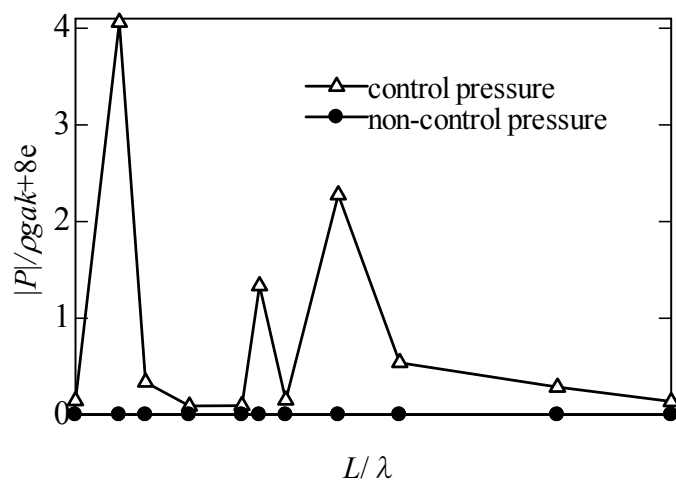


Fig. 4-35 frequency response function of air pressure

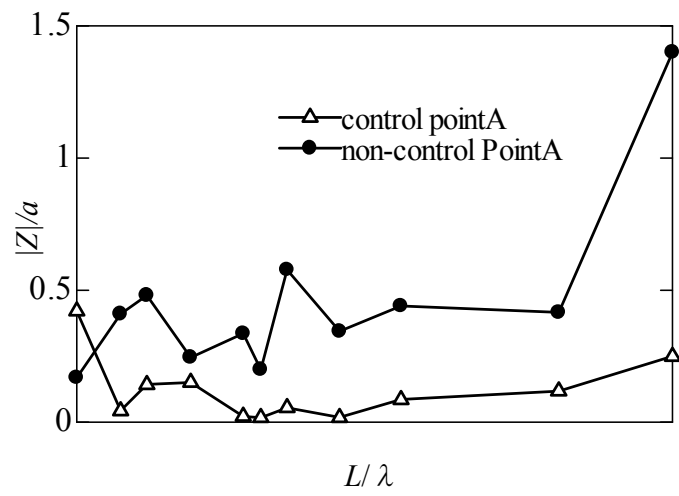


Fig. 4-36 Vartical displacement on pointA

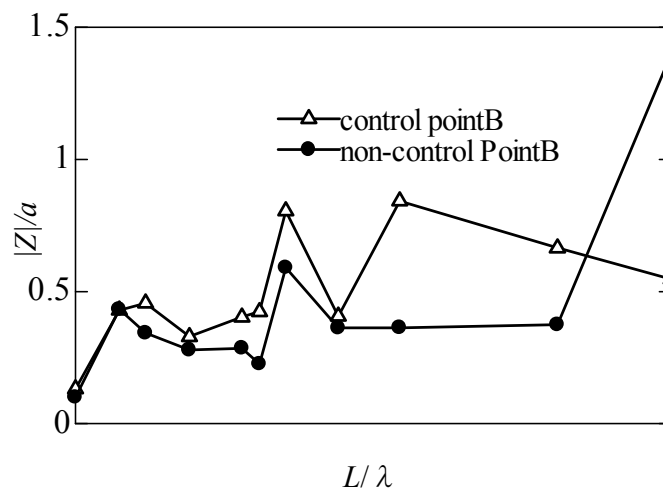


Fig. 4-37 Vartical displacement on pointB

2) パワースペクトル

代表的なケースでの入射波波高と圧力のパワースペクトラムを fig.4-14 に示す。

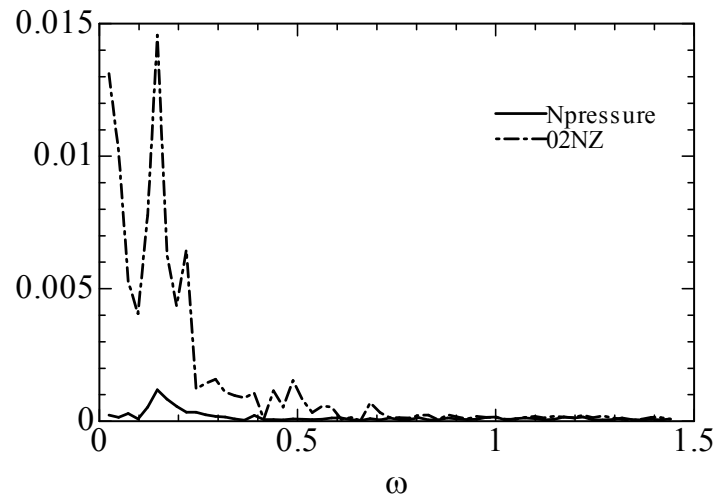


Fig. 4-38 Power spectral $L/\lambda = 0.047$

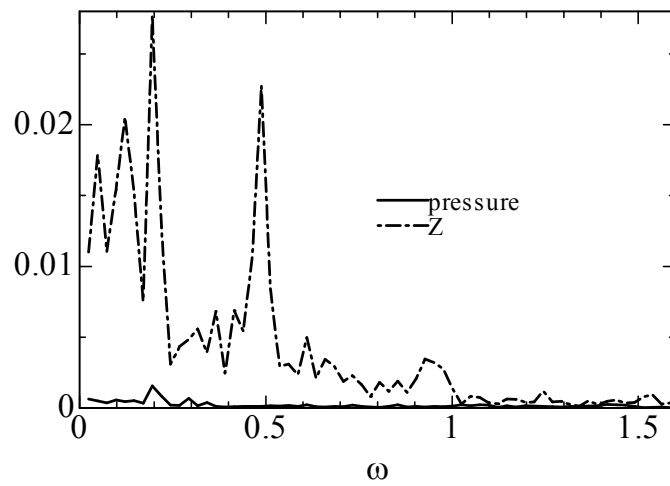


Fig. 4-39 Power spectral $L/\lambda = 0.17$

4.3-2.3-2 エアクッション区画 2 つの場合

Fig.4-13 のエアクッション区画が 2 つの場合の浮体配置における実験結果を以下に示す.

1) 周波数応答関数

入射波の周波数に対する圧力 (P) と変位 (Z) の周波数応答関数を fig.4-12,13 に示す. また, 制御するエアクッションの空気圧は $P=1.5$ (Kpa)

