ハイブリッド型積分方程式法による浮遊式海洋建築物の波浪応答解析

加 藤 賢 治

ハイブリッド型積分方程式法による
浮遊式海洋建築物の波浪応答解析

加藤　賢治

ー目次ー

第1章

序

本章では，序論として，本論文の目的と意義および内容構成について述べる。最初に，研究の背景と目的として，浮遊式海洋建築物の設計における波浪応答解析の役割について述べ，本研究において波浪応答解析の数値解析手法を提案することの意義を明らかにする。次に，この研究に関する既往の研究を概観し，本論文の内容構成と各章の概要を記述する。

1.1 研究の背景

1.1.1 社会的背景

国土が狭く，都市部が沿岸域に集中して存在する我が国においては，四周に賦存する海洋空間の有効利用を図ることが今後21世紀に向けて良好な生活環境を確保していく上で不可欠である。我が国の200海里水域面積は約451万km^2と陸域面積の12倍の広さをもち，また海岸線が34,000kmと長く，利用可能な海洋・沿岸域に恵まれている。しかし，空間利用に適した水深20m以下の沿岸域は，すでにその約50%が江戸時代からの埋め立てにより臨海工業地帯や水産関係に利用され，21世紀初めには飽和状態になると予測されている。今後は水深20m以深の沖合い海域を活用し，その利用可能性を拡大していく必要に迫られている。このような要請を受けて，近年，物流基地，海上空港などの交通基盤施設やレジャー施設，産業廃棄物施設，災害支援基地などの生活基盤施設の海洋への設置が検討されている。

海洋にこうした施設を建設する場合，海域を埋め立てて人工島を構築する従来の方式では，地盤沈下や地震時の液状化に対する不安が絶えずつきまとう上に，建設に伴う海洋汚染や環境破壊が懸念されるなど多くの問題点を抱えていることは，従来よりしばしば指摘されているところである。1995年の阪神・淡路大震災では，埋め立て人工島の液状化現象が著しく，護岸，港湾施設などに甚大な被害をもたらしたことは記憶に新しい。一方，浮体式工法は，上記のような構造安全上の不安が解消される上に，大水深海域にも設置が可能であること，海上での移動や撤去が容易であること，周辺海洋環境に及ぼす影響も比較的少ないことなど，埋め立て式工法にはない数々の優れた特徴を有し，波浪，潮流，風，津波などの自然外力に対する安全性と健全性が確保されれば，埋め立て式工法に代わる有望な構造方式となりうる。

浮遊式海洋建築物の建造技術は，1970 年代後半からの海底石油開発の歴史とともに発展してきたといっても過言ではない。メキシコ湾や北海に代表される過酷な自然環境条件の中で，荒天下でも安定して操業が続けられるように，半潜水式プラットフォーム（セミサブ）や緊張係留式（テンションリグ）プラットフォームなどの動揺特性に優れた海洋構造物が次々と開発されてきた。このような資源開発型の構造物に加えて，最近では，空間利用型の海洋建築物も建造されるようになってきており,「アクアポリス」(1975 年)，「フローティングホテル・フォーシーズンズ」(1988 年)，「境が浜マリンパーク」(1989 年)，「みなとみらい 21 地区国際交流ゾーン桟橋」(1991 年)，「ホテルシップシンホニー」(1993 年) などの海上居住施設や「上五島石油備蓄基地」(1989 年)，「白島石油備蓄基地」(1993 年) などの洋上貯蔵施設にその例を見ることができる。阪神・淡路大震災では，造船所の浮きドックが無被害であったこと，また「ホテルシップシンフォニー」がいち早く被災地に赴き，緊急物資の輸送，被災者への入浴サービスの提供，災害復旧従事者への宿泊施設の提供などで活躍したことから，災害支援基地としての浮体構造物の利用にも期待が寄せられている。このような背景の下，1995 年～1997 年には，海上空港や海上都市を想定した超大型浮体式構造物モデル「メガフロート」の洋上実証実験が横須賀沖で実施されており，近年，浮体式海洋建築物に対する期待が高まってきている [85]。

1.1.2 浮遊式海洋建築物の設計と波浪応答解析の役割

海洋建築物は，その建造段階および使用期間において，想定されるすべての荷重に対して，十分な構造安全性と必要な居住性を保有するように設計されなければならない。

想定される荷重には，固定荷重，積載荷重，環境荷重およびその他の荷重がある。海洋建築物は，自然環境条件の厳しい海洋上に設置されることから，荷重の中でも，波荷重，潮流・海流による流体力，静水圧および浮力などが陸上建築物にはない海洋建築物に特有の荷重として考慮されなければならない。想定される荷重の中では，特に，波荷重が構造部材および構造全体の構造強度上の安全性を検討する上で重要である。海洋建築物の構造部材には，主に鋼材および鉄筋コンクリート部材が用いられる。波荷重は，常時，これらの構造部材に繰り返し変動荷重として作用する。この繰り返し変動荷重は構造部材や接合部の疲労損傷を招き，構造全体の崩壊の原因にもなる。さらに，波荷重によって生じる浮遊式建築物の動揺は，係留索に過大な張力を発生させ，これが原因で係留索の破断，安定性の喪失，転覆，沈没などを招く可能性がある。また，動揺は浮遊式建築物における人間の作業性，居住性等に大きな影響を及ぼす。したがって，浮遊式海洋建築物の設計においては，波荷重およびそれによる建築物の動揺を正確に予測することが，構造部材や係留索の安全性および浮体の安定性，居住性等を検討する上で重要である。

波浪中の物体に作用する流体圧は，静水中の物体に作用する静水圧と波浪によって運動する物体に作用する動水圧に分けられ，後者による流体力が波荷重である。波荷重は，ベルヌーイの圧

力方程式から得られる変動圧を物体の没水面上で積分することによって得られる。微小振幅波を仮定した場合，この変動圧は，(1) 入射波，(2) 入射波が固定した物体に作用することによって生じる散乱波，および (3) 物体の運動によって生じる発散波による流体圧，の線形重ね合わせと考えることができる。これらの流体圧を得るには，ポテンシャル流れ理論の下での物体—流体間の境界値問題を解いて，入射波ポテンシャル，散乱波ポテンシャルおよび発散波ポテンシャルを求めることが必要である。発散波によって生じる流体圧は，物体の単位運動モードによる発散波ポテンシャルと物体の各モードの運動振幅との積和によって得られるものであるから，これを計算するには，波浪応答解析を行って物体の波浪応答を求めておくことが必要になる。波浪中の物体に作用する流体力が算定できれば，この流体力から構造部材に生じる応力，変形等を算定することによって構造物の安全性を確認することができる。

実際の海洋波は不規則波であり，不規則波中における浮遊式建築物の応答は，確率統計論に基づいて予測するのが適切である。すなわち，波スペクトルと建築物の周波数応答関数が与えられれば，不規則振動論に基づいて応答のスペクトルや分散が評価でき，応答振幅の期待値や超過確率等の予測（短期予測）ができる。さらに，設置海域の長期波浪統計資料が得られれば，短期予測の結果から応答の長期累積超過確率等の予測（長期予測）が可能となる。この長期予測の結果をもとに構造部材や係留索の疲労損傷度，動揺に対する居住性等を評価することができる。

以上の議論から，浮遊式海洋建築物の設計においては，波荷重とそれによる建築物の応答を正確に予測することが構造安全性および居住性を評価する上で重要であり，そのためには，波浪応答解析がきわめて重要な役割を果たすことが理解される。

1.1.3 波浪中の物体に作用する流体力と回折・発散問題

浮遊式海洋建築物の波浪応答解析を行うためには，波浪中で動揺する物体に加わる流体力を知る必要がある。この流体力は，物体－流体間の相対加速度に比例する慣性力と相対速度の 2 乗に比例する抗力がある。慣性力は物体の質量に，抗力は流れの剥離による後流の形成と渦の生成に起因するものである。

図 1.1 は，波浪中の直立円柱杭に作用する流体力に寄与する慣性力と抗力の支配領域を，波高 H/杭径 d および杭径 d/波長 L をパラメータとして図示したものである [27]。H/d は粘性効果を示すパラメータであり，H/d>1.0 が抗力の支配的な領域，H/d<1.0 が慣性力の支配的な領域である。d/L は回折効果（物体の背後に波が回り込む効果）を示すパラメータであり，d/L>0.15 が回折効果の顕著になる領域である。図中の波線は H/L=一定の曲線を示す。海洋波の砕波限界は深海波の場合 H/L=0.14 程度であり，H/L がこれより大きくなると波崩れが起きてしまうので，砕波現象を対象とするような特別の場合を除いて，H/L<0.14 と考えてよい。したがって，図より，流体力を評価する場合，回折効果と粘性効果の双方を考慮すべきパラメータ領域は存在しないこ

とになる。すなわち，波高 H に比べて径 d の小さい細長体 (H/d>1.0) では，粘性の影響は顕著になるが，回折の影響は小さく，流体力としては入射波による水粒子の慣性力と抗力を評価すればよい。通常モリソン式 [71] と呼ばれる半経験式がこの目的のために適用される。一方，径 d が波長 L と比較し得る程度 (d/L>0.15) になると，回折影響が顕著になるが，慣性力が支配的になり，粘性の影響は無視できる。この領域では，流体力は非粘性，非圧縮流体の仮定に基づくポテンシャル流れ理論によって十分正確に予測できることが知られている。

波浪は，本来非線形現象であるが，水深が比較的浅い海岸を除いた海域で生じる波長に比べて波高の小さい波は，線形微小振幅波として扱うことができる。微小振幅波理論の下では，波浪中で運動する物体に作用する流体力を，２つの異なった現象に分けて考えることができる。第１の現象は，静水中で物体が運動することによって生じる発散波に伴うものである。静水中で物体が動揺すると波が発生し，同時に攪乱された流場の圧力変化により物体は流場から反力を受ける。このような波を発散波と呼び，発散波による流体力をラディエーション力と呼ぶ。ラディエーション力は物体の動揺の加速度と同位相の付加質量力と称する成分と発散波が遠方に逸散することによって生じる速度と同位相の造波減衰力（付加減衰力）と称する成分とに分けられる。第２の現象は，固定された物体によって入射波が攪乱されて生じる散乱波に伴うものである。乱されない入射波による流体力をフルード・クリロフ力，散乱波による流体力をディフラクション力と称し，これらの和を波浪強制力と呼ぶ。これらの関係を示したのが図 1.2 である。

ディフラクション力およびラディエーション力は，数学的に類似の物体－流体間の境界値問題を解くことによって得られ，この境界値問題を回折・発散問題と呼ぶ*

この微小振幅波理論の下で得られる波と同一周波数の線形流体力の他に，波面上昇や浮体運動の有限性に起因する高次の非線形流体力がある。この非線形流体力は線形流体力に比べて定量的にはきわめて小さいが，その周波数が浮体－係留系の周波数と一致する場合に，浮体の共振運動を励起し係留索に過大な張力を発生させる可能性があり，係留索の設計では，重要な流体力となる。この高次流体力は，上述の微小振幅波理論で得られた速度ポテンシャルや１次運動応答等の１次量の積によって評価される [90]。

以上のように，比較的径の太い部材で構成される浮遊式海洋建築物に作用する流体力を求めるには，回折・発散問題の解析が不可欠であり，本論文で海洋波の回折・発散問題の数値解析手法を提案する意義はここにある。

*回折問題と発散問題の間には数学的な類似関係がある。この関係は Haskind[33] によって導かれ，Haskind の関係と呼ばれている。

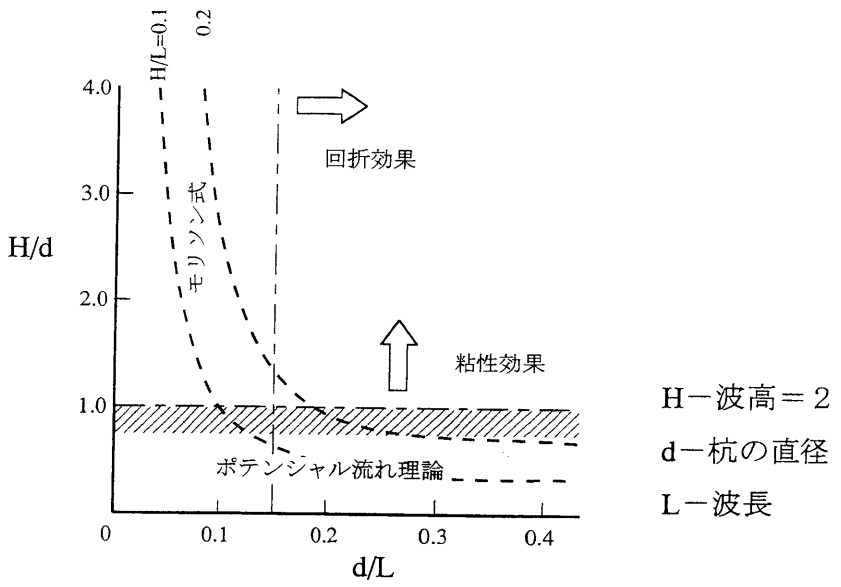


図 1.1　慣性力と抗力の支配領域 [27]

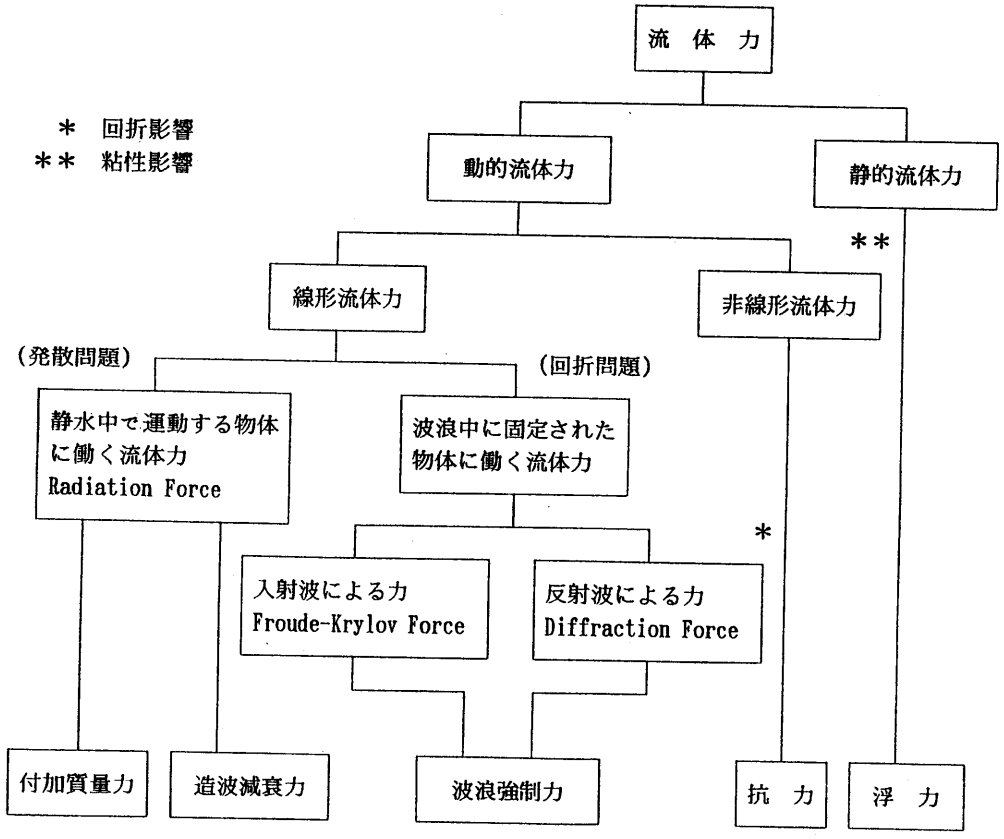


図 1.2　物体に作用する流体力の構成図 [83]

1.2 海洋波の回折・発散問題の既往の研究

海洋波の線形回折・発散問題の解析法は，理論解析法と数値解析法とに大別される。これらの解析法に関する既往の研究を以下に概観する。

1.2.1 理論解析法

理論解析法は，微分方程式の解を解析的に求める方法である。代表的なものに，MaCamy and Fuchs[58] や Petrausks[89] による自由表面を突出した一様な鉛直円筒形物体に対する散乱波および発散波ポテンシャルの理論解がある。Havelock[35] および工藤 [55] 等は，多重極展開法を用いて，波浪中における半球形浮体に作用する流体力を解析している。

Garrett[26] および井島等 [42] は，固有関数展開法を用いて，有限水深域の平底円筒形浮体，楕円形浮体および矩形浮体に作用する流体力と運動応答を計算している。永井等 [74] は，井島等の方法を拡張して，防波提で囲まれた矩形浮体の運動応答を計算している。

これらの理論解はパラメトリックに表現されているので，物理現象の把握が容易であり，また離散化誤差を含まないので他の解析法の比較基準になる。しかし，解析対象物体は，一様な円筒形物体，半球形物体等の特別の形状に制約される。

1.2.2 数値解析法

理論解析法は物理的な現象を理解するのに適しているが，浮体の形状に制約があるので，実際の海洋建築物のような複雑形状の 3 次元物体に対しては，数値解析法に頼らなければならない。海洋波の回折・発散問題の数値解析法としては，いくつかの方法が提案されている。その代表的なものに，境界積分方程式法 (BIEM)，有限要素法 (FEM)，境界要素法 (BEM)，解析解と数値解を混合したハイブリッド型有限要素法 (HFEM) およびハイブリッド型積分方程式法 (HIEM) 等がある。

(a) 古典的境界積分方程式法

この解析法は，流体内の支配方程式および浮体表面を除くすべての境界条件を満たすグリーン関数を基本解として用い，浮体表面上に分布した速度ポテンシャルあるいは特異点の強さを未知数とした積分方程式を解く方法である。速度ポテンシャルを直接解くグリーン関数法（直接法）と特異点の強さを求めてから速度ポテンシャルの解を得る特異点分布法（間接法）とに分類される。Garrison[27]， Hogben and Standing[38]， Faltinsen and Michelsen[23]，Eatock Taylor[15]，Korsmeyer [54] 等は，この方法を使って，3 次元任意形状物体の数値解析例を示している。

この方法では，物体表面上を要素分割するのみでよいから，解くべき方程式の元数が少なくなり，3 次元物体を扱う場合でも，入力データの作成が容易になる。しかし，影響係数マトリック

スが複素係数のフルマトリックスになり，グリーン関数の計算に労力を要すること，また基本解のグリーン関数が振動数に依存しているので周波数応答関数を求める場合に各振動数毎に基本解を計算しなければならなくなること等の理由により，3次元物体を扱う場合は，計算コストが高くなる。さらに，特定の周波数で解が不安定となるいわゆる"irregular frequencies"の現象を生じることもこの方法の欠点とされている。

(b) 有限要素法

古典的境界積分方程式法における計算時間の増大および解の不安定性を解消する解析法の1つとして，有限要素法が提案されている。この解析法は，変分原理を基に境界値問題を汎関数の変分問題に変換して解く数値解析法である。浮体表面，自由表面，海底面および仮想遠方境界面で囲まれた流体領域を有限要素で分割し，各要素内に分布した速度ポテンシャルを解析するものである。Bai[4]，山本，高品 [108, 109, 99] 等がこの方法を用いて波浪中の物体に作用する流体力および応答を解析している。

この解析法では，影響係数マトリックスが対称スパースマトリックスになり，古典的境界積分方程式法に見られた解の不安定性は存在しない。しかし，流体領域を要素に分割するため，流体の無限領域の取り扱い方や，水深方向の流体領域の取り扱い方に難点がある。さらに，複雑な3次元浮体を扱う場合には，入力データの作成に労力がかかり過ぎることも実用上の難点である。

(c) ハイブリッド型有限要素法

有限要素法における流体の無限領域の扱いを解決する方法として提案されたのがハイブリッド型有限要素法である。この解析法は，流体領域を浮体を囲む任意の仮想境界面で内部領域と外部領域に分割し，内部領域には有限要素法による数値解を，外部領域には放射条件を満足する解析解を用いて，仮想境界面上でこれらの両者を結合して解析するものである。この解析法は，Bai and Yeung[3]，Chen and Mei[12]，Yue, Chen and Mei[113] 等によって提案された。また，Zienkiewicz，Bettess and Kelly[115] および Eatock Taylor and Zietsman[17, 18] 等は，外部領域にグリーン関数法による数値解を用いた解析法を提案している。さらに，瀬戸 [92, 93] は外部領域に領域分割法に類似した直交固有関数展開法を組み合わせた解析法を提案している。

この解析法は，有限要素法に比べて，要素分割する領域が物体を囲む内部領域のみであるから，要素分割数および計算時間が減少できる。しかし，流体領域の内部まで要素分割を行う必要があり，特に任意形状の3次元物体を扱う場合には，入力データの作成が複雑になり多大の労力が必要になる。

(d) 境界要素法

この解析法は，境界積分方程式に分類されるものであるが, 基本解に支配方程式のみを満たす単純な基本解 (Rankine source) を用いて, 浮体表面, 自由表面および海底面を含む境界上に分布する速度ポテンシャルを未知数とした積分方程式を解く方法である。Ferdinade and Kritis[25] および Au, M. C. and Brebbia, C. A.[2] 等は, 浮体に作用する流体力の解析にこの方法を適用している。

この解析法は，支配方程式のみ満たす基本解を用いているので，積分方程式は，物体表面，自由表面および海底面を含むすべての境界面まで広げなければならない。このため，古典的境界積分方程式法に比較して数倍の要素分割が必要となる。しかしながら，この分割要素数の増加に対して、単純な基本解を用いることにより，全計算時間は古典的境界積分方程式法に比べて短縮される。特に重要なのは，基本解が振動数に依存しないので，一振動数について計算をしておけば，その結果をすべての振動数の計算に適用できることである。さらに，振動数に依存しない基本解を用いているため，振動数依存型のグリーン関数を用いる古典的境界積分方程式法では避けられない"irregular frequencies"の現象が生じないこともこの方法の利点である。しかし，難点は流体の無限領域の取り扱いが困難であること，さらに影響係数マトリックスがフルマトリックスになるため, 代数方程式の元数が増加することである。

(e) ハイブリッド型積分方程式法

この解析法は，ハイブリッド型有限要素法と同様な手続きで，流体領域に仮想な境界面を導入することによって，流体領域を内部領域と外部領域に分割し，内部領域には境界要素法によって離散化した数値解を，外部領域には放射条件を満たす解析解を用い，仮想境界面でこれらの 2 つの解を連続させるものである。この解析法は Yeung [110] によって初めて 2 次元問題に適用された。その後，Kiyokawa and Ohyama [51] によって鉛直回転物体に作用する流体力を解析する手法に発展され，さらに，任意の 3 次元物体への適用は，Chau and Yuen [11] によってなされた。

この解析法では, 有限要素法のように流体領域を要素分割する必要がなく，内部領域の境界面のみを要素分割するだけなので，積分方程式の元数が少なくなる。さらに，3 次元物体を扱う場合にも，入力データの作成に要する労力がハイブリッド型有限要素法に比較して少なく，また，古典的境界積分方程式法で生じた解の不安定現象は生じない。

表 1.1 に，以上の解析法の特徴を一覧表にして示す。

表 1.1　線形回折・発散問題の解析法の特徴

解析手法		解析方法	利点	制約
理論解法	厳密解法	微分方程式に基づいて境界値問題の厳密解を得る方法	物理現象の理解が容易	対象物体の形状が一様な円筒形など単純な形状に限られる
	多重極展開法	波なしポテンシャルと造波多重極を組み合わせることによって境界値問題の解を求める方法	計算時間が速い	対象物体の形状が２次元円柱や半球形浮体などの特別な形状に限られる
	固有関数展開法	自由表面及び底面の境界条件を満たす固有関数により速度ポテンシャルを展開して解を求める方法（流体領域を分割して，それぞれの固有関数を境界上で連続させて解を求めるので，領域分割法とも呼ぶ）	計算時間が速い	浅水域で,対象物体の形状が平底のものに限定れる
数値解法	境界積分方程式法 (BIEM)	物体表面以外のすべての境界条件を満たすグリーン関数を基本解としてを用いて,物体表面に分布した速度ポテンシャル又はソース強さを未知数として積分方程式を解く方法	任意形状物体に適用でき，入力データの労力が少なく，代数方程式の元数が少なくなる	グリーン関数の計算に時間が掛かるIrregular Frequenciesが生じる
	境界要素法 (BEM)	支配方程式のみを満たす基本解を用いて,すべての境界に分布した速度ポテンシャルを未知数として積分方程式を解く方法	任意形状物体に適用でき，基本解が振動数に依存しないので計算が容易	無限遠方や水深方向の流体領域の取り扱いが困難
	有限要素法 (FEM)	境界値問題を汎関数の変分問題に置換して流体領域を要素分割し,代数方程式に置き換えて求める方法	任意形状物体に適用でき，影響係数マトリックスが対称スパースになる	無限遠方や水深方向の流体領域の取り扱いが困難
	ハイブリッド型有限要素法 (HFEM)	流体領域を浮体を囲む内部領域とそれ以外の外部領域に分割し,内部領域には有限要素法による数値解を,外部領域には解析解やグリーン関数法を用いる方法	無限流体領域の取り扱い方が容易になる	３次元物体の場合に入力データの作成が困難
	ハイブリッド型積分方程式法 (HIEM)	流体領域を物体を囲む内部領域とそれ以外の外部領域に分割し,内部領域には境界要素法による数値解を,外部領域には解析解を用いる方法	無限流体領域の取り扱い方が容易になる	３次元物体の場合でも入力データの作成が容易

1.3 本論文の目的と内容構成

前節で述べたように，海洋波の回折・発散問題の解析法としては，理論解析法と数値解析法がある。理論析解法は，その適用範囲が一様な円筒形物体や半球形浮体などの単純な形状の物体に限られているため，任意形状の３次元物体までを扱う場合には数値解析法が用いられる。代表的な数値解析法には，古典的境界積分方程式法，有限要素法，境界要素法，ハイブリッド型有限要素法およびハイブリッド型境界積分方程式法がある。古典的境界積分方程式法は，物体表面だけを離散化すればよく，入力データの作成が容易なことから広く利用されている。しかし，グリーン関数の計算に時間が掛かりすぎたり，ある特定の周波数域で解の不安定現象を招く等の欠点がある。有限要素法や境界要素法は，上記の古典的境界積分方程式法の問題点は解消されるが，流体の無限領域の取り扱い方に難点がある。流体領域を浮体を囲む仮想境界面で内部領域と外部領域に分割し，内部領域には有限要素法または積分方程式法による数値解を，外部領域には放射条件を満たす解析解またはグリーン関数法による数値解を用い，仮想境界面上でこれらの両者を結合するハイブリッド型の解析法は，上述の数値解析法の問題点を解決できる優れた解析法である。しかし，ハイブリッド型有限要素法は，内部流体領域を要素分割する必要性から任意形状の３次元物体を扱う場合には，入力データの作成に労力が掛かり過ぎる難点は避けられない。これに対して，ハイブリッド型積分方程式法は，内部領域内の境界面を要素分割するだけであるから，任意形状の３次元物体の取り扱いにおいても入力データの作成に要する労力はハイブリッド型有限要素法に比較して著しく低減される。さらに，基本解は振動数に依存しないので，一振動数について計算をしておけば，その結果をすべての振動数の計算に適用できるところに実用上の大きな利点がある。ハイブリッド型積分方程式法では，仮想境界面の連続条件の取り扱い方が解の精度に大きく影響する。Chau and Yuen [11] は，仮想境界面を要素分割し，その要素上の離散点で連続条件を満たす方法を取っているため，解の精度は他の解析法に比べて良くない。

本論文は，海洋波の線形回折・発散問題の数値解析法として，上記の問題点を解決した新しいハイブリッド型積分方程式法を提案するものである。この解析法は，仮想円筒面における基本解に円筒座標系によるフーリエ級数展開表示を用いることにより，連続条件を仮想円筒面上で連続的に満足させ，さらに，離散化に用いる境界要素には高次要素も適用できる定式化になっているため，少ない要素数で解の精度の向上および計算時間の短縮が図られているのが特徴である。いくつかの典型的な浮遊式海洋建築物に適用することにより，本解析法の妥当性と有効性を例示する。

本論文の内容構成と各章の概要を以下に示す。

第１章では，序論として，本論文の目的と意義および内容構成について述べる。最初に，研究の背景と目的として，浮遊式海洋建築物の設計における波浪応答解析の役割について述べ，本研究において波浪応答解析の数値解析手法を提案することの意義を明らかにする。次に，この研究に関する既往の研究を概観し，本論文の内容構成と各章の概要を記述する。

第２章では，本解析手法の定式化に必要な流体力学理論の基礎諸式を示す。まず，理想流体の仮定の下にポテンシャル流れ理論の基礎方程式を要約する。次に，規則波中に浮体が存在する場合の水波の回折・発散問題の定式化を行う。最後に，この回折・発散問題を解いて得られる１次速度ポテンシャルの解に，ベルヌーイの圧力方程式およびニュートンの第２法則を適用することによって，浮体に作用する流体力（１次波強制力，付加質量・減衰係数，定常波漂流力）および運動方程式の表示式を導く。

第３章では，前章で定義された水波の回折・発散問題の数値解析法として，ハイブリッド型積分方程式法の定式化の過程を示す。まず，グリーンの公式からハイブリッド型積分方程式を導く。次に，一定要素および２次要素を用いた積分方程式の離散化手続きを示す。さらに，物体形状が一面または二面対称性を有する場合の，対称性を考慮した取り扱い方法を示す。最後に，水槽実験の検証のために水槽側壁の影響を考慮した外部ポテンシャルの表示式を導く。

第４章では，３章で定式化したハイブリッド型積分方程式法の妥当性をいくつかの数値例を通して明らかにする。数値例としては，解析解との比較を目的として円筒形カラム，半球形浮体，円筒形浮体を，さらに実際の海洋建築物への適用例として緩係留式箱型建築物（バージ），緩係留式半潜水型建築物（セミサブ）および緊張係留式半潜水型建築物（TLP）を取り扱う。これらの浮遊式建築物に作用する流体力および運動応答の計算結果を示し，既往の解析解，数値解および水槽実験データと比較して解析手法の妥当性を検証するとともに，古典的境界積分方程式法に比べて計算時間が著しく短縮されること，Irregular frequencies が生じないこと，さらに２次要素（アイソパラメトリック要素）を使用することによって，一定要素を用いた場合に比べて計算精度が著しく改善されること等を例示する。特に，既往の解析手法（グリーン関数法，特異点分布法）では精度の良い推定が困難であるとされていた半潜水型建築物の上下動の付加質量や運動応答についても，２次要素を用いることによって実験データと良い一致を示す結果が得られることを示す。

提案された解析手法は，振動数に依存しない単純な基本解を用いるので，不規則波中の浮体の周波数応答関数を計算する場合には，短時間で計算ができる利点を有する。第５章では，この利点を活用して，不規則波中の浮遊式海洋建築物の動揺に対する居住性を評価する応用例を示す。代表的な３種類の浮遊式海洋建築物（バージ，セミサブおよび TLP）を比較基準として選び，これらの建築物が日本沿岸の海域に設置された場合に，動揺の加速度振幅がある限界値を超過する確率の長期予測を行う。さらに，この長期予測の結果を ISO[49] の居住性規範と比較することによって，設置海域の波浪特性と構造形式の相違が居住性に及ぼす影響を考察する。

第６章では，結論として，本研究によって得られた結果の総括と今後の展望について述べる。

第 2 章

基礎理論

本章では，後の定式化に必要な流体力学理論の基礎諸式を示す。まず，理想流体の仮定の下にポテンシャル流れ理論の基礎方程式を文献 [44] より引用して，要約する。次に，規則波中に浮体が存在する場合の水波の回折・発散問題の定式化を行う。最後に，この回折・発散問題を解いて得られる 1 次速度ポテンシャルの解に，ベルヌーイの圧力方程式およびニュートンの第 2 法則を適用することによって，浮体に作用する流体力（1 次波強制力，付加質量・減衰係数，定常波漂流力）および運動方程式の表示式を導く。

2.1 ポテンシャル流れ理論の基礎方程式

2.1.1 支配方程式

流体の運動は，流体内のすべての点における速度$\boldsymbol{v}$，圧力 p，密度ρ，温度 Tおよびその他の熱力学的変数を時間 t の関数として与えることによって完全に決定される。これらの諸変数は，質量，運動量およびエネルギーの保存法則から導かれるいくつかの基本方程式によって支配され，流体の運動はこれらの方程式の適当な初期条件，境界条件のもとでの解として定まる。本論文では，流体は均質，非粘性，非圧縮性の理想流体で，その運動は非回転性であると仮定される。

非圧縮性流体では，密度ρは一定であり，さらに温度変化は小さいとして無視すれば，求めるべき未知数は速度$\boldsymbol{v}$と圧力 p となり，これらの基本変数は質量の保存法則から得られる連続方程式

$$\mathrm{div}\boldsymbol{v} = 0 \tag{2.1}$$

と運動量の保存法則から得られる運動方程式（ナビア・ストークス方程式）

$$\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\boldsymbol{v} + \boldsymbol{K} \tag{2.2}$$

によって支配される。ここに，νは粘性率を，$\boldsymbol{K}$は単位質量当たりに作用する外力ベクトルを，D/Dtはラグランジェ時間微分を示す。

非粘性流体では，$\nu = 0$ となり，式 (2.2) は

$$\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \boldsymbol{K} \tag{2.3}$$

と簡単化される。非粘性流体の運動方程式 (2.3) をオイラーの運動方程式という。さらに，D/Dt をオイラー時間微分$\partial/\partial t$ で表すと，式 (2.3) は

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \boldsymbol{K} - \frac{1}{2}\nabla \mid \boldsymbol{v} \mid^2 + \boldsymbol{v} \times \mathrm{rot}\boldsymbol{v} \tag{2.4}$$

のように表される。特に外力が保存力である場合には，外力のポテンシャルをΩとして

$$\boldsymbol{K} = -\nabla\Omega \tag{2.5}$$

と書けるから，式 (2.4) は，

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \mid \boldsymbol{v} \mid^2 + \Omega\right) + \boldsymbol{v} \times \mathrm{rot}\boldsymbol{v} \tag{2.6}$$

となる。

連続方程式 (2.1) および運動方程式 (2.6) は非回転性流れを仮定することによってさらに簡単化される。非回転性流れでは渦度

$$\omega = \mathrm{rot}\boldsymbol{v} = 0 \tag{2.7}$$

であるから

$$\boldsymbol{v} = \nabla\Phi \tag{2.8}$$

なる関数Φが存在する。このΦを速度ポテンシャルという。

式 (2.8) を式 (2.1) に代入すると，

$$\nabla^2\Phi = 0 \tag{2.9}$$

となり，Φはラプラス方程式 (2.9) に従う調和関数である。

一方，運動方程式 (2.6) は，式 (2.7) と式 (2.8) から

$$\nabla\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \mid \nabla\Phi \mid^2 + \Omega\right) = 0 \tag{2.10}$$

となる。式 (2.10) は，直ちに積分できて

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \mid \nabla\Phi \mid^2 + \Omega = f(t) \tag{2.11}$$

となる。ここに，$f(t)$ は時間 t の任意関数であり，空間的にはいたるところで一定である。式 (2.11) は一般化されたベルヌーイ式または圧力方程式と呼ばれる。

ラプラス方程式 (2.9) を適当な初期条件，境界条件の下で解いて速度ポテンシャルΦの解が得られれば，式 (2.8) から速度$\boldsymbol{v}$が，式 (2.11) から圧力 p が決定される。

上に述べたポテンシャル流れ理論の基礎方程式の誘導過程は，図 2.1 のようにまとめられる。

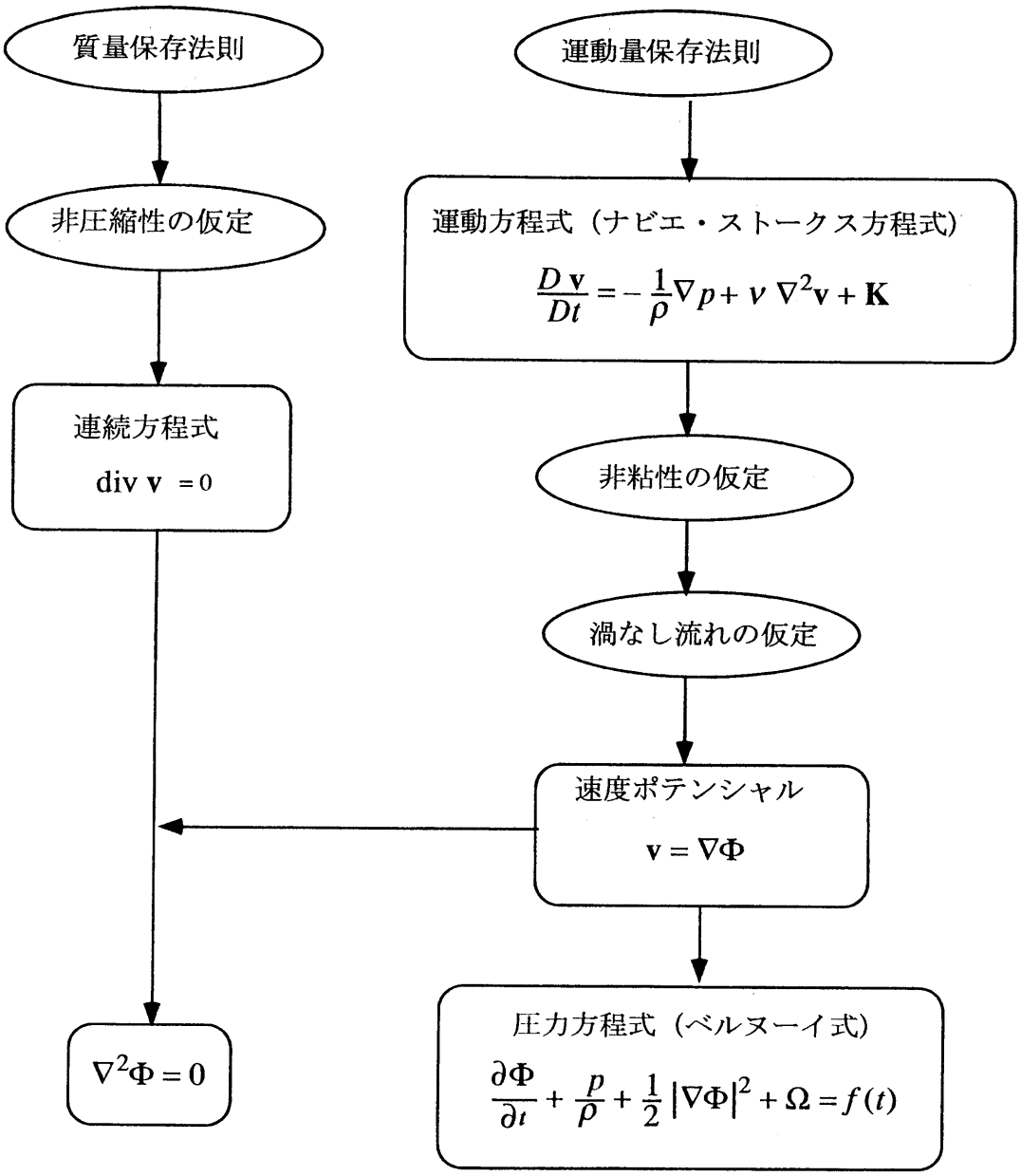


図 2.1　ポテンシャル流れ理論の基礎方程式

2.1.2 境界条件

理想流体の非回転性流れの問題は，ラプラス方程式 (2.9) の解を得ることに帰着されたが，式 (2.9) の解Φが一意に決定されるためには，流体領域の境界面で適当な境界条件が指定されなければならない。

(a) 固定境界面

不透過な固定境界面では，境界面の運動速度$\boldsymbol{V}_S$と流体の運動の速度$\boldsymbol{v}$は境界面の法線方向で等しくなければならない。境界面に立てた外向き（流体領域から見て）法線ベクトルを$\boldsymbol{n}$とすると，境界条件は

$$\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n} = \boldsymbol{V}_S \cdot \boldsymbol{n} \tag{2.12}$$

となる。

特に境界面が静止している場合は、$\boldsymbol{V}_S = 0$ であるから，式 (2.12) は

$$\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n} = 0 \tag{2.13}$$

となる。

(b) 変形する境界面

変形する境界面の形が，次式のように表されるものとする。

$$F(\boldsymbol{x}, t) = 0 \tag{2.14}$$

ここに，$\boldsymbol{x}$は境界面上の点の位置ベクトルを示す。時刻 t において式 (2.14) を満足する位置$\boldsymbol{x}$にあった流体粒子は時刻 $t + \delta t$ には位置$\boldsymbol{x} + \boldsymbol{v}\delta t$ にあって同じ式 (2.14) を満たすから，

$$F(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{v}\delta t, t + \delta t) = 0 \tag{2.15}$$

となる。上式と式 (2.14) の差をとり，δt で割って，$\delta t \to 0$ の極限をとると

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla)F = 0 \tag{2.16}$$

となる。すなわち，変形する境界面の条件は，式 (2.14) と式 (2.16) で与えられる。

2.2 水波の回折・発散問題の定式化

2.2.1 境界値問題

図 2.2 に示すような自由表面 S_F，底面 S_Bおよび物体の没水表面 S で囲まれ，水平方向に無限に広がった流体領域を考える。物体および底面の形状は任意であってよいが，物体から十分離れた位置では水深は一定 h であるとする。

直角座標 $oxyz$を図のように定義し，oxy平面を静水面に一致させ，oz軸の正方向を鉛直上方にとる。さらに，円筒極座標 $or\theta z$を次式によって定義する。

$$x = r\cos\theta, \qquad y = r\sin\theta \tag{2.17}$$

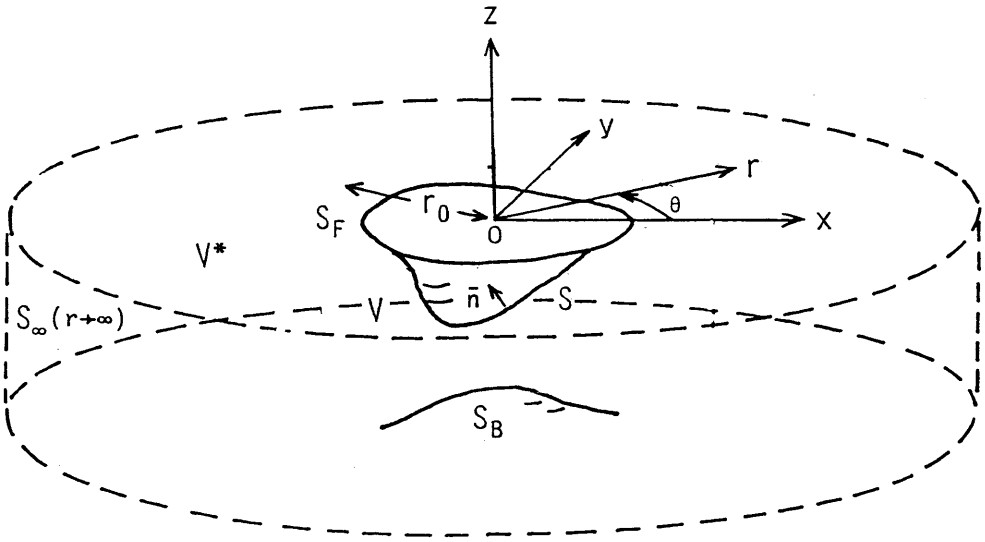


図 2.2 浮体と流体領域

物体は ox 軸とαの角度をなす方向に伝播する平面規則波に応答して，その平均位置の周りで調和運動を行っている。入射波および物体の運動の振幅は微小で，線形重ね合わせが成り立つものと仮定する。さらに，物体は剛体であると仮定すると，その運動は 6 自由度の剛体モード，すなわちサージΞ_1，スウェイΞ_2，ヒーブΞ_3，ロールΞ_4，ピッチΞ_5，ヨーΞ_6の重ね合わせによって表現される。

流体は非回転性の理想流体であると仮定すると，その運動は速度ポテンシャルΦによって記述される。速度ポテンシャルΦは連続方程式 (2.9) および次に導かれる境界条件を満足しなければならない。

(a) 底面条件

底面では，固定境界面における境界条件が指定される。これは式 (2.8) を式 (2.13) に代入することによって，次式のように示される。

$$\nabla\Phi \cdot \boldsymbol{n} = 0 \tag{2.18}$$

特に，水深が一定 h であるとき

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \qquad z = -h \text{ で} \tag{2.19}$$

となる。

(b) 自由表面条件

時刻 t における瞬間的な波面上昇が $z = \zeta(x, y, t)$ によって表されるとする。水面の形状は

$$F(x, y, z, t) = z - \zeta(x, y, t) = 0 \tag{2.20}$$

で与えられるから，運動学的境界条件 (2.16) は，式 (2.8) を考慮して，

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x}\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\Phi}{\partial y}\frac{\partial\zeta}{\partial y} - \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \tag{2.21}$$

と書ける。

さらに，自由表面では，圧力が大気圧 p_oに等しいという力学的境界条件が成り立つ。いまの場合，外力は重力であるから，重力加速度を gとすると，$\Omega = gz$であり，式 (2.11) は

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2 + gz = f(t) \tag{2.22}$$

となる。自由表面 $z = \zeta$では $p = p_0$であるから，式 (2.11) の右辺の任意関数を $f(t) = p_0/\rho$と選べば，波面上昇ζは

$$\zeta = -\frac{1}{g}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2\right)_{z=\zeta} \tag{2.23}$$

となる。式 (2.23) を式 (2.21) に代入すれば，自由表面 $z = \zeta$において，Φが満足すべき境界条件が次式のように表される。

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + g\frac{\partial\Phi}{\partial z} + 2\nabla\Phi \cdot \nabla\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\nabla\Phi \cdot \nabla(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi) = 0 \tag{2.24}$$

波の振幅が波長に比較して小さい場合は，Φの 2 次以上の微小項が省略できて，線形化された自由表面条件は次式のようになる。

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + g\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \qquad z = 0 \text{ で} \tag{2.25}$$

同様に，波面上昇ζは次式によって与えられる。

$$\zeta = -\frac{1}{g}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\,|_{z=0} \tag{2.26}$$

(c) 物体表面条件

物体表面 Sにおける境界条件は式 (2.12) に式 (2.8) を代入することによって，次式のように表される。

$$\nabla\Phi\cdot\boldsymbol{n}=\boldsymbol{V}_S\cdot\boldsymbol{n}\qquad S\text{上で} \tag{2.27}$$

物体表面の速度$\boldsymbol{V}_S$は，並進ベクトルを$\boldsymbol{U}=(\Xi_1,\Xi_2,\Xi_3)$，回転ベクトルを$\boldsymbol{W}=(\Xi_4,\Xi_5,\Xi_6)$ とすると，次式のように表される。

$$\boldsymbol{V}_S=\frac{\partial\boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial\boldsymbol{W}}{\partial t}\times\boldsymbol{x}' \tag{2.28}$$

ここで，$\boldsymbol{x}'$ は S上の 1 点の回転中心に対する相対位置ベクトルを示す。

2.2.2 ポテンシャルの線形分解

周波数ωの規則波中では，物体の各モードの運動および速度ポテンシャルは次式のように表される。

$$\Xi_q=Re\left\{\xi_q e^{-i\omega t}\right\},\qquad q=1,2,\ldots,6 \tag{2.29}$$

$$\Phi(t)=Re\left\{\phi e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.30}$$

複素ポテンシャルϕは，次の 3 成分の和として表される。

$$\phi=\phi_I+\phi_7-i\omega\sum_{q=1}^{6}\xi_q\phi_q \tag{2.31}$$

ここで，ϕ_Iは入射波ポテンシャルを，ϕ_7は散乱波ポテンシャルを，ϕ_qは物体の q モードの単位振幅運動による発散波ポテンシャルを表す。

入射波ポテンシャルϕ_Iは既知であり，連続方程式 (2.9)，底面条件 (2.19) および自由表面条件 (2.25) を満たす解として次式のように表される。

$$\phi_I=\frac{ig\zeta_0}{\omega}\frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}e^{ik(x cos\alpha+y\sin\alpha)} \tag{2.32}$$

ここに，ζ_0は波振幅を，kは波数を表す。kは周波数ωと次の分散方程式によって関係づけられる。

$$\lambda\equiv\frac{\omega^2}{g}=-k\tanh kh \tag{2.33}$$

未知の散乱波ポテンシャルϕ_7および発散波ポテンシャルϕ_qの解は，式 (2.29)～式 (2.31) を式 (2.9)，式 (2.18)，式 (2.25) および式 (2.28) に代入することによって，次の境界値問題に帰着される。

$$\nabla^2\phi_q=0\qquad \text{流体内で} \tag{2.34}$$

$$\frac{\partial\phi_q}{\partial z}-\lambda\phi_q=0\qquad z=0\text{ で} \tag{2.35}$$

$$\nabla\phi_q \cdot \boldsymbol{n} = 0 \qquad \text{底面上で} \tag{2.36}$$

$$\frac{\partial\phi_q}{\partial n} = h_q \qquad S\text{上で} \tag{2.37}$$

ここに，

$$\left.\begin{aligned} &h_1 = n_x, \quad h_2 = n_y, \quad h_3 = n_z \\ &h_4 = (y - y_G)n_z - (z - z_G)n_y \\ &h_5 = (z - z_G)n_x - (x - x_G)n_z \\ &h_6 = (x - x_G)n_y - (y - y_G)n_x \\ &h_7 = -\frac{\partial\phi_I}{\partial n} \end{aligned}\right\} \tag{2.38}$$

で，(n_x, n_y, n_z) は物体表面上の外向き法線の方向余弦を，(x_G, y_G, z_G) は回転中心の座標を表す。

ϕ_7およびϕ_qはさらに次式の無限遠方における放射条件（Sommerferd の放射条件 [81]）を満たさなければならない

$$\lim_{kr\to\infty}(kr)^{1/2}\left(\frac{\partial\phi_q}{\partial r} - ik\phi_q\right) = 0 \qquad r \to \infty \text{ で} \tag{2.39}$$

2.3 流体力

2.3.1 1 次流体力および応答

前節の境界値問題を解いて速度ポテンシャルΦの解が得られれば，流体内の 1 点に作用する流体圧 p は，ベルヌーイの方程式 (2.22) を用いて，次式のように表される。ただし，大気圧 p_0は p に比べて小さいとして無視している。

$$p = -\rho\left(gz + \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}\mid\nabla\Phi\mid^2\right) = -\rho gz + p_d(t) \tag{2.40}$$

式 (2.40) の第 1 項は静水圧を，第 2 項以下は変動圧を表す。変動圧 p_dは，2 次以上の微小項を省略すれば，次式で与えられる。

$$p_d(t) = -\rho\frac{\partial\Phi}{\partial t} = Re\left\{i\omega\rho\phi e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.41}$$

qモードに対応する 1 次波強制力は，入射波および散乱波による流体圧を物体の没水面 Sにわたって積分することによって，次式のように表される。

$$F_q(t) = Re\left\{f_q e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.42}$$

ここに，

$$f_q = i\omega\rho\iint_S(\phi_I + \phi_7)h_q dS \tag{2.43}$$

同様に，rモードの運動によって生じる qモードに対応する流体力は，発散波による流体圧を積分することによって，次式のように与えられる。

$$F_{qr}(t) = Re\left\{(\omega^2 M_{qr} + i\omega N_{qr})\xi_r e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.44}$$

ここに，M_{qr}，N_{qr}は付加質量係数および付加減衰係数を表し，次式によって定義される。

$$M_{qr} + \frac{i}{\omega} N_{qr} = \rho \iint_S \phi_r h_q dS \tag{2.45}$$

物体の運動はニュートンの第2法則により次式のように記述される。

$$\sum_{r=1}^{6} m_{qr} \ddot{\Xi}_r = F_q^T(t) \tag{2.46}$$

式 (2.46) の左辺は物体に作用する慣性力を表し，m_{qr}は慣性係数で，次式によって与えられる。

$$[m_{qr}] = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_{x'x'} & -I_{x'y'} & -I_{x'z'} \\ 0 & 0 & 0 & -I_{x'y'} & I_{y'y'} & -I_{y'z'} \\ 0 & 0 & 0 & -I_{x'z'} & -I_{y'z'} & I_{z'z'} \end{bmatrix} \tag{2.47}$$

ここに，m は物体の質量を，$I_{x'x'}$，$I_{x'y'}$，$I_{x'z'}$，$I_{y'y'}$，$I_{y'z'}$，$I_{z'z'}$は次式で定義される慣性モーメントテンソルを表す。

$$\left.\begin{aligned} I_{x'x'} &= \iint_m (x - x_G)^2 dm \\ I_{x'y'} &= \iint_m (x - x_G)(y - y_G) dm \\ I_{x'z'} &= \iint_m (x - x_G)(z - z_G) dm \\ I_{y'y'} &= \iint_m (y - y_G)^2 dm \\ I_{y'z'} &= \iint_m (y - y_G)(z - z_G) dm \\ I_{z'z'} &= \iint_m (z - z_G)^2 dm \end{aligned}\right\} \tag{2.48}$$

右辺の $F_q^T(t)$ は物体に作用する全外力で，次の4成分から構成される。

1) 波浪強制力： $F_q(t)$

2) 物体の運動によって生じる流体力： $F_{qr}(t)$

3) 浮力変化によって生じる静的な復元力： $-K_{qr}\Xi_r(t)$

4) 係留索からの反力： $-K'_{qr}\Xi_r(t)$

すなわち

$$F_q^T(t) = F_q(t) + \sum_{r=1}^{6} \left(K_{qr} + K'_{qr}\right) \Xi_r(t) \tag{2.49}$$

ここに，K_{qr}は浮力変化による静的復元力係数を，K'_{qr}は係留索の線形化ばね係数を表す。

速度ポテンシャルの解

$$\Phi(t) = \mathrm{Re}\left\{\phi e^{-i\omega t}\right\} = \mathrm{Re}\left\{\left(\phi_I + \phi_7 - i\omega\sum_{q=1}^{6}\xi_q\phi_q\right)e^{-i\omega t}\right\}$$

ϕ_I ：入射波ポテンシャル
ϕ_7 ：散乱波ポテンシャル
ϕ_q ：発散波ポテンシャル

↓

線形化ベルヌーイ式

↓

流体圧（動水圧）

$$p(t) = -\rho\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \mathrm{Re}\left\{i\rho\omega\phi e^{-i\omega t}\right\}$$

$$= \mathrm{Re}\left\{i\rho\omega\left(\phi_I + \phi_7 - i\omega\sum_{q=1}^{6}\xi_q\phi_q\right)e^{-i\omega t}\right\}$$

↓

物体表面S上で積分

↓

図 2.3　流体力と運動応答の解析手順 (1)

波強制力（入射波および散乱波による流体合力）

$$F_q(t) = \mathrm{Re}\left\{ i\rho\omega e^{-i\omega t} \iint_S (\phi_I + \phi_7) h_q dS \right\}$$

動的流体反力（発散波による流体合力）

＝浮体の運動加速度に比例する流体反力（ M_{qr} ：付加質量係数）

＋浮体の運動速度に比例する流体反力（ N_{qr} ：付加減衰係数）

$$F_{qr}(t) = \mathrm{Re}\left\{ \left(\omega^2 M_{qr} + i\omega N_{qr}\right) \xi_r e^{-i\omega t} \right\}$$

$$M_{qr} + \frac{i}{\omega} N_{qr} = \rho \iint_S \phi_q h_q dS$$

ニュートンの第２法則

運動方程式

慣性力＝波強制力＋動的流体反力＋静的復元力*

(*浮力変化および係留索張力による)

$$\sum_{r=1}^{6} m_{qr} \ddot{\Xi}_r = F_q(t) + \sum_{r=1}^{6} F_{qr}(t) - \sum_{r=1}^{6} K_{qr} \Xi_r - \sum_{r=1}^{6} K'_{qr} \Xi_r$$

$$\sum_{r=1}^{6} \left[-\omega^2 \left(m_{qr} + M_{qr}\right) - i\omega N_{qr} + K_{qr} + K'_{qr} \right] \xi_r = f_q$$

運動応答

$$\Xi_r(t) = \mathrm{Re}\left\{ \xi_r e^{-i\omega t} \right\}$$

図 2.3　流体力と運動応答の解析手順 (2)

K_{qr}の非零項は次式によって表される。

$$\left.\begin{aligned}
K_{33} &= \rho g \iint_S n_z dS = \rho g A_W \\
K_{34} &= K_{43} = \rho g \iint_S (y - y_G) n_z dS \\
K_{35} &= K_{53} = -\rho g \iint_S (x - x_G) n_z dS \\
K_{44} &= \rho g \iint_S \left\{ (y - y_G)^2 n_z - (y - y_G)(z - z_G) n_y \right\} dS \\
K_{45} &= K_{54} = -\rho g \iint_S (x - x_G)(y - y_G) n_z dS \\
K_{55} &= \rho g \iint_S \left\{ (x - x_G)^2 n_z - (x - x_G)(z - z_G) n_x \right\} dS
\end{aligned}\right\} \tag{2.50}$$

ここに，A_Wは水線面積を表す。

係留系の復元力は一般的に非線形となるが，ゆるい係留の場合には，通常等価な線形バネに置き換えられ，線形系として扱われる。

式 (2.42)，(2.43) および (2.49) を (2.46) に代入すると，運動方程式が次式のように導かれる。

$$\sum_{r=1}^{6} \left\{ -\omega^2 (m_{qr} + M_{qr}) - i\omega N_{qr} + (K_{qr} + K'_{qr}) \right\} \xi_r = f_q \tag{2.51}$$