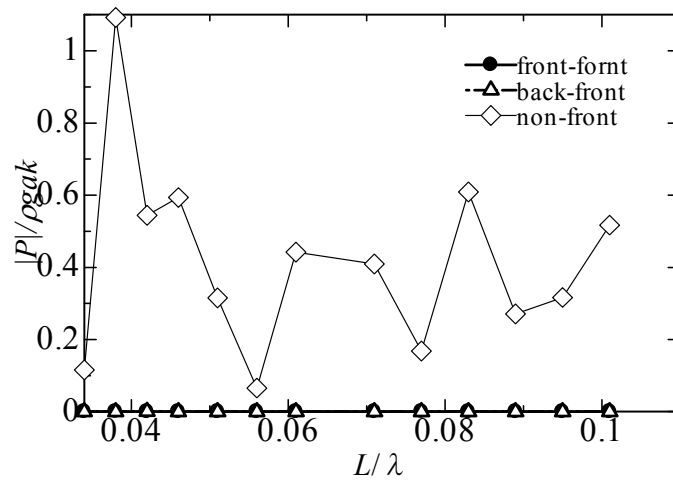


Fig. 4-40 frequency response function of air pressure in front

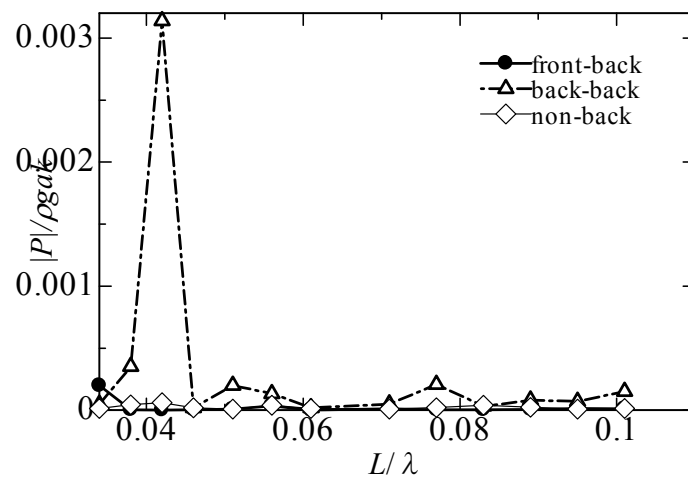


Fig. 4-41 frequency response function of air pressure in back

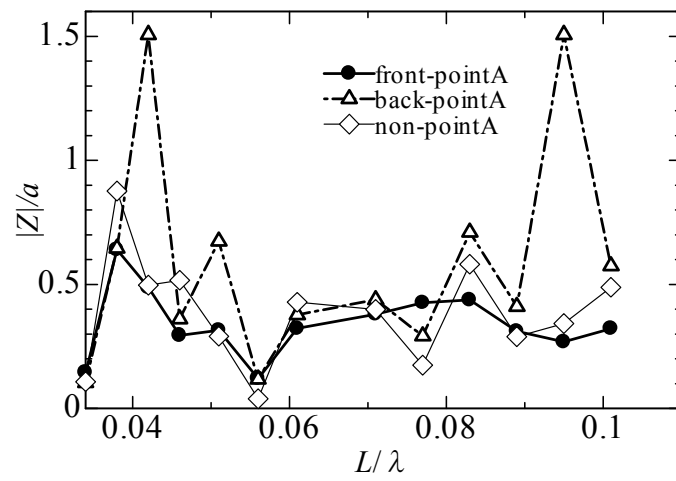


Fig. 4-42 Vartical displacement on pointA

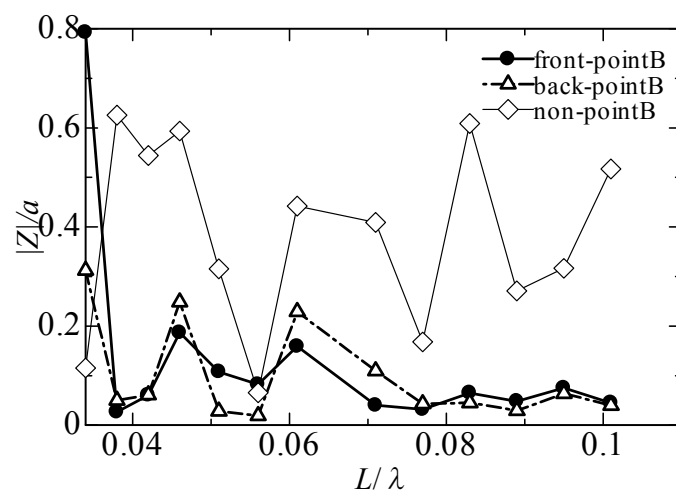


Fig. 4-43 Vartical displacement on pointB

2) パワースペクトル

代表的なケースでの入射波波高と圧力、鉛直変位のパワースペクトラムを fig.4-14 に示す。

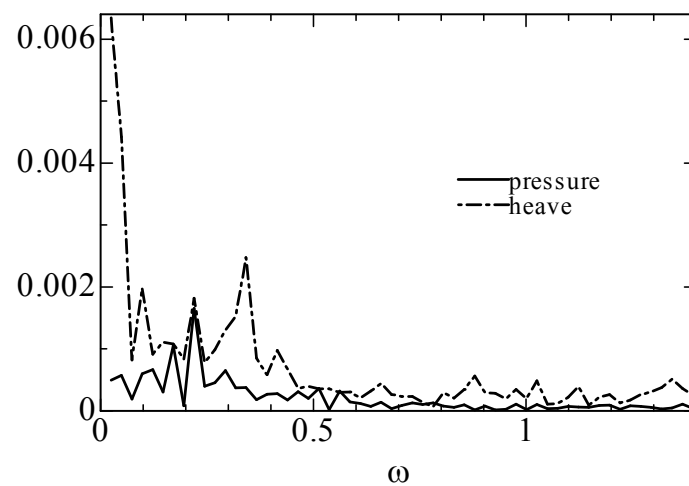