運動方程式 (2.51) を解いて，浮体の周波数領域における運動応答が決定される。

以上の流体力と運動応答の解析手順を図 2.3 に示す。

2.3.2 定常波漂流力

規則波中に置かれた浮体は，波からと自分自身が運動することとの 2 通りの原因により周りの流体から力を受ける。この流体力は入射波と同じ周波数をもつ成分の他に，時間的に平均すると定常成分が含まれている。この定常成分が波漂流力である。この定常波漂流力は，高次の非線形流体力に起因するもので，1 次の線形流体力に比べて小さい量である。しかし，係留浮体とか自動位置保持装置を持った浮体では，この漂流力の存在は水平面内の位置保持に大きな影響を与える。この定常波漂流力の評価方法は，1 次速度ポテンシャルおよび 1 次運動応答から得られることから，本節では 1 次流体力の応用例としてその評価方法を以下に示す。

1 次速度ポテンシャルおよび 1 次運動応答の解が得られると，定常波漂流力は丸尾 [69]，Newman[78] の運動量理論 (far field approach) あるいは Pinkster and Oortmerssen[90] の流体圧の直接積分 (near field approach) のいずれの方法を用いても計算できる。

(a) 運動量理論による方法 (Far field approach)

物体を囲む任意の検査面の運動量変化からサージ，スウェイ，ヨーの定常波漂流力を評価する方法で，丸尾 [69] らは，無限遠方におけるポテンシャルの漸近表示を用いることによって，定常漂

流力の簡潔な表示式を導いている。Faltinsen and Michelsen[23] は無限水深における Newman[78] の式を有限水深に拡張して，次のようなサージ定常波漂流力の表示式を導いている。

$$\overline{F_x} = \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)\left[-\frac{\rho\omega\zeta_0}{2} Im\{H(\theta)\} - \frac{\rho k^2}{8\pi}\tanh kh \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 \cos\theta d\theta\right] \tag{2.52}$$

ここに，$H(\theta)$ はいわゆる Kochin 関数で，次式によって定義される。

$$\phi(r,\theta,z)|_{r\to\infty} \sim \left[-\frac{ig\zeta_0}{\omega} e^{ikr\cos\theta} - \sqrt{\frac{k}{2\pi r}} H(\theta) e^{ikr - i\pi/4}\right] \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \tag{2.53}$$

(b) 流体圧の直接積分による方法 (Near field approach)

運動中の浮体の瞬間位置に作用する流体圧を直接積分する方法で，漂流力の表示式は前者に比べてやや繁雑になるが，6 自由度すべての定常波漂流力が評価できるほか，不規則波中での長周期変動波漂流力の計算にも適用できる利点をもつ。Pinkster and Oortmerssen[90] は波浪の作用を受けて運動する浮体の応答をその平均位置の周りで摂動展開し，瞬間的な浮体の没水面に作用する流体圧を積分して得られる流体力を，波形勾配の 2 次のオーダーまで厳正に評価することによって，2 次波強制力の一般的な表示式を導いている。

Pinkster et al.[90] によれば，規則波中の浮体に作用する定常波漂流力は次の 5 項の和によって表現される。

$$\overline{\boldsymbol{F}} = \overline{\boldsymbol{F}}_1 + \overline{\boldsymbol{F}}_2 + \overline{\boldsymbol{F}}_3 + \overline{\boldsymbol{F}}_4 + \overline{\boldsymbol{F}}_5 \tag{2.54}$$

ここに，

$$\overline{\boldsymbol{F}}_1 = \frac{1}{2}\rho g \int_{C_{WL}} \overline{\zeta_R^2} \boldsymbol{n} dC \tag{2.55}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_2 = -\frac{1}{2}\rho \iint_S \overline{|\nabla\Phi|^2} \boldsymbol{n} dS \tag{2.56}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_3 = -\rho \iint_S \overline{\left(\boldsymbol{U}\cdot\nabla\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)} \boldsymbol{n} dS \tag{2.57}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_4 = \overline{\boldsymbol{W}\times(-m\omega^2\boldsymbol{U})} \tag{2.58}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_5 = -\rho \iint_S \overline{\frac{\partial\Phi^{(2)}}{\partial t}} \boldsymbol{n} dS \tag{2.59}$$

第 1 項$\overline{\boldsymbol{F}}_1$は平均水面と瞬間的な波面との間に働く流体圧の寄与で，ζ_Rは平均水面からの波面上昇ζと浮体の鉛直変位との差によって定義される 1 次相対波面上昇を，$\overline{}$は時間平均を表し，積分は平均水面と浮体表面との交線 C_{WL}に沿って評価される。

第 2 項$\overline{\boldsymbol{F}}_2$はベルヌーイ式における速度の 2 乗項に由来する圧力を平均没水面 Sにわたって積分したものである。

第 3 項$\overline{\boldsymbol{F}}_3$は浮体の運動によって浮体に作用する流体圧の作用位置が変化するために生じる項である。

第 4 項$\overline{\boldsymbol{F}}_4$は 1 次流体合力の作用方向が浮体の回転運動によって変化するために生じる力の成分である。

第 5 項$\overline{\boldsymbol{F}}_5$は 2 次速度ポテンシャル$\Phi^{(2)}$による流体圧を平均没水面にわたって積分したものである。この項はヒーブ定常波漂流力にのみ寄与することが後に示される。

定常波漂流モーメントも同様に，次の 4 項の和によって表現される。

$$\overline{\boldsymbol{M}} = \overline{\boldsymbol{M}}_1 + \overline{\boldsymbol{M}}_2 + \overline{\boldsymbol{M}}_3 + \overline{\boldsymbol{M}}_4 \tag{2.60}$$

ここに，

$$\overline{\boldsymbol{M}}_1 = \frac{1}{2}\rho g \int_{C_{WL}} \overline{\zeta_R^2}(\boldsymbol{x}' \times \boldsymbol{n})dC \tag{2.61}$$

$$\overline{\boldsymbol{M}}_2 = -\frac{1}{2}\rho \iint_S \overline{|\nabla\Phi|^2}(\boldsymbol{x}' \times \boldsymbol{n})dS \tag{2.62}$$

$$\overline{\boldsymbol{M}}_3 = -\rho \iint_S \overline{\left(\boldsymbol{U}\cdot\nabla\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)}(\boldsymbol{x}' \times \boldsymbol{n})dS \tag{2.63}$$

$$\overline{\boldsymbol{M}}_4 = \overline{\boldsymbol{W} \times (-\omega^2 \boldsymbol{I}\boldsymbol{W})} \tag{2.64}$$

で，$\boldsymbol{I}$は式 (2.47) および式 (2.48) で定義される慣性モーメントテンソルを表す。2 次速度ポテンシャルは定常波漂流モーメントには寄与しない。

ここで，相対波面上昇および並進・回転ベクトルを

$$\zeta_R = Re\left\{\eta_R e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.65}$$

$$\boldsymbol{U} = Re\left\{\boldsymbol{u} e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.66}$$

$$\boldsymbol{W} = Re\left\{\boldsymbol{w} e^{-i\omega t}\right\} \tag{2.67}$$

によって定義し，式 (2.29)，式 (2.30) および式 (2.65)~式 (2.67) を代入し，さらに時間平均を

$$\overline{A(t)B(t)} = \overline{Re\left\{ae^{-i\omega t}\right\} Re\left\{be^{-i\omega t}\right\}} = Re\left\{\frac{ab^*}{2}\right\} \tag{2.68}$$

によって評価すると，式 (2.55)~式 (2.58) は，次式のように表される。

$$\overline{\boldsymbol{F}}_1 = \frac{1}{4}\rho g \int_{C_{WL}} (\eta_R \eta_R^*)\, \boldsymbol{n} dC \tag{2.69}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_2 = -\frac{1}{4}\rho \iint_S (\nabla\phi \cdot \nabla\phi^*)\, \boldsymbol{n} dS \tag{2.70}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_3 = \frac{1}{2}\rho \iint_S (i\omega \boldsymbol{u} \nabla\phi^*)\, \boldsymbol{n} dS \tag{2.71}$$

$$\overline{\boldsymbol{F}}_4 = -\frac{m\omega^2}{2} \boldsymbol{w} \times \boldsymbol{u}^* \tag{2.72}$$

ここに，$*$は複素共役を示す。

規則波中では２次速度ポテンシャルは次の形に表される。

$$\Phi^{(2)}(t) = Re\left\{\phi^{(2)}(x,y,z)e^{-2i\omega t}\right\} + \delta^{(2)}t \tag{2.73}$$

ここに，定数$\delta^{(2)}$は平均水面が $z=0$ に一致する条件から，次式のように定められる。

$$\delta^{(2)} = -\frac{g\zeta_0^2 k}{2\sinh 2kh} \tag{2.74}$$

式 (2.73) から得られる$\overline{\frac{\partial\Phi^{(2)}}{\partial t}} = \delta^{(2)}$を式 (2.59) に代入し，ガウスの発散定理を用いれば，２次速度ポテンシャルの定常波漂流力への寄与が次式のように表される。

$$\overline{\boldsymbol{F}}_5 = (0, 0, \rho\delta^{(2)}A_W) \tag{2.75}$$

定常波漂流モーメントも同様に，次式のように表される。

$$\overline{\boldsymbol{M}}_1 = \frac{1}{4}\rho g\int_{C_{WL}}(\eta_R\eta_R^*)\,(\boldsymbol{x}' \times \boldsymbol{n})dC \tag{2.76}$$

$$\overline{\boldsymbol{M}}_2 = -\frac{1}{4}\rho\iint_S(\nabla\phi\cdot\nabla\phi^*)\,(\boldsymbol{x}' \times \boldsymbol{n})dS \tag{2.77}$$

$$\overline{\boldsymbol{M}}_3 = \frac{1}{2}\rho\iint_S(i\omega\boldsymbol{u}\cdot\nabla\phi^*)\,(\boldsymbol{x}' \times \boldsymbol{n})dS \tag{2.78}$$

$$\overline{\boldsymbol{M}}_4 = -\frac{\boldsymbol{I}\omega^2}{2}\boldsymbol{w}\times\boldsymbol{w}^* \tag{2.79}$$

第 3 章

ハイブリッド型積分方程式法

本章では，前章で定義された水波の回折・発散問題の数値解析法として，ハイブリッド型積分方程式法の定式化過程を示す。まず，グリーンの公式からハイブリッド型境界積分方程式を導く。次に，一定要素および２次要素を用いた積分方程式の離散化手続きを示す。さらに，物体形状が一面または二面対称性を有する場合の，対称性を考慮した取り扱い方法を示す。最後に，水槽実験との比較検証のために水槽側壁の影響を考慮した外部ポテンシャルの表示式を導く。

3.1 境界積分方程式

図 3.1 に示すように，流体領域を半径 r_0の仮想円筒面 S_Rで二つの領域に分割する。この仮想円筒面は物体および不規則な底面を囲むに十分な大きさをもっているものとする。

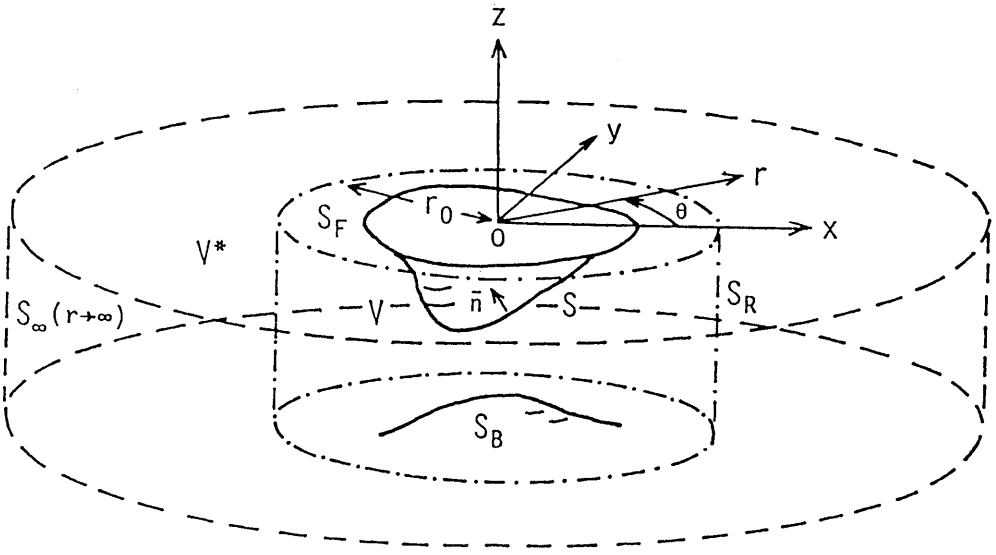


図 3.1　流体領域と仮想円筒面

仮想円筒面の内側領域を Vで，外側領域を V^*で表し，それぞれのポテンシャルをϕ_qおよびϕ_q^*と

する。ϕ_q^*を円筒座標 $or\theta z$における固有関数列に展開して次式のように表す。

$$\phi_q^* = \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\left(\alpha_{mn}\cos n\theta + \beta_{mn}\sin n\theta\right) R_{mn}(r) Z_m(z) \tag{3.1}$$

ここに,

$$R_{mn}(r) = \begin{cases} H_n^{(1)}(kr)/H_n^{(1)}(kr_0), & m=0 \\ K_n(\kappa_m r)/K_n(\kappa_m r_0), & m \geq 1 \end{cases} \tag{3.2}$$

$$Z_m(z) = \begin{cases} \dfrac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, & m=0 \\ \dfrac{\cos \kappa_m(z+h)}{\cos \kappa_m h}, & m \geq 1 \end{cases} \tag{3.3}$$

で，$H_n^{(1)}$はn次の第1種ハンケル関数を，K_nはn次の第2種変形ベッセル関数を表し，κ_mは次の固有方程式の正実根である。

$$\lambda = \frac{\omega^2}{g} = -\kappa_m \tan \kappa_m h \tag{3.4}$$

ϕ_q^*は V^*内で連続方程式 (2.34)，自由表面条件 (2.35)，底面条件 (2.36) および放射条件 (2.39) を満足しなければならない。

ϕ_qとϕ_q^*は，次の S_R上における圧力および法線速度の連続条件によって関係づけられる。

$$\phi_q = \phi_q^*, \quad \frac{\partial \phi_q}{\partial r} = \frac{\partial \phi_q^*}{\partial r} \qquad S_R\text{上で} \tag{3.5}$$

内部流体領域Vに対して，グリーンの公式は次式のように書ける [9]。

$$C_P\phi_q(P) = \iint_{\partial V}\left[\frac{\partial \phi_q}{\partial n}(Q)\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right) - \phi_q(Q)\frac{\partial}{\partial n(Q)}\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right)\right] dS(Q) \tag{3.6}$$

ここに，Pは Vを囲む境界面∂V上の基準点を，Qは∂V上の積分点を，$dS(Q)$ は∂V上の面積要素を，R_{PQ}は二点 P, Q 間の距離を，C_Pは点 Pにおいて Vのなす立体内角を表す。

式 (3.6) に式 (2.35)〜式 (2.37)，式 (2.39) および式 (3.5) を用いれば，次の境界積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} C_P\phi_q^{(1)}(P) &+ \iint_{S\cup S_B}\phi_q^{(1)}(Q)\frac{\partial}{\partial n(Q)}\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right) dS(Q) \\ &+ \iint_{S_F}\phi_q^{(1)}(Q)\left[\frac{\partial}{\partial n(Q)}\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right) - \lambda\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right)\right] dS(Q) \\ &+ \iint_{S_R}\left[\phi_q^{(1)*}(Q)\frac{\partial}{\partial n(Q)}\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right) - \frac{\partial \phi_q^{(1)*}}{\partial n}(Q)\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right)\right] dS(Q) \\ &= \iint_S h_q(Q)\left(\frac{1}{R_{PQ}}\right) dS(Q) \end{aligned} \tag{3.7}$$

ここに，S_B，S_Fは，それぞれ S_Rで囲まれた底面および自由表面の部分を表す（図 3.1)。

3.2 積分方程式の離散化

積分方程式 (3.7) は境界要素法における通常の手続きによって離散化される。ここでは，要素内でポテンシャルが一定であるとする一定要素と，要素内でポテンシャルが 2 次に変化する 2 次アイソパラメトリック要素を用いた場合の定式化を示す。

3.2.1 一定要素による離散化

境界面 S，S_B，S_Fをそれぞれ N_1，N_2，N_3個の小平面要素ΔS_iに分割し，各要素内でポテンシャル値が一定であると仮定する。式 (3.7) を各要素の図心 P_iでのみ満足させ，式 (3.1) の無限級数を有限項 $n=\tilde{n}$，$m=\tilde{m}$で打ち切れば，積分方程式 (3.7) は，次の N個の代数方程式に置き換えられる。

$$\sum_{j=1}^{N_2^*} A_{ij}\phi_q(P_j) + \sum_{j=N_2^*+1}^{N} (A_{ij} - \lambda B_{ij})\,\phi_q(P_j) + \sum_{m=0}^{\tilde{m}}\sum_{n=0}^{\tilde{n}} (F_{imn}\alpha_{mn} + G_{imn}\beta_{mn}) = \sum_{j=1}^{N_1} B_{ij}h_q(P_j), \quad 1 \le i \le N \tag{3.8}$$

ここに，$N_2^* = N_1 + N_2$，$N = N_2^* + N_3$ である。影響係数 A_{ij}，B_{ij}，F_{imn}および G_{imn}はそれぞれ次式によって与えられる。

$$A_{ij} = \iint_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial n_Q}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right) dS + 2\pi\delta_{ij} \tag{3.9}$$

$$B_{ij} = \iint_{\Delta S_j} \left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right) dS \tag{3.10}$$

$$\begin{pmatrix} F_{imn} \\ G_{imn} \end{pmatrix} = \iint_{S_R} \left[\frac{\partial}{\partial n_Q}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right) - c_{mn}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right)\right] Z_m(\zeta) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} n\psi dS \tag{3.11}$$

ここに，

$$R_{P_iQ} = \left[(x_i - x_Q)^2 + (y_i - y_Q)^2 + (z_i - z_Q)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{3.12}$$

$$\theta_i = \tan^{-1}\left(\frac{y_i}{x_i}\right), \qquad \psi = \tan^{-1}\left(\frac{y_Q}{x_Q}\right) \tag{3.13}$$

$$c_{mn} = \begin{cases} kH_n^{(1)\prime}(kr_0)/H_n^{(1)}(kr_0), & m = 0 \\ k_m K_n'(K_m r_0)/K_n(K_m r_0), & m \ge 1 \end{cases} \tag{3.14}$$

であり，(x_i, y_i, z_i) は要素 i の図心 P_iの座標を，(x_Q, y_Q, z_Q) は積分点Qの座標を，δ_{ij} はクロネッカ記号をそれぞれ表す。

式 (3.8) に含まれる未知数は，N個の速度ポテンシャル$\phi_q(P_i)$ と $(\tilde{m}+1)(2\tilde{n}+1)$ 個の係数α_{mn}，β_{mn} である。方程式の数と未知数の数を一致させるためには，$N_R = (\tilde{m}+1)(2\tilde{n}+1)$ 個の付加的

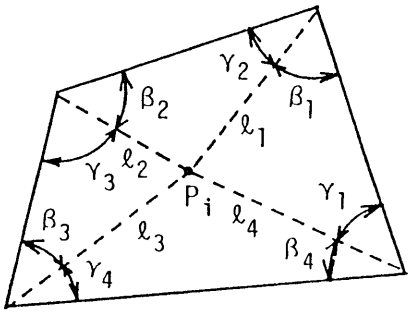


図 3.2 一定要素

な基準点を S_R上に選んで式 (3.8) を満足させなければならない。このとき，式 (3.11) に対応する離散化方程式は次式によって与えられる。

$$\sum_{j=1}^{N_2^*} A_{ij}\phi_q(P_j) + \sum_{j=N_2^*+1}^{N} (A_{ij} - \lambda B_{ij})\,\phi_q(P_j)$$
$$+ \sum_{m=0}^{\tilde{m}} \sum_{n=0}^{\tilde{n}} \left(\hat{F}_{imn}\alpha_{mn} + \hat{G}_{imn}\beta_{mn}\right) = \sum_{j=1}^{N_1} B_{ij}h_q(P_j), \quad N+1 \le i \le N+N_R \tag{3.15}$$

ここに，

$$\begin{pmatrix} \hat{F}_{imn} \\ \hat{G}_{imn} \end{pmatrix} = 2\pi Z_m(z_i) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} n\theta_i + \begin{pmatrix} F_{imn} \\ G_{imn} \end{pmatrix} \tag{3.16}$$

式 (3.9) および (3.10) の積分は，$i \neq j$のとき，数値積分公式により評価することができる。$i = j$ のときは，$\partial(1/R_{P_iQ})/\partial n_q$，$1/R_{P_iQ}$が $R \to 0$ において特異性をもつので，数値積分公式を適用することは困難であるが，この特異項の積分を解析的に評価することによって，たとえば図 3.2 に示す四辺形要素に対して，次の結果を導くことができる。

$$A_{ii} = 2\pi \tag{3.17}$$

$$B_{ii} = \sum_{s=1}^{4} l_s \sin\beta_s \log\left(\cot\frac{\beta_s}{2}\cot\frac{\gamma_s}{2}\right) \tag{3.18}$$

ここに，l_s，β_s，γ_sの定義は図 3.2 に示す通りである。

F_{imn}，G_{imn}の評価に際しては，特に大きい m に対して，被積分関数が激しく振動する関数であることに注意する必要がある。これらの評価には，次の基本特異解のフーリエ級数展開表示 (付録 A 参照) を用いると都合が良い。

$$\frac{1}{R_{P_iQ}} = \frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \rho^n(r_i, z_i; r_Q, z_Q)\cos n(\theta_i - \psi) \tag{3.19}$$

ここに，

$$\rho^n(r_i, z_i; r_Q, z_Q) = \frac{1}{\sqrt{r_i r_Q}} Q_{n-\frac{1}{2}} \left(\frac{r_i^2 + r_Q^2 + (z_i - z_Q)^2}{2 r_i r_Q} \right) \tag{3.20}$$

$$r_i = (x_i^2 + y_i^2)^{\frac{1}{2}}, \qquad r_Q = (x_Q^2 + y_Q^2)^{\frac{1}{2}} \tag{3.21}$$

で，$\varepsilon_0 = 1$，$\varepsilon_n = 2$ $(n \geq 1)$ である。式 (3.20) において，$Q_{n-1/2}$は第 2 種ルジャンドル関数を表す。

式 (3.20) を式 (3.11) に代入し，周方向の積分を実行すれば，F_{imn}，G_{imn}に対する次の線積分表示式が導かれる。

$$\begin{pmatrix} F_{imn} \\ G_{imn} \end{pmatrix} = T_{imn}(r_i, z_i) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} n\theta_i \tag{3.22}$$

ここに，

$$T_{imn}(r_i, z_i) = \int_{-h}^{0} \left[\frac{\partial \rho^n}{\partial r_Q}(r_i, z_i\,; r_0, z_Q) - c_{mn} \rho^n(r_i, z_i\,; r_0, z_Q) \right] r_0 Z_m(z_Q) dz_Q \tag{3.23}$$

式 (3.23) の線積分は，点 P_iが S_R上にないとき，数値積分公式により評価することができる。点 P_iが S_R上にあるときは，被積分関数が $z_Q \to z_i$ において特異性をもつので，この特異項の積分を解析的に処理することが必要である。そこで，$z_Q \to z_i$ において，

$$\rho^n(r_0, z_i\,; r_0, z_Q) = \frac{2}{r_0} \log \frac{2r_0}{\mid z_i - z_Q \mid} + \rho^{n(R)}(r_0, z_i\,; r_0, z_Q) \tag{3.24}$$

$$\frac{\partial \rho^n}{\partial r_Q}(r_0, z_i\,; r_0, z_Q) = -\frac{1}{r_0^2} \log \frac{2r_0}{\mid z_i - z_Q \mid} + \left(\frac{\partial \rho^n}{\partial r_0} \right)^{(R)} (r_0, z_i\,; r_0, z_Q) \tag{3.25}$$

であることを考慮して，点 P_iが S_R上にあるときの式 (3.23) を次式のように書き換える。

$$\begin{aligned} T_{imn}(r_0, z_i) = & \left\{ \int_{-h}^{z_i - \Delta} + \int_{z_i + \Delta}^{0} \right\} \left[\frac{\partial \rho^n}{\partial r_Q}(r_0, z_i\,; r_0, z_Q) \right. \\ & \left. - C_{mn} \rho^n(r_0, z_i\,; r_0, z_Q) \right] r_0 Z_m(z_Q) dz_Q \\ & + \int_{z_i - \Delta}^{z_i + \Delta} \left[\left(\frac{\partial \rho^n}{\partial r_Q} \right)^{(R)} (r_0, z_i\,; r_0, z_Q) \right. \\ & \left. - C_{mn} \rho^{n(R)}(r_0, z_i\,; r_0, z_Q) \right] r_0 Z_m(z_Q) dz_Q + T_{imn}^{(S)}(r_0, Z_i) \end{aligned} \tag{3.26}$$

ここに，ρ^nおよび $\partial \rho^n / \partial r_0$ の上添字 (R) はそれぞれの正則項を表し

$$T_{imn}^{(S)}(r_0, z_i) = \int_{z_i - \Delta}^{z_i + \Delta} \left(\frac{1}{r_0} + 2c_{mn} \right) \log \frac{\mid z_i - z_Q \mid}{2r_0} Z_m(z_Q) dz_Q \tag{3.27}$$

である。式 (3.27) の積分は陽に評価できて，次式が導かれる。

$$T_{imn}^{(S)}(r_0, z_i) = -\left(\frac{1}{r_0} + 2c_{mn} \right) S_m(\Delta) Z_m(z_i) \tag{3.28}$$

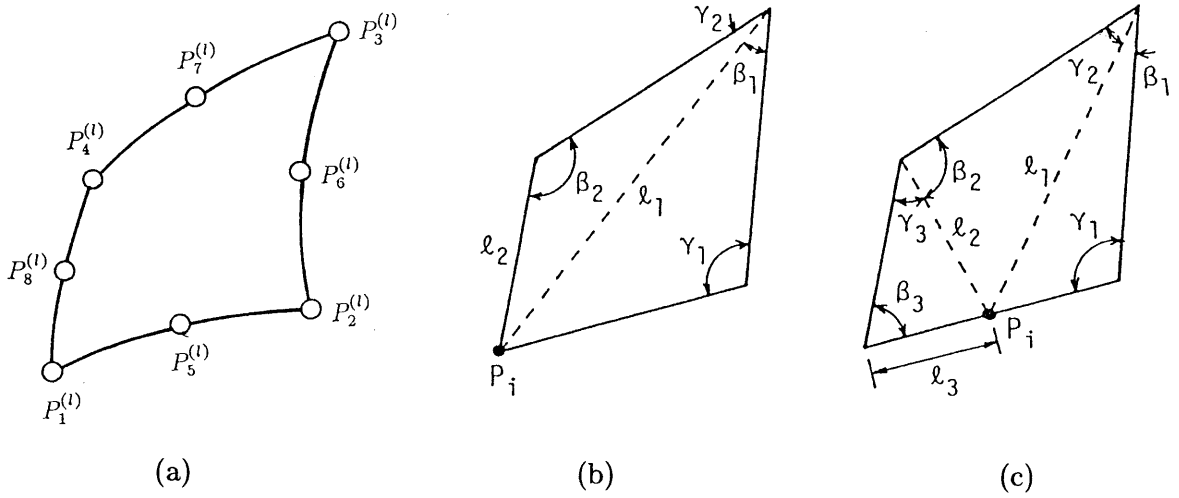


図 3.3　2 次要素の節点と l_S，β_S，γ_Sの定義

ここに，

$$S_m(\Delta) = \begin{cases} \dfrac{2}{k}\left[\mathrm{Shi}(k\Delta) - \sinh(k\Delta)\log\left(\dfrac{\Delta}{2r_0}\right)\right], & m = 0 \\ \dfrac{2}{\kappa_m}\left[\mathrm{Si}(\kappa_m\Delta) - \sin(\kappa_m\Delta)\log\left(\dfrac{\Delta}{2r_0}\right)\right], & m \geq 1 \end{cases} \tag{3.29}$$

式 (3.29) において，Shi，Si はそれぞれ双曲正弦積分および正弦積分を表す。shi，si の定義およびそれらの数値的評価については，たとえば文献 [1] が参照できる。式 (3.26) に含まれる積分はすべて正則であるから，これらを数値積分により評価することができる。

3.2.2　2 次要素による離散化

境界面 S，S_B，S_F をそれぞれ N_1，N_2，N_3 個の面要素 ΔS_l に分割する。ここでは，要素の形状はもとの境界面の形状ができるだけ正確に表現されるような 2 次曲面によって近似される。要素 ΔS_l の隅点および辺上の中間点に節点 $P_j^{(l)}$ $(j = 1, 2, \cdots 8)$ を 図 3.3(a) のようにとる。

すべての節点に通し番号を付し，節点数を N_J, i 番目の節点を P_i $(i = 1, 2, \cdots, N_J)$ とする。要素内の任意点 Q におけるポテンシャルを，内挿関数 $M_j(Q)$ を用いて次式のように表示する。

$$\phi_q = \sum_{j=1}^{8} M_j(Q)\phi_q\left(P_j^{(l)}\right) \tag{3.30}$$

ここに，内挿関数 M_jの具体的な表示式については，たとえば文献 [9] が参照できる。

同様に，境界形状についても内挿関数を用いて次式のように表す。

$$\left.\begin{aligned} x_Q &= \sum_{j=1}^{8} M_j(Q) x_j^{(l)} \\ y_Q &= \sum_{j=1}^{8} M_j(Q) y_j^{(l)} \\ z_Q &= \sum_{j=1}^{8} M_j(Q) z_j^{(l)} \end{aligned}\right\} \tag{3.31}$$

ここに，(x_Q, y_Q, z_Q) は点 Q の座標を，$(x_j^{(l)}, y_j^{(l)}, z_j^{(l)})$ は節点 $P_j^{(l)}$ の座標を表す。

式 (3.30)，式 (3.31) を節点 P_i での式 (3.7) に代入し，式 (3.1) の無限級数を有限項 $n = \tilde{n}$，$m = \tilde{m}$ で打ち切れば，積分方程式 (3.7) は，次の N_J 個の代数方程式に置き換えられる。

$$\begin{aligned} C_i\phi_q(P_i) &+ \sum_{l=1}^{N_2^*}\sum_{j=1}^{8} A_{ij}^{(l)}\phi_q\left(P_j^{(l)}\right) \\ &+ \sum_{l=N_2^*+1}^{N_3^*}\sum_{j=1}^{8}\left(A_{ij}^{(l)} - \lambda B_{ij}^{(l)}\right)\phi_q\left(P_j^{(l)}\right) \\ &+ \sum_{n=0}^{\tilde{n}}\sum_{m=0}^{\tilde{m}}\left(F_{imn}\alpha_{mn} + G_{imn}\beta_{mn}\right) \\ &= \sum_{l=1}^{N_1}\sum_{j=1}^{8} B_{ij}^{(l)} h_q\left(P_j^{(l)}\right), \quad 1 \le i \le N_j \end{aligned} \tag{3.32}$$

ここに，$N_2^* = N_1 + N_2$，$N_3^* = N_2^* + N_3$ である。

影響係数 $A_{ij}^{(l)}$，$B_{ij}^{(l)}$，F_{imn} および G_{imn} はそれぞれ次式によって与えられる。

$$A_{ij} = \iint_{\Delta S_l} \frac{\partial}{\partial n(Q)}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right) M_j(Q)dS \tag{3.33}$$

$$B_{ij} = \iint_{\Delta S_l} \left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right) M_j(Q)dS \tag{3.34}$$

$$\begin{pmatrix} F_{imn} \\ G_{imn} \end{pmatrix} = \iint_{S_R}\left[\frac{\partial}{\partial n(Q)}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right) - c_{mn}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right)\right] Z_m(z_Q)\begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} n\psi dS \tag{3.35}$$

ここに，(x_i, y_i, z_i) は点 P_i の座標を表す。

式 (3.32) に含まれる未知変数は N_J 個のポテンシャル $\phi_q(P_j)$ と $(\tilde{m}+1)(2\tilde{n}+1)$ 個の係数 α_{mn}，β_{mn} である。方程式の数と未知変数の数を一致させるためには，$N_R = (\tilde{m}+1)(2\tilde{n}+1)$ 個の付加的な節点を S_R 上に選んで式 (3.7) を満足させなければならない。このとき式 (3.32) に対応する離散化方程式は次式によって与えられる。

$$\sum_{l=1}^{N_2^*}\sum_{j=1}^{8} A_{ij}^{(l)}\phi_q\left(P_j^{(l)}\right) + \sum_{l=N_2^*+1}^{N_3^*}\sum_{j=1}^{8}\left(A_{ij}^{(l)} - \lambda B_{ij}^{(l)}\right)\phi_q\left(P_j^{(l)}\right)$$

$$+\sum_{n=0}^{\tilde{n}}\sum_{m=0}^{\tilde{m}}\left(\hat{F}_{imn}\alpha_{mn}+\hat{G}_{imn}\beta_{mn}\right)$$
$$=\sum_{l=1}^{N_1}\sum_{j=1}^{8}B_{ij}^{(l)}h_q\left(P_j^{(l)}\right),\quad N_J+1\leq i\leq N_J+N_R \tag{3.36}$$

ここに，

$$\begin{pmatrix}\hat{F}_{imn}\\ \hat{G}_{imn}\end{pmatrix}=C_iZ_m(z_i)\begin{pmatrix}\cos\\ \sin\end{pmatrix}n\theta_i+\begin{pmatrix}F_{imn}\\ G_{imn}\end{pmatrix} \tag{3.37}$$

式 (3.33) および式 (3.34) の積分は，節点 P_i が要素 ΔS_l に含まれない場合には，数値積分公式により評価することができる。節点 P_i が要素 ΔS_l 上の節点のいずれか，たとえば $P_j^{(l)}$ と一致する場合には、$1/R_{P_iQ}$ が $Q\to P_i$ において無限大となるので，これらの積分を解析的に処理することが必要である。

まず式 (3.33) については，要素が平面であれば$\partial(1/R_{P_iQ})/\partial n(Q)=0$ であるから，$A_{ij}^{(l)}=0$ となる。要素が曲面である場合でも，十分小さい要素では曲率の影響は小さいとして無視すれば，近似的に

$$A_{ij}^{(l)}\simeq 0 \tag{3.38}$$

とおくことができる。

一方、式 (3.34) については，これを次式のように書き換えることができる。

$$B_{ij}^{(l)}=\iint_{\Delta S_l}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right)(M_j(Q)-1)dS+B_{ij}^{(l)*} \tag{3.39}$$

ここに，

$$B_{ij}^{(l)*}=\iint_{\Delta S_l}\left(\frac{1}{R_{P_iQ}}\right)dS \tag{3.40}$$

である。式 (3.40) の積分は，要素の曲率を無視すれば，一定要素の場合と同様に，式 (3.41) のように陽に評価できる。

$$B_{ij}^{(l)*}=\sum_{S=1}^{K}l_S\sin\beta_S\log\left(\cot\frac{\beta_S}{2}\cot\frac{\gamma_S}{2}\right) \tag{3.41}$$

ここに，l_S，β_S，γ_s の定義は，図 3.3(b)，(c) に示すとおりであり，Kは隅節点では 2，辺上の中間点では 3 をとる。式 (3.41) の第 1 項の積分は正則であるから，これを数値積分により評価することができる。

F_{imn}, G_{imn} の評価については，一定要素で用いたのと同様の方法を用いることができる。

3.2.3 形状係数の決定

形状係数 C_iは，境界面が点 P_iで滑らかであれば，$C_i=2\pi$となるが，そうでない場合は，点 P_i におけて流体領域 Vのなす立体内角を直接計算するか，または以下の方法によって C_iを評価することができる。

境界面全体に一様なポテンシャルが分布するとき，$\frac{\partial \phi_q}{\partial n}$の値は 0 でなければならないから，式 (3.6) は次式のように書き換えられる。

$$C_P + \iint_{S \cup S_B \cup S_F \cup S_R} \frac{\partial}{\partial n(Q)} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) dS(Q) = 0 \tag{3.42}$$

S_R上の積分については，式 (3.17) を代入して周方向の積分を行えば，式 (3.42) は次式のように書き換えられる。

$$C_P + \iint_{S \cup S_B \cup S_F} \frac{\partial}{\partial n(Q)} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) dS(Q) + \int_{-h}^{0} \frac{\partial \rho^0}{\partial r_Q}(r, z; r_0, z_Q) r_0 dz_Q = 0 \tag{3.43}$$

式 (3.32) を導いたと同様な方法で式 (3.43) を離散化して表現すれば，形状係数 C_iを与える式が次式のように導かれる。

$$C_i = -\sum_{i=1}^{N_3^*} \sum_{j=1}^{8} A_{ij}^{(l)} - \int_{-h}^{0} \frac{\partial \rho^0}{\partial r_Q}(r_i, z_i; r_0, z_Q) r_0 dz_Q \tag{3.44}$$

3.3 浮体形状の対称性の考慮

浮体形状が一面または二面対称性を有する場合には，この性質を利用することによって，ハイブリッド型積分方程式法の計算効率を著しく改善することができる。

3.3.1 一面対称の場合

最初に，浮体形状が一面，たとえば面 $y = 0$ に関して，対称性を有する場合を考える。積分点 Q_Aに対して，これと面 $y = 0$ に関して鏡像の位置にある点を Q_Bとする (図 3.4(a))。サージ，ヒーブ，ピッチの発散波ポテンシャルは面 $y = 0$ に関して対称となり，スウェイ，ロール，ヨーの発散波ポテンシャルは同じ面に関して逆対称となる (表 3.1)。散乱波ポテンシャルは一般には面 $y = 0$ に関して非対称になるが，これを対称成分

$$\frac{1}{2} [\phi_7(Q_A) + \phi_7(Q_B)] \tag{3.45}$$

と，逆対称成分

$$\frac{1}{2} [\phi_7(Q_A) - \phi_7(Q_B)] \tag{3.46}$$

とに分けて考えることができる。

表 3.1 発散波ポテンシャルの対称性 (一面対称の場合)

タイプ	面 $y=0$	運動モード
Type A	対称	サージ，ヒーブ，ピッチ
Type B	逆対称	スウェイ，ロール，ヨー

(a) 面 $y=0$ に関して対称な場合 (Type A)

面 $y=0$ に関して対称なポテンシャルに対しては

$$\phi_q(Q_A)=\phi_q(Q_B),\quad \beta_{mn}=0 \tag{3.47}$$

となる。これらの対称条件はソース $1/R_{PQ}$ およびダブレット $\partial(1/R_{PQ})/\partial n_Q$ をそれぞれ

$$\frac{1}{R_{PQ_A}}+\frac{1}{R_{PQ_B}},\quad \frac{\partial}{\partial n_{Q_A}}\left(\frac{1}{R_{PQ_A}}\right)+\frac{\partial}{\partial n_{Q_A}}\left(\frac{1}{R_{PQ_B}}\right) \tag{3.48}$$

で置き換えることによって，積分方程式 (3.7) に容易に組み込むことができる。

(b) 面 $y=0$ に関して逆対称な場合 (Type B)

面 $y=0$ に関して逆対称なポテンシャルに対しては

$$\phi_q(Q_A)=-\phi_q(Q_B),\quad \alpha_{mn}=0 \tag{3.49}$$

となる。これらの逆対称条件はソース $1/R_{PQ}$ およびダブレット $\partial(1/R_{PQ})/\partial n_Q$ をそれぞれ

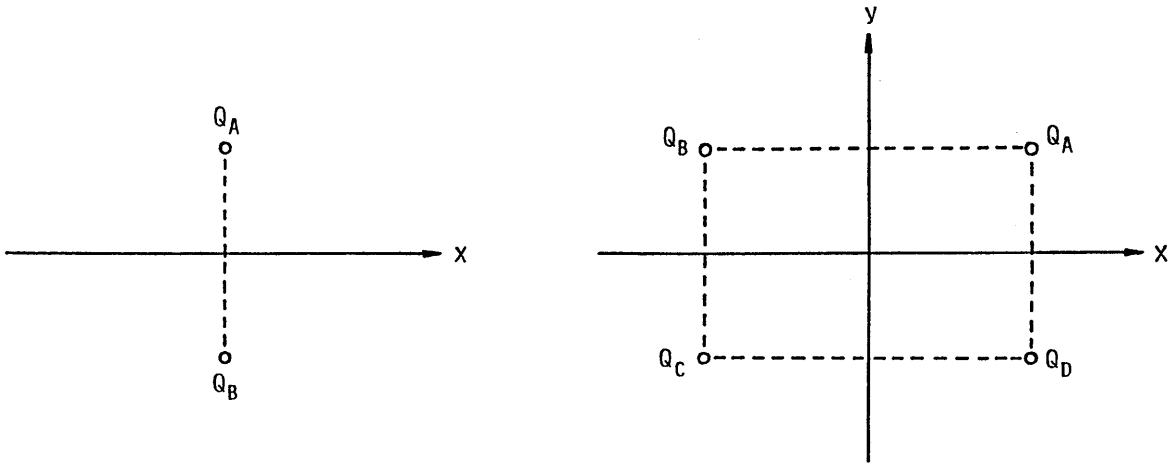
$$\frac{1}{R_{PQ_A}}-\frac{1}{R_{PQ_B}},\quad \frac{\partial}{\partial n_{Q_A}}\left(\frac{1}{R_{PQ_A}}\right)-\frac{\partial}{\partial n_{Q_A}}\left(\frac{1}{R_{PQ_B}}\right) \tag{3.50}$$

で置き換えることによって，積分方程式 (3.7) に容易に組み込むことができる。

したがって，浮体形状が一面対称性を有する場合では，片側領域 $y\geq 0$ についてのみ積分方程式 (3.7) を解けば良いことになる。

3.3.2 二面対称の場合

以上の手続きは，浮体形状が二面対称性を有する場合にも拡張することができる。積分点 Q_A の他の 3 象限における鏡像点 Q_B，Q_C，Q_D を図 3.3(b) のようにとる。ヒーブの発散波ポテンシャルは二面 $y=0$，$x=0$ に関して対称，サージ，ピッチの発散ポテンシャルは面 $y=0$ に関して対称で面 $x=0$ に関して逆対称，スウェイ，ロールの発散波ポテンシャルは面 $y=0$ に関して逆対称で面 $x=0$ に関して対称，ヨーの発散波ポテンシャルは二面 $y=0$，$x=0$ に関して逆対称とな



(a) 一面対称の場合　　(b) 二面対称の場合

図 3.4　鏡像点の配置

る (表 3.2)。散乱波ポテンシャルは一般的に面 $y=0$ および面 $x=0$ に関して非対称になるが，これを $y=0$ および $x=0$ に関して対称な成分

$$\frac{1}{4}\left[\phi_7(Q_A)+\phi_7(Q_B)+\phi_7(Q_C)+\phi_7(Q_D)\right] \tag{3.51}$$

$y=0$ に関して対称で $x=0$ に関して逆対称な成分

$$\frac{1}{4}\left[\phi_7(Q_A)-\phi_7(Q_B)-\phi_7(Q_C)+\phi_7(Q_D)\right] \tag{3.52}$$

$y=0$ に関して逆対称で $x=0$ に関して対称な成分

$$\frac{1}{4}\left[\phi_7(Q_A)+\phi_7(Q_B)-\phi_7(Q_C)-\phi_7(Q_D)\right] \tag{3.53}$$

$y=0$ および $x=0$ に関して逆対称な成分

$$\frac{1}{4}\left[\phi_7(Q_A)-\phi_7(Q_B)+\phi_7(Q_C)-\phi_7(Q_D)\right] \tag{3.54}$$

の 4 成分に分解して考えることができる。

表 3.2　発散波ポテンシャルの対称性 (二面対称の場合)

タイプ	面 $y=0$	面 $x=0$	運動モード
Type A	対称	対称	ヒーブ
Type B	対称	逆対称	サージ、ピッチ
Type C	逆対称	対称	スウェイ、ロール
Type D	逆対称	逆対称	ヨー

(a) 面 $y=0$ および面 $x=0$ に関して対称な場合 (Type A)

$$\phi_q(Q_A)=\phi_q(Q_B)=\phi_q(Q_C)=\phi_q(Q_D)$$

$$\alpha_{mn}=0 \quad (n:\text{奇数}), \quad \beta_{mn}=0 \quad (n:\text{すべての整数}) \tag{3.55}$$

(b) 面 $y=0$ に関して対称で面 $x=0$ に関して逆対称な場合 (Type B)

$$\phi_q(Q_A)=-\phi_q(Q_B)=-\phi_q(Q_C)=\phi_q(Q_D)$$

$$\alpha_{mn}=0 \quad (n:\text{偶数}), \quad \beta_{mn}=0 \quad (n:\text{すべての整数}) \tag{3.56}$$

(c) 面 $y=0$ に関して逆対称で面 $x=0$ に関して対称な場合 (Type C)

$$\phi_q(Q_A)=\phi_q(Q_B)=-\phi_q(Q_C)=-\phi_q(Q_D)$$

$$\alpha_{mn}=0 \quad (n:\text{すべての整数}), \quad \beta_{mn}=0 \quad (n:\text{偶数}) \tag{3.57}$$

(d) 面 $y=0$ および面 $x=0$ に関して逆対称な場合 (Type D)

$$\phi_q(Q_A)=-\phi_q(Q_B)=\phi_q(Q_C)=-\phi_q(Q_D)$$

$$\alpha_{mn}=0 \quad (n:\text{すべての整数}), \quad \beta_{mn}=0 \quad (n:\text{奇数}) \tag{3.58}$$

これらの対称および逆対称条件は，ソース $1/R_{PQ}$ およびダブレット $\partial(1/R_{PQ})/\partial n_Q$ を 4 つの象限における鏡像点の適当な組み合わせで置き換えることにより，積分方程式 (3.7) に組み込むことができる。たとえば，面 $y=0$ に関して対称で面 $x=0$ に関して逆対称なポテンシャルに対しては

$$\frac{1}{R_{PQ_A}}-\frac{1}{R_{PQ_B}}-\frac{1}{R_{PQ_C}}+\frac{1}{R_{PQ_D}} \tag{3.59}$$

$$\frac{\partial}{\partial n_{Q_A}}\left(\frac{1}{R_{PQ_A}}\right)-\frac{\partial}{\partial n_{Q_B}}\left(\frac{1}{R_{PQ_B}}\right)-\frac{\partial}{\partial n_{Q_C}}\left(\frac{1}{R_{PQ_C}}\right)+\frac{\partial}{\partial n_{Q_D}}\left(\frac{1}{R_{PQ_D}}\right) \tag{3.60}$$

したがって，浮体形状が二面対称性を有する場合には，第 1 象限 $x\geq 0$，$y\geq 0$ についてのみ積分方程式 (3.7) を解けば良いことになる。

3.4 水槽側壁の影響を考慮した外部ポテンシャルの表示式

水路幅Wの規則波水槽内の運動する円筒形カラムを考える。物体は，水槽幅を二等分する中心線上に設置されているものとする。水槽側壁からの反射波の影響を考慮するために，図 3.5 に示すように，入射波の進行方向に直角に等間隔Wで配置された同一の物体の無限列を想定する。

仮想円筒面 S_R（図 3.1）の外側領域のポテンシャルは，定常波の干渉は小さいとして無視すれば，各物体から散乱または発散される波の重ね合わせによって，次式のように表示される。

$$\begin{aligned}\phi^{*j} = &\sum_{q=0}^{\infty}\epsilon_q \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_{n0}^{j} H_n^{(1)}(kr_q)\cosh k(z+h)\cos n\theta_q \\ &+ \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_{nm}^{j} K_n(\kappa_m r)\cosh \kappa_m(z+h)\cos n\theta \end{aligned} \tag{3.61}$$

ここに，(r_q, θ_q, z) は，物体 qの対称軸上に原点をもつ局所円筒座標系を表す。ϕ^{*j}の j は，j=1:サージ，j=2:ヒーブ，j=3:ピッチモードをそれぞれ示している。ベッセルの加法定理 [79] から導かれる座標変換式

$$\begin{aligned} H_n^{(1)}(kr_q)\cos n\theta_q = &\sum_{l=-\infty}^{\infty}(-1)^l H_{n+l}^{(1)}(kqW) J_l(kr) \\ &\cdot \left[\cos\frac{(n+l)\pi}{2}\cos l\theta + \sin\frac{(n+l)\pi}{2}\sin l\theta\right] \end{aligned} \tag{3.62}$$

を用いれば，ϕ^{*j}は，基準円筒座標系 (r, θ, z) において次式のように表される。

$$\begin{aligned}\phi^{*j} = &\sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} \alpha_{l0}^{j}\left[\delta_{ln} H_n^{(1)}(kr) + (-1)^n \mathbf{H}(n+l) J_n(kr)\right]\cosh k(z+h)\cos n\theta \\ &+ \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty} \alpha_{nm}^{j} K_n(\kappa_m r)\cos \kappa_m(z+h)\cos n\theta \end{aligned} \tag{3.63}$$

ここに，

$$\mathbf{H}(n+l) = 2\sum_{q=1}^{\infty} H_{n+l}^{(1)}(kqW)\cos\frac{(n+l)\pi}{2} \tag{3.64}$$

式 (3.1) の代わりに式 (3.63) を用いてハイブリッド型積分方程式法を適用すれば，水槽側壁の影響

を考慮した速度ポテンシャルの解が得られる。

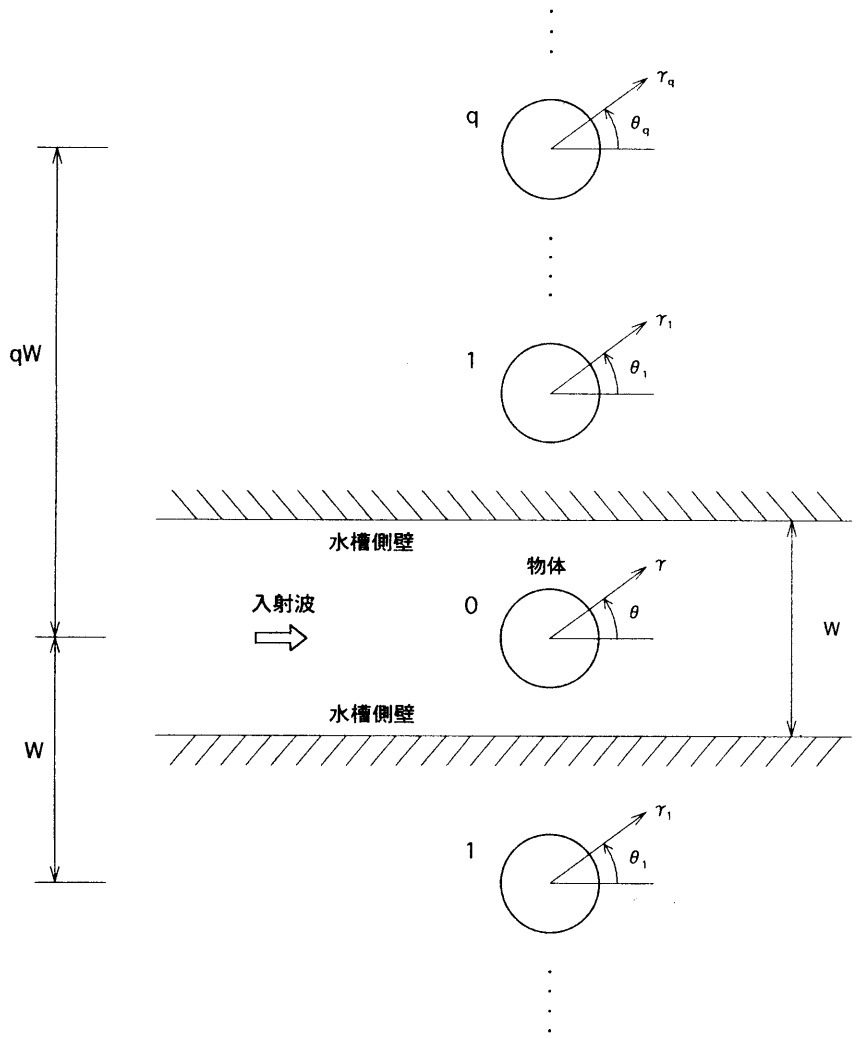


図 3.5　水槽内の円筒形カラムの数学モデル

第 4 章

数値解析例：理論解・数値解および実験値との比較

本章では，ハイブリッド型積分方程式法の定式化の有効性を，いくつかの数値解析例によって示す。まず，比較基準としての理論解が得られている一様円筒形カラム，半球形浮体および円筒形浮体に適用して，一定要素および 2 次要素を用いた場合の解の精度を比較する。次に，実際の海洋建築物の代表的な構造形式である緩係留式箱型構造物，緩係留式半潜水型構造物および緊張係留式半潜水型構造物に適用して，既往のグリーン関数法と解の精度および計算時間を比較して，ハイブリッド型積分方程式法の優位性を示す。

4.1 共通事項

本章のすべての数値解析例に共通する事項を最初に述べておく。

4.1.1 記号の定義

本章で用いられる記号の定義を表 4.1 にまとめて示す。

表 4.1 記号の定義

記　号	定　　義
H.I.E.M.	ハイブリッド型積分方程式法
G.F.M.	グリーン関数法
C.E.	一定要素
Q.E.	2 次アイソパラメトリック要素
N_1	物体表面上の要素数
N_2	水底面上の要素数
N_3	自由表面上の要素数
N_J	物体表面，水底，自由表面上の節点数
N_R	仮想円筒面上の節点数
N_T	全節点数
r_0	仮想円筒面の半径
$\tilde{N}$	最大フーリェ級数展開次数
$\tilde{M}$	最大固有関数展開次数

4.1.2 解析領域

解析は，物体形状の二面対称性を考慮して，全体の 1/4 に対して行われた。したがって，以下に示す要素数，節点数等のデータはすべて全体の 1/4 領域に対するものである。

4.1.3 数値積分

要素上の積分はすべて数値積分によって評価され，面要素に対してはガウスの 16 点公式が，リング要素に対しては同 4 点公式がそれぞれ適用された。

4.2 円筒形カラム

4.2.1 形状および要素分割

最初に MacCamy and Fuchs[58] および Petrauskas[89] によって理論解が得られている水底にピン係留された一様円筒形カラムを扱う。解析の対象とした一様円筒形カラムは，図 4.1 に示すように半径 a で，水深 $h = 9.09a$ の水底にピン係留されている。そのピッチ静的復元力係数は K_5=128.31$\rho g a^4$，質量慣性モーメントは m_5=907.0ρa^5（ρ:密度，g:重力加速度）である。C.E. と Q.E. とで節点数がほぼ同数になるように分割されており，H.I.E.M. に用いる C.E. および Q.E. による要素分割図を図 4.2 に示す。G.F.M. による物体上の要素分割は，H.I.E.M. によるものと同じである。全体の 1/4 に対する要素分割数および節点数を表 4.2 に示す。

4.2.2 1 次流体力および運動応答

図 4.3~図 4.5 に，一定要素および 2 次要素を用いた場合のピッチ波浪強制力，付加質量係数，付加減衰係数および運動応答の数値結果を理論解 [58] と比較して示す。

図 4.3 は，一定要素を用いた場合の結果である。数値結果は，理論解に概ね一致しているが，ピッチ波浪強制力や付加減衰係数の結果は，理論解よりも少し下まわっている。H.I.E.M. と G.F.M. を比較すると，付加質量係数および付加減衰係数では，H.I.E.M. よりも G.F.M. の方が理論解に近い。ピッチ応答では，H.I.E.M. および G.F.M. とも理論解と良い一致を示している。

図 4.4 は，2 次要素を用いた場合の数値結果である。ピッチ波浪強制力では，H.I.E.M. に一定要素を用いた結果よりも 2 次要素を用いた結果の方が理論解に近づいている。付加質量係数および付加減衰係数でも，同様の傾向が見られる。ピッチ運動応答では，一定要素と同じように理論解と良い一致を示している。

図 4.5 は，H.I.E.M. における一定要素と 2 次要素による数値結果を比較したものである。全節点数はほぼ同数であるが，いずれも一定要素よりも 2 次要素の数値結果の方が，理論解に近い値を示している。

以上のことから，一定要素および 2 次要素を用いた数値結果はともに理論解に近い値を示して

いるが，全節点数が同数の場合，一定要素よりも２次要素を用いた方が理論解により近い結果が得られることがわかる。

4.2.3 定常波漂流力

図 4.6 に，H.I.E.M. に２次要素を用いた場合の固定円筒カラムおよびピン係留円筒カラムに作用するピッチ定常波漂流力の数値結果を，Drake, Eatock Taylor and Matsui[14] の理論解および松井他 [61] の実験値と比較して図示する。実験は，水路幅 2m(=20a) の狭水路で行われたため，ピッチ定常波漂流力の計測値は，水槽側壁からの反射波によって著しい影響を受けている。ここでは，実験結果との比較上，水路側壁の存在を考慮した理論解および数値解も併せて示されている。

これらの結果を比較して，H.I.E.M. の数値結果は，理論解と良好な一致を示していること，さらに水槽側壁の影響を考慮した理論結果および数値結果も実験値とかなり良い相関を示していることから，H.I.E.M. が定常波漂流力の計算に対しても妥当であることが確認できる。

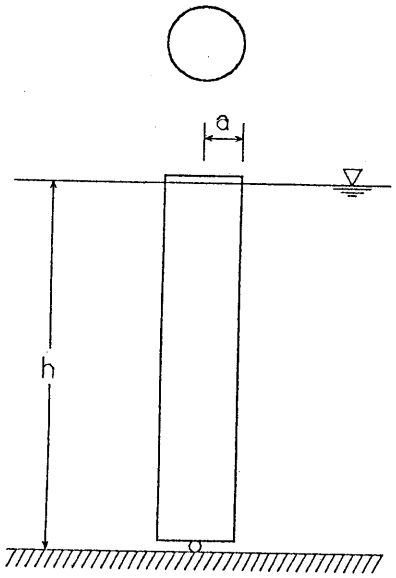


図 4.1　一様円筒形カラムの形状

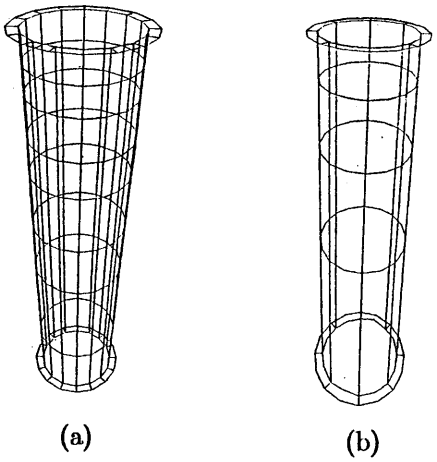
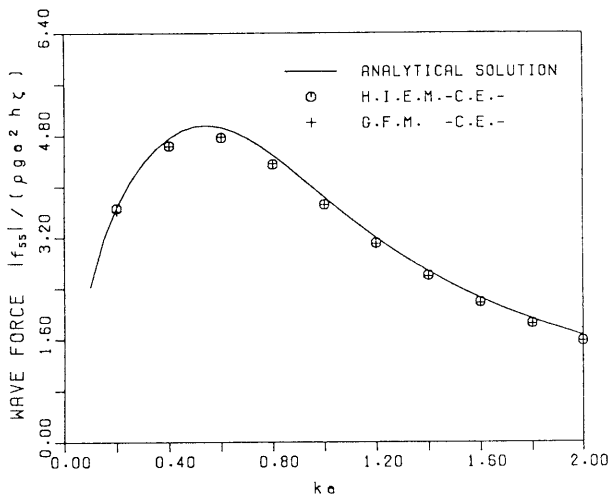


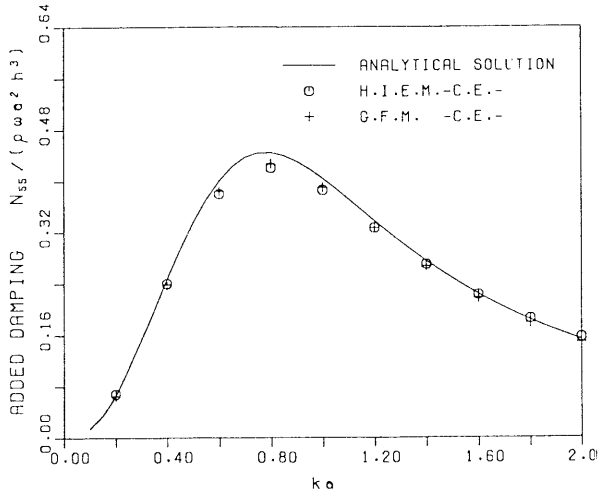
図 4.2　要素分割図（(a) 一定要素，(b) ２次要素）

表 4.2　一様円筒形カラムの要素数および節点数（全体の 1/4 部分）

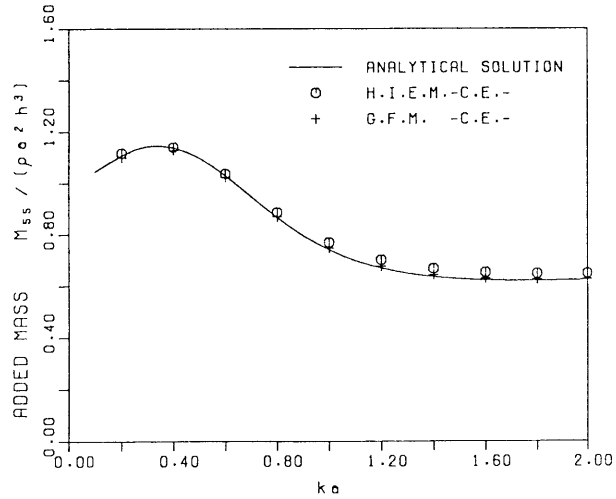
解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	32	4	4	40	30	70	5	9	1.2
	Q.E.	8	2	2	53	30	83	5	9	1.2
G.F.M.	C.E.	32			32		32			
	Q.E.	8			37		37			



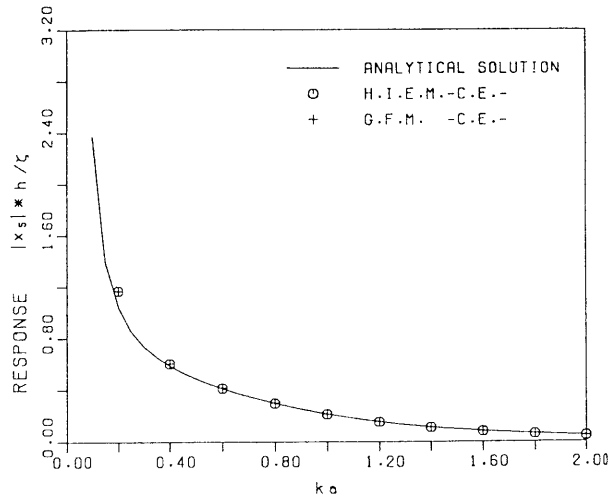
(a) ピッチ波浪強制力



(c) 付加減衰係数

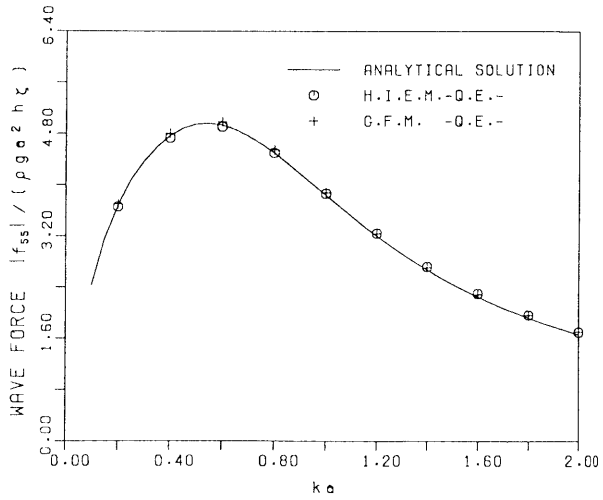


(b) 付加質量係数

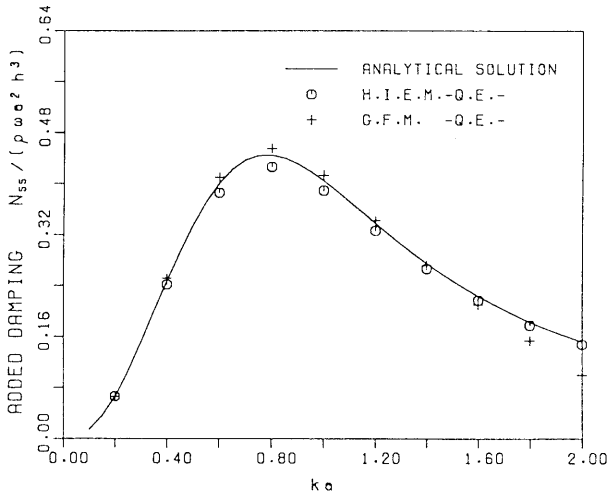


(d) ピッチ応答

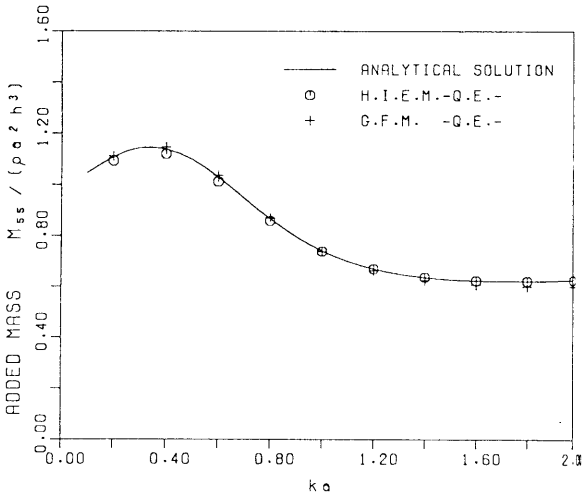
図 4.3　1 次流体力および運動応答（一定要素の場合）



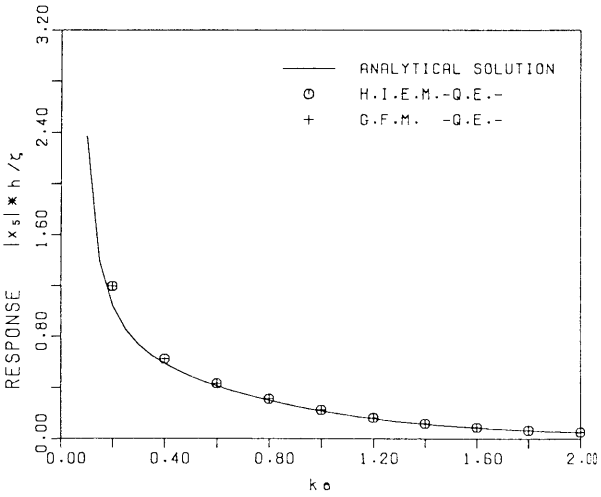
(a) ピッチ波浪強制力



(c) 付加減衰係数

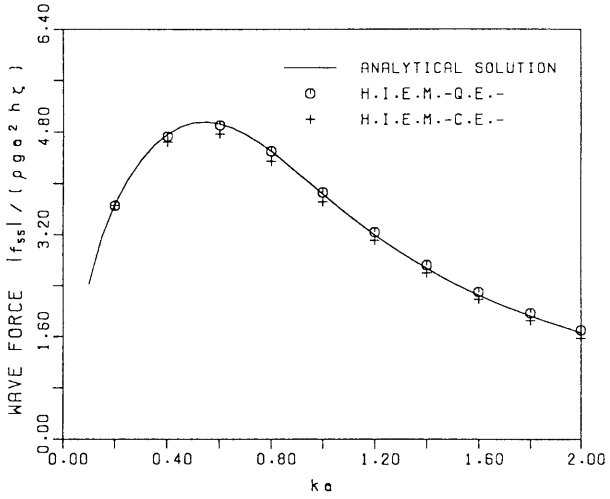


(b) 付加質量係数

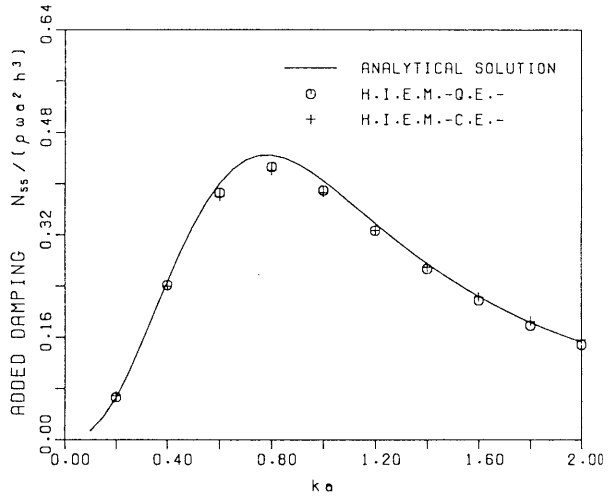


(d) ピッチ応答

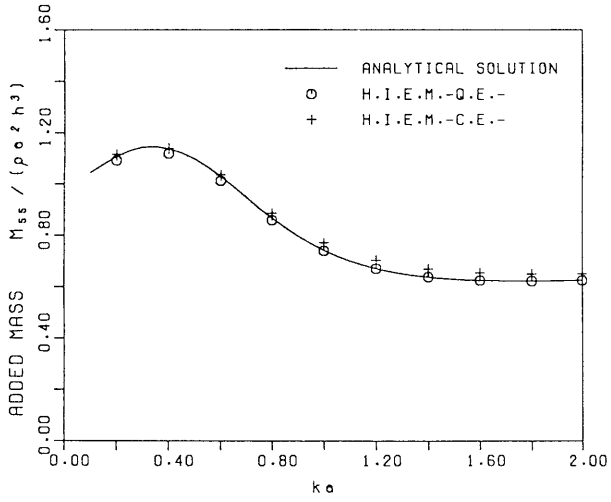
図 4.4　1次流体力および運動応答（2次要素の場合）



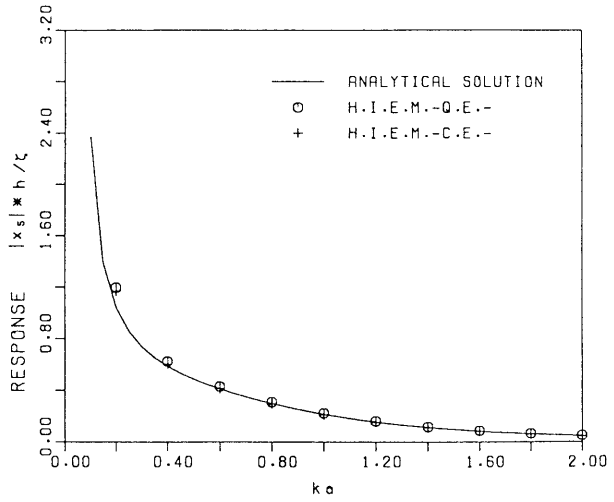
(a) ピッチ波浪強制力



(c) 付加減衰係数

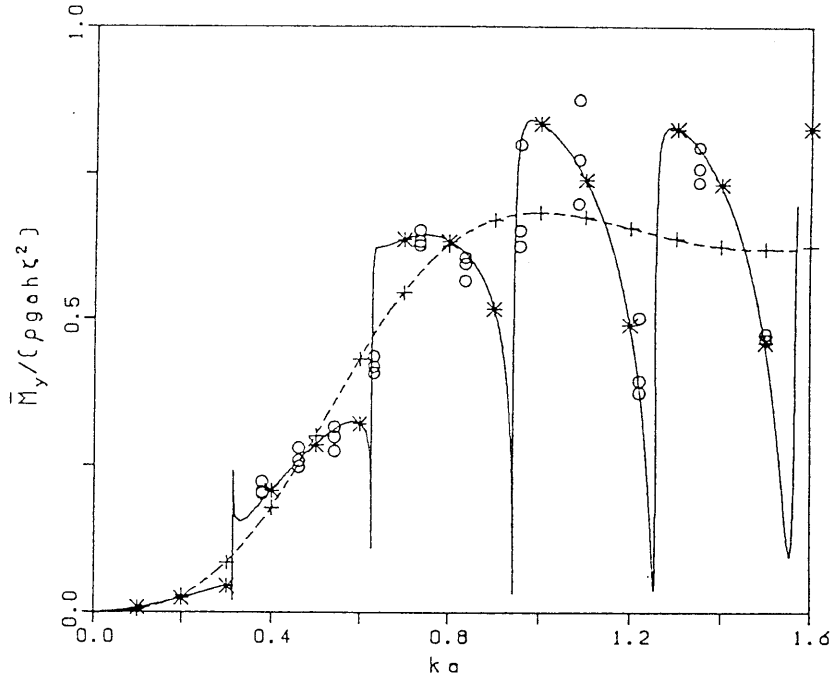


(b) 付加質量係数

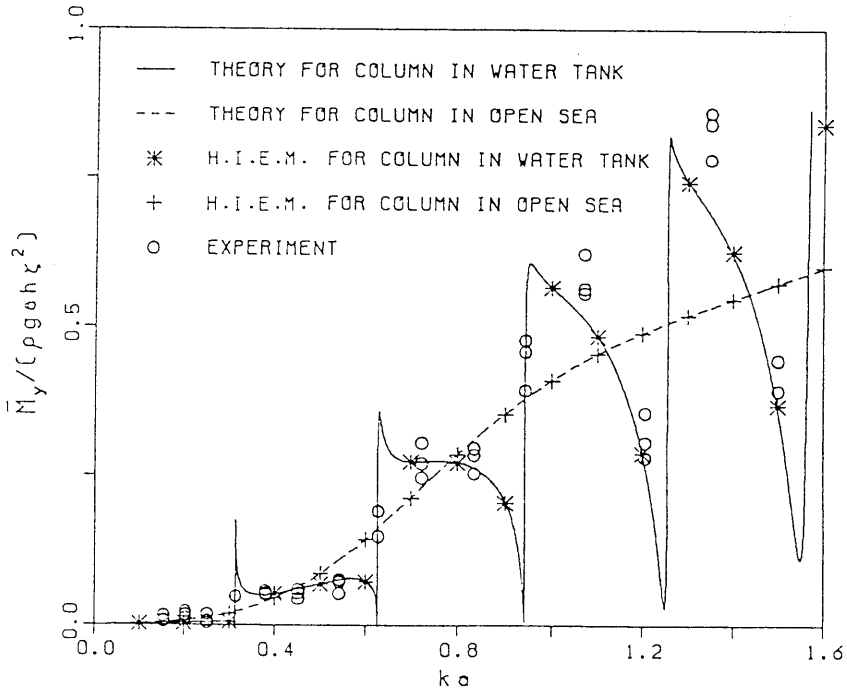


(d) ピッチ応答

図 4.5　1 次流体力および運動応答（一定要素と 2 次要素の比較）



(a) 固定された状態の場合



(b) ピン係留された状態の場合

図 4.6　ピッチ定常波漂流力（2次要素の場合）

4.3 半球形浮体

4.3.1 形状および要素分割

Havelock [35] および工藤 [55] によって理論解が得られている半球形浮体を扱う。理論解は，無限水深に対して導かれたものであるが，ここでは数値計算の都合上，浮体の半径 a に対して水深を h=10a としている。

H.I.E.M. に用いる一定要素および 2 次要素の要素分割図を図 4.7 に，全体の 1/4 の要素分割数および節点数を表 4.3 に示す。

4.3.2 1 次流体力および運動応答

図 4.8～図 4.10 にサージおよびヒーブの 1 次波浪強制力 (f_1, f_3)，付加質量係数 (M_{11}, M_{33})，付加減衰係数 (N_{11}, N_{33}) および運動応答 (X_1, X_3) の数値結果を，理論解 [35, 55] と比較して示す。

図 4.8 は一定要素を用いた場合の数値結果を示す。G.F.M. では，理論解とよく一致しているのに対して H.I.E.M. では，付加質量および付加減衰係数において少し理論解と多少の誤差が生じている。

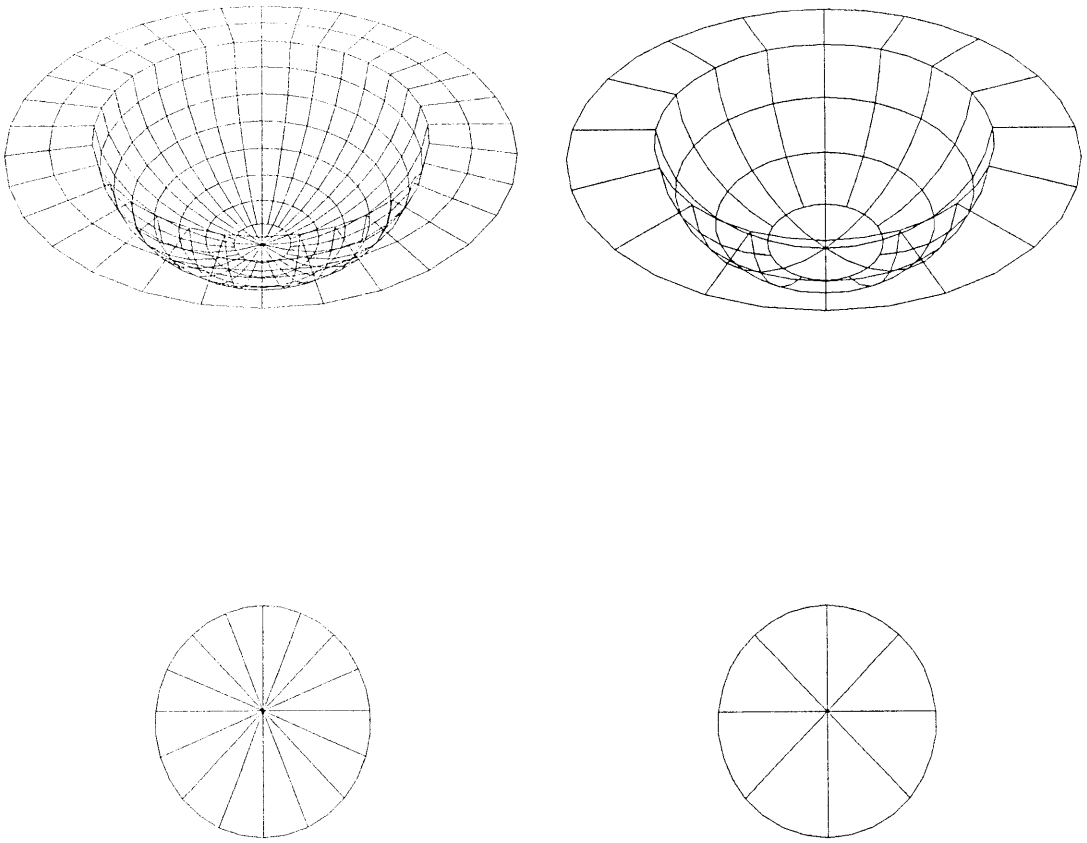
図 4.9 は 2 次要素を用いた場合の数値結果を示す。G.F.M. と H.I.E.M. とも理論解とよい一致を示している。

図 4.8，4.9 において G.F.M. の数値結果では，内部ディリクレ問題における最低次の固有振動数に相当する ka=2.59 の近くで"irregular frequency"と呼ばれる解の数値的不安定現象が生じている。しかし，H.I.E.M. の解析には，このような不安定現象は生じない。

図 4.10 は，H.I.E.M. の一定要素および 2 次要素による数値結果を比較したものである。全節点数はほぼ同数であるが，一定要素よりも 2 次要素の解の方が，理論解により近づいていることがわかる。

4.3.3 定常波漂流力

図 4.11 に，H.I.E.M. および G.F.M. に 2 次要素を用いた場合のサージ定常波漂流力の数値結果を示す。(a) は固定された半球形浮体の結果を，(b) は浮遊状態の半球形浮体の結果をそれぞれ表している。この形状については，多重極展開法に基づく無限水深の理論解 [35] および水槽実験結果 [55] が得られており，これらを比較基準として図中に示した。数値解は，これらの理論解と非常に良く一致しており，実験値とも概ねよい一致を示している。なお，実験結果のばらつきは水槽側壁の影響と考えられる。(4.2.3 節参照)。

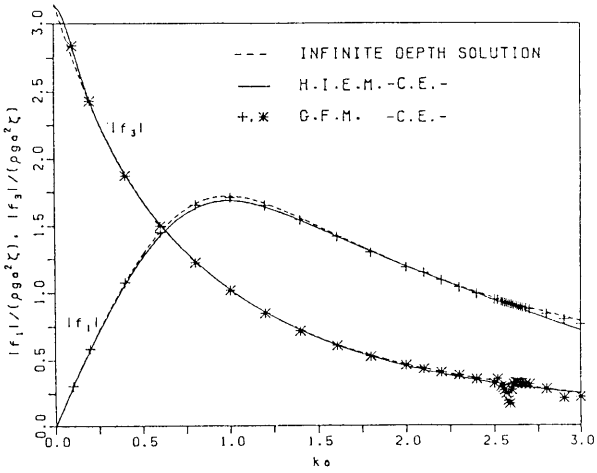


(a) 一定要素　　(b) 2次要素

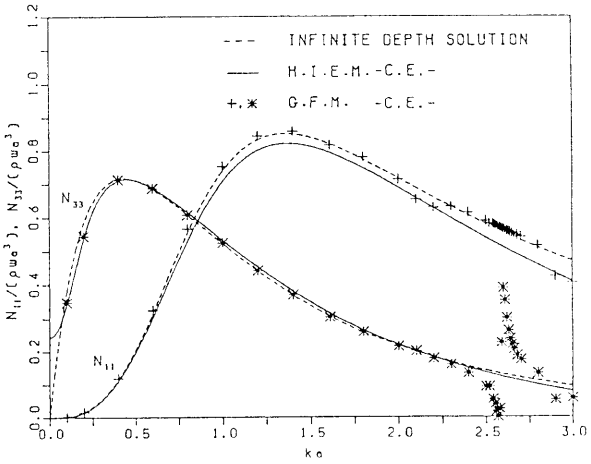
図 4.7　要素分割図 (H.I.E.M.)

表 4.3　要素数および節点数（全体の 1/4 部分）

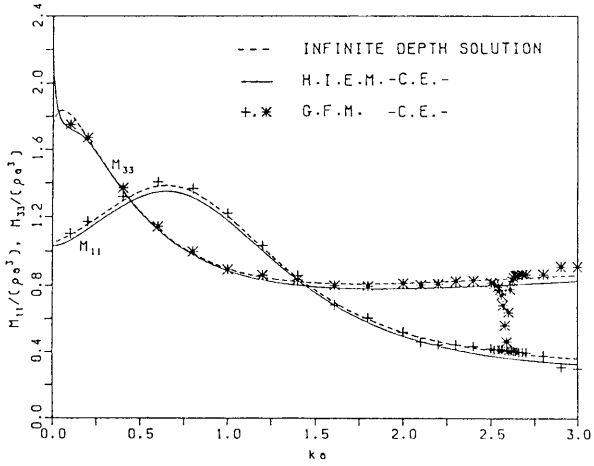
解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	60	4	16	80	30	110	5	9	1.5
	Q.E.	14	2	4	82	30	112	5	9	1.5
G.F.M.	C.E.	60			60		60			
	Q.E.	14			55		55			



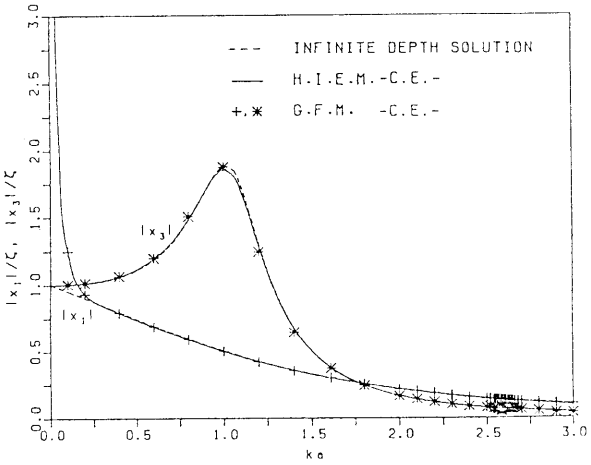
(a) 1 次波浪強制力



(c) 付加減衰係数

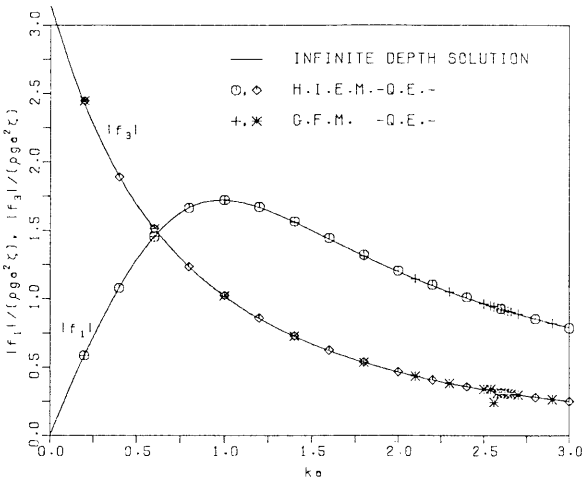


(b) 付加質量係数

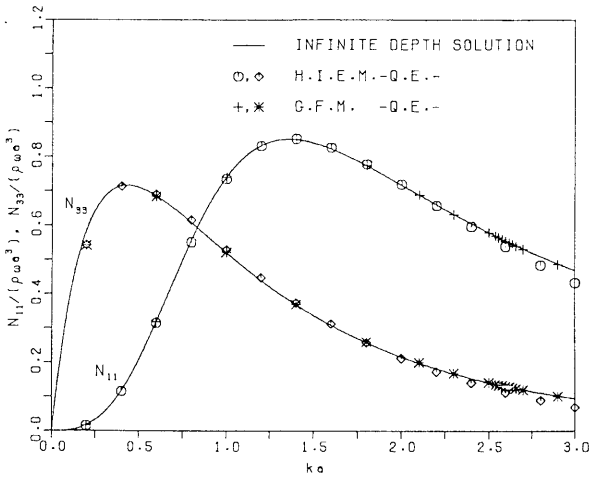


(d) 運動応答

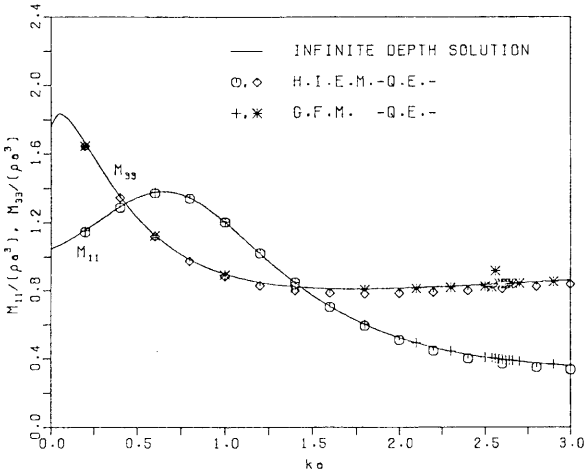
図 4.8　1 次流体力および運動応答（一定要素の場合）



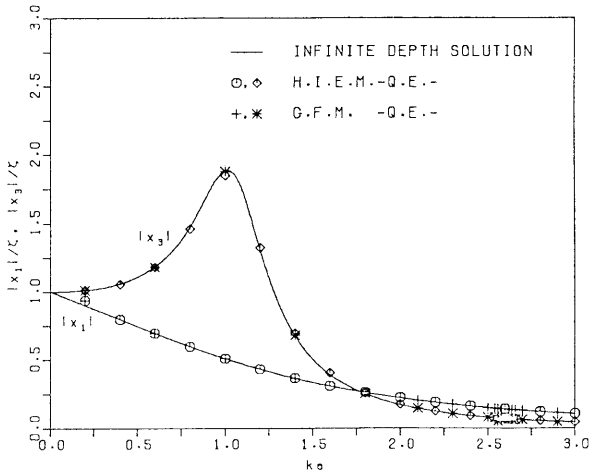
(a) 1次波浪強制力



(c) 付加減衰係数

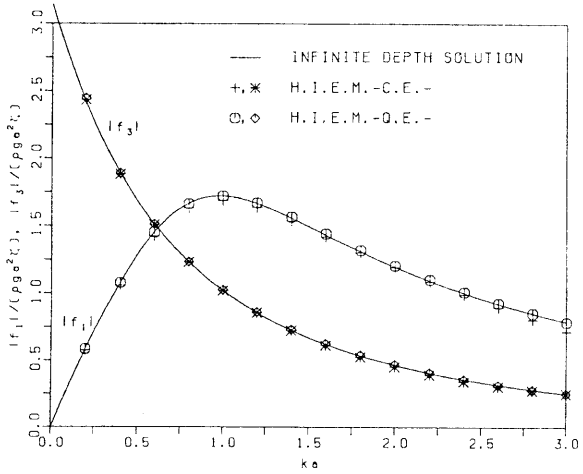


(b) 付加質量係数

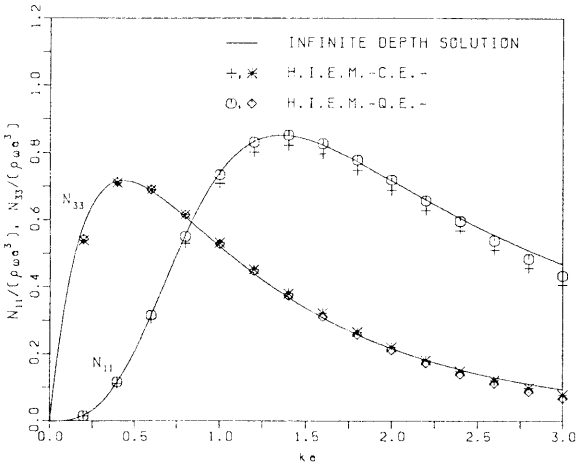


(d) 運動応答

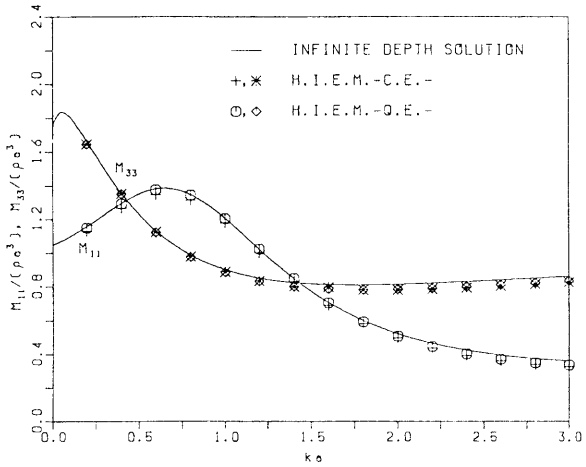
図 4.9　1次流体力および運動応答（2次要素の場合）



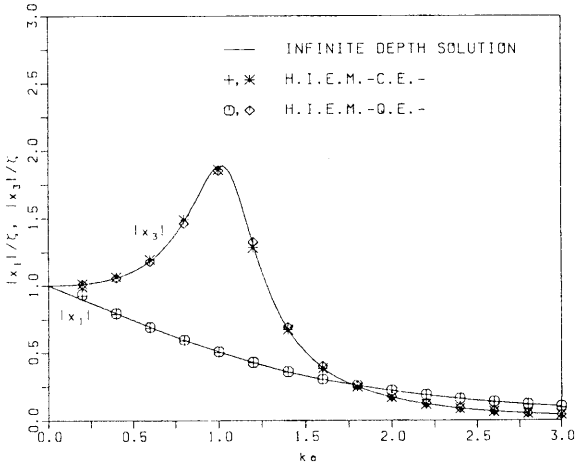
(a) 1 次波浪強制力



(c) 付加減衰係数

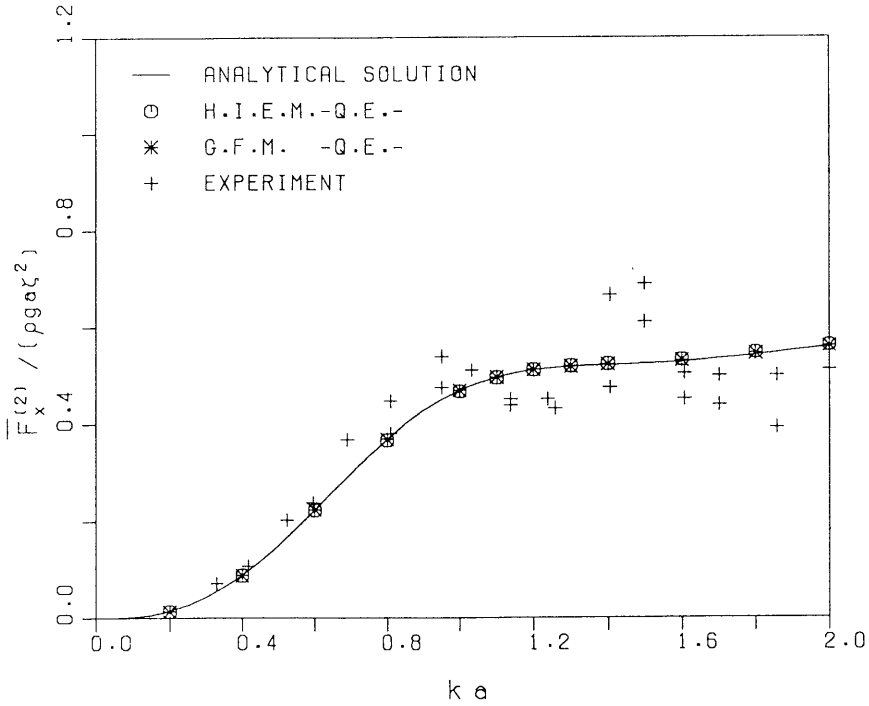


(b) 付加質量係数

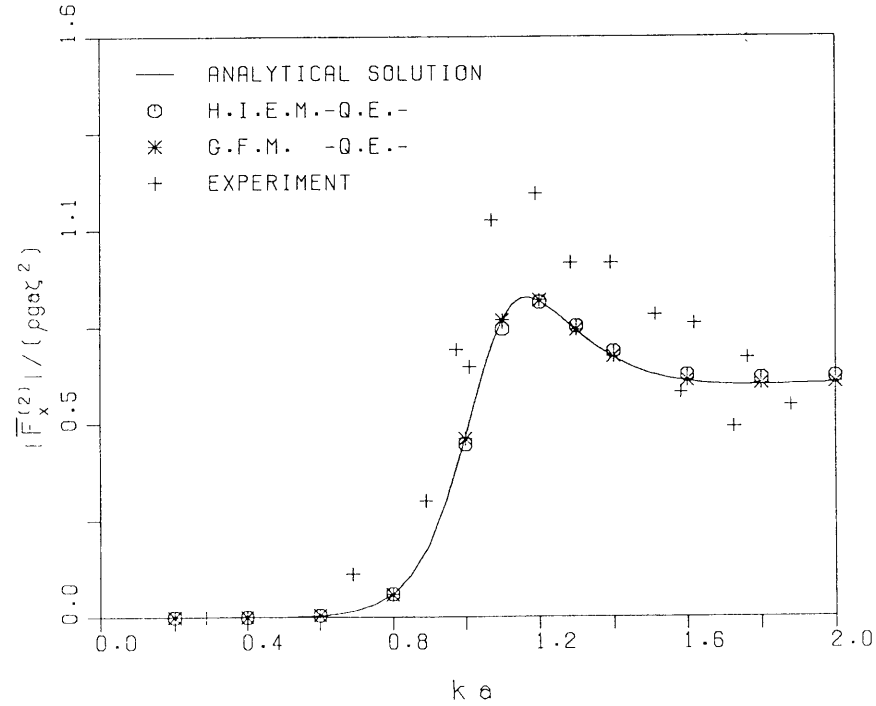


(d) 運動応答

図 4.10　1 次流体力および運動応答（一定要素と 2 次要素の比較）



(a) 固定状態の場合



(b) 浮遊状態の場合

図 4.11　サージ定常波漂流力

4.4 円筒形浮体

4.4.1 半解析解との比較

Garrett[26] によって半解析解が得られている円筒形浮体を対象に，H.I.E.M. に一定要素および２次要素を用いた場合の数値結果の精度の比較を行う。外部ポテンシャルの級数展開の採用項数が解の精度に及ぼす影響についても検討する。

解析対象とした円筒形浮体は半径 a，没水深 $D = 0.5a$，水深 $h = 0.75a$ で，図 4.12 に仮想円筒面の半径を $r_0 = 1.25a$ とした場合の要素分割図を，表 4.4 に全体の 1/4 部分の要素数と節点数を示す。

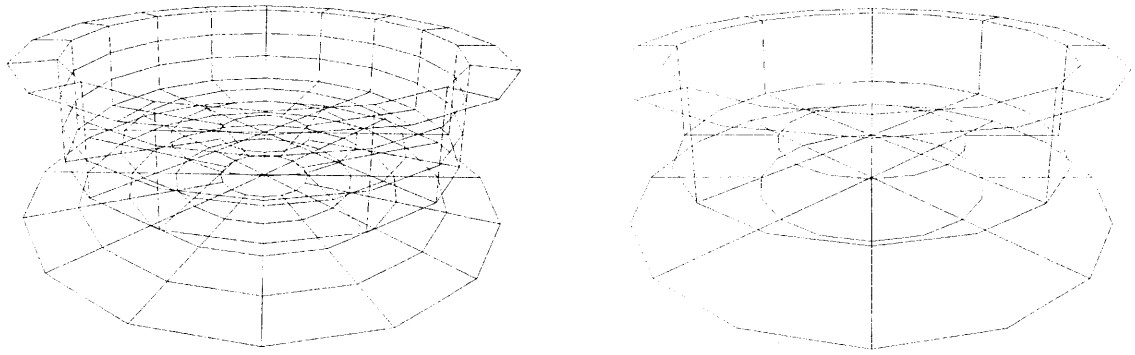
表 4.5 は，外部ポテンシャルの級数展開項$\tilde{N}$，$\tilde{M}$の変化と仮想円筒面の半径の変化によるピッチ波浪強制モーメントの値の変化を示す。この結果は，解の精度が外部ポテンシャルの採用項数や仮想円筒面の半径には影響されなく，$\tilde{N} = 5$，$\tilde{M} = 9$，$r_0 = 1.2$ 程度の値で十分な精度が得られることを示している。

図 4.13 は，H.I.E.M. に C.E. および Q.E. を用いた数値結果を Garrett の半解析解 [26] と比較したものである。図中には，Yuen & Chau [112] による一定要素を用いた H.I.E.M. の数値結果も図示してある。

一定要素を用いた場合，Yuen & Chau の数値結果よりも著者の結果の方が，半解析解に近づいていることがわかる。これは，著者の H.I.E.M. では，フーリエ級数展開した基本解を用いることによって仮想円筒面上の連続条件を満たしているのに対して，Yuen & Chau では，仮想円筒面上の要素の中心点上でのみ離散的に連続条件を満たしていることによるものである。また，一定要素と２次要素の数値結果では，節点数が同数であるにもかかわらず，２次要素の方が半解析解に近い値を示していることから，H.I.E.M. に２次要素を用いた方が解の精度が上がることが分かる。

表 4.4 要素数および節点数（全体の 1/4 部分）

解析法	要素	要素数			節点数		
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T
H.I.E.M.	C.E.	26	18	4	48	15	63
	Q.E.	5	3	2	48	15	63



(a) 一定要素　　(b) 2次要素

図 4.12　要素分割図（H.I.E.M.）

表 4.5　$\widetilde{N}$，$\widetilde{M}$，r_0の変化による1次波浪強制モーメントの比較

要素	$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0/a	ka		
				0.5	1.0	2.0
C.E.	5	4	2.0	0.2353	0.3188	0.2096
	5	4	1.5	0.2389	0.3297	0.2104
	5	4	1.25	0.2417	0.3265	0.2063
	5	9	1.25	0.2398	0.3303	0.2039
	7	9	1.25	0.2398	0.3303	0.2039
Q.E.	5	4	2.0	0.2604	0.3525	0.2213
	5	4	1.5	0.2606	0.3513	0.2215
	5	4	1.25	0.2607	0.3506	0.2278
	5	9	1.25	0.2606	0.3509	0.2222
	7	9	1.25	0.2606	0.3509	0.2221

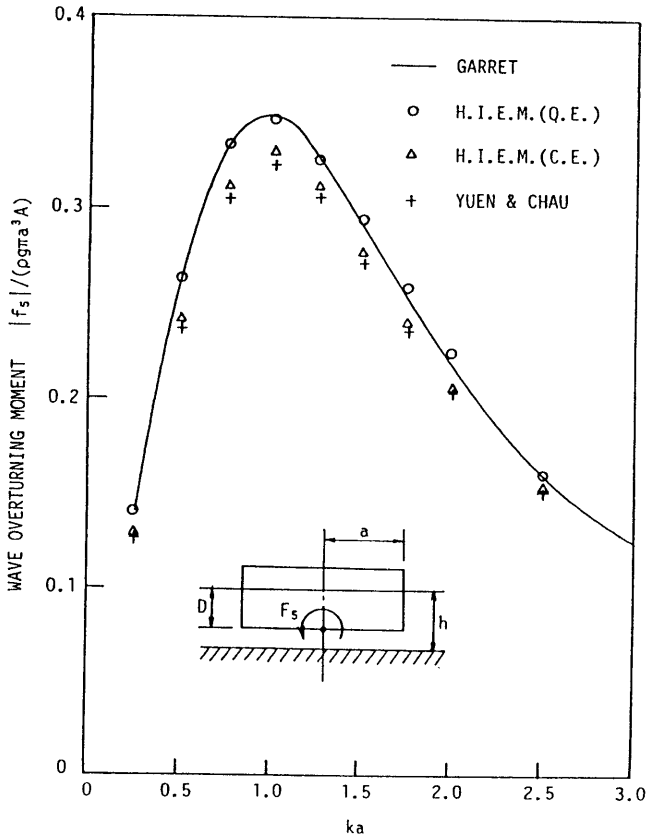
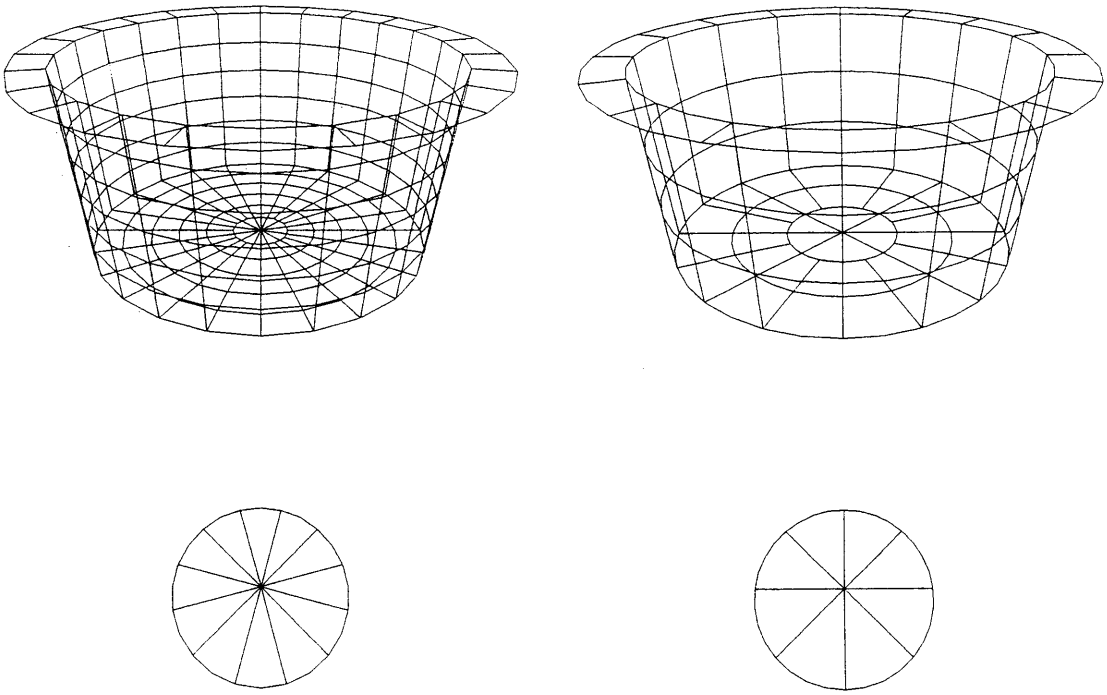


図 4.13　1 次波浪強制ピッチモーメント

4.4.2　実験結果との比較

H.I.E.M. の妥当性を実験結果と比較して検証するために，直径 $a = 15cm$ のアクリル製円筒形浮体模型に働く 1 次波浪強制力の計測実験を行った。実験に用いた水槽は，名古屋大学の 2 次元造波水槽で全長 15m, 幅 2m のフラップ型の造波装置を有している。計測時の水深は 1m で，喫水深を $D = a$ と $D = 1.67a$ に変化させた場合のサージ，ヒーブおよびピッチの 1 次波浪強制力を 3 分力計（定格出力：5.0kgf（サージ，ヒーブ），2.0kgf · m（ピッチ））により計測した。H.I.E.M. に用いた要素分割図を図 4.14 に示し，全体の 1/4 の要素数と節点数を表 4.6.1 および表 4.6.2 に表す。

図 4.15 は喫水深を $D = a$ とした場合の，図 4.16 は喫水深を $D = 1.67a$ とした場合の 1 次波浪強制力を示す。ただし，ピッチ回転中心は，自由表面にとってある。H.I.E.M. による数値結果は実験値とよく一致している。



(a) 一定要素　　(b) 2次要素

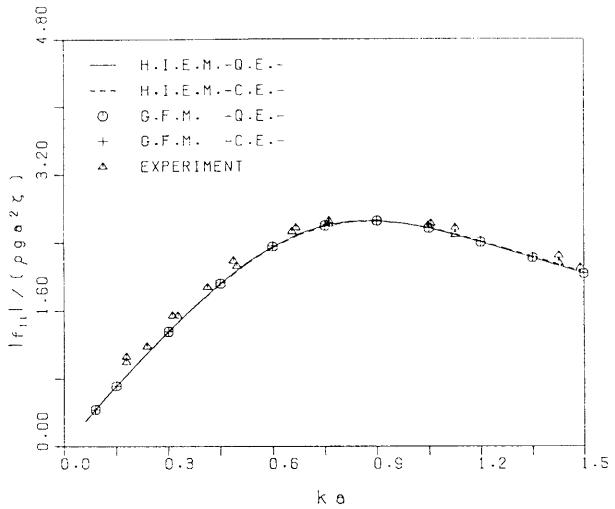
図 4.14 要素分割図 (H.I.E.M.)

表 4.6.1 要素数・節点数（全体の 1/4 部分，D=a の場合）

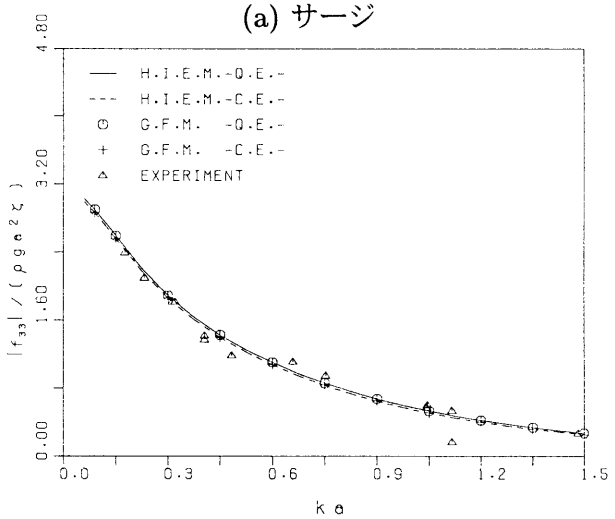
解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	69	3	6	78	30	108	5	9	1.2
	Q.E.	22	2	4	110	30	140	5	9	1.2
G.F.M.	C.E.	69			69		69			
	Q.E.	22			83		83			

表 4.6.2 要素数・節点数（全体の 1/4 部分，D=1.67a の場合）

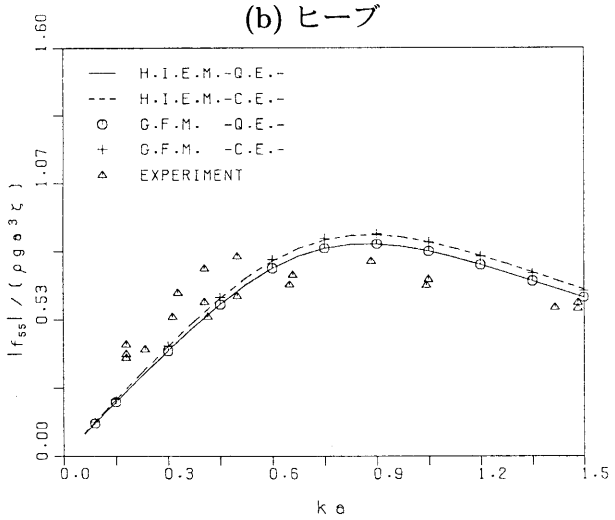
解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	93	3	6	102	30	132	5	9	1.2
	Q.E.	30	2	4	138	30	168	5	9	1.2
G.F.M.	C.E.	93			93		93			
	Q.E.	30			128		128			



(a) サージ

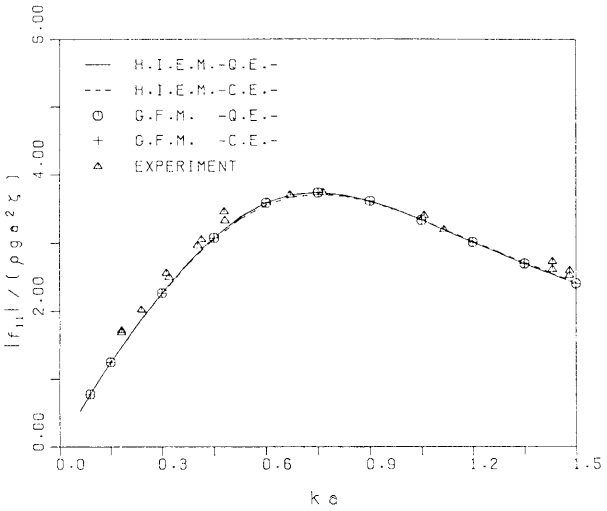


(b) ヒーブ

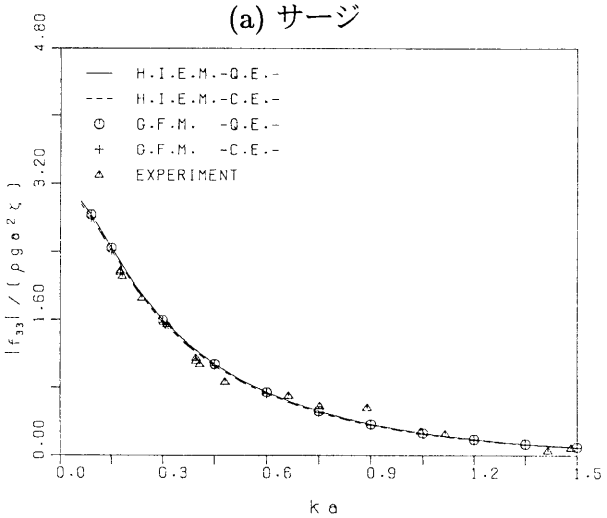


(c) ピッチ

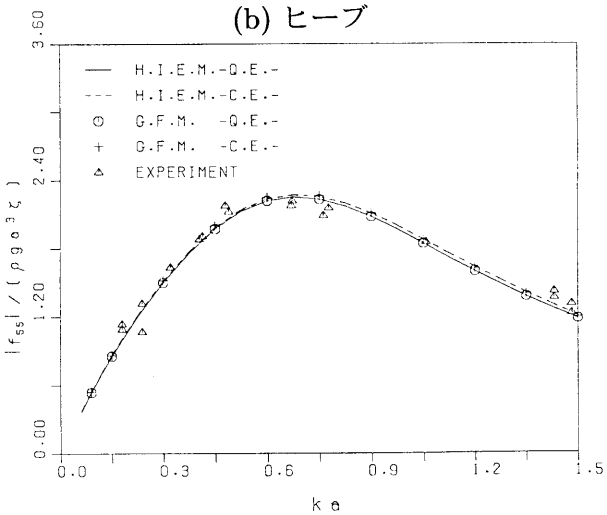
図 4.15 1 次波浪強制力（D=a の場合）



(a) サージ



(b) ヒーブ



(c) ピッチ

図 4.16 1 次波浪強制力（D=1.67a の場合）

4.5 緩係留式箱型構造物

4.5.1 概要

緩係留式箱型構造物は，海上ホテル，作業用クレーン，防波堤および海上空港等の浮体構造物として広く用いられているものである。この形状の構造物は，カテナリー係留されているので，水平モードにおいては一般的に動揺の復元力は小さく，固有周期は波周期に比べて非常に長い。他方，垂直モードにおいては，浮体に作用する復元力は大きくなるので，固有周期は水平モードの場合に比較して短くなり，波周期と同調する可能性がある。

4.5.2 形状および要素分割

解析対象とした構造物は，Newman[78] が実験に用いた形状を実機スケールに換算したものである。その形状を図 4.17 に，主要目を表 4.7 に示す。表 4.8 は，H.I.E.M. および G.F.M. に一定要素および 2 次要素を用いた場合の要素数および節点数を，図 4.18 は，要素分割図をそれぞれ表している。

4.5.3 1 次流体力および運動応答

図 4.19 は 1 次波浪強制力の数値結果を実験値 [78] と比較したものである。図中のαは入射波の角度（$\alpha = 0^o$が向かい波，$\alpha = 90^o$が横波に対応）を示す。一定要素を用いた場合も 2 次要素を用いた場合も H.I.E.M. および G.F.M. の数値結果には顕著な差異は見られない。

一定要素と 2 次要素による数値結果を比較すると，高い振動数においてこれらの数値結果に差異が生じている。これは，一定要素の要素分割が粗いために生じたものと思われる。その影響は，$\alpha = 90^o$の場合のロールに顕著に現れている。

数値結果と実験値とは概ねよい一致を示している。

図 4.20 に運動応答の数値結果を示す。解析法による差異や一定要素と 2 次要素の差異は，いずれも顕著には見られない。

数値結果と実験値を比較すると，スウェイ・モードを除いてよい一致を示している。$\alpha = 90^o$の場合のロール・モードにおいて$\omega\sqrt{L/g} = 2.05$ で値が卓越しているのは，この振動数が浮体のロールの固有振動数と一致しているためである。

以上のように，一定要素の場合には，高い振動数のところで解が乱れることから，要素の分割をさらに細かくする必要がある。2 次要素の場合には，この程度の要素分割で十分な解の精度が得られる。数値結果は実験値ともよく一致していることから解析法の妥当性を確認することができる。

4.5.4 定常波漂流力

図 4.21～図 4.24 にサージおよびスウェイ定常波漂流力の数値結果を示し，Pinkster[90] による実験値と比較する。2 次要素を用いた H.I.E.M. と G.F.M. による数値結果は一致している。これらの数値結果は，実験値 [90] ともよい相関を示している。

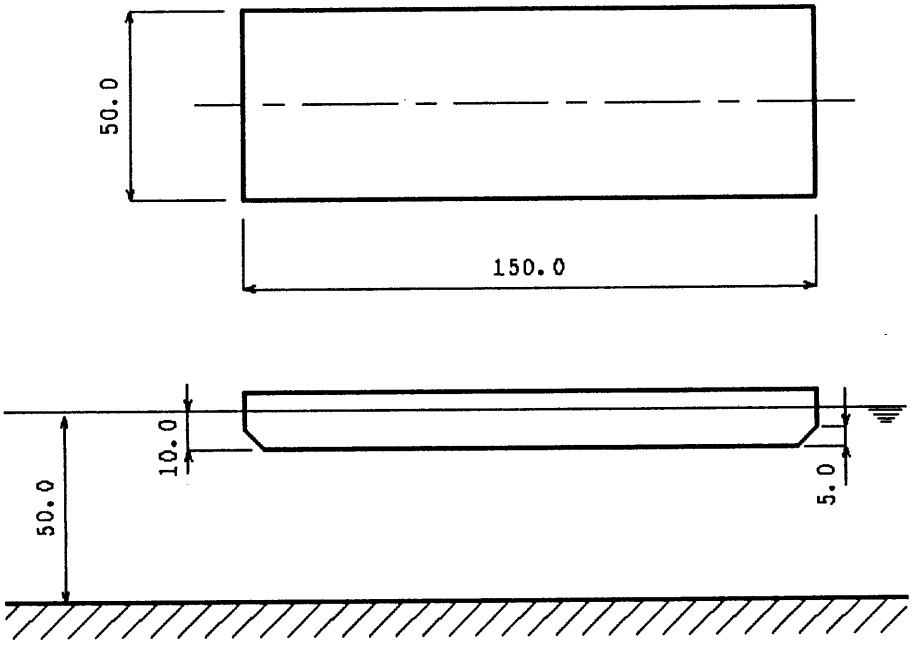


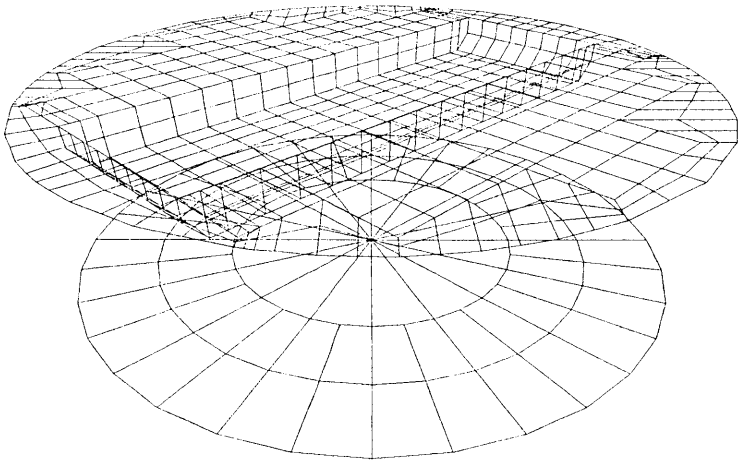
図 4.17 緩係留式箱型構造物の形状（単位 m）

表 4.7　緩係留式箱型構造物の主要目

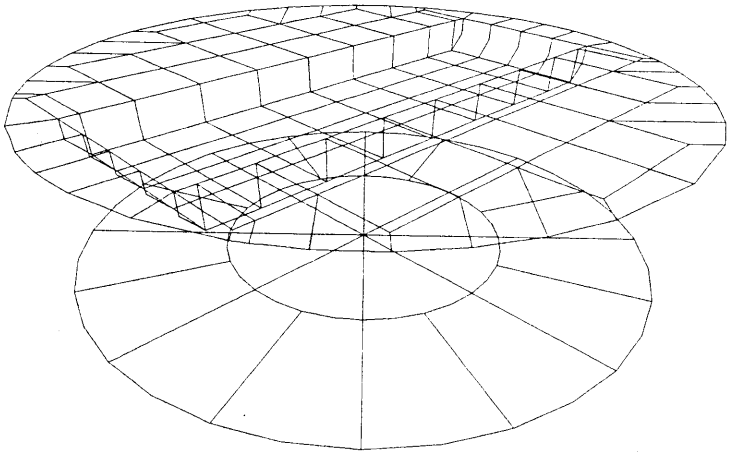
名　　称	記号	単位	値
長さ	L	m	150.0
幅	B	m	50.0
喫水深	D	m	10.0
排水量	∇	m^3	73,750
物体底面から重心までの距離	$\overline{KG}$	m	10.0
メタセンタの高さ	$\overline{GM}$	m	16.23
ロールの慣性モーメント	I_x	m^5	43.19×10^6
ピッチの慣性モーメント	I_y	m^5	112.17×10^6
ヒーブの固有周期	T_z	sec	10.0
ロールの固有周期	T_ϕ	sec	12.1
ピッチの固有周期	T_θ	sec	9.4
水深	h	m	50.0

表 4.8　要素数および節点数（全体の 1/4 部分）

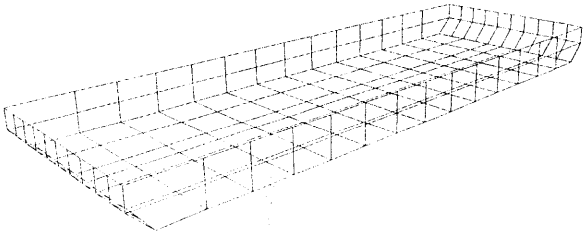
解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	45	3	51	99	30	129	5	9	1.2
	Q.E.	15	6	19	154	30	184	5	9	1.2
G.F.M.	C.E.	45			45		45			
	Q.E.	15			57		57			



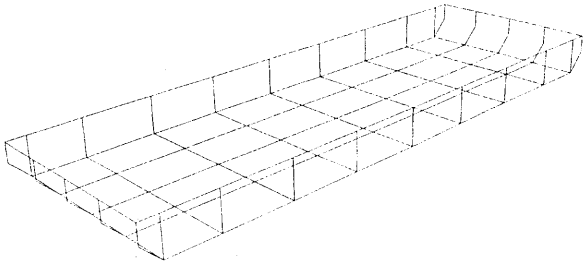
(a) 一定要素 (H.I.E.M.)