Fig. 4-44 Power spectral $L/\lambda = 0.77$

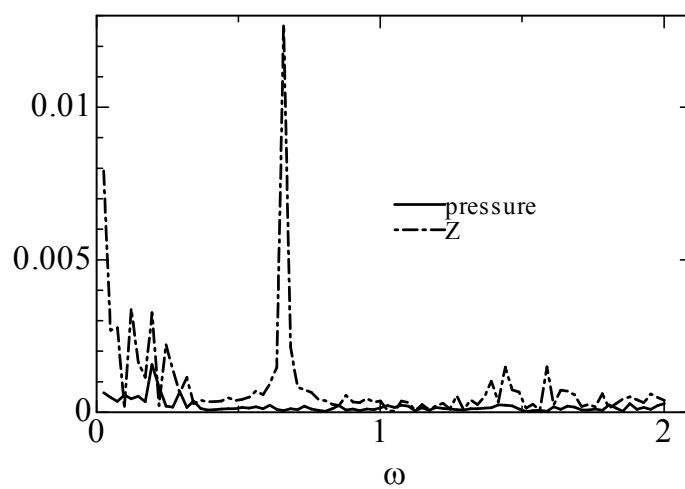


Fig. 4-45 Power spectral $L/\lambda = 0.3$

4.4 理論計算との比較

実験結果と理論解析結果について比較する.

1) エアクッション区画 1 つの場合

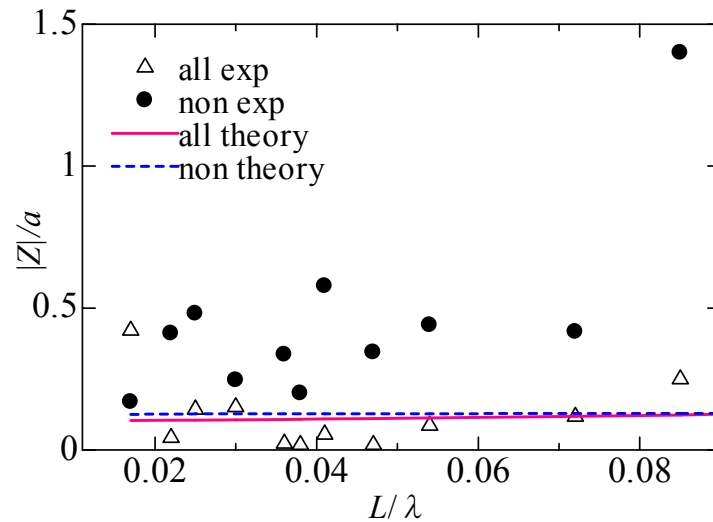


Fig.4-46 Distributions of vertical Displacements of vertical displacement-x of 1 air cushion case

2) エアクッション区画 2 つの場合

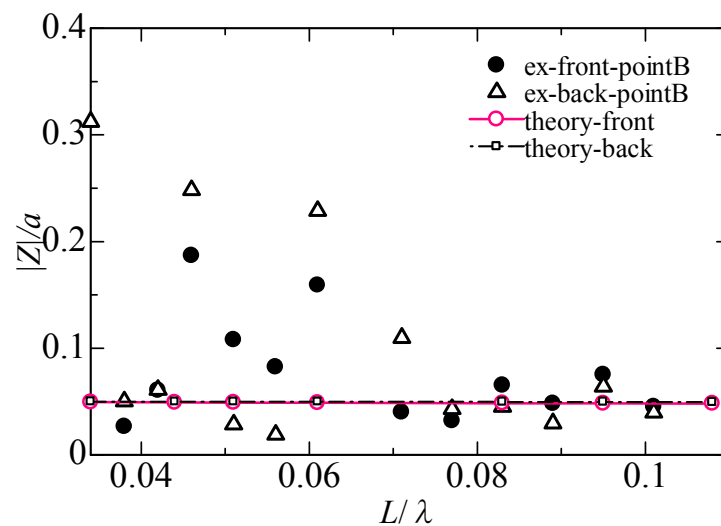


Fig4-47 Distributions of vertical Displacements of vertical displacement-x of 2 air cushion case

4.5 考察

エアクッション型浮体模型の応答特性

この実験では、周波数応答関数と位相について考察する。fig.4-7,8において、エアクッション区画が1つ場合の圧力 P と浮体応答 (Heave) の周波数応答関数を示した。 L/λ が大きくなると P , heave 共に反比例して応答が小さくなっていることがわかる。次に fig.4-9,10 においてエアクッション区画1つの場合の入射波に対する浮体応答と空気室圧の位相を示した。Heave, Pressure とともに、 L/λ が小さい時は入射波とほぼ位相なく運動し、 L/λ が大きくなるにつれて位相が大きくなっていることがわかる。このことから、 L/λ が小さい時、浮体は波に乗っているように運動するため、入射波との位相が一致していると考察することができる。エアクッション区画を2つ配置した場合 (fig.4-11~14) の結果を示した。エアクッション区画1つの場合と同様の結果を示している。