(b) 2 次要素 (H.I.E.M.)

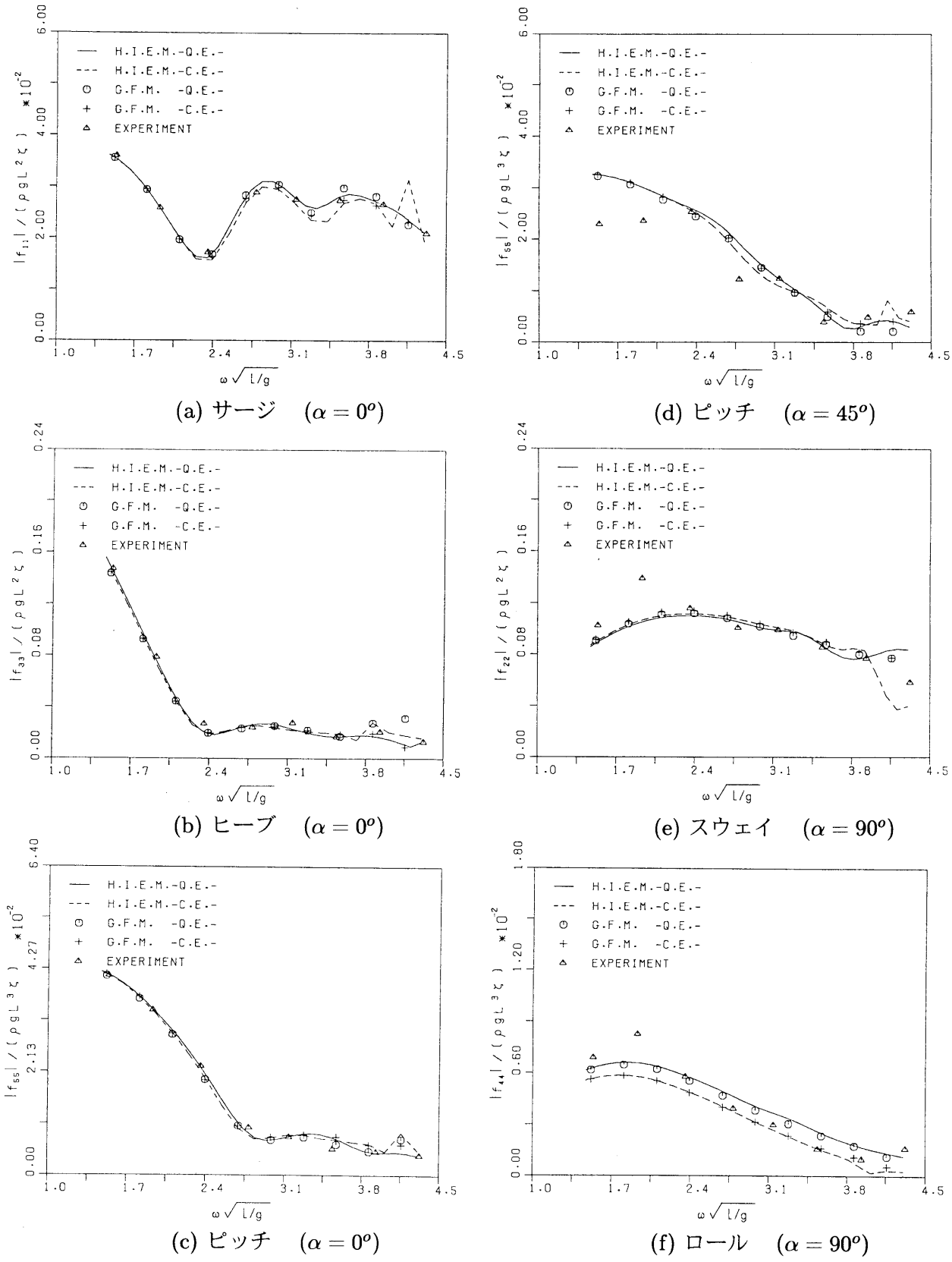


(c) 一定要素 (G.F.M.)



(d) 2 次要素 (G.F.M.)

図 4.18　要素分割図



(a) サージ　($\alpha = 0^o$)

(d) ピッチ　($\alpha = 45^o$)

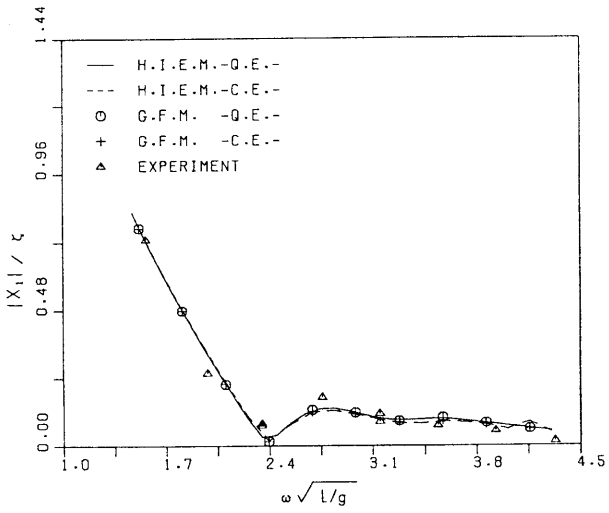
(b) ヒーブ　($\alpha = 0^o$)

(e) スウェイ　($\alpha = 90^o$)

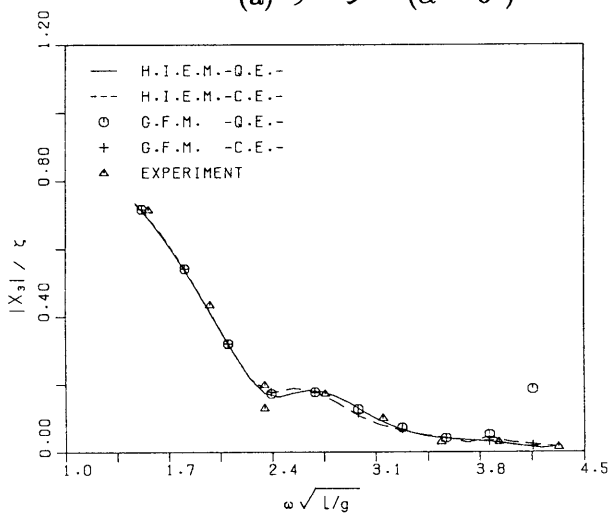
(c) ピッチ　($\alpha = 0^o$)

(f) ロール　($\alpha = 90^o$)

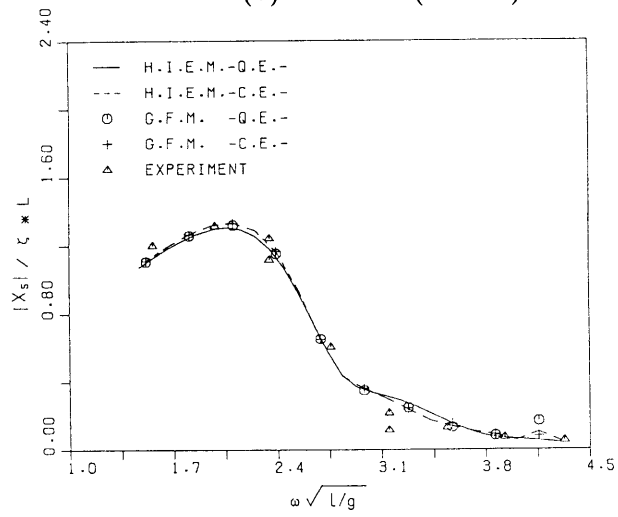
図 4.19　1 次波浪強制力



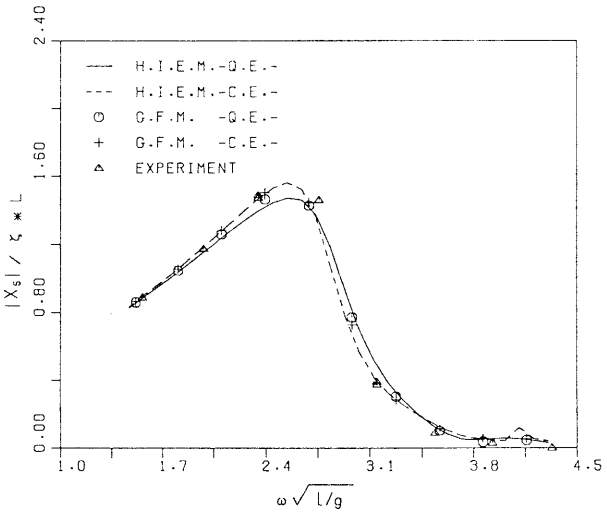
(a) サージ　($\alpha = 0^o$)



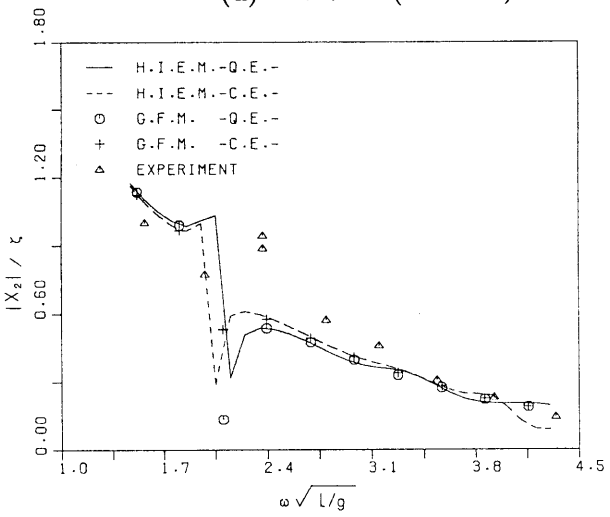
(b) ヒーブ　($\alpha = 0^o$)



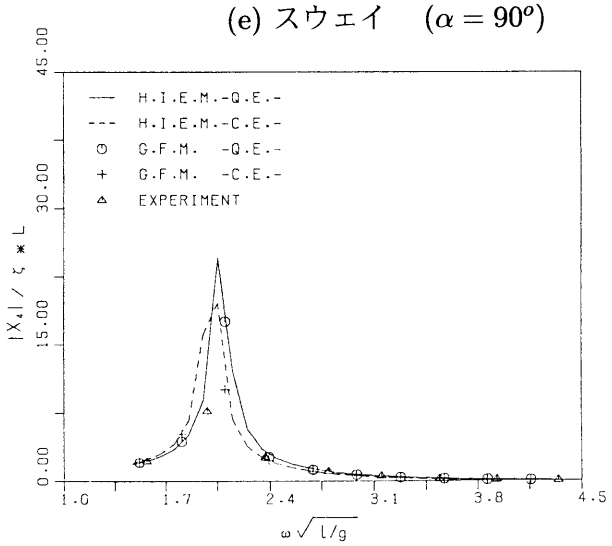
(c) ピッチ　($\alpha = 0^o$)



(d) ピッチ　($\alpha = 45^o$)



(e) スウェイ　($\alpha = 90^o$)



(f) ロール　($\alpha = 90^o$)

図 4.20　運動応答

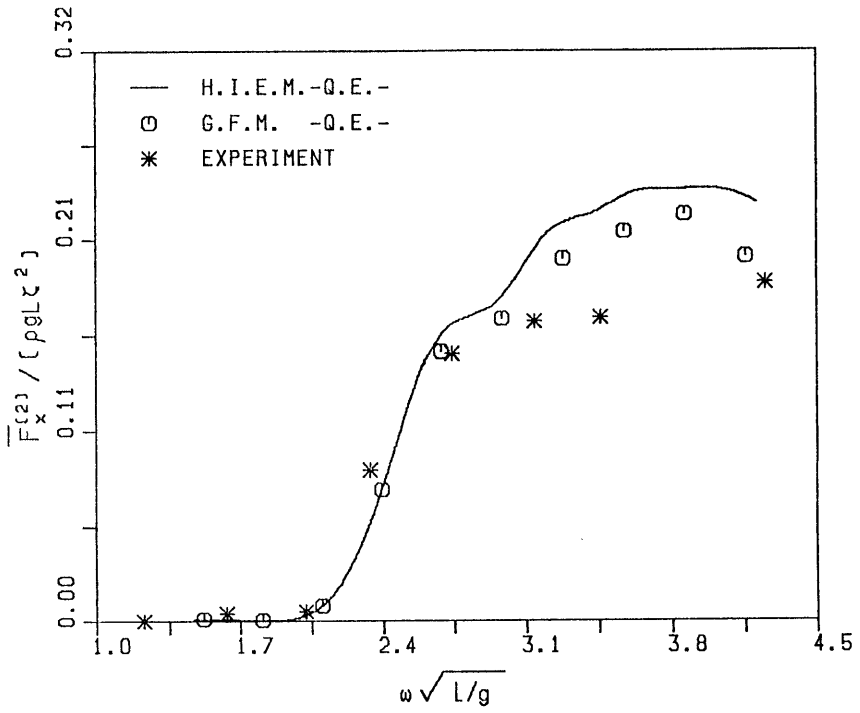


図 4.21　サージ定常波漂流力 ($\alpha = 0^o$)

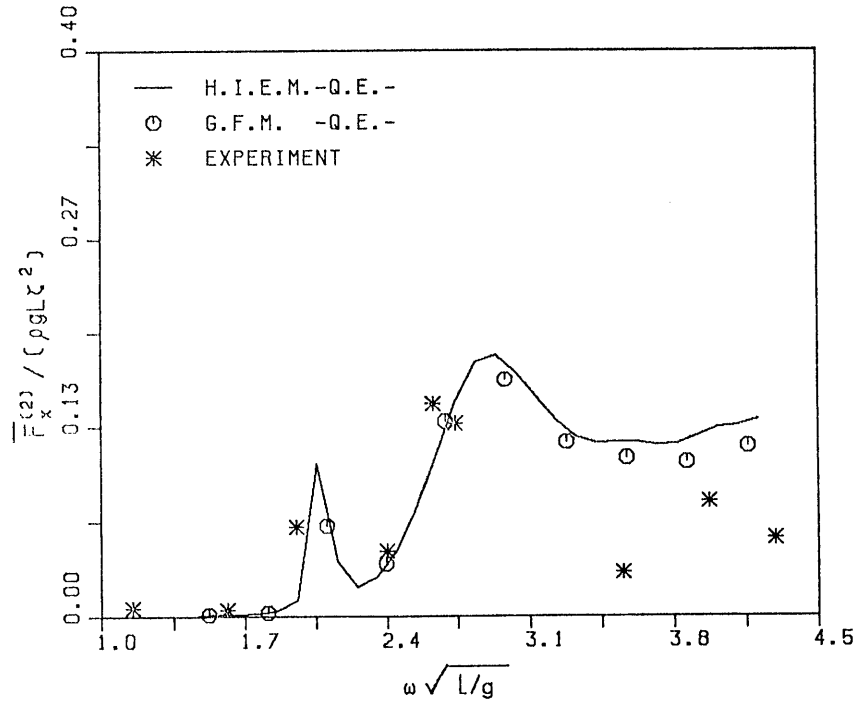


図 4.22　サージ定常波漂流力 ($\alpha = 45^o$)

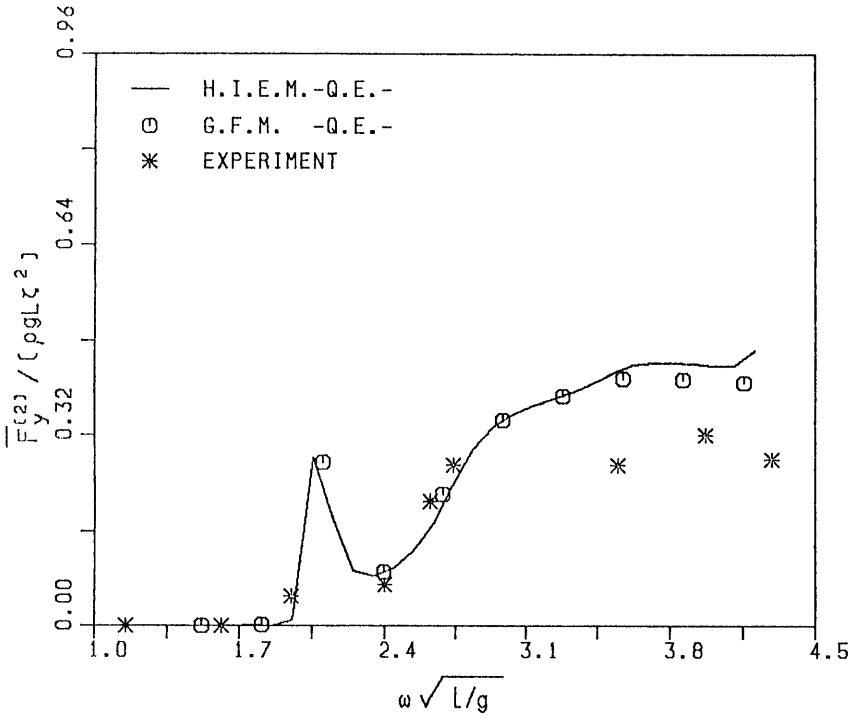


図 4.23　スウェイ定常波漂流力 ($\alpha = 45^o$)

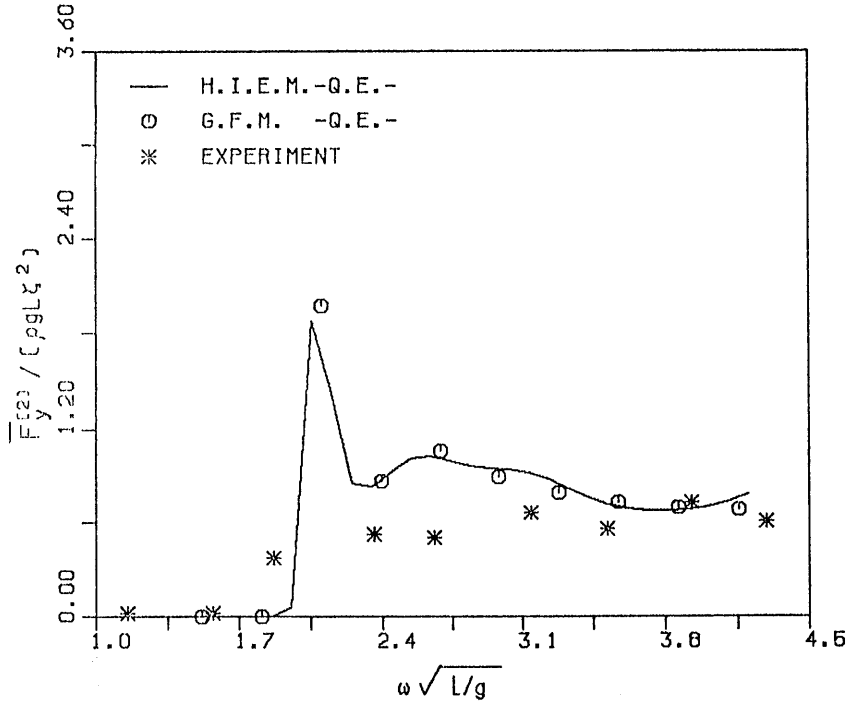


図 4.24　スウェイ定常波漂流力 ($\alpha = 90^o$)

4.6 緩係留式半潜水型構造物

4.6.1 概要

緩係留された構造物の水平動揺に対する復元力は小さいので，固有周期は波周期に比べて非常に長いものとなる。これに対して垂直動揺では，浮体が復元力を有するので復元力は大きくなり，固有周期は水平モードに比べて短くなるが，水線面積の小さい半潜水型構造物の場合は，ヒーブで T=20～25sec，ロール，ピッチで T=40～50sec 程度となり，通常起こりうる波周期範囲から離れているために，箱型構造物に比べて応答は小さくなる。また，浮力部を水面下に深く潜水させているため，波浪外力が軽減できる。さらに，特定の周波数において，ロワーハルの上下面に働く波圧の合力が打ち消し合って，ヒーブ方向の波浪外力が零になる，いわゆる波無し周波数が存在する。この特徴を利用することによって，環境条件に応じた動揺を最小にする設計が可能である。

第 17 回 ITTC 海洋工学委員会が行った緩係留式半潜水型構造物の規則波中運動の比較計算の報告 [96] によると，サージおよびスウェイ運動については，計算値と実験値との間にほぼ良い一致が得られているが，他のモードの運動については，計算値間のばらつきおよび計算値との差異が観察される。特に一定要素を用いた G.F.M. によるヒーブモードの固有周期およびその近傍での運動応答の計算値が実験値と著しく異なることが問題点として指摘されている。

そこで，本節では，ITTC が比較計算に用いた 8 コラム 2 ロワーハルの緩係留式半潜水型構造物を解析対象とし，提案した H.I.E.M. の妥当性を検討する。

4.6.2 形状および要素分割

図 4.25 および表 4.9 に，構造物の形状および主要目を示す。また，表 4.10 に一定要素および 2 次要素を用いた場合の要素数および節点数を，図 4.26 および図 4.27 に H.I.E.M. および G.F.M. における一定要素および 2 次要素による要素分割図をそれぞれ示す。

4.6.3 1 次流体力および運動応答

図 4.28 はサージ，ヒーブおよびピッチの 1 次波浪強制力を示す。一定要素と 2 次要素の差異は，水平モード（サージ，スウェイ）よりも上下モード（ヒーブ）および回転モード（ピッチ，ロール，ヨー）に大きく生じている。特にこの傾向は，図 4.29 に示す付加質量および付加減衰の結果に顕著に現れている。図 4.30 に運動応答の計算結果を実験値 [96] と比較したものを示す。これらの結果においても，2 次要素を用いた H.I.E.M. の結果が一定要素を用いた H.I.E.M. や G.F.M. の数値結果に比べてより実験値に近い結果を与えているのが観察される。特に，ヒーブ，ロールおよびヨーの運動応答にその傾向は現れている。

図 4.31 にヒーブの付加質量係数の数値結果を実験同調周期から推定した値（△印）と比較して示す。G.F.M. および H.I.E.M. に一定要素を用いた場合の数値結果が実験値をかなり上回る結果

を与えているのに対して，2 次要素を用いた場合の数値結果では実験値にかなり接近した値が得られている。図 4.32 は，ヒーブの運動応答の数値結果と実験値を比較したものである。特に，付加質量係数の結果を反映して，ヒーブの運動応答においてもこの傾向がはっきり現れている。

これらの結果から，H.I.E.M. に 2 次要素を用いることによって，半潜水型構造物の波浪中運動の計算精度は著しく改善されることが明らかになった。

4.6.4 定常波漂流力

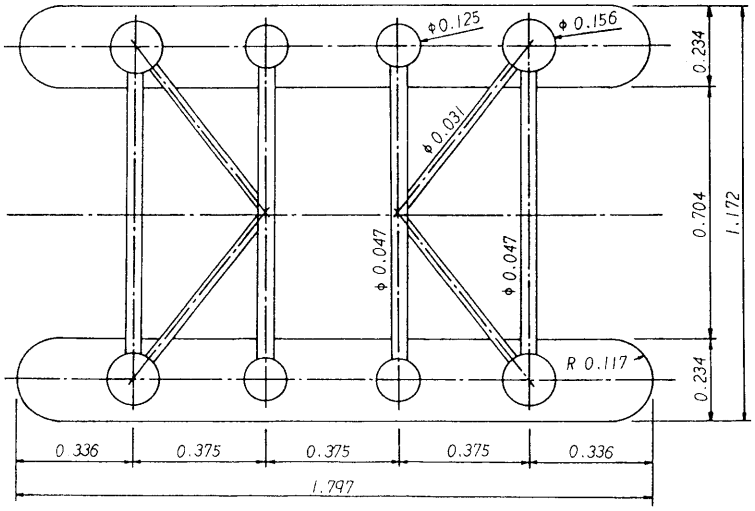
図 4.33 および図 4.34 に H.I.E.M. および G.F.M. に 2 次要素を用いた場合のサージおよびスウェイ定常波漂流力の数値結果を示す。なお，図 4.33 には東京大学 (UTK) および石川播磨重工業技術研究所 (IHI) による実験結果も比較のため図示してある [96]。サージおよびスウェイの数値結果はこれらの実験結果ともよい相関を示している。

表 4.9 緩係留式半潜水型構造物の主要目

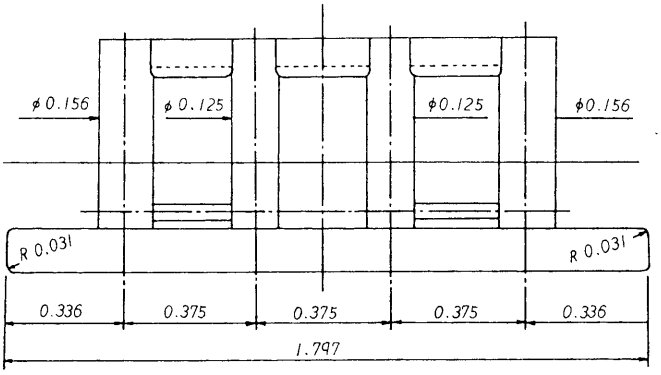
名　称	記号	単位	値
ロワーハルの長さ	L	m	1.797
幅	B	m	1.172
喫水深	D	m	0.313
排水量	∇	m^3	0.1303
物体底面から重心までの距離	$\overline{KG}$	m	0.273
横メタセンタの高さ	$\overline{GM}$	m	0.045
縦メタセンタの高さ	$\overline{GM}$	m	0.037
ロールの慣性モーメント	I_x	m^5	0.037
ピッチの慣性モーメント	I_y	m^5	0.040
ヨーの慣性モーメント	I_z	m^5	0.052
水深	h	m	3.0

表 4.10 要素数および節点数（全体の 1/4 部分）

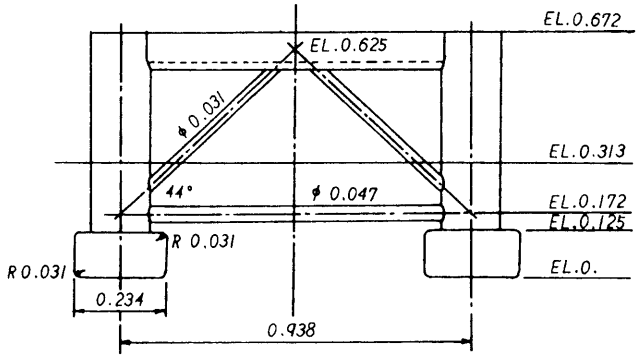
解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	148	9	128	285	30	315	5	9	1.2
	Q.E.	57	6	40	188	30	218	5	9	1.2
G.F.M.	C.E.	148			148		148			
	Q.E.	57			188		188			



(a) 平面図

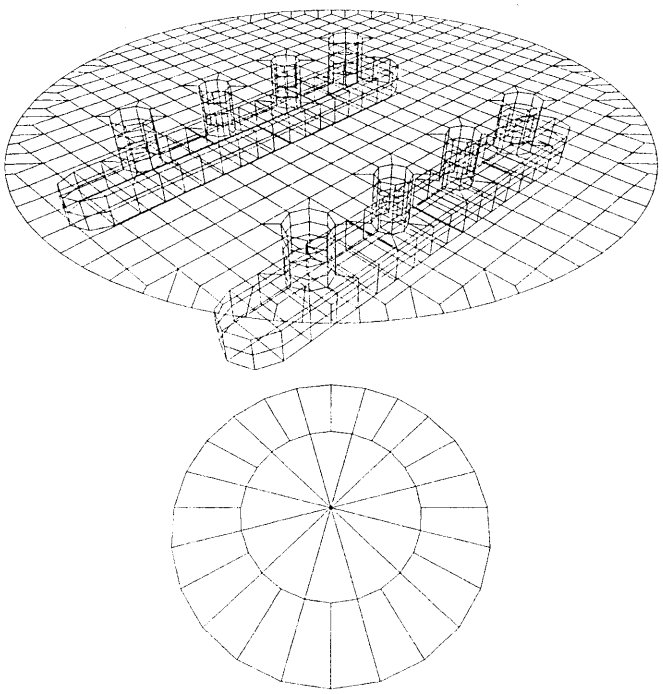


(b) 側面図

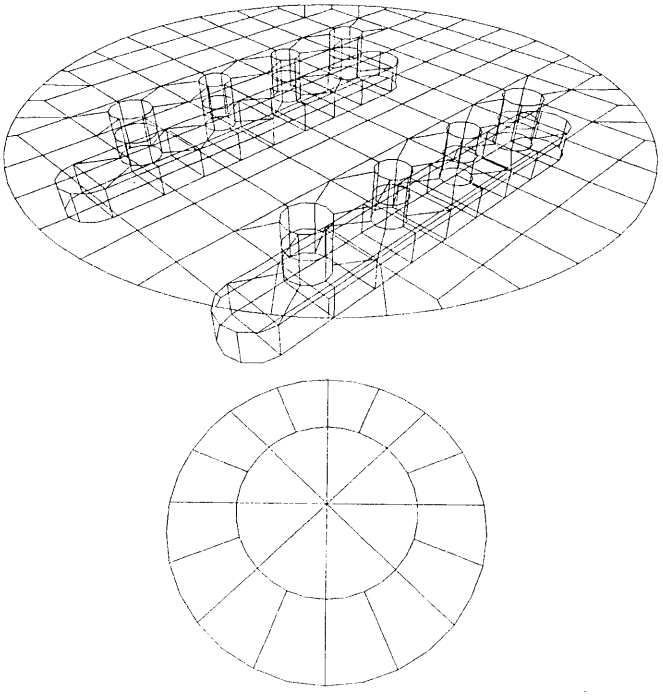


(b) 前方立面図

図 4.25　緩係留式半潜水型構造物の形状（単位 m）

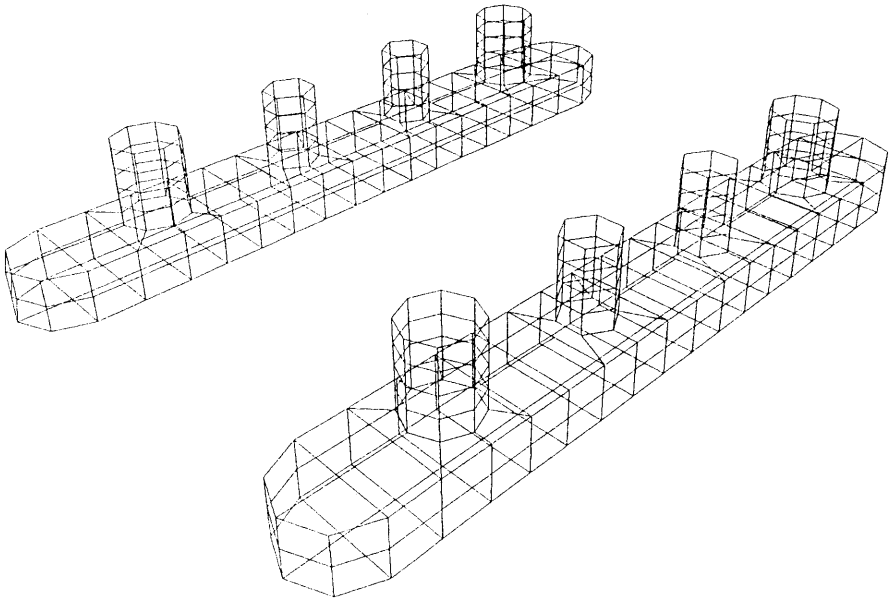


(a) 一定要素

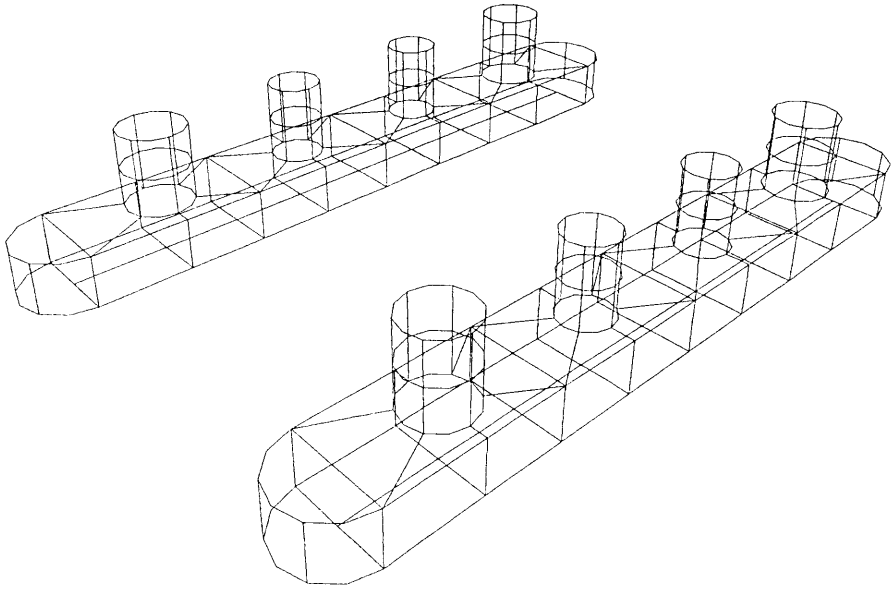


(b) 2 次要素

図 4.26　要素分割図 (H.I.E.M.)

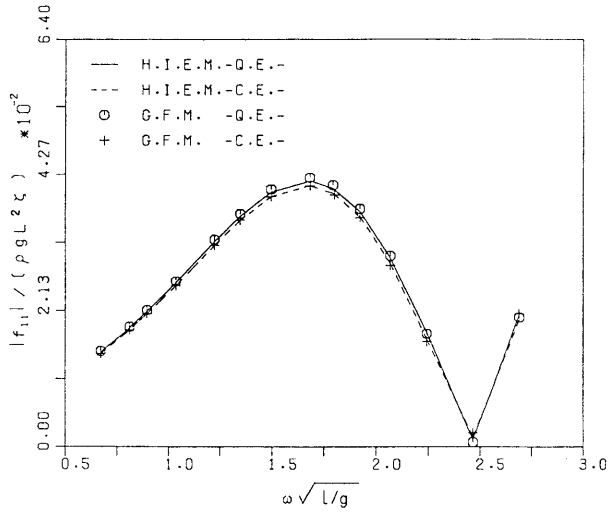


(a) 一定要素

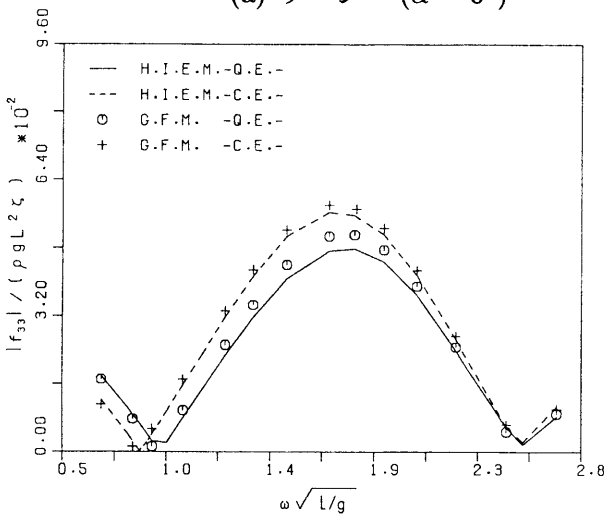


(b) 2次要素

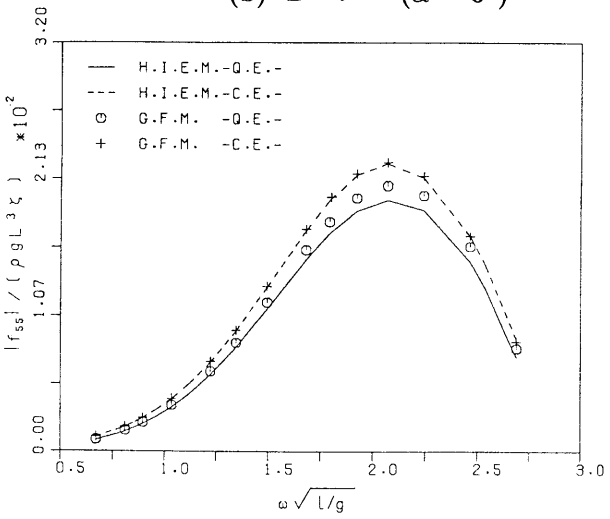
図 4.27　要素分割図 (G.F.M.)



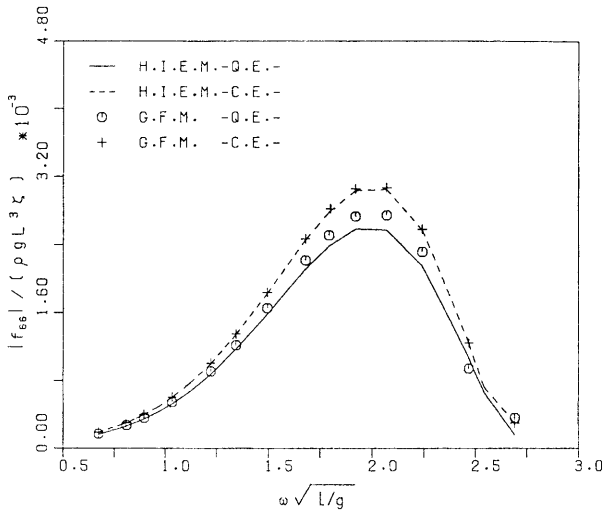
(a) サージ　($\alpha = 0^o$)



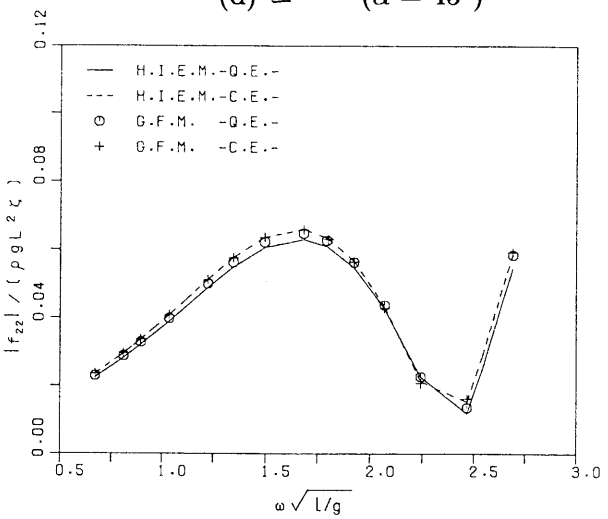
(b) ヒーブ　($\alpha = 0^o$)



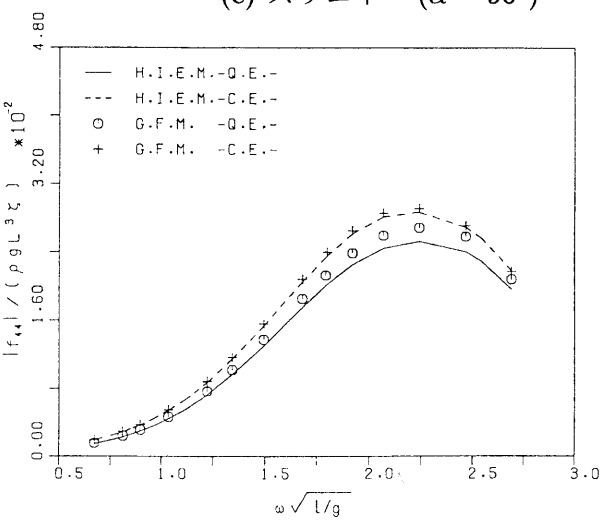
(c) ピッチ　($\alpha = 0^o$)



(d) ヨー　($\alpha = 45^o$)

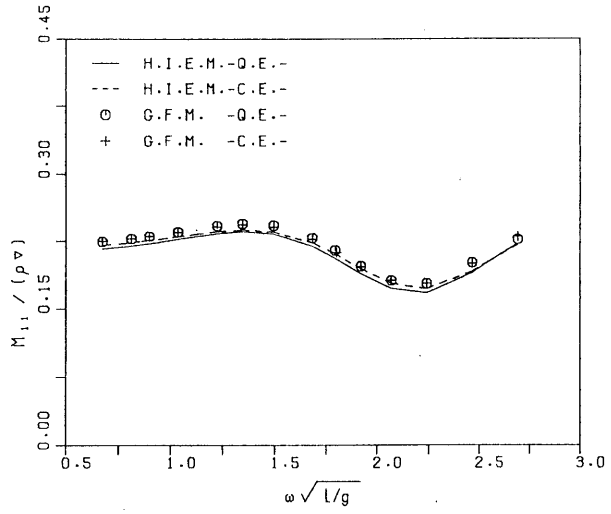


(e) スウェイ　($\alpha = 90^o$)

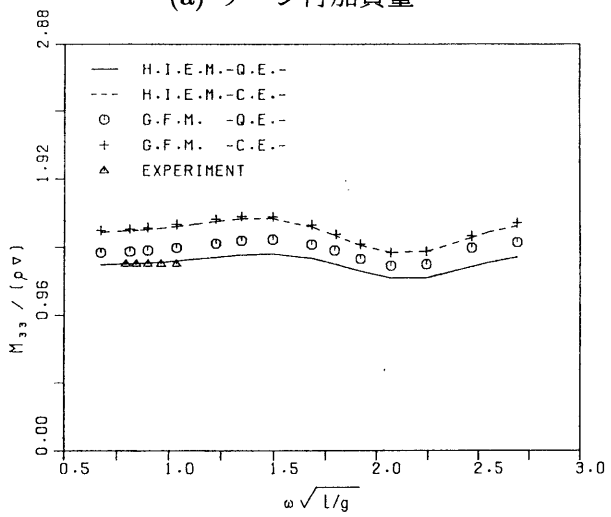


(f) ロール　($\alpha = 90^o$)

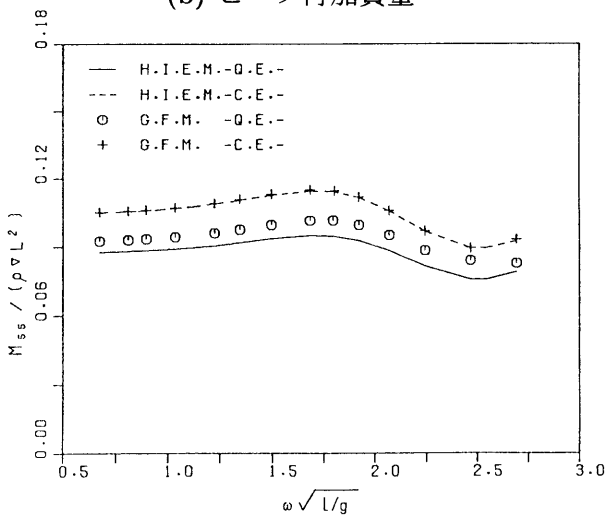
図 4.28　1 次波浪強制力



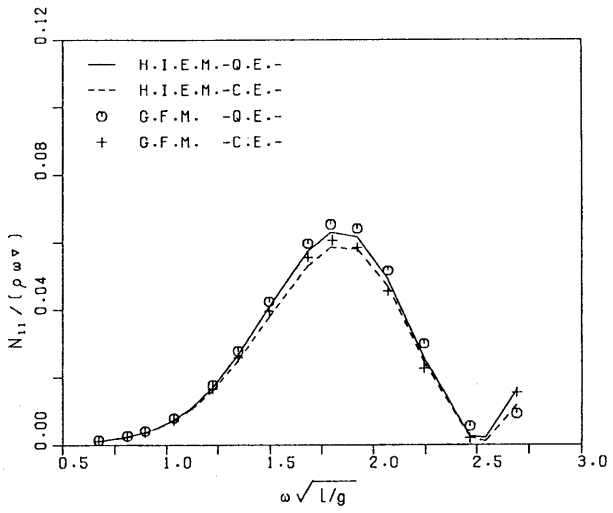
(a) サージ付加質量



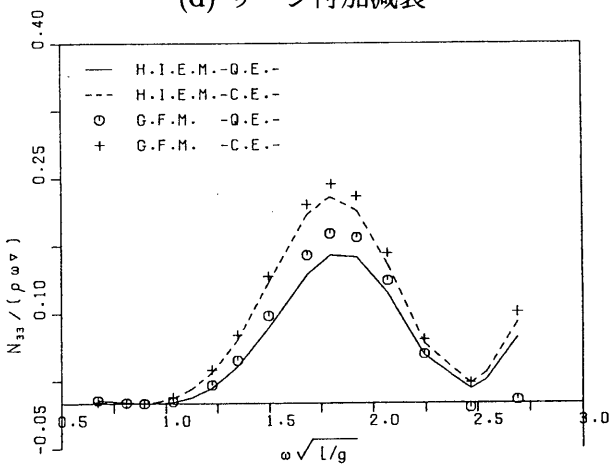
(b) ヒーブ付加質量



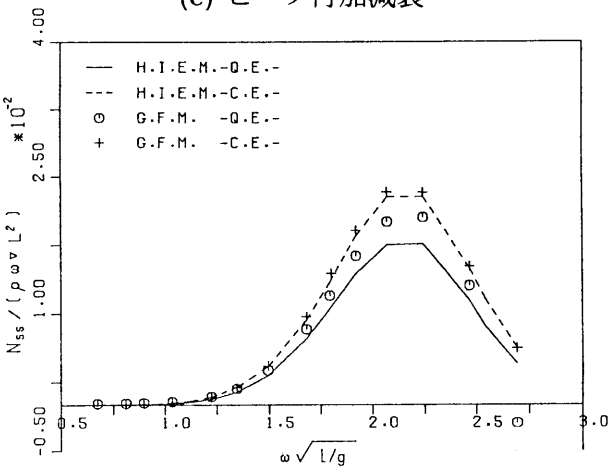
(c) ピッチ付加質量



(d) サージ付加減衰

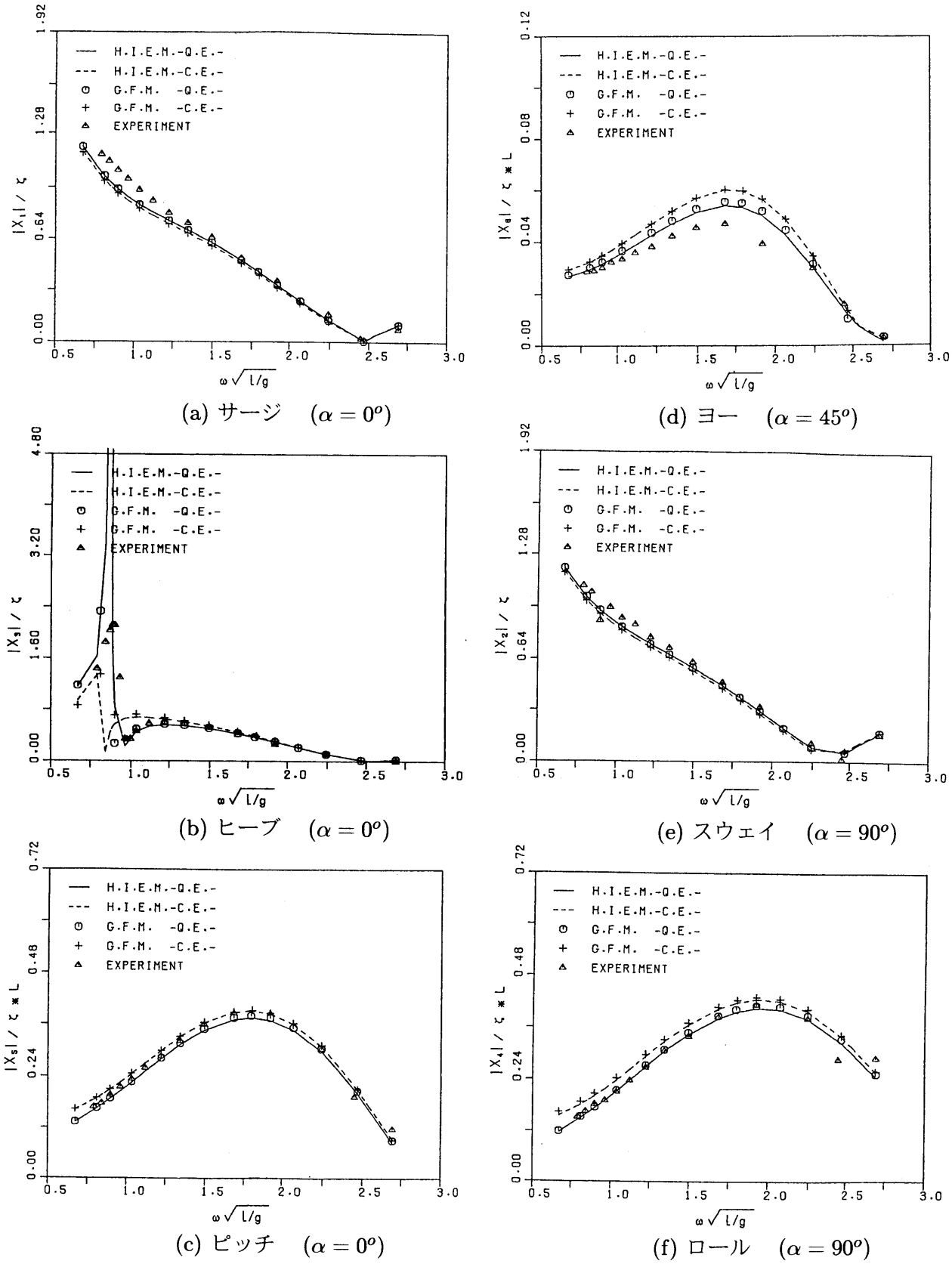


(e) ヒーブ付加減衰



(f) ピッチ付加減衰

図 4.29　付加質量および付加減衰係数



(a) サージ　($\alpha = 0^o$)

(d) ヨー　($\alpha = 45^o$)

(b) ヒーブ　($\alpha = 0^o$)

(e) スウェイ　($\alpha = 90^o$)

(c) ピッチ　($\alpha = 0^o$)

(f) ロール　($\alpha = 90^o$)

図 4.30　運動応答

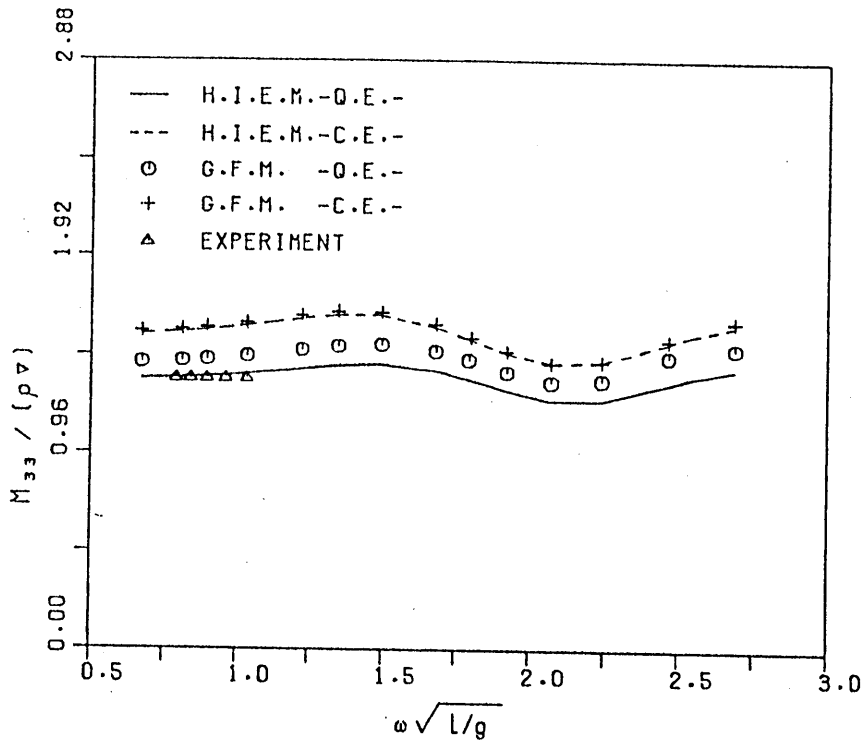


図 4.31　ヒーブの付加質量係数

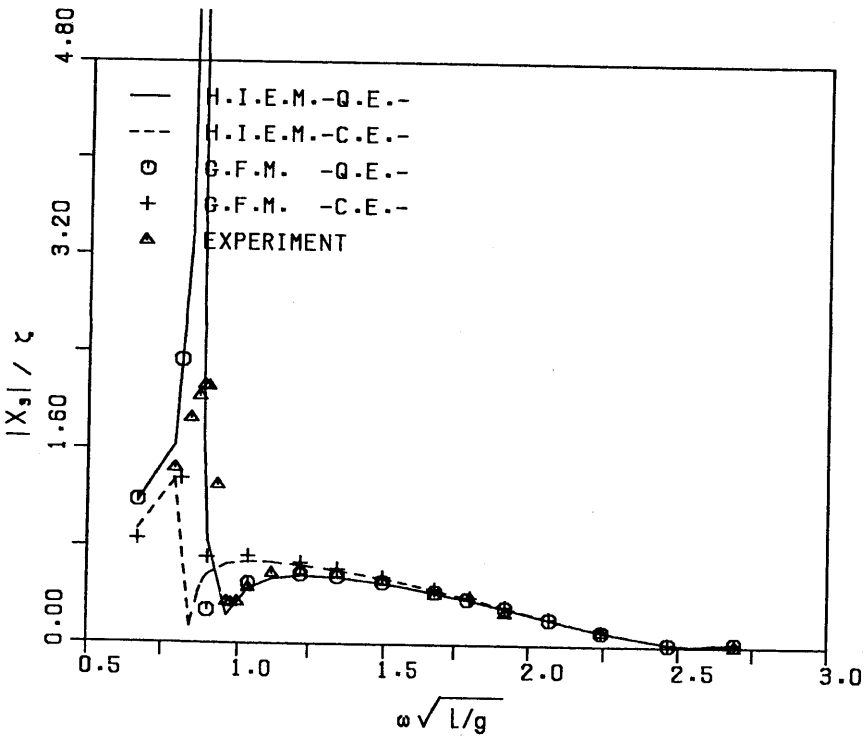


図 4.32　ヒーブの運動応答（$\alpha = 0^o$）

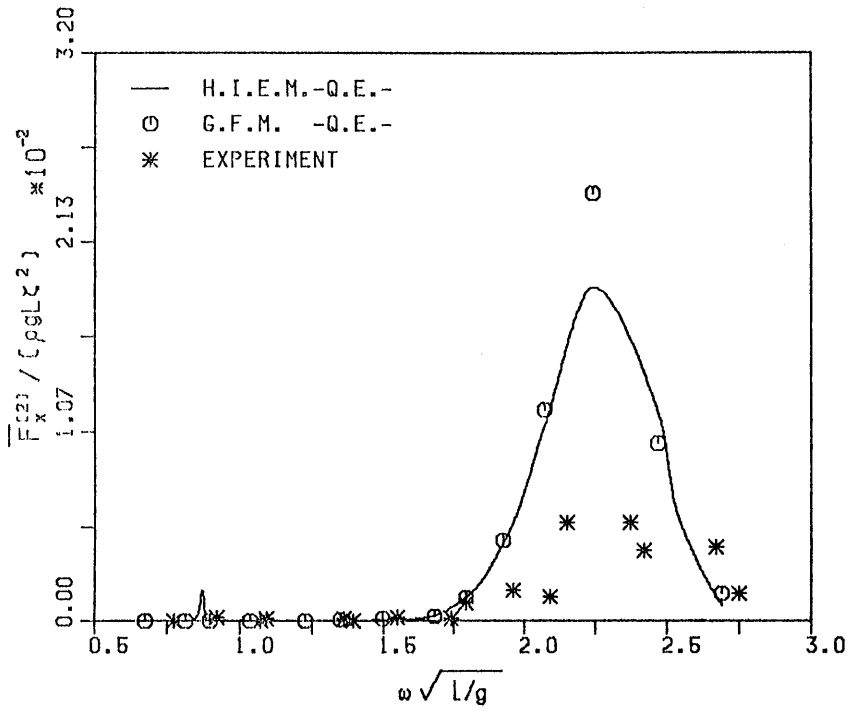


図 4.33　サージ定常波漂流力 ($\alpha = 0^o$)

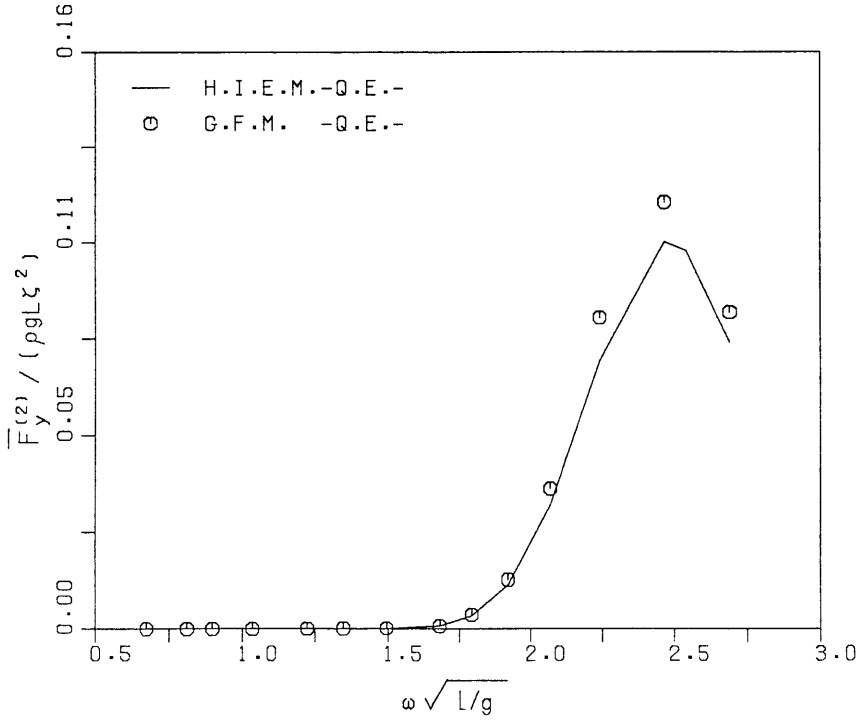


図 4.34　スウェイ定常波漂流力 ($\alpha = 90^o$)

4.7 緊張係留式半潜水型構造物

4.7.1 概要

緊張係留式半潜水型構造物は，半没水した円筒形コラムまたはポンツーンと海底地盤とを鋼管，ワイヤー等で緊張係留したものである。前節で述べた半潜水型構造物の動揺特性に加えて，垂直動揺が抑制されるため，緩係留式半潜水型構造物に比較して作業性および居住性に優れている。水深に関わらず設置可能なことから，今後の深海域向けの海洋構造物として有望視されている。

Eatock Taylar 等 [20] が，ISSC モデルの緊張係留式半潜水型構造物について，17 機関の提供プログラムにより 1 次流体力および運動応答を比較計算した結果，サージ，スウェイおよびヨー以外のモードの 1 次波浪強制力および運動応答の計算値では，著しいばらつきが見られた。特に一定要素を用いた G.F.M. によるヒーブ運動の固有周期およびその近傍での運動応答の計算値が実験値と著しく異なることが問題点として指摘された。

そこで，本節では，ISSC モデルの緊張係留式半潜水型構造物を解析対象とし，G.F.M. および H.I.E.M. による数値結果の比較を行った。さらに，これらの数値結果を，名古屋大学の 2 次元水槽で行われた 1/168.7 スケールのモデルによる計測実験の結果 [91] とも比較した。

4.7.2 形状および要素分割

構造物の形状を図 4.35 に，主要目を表 4.11 に示す。また，H.I.E.M. と G.F.M. における全体の 1/4 部分に対する要素数および節点数を表 4.12 に，一定要素および 2 次要素による要素分割図を図 4.36 および図 4.37 にそれぞれ示す。

4.7.3 1 次流体力および運動応答

$\alpha = 0^o$，45.0^oの場合の 1 次波浪強制力の数値結果を実験値と比較して図 4.38，4.39 に示す。水平モード（サージ）における一定要素と 2 次要素の数値結果はよい一致を示し，実験結果との比較においてもよい一致を示している。しかし，上下モード（ヒーブおよびピッチ）の一定要素と 2 次要素による数値結果には，相違が見られる。一定要素を用いた数値結果よりも 2 次要素を用いた数値結果の方が実験値により近い傾向を示している。

Eatock Taylar 等 [20] によると，17 機関のヒーブの付加質量の計算結果は，30200~34700 ton の範囲にあり，実験結果の 25040 ton よりも相当高い値を示していることを指摘している。これは，一定要素を用いた G.F.M. における離散化誤差のために生じているものであると分析される。図 4.40 は，各モードの付加質量係数および付加減衰係数の結果を示している。特に，ヒーブでは，一定要素による結果と 2 次要素による結果には，相当な差異を生じている。一定要素を用いた結果では付加質量は 31403 ton であるのに対して，2 次要素を用いた結果では 24673.8 ton となり，実験結果の 25040 ton に近い値を示している。

図 4.41 は，運動応答の数値結果を示す。水平モード（サージ）では，一定要素と 2 次要素の差異は認められないが，上下モード（ヒーブ）および回転モード（ピッチ）では，その差異は大きい。

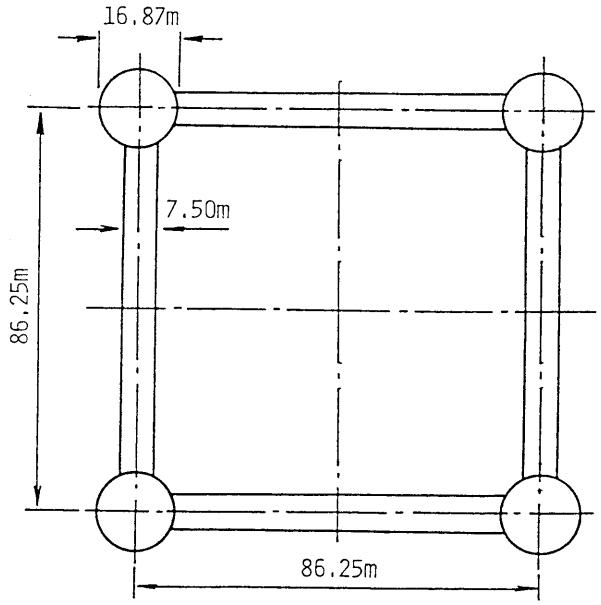
以上の結果から，全節点数が同数である場合，一定要素よりも 2 次要素を用いた方が実験値により近い値が得られ，ISSC モデルの比較計算で指摘された数値結果のばらつきも解消されることが明らかになった。

4.7.4 定常波漂流力

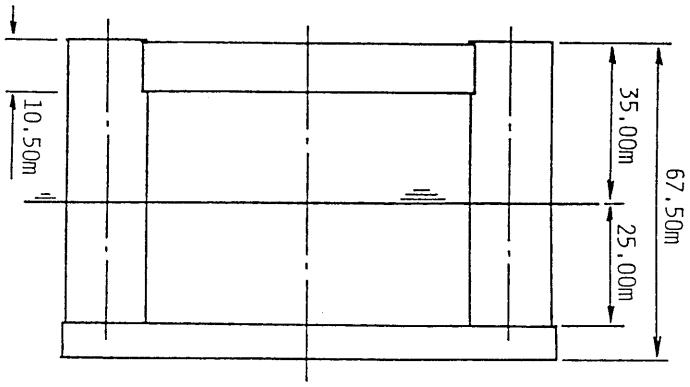
ISSC モデルの緊張係留式半潜水型構造物に作用する定常波漂流力を H.I.E.M. および G.F.M. に 2 次要素を用いて解析した。ISSC モデルの Pinkster の計算報告 [20] と比較するために，慣性モーメントは，$I_{xx} = I_{yy} = 8.4 \times 10^9 \mathrm{kg \cdot m^2}$，$I_{zz} = 10.0 \times 10^9 \mathrm{kg \cdot m^2}$，係留策の鉛直剛性は，$82.0 \times 10^3 \mathrm{KN/m}$，ロールおよびピッチの有効剛性は，$153 \times 10^6 \mathrm{KN \cdot m/rad}$ に変更して計算を行った。図 4.42 は，入射波の角度$\alpha = 0^o$の場合のサージ定常波漂流力を示し，図 4.43 は斜波中 ($\alpha = 45^o$) のスウェイ定常波漂流力を示す。いずれにおいても H.I.E.M. および G.F.M. による数値結果は，概ね一致する傾向を示している。

表 4.11 緊張係留式半潜水型構造物の主要目

名称	記号	単位	値
柱中心間距離	L	m	86.25
柱の直径	d	m	16.87
ポンツーンの幅	B	m	7.50
ポンツーンの高さ	H	m	10.50
喫水深	D	m	35.0
排水量	∇	$\mathrm{m^3}$	$54.5\mathrm{x}10^3$
係留策の引張力	T	ton	14.0×10^3
横メタセンタの高さ	$\overline{GM}$	m	6.0
ロールの慣性モーメント	I_x	$\mathrm{m^5}$	82.37×10^6
ピッチの慣性モーメント	I_y	$\mathrm{m^5}$	82.37×10^6
ヨーの慣性モーメント	I_z	$\mathrm{m^5}$	98.07×10^6
底面から重心までの距離	$\overline{KG}$	m	38.0
係留策の長さ	l	m	415.0
係留策の鉛直剛性	k_v	ton/m	0.82×10^3
ロールとピッチの有効剛性	$\mathrm{k_{x,y}}$	$\mathrm{ton \cdot m/rad}$	1.53×10^6
水深	h	m	450.0



(a) 平面図

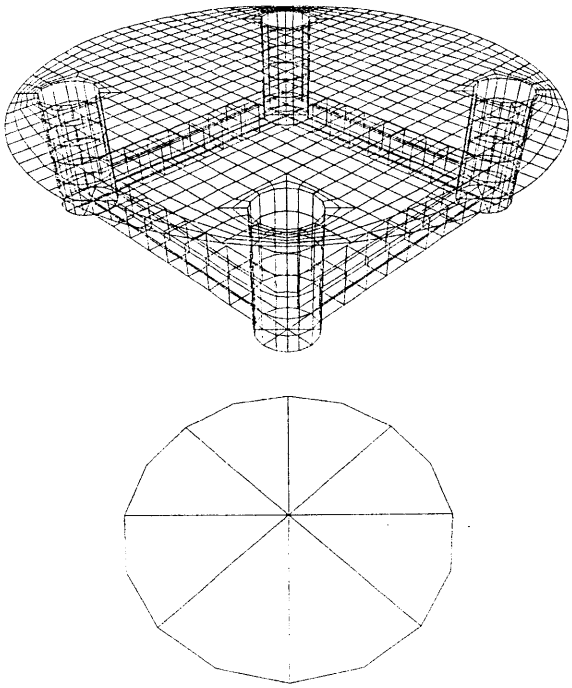


(b) 断面図

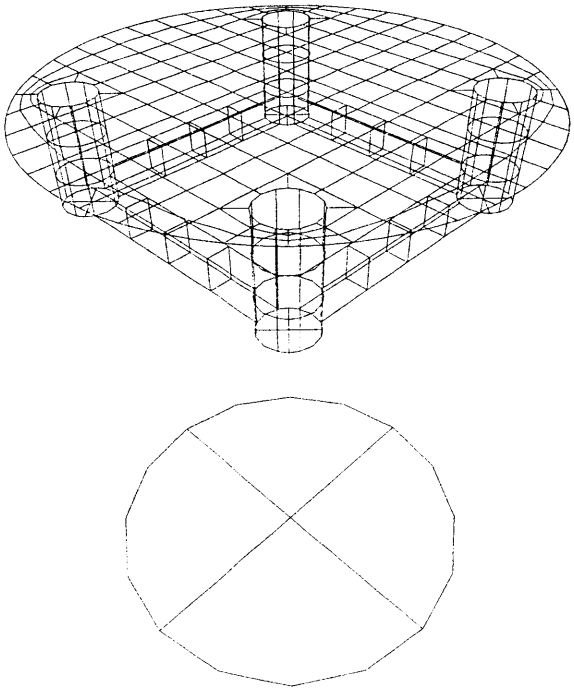
図 4.35　緊張係留式半潜水型構造物の形状（単位　m）

表 4.12　要素数および節点数（全体の 1/4 部分）

解析法	要素	要素数			節点数			$\widetilde{N}$	$\widetilde{M}$	r_0
		N_1	N_2	N_3	N_J	N_R	N_T			
H.I.E.M.	C.E.	160	2	196	358	30	388	5	9	1.2
	Q.E.	42	1	49	312	30	342	5	9	1.2
G.F.M.	C.E.	160			160		160			
	Q.E.	42			141		141			

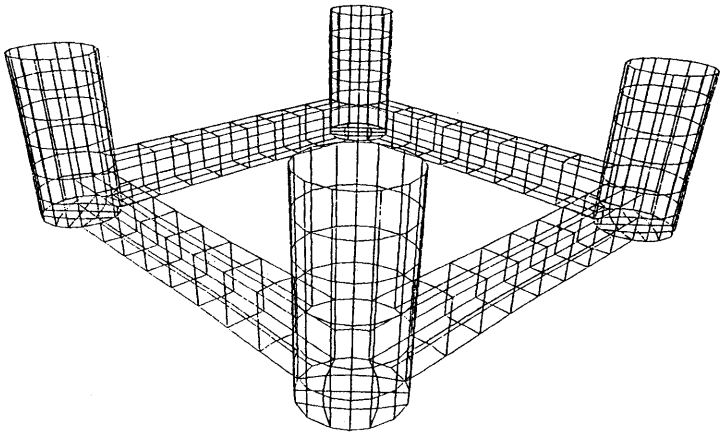


(a) 一定要素

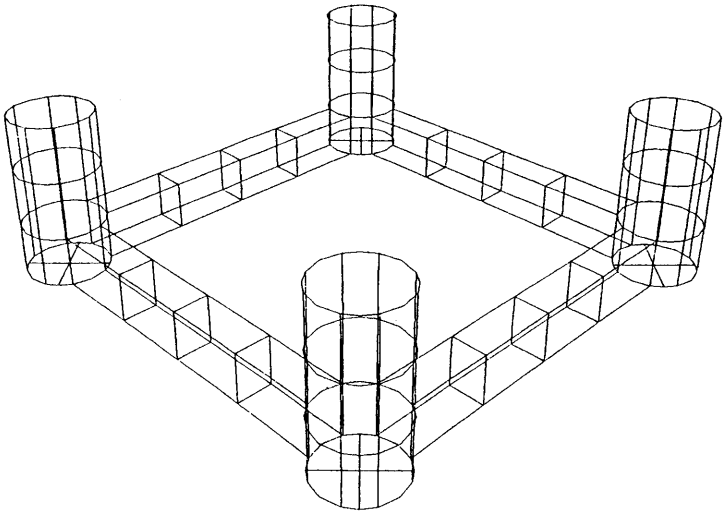


(b) 2 次要素

図 4.36　要素分割図 (H.I.E.M.)

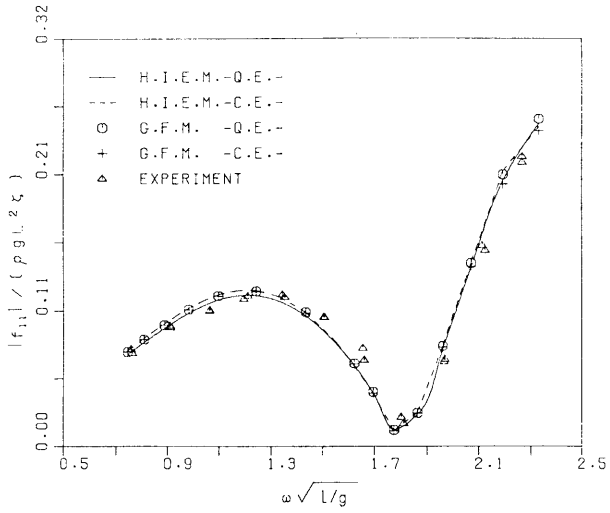


(a) 一定要素

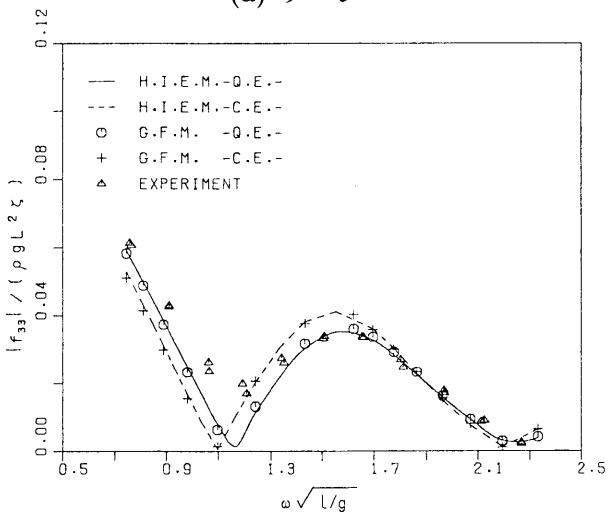


(b) 2次要素

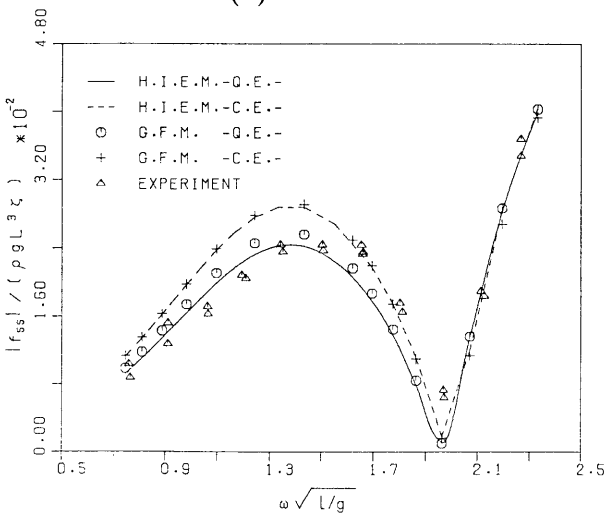
図 4.37　要素分割図（G.F.M.）



(a) サージ

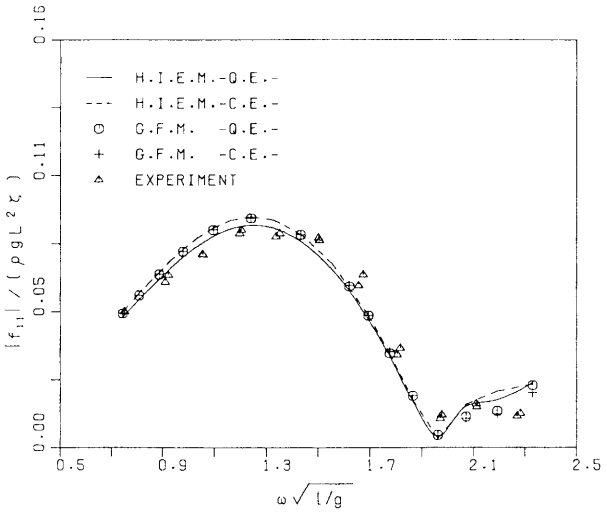


(b) ヒーブ

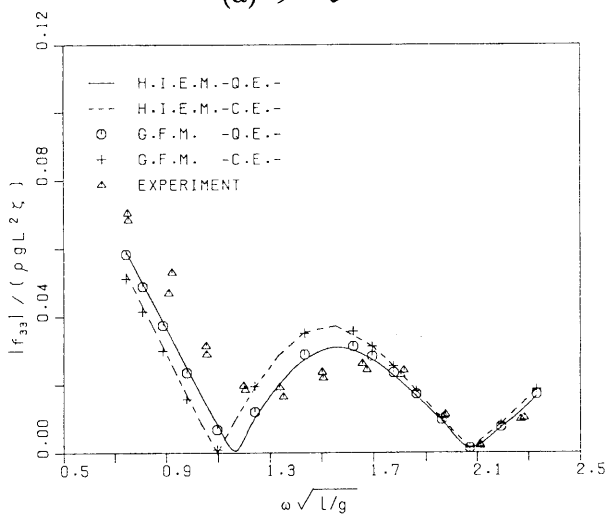


(c) ピッチ

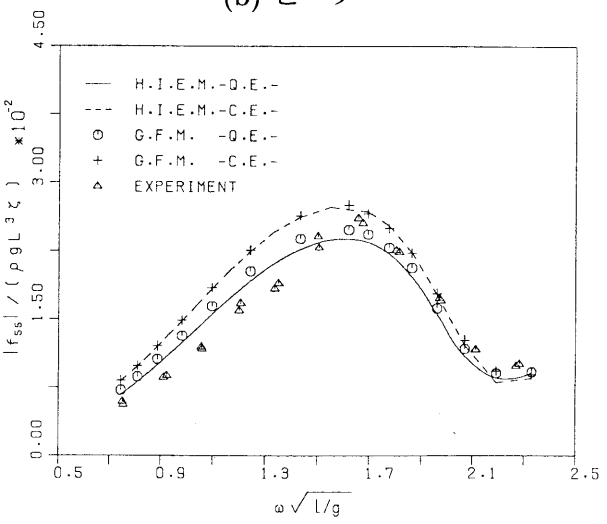
図 4.38　1 次波浪強制力（$\alpha = 0^o$）



(a) サージ

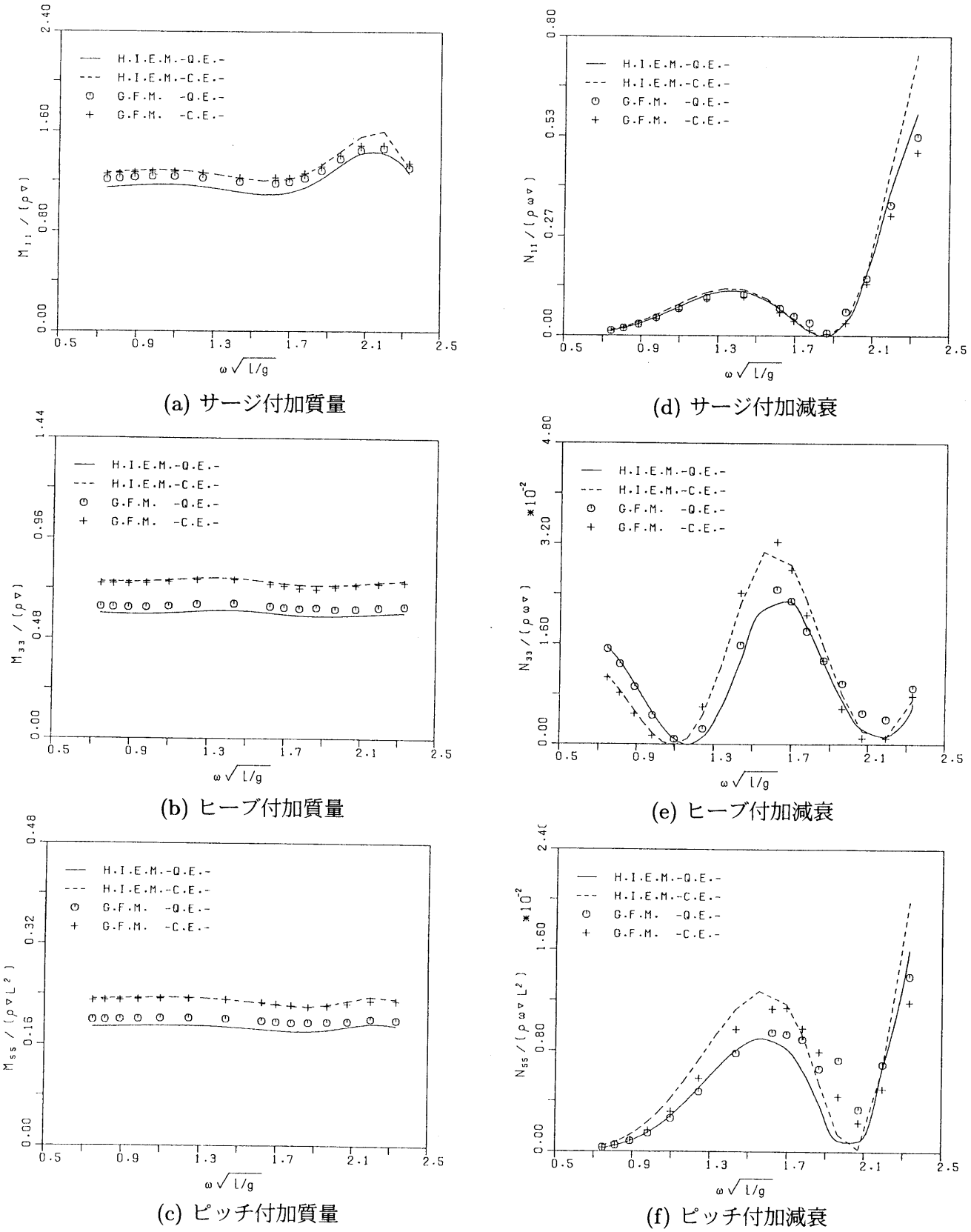


(b) ヒーブ



(c) ピッチ

図 4.39　1 次波浪強制力（$\alpha = 45^o$）



(a) サージ付加質量

(d) サージ付加減衰

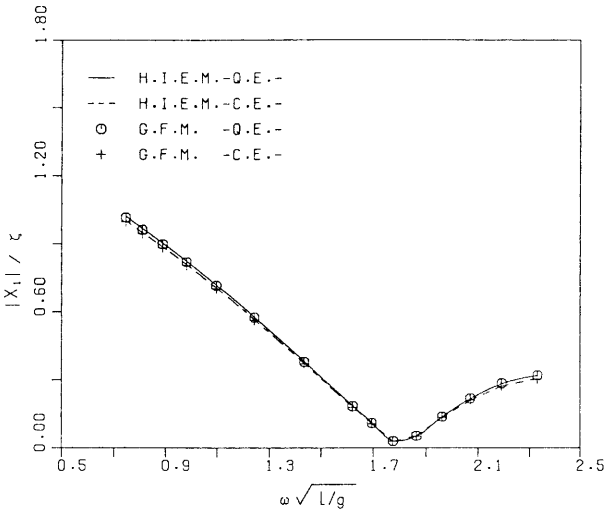
(b) ヒーブ付加質量

(e) ヒーブ付加減衰

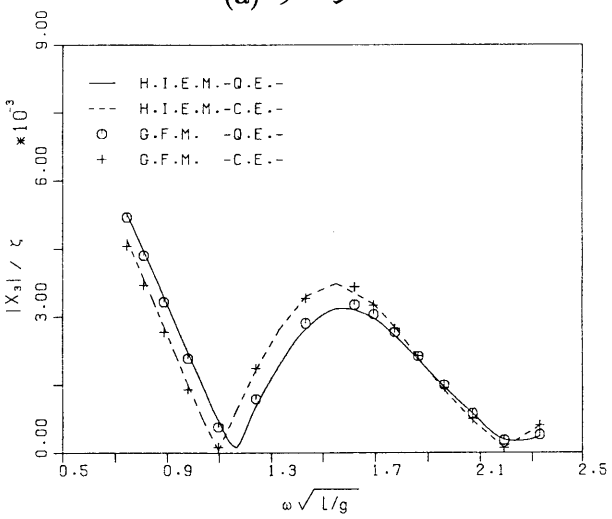
(c) ピッチ付加質量

(f) ピッチ付加減衰

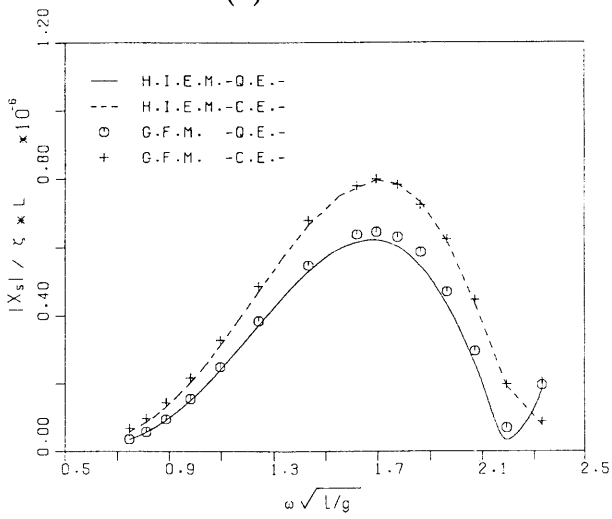
図 4.40　付加質量および付加減衰係数



(a) サージ

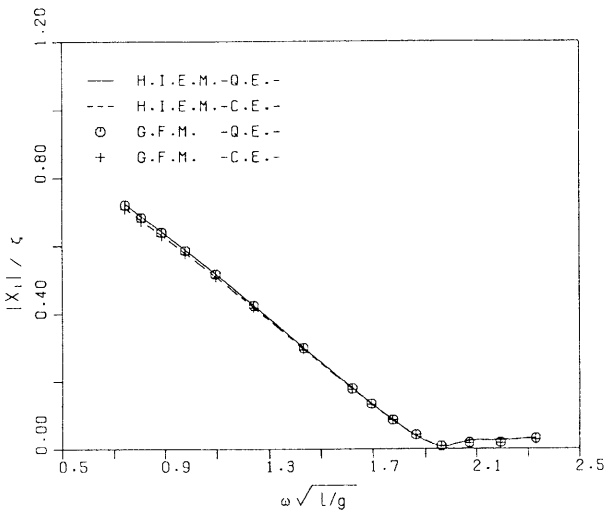


(b) ヒーブ

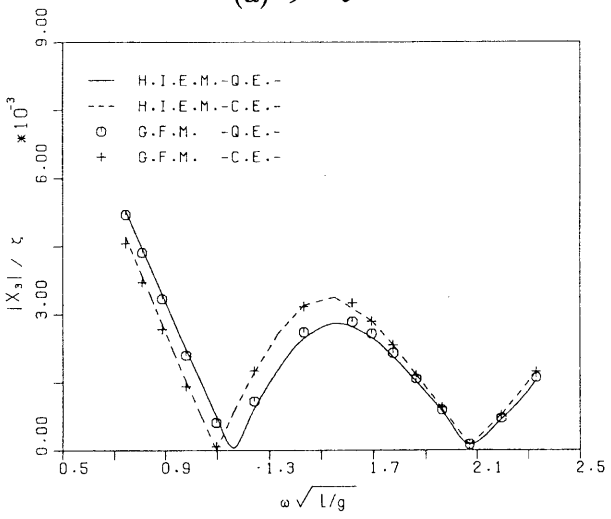


(c) ピッチ

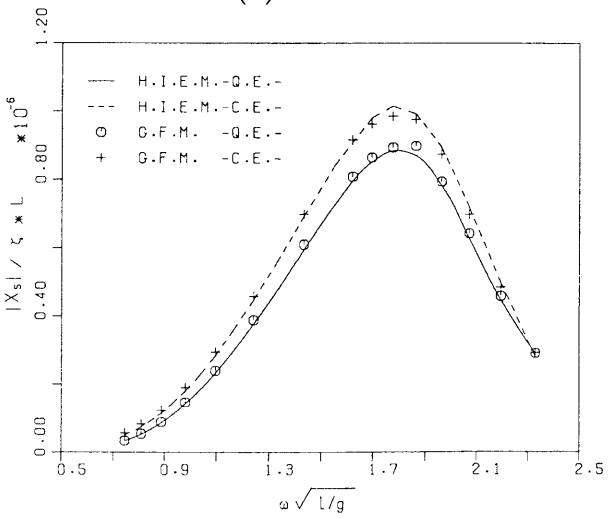
図 4.41　運動応答（$\alpha = 0^o$）



(a) サージ



(b) ヒーブ



(c) ピッチ

図 4.42　運動応答（$\alpha = 45^o$）

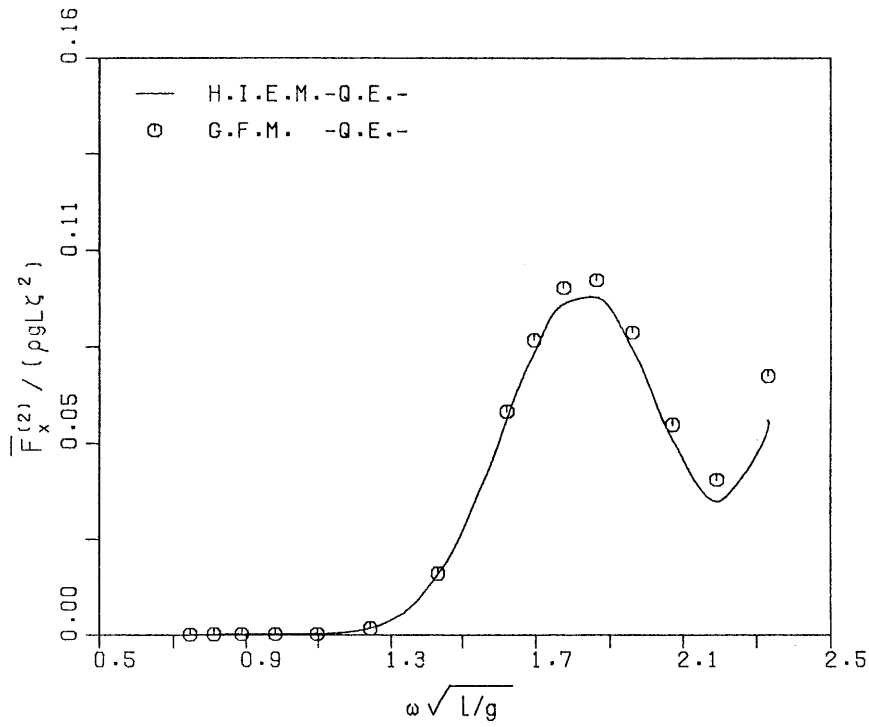


図 4.43　サージ定常波漂流力 ($\alpha = 0^o$)

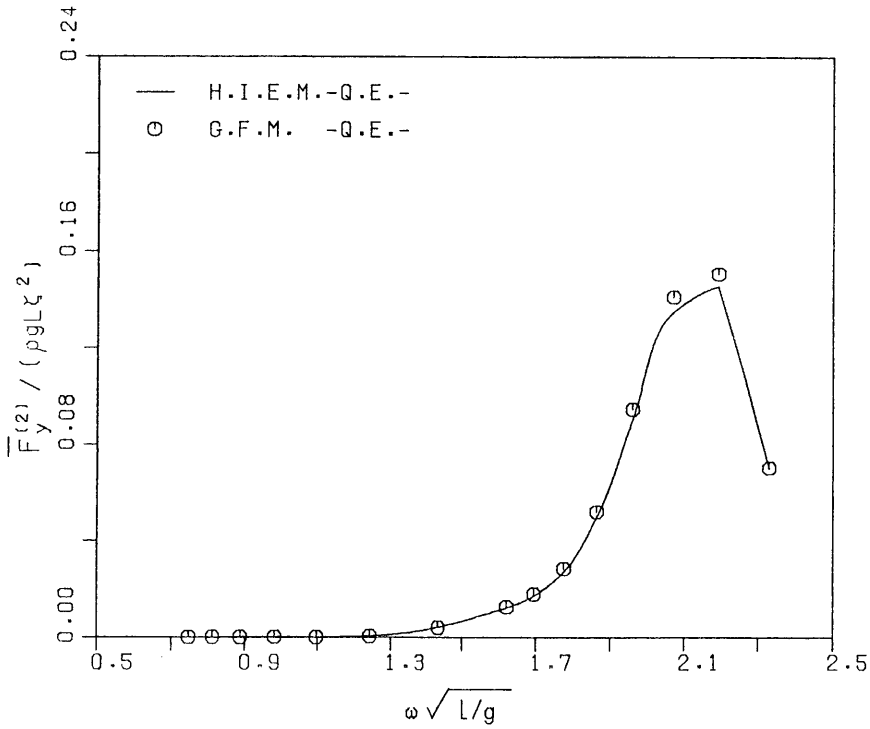


図 4.44　スウェイ定常波漂流力 ($\alpha = 45^o$)

4.8 計算時間の比較

グリーン関数法 (G.F.M.) とハイブリッド型積分方程式法 (H.I.E.M.) の計算時間 (cpu 時間) の比較を行った。その結果を表 4.13 に示す。計算に使用された計算機は，名古屋大学大型計算機センターの FACOM M 1800/20 である。

表中の T_oは振動数に依存しない部分の計算に要した時間を，T_fは振動数に依存する部分の計算に要した 1 振動数当たりの計算時間を示す。

これらの表から，H.I.E.M. は G.F.M. に比べて，計算時間の点では断然有利であることが理解される。特に 2 次要素を用いた場合にその差は歴然となる。これは，振動数依存型のグリーン関数を用いる G.F.M. に対して，H.I.E.M. では影響マトリックスが単純な基本特異解によって表示されることに加えて，特に 2 次要素を用いる場合には，基本解を各ガウス積分点で評価しなければならないため，影響係数マトリックスの計算に要する時間の差が一層顕著になること，さらにこの基本特異解が振動数に依存しないので，1 振動数について計算しておけば，別の振動数の計算にも再利用できて計算時間の節約を図れるためである。

表 4.13(a) 1 次流体力および運動応答の計算時間（CPU 時間）の比較

To(sec)	物 体	解析法	要 素	要素数	節点数	Tf(sec)
(0.42)	一様円筒形カラム	H.I.E.M.	C.E.	70	70	(0.88)
(0.74)			Q.E.	42	83	(0.23)
(0.02)		G.F.M.	C.E.	32	32	(1.52)
(0.02)			Q.E.	8	60	(5.66)
(1.27)	半球形浮体	H.I.E.M.	C.E.	110	110	(0.33)
(0.94)			Q.E.	50	112	(0.38)
(0.02)		G.F.M.	C.E.	60	60	(3.53)
(0.02)			Q.E.	14	55	(6.34)
(1.28)	円筒形浮体	H.I.E.M.	C.E.	108	108	(0.33)
(2.33)			Q.E.	58	140	(0.80)
(0.03)		G.F.M.	C.E.	69	69	(1.33)
(0.03)			Q.E.	22	83	(5.71)

表 4.13(b) 1次流体力および運動応答の計算時間（CPU 時間）の比較

To(sec)	物　体	解析法	要 素	要素数	節点数	Tf(sec)
(2.35)	緩係留式 箱型構造物	H.I.E.M.	C.E.	129	129	(0.63)
(4.38)			Q.E.	70	184	(2.54)
(0.02)		G.F.M.	C.E.	45	45	(3.95)
(0.03)			Q.E.	15	57	(27.06)
(13.27)	緩係留式 半潜水型 構造物	H.I.E.M.	C.E.	315	315	(5.26)
(15.28)			Q.E.	133	218	(9.67)
(0.04)		G.F.M.	C.E.	148	148	(11.68)
(0.06)			Q.E.	57	188	(49.67)
(19.88)	緊張係留式 半潜水型 構造物	H.I.E.M.	C.E.	388	388	(8.05)
(18.24)			Q.E.	122	342	(7.80)
(0.05)		G.F.M.	C.E.	160	160	(16.90)
(0.05)			Q.E.	42	141	(40.44)

4.9 第 4 章の要約

第 3 章で定式化したハイブリッド型積分方程式法 (H.I.E.M.) の水波回折・発散問題への適用性を検証するために，理論解が得られている円筒形カラム，半球形浮体，円筒形浮体および実際の海洋建築物の典型的な構造形式である緩係留式箱型構造物，緩係留式半潜水型構造物，緊張係留式半潜水型構造物に適用して，数値例を示した。これらの数値例から得られた結論は以下のように要約される。

1. 円筒形カラム，半球形浮体および円筒形浮体の数値例より, H.I.E.M. に一定要素および 2 次要素（アイソパラメトリック要素）を使用した数値結果は，それぞれ理論解に概ねよい一致を示した。詳細には，2 次要素の方が理論値により近い結果を示した。これらの結果から，3 章で定式化した H.I.E.M. の妥当性が実証された。

2. 半球形浮体の数値例より，グリーン関数法（G.F.M.）では，ある特定の振動数において解の数値的不安定性を示す"irregular frequency"の現象を生じる場合があるのに対して，提案した解析法では，そのような現象は生じなく安定した解が得られる。これは，G.F.M. では，基本解に振動数に依存したグリーン関数を用いているのに対して，H.I.E.M. では振動数に依存しない単純な基本特異解を用いているためである。

3. H.I.E.M. に一定要素を用いた場合と 2 次要素を用いた場合の数値結果の比較では，単純な形状をした円筒形カラムや半球形浮体等については，一定要素と 2 次要素の相違はあまり見られないが，複雑な形状の物体に対しては，その相違が明確に現れる。たとえば，ITTC 海洋工学委員会の報告 [96] によると，緩係留式半潜水型構造物の比較計算用モデルの数値例では，一定要素を用いたグリーン関数法によるヒーブ・モードの固有周期およびその近傍での応答の計算値が実験値と著しく異なることが問題点として指摘されているが，提案した H.I.E.M. に 2 次要素を用いた数値結果は実験値とよく一致していることが示され，さらに実験値から推定された付加質量係数の推定値ともよい一致を示した。

   また ISSC[20] による緊張係留式構造物の比較計算例でも，サージ，スウェイおよびヨー以外のモードの数値結果では実験値とのばらつきが見られたことが報告されているが，提案した H.I.E.M. に 2 次要素を用いた数値結果では, 実験結果とよい一致を示した。

   以上の結果から, ハイブリッド型積分方程式法 (H.I.E.M.) は，一定要素を用いるグリーン関数法では精度のよい結果を得ることが困難とされていた複雑な形状の構造物に対しても，2 次要素を用いることによって計算精度の向上が図れることが実証された。

4. 浮遊式海洋建築物の係留設計において重要な役割を果たす定常波漂流力は，1 次ポテンシャルや 1 次応答などの 1 次量の積によって評価されることから，本手法の応用例として上記の

構造物の定常波漂流力の解析例を示した。その結果，H.I.E.M. に 2 次要素を用いることによって，定常波漂流力の解析においても高い計算精度が得られることが明らかになった。

5. 1 次流体力および運動応答の 1 振動数当たりの計算時間 (CPU 時間) を比較した結果，G.F.M. に比べて，H.I.E.M. の計算時間が短縮されることが明らかとなった。特に，2 次要素を用いた複雑な形状の海洋建築物の場合にその差が顕著に現れる。これは，G.F.M. では，グリーン関数が振動数に依存しているので，各振動数毎に基本解を計算しなければならなく，さらに複雑な構造物になる程計算時間が増加するのに対して，H.I.E.M. では，影響係数マトリックスの大部分が単純な基本特異解によって表示され，この基本特異解が振動数に依存しないので，1 振動数について計算しておけば，別の振動数の計算にも再利用できて計算時間が節約できることによる。

6. 実際の海洋波は, 不規則波で構成されている。不規則波中の浮遊式海洋建築物の応答を評価するためには，不規則波の振動数成分すべてに対して周波数応答関数を計算する必要がある。その場合，グリーン関数法では, 基本解が振動数に依存しているため，計算時間が掛かりすぎて実用的に問題がある。しかし, 提案した H.I.E.M. では, 基本解が振動数に依存していないため，一度計算された基本解が各振動数に適用できることから, 不規則波の振動数成分すべての計算が短時間に効率的に実行できる。したがって，不規則波中の海洋建築物の応答を評価する場合には，提案した H.I.E.M. の利点は一層効果的に発揮される。

第5章

浮遊式海洋建築物の動揺特性の統計的予測

前章までに，海洋建築物の波浪応答解析の実用的な解析手法としてハイブリッド型積分方程式法を提案し，その有効性を例示してきた。本章では，この解析法の利点が最も効果的に発揮できる適用例として，実海域における浮遊式海洋建築物の動揺解析を行い，構造形式と設置海域の波浪特性が動揺特性に及ぼす影響を考察する。

対象建築物として，同一の平面規模を有する代表的な3タイプの浮遊式海洋建築物（バージ，セミサブ，TLP）を選定し，これらが日本沿岸各海域に設置された場合の短期および長期の動揺特性を統計的手法を用いて予測する。さらに，長期予測の結果をISO規格による居住性限界と比較することによって，構造形式と設置海域の波浪特性の相違が動揺居住性に及ぼす影響を考察する。

5.1 動揺と居住性

陸上の建築物と違って，海上に設置される浮遊式海洋建築物は，波浪によって常に動揺を受けている。浮遊式建築物は，動揺に対して，構造破壊，転覆および沈没等が起こらないような構造安全性を確保するとともに，居住および作業する人々の快適性や作業性を損なわないような居住性を確保することが要求される。

浮遊式海洋建築物の動揺特性は，設置海域の波浪特性や建築物の規模，構造形式によって異なったものになる。したがって，浮遊式海洋建築物の動揺居住性評価の基礎資料を得るためには，特定海域における構造形式および規模別の建築物の動揺特性を把握しておくことが必要である。

ここで考察の対象とする浮遊式海洋建築物は，現在広く用いられており前章でも解析対象とした緩係留式箱型建築物（バージ），緩係留式半潜水型建築物（セミサブ）および緊張係留式半潜水型建築物(TLP)の3タイプである。この内，バージは水線面積が大きいので広い基盤面積が得やすく，静穏な海域であれば，水深の大小にかかわらず利用しやすい。セミサブは水線面積が小さく浮心が低いので，動揺が少なく安定性に優れている。また特定の波周期において上下方向の波浪強制力が0になる，いわゆる波無し周期が存在する特性を利用して上下動揺を低減させることができる。TLPは，セミサブと同様の特徴を有するほか，デッキ下のポンツーン底面と海底とが

ケーブルを介して緊張係留されているので，上下動揺がさらに抑制される。

本章では，これらの３タイプの浮遊式建築物が日本沿岸各海域に設置された場合の動揺特性を考察する。

浮遊式海洋建築物の動揺に対する居住性の評価基準には，いくつかの提案がある。例えば，ISO2631/3[48] は動揺病に対する限界を暴露時間別に加速度と振動数の関係として規定している。野口等 [84, 86, 87] は居住性を快適性，保健性，作業性および歩行性等に細分し，それぞれの限界基準を提案している。動揺に対する人間の反応は，動揺の特性（周波数，モード），暴露時間，周辺環境や被験者の年齢，性別，職業等多くの要因の影響を受けるが，これらの要因が居住性に及ぼす影響については未だ十分には明らかにされていない。いずれにしても，このような多くの不確定要因が複雑に絡み合い，かつ人間の主観に依存するところの大きい居住性を画一的な尺度で論ずることは無理があり，ある程度の不確定性を考慮した上で確率論的手法に基づいて評価するのが自然であると考えられる。

本章では，確率論的手法を用いて，浮遊式建築物の動揺の加速度振幅がある限界値を超過する長期累積確率を予測し，これを ISO による居住性規範と比較することによって，長期動揺特性を居住性の立場から考察する。

5.2 応答の統計的予測

統計的予測を行うに当たって，浮遊式海洋建築物が設置される海域の短期海象状態は，波周期と波高をパラメータとする不規則波スペクトルによって表現できるものとする。各短期海象状態は，長期間にわたってある頻度で表現するものとし，その発現確率を統計的に推定するのに十分な長期波浪統計資料が得られているものとする。浮体は線形的に応答するものと仮定する。

5.2.1 短期予測

不規則波を定常確率過程と仮定し，周波数応答関数を $H_\xi(\omega)$ とすれば，与えられた不規則波スペクトル $S_w(\omega)$ に対する応答のスペクトル $S_\xi(\omega)$ および分散σ_ξが次式によって計算される。

$$S_\xi(\omega) = |H_\xi(\omega)|^2 S_w(\omega) \tag{5.1}$$

$$\sigma_\xi^2 = \int_0^\infty S_\xi(\omega) d\omega \tag{5.2}$$

さらに，応答振幅の極値の確率分布がレーリー分布に従うと仮定すれば，応答の有義値$\xi_{1/3}$と期待値$\bar{\xi}$，さらに確率変数ξがある値Ａを超える確率 $Pr(\xi > A)$ が次式によって求められる。

$$\xi_{1/3} = 2\sigma_\xi \tag{5.3}$$

$$\bar{\xi} = 1.25\sigma_\xi \tag{5.4}$$

$$Pr\{\xi > A\} = \exp\{-\mathrm{A}^2/2\sigma_\xi^2\} \tag{5.5}$$

ここに，記号 $Pr\{\xi > A\}$ はξがある値 A を越える確率を示す。

5.2.2 長期予測

式 (5.5) で与えられる超過確率は，ある波高 H，波周期 T のときの不規則波に対応する条件付き確率である。長期波浪統計資料から波高と波周期の長期にわたる発現頻度分布が得られれば，応答がある限界値Aを超える長期の累積確率，すなわち超過確率の期待値Q (A) は，次式によって推算できる [72]。

$$Q(A) = \int_0^\infty \int_0^\infty \exp\{-\mathrm{A}^2/2\sigma_\xi^2\}\mathrm{P(H,T)dHdT} \tag{5.6}$$

ここに，P(H,T) は，波高と波周期の結合確率密度関数である。なお，式 (5.5) は波向きをパラメータとして含んだ形で表現されるのが一般的であるが，現状では不規則波の方向スペクトルに関する統計資料の蓄積が十分でないことから，ここでは，波向きは一定であると仮定している。

以上の統計的予測の手順を図 5.1 に示す。

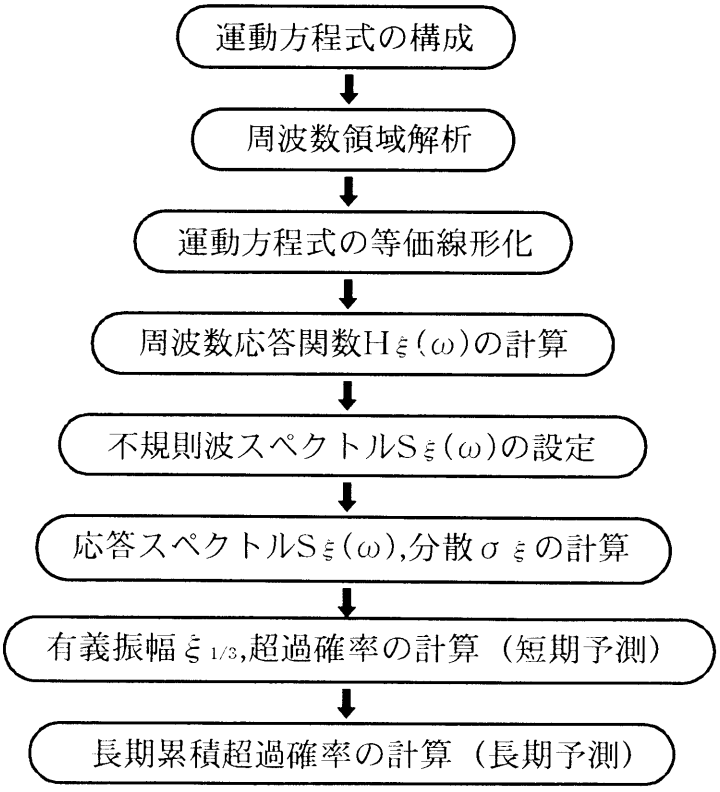


図 5.1 応答の統計的予測の手順

5.3 日本沿岸の波浪特性

本節では，運輸省港湾技術研究所が調査した波浪観測データ（15 年間）を基に日本沿岸各海域の波浪特性について考察する。図 5.2 は長期波浪統計資料 [94] が得られている日本沿岸の波浪観測地点を示す。観測点は大部分が外洋に面した水深 50m 前後の海岸にあり，波高の計測には超音波式波高計が主に用いられている。計測データは毎偶数正時前後 10 分の計 20 分間計測されたデータである。

各観測点の累年平均の有義波高および有義波周期を通年，夏季（6，7，8 月）および冬季（12，1，2 月）に分けて図 5.3 および図 5.4 に示す。

これらの図で，太平洋沿岸の通年の有義波高を見ると，伊豆大島の波浮が $H_{1/3}$=1.52m で最も高く，鹿島が $H_{1/3}$=1.39m で平均的には関東地方の沿岸で高いことがわかる。この海域は黒潮系水と親潮系水がぶつかり合い波浪の変動が激しいところでもある。波高が小さいのは，潮岬から九州南岸の志布志湾にかけての沿岸と東北の三陸沿岸で，波高は平均して $H_{1/3}$=1m ないし $H_{1/3}$=1m 以下である。北海道の太平洋沿岸も波高は $H_{1/3}$=1.0m 以下である。有義波周期は南紀地方の潮岬と三陸沿岸および関東地方の東岸で長く，潮岬が $T_{H_{1/3}}$=9.2sec，鹿島が $T_{H_{1/3}}$=7.97sec，仙台新港が $T_{H_{1/3}}$=7.72sec と続いている。

日本海沿岸の通年の有義波高では，中部海岸を中心に高く，弾崎で $H_{1/3}$=1.29m，輪島で $H_{1/3}$=1.21m，浜田で $H_{1/3}$=1.15m となっている。日本海沿岸は，季節変化が激しく，特に酒田，弾崎および輪島では夏季の波高 $H_{1/3}$=0.5m 前後が冬季になると $H_{1/3}$=2.0m 前後にもなる。同様に金沢，鳥取および浜田でも，冬季になると $H_{1/3}$=2.0m 近くになる。有義波周期は鳥取で $T_{H_{1/3}}$=5.88sec，輪島および浜田で $T_{H_{1/3}}$=5.8sec 前後あり，弾崎，酒田および深浦海域で $T_{H_{1/3}}$=5.4sec 近くとなっていて，太平洋沿岸に比べてかなり短い。しかし，冬季においては，少し長くなる傾向にあり，$T_{H_{1/3}}$=7.0sec 前後になる。

表 5.1 および表 5.2 は，波高が高い太平洋沿岸の波浮，名瀬および日本海沿岸の弾崎，浜田の季節別平均有義波高と有義波周期の発現頻度分布を表したものである。

これらの表で，太平洋沿岸の波浮の通年の発現頻度分布は，波高が $H_{1/3}$=0.5～4.5m の範囲に周期が $T_{H_{1/3}}$=3～15sec の範囲に広く分布し，$H_{1/3}$=0.75～1.75m の範囲で 66.6%の頻度を，$T_{H_{1/3}}$=5～8sec の範囲で 88.1%の頻度を占める。名瀬も波浮と同様な分布の傾向を示し，$H_{1/3}$=0.25～1.0m の範囲で 64.3%の頻度を，$T_{H_{1/3}}$=5～8sec の範囲で 87.6%の頻度を占める。両港とも季節による発現頻度分布の変化は少ない。日本海沿岸の弾崎の通年の発現頻度分布は，波高が $H_{1/3}$=0.1～6.0m で，周期が $T_{H_{1/3}}$=0.5～11.0sec の範囲にある幅をもって分布し，$H_{1/3}$=0.1～0.75m の範囲で 54%の頻度を，$T_{H_{1/3}}$=1.0～7.0sec の範囲で 91.1%の頻度を占めている。浜田では，波高が $H_{1/3}$=0.25～4.5m の範囲に周期が $T_{H_{1/3}}$=1.0～11sec の範囲にある幅をもって分布し，$H_{1/3}$=0.1～0.75m の範囲で 54%の頻度を，$T_{H_{1/3}}$=1.0～7.0sec の範囲で 91.1%の頻度を占めている。両港とも季節による発現頻度分