また、この結果は、参考文献^[6]と同じ系統の結果が得られた。

空気圧制御装置の特性

1) 空気圧制御システムの特性

Fig.4-17 は制御装置を稼働させた時の X 軸に時間 (1/100 秒) とした時のエアクッション内空気圧である。このグラフから、制御装置の立ち上がり時にオーバーシュートが起こり、安定するまでに少し時間がかかることがわかる。つまり、実験は、制御装置が安定してから行うようにしなければならない。また、Fig.4-18 より、制御装置からでる振動が、内部圧力に影響してしまうことも分かった。この振動成分は制御装置稼働時に常に出ているため、この制御装置の特性とした。

2) 強制動揺実験

Fig.4-19 の強制動揺実験から、制御できる範囲が、かなり限定されていることがわかる。これは、制御システムから本実験で使用する制御装置の制御可能範囲が限られてしまと考えられる。そこで、広範囲の空気圧変動の制御を可能にするために、使用するエアクッション型浮体模型を改良し制御装置による空気圧力の制御可能範囲を広範囲にする必要がある。

浮体の改良

前項で述べたように、制御範囲が限られてしまう。強制動揺実験より、外力によってエアクッション内の空気圧が上昇した際、圧力を下げる動作、つまり、空気をエアクッション内から排出させる量で、制御可能範囲が決定してしまっていたことが確認できている。よって、浮体の改良に当たっては、エアクッション内から空気を排出させる補助的な加工を施す必要があると考えられる。そこで、浮体は、制御装置の制御可能な範囲を拡大をするために、浮体側面に空気穴を一面に2つ計8つ設けた (Fig.4-20)。空気穴の大きさは直径約2~3mmである。それにより、圧力が上がった時に、スムーズに空気がエアクッション内から排出されるため、fig.4-21 のように空気圧力の制御が可能となった。

エアクッション内空気圧一定制御による浮体の波浪中応答特性

1) 上部固定

fig.4-24,25 より，応答低減効果が得られていることがわかる．特に， $L/\lambda = 0.04 \sim 1.0$ の区間に応答低減が見て取れる．また，制御する圧力値の変化による応答の差異はほとんどないことも確認できた．

fig.4-27 は空気圧制御による応答低減があまりなかったケースのパワースペクトルで，入射波の周波数で圧力，Heave 方向の力ともにピークが表れている．fig.4-28 は，低減効果が得られたケースのパワースペクトルで，圧力，Heave 方向の力ともにピークが入射波の周波数でないことがわかる．この 2 つより，入射波の周波数で圧力，力（Heave 方向）のパワースペクトルのピークが一致しない場合，鉛直方向の応答低減が得られることが考察できる．

fig.4-28~30 より，エアクッション区画が 2 つの場合，両区画とも制御すると，制御装置同士が影響しあってしまい，圧力が一定値で安定しなかった．そのため，結果として，両方制御した場合の結果は大きく外れた値を取ってしまった．しかし，入射波側とその反対側の区画を 1 つずつ制御させた場合については，区画 1 つの時と同様の結果を得られている．このことから，すべての空気室を制御しなくても，低減効果が得られることがわかった．また，fig.4-31,32 より，エアクッション区画 1 つの時と同様，入射波の周波数で圧力，力（Heave 方向）のパワースペクトルのピークが一致しない場合，鉛直方向の応答低減が得られることが考察できる．

2) 係留

fig.4-35,37 より，エアクッション区画が一つの場合，上部固定より顕著に応答低減効果が得られていることがわかる．特に， $L/\lambda = 0.04 \sim 1.0$ の区間に応答低減が見て取れる．この領域より外，特に長周期では，制御しない場合においても応答が下がるため，空気圧制御の影響が表れないことがわかった．