布の変化は大きい。

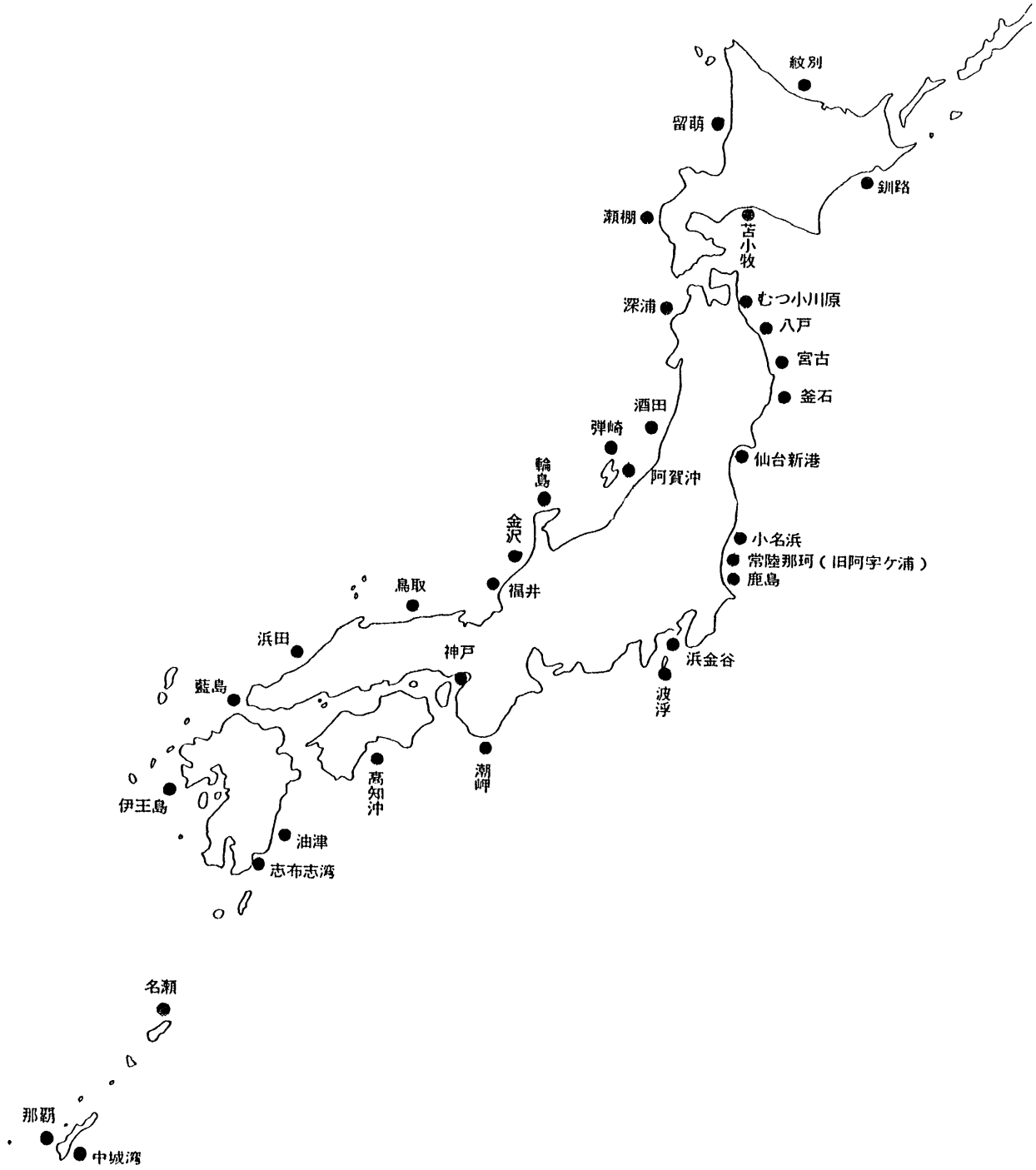
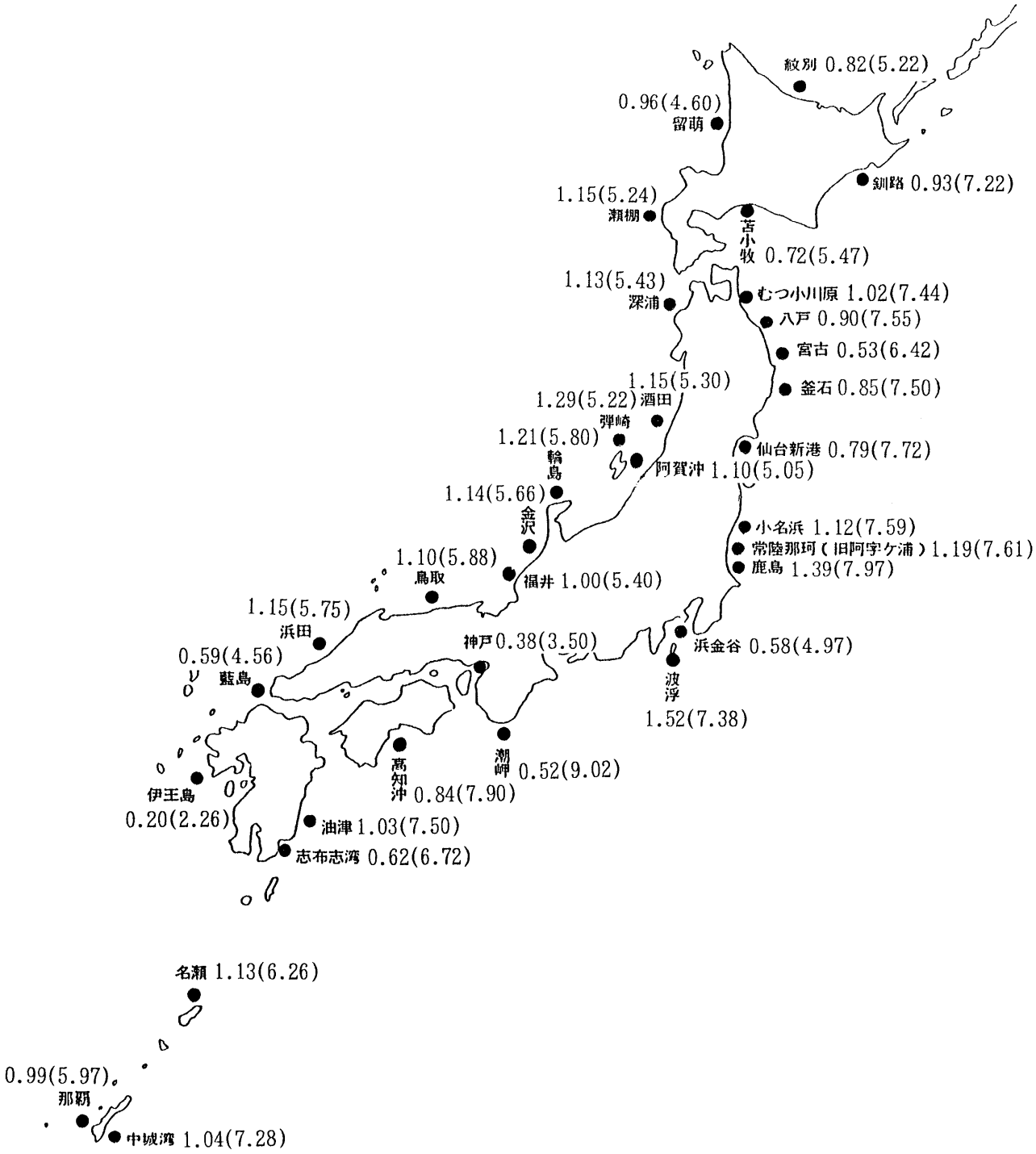
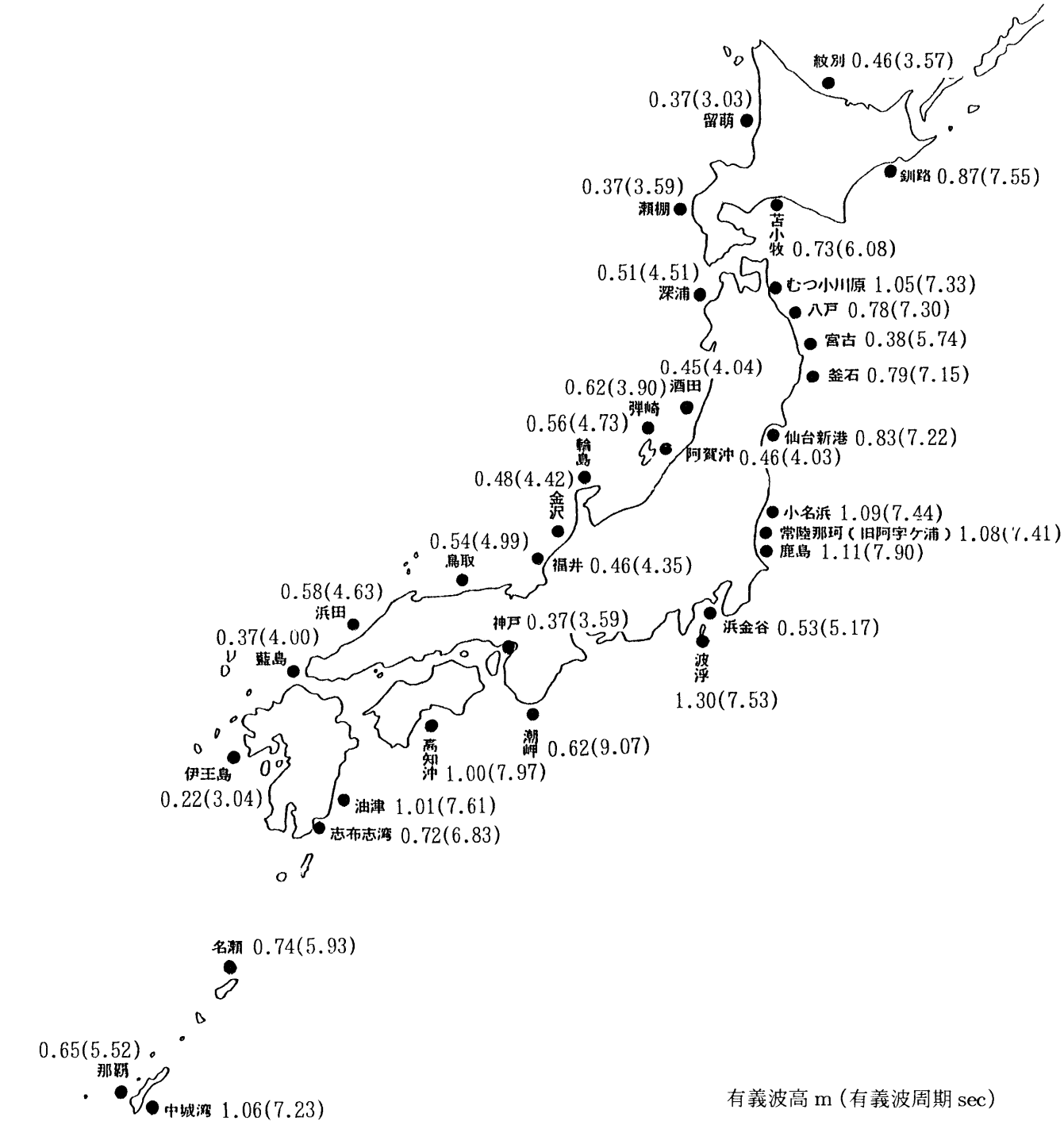


図 5.2　日本沿岸の波浪観測地点



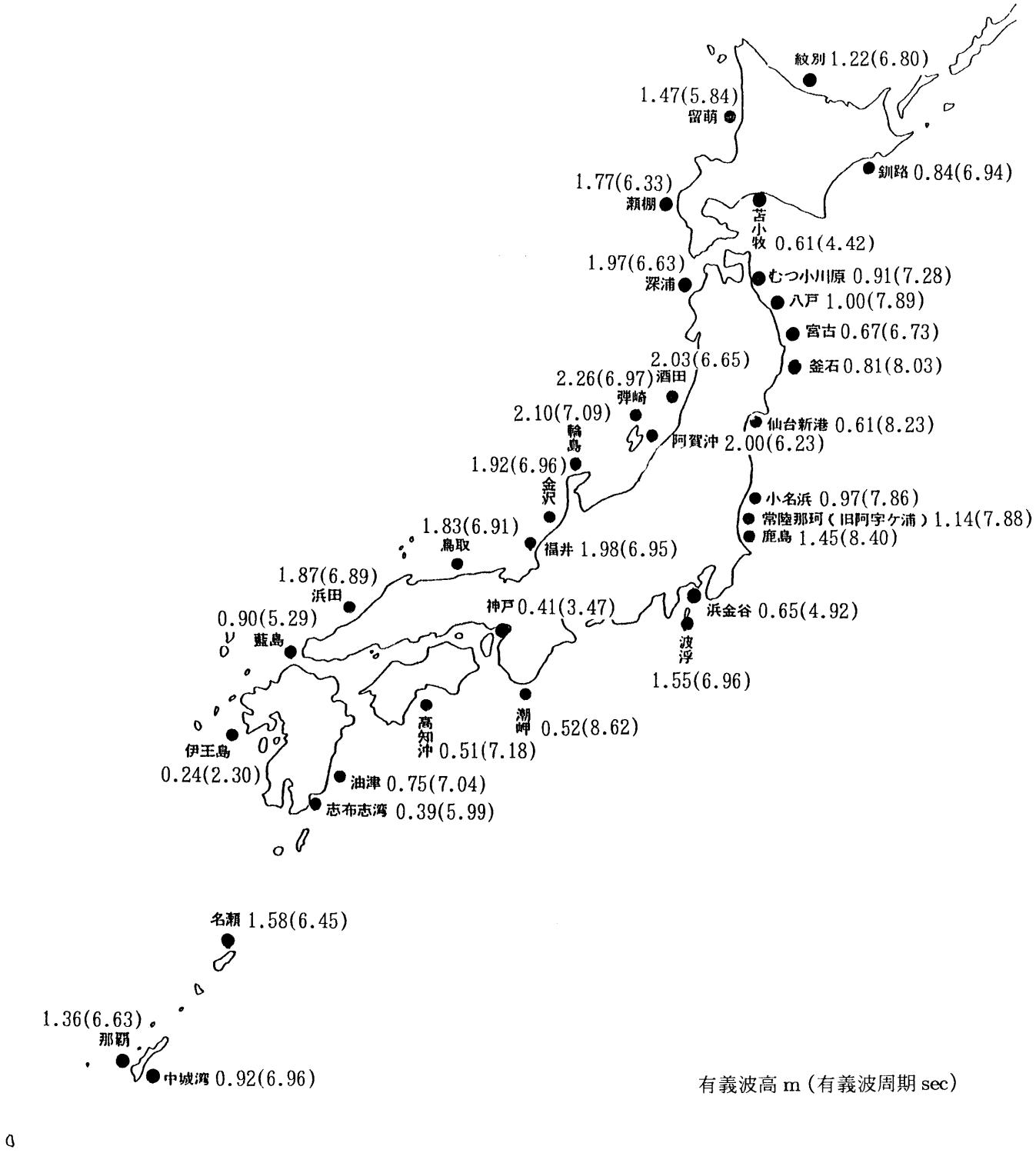
有義波高 m (有義波周期 sec)

図 5.3 日本沿岸の通年の平均有義波高と有義波周期 [94]



(a) 夏季

図 5.4 日本沿岸の季節別平均有義波高と有義波周期 [94]



(b) 冬季

図 5.4 日本沿岸の季節別平均有義波高と有義波周期 [94]

表 5.1　有義波高と有義波周期の出現頻度分布（太平洋）[94]

(a) 波　浮

HABU (Summer)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15- (%)
0.00-														
0.25-			0.0	0.0	0.1	0.0	0.0							0.1
0.50-			0.1	1.0	3.6	3.5	1.6	0.2	0.0					9.9
0.75-			0.2	2.5	7.6	8.2	4.2	0.8	0.1	0.0				23.5
1.00-			0.1	2.4	7.2	8.5	4.9	1.6	0.1	0.0				24.9
1.25-			0.0	1.9	4.5	5.2	3.5	1.4	0.4	0.1	0.0	0.0		17.0
1.50-				0.6	2.3	3.0	2.0	0.8	0.4	0.1	0.1	0.0		9.3
1.75-				0.2	1.1	1.8	1.3	0.6	0.2	0.2	0.0	0.0		5.5
2.00-				0.1	0.8	1.2	1.2	0.9	0.4	0.3	0.1	0.0		5.1
2.50-					0.2	0.5	0.6	0.4	0.2	0.2	0.1	0.0		2.2
3.00-					0.0	0.2	0.3	0.2	0.2	0.1	0.1	0.0		1.1
3.50-					0.0	0.0	0.2	0.2	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.6
4.00-						0.0	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0		0.3
4.50-								0.0	0.0	0.1	0.0			0.1
5.00-							0.0	0.1	0.0		0.0			0.1
5.50-									0.0					0.0
6.00-								0.0	0.0					0.0
6.50-								0.0		0.0				0.0
TOTAL			0.4	8.7	27.4	32.3	19.7	7.4	2.3	1.2	0.4	0.1	0.0	

(夏季)

HABU (Winter)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15- (%)
0.00-														
0.25-														
0.50-			0.1	0.9	1.1	0.5	0.1							2.7
0.75-			0.6	3.0	5.1	2.7	0.9	0.2						12.4
1.00-		0.0	0.7	4.4	7.3	4.3	1.7	0.5	0.1	0.0				19.0
1.25-			0.2	4.4	6.9	4.9	2.1	0.8	0.2	0.0	0.0			19.5
1.50-			0.1	3.1	5.6	4.3	1.9	0.8	0.2	0.0				15.9
1.75-			0.0	1.9	4.1	3.2	1.6	0.5	0.2	0.0	0.0			11.5
2.00-				0.8	5.0	3.7	1.7	0.7	0.2	0.1	0.0	0.0		12.3
2.50-				0.0	1.2	1.9	0.9	0.4	0.1	0.0		0.0		4.6
3.00-					0.2	0.7	0.4	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0		1.5
3.50-						0.0	0.2	0.1	0.0		0.0	0.0		0.4
4.00-						0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		0.1
4.50-						0.0		0.0	0.0	0.0				0.1
5.00-								0.0						0.0
5.50-									0.0					0.0
6.00-									0.0	0.0				0.0
6.50-														
TOTAL		0.0	1.7	18.4	36.4	26.2	11.6	4.2	1.1	0.3	0.1	0.0		

(冬季)

HABU (All Season)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15- (%)
0.00-														
0.25-			0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0						0.1
0.50-			0.1	0.8	1.9	1.7	0.6	0.1	0.0					5.2
0.75-			0.4	2.6	5.4	4.7	2.0	0.4	0.0	0.0				15.4
1.00-		0.0	0.4	3.1	6.6	6.1	2.8	0.8	0.2	0.0				20.0
1.25-			0.1	2.7	5.5	5.3	2.6	1.0	0.2	0.1	0.0	0.0		17.6
1.50-			0.0	1.6	3.9	4.2	2.4	0.9	0.4	0.1	0.0	0.0		13.6
1.75-			0.0	0.7	2.7	3.0	1.8	0.8	0.3	0.1	0.0	0.0		9.4
2.00-				0.4	2.5	3.3	2.3	1.2	0.5	0.3	0.1	0.0	0.0	0.0 10.5
2.50-				0.0	0.7	1.4	1.2	0.8	0.3	0.2	0.1	0.0	0.0	4.7
3.00-				0.0	0.1	0.5	0.5	0.4	0.2	0.1	0.1	0.0		1.9
3.50-				0.0	0.0	0.1	0.2	0.2	0.1	0.1	0.1	0.0	0.0	0.8
4.00-						0.0	0.1	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0 0.4
4.50-						0.0	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.2
5.00-							0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1
5.50-							0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
6.00-								0.0	0.0	0.0				0.0 0.0
6.50-								0.0		0.0	0.0			0.0
TOTAL		0.0	1.0	12.0	29.4	30.2	16.5	6.9	2.4	1.0	0.5	0.1	0.0	0.0

(通年)

(b) 名　瀬

NASE (Summer)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15- (%)
0.00-	5.0		0.2	0.7	0.0	0.1	0.1	0.0						6.8
0.25-		0.2	4.4	10.5	8.7	3.8	0.7	0.2	0.0					28.4
0.50-		0.0	3.7	11.5	6.9	2.6	0.8	0.1	0.1	0.0				25.9
0.75-			0.9	7.3	5.6	2.5	0.8	0.1	0.1	0.0				17.4
1.00-			0.1	3.1	4.2	1.7	0.5	0.2	0.1	0.0				9.9
1.25-			0.0	0.8	2.2	0.7	0.4	0.1	0.0	0.0				4.5
1.50-				0.3	1.1	1.6	0.3	0.0	0.0	0.0				2.8
1.75-				0.0	0.5	0.7	0.2	0.0	0.0	0.0				1.5
2.00-					0.2	0.9	0.4	0.1	0.1	0.0				1.6
2.50-					0.0	0.2	0.2	0.0						0.5
3.00-						0.0	0.2	0.0	0.0					0.3
3.50-							0.2	0.0	0.0					0.2
4.00-							0.0	0.0	0.0	0.0				0.1
4.50-										0.1				0.0
5.00-									0.1					0.0
5.50-														
6.00-														
6.50-														
TOTAL	5.0	0.3	9.3	34.2	30.1	14.6	4.7	1.2	0.6	0.1				

(夏季)

NASE (Winter)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15- (%)
0.00-	1.4		0.1	0.1	0.1									1.6
0.25-		0.1	1.2	3.4	2.5	0.5	0.1	0.1						7.9
0.50-		0.1	2.1	5.9	4.2	0.8	0.0		0.0					13.2
0.75-		0.1	1.9	4.7	3.9	0.8	0.0							11.4
1.00-			0.9	4.5	4.4	0.7	0.0							10.5
1.25-			0.3	3.1	5.0	1.5	0.0							9.8
1.50-			0.0	2.2	4.7	2.0	0.2	0.0						9.0
1.75-				0.9	3.3	2.0	0.3							6.6
2.00-			0.0	0.4	5.1	5.1	1.1	0.1						11.8
2.50-				0.0	1.7	4.6	1.6	0.1						8.1
3.00-					0.2	2.5	2.0	0.3						5.0
3.50-				0.0	0.0	0.6	1.9	0.5	0.0					3.0
4.00-					0.0	0.0	0.8	0.5	0.0					1.3
4.50-							0.1	0.3						0.5
5.00-					0.0		0.0	0.1	0.1					0.2
5.50-								0.0	0.0					0.1
6.00-														
6.50-														
TOTAL	1.4	0.3	6.6	25.2	35.0	21.1	8.3	2.0	0.1					

(冬季)

NASE (All Season)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15- (%)
0.00-	2.5	0.0	0.1	0.5	0.4	0.1	0.0	0.0						3.6
0.25-		0.2	2.6	6.3	4.9	2.0	0.4	0.1	0.0	0.0				16.5
0.50-		0.1	3.0	8.0	6.0	2.4	0.7	0.1	0.0	0.0				20.3
0.75-		0.0	1.4	6.0	5.6	2.2	0.6	0.1	0.0	0.0				16.0
1.00-			0.5	4.0	4.7	1.7	0.4	0.1	0.0	0.0				11.5
1.25-			0.1	2.1	3.7	1.6	0.3	0.0	0.0	0.0				8.0
1.50-			0.0	1.1	2.8	1.6	0.3	0.1	0.0	0.0				5.9
1.75-				0.5	1.9	1.6	0.3	0.0	0.0	0.0				4.2
2.00-			0.0	0.2	2.2	2.9	0.8	0.1	0.0	0.0				6.3
2.50-				0.0	0.7	2.1	0.9	0.1	0.0	0.0	0.0			3.8
3.00-					0.1	0.9	0.9	0.1	0.0	0.0				2.0
3.50-				0.0	0.0	0.2	0.7	0.2	0.0					1.1
4.00-					0.0	0.0	0.3	0.2	0.0	0.0				0.5
4.50-						0.0	0.0	0.1	0.0	0.0				0.2
5.00-					0.0		0.0	0.0	0.0					0.1
5.50-								0.0	0.0					0.0
6.00-									0.0					0.0
6.50-														
TOTAL	2.5	0.3	7.8	28.6	33.0	19.4	6.6	1.4	0.3	0.1	0.0			

(通年)

表 5.2 有義波高と有義波周期の出現頻度分布（日本海）[94]

(a) 弾 崎

DANZAKI (Summer)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15-(%)
0.00-	0.8	1.1	1.3	0.2										3.4
0.25-	30.0	7.5	4.9	2.2	0.3	0.1								45.0
0.50-	1.1	14.4	8.6	2.1	0.6	0.1								27.0
0.75-		1.0	6.5	4.3	1.1	0.3	0.0							13.3
1.00-			1.3	2.4	1.3	0.4	0.0							5.4
1.25-			0.4	0.8	0.9	0.4	0.1							2.6
1.50-			0.0	0.2	0.4	0.4	0.1							1.2
1.75-				0.0	0.2	0.3	0.1							0.6
2.00-				0.0	0.3	0.3	0.2	0.0	0.0					0.9
2.50-				0.0	0.0	0.1	0.2	0.1						0.4
3.00-					0.0	0.1	0.0	0.0						0.2
3.50-					0.0	0.0								0.1
4.00-														
4.50-						0.0								0.0
5.00-														
5.50-														
6.00-														
6.50-														
TOTAL	32.2	24.0	22.9	12.3	5.2	2.4	0.8	0.2	0.0	0.0				

(夏季)

DANZAKI (Winter)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15-(%)
0.00-														
0.25-	0.3	0.2	0.0											0.6
0.50-	0.0	0.0	1.5	0.9	0.2									3.7
0.75-		0.2	3.0	2.3	0.9	0.2								6.6
1.00-		0.0	1.5	4.1	2.4	0.3								8.4
1.25-			0.5	3.5	4.3	1.6	0.1							10.0
1.50-			0.2	2.5	4.3	2.5	0.1							9.5
1.75-				1.1	4.6	2.9	0.5							9.1
2.00-				0.8	6.5	7.0	1.8	0.2						16.3
2.50-				0.0	2.3	6.5	2.7	0.4	0.0					11.9
3.00-					0.2	5.3	3.5	0.9	0.1	0.0				10.0
3.50-					0.0	1.5	2.9	1.0	0.2					5.5
4.00-						0.2	1.7	1.5	0.2	0.0				3.6
4.50-							0.6	1.6	0.3	0.0				2.4
5.00-							0.1	0.9	0.4	0.0				1.4
5.50-							0.0	0.3	0.2	0.1	0.0			0.7
6.00-								0.0	0.1	0.1				0.2
6.50-									0.0	0.1				0.1
TOTAL	0.3	1.5	6.8	15.2	25.7	28.0	13.8	6.8	1.6	0.3	0.0			

(冬季)

DANZAKI (All Season)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15-(%)
0.00-	0.3	0.5	0.4	0.0										1.3
0.25-	14.3	4.2	1.9	1.0	0.1	0.0								21.6
0.50-	0.8	9.4	6.0	1.7	0.3	0.0								18.3
0.75-		1.0	6.3	4.2	1.1	0.1	0.0							12.8
1.00-		0.0	2.1	4.2	2.2	0.3	0.0							8.7
1.25-			0.6	2.9	2.9	0.8	0.1							7.4
1.50-			0.1	1.8	2.3	1.3	0.1							5.7
1.75-			0.0	0.8	2.1	1.4	0.3	0.0						4.6
2.00-				0.3	2.6	2.9	0.9	0.1	0.0					6.8
2.50-				0.0	0.8	2.3	1.2	0.2	0.0					4.5
3.00-					0.1	1.7	1.3	0.3	0.0	0.0				3.4
3.50-					0.0	0.5	1.0	0.4	0.1					2.0
4.00-						0.1	0.6	0.5	0.1	0.0				1.3
4.50-						0.0	0.2	0.5	0.1	0.0				0.8
5.00-							0.0	0.3	0.2	0.0				0.5
5.50-							0.0	0.1	0.1	0.0	0.0			0.3
6.00-								0.0	0.1	0.0	0.0	0.0		0.1
6.50-								0.0	0.0	0.0		0.0		0.0
TOTAL	15.4	15.2	17.4	17.0	14.5	11.6	5.7	2.4	0.7	0.1	0.0	0.0		

(通年)

(b) 浜 田

HAMADA (Summer)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15-(%)
0.00-	10.6	2.4	2.4	1.0	0.2		0.0							16.7
0.25-	0.1	7.8	17.7	7.4	2.0	0.5	0.0	0.0	0.0	0.0				35.7
0.50-	0.0	1.3	9.1	6.5	2.3	0.8	0.2							20.1
0.75-		0.2	3.5	4.7	1.9	1.0	0.4	0.1						11.8
1.00-		0.0	0.9	3.3	1.6	0.7	0.4	0.2						7.1
1.25-			0.2	1.8	1.1	0.7	0.2	0.1	0.0					4.0
1.50-		0.0	0.0	0.7	0.7	0.7	0.1	0.1	0.0					2.5
1.75-				0.2	0.4	0.4	0.2	0.0		0.0				1.2
2.00-				0.0	0.4	0.2	0.1	0.0	0.0	0.0				0.8
2.50-					0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				0.1
3.00-							0.0	0.0						0.0
3.50-														
4.00-														
4.50-														
5.00-														
5.50-														
6.00-														
6.50-														
TOTAL	10.7	11.7	33.9	25.6	10.6	5.0	1.7	0.5	0.0	0.0				

(夏季)

HAMADA (Winter)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15-(%)
0.00-	0.1		0.0	0.0	0.0									0.2
0.25-		0.2	1.0	1.0	0.5	0.1								2.8
0.50-		0.1	1.7	2.4	2.2	0.6	0.1	0.0						7.2
0.75-			1.3	3.2	3.1	1.9	0.3	0.0						9.8
1.00-			0.9	3.7	3.1	2.0	0.4	0.1	0.0					10.1
1.25-			0.3	3.9	3.6	2.6	0.5	0.1	0.0					10.9
1.50-			0.0	2.2	4.3	2.7	1.0	0.2	0.0					10.5
1.75-				1.4	3.7	2.9	1.2	0.2	0.1					9.5
2.00-			0.0	0.8	5.6	5.4	3.0	0.4	0.1	0.0				15.4
2.50-			0.0	0.0	2.4	4.6	2.6	0.7	0.1	0.0				10.5
3.00-			0.0		0.6	3.0	1.9	0.6	0.2	0.0	0.0			6.2
3.50-			0.0		0.0	1.5	1.4	0.6	0.1		0.0			3.7
4.00-					0.0	0.6	0.9	0.3	0.1	0.0	0.0			2.0
4.50-						0.1	0.4	0.1	0.0	0.0				0.8
5.00-						0.0	0.2	0.1		0.0				0.3
5.50-							0.0	0.0	0.0					0.1
6.00-								0.0	0.0	0.0				0.0
6.50-									0.0					0.0
TOTAL	0.1	0.3	5.4	18.7	28.9	28.1	13.9	3.5	0.8	0.2	0.1			

(冬季)

HAMADA (All Season)

HEIGHT (m)	PERIOD (sec) 0-	3-	4-	5-	6-	7-	8-	9-	10-	11-	12-	13-	14-	TOTAL 15-(%)
0.00-	4.3	1.1	1.2	0.5	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0					7.1
0.25-	0.1	3.7	9.3	4.5	1.2	0.3	0.0	0.0	0.0	0.0				19.2
0.50-	0.0	0.7	5.9	5.3	2.3	0.9	0.2	0.0	0.0	0.0				15.4
0.75-		0.1	2.8	4.8	2.7	1.3	0.3	0.1	0.0	0.0				12.2
1.00-		0.0	1.1	4.3	2.8	1.4	0.4	0.2	0.0					10.0
1.25-	0.0		0.3	2.8	2.7	1.6	0.5	0.1	0.0	0.0				8.1
1.50-	0.0	0.0	0.1	1.5	2.6	1.6	0.5	0.2	0.0					6.5
1.75-	0.0		0.0	0.7	2.0	1.5	0.6	0.2	0.0	0.0				5.1
2.00-			0.0	0.3	2.6	2.5	1.3	0.3	0.1	0.0				7.1
2.50-			0.0	0.0	1.1	1.9	1.0	0.3	0.1	0.0				4.4
3.00-			0.0		0.2	1.2	0.7	0.2	0.1	0.0	0.0			2.4
3.50-			0.0		0.0	0.6	0.5	0.2	0.0	0.0	0.0			1.3
4.00-					0.0	0.2	0.3	0.1	0.0	0.0	0.0			0.7
4.50-						0.0	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0			0.3
5.00-						0.0	0.1	0.0	0.0	0.0				0.1
5.50-							0.0	0.0	0.0					0.0
6.00-								0.0	0.0	0.0				0.0
6.50-								0.0	0.0					0.0
TOTAL	4.4	5.6	20.7	24.8	20.3	15.0	6.6	2.0	0.5	0.1	0.0			

(通年)

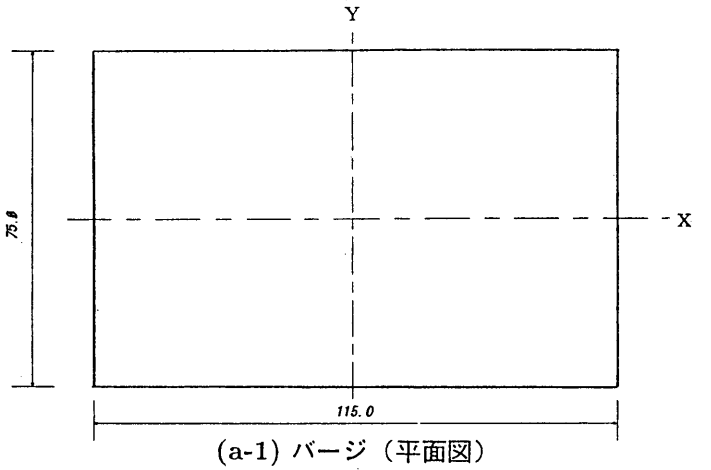
5.4 加速度の周波数応答特性

浮遊式建築物の代表的な構造形式として，同一の平面規模を有するバージ，セミサブおよびTLPの3タイプを想定し，動揺特性を比較する。対象とする建築物の形状を図5.5に，主要目を表5.3に示す。セミサブはITTC[47]による比較計算用モデルとして採用されたものであり，TLPはこれと同一形状を有し，主要カラム（$\phi 10.0m$）中心軸直下のポンツーン底面から4本のケーブルで海底に緊張係留されたものである。周波数応答関数の計算には，ハイブリッド型積分方程式法が適用された。採用された2次アイソパラメトリック要素による要素分割図を図5.6に示す。高周波数域における加速度の周波数応答関数を精度良く算定する必要があることから，かなり細密な要素分割が採用されている。計算時間の節約のため，応答関数は波周波数範囲$\omega = 0.2 \sim 1.5$rad/secを0.1rad/sec刻みで等分した14点について計算され，中間点については3次の区分的エルミート補間法を用いて内挿した値が用いられている。

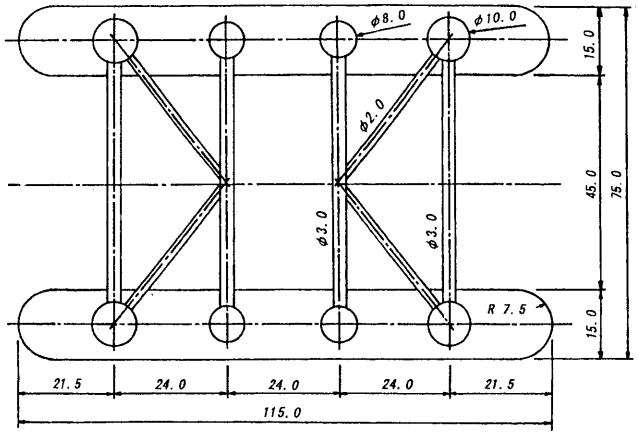
図5.7および図5.8は向波 ($\alpha = 0^o$) を受けた場合および横波 ($\alpha = 90^o$) を受けた場合の加速度の周波数応答関数を示す。ピッチおよびロールの加速度は，それぞれ浮体中心から長辺方向に57.5m，短辺方向に37.5m離れた位置における垂直加速度に換算した値である。

表5.3 対象建築物の主要目

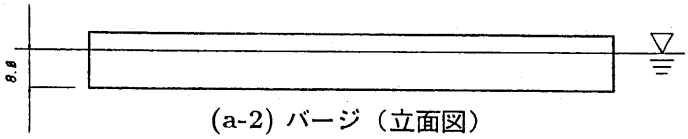
要　目	単位	バージ	セミサブ	TLP
長さ	m	115.0	115.0	115.0
幅	m	75.0	75.0	75.0
没水深	m	8.0	20.032	20.032
物体底面から 回転中心までの距離	m	8.0	17.472	17.472
排水量	m^3	69000.0	34157.4	34157.4
ロール慣性モーメント	m^5	3.23×10^7	4.02×10^7	4.02×10^7
ピッチ慣性モーメント	m^5	7.60×10^7	4.327×10^7	4.327×10^7
ヨー慣性モーメント	m^5	10.75×10^7	5.626×10^7	5.626×10^7
係留索の長さ	m	-	-	32.0
係留索の張力（1本当たり）	ton	-	-	665.4
係留索の鉛直剛性	t/m	-	-	19700.0
水深	m	52.0	52.0	52.0
ヒーブ固有周期	sec	11.5	24.6	2.1
ロール固有周期	sec	9.3	58.1	2.2
ピッチ固有周期	sec	9.9	64.0	1.9



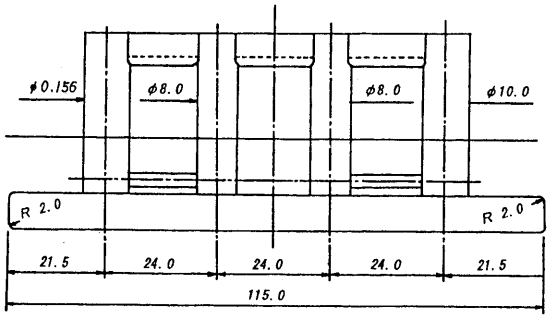
(a-1) バージ（平面図）



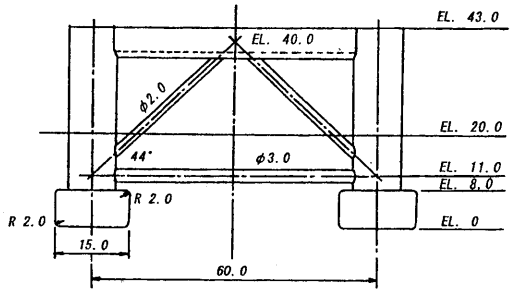
(b-1) セミサブ／ＴＬＰ（平面図）



(a-2) バージ（立面図）



(b-2) セミサブ／ＴＬＰ（側面図）



(b-3) セミサブ／ＴＬＰ（正面図）

図 5.5　対象建築物の形状（単位 m）: (a) バージ，(b) セミサブ/TLP

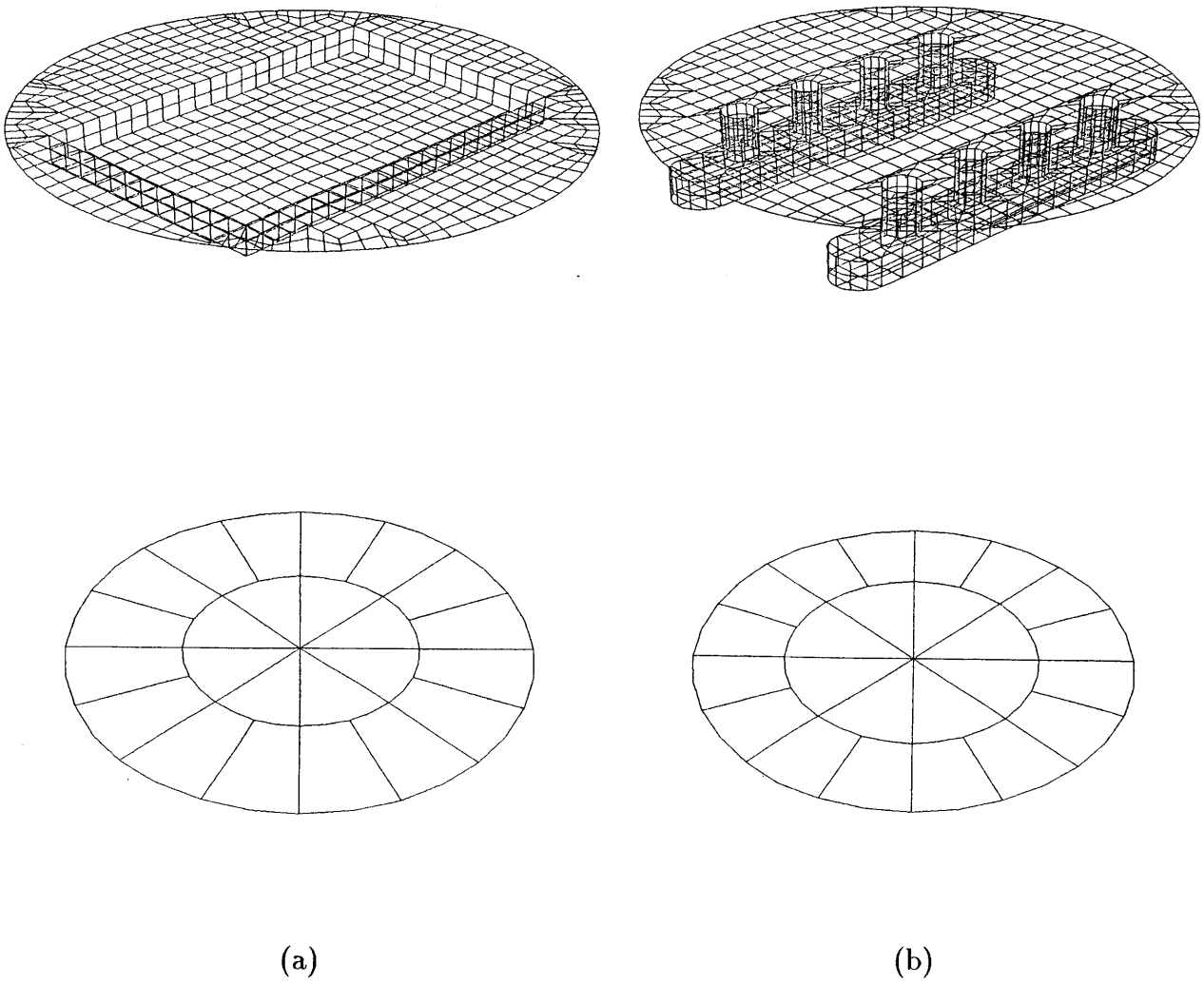
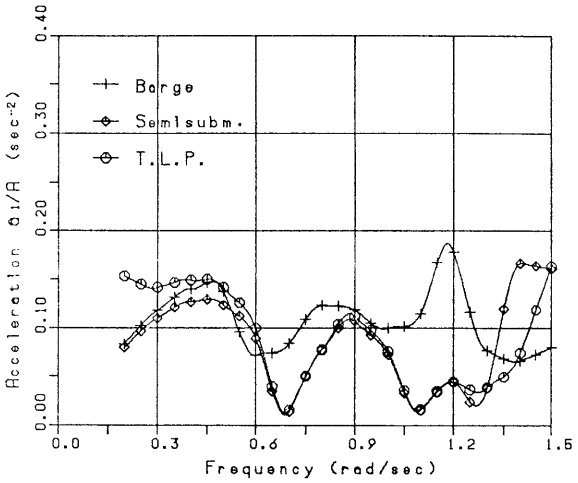
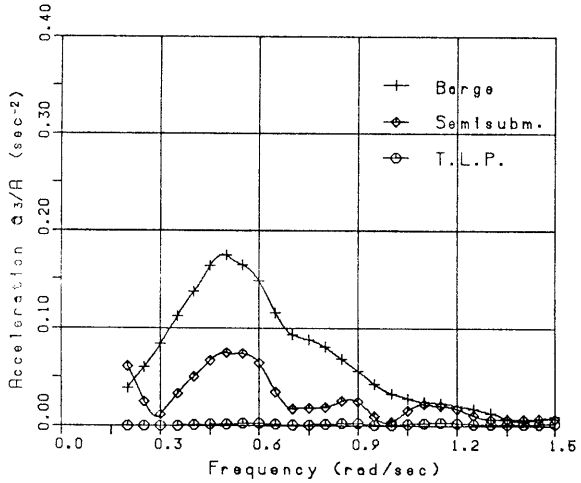


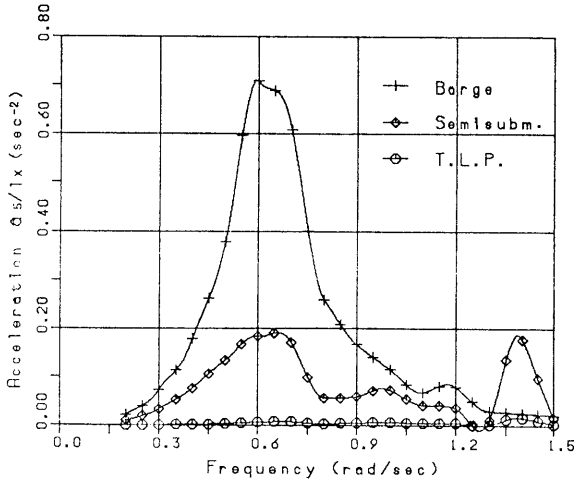
図 5.6　要素分割図：(a) バージ，(b) セミサブ/TLP(2 次アイソパラメトリック要素使用)



(a) サージ

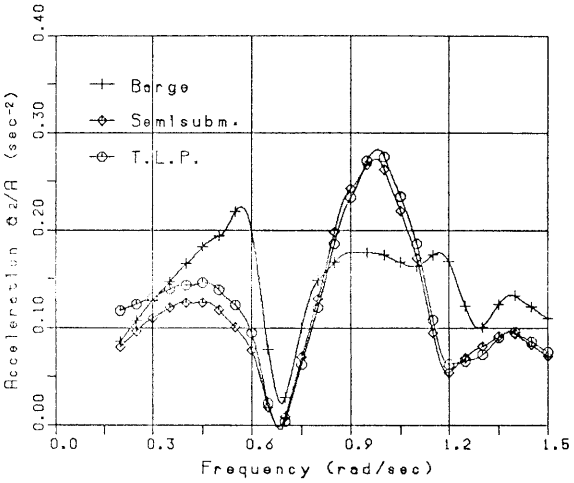


(b) ヒーブ

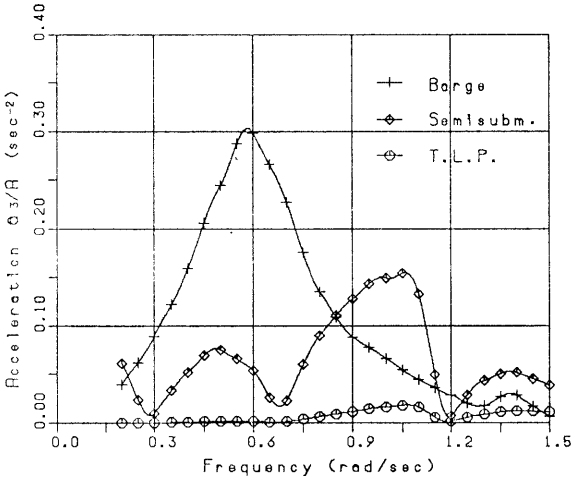


(c) ピッチ

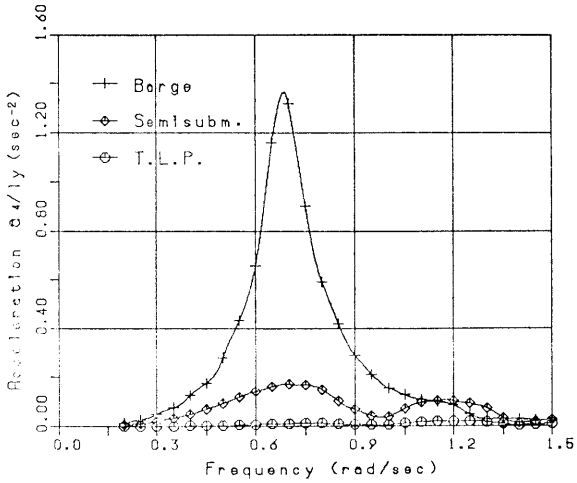
図 5.7 加速度の周波数応答関数
(向波の場合)



(a) スウェイ



(b) ヒーブ



(c) ロール

図 5.8 加速度の周波数応答関数
(横波の場合)

水平加速度応答（サージ，スウェイ）においては，構造形式による相違は顕著には見られない。向波中では，バージは各振動数とも同じ程度の応答倍率を示しているのに対して，セミサブおよびTLPはλ（波長）/L（カラム間距離）の比が1および4の場合すなわち$\omega = 0.9$および0.45rad/secで極大の応答値になり，2の場合すなわち$\omega = 0.65$rad/secの付近で最小の応答値になっている。横波中では，3タイプともλ（波長）/B（浮体幅）の比が2に対応する$\omega = 0.65$rad/secの付近で最小の応答値になっている。

垂直加速度応答（ヒーブ，ロール，ピッチ）においては，3タイプの応答の相違が顕著に表れている。特に，バージでは$\omega = 0.6$rad/sec付近で応答が卓越している。これはバージの固有振動数がこの付近にあるためである。一方，セミサブでは，向波および横波を受ける場合とも$\omega = 0.7$rad/secに波なし周波数が存在しているのが特徴である。波周波数範囲（$\omega = 0.3 \sim 1.0$rad/sec）ではバージよりもセミサブの応答が小さい。TLPは緊張係留されているため応答はさらに小さい。

5.5 加速度応答の統計的予測

5.5.1 不規則波スペクトル

現在多用されている標準波スペクトルは，主としてピアソン・モスコヴィッチ波スペクトルを基にしたものである[37]。代表的なものに，ISSC（国際船体構造会議）スペクトル[46]，ITTC（国際試験水槽会議）スペクトル[47]，JONSWAP（北海合同観測計画）スペクトル[34]およびブレットシュナイダー・光易スペクトル[10]等がある。これらの波スペクトル関数は，波スペクトルが4つの変数（波周波数，重力加速度，風速，吹送距離）の関数であるとするKitaigorodskiiの理論と，高周波数では周波数の5乗に比例するというPhillipsの理論によって導かれたものであり，ブレットシュナイダー・光易スペクトルを除いては，風速のみによって波スペクトルの形状，有義波高や周期が定まるのが特徴である。

ここでは，前節の長期波浪統計資料から有義波高$H_{1/3}$と有義波周期$T_{H_{1/3}}$が知られているので，不規則波スペクトルとしてブレットシュナイダー・光易スペクトルを用いる。ブレットシュナイダー・光易スペクトルは，ISSCスペクトルと本質的には同じスペクトルであり，平均波高$\bar{H}$と平均周期$\bar{T}$の関数として次式のように表される。

$$\Phi_{\zeta\zeta} = 0.432\left(\frac{\bar{H}}{g\bar{T}^2}\right)^2 \cdot g^2\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^5 \exp\left\{-0.675/\left(\bar{T}\cdot\omega/2\pi\right)^4\right\} \tag{5.7}$$

ここに，平均波高$\bar{H}$，平均周期$\bar{T}$と有義波高$H_{1/3}$，有義波周期$T_{H_{1/3}}$との間には，次のような関係がある。

$$\left.\begin{aligned}\bar{H} &= 0.625H_{1/3}\\ \bar{T} &= 0.90T_{H_{1/3}}\end{aligned}\right\} \tag{5.8}$$

図 5.9 は，日本沿岸の有義波高と有義周期の出現頻度分布資料から出現率の高い，有義波周期 $T_{H_{1/3}}$=2.5 ～ 17.5sec の範囲の単位有義波高当たりの波スペクトルを示したものである。波周期が長くなるに従って，スペクトルのピーク値は大きくなる傾向にあり，ピーク振動数は小さくなる傾向にある。

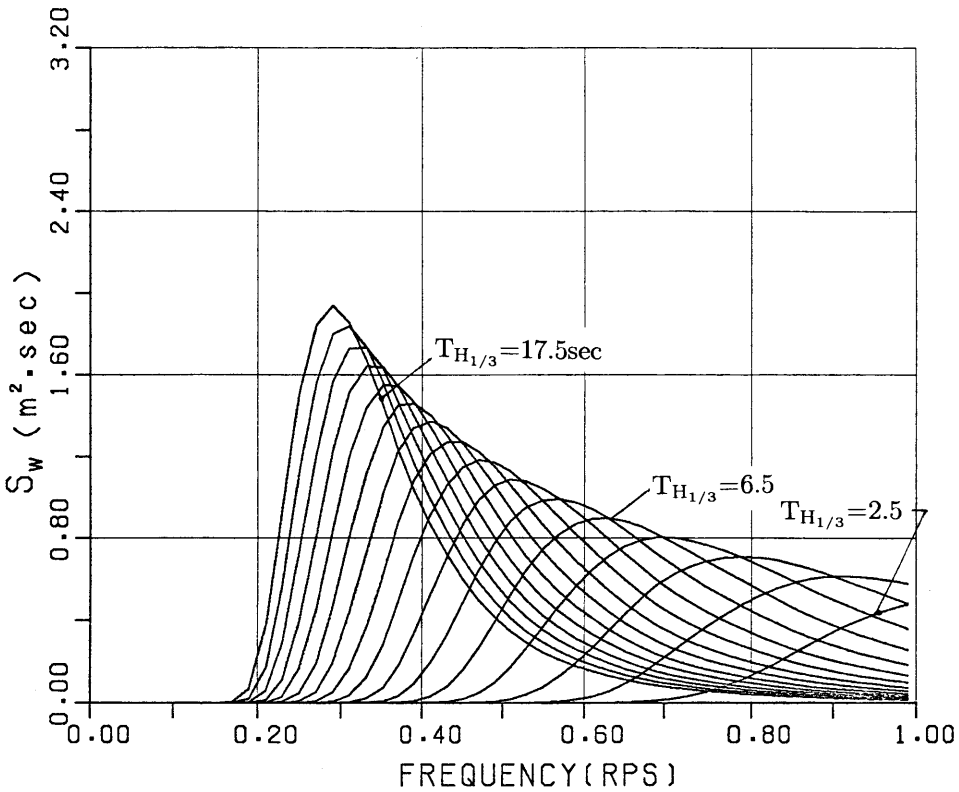


図 5.9　有義波周期別の不規則波スペクトル (単位有義波高当たり)

5.5.2 加速度応答の短期予測

不規則波スペクトルとしてブレットシュナイダー・光易スペクトルを採用し，ハイブリッド型積分方程式法によって得られた加速度の周波数応答関数を用いて，単位有義波高当たりの加速度振幅の有義値を計算した結果を図 5.10 および図 5.11 に示す。式 (5.2) の積分には，波周波数範囲 $\omega = 0.2 \sim 1.5$rad/sec を 0.01rad/sec 刻みで 130 等分し，台形公式を用いている。

加速度の周波数応答関数の傾向と同様，水平加速度（サージおよびスウェイ）の有義値は 3 タイプともほぼ類似の傾向を示している。サージでは有義波周期が長くなるに従って加速度振幅の有義値も増していくが，スウェイでは，6sec 以降は一定の値になっている。これに対して，垂直加速度の有義値では 3 タイプの応答特性の相違が顕著に現れている。ヒーブでは，バージのピーク値が固有周期に近い $T_{H_{1/3}}$=10sec 前後にあるが，セミサブは，波の周期が長くなるにしたがって一定の値をとる。セミサブの応答値はバージの約 20 ～ 25%，TLP に至っては約 2 ～ 3%にとどまっている。ピッチおよびロールにおいても，バージの応答のピーク値は固有周期に近い $T_{H_{1/3}}$=10sec 前後にある。セミサブの応答値はバージの約 15 ～ 20%，TLP に至ってはさらに小さい。

全体的には，向波の場合よりも横波の場合の方が，加速度の有義値は大きい。特にバージのピッチおよびロールにおける垂直加速度の有義値のピーク値が，固有周期に近い有義波周期 $T_{H_{1/3}}$=10sec 前後にあり，セミサブのそれよりも 3～ 5 倍大きい値をとる。

5.5.3 加速度応答の長期予測

図 5.12～図 5.19 は，代表的な 4 港における加速度応答の季節別長期累積発生確率を示す。なお式 (5.6) の積分には台形公式を用いている。

向波を受ける場合の垂直加速度は，浮体の中心から波の進行方向に向かって 57.5m 離れた位置のヒーブとピッチの加速度を，横波を受ける場合の垂直加速度は，浮体の中心から波の進行方向に向かって 37.5m 離れた位置のヒーブとロールの加速度を，それぞれ位相差を考慮して重ね合わせたものである。また，図中には前述の ISO 規格 [49, 48] に定められた動揺の加速度の許容限界値が点線で示されている。水平振動に対する限界値は，固定式海洋建築物において訓練された作業員が精密作業を行うのが困難となる動揺の限界を示したもので，規格では加速度の限界値が周波数の関数として与えられているが，図では，0.2Hz における値を代表値として示している。垂直振動に対する限界値は，成人健康男子の約 10%が動揺病にかかるであろう限界値を示したもので，規格では周波数と暴露時間の関数として与えられているが，図では周波数 0.1～0.3Hz，暴露時間 2 時間での限界値を示している。

図 5.12 および図 5.13 は太平洋沿岸の波浮，図 5.14 および図 5.15 は日本海沿岸の弾崎，図 5.16 および図 5.17 は浜田，図 5.18 および図 5.19 は沖縄沿岸の名瀬における長期累積発生確率をそれぞれ示す。