鉛直変位において，ところどころで大きな値を示している部分がある．これは，浮体が波に乗ってしまい，鉛直運動をしてしまっているということである．エアクッション内の圧力変動は制御されているので，ここで出てきている鉛直変位は，浮体が波に乗ってしまっているという影響によるものだと考察できる．

fig.4-38,39 より，上部固定の場合と同様，入射波の周波数で圧力，力（Heave 方向）のパワースペクトルのピークが一致しない場合，鉛直方向の応答低減が得られることが考察できる．

fig.4-40~45 より，エアクッション区画が 2 つの場合についても同様の結果が得られた．

理論計算との比較

第 2 章の解析理論を用いて、解析モデルに実験モデルとした解析結果と本章の実験結果とを比較した。

fig.4-46,47 より、特徴的な部分は実験結果と類似していることが見て取れる。

エアクッション区画が 1 つの場合は、 $L/\lambda=0.02$ あたり、エアクッション区画が 2 つの場合は $L/\lambda=0.07$ 以下の域で、実験値が大きな値を示しているところがある。これは、エアクッション区画が波に乗るような形で応答をしてしまっているため、理論解析ではその現象は起こらないため、大きな値を取ることなくなだらか曲線となっていると考察することができる。以上により、理論解析の妥当性が示された。

まとめ

以上により、空気圧制御によるエアクッション型浮体の応答を確認するとともに、理論解析結果との比較による理論解析ツールの妥当性が確認できた。

今後の展開としては、制御システムの改良、特に、複数のエアクッション区画を同時に制御させた場合について実験できるようにすること。さらに、エアクッション区画が 2 つ以上の場合の鉛直変動の検証、波漂流力の検証、入射波条件の広範囲における応答の確認が挙げられる。また、空気圧制御だけでは応答低減が得られる範囲が限定してしまっているため、他の要素の制御と組み合わせ、浮体応答の低減の検証を行うべきであると考えられる。

第 5 章 結論

結論

本研究では，三次元特異点分布法を用いた理論解析と，模型実験により，以下の知見を得た。

- 理論解析による空気圧を制御させたエアクッション型浮体の流体力理論解析手法を確立し，空気室が制御されたエアクッション型浮体の理論解析が可能となった．
- 弾性応答解析により，実機スケールでの空気室を制御したエアクッション型浮体の理論解析を可能とした．
- 空気室制御によるエアクッション型浮体の弾性応答低減効果が得られる範囲が確認できた．
- 空気圧制御したエアクッション型浮体の実現性が得られたと同時に浮体の応答低減も確認できた．
- エアクッションの一定制御以外の制御における理論解析の基礎となる部分が本研究によって確立された．
- 空気圧制御だけでは応答低減が得られる範囲が限定されるため，他の要素の制御と組み合わせて，浮体応答の低減の検証を行うべきであると考ええる．

参考文献

参考文献

- 1) Ikoma T., Togane M., Masuda K., et.al.; “Hydroelastic Motion Of Aircushion Type Large Floating Structures With Several Aircushions Using A Three-Dimensional Theory.”, Proceeding of OMAE2009, 28th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, May 31-June5, 2009, Honolulu, Hawaii.
- 2) 當金末由妃;「喫水影響を考慮したエアクッション型超大型浮体の波浪中弾性応答特性に関する研究」, 日本大学卒業論文, 2009
- 3) 実践「浮体の流体力学」前編—動揺問題の数値計算法,(社)日本造船学会海洋工学委員会性能部会編
- 4) 実践「浮体の流体力学」後編—実験と解析,(社)日本造船学会海洋工学委員会性能部会編
- 5) “Literature Review of Methods for Mitigating Hydroelastic response of VLFS Under wave Action” C.M.Wang Z.Y.Tay, K.Takagi, T.Utsunomiya.
- 6) “Numerical Models in Fluid Structure Interaction”, Advance in Fluid mechanics, Vol.42 Editor:S.K. Chakrabarti ,© WIT Press 2005
- 7) 大西泰史;「振動水柱による弾性浮体の応答特性変化に関する研究」, 東京大学修士論文, 2000
- 8) 清水功一, 平山次晴, 高山武彦, 他:「クレーンバージ空気圧姿勢制御による釣り荷動揺の制御(第2報)」, 日本造船学会論文集, 第192号, p147-155
- 9) 小林正人, 居駒知樹, 増田光一, 他:「喫水影響を考慮したエアクッション支持浮体の運動応答特性に関する基礎的研究」, 海洋工学シンポジウム論文集, 日本船舶海洋工学会・日本海洋工学会 CD-ROM, 2008

謝辞

本論文を作成するにあたり，ご指導，ご協力いただいた多くの方々にここに感謝の意をここに表します．

多大なるご指導，ご助言を頂き，2年間籍をおかせて頂いた東京大新領域創成科学研究科海洋技術環境学専攻 林昌奎教授に心より感謝致します．

東京大学生産義技術研究科 技術職員 鈴木文博氏には，実験補助等，体現お世話になりました．こころより感謝いたします．

林研究室諸氏に感謝します．

最後に，両親とお世話になったすべての方々に心より感謝します．

當金 末由妃

プログラム解説

(付録)