これらの図から，水平応答の累積発生確率は，いずれの設置港においても 3 タイプとも類似の傾向を示し，構造形式による相違は見られない。ISO の限界値を超過する確率（= 1 - 累積発生確率）は夏季よりも冬季の方が高い。また波向きによっても違いが見られ，向波よりも横波を受ける場合の方が高い確率を示している。特に，冬季の波浮で，最も高く，横波中の超過確率は 17.3% になっている。

垂直応答では，構造形式による相違が顕著に現れている。夏季よりも冬季の方が ISO の限界値を超過する超過確率は高い。セミサブでは，波高が最も高い冬季の波浮においても，横波の場合で 9.6%と小さいのに対して，バージでは 36.5%もあり超過確率は高い。なお，TLP の超過確率はいずれの設置港においても非常に小さい。

特に，超過確率の高いバージの場合の垂直応答累積超過確率を設置港別，季節別および波向き別に比較したのが表 5.4 である。この表から，超過確率は向波よりも横波中の方が，また季節別では夏季よりも冬季の方が高く，特に日本海沿岸の弾崎，浜田では夏季と冬季の差が激しい。

表 5.4　バージの垂直加速度応答の季節別超過確率表 (単位%)

	向波の場合			横波の場合		
設置港	通年	夏季	冬季	通年	夏季	冬季
波　浮	26.9	21.2	23.0	44.0	36.5	36.5
弾　崎	17.6	0.9	42.3	21.0	2.6	53.9
浜　田	15.8	1.9	33.7	18.3	4.2	45.8
名　瀬	13.5	4.4	25.0	20.6	8.3	35.1

ISO の限界値を超過する確率を構造形式別（バージ，セミサブ）および設置港別に比較したのが図 5.20~図 5.27 である。なお，TLP については，水平加速度応答の超過確率がセミサブとほとんど一致しており，さらに垂直加速度応答の超過確率がセミサブやバージに比較して非常に小さいので，ここでは掲載を省略した。

バージの水平加速度応答の超過確率は，向波よりも横波の場合の方が高い。横波の場合では太平洋沿岸よりも日本海沿岸の方が高く，通年の超過確率は日本海沿岸で 10%前後あるが，太平洋沿岸で 5%以下である。夏季よりも冬季の方が全体的には高いが，特に日本海沿岸では夏季と冬季の変化の差が激しく，弾崎では夏季で 2.5%が冬季になると 30.0%も生じる。海域別に見ると，日本海沿岸では，弾崎，阿賀沖および輪島が高い。太平洋沿岸では，鹿島および波浮が他港と比較して圧倒的に高い。

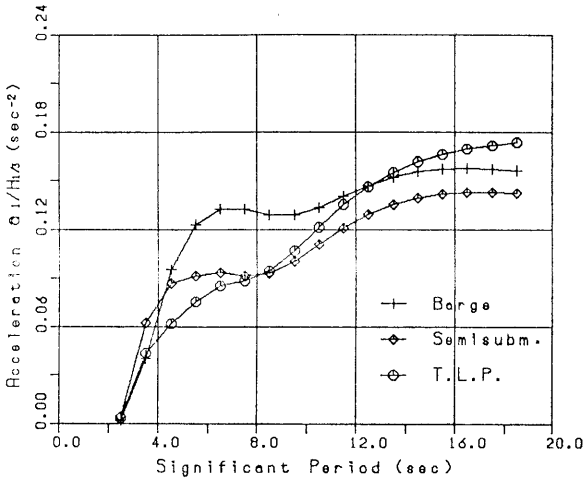
バージの垂直加速度応答の超過確率でも，向波よりも横波の場合の方がやや高い。横波の場合では，通年の超過確率は太平洋沿岸の方が高い。日本海沿岸では季節による変化が激しい。たとえば弾崎では夏季で 2.6%が冬季になると 53.9%にもなるなど夏季よりも冬季の方が高くなる。一

方，太平洋沿岸では全体的に季節による変化は少ないが，海域によっては季節による特徴が現れている。たとえば，潮岬から南方沿岸は冬季よりも夏季の方が確率が高いのに対して，鹿島，阿字ヶ浦などは夏季よりも冬季の方が高くなっている。また波浮のように夏季と冬季では変わらないが，これらの季節よりも通年の方が高く出ている海域もある。これは春季 (3,4,5 月) および秋季 (9,10,11 月) の超過確率が高いための影響である。春季および秋季の高い理由は 3 月始めの強風および 9 月の台風による波浪がこの季節に含まれるためと思われる。

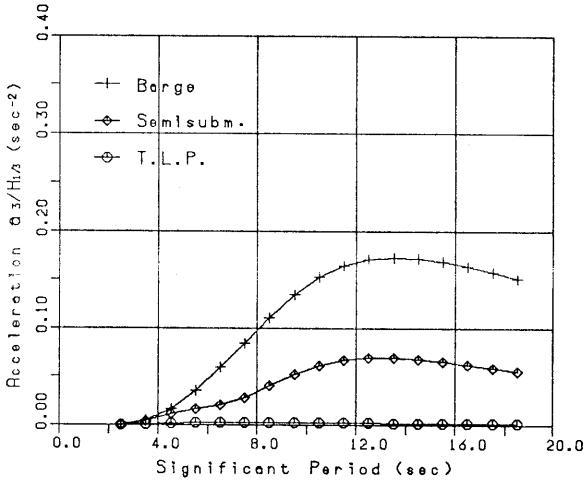
セミサブの水平加速度応答の超過確率は，向波よりも横波の場合の方が高い。横波の場合では太平洋沿岸よりも日本海沿岸の方が高く，通年の超過確率は日本海沿岸で 10%前後あるのに対して太平洋沿岸で 5%以下である。季節別では夏季よりも冬季の方が高い。特に日本海沿岸では季節による変化が激しく，藍島では夏季で 0%が冬季になると 42%も生じている。海域別に見ると，日本海沿岸の中でも，弾崎，阿賀沖および輪島が高い。太平洋沿岸の中では，鹿島および波浮が他に比較して断然高い。

セミサブの垂直加速度応答の超過確率でも，向波よりも横波の場合の方が高い。横波の場合では太平洋沿岸よりも日本海沿岸の方が高く，通年の超過確率は日本海沿岸で 3%前後であるが，太平洋沿岸では 1%前後である。季節別では，冬季のみ超過確率が生じている。海域で見ると，日本海沿岸では，弾崎，輪島，酒田，金沢および福井が高い。太平洋沿岸では，むつ小川原および鹿島が高い。

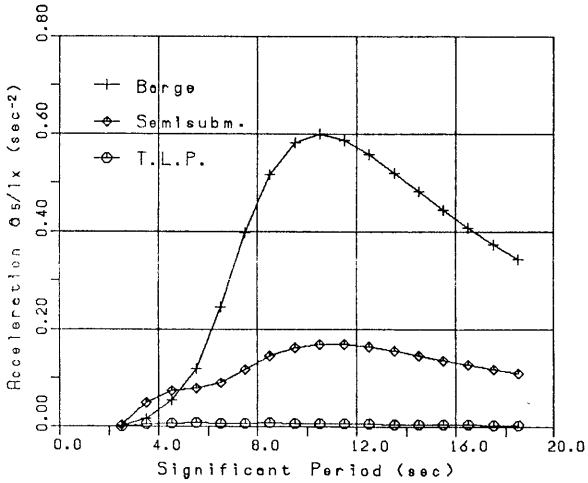
以上の結果から，日本沿岸海域における海洋建築物の居住性は，構造形式，設置海域および季節によって相当な違いが見られることがわかる。特に，太平洋沿岸では季節による変化は少ないが，日本海沿岸では夏季と冬季とで居住性が著しく異なる。TLP およびセミサブは，横波中における水平加速度応答の超過確率が波浪条件の厳しい冬季の日本海沿岸の大部分で 30%前後となる以外は，いずれの設置港においても水平および垂直加速度応答の超過確率は数%であることから十分な居住性が保たれることがわかる。しかし，バージはいずれの海域においても不快限界値を超過する確率が高いので居住性を確保することが困難である。特に，波浪条件の厳しい冬季の弾崎および輪島などでは横波を受ける場合の超過確率が 50%を越える。



(a) サージ



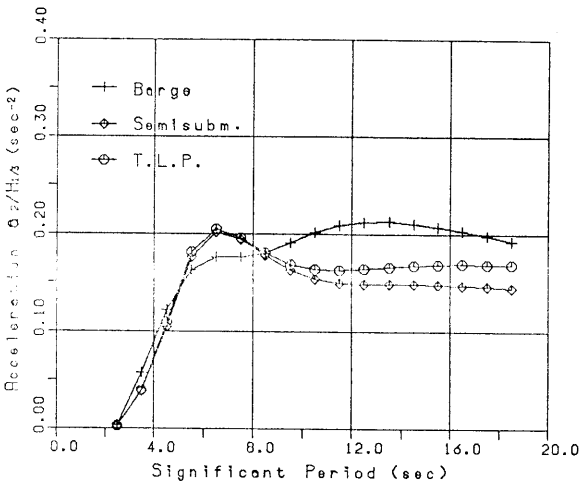
(b) ヒーブ



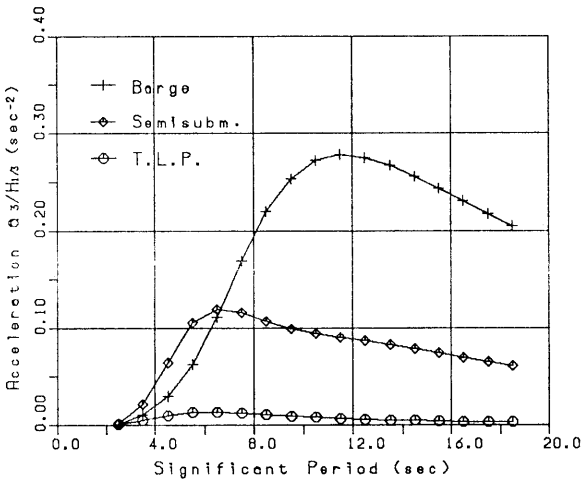
(c) ピッチ

図 5.10 加速度振幅の有義値

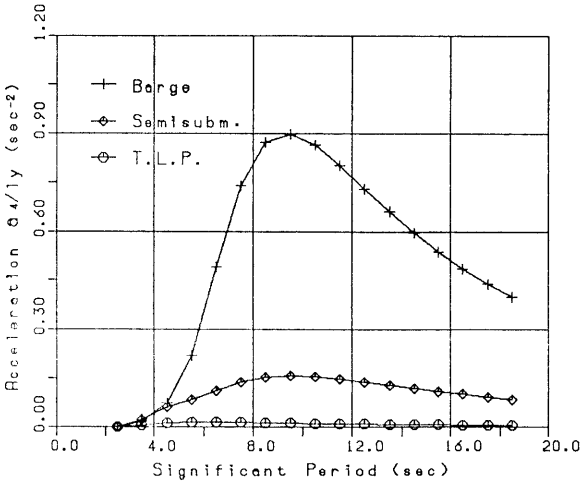
(向波の場合)



(a) スウェイ



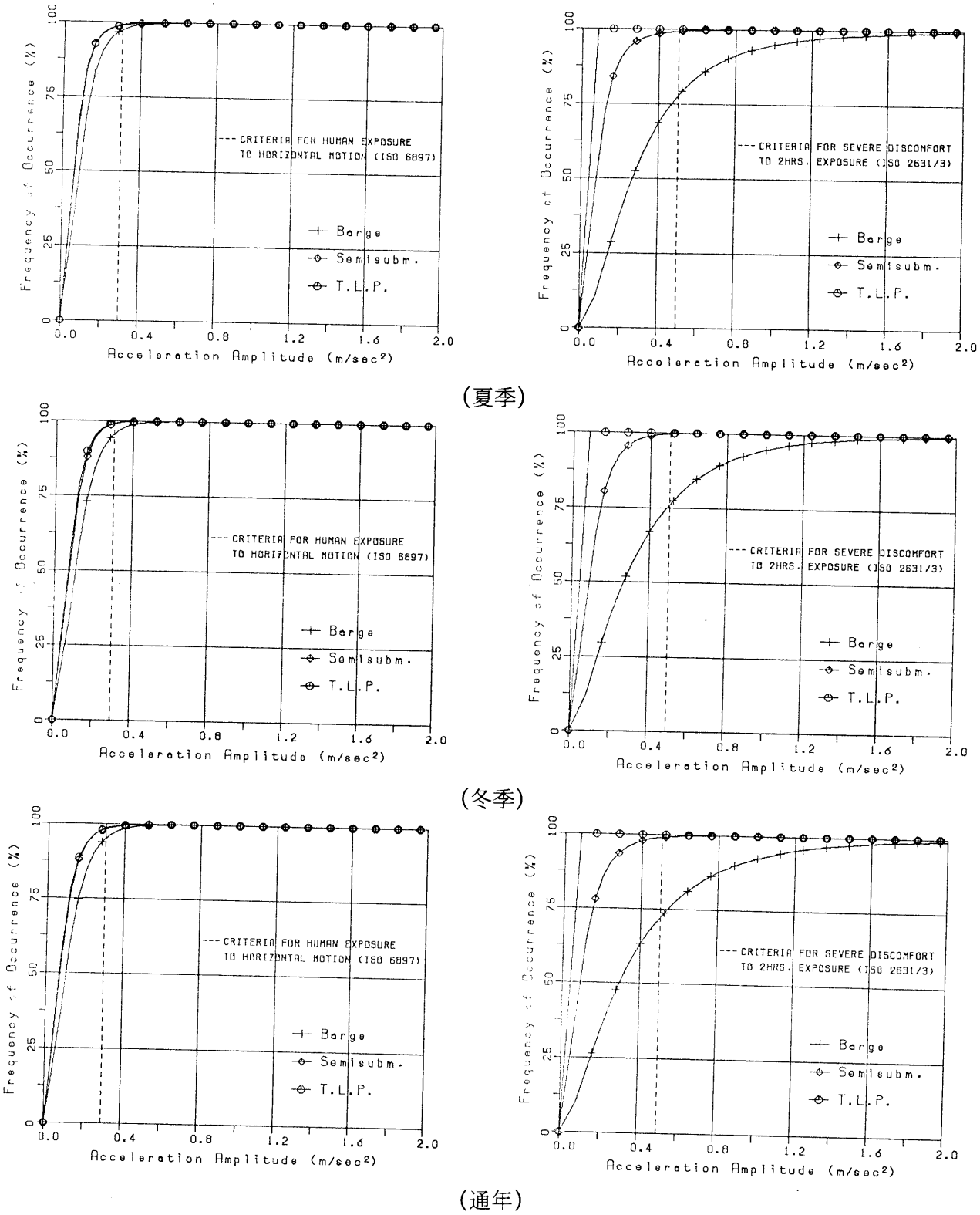
(b) ヒーブ



(c) ロール

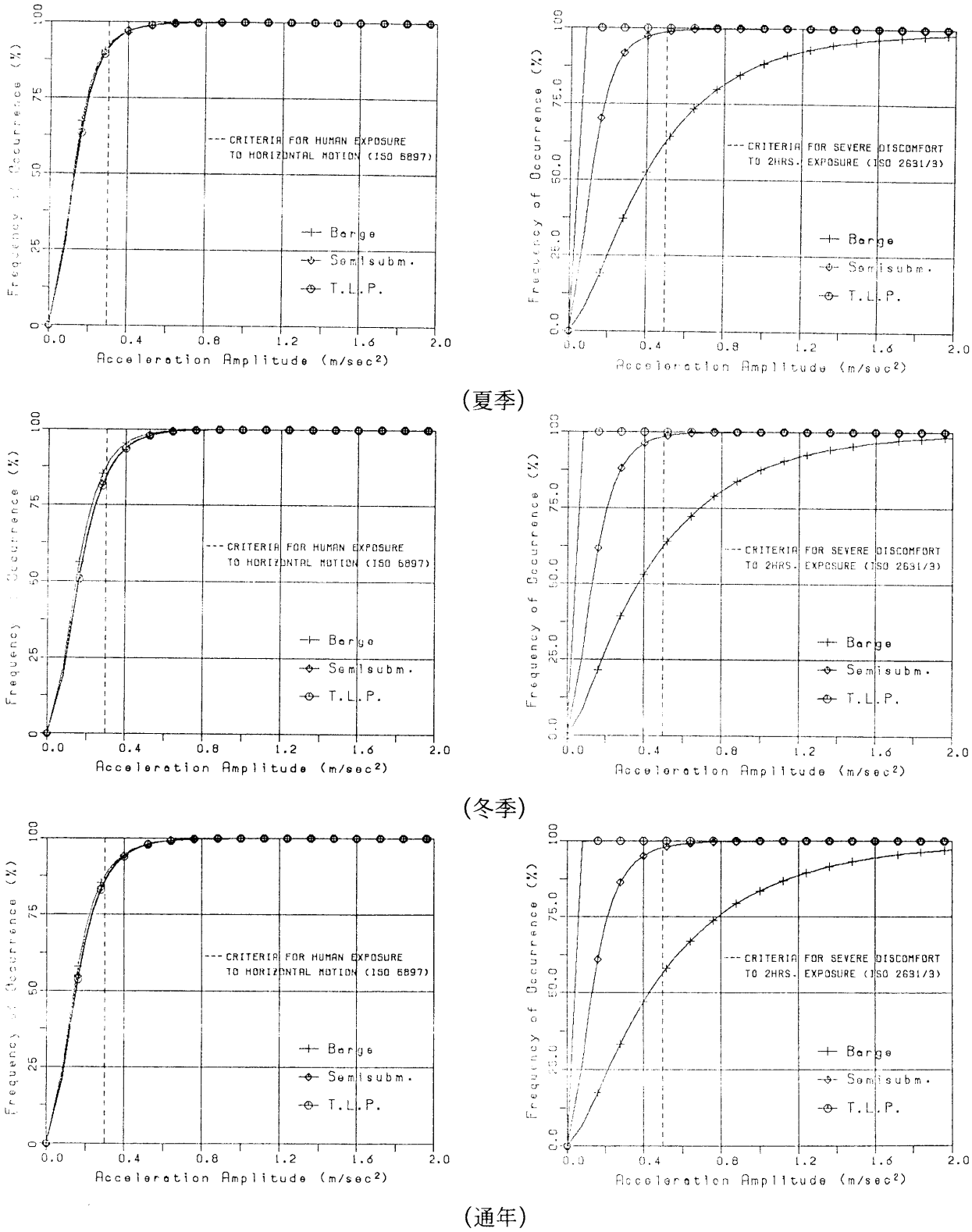
図 5.11 加速度振幅の有義値

(横波の場合)



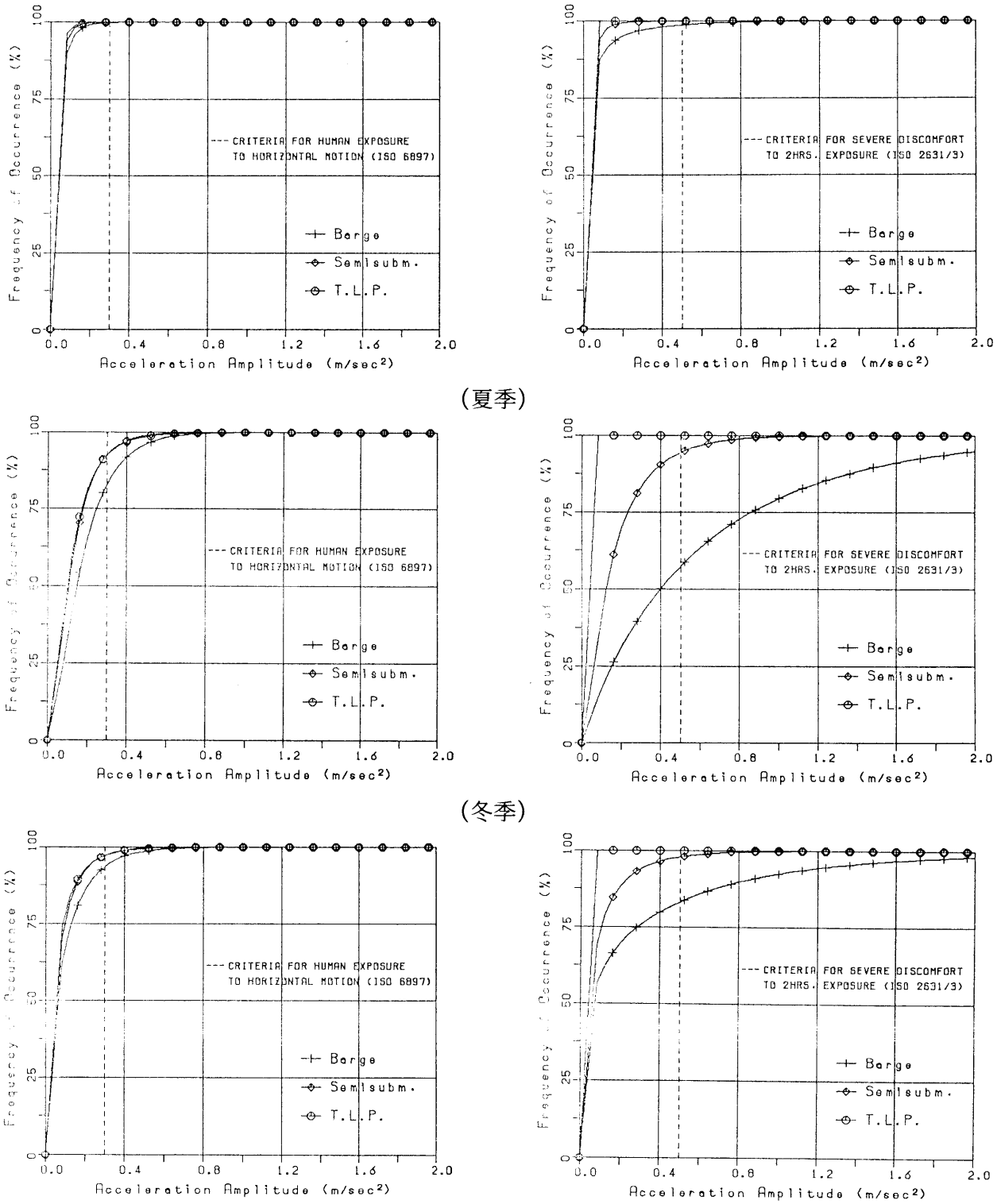
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.12　波浮における加速度応答の長期累積発生確率（向波の場合）



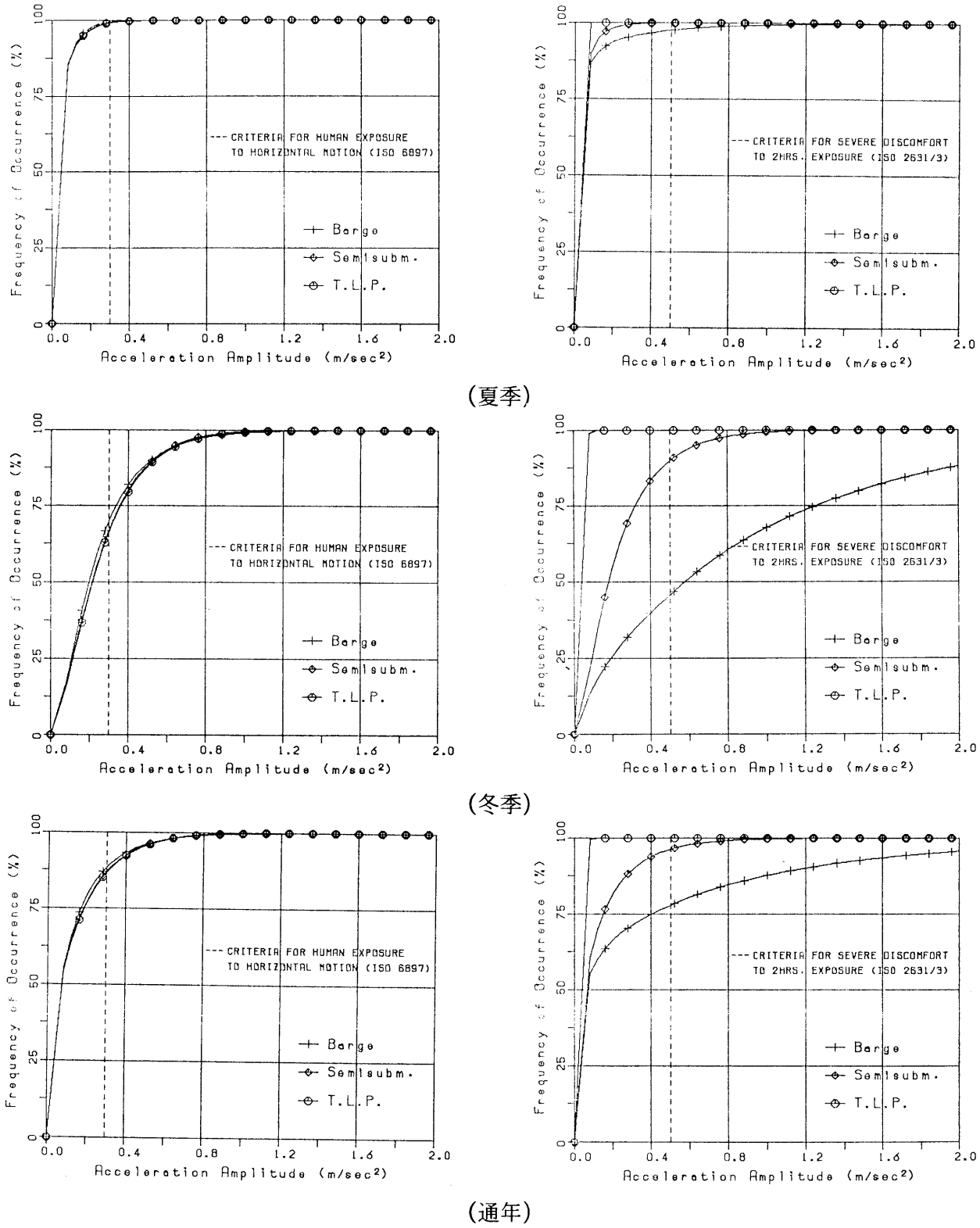
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.13　波浮における加速度応答の長期累積発生確率（横波の場合）



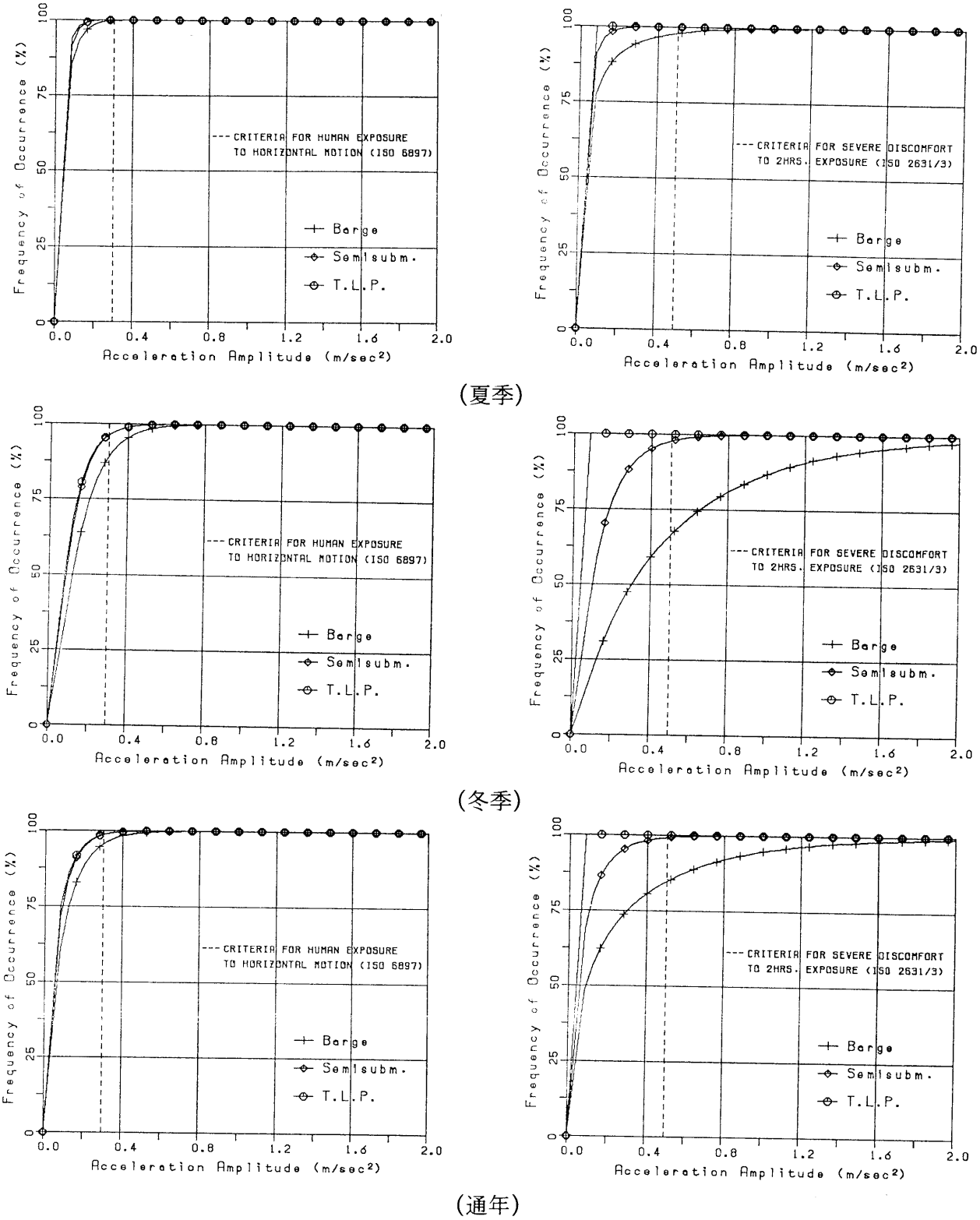
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.14　弾崎における加速度応答の長期累積発生確率（向波の場合）



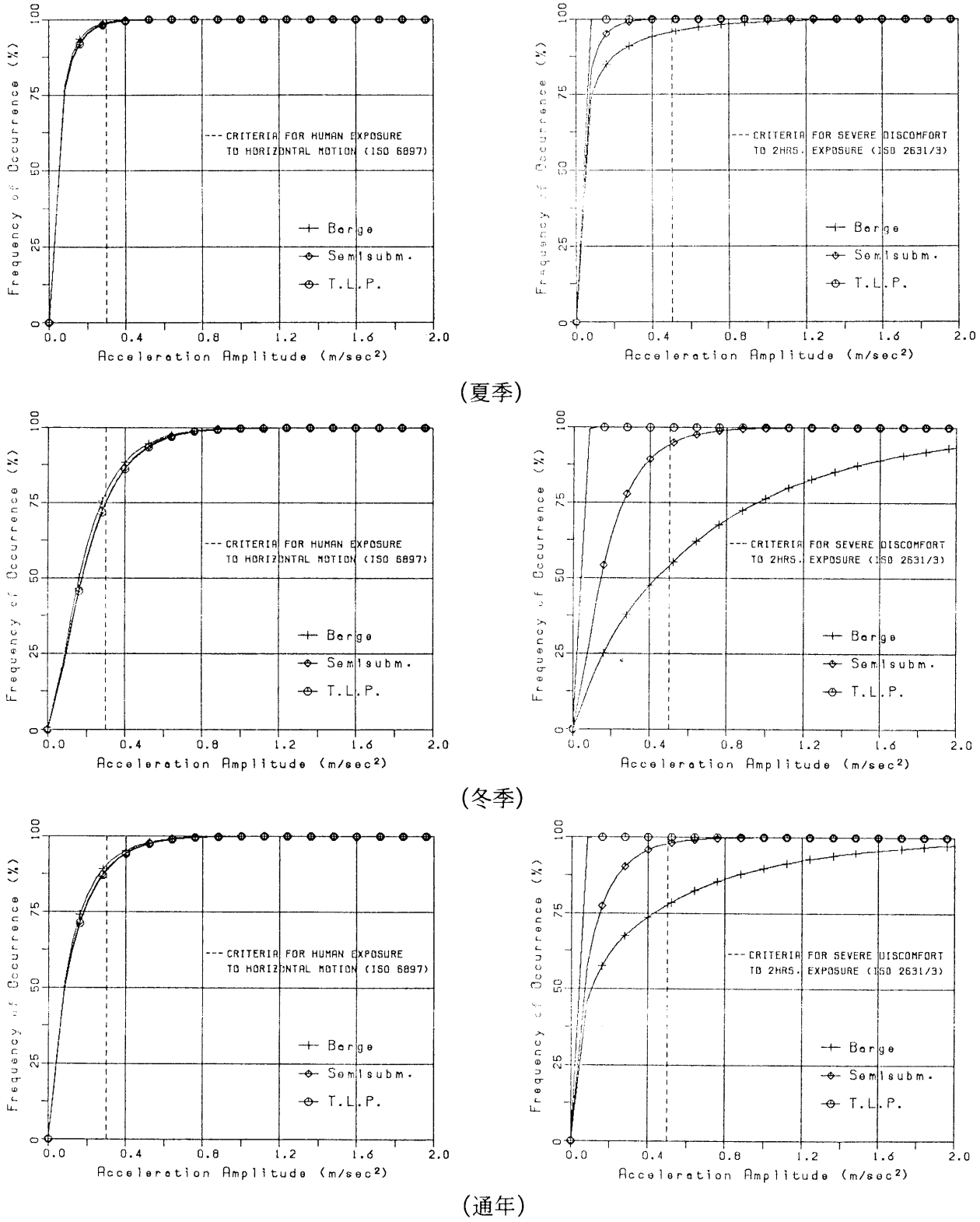
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.15　弾崎における加速度応答の長期累積発生確率（横波の場合）



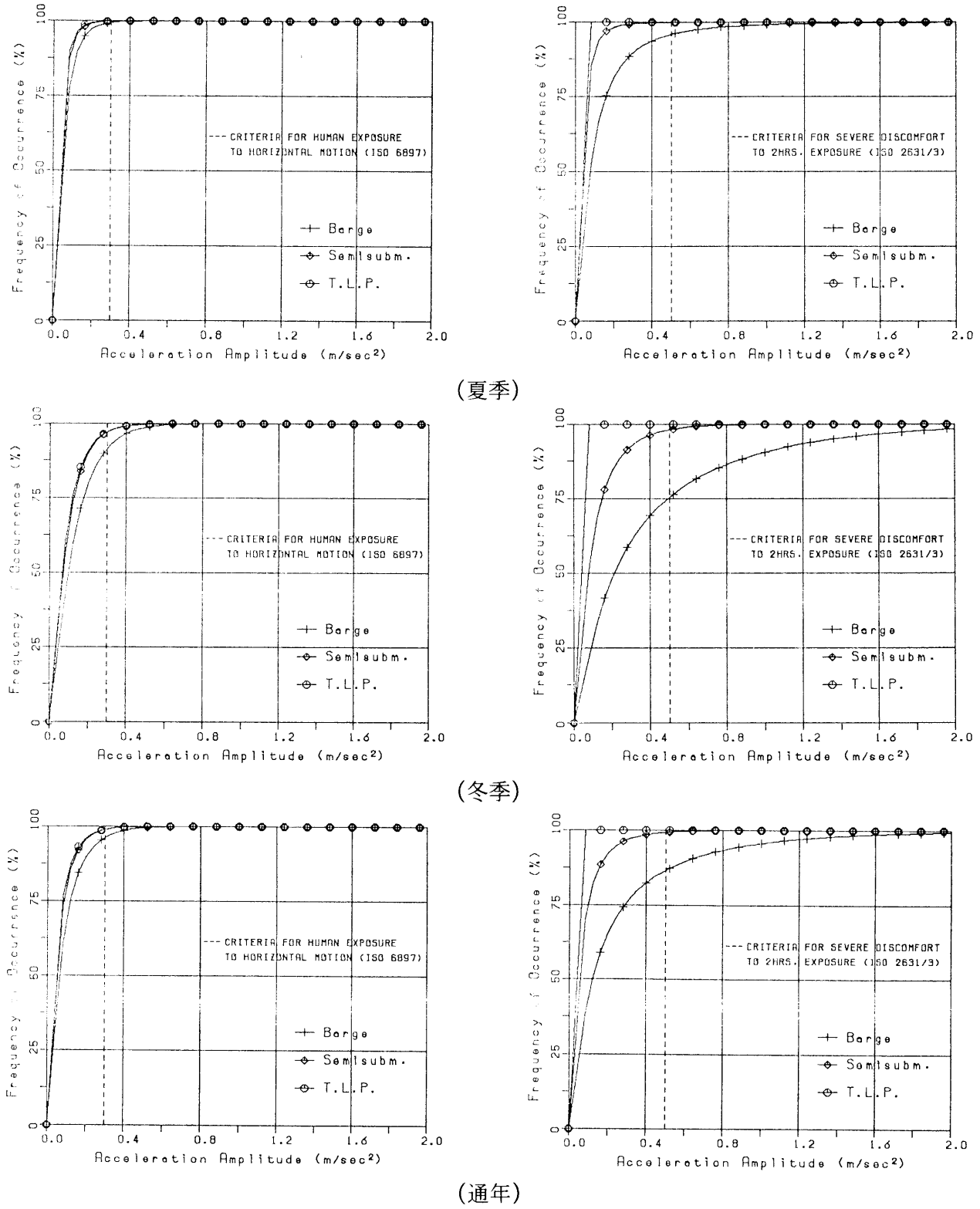
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.16　浜田における加速度応答の長期累積発生確率（向波の場合）



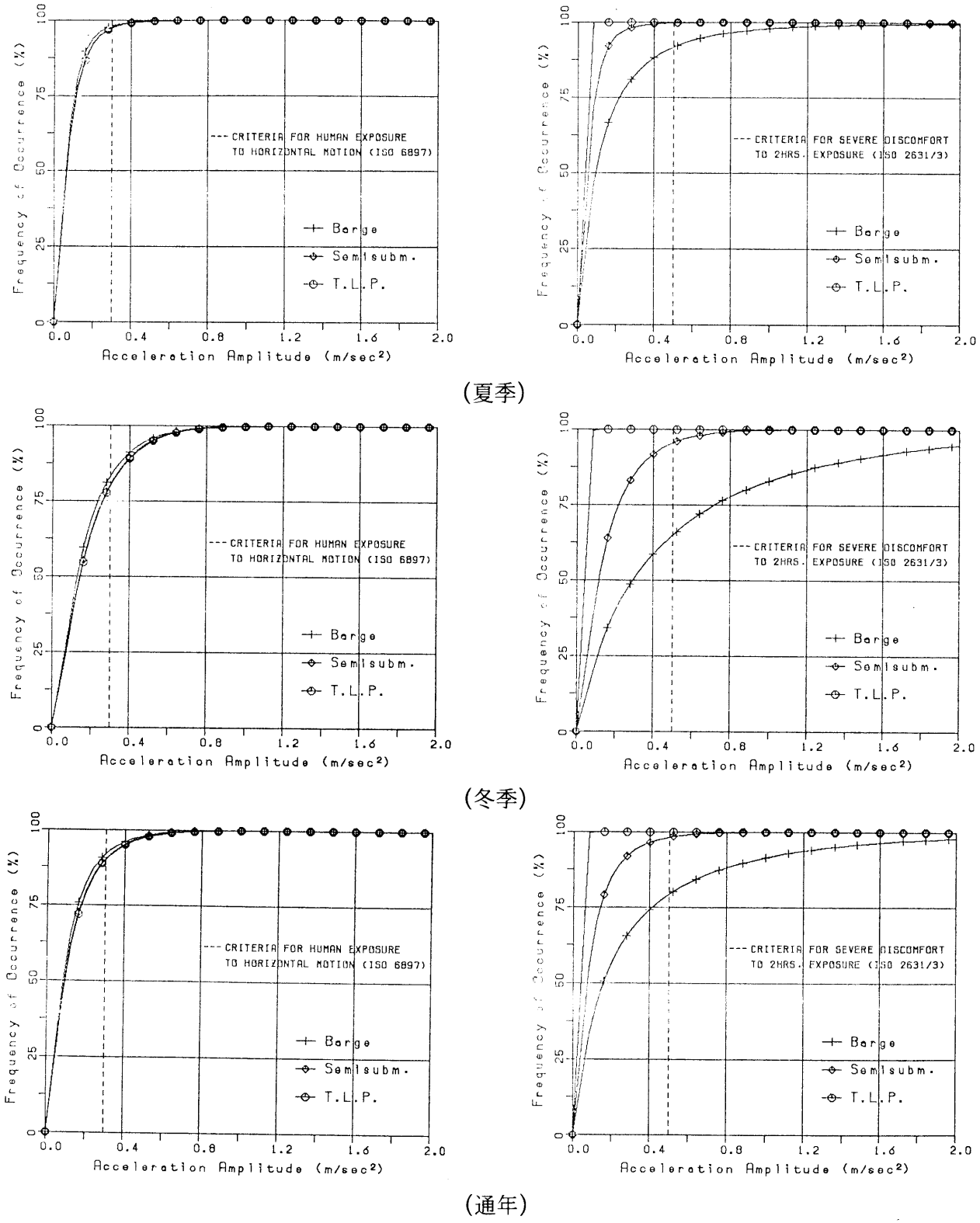
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.17　浜田における加速度応答の長期累積発生確率（横波の場合）



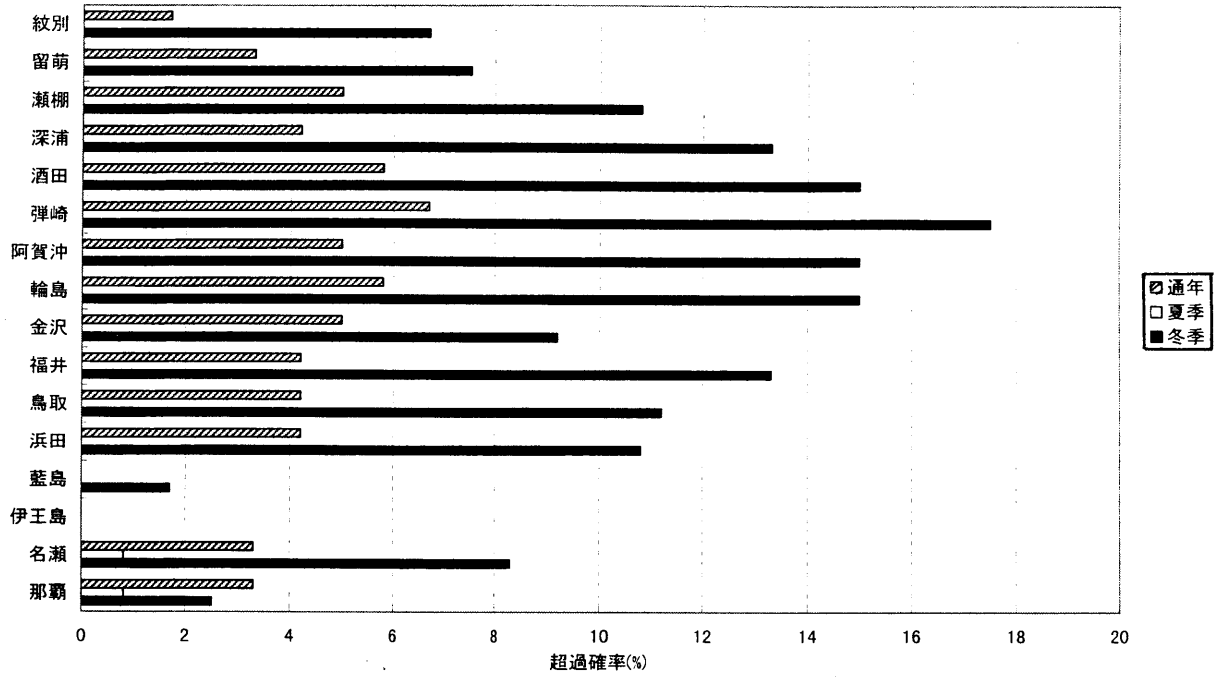
(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.18　名瀬における加速度応答の長期累積発生確率（向波の場合）