Appendix 1 メッシュ作成

Plane7.exe を用いたメッシュ作成方法を以下に記す。

（注：Plane7.exe を用いなくとも，メッシュ作成は可能である．だが，本計算プログラム上のフォーマットは変わらない）

1) 「fort.3」の作成

まず，「fort.3」のファイルを作成する．Plane7.exe では，fort.3 を読み込みメッシュが作成されることになる．

メッシュ作成方法

1	領域数（文頭のみ）
1	浮体方向（法線方向）（1:x , 2:-x , 3:y , 4:-y , 5:z , 6:-z）
1.5 0 -0.025	中心座標（x y z）
0.75 15	幅，分割数・・・（注：分割数は整数のみ）
0.05 1	高さ，分割数・・・（注：分割数は整数のみ）
1	エリアの性質（1：外壁 注：今回はすべて外壁で OK）
0	任意の面のメッシュ作成区切りの意
@	ここに（99999）と入力すると，stop がかかり， ここまでのメッシュが作成できる．

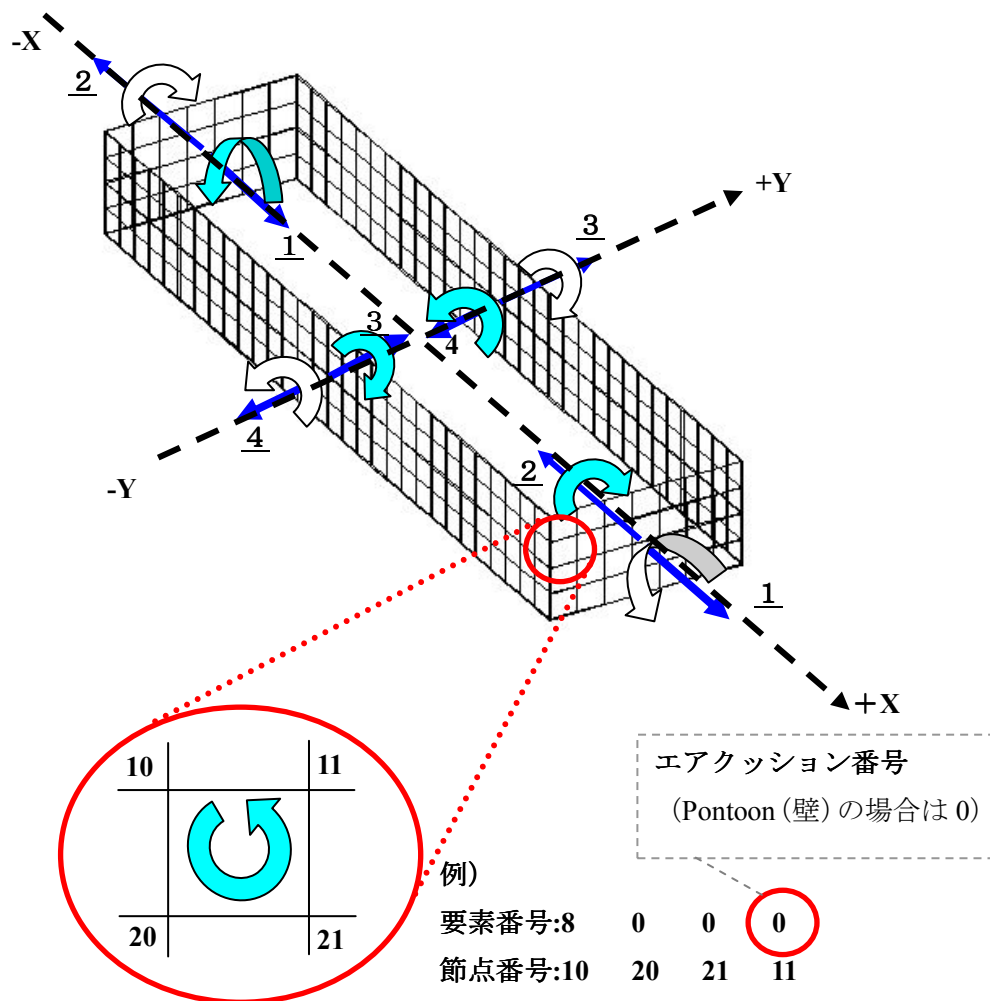
上記 1 組が 1 面となり，全体のメッシュを作成することになる．

基本的に水面より上のメッシュは切らない．その理由として水線面以下しか計算を行なわないので不要となる．

空気室内部のメッシュ作成時の注意

メッシュは、浮体から流体にたいして、各面の法線のまわりの節点が時計回りにならないといけない。

以下に一区画エアクッションを例に挙げて内部の浮体方向（法線方向）番号を示す。



メッシュが面の法線を軸として、節点が時計まわり（浮体から流体にかけて法線が出ているとき）に読み込まれないといけないので、上図のような形でメッシュを切らなくてはならない。ここで、底面及び自由表面はすべて浮体方向 6（-Z）で切ること。また、メッシュ幅は計算の精度上、計算する波長の 1/10 以下に切る必要がある。つまり、一波を十分割する必要がある。

fort.11 の作成

①Plane7.exe を使用すると fort.1 が作成される．

②次に，本計算プログラムは上記のフォーマットでは読み込めないので，フォーマットを変え，ファイル名も fort.11 にする．

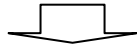
変化点は，

- ・ 28 行目の fort.1 の「777」⇒fort.11 「888」

- ・ 要素点の表記が，

fort.1 「 1 1 9 10 2」

fort.11 「 1 0 0 0
 1 9 10 2」



となった点である．また，自由表面上のメッシュでは，fort.11 の要素番号の 4 列目がエアクション番号となる．壁もしくはポンツーンの場合は 0 表記となる．

Appendix3 fort.10

以下に fort.10 の内容を記す．fort.10 は計算上，各種パラメータが混在しているので，間違えないよう注意が必要である．

例) <一区画エアクッション: 3.0m, 0.75m, 0.05m>

```
=====
rho*g 1000.0                                (密度)
length of body          3.0                  (浮体長さ)
breadth of body         0.75                 (浮体幅)

height of body          0.2                  (浮体高さ)
Youngs modulus          0.0196              (ヤング率) *
Poissons ratio          0.3                 (ポワソン比) *
weight                  22.5                (重量)

Youngs modulus-y        2.1E+10
moment inatia of y      3.33E+6
Youngs modulus-y        2.1E+5
moment inatia of y      3.33E+1

water depth              1.0                (水深)

control aircution unit number  2
                        (制御するエアクッション区画数)

                        (番号   クッション体積)
air cushion unit   1,    0.3375,    1.0,    0.0,    24.0,    1    0
air cushion unit   2,    0.3375,    1.0,    0.0,    24.0,    2    0
air cushion unit   3,    0.3375,    1.0,    0.0,    24.0,    0    1

                        (エアクッション real_part ,   imag_part ,   内部圧力 (増分) ,
                        制御するエアクッション番号,制御しないエアクッション番号)

----- data for exhyd -----

angular frequency    1.0, 0.0                (ω 角速度, 入射角度)
angular frequency    2.0, 0.0
angular frequency    3.0, 0.0
angular frequency    4.0, 0.0
angular frequency    5.0, 0.0

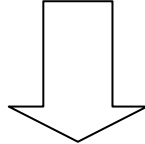
L/lam                0.1,  0.0                (L/λ , 入射角度)
L/lam                0.5,  0.0
L/lam                0.75, 0.0
L/lam                1.0,  0.0
L/lam                1.25, 0.0
L/lam                1.5,  0.0
L/lam                1.75, 0.0
L/lam                2.0,  0.0
=====
```

- ・ aircushion data は，運動方程式を解く際の各種パラメータになっている．それ以外は，流体力（波強制力，付加質量，造波減衰係数）算出に必要なものとなる．
- ・ 単位は工学単位系である．

上記の計算データ fort.11,fort.10 が作成され，この 2 つのデータを利用して理論計算を行っていく．以下にプログラムの実行の順番を記す．

流体力算出プログラム

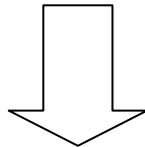
aire.exe



応答計算プログラム

3dairfelresl.exe

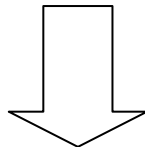
↑ fort.24 を作成



鉛直変位算出プログラム

3dairdispl.exe

↑ fort.34 を作成



内部荷重算出プログラム

3dairpmoml.exe

↑ fort.16 を作成