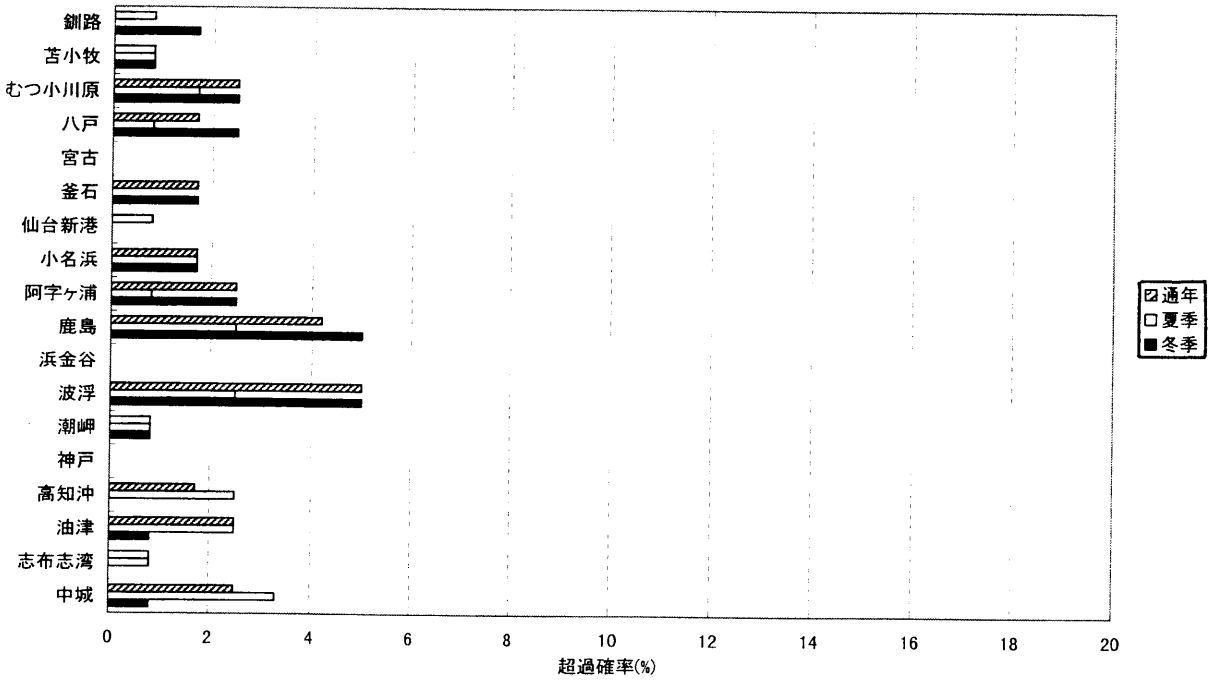


(a) 水平応答　　(b) 垂直応答

図 5.19　名瀬における加速度応答の長期累積発生確率（横波の場合）

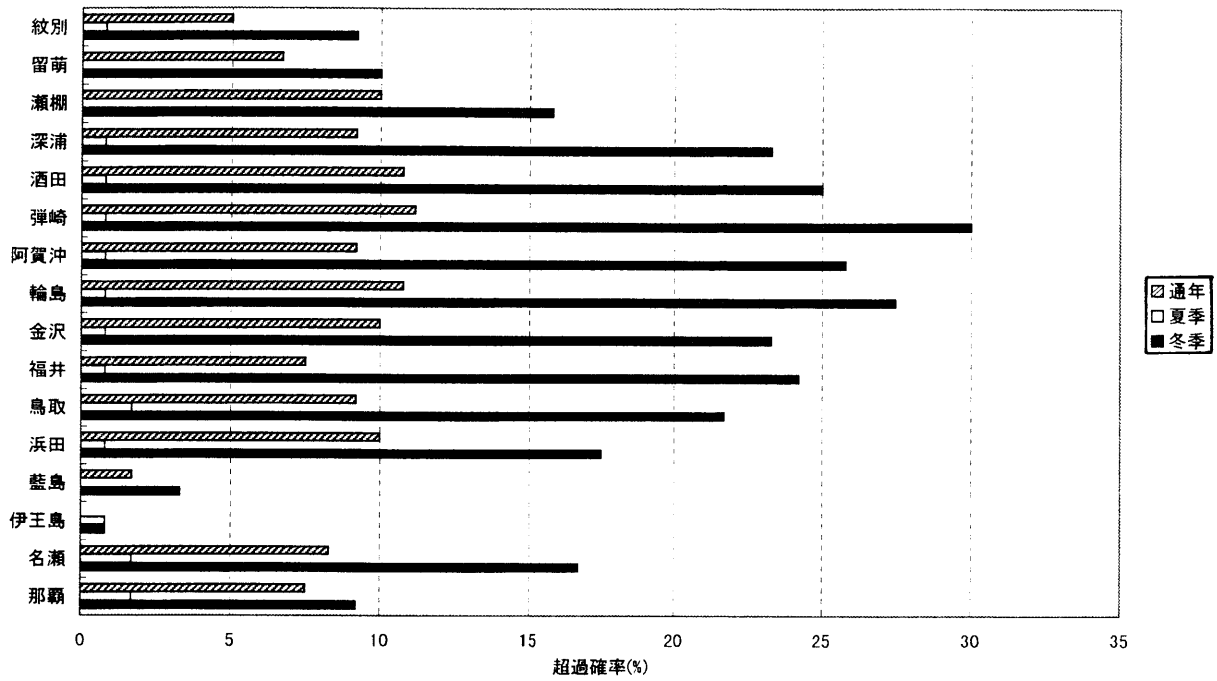


(a) 日本海沿岸

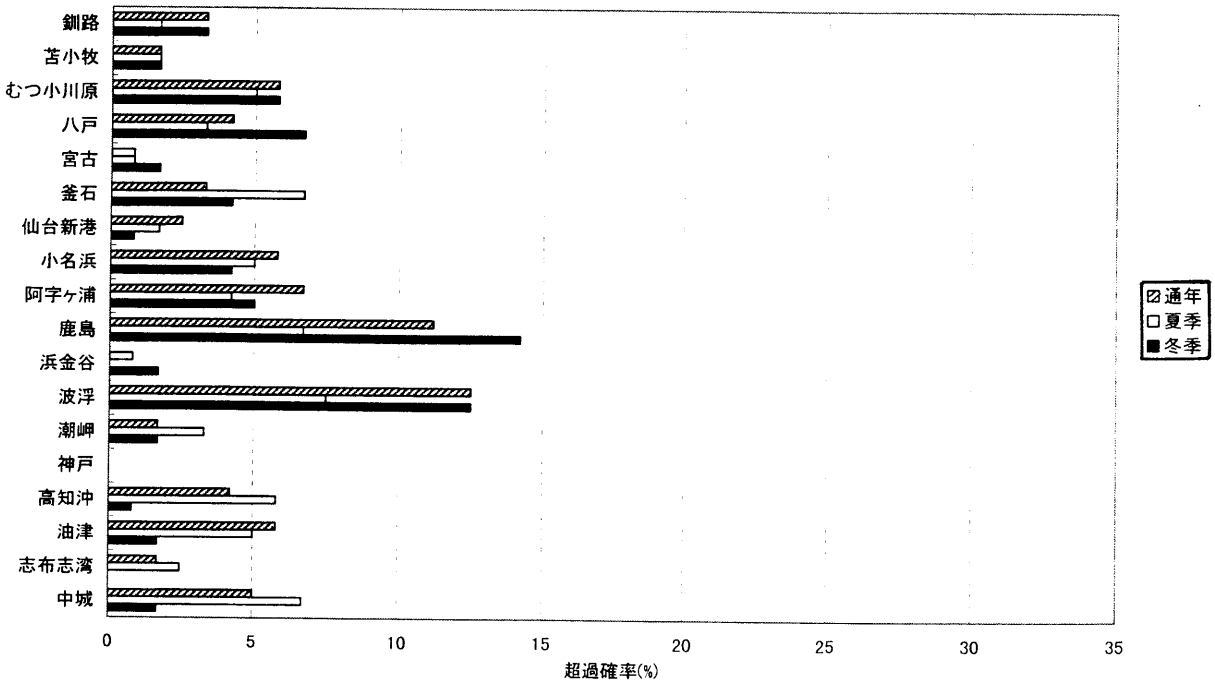


(b) 太平洋沿岸

図 5.20　日本沿岸におけるバージの水平加速度応答の長期累積超過確率（向波の場合）

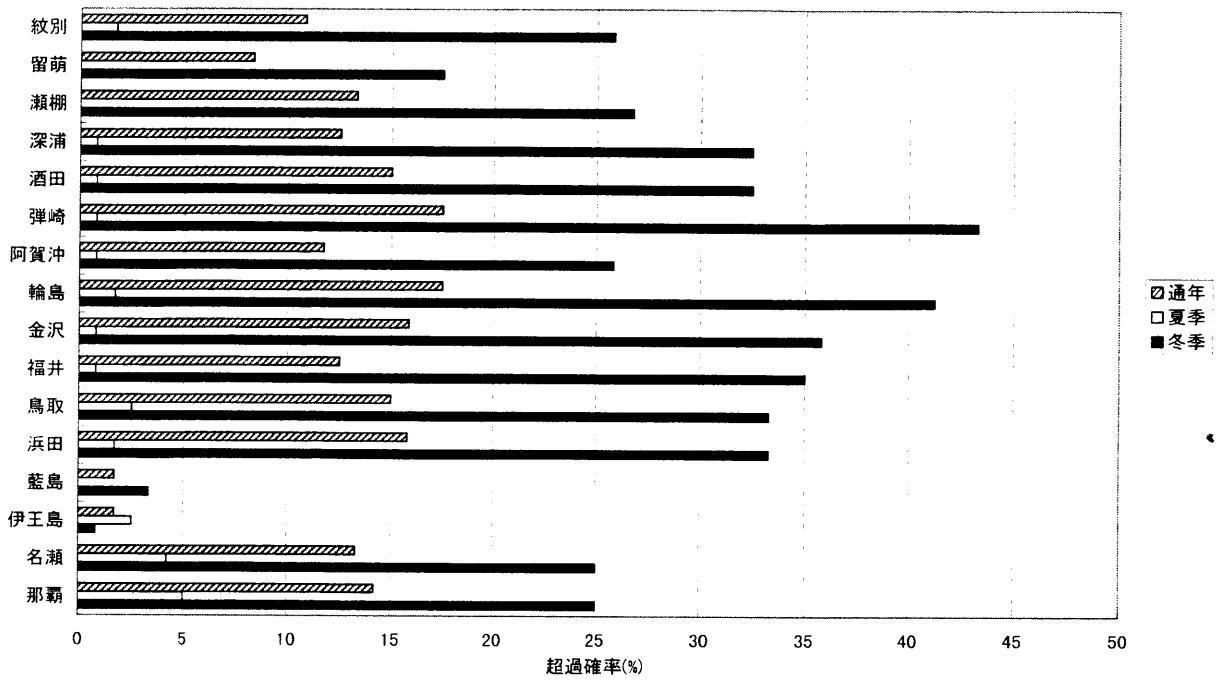


(a) 日本海沿岸

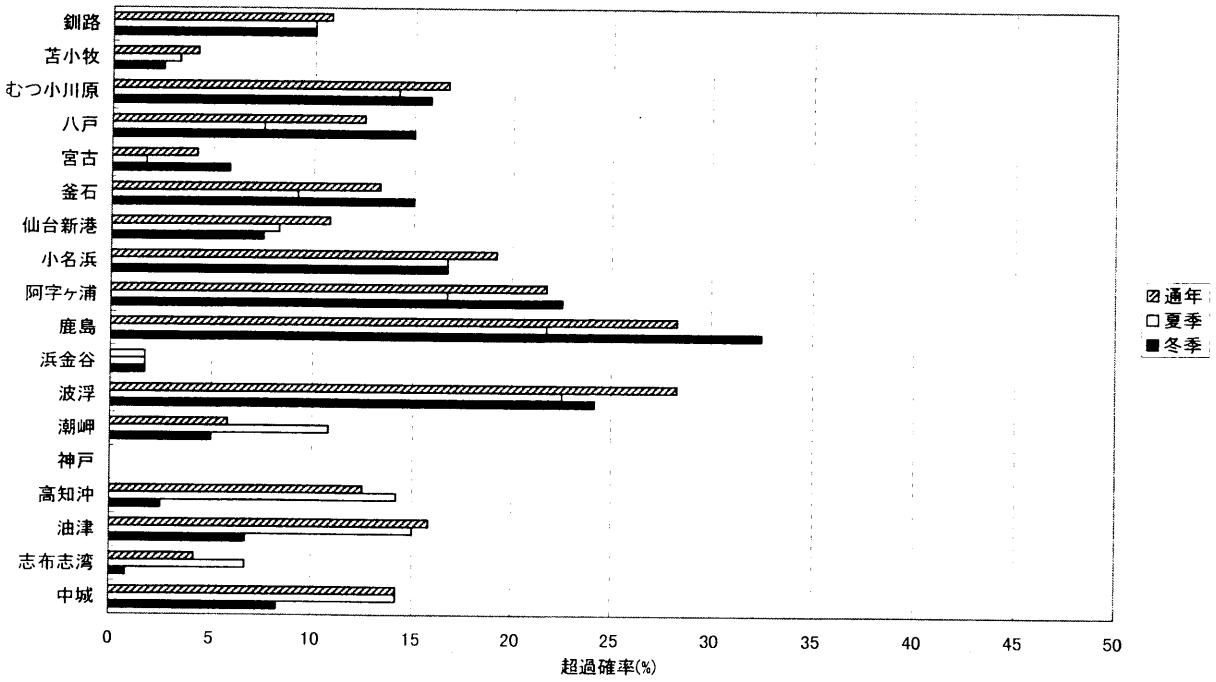


(b) 太平洋沿岸

図 5.21 日本沿岸におけるバージの水平加速度応答の長期累積超過確率（横波の場合）

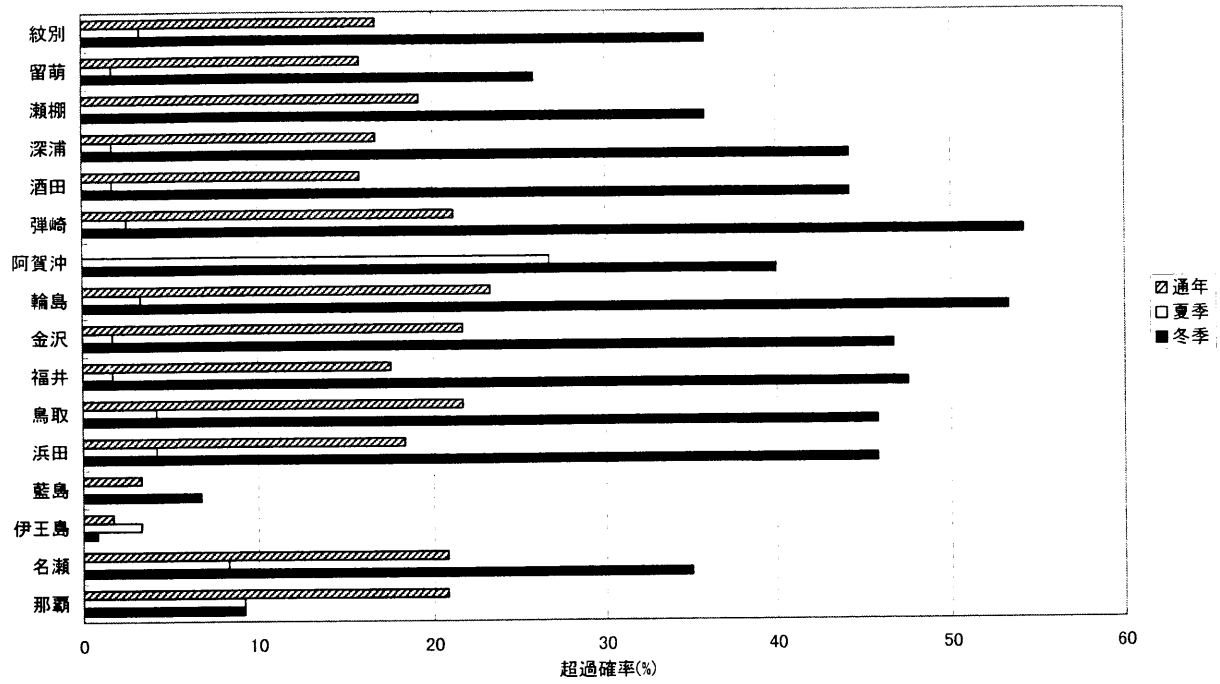


(a) 日本海沿岸

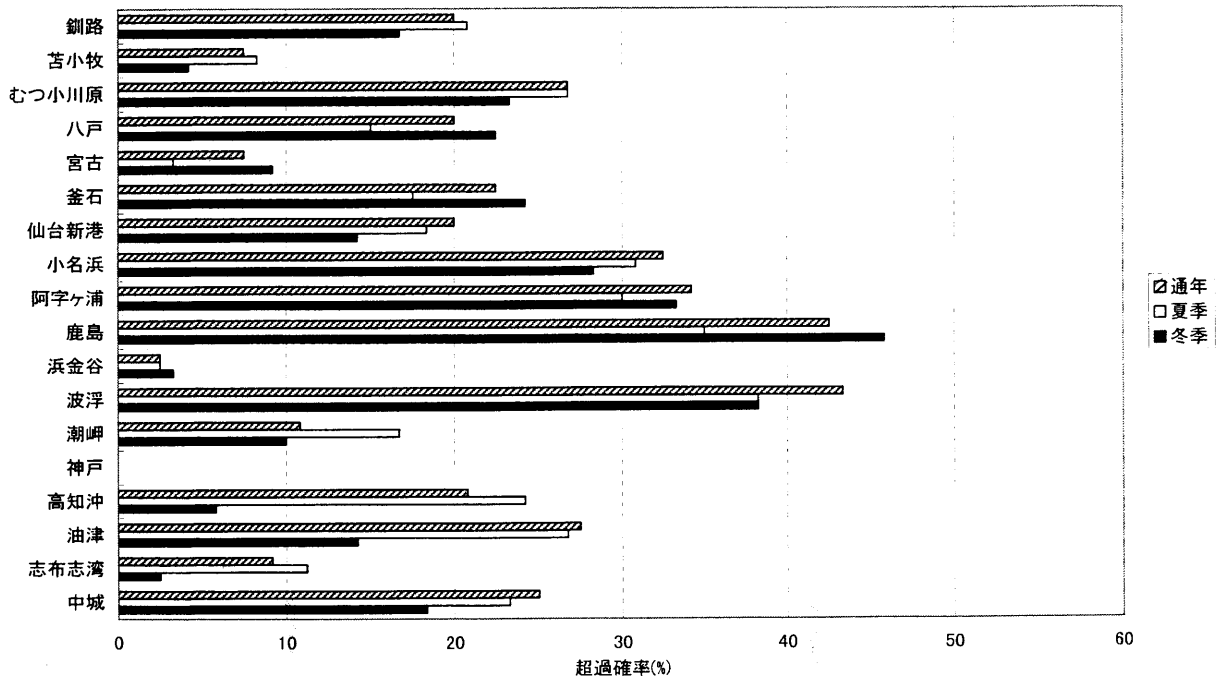


(b) 太平洋沿岸

図 5.22　日本沿岸におけるバージの垂直加速度応答の長期累積超過確率（向波の場合）

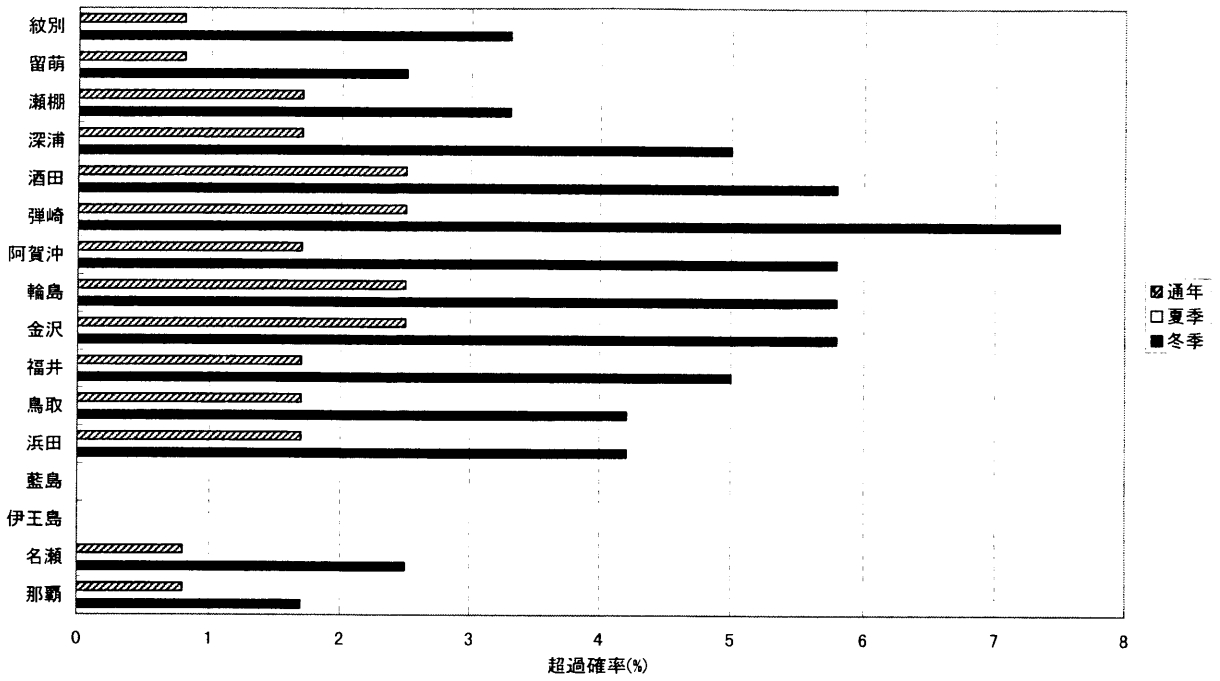


(a) 日本海沿岸

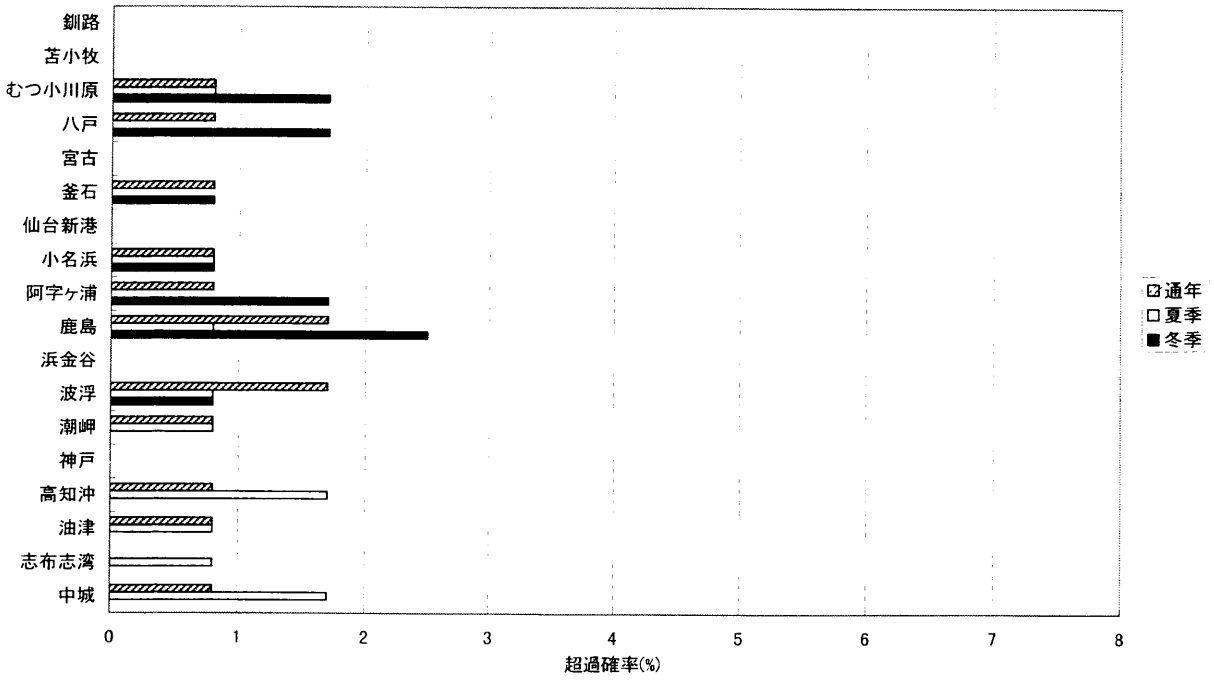


(b) 太平洋沿岸

図 5.23 日本沿岸におけるバージの垂直加速度応答の長期累積超過確率（横波の場合）

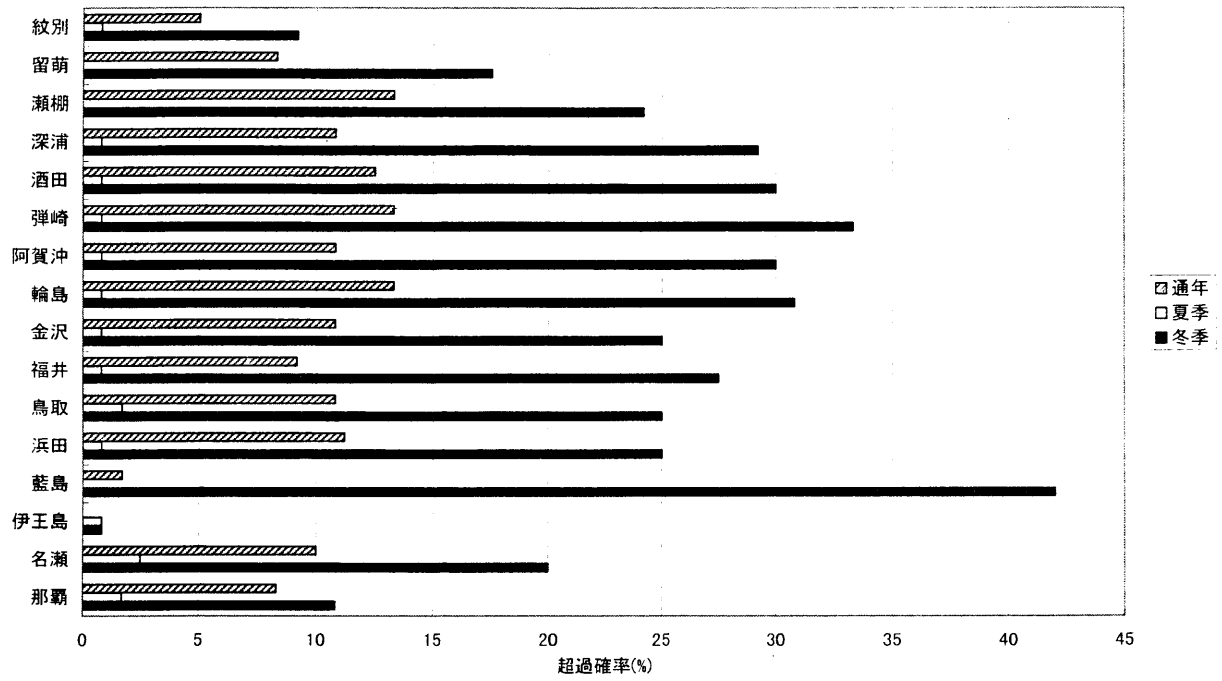


(a) 日本海沿岸

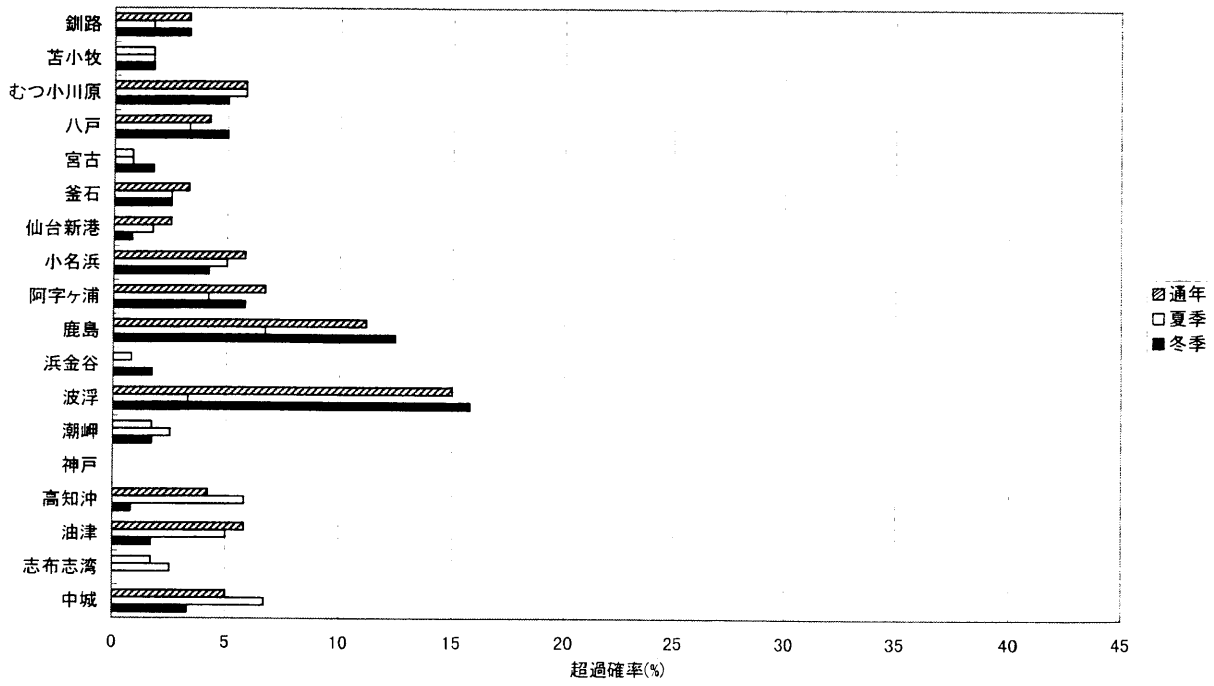


(b) 太平洋沿岸

図 5.24　日本沿岸におけるセミサブの水平加速度応答の長期累積超過確率（向波の場合）

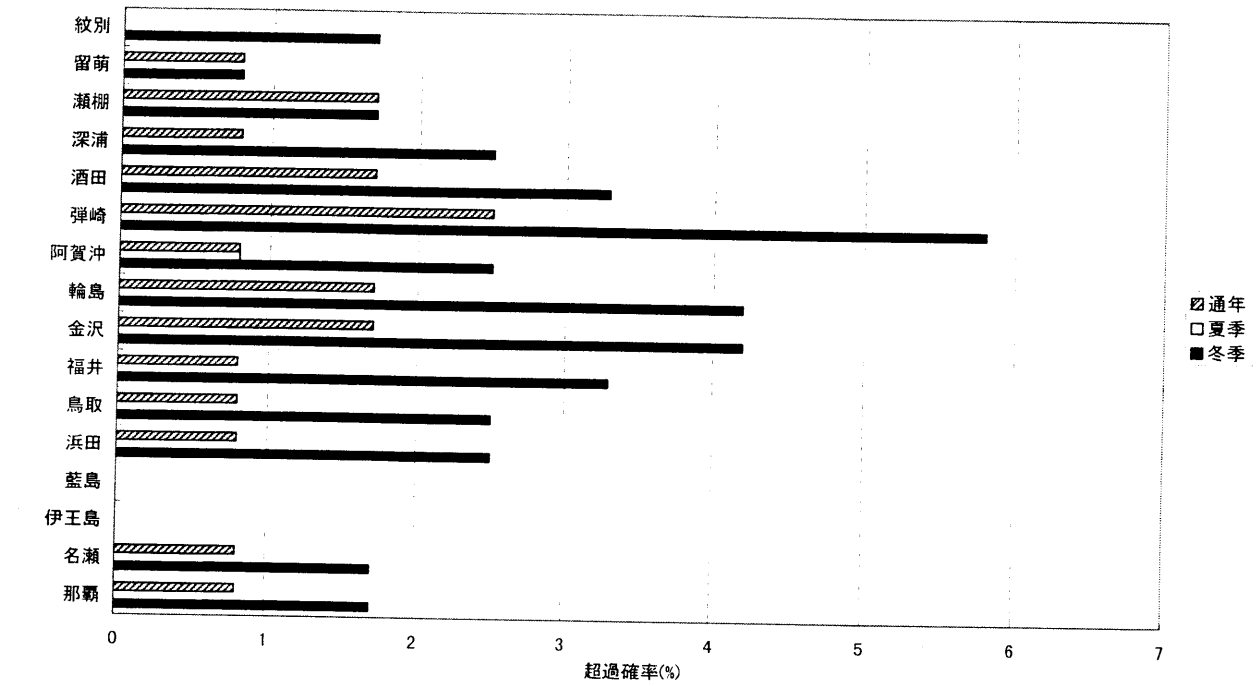


(a) 日本海沿岸

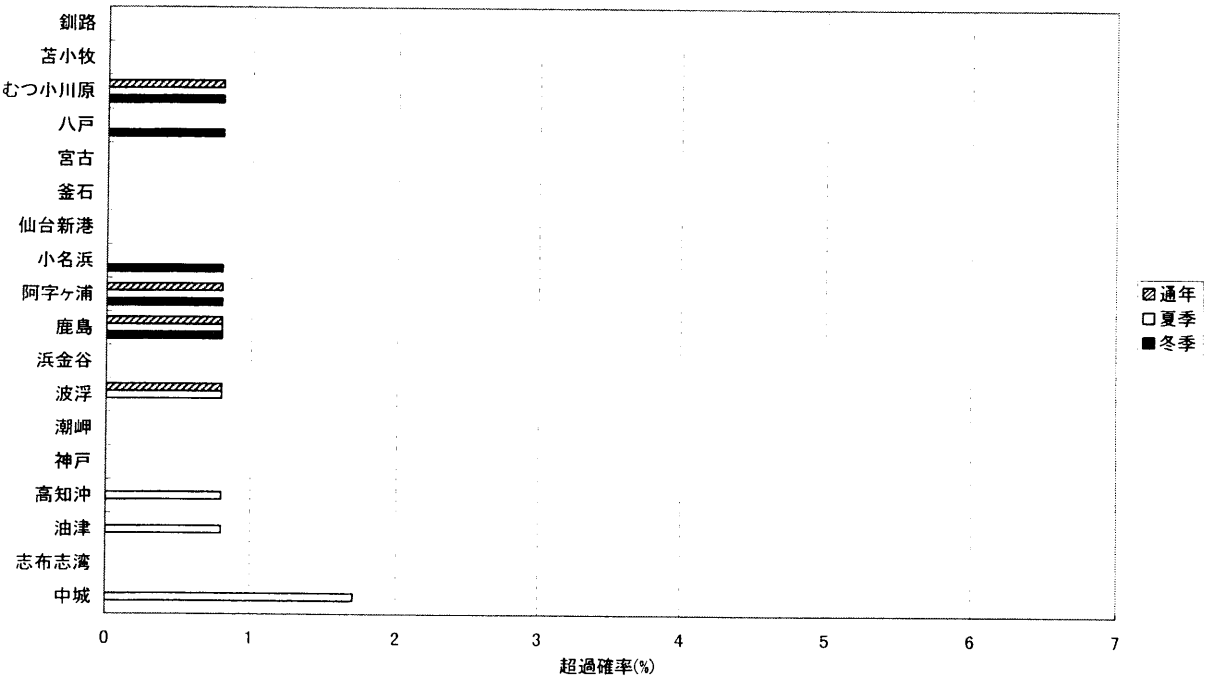


(b) 太平洋沿岸

図 5.25 日本沿岸におけるセミサブの水平加速度応答の長期累積超過確率（横波の場合）

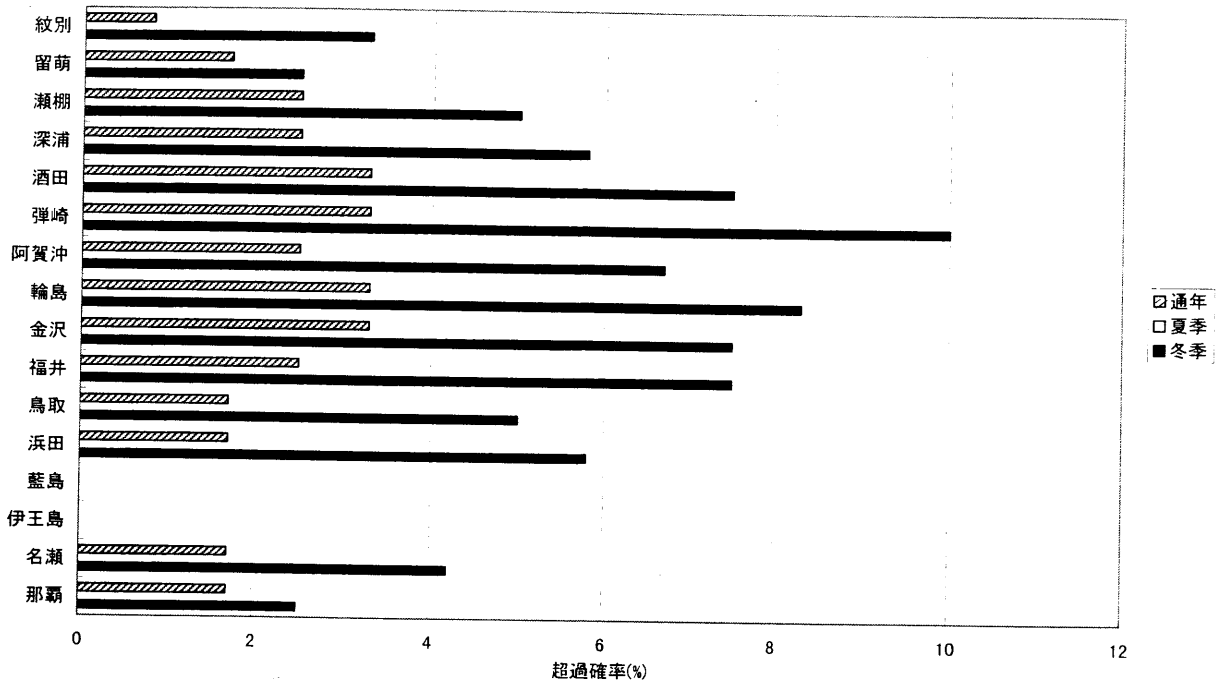


(a) 日本海沿岸

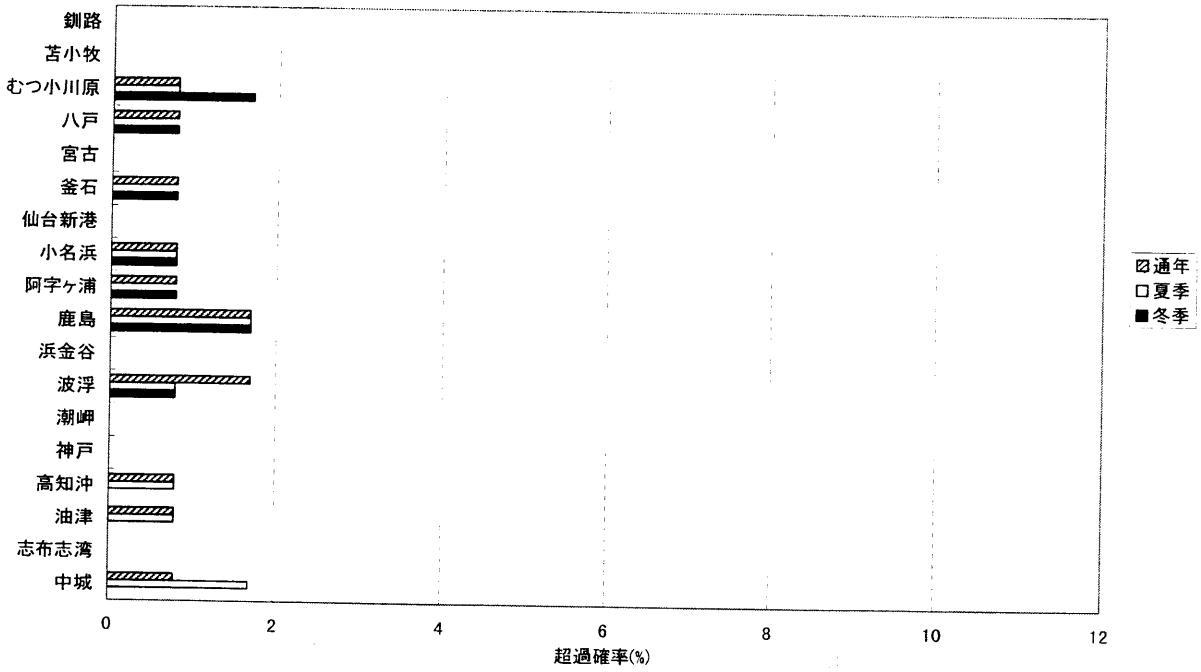


(b) 太平洋沿岸

図 5.26　日本沿岸におけるセミサブの垂直加速度応答の長期累積超過確率（向波の場合）



(a) 日本海沿岸



(b) 太平洋沿岸

図 5.27 日本沿岸におけるセミサブの垂直加速度応答の長期累積超過確率（横波の場合）

5.6 第 5 章の要約

浮遊式海洋建築物の居住性に影響を与える波浪中の動揺特性は，構造形式と設置海域の波浪特性に依存する。本章では，ハイブリッド型積分方程式法の利点が最も効果的に発揮される適用例として，日本沿岸に設置される代表的な 3 タイプの緩係留式箱型建築物（バージ），緩係留式半潜水型建築物（セミサブ）および緊張係留式半潜水型建築物（TLP）の動揺特性を確率論的手法に基づいて考察し，構造物の動揺の加速度振幅がある限界値を超過する長期累積確率を ISO の居住性規範と比較することによって居住性に与える影響を比較した。その結果得られた結論は以下のようにまとめられる。

1. 加速度の周波数応答関数は，水平加速度では 3 タイプとも類似の傾向を示している。セミサブおよび TLP は λ（波長）/L（カラム間距離）の比が 1 および 4 の場合で極大となり，2 の場合で最小となる。これに対して垂直加速度では，3 タイプの構造物の相違が顕著に現れている。バージは，固有周期（ω=0.55rad/sec）が波周波数範囲にあるため大きく応答している。セミサブの応答はバージの応答のピーク値よりも 1/3~1/5 ほどである。TLP はさらに応答が小さい。

2. 短期予測による加速度応答は，向波よりも横波中の方が大きい。特にバージの応答が大きく，ピッチおよびロールによる垂直加速度のピーク値は，固有周期に近い T=10sec 前後にあり，セミサブのそれよりも 3~ 5 倍大きい値をとる。

3. 水平および垂直加速度の長期累積発生確率においても，水平加速度では，3 タイプとも類似の傾向を示し，構造形式による相違は見られない。垂直加速度では，構造形式の相違が顕著に現れている。いずれの設置港においても TLP が ISO の限界値を超過する確率は非常に小さい。セミサブでは，波高が高い冬季の波浮においても横波を受ける場合で 9.6%と小さく，他の設置港ではさらに小さい。しかし，バージは横波を受ける場合冬季の波浮で 36.5%もあり，超過確率は非常に高い。

4. バージの超過確率は，水平よりも垂直加速度応答の方が高い傾向にある。また向波よりも横波中の方が高い。垂直加速度応答の場合，通年の超過確率は日本海沿岸よりも太平洋沿岸の方が高くなっている。しかし，季節別で比較すると日本海沿岸の方が，冬季の超過確率が高く，弾崎では向波の場合で 42.3%，横波で 53.9%もある。

5. セミサブの超過確率は，垂直よりも水平加速度応答の方が高い傾向にある。また向波よりも横波の方が高い。日本沿岸の中では太平洋沿岸よりも日本海沿岸の方が高い。日本海沿岸の横波を受ける場合の水平加速度応答以外は，いずれも超過確率は 10%以下である。日本海沿

岸の冬季における横波を受ける場合の水平加速度応答の超過確率は藍島で最も高く，42%である。

6. これらの構造物の居住性の見地から，日本沿岸の波浪条件の厳しい所は，日本海沿岸では弾崎，阿賀沖および輪島海域であり，太平洋沿岸では，鹿島および波浮海域であることが明らかになった。

以上をまとめると，TLP は日本沿岸のいずれの海域でも居住性の限界値をほとんど超過しない。すなわち上下動揺が少ないので，居住性に優れていることがわかる。セミサブは，冬季の日本海沿岸以外は，垂直加速度応答の超過確率が約 10%以下であり，居住性に優れているといえる。しかし，バージは垂直加速度応答の超過確率が高く，この規模では，湾内や防波堤で囲まれた静穏な海域に設置するか，季節によって使用期間を限定するなどの使い方をしない限り，居住性を確保することはきわめて困難であるといえる。

施工の面からセミサブと比較した場合, バージは製作および保全が容易でコスト的にも有利であり，今後も多用されると思われる。実際のバージの設計においては, 規模, 剛性, 係留方式等の検討によって居住性の確保が可能となるであろう。一般に浮体の応答は平面規模が大きくなればなる程, それに応じて小さくなる傾向にある。さらに, TLP のように緊張係留することによっても上下動揺は制御される。

ここで述べた結果は, 日本沿岸における一定規模の浮遊式海洋建築物の構造形式による動揺特性を比較検討したものである。日本沿岸に設置される浮遊式建築物を設計する際の居住性の判断資料として役立つものと考える。

第6章

結論

6.1 総括

本論文では，波浪中の浮遊式海洋建築物に作用する流体力およびその応答を予測する数値解析手法として，従来の解析手法の問題点を解消したハイブリッド型積分方程式法を新たに提案し，数値例を通してその妥当性と有効性を示した。

第1章では，波浪中における海洋建築物の安全性および居住性を確保するためには，建築物の波浪応答を予測することが必要であり，波浪応答解析を行うには，波浪中で動揺する物体に作用する流体力を正確に予測することが重要であること，また浮遊式海洋建築物のような肥大な物体の解析には，ポテンシャル流れ理論が適用できることを述べた。さらに，既往の研究を概観し，従来用いられてきた数値解析法は，たとえば古典的積分方程式法ではグリーン関数の計算に時間が掛かりすぎること，境界要素法や有限要素法では流体の無限領域の取り扱い方に難点があること，ハイブリッド型有限要素法では入力データの作成に多大な労力を必要とすること等の理由から，それぞれ実用解法とはなり難いことを示し，本研究においてより簡便で実用的な数値解析法を提案することの必要性を述べた。

第2章では，本解析法の定式化に必要な流体力学理論の基礎諸式を示した。まず，流体は均質，非粘性，非圧縮性の理想流体でその運動は非回転性であると仮定し，この理想流体の仮定の下にポテンシャル流れ理論の基礎方程式を要約した。次に，規則波中に浮体が存在する場合の水波の回折・発散問題の定式化を行った。さらに，この回折・発散問題を解いて得られる1次速度ポテンシャルの解に，ベルヌーイの圧力方程式およびニュートンの第2法則を適用することによって，浮体に作用する流体力（1次波強制力，付加質量・減衰係数，定常波漂流力）および運動方程式の表示式を導いた。

第3章では，回折・発散波の境界値問題を解く数値解析法として，ハイブリッド型積分方程式法の定式化過程を示した。この解析法は，流体領域を浮体を囲む任意の仮想円筒面で内部領域と外部領域に分割し，内部領域には境界要素法による数値解を，外部領域には放射条件を満足する解析解を用いて，仮想円筒面上でこれらの両者を結合して解析するものである。特に，本解析法では，仮想円筒面上における基本解に円筒座標系によるフーリエ級数展開表示を用いる新たな手法

により，連続条件を仮想円筒面上で連続的に満足させ精度の向上を図った。次に，境界要素法の手法を応用して一定要素を用いる場合と２次アイソパラメトリック要素を用いる場合について，積分方程式の離散化手法を示した。さらに，海洋建築物の形状が一面または二面対称性を有する場合の対称性を考慮した解析の手続きを示した。

第４章では, 海洋建築物の最も基本的な形状である一様円筒形カラム，半球形浮体および円筒形浮体を対象として，流体力および運動応答の解析を行い，理論解および実験値と比較することによって本解析法の妥当性を検証した。さらに，浮遊式海洋建築物の代表的な形式である緩係留式箱型構造物，緩係留式半潜水型構造物および緊張係留式半潜水型構造物を対象として，流体力と波浪応答の解析を行い，古典的境界積分方程式法の数値結果と精度および計算時間を比較することによって本解析法の優位性を示した。

第５章では, 本解析法の利点を活用した応用例として，不規則波中の浮遊式海洋建築物の動揺の周波数応答関数を計算し，日本沿岸海域に設置される場合の動揺に対する居住性を長期波浪統計資料と確率論的手法を用いて考察した。

これらの解析例を通して明らかにされたハイブリッド型積分方程式法の特徴と利点は, 以下のように要約される。

1. 支配方程式のみを満たす単純な基本解を用いることによって，計算時間は古典的境界積分方程式法に比較して非常に短縮される。特に，複雑な形状の海洋建築物に適用した場合にその効果は顕著に現れる。

2. 仮想円筒面における基本解に円筒座標系によるフーリエ級数展開表示を用いることにより，連続条件を仮想円筒面上で連続的に満足させたことができ，解の精度が飛躍的に向上する。

3. 基本解は振動数に依存しないので，一振動数について計算しておけば，その結果をすべての振動数の計算に適用できる。この利点は，不規則波中の海洋建築物の周波数応答関数を計算する場合に最も効果的に発揮される。

4. 高次要素（アイソパラメトリック要素）を用いることによって，少ない要素数でも理論解と良い一致を示す結果が得られる。

5. 古典的境界積分方程式法（グリーン関数法，特異点分布法）では精度の良い推定が困難であるとされていた半潜水型構造物の上下動の付加質量や運動応答についても，高次要素を用いることによって実験データと良い一致を示す結果が得られる。

6. 古典的境界積分方程式法では，ある特定の周波数で"irregular frequencies"の現象が生じるが，本解析法ではそのような現象は生じない。

6.2 今後の展望

本論文では浮遊式海洋建築物の波浪応答解析の数値解析手法として，既往の解析法の問題点を解消したハイブリッド型積分方程式法を新たに提案し，理論解および実験値等との比較によりその有効性と実用性を実証した。浮遊式建築物の設計において重要であり，かつ本解析法の利点がより効果的に発揮できると期待される応用例を以下に示し，今後の展望を与える。

(1) 波浪中における浮体と隣接物体間の相互干渉問題への応用

外洋における浮体の波浪応答を軽減するために，浮体の周りに護岸，防波堤等を設置する場合がある。このような場合，護岸，防波堤等に隣接した物体の波浪応答は，相互干渉の影響によりそれらがない海域 (open sea) における物体の応答とは全く異なってくる。従って，浮体の運動を予測するためには，それら周辺物体との相互干渉を考慮した回折・発散問題の解を求めなければならない。このような場合にも，仮想円筒面を任意仮想境界面に改良し，接続条件を考慮することによって本解析法の適用が可能である。

(2) 弾性浮体の波浪応答解析への応用

海上空港，海上都市およびレジャー施設等の広大な空間を提供する超大型浮遊式海洋建築物の可能性が検討されている。海洋建築物が超大型になると，入射する波浪は相対的に短波長となるため浮体全体の剛体運動モードは小さくなり，弾性変形の影響が支配的になる。そのため，波浪応答解析には波浪と弾性応答の連成作用を考慮した応答解析が必要となってくる。これを解析する手法には，建築物の空中または水中における固有モードを求めそれらを重ね合わせて弾性応答とするモード法と各点の変位を運動方程式から直接求める離散化法がある。いずれも，従来の剛体運動に伴う回折・発散問題の解の他に弾性変形モードに対応する回折・発散波ポテンシャルを求める必要があるが，このような場合にも適用できるよう本手法を拡張することは容易である。

(3) 係留浮体に作用する非線形流体力の解析への応用

不規則波中の浮遊式海洋建築物には，1次流体力の他に，波面上昇と浮体運動の非線形性に起因する2次の流体力成分が働き，設計外力として考慮される必要がある。この2次流体力のうち，周波数の差成分からなる差周波数波強制力（長周期変動波漂流力）は, 緩係留された浮遊式建築物の水平モードの固有周期と同調して長周期の大振幅運動を励起し，係留索に過大な張力が発生する可能性がある。一方, 緊張係留式建築物の場合には, その垂直面内の運動の固有周期が波周期よりも短くなるため, 周波数の和成分からなる周波数和波強制力が応答を支配し, 緊張係留索の疲労損傷の原因となる。2次流体力をポテンシャル流れ理論に基づいて評価する手法が松井 [62, 63, 65] によって提案されている。そこでは, 本解析法を適用することによって，3次元任意形状物体に作用する2次流体力の解析が行われ，水槽実験の結果ともよく一致する結果が得られている [66, 67]。

(4) 波と流れの複合作用下における浮体の応答解析への応用

海洋建築物を設計する場合に考慮しなければならない自然環境外力には，波浪，風の他に，潮流・海流のような流れがある。波と流れが同時に作用する場合，波と流れが相互に干渉し合うため，それぞれが単独に作用した場合の流体力を重ね合わせるだけでは流体力を正しく予測することができない [53]。その他に，波と流れの複合作用下における流体力が重要な役割を果たす例として，次のような場合がある。

海洋建築物はそれ自体が非常に大きいので，海洋での現場作業が容易でない。そのため，施工の際にあらかじめ陸地で製作し現場へ曳航する方法がとられることが多い。その際建築物に作用する流体力は，波と相対的な流れが共存する場合の流体力として求められる [45]。また，不規則波中で長周期運動を行う係留浮体に作用する減衰力は，静水中における粘性による減衰力よりも著しく増加することが知られている [107]。この減衰増加は波漂流減衰と呼ばれているもので，波浪中を低速度で移動する物体に作用する波漂流力の増加として定義される。波と流れが作用する場合の定常波漂流力はこの波漂流減衰を求めるうえでも重要な役割を果たす。

波と流れの共存場における海洋建築物の流体力を予測する実用的な解析手法が松井等 [64, 68]，および李 [57] によって提案されている。この方法は，速度ポテンシャルを流速に比例する摂動パラメーターのべき級数に展開することによって波と流れの共存場の境界値問題を，流れが不在の場合のグリーン関数を核関数とした一連の積分方程式法に帰着させるものである。これと同様の手法を用いることによって，本解析法を波と流れの複合作用下における流体力の解析に適用することはさほど困難ではない。

付録 A

A.1 基本解のフーリエ級数展開

3次元ラプラス方程式の基本解は，次のように表される。

$$1/R_{PQ} = 1/\sqrt{r_{PQ}^2 + (z_P - z_Q)^2} \tag{A.1}$$

ここで，

$$r_{PQ} = \sqrt{r_P^2 + r_Q^2 - 2r_P r_Q \cos(\theta_P - \theta_Q)} \tag{A.2}$$

上式中の (r_P, θ_P, z_P) と (r_Q, θ_Q, z_Q) は，Pと Q のそれぞれの円筒座標を示す。

恒等式 [73]

$$\frac{1}{\sqrt{a^2+b^2}} = \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\mu a} J_0(\mu b) d\mu, \qquad a > 0 \tag{A.3}$$

を用いれば式 (A.1) は，次式のように表せる。

$$\frac{1}{R_{PQ}} = \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\mu|z_P - z_Q|} J_0(\mu r_{PQ}) d\mu \tag{A.4}$$

ノイマンの加法定理 [73] から

$$J_0(\mu r_{PQ}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_n(\mu r_P) J_n(\mu r_Q) \cos n(\theta_P - \theta_Q) \tag{A.5}$$

式 (A.5) を式 (A.4) に代入し，積分と和の順序を入れ換えると，$1/R_{PQ}$ はフーリエ級数に展開されて次式のように表される。

$$\frac{1}{R_{PQ}} = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \rho^n(r_P, z_P; r_Q, z_Q) \cos n(\theta_P - \theta_Q) \tag{A.6}$$

ここで，

$$\rho^n(r_P, z_P; r_Q, z_Q) = 2\pi \int_0^\infty \mathrm{e}^{-\mu|z_P - z_Q|} J_n(\mu r_P) J_n(\mu r_Q) d\mu \tag{A.7}$$

式 (A.7) の右辺の積分は陽に評価できて，次式のようになる。

$$\rho^n(r_P, z_P; r_Q, z_Q) = \frac{2}{\sqrt{r_P r_Q}} Q_{n-\frac{1}{2}}(\gamma_{PQ}) \tag{A.8}$$

ここで，

$$\gamma_{PQ} = 1 + \frac{(r_P - r_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}{2r_P r_Q} \tag{A.9}$$

第２種ルジャンドル関数 $Q_{-\frac{1}{2}}$ と $Q_{\frac{1}{2}}$ は，次式のような完全楕円積分に置き換えられる。

$$Q_{-\frac{1}{2}}(\gamma) = \sigma K(\sigma), \quad Q_{\frac{1}{2}}(\gamma) = -\sigma K(\sigma) + \frac{2}{\sigma}[K(\sigma) - E(\sigma)] \tag{A.10}$$

ここで，Kと Eは，第１種，第２種完全楕円積分を示し，$\sigma^2 = 2/(\gamma+1)$ である。

一般の場合，$Q_{n-\frac{1}{2}}$ は次式により数値的に評価することができる ([21] の p.122(5) および p.149(11))。

$$Q_{n-\frac{1}{2}}(r) = \sqrt{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma(n+2m+1/2)}{\Gamma(n+m+1)\Gamma(m+1)} \left(\frac{1}{2\gamma}\right)^{n+2m+1/2} \qquad |\gamma| > 1 \tag{A.11}$$

$$\begin{aligned} Q_{n-\frac{1}{2}}(r) = {} & \frac{1}{\Gamma(-n+1/2)\Gamma(n+1/2)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma(-n+1/2+m)\Gamma(n+1/2+m)}{(m!)^2} \\ & \times \left(\frac{1-\gamma}{2}\right)^m \left[\frac{1}{2}\log\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right) + \psi(m+1) - \psi(n+1/2)\right] \qquad \gamma = 1 \end{aligned} \tag{A.12}$$

ここで，Γ はガンマ関数で，ψ はガウスψ 関数である。

付録 B

B.1 積分方程式の Irregular Frequencies について

グリーンの公式に基づく外部ポテンシャル流れ問題の解は，次の第 2 種フレッドホルム型積分方程式に帰着される。

$$2\pi\phi(P) + \int_S \phi(Q)\frac{\partial G(P;Q)}{\partial n_Q}dS_Q = \int_S G(P;Q)\frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q}dS_Q \tag{B.1}$$

ここに，ϕは流体領域 V 内で定義されるポテンシャル関数，G(P;Q) は自由表面条件，底面条件および放射条件を満足するグリーン関数であり，P は物体表面 S 上の 1 点を，Q は積分点を，n_Qは Q において V から外向きに引かれた法線を示している。

境界要素法における通例の離散化手続きを施せば，積分方程式 (B.1) は次式の代数方程式に置き換えられる。

$$\phi(j) + \frac{1}{2\pi}\int_s \frac{\partial G_j}{\partial n_Q}\sum_{i=1}^{n_j} M_i\phi_i dS_Q = \frac{1}{2\pi}\int_s G_j \sum_{i=1}^{n_j} M_i\nu_i dS_Q \tag{B.2}$$

マトリックス形式で表示すれば

$$(\boldsymbol{I} + \boldsymbol{A})\boldsymbol{\phi} = \boldsymbol{B}\boldsymbol{\nu} \tag{B.3}$$

ここに，

$$A_{ij} = \frac{1}{2\pi}\int_s \frac{\partial G_i}{\partial n_Q}M_j dS_Q \tag{B.4}$$

$$B_{ij} = \frac{1}{2\pi}\int_s G_i M_j dS_Q \tag{B.5}$$

で，ϕ_i，ν_iは節点 i におけるポテンシャル値および外向き法線速度を，M_iは補間関数を示している。式 (B.1) の形のフレッドホルム型積分方程式は，ある特定の振動数において唯一解を持たないことが知られており，この振動数を Irregular frequencies と呼んでいる。Irregular frequencies は次式によって定義される内部ディリクレ問題の共振振動数に対応することが示される。

$$\nabla^2\overline{\phi} = 0 \qquad in \qquad \overline{V} \tag{B.6}$$

$$\frac{\partial\overline{\phi}}{\partial z} - \nu\overline{\phi} = 0 \qquad on \qquad S_F \tag{B.7}$$

$$\overline{\phi} = 0 \qquad on \qquad S \tag{B.8}$$

ここに，$\overline{V}$は物体表面 S および自由表面 S_Fによって囲まれた領域である。

内部ポテンシャルϕは$\overline{V}$内で下式を満足する。

$$\int_s \left[\overline{\phi}(Q) \frac{\partial G(P;Q)}{\partial \overline{n}_Q} - G(P;Q) \frac{\partial \overline{\phi}(Q)}{\partial \overline{n}_Q} \right] dS_Q = 0 \qquad P \in \overline{V} \tag{B.9}$$

P が S に近づいた極限では，

$$2\pi\overline{\phi}(P) + \int_S \overline{\phi}(Q) \frac{\partial G(P;Q)}{\partial \overline{n}_Q} dS_Q = \int_S G(P;Q) \frac{\partial \overline{\phi}(Q)}{\partial \overline{n}_Q} dS_Q \tag{B.10}$$

となる。ここに，$\overline{n}_Q$は Q において$\overline{V}$から外向きに引かれた法線を示している。式 (B.1) から式 (B.10) を引けば，次式が得られる。

$$\begin{aligned} &2\pi\{\phi(P) - \overline{\phi}(P)\} + \int_S \{\phi(Q) - \overline{\phi}(Q)\} \frac{\partial G(P;Q)}{\partial \overline{n}_Q} dS_Q \\ &= \int_S G(P;Q) \left\{ \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} - \frac{\partial \overline{\phi}(Q)}{\partial \overline{n}_Q} \right\} dS_Q \qquad P \in \overline{S} \end{aligned} \tag{B.11}$$

Irregular frequencies では，$\overline{\phi}$は S 上でディリクレ境界条件 (B.8) を満足しているから，式 (B.11) は次式のようになる。

$$2\pi\phi(P) + \int_S \phi(Q) \frac{\partial G(P;Q)}{\partial n_Q} dS_Q = \int_S G(P;Q) \left\{ \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} - \frac{\partial \overline{\phi}(Q)}{\partial \overline{n}_Q} \right\} dS_Q \tag{B.12}$$

式 (B.1) と (B.12) を比較すれば，$\frac{\partial \overline{\phi}}{\partial \overline{n}_Q} \neq 0$ であることから，式 (B.1) によって得られる外部ポテンシャルϕは，Irregular frequencies において，唯一解を持たないことが結論される。

式 (B.3) で与えられる式 (B.1) の離散化表現において，マトリックス (I+A) 及び B はともに，Irregular frequencies では特異になる。これらの振動数の近くではマトリックスは悪条件になり，数値解の精度は低下する。特定の物体形状に対して，Irregular frequencies の値は，式 (B.6~8) で与えられる内部固有値問題を解くことによって予測される。

表 B.1 は半径 a の半球形浮体の場合の Irregular frequencies に相当する波数 ka を示したものである。最低次の Iregular frequency は ka=2.56 によって与えられ，この振動数に対応する固有モードは周方向展開次数 n=0 の軸対称モードである。実際には，離散化や丸め誤差のため，これよりやや大きい 2.59 において不連続になっているのが図 4.9 から分かる。

表 B.1　Irregular frequencies が発生する臨界波数 k_{mn}

$m \diagdown n$	0	1	2	3	4
1	2.56	3.93	5.21	6.44	7.65
2	5.59	7.09	8.49	9.85	11.16
3	8.74	10.29	11.75	13.16	14.54

参考文献

[1] Abramowitz, M. and Stegun, I. A., "Handbook of mathmatical functios", *9th Pr., Dover*, New York, 1970.

[2] Au, M. C. and Brebbia, C. A., "Water wave analysis", *Topics in Boundary Element Research*, Springer, Vol.1, Ch.5, pp.97-122, 1984.

[3] Bai, K. J. and Yeung, R. W., "Numerical solutions to free surface flow problems", *Proc. 10th Symp. Naval Hydrodyn.*, Cambridge, Mass., pp.609-647, 1974.

[4] Bai, K. J. and Yeung, R. W., "A variational method in potential flows with a free surface", *Rept. NA 72-2, Berkeley, Calif.*, Berkeley Coll. of Eng., Univ. of California, 1972.

[5] Bai, K. J., "Diffraction of oblique waves by an infinite cylinder", *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.513-535, 1975.

[6] Bai, K. J., "Zero-frequency hydrodynamic coefficients of vertical axisymmetric bodies at a free-surface", *J. Hydronautics*, Vol.11, pp.53-57, 1977.

[7] Black, J. L., Mei, C. C. and Bray, M. C. G., "Radiation and scattering of water waves by rigid bodies", *J. Fluid Mech.*, Vol.46, pp.151-164, 1971.

[8] Black, J. L., "Wave forces on vertical axi-symmetric bodies", *J. Fluid Mech.*, Vol.67, pp.369-376, 1975.

[9] Brebbia, C. A. and Walker, S., "Boundary element techniques", *Boundary Element Techniques in Engineering*, Butterworth and Co., London, 1980.

[10] Bretschneider, C. L., "Significant waves and wave spectrum", *Fundamental in Ocean Engng.*, Part 7, Ocean Industry, 1968.

[11] Chau, F. P. and Yuen, M. M. F., "A hybrid integral-equation method for wave forces on three dimensional offshore structure", *Proc. 5th Int. Offsh. Mech. Arc. Engng. Symp.*, Vol.1, pp.174-181, Tokyo, 1986.

[12] Chen, H. S. and Mei, C. C., "Oscillations and wave forces in a man-made harbor in the open sea", *Proc. 10th Symp. Naval Hydrodyn., Cambridge, Mass.* , pp.573-596, 1974.

[13] Chenot, J. L., "Methode numerique de calcul du mouvement d' un corps flottant soumis a l'Influence d' une houle periodique en theorie lineaire", *Rev. Inst. Fr. Pet*, Vol.30, pp.779-802, 1975.

[14] Drake, K. R., Eatock Taylor, R. and Matsui, T., "Drift of an articulated cylinder in regular waves", *Proc. Roy. Soc. London*, A394, pp.363-385, 1984.

[15] Eatock Taylor, R., "Generalised hydrodynamic forces on vibrating offshore structures by wave diffraction techniques", *In Offshore Structures Engineering, pp.249-274. Carneiro, F. L. L. B. et al., (eds). London: Pentech Press*, 1977.

[16] Eatock Taylor, R. and Dolla, J. P., "Hydrodynamic loads on vertical bodies of revolution", *Trans. Roy. Inst. Nav. Arch.*, Vol.122, pp.285-297, 1980.

[17] Eatock Taylor, R. and Zietsman, J., "Implementation of coupled formulations for hydrodynamic analysis in three dimensions", *Numerical Methods for Coupled Pproblems.*, pp.281-290, Hinton, E. et al., (eds). Swansea: Pineridge Press., 1981.

[18] Eatock Taylor, R. and Zietsman, J., "Hydrodynamic loading on multi-component bodies", *Proc. Behavior of Offshore Struct.*, pp.424-443, 1982.

[19] Eatock Taylor, R. and Waite, J. B., "The dynamics of offshore structures evaluated by boundary integral techniques", *Int. J. Num. Meth. Engng.*, Vol.13, pp.73-92, 1978.

[20] Eatock Taylor, R. and Jefferys, E. R., "Variability of hydrodynamic load predictions for a tension leg platform", *Ocean Engng.*, Vol.13, No.5, pp.449-490, 1986.

[21] Erdelyi A., *Higher transcendental functions*, New York, McGraw-Hill, Vol.1, 1953.

[22] Evans, D. V., "A theory for wave power absorption by oscillating bodies", *J. Fluid Mech.*, Vol.77, pp.1-25, 1976.

[23] Faltinsen, O. M. and Michelsen, F. C., "Motions of large structures in waves at zero froude number", *Proc. Int. Symp. Dyn. Marine Vehicles and Struct. in Waves*, London, pp.99-114, 1974.

[24] Fenton, J. D., "Wave forces on vertical bodies of revolution", *J. Fluid Mech.*, Vol.85, pp.241-255, 1978.

[25] Ferdinande, V. and Kritis, B. G., "An economical method of determining added mass and damping coefficients of axisymmetric floating bodies in oscillatory heaving motion", *Intern. Ship Building Progr., Marine Tech.*, Monthly, Rotterdam 27, No.313, pp.3-12, 1980.

[26] Garrett C. J. R., "Wave forces on a circular dock", *J. Fluid Mech.*, Vol.46, pp.129-139, 1971.

[27] Garrison, C. J., "Hydrodynamic loading of large offshore structures: Three-dimensional source distribution methods", *Numerical Methods in Offshore Engng*, Ch.3, pp.87-93, 1978.

[28] Garrison, C. J. and Seetharama Rao, V., "Interaction of waves with submerged objects", *J. Wat. Ways Harb. Coast. Eng. Div., Proc. ASCE, 97*, pp.259-277, 1971.

[29] Garrison, C. J. and Chow, P. Y., "Wave forces on submerged bodies", *J. Wat. Ways Harb. Coast. Eng. Div., Proc. ASCE, 98*, pp.375-392, 1972.

[30] Garrison, C. J. and Berklite, R. B., "Impulsive hydrodynamics of submerged bodies", *J. Eng. Mech. Div., Proc. ASCE, 99*, pp.99-120, 1973.

[31] Garrison, C. J., "Hydrodynamic loading of large offshore strustures - Three-dimensional source distribution Methods -", *Numerical Methods in Offshore Engineering*, Wilery, Ch.3, pp.87-140, 1978.

[32] Gunther, C., Eike, L. and Carsten, O., "Marine science and marine technology", *Offshore Structures*, Springer-Verlag, Vol.1, 1992.

[33] Haskind, M. D., "The exciting forces and wetting of ships in waves", *Izv. Akad. Nank SSSR, Otd. Tekh. Nauk in Russian*, Vol.7, pp.65-79, 1955.

[34] Hasselmann, K., et al., "Measurement of windwave growth and swell decay during the joint north sea wave project(JONSWAP)", *Deutsche. Hydr. Zeit*, Vol.12, A8, 1973.

[35] Havelock, T. H., "Waves due to a floating sphere making periodic heaving oscillations", *Proc. Roy. Soc.*, London, A231, pp.1-7, 1955.

[36] 平山清次, "海洋波の統計的性質", 日本造船学会誌, No.609, pp.139-159, 1980.

[37] 日根野元裕, 山内保文, "海洋波のスペクトル", 日本造船学会誌, No.609, pp.160-180, 1980.

[38] Hogben, N. and Standing, R. G., "Wave loads on large bodies", *Proc. Inst. Symp. Dyn. Marine Vehicles and Struct. in Wave, Inst. Mech. Eng., University College London*, pp.158-277, 1974.

[39] 井島武士，田淵幹修，湯村やす, "有限水深の波による円柱状浮体の運動", 土木学会論文報告集, 第 206 号, pp.71-84, 1972.

[40] 井島武士，周宗仁，湯村やす, "任意形状の透過および不透過防波堤による波の散乱", 土木学会論文報告集, 第 225 号, pp.31-42, 1974.

[41] 井島武士，湯村やす, 周宗仁，吉田明徳，"水底および水面付近の任意断面の固定柱状体による波の散乱と波力", 土木学会論文報告集, 第 228 号, pp.29-43, 1974.

[42] 井島武士，吉田明徳，湯村やす, "有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形", 土木学会論文報告集, 第 244 号, pp.91-105, 1975.

[43] 池田良穂, "上下揺れする SR192 ロワーハル断面模型の自由表面影響", セミサブ比較計算専門委員会資料, 1986.

[44] 今井功, "完全流体の力学", 流体力学, pp.16-76, 1973.

[45] 岩下英嗣, 大楠丹, "特異点法による波浪中を航走する船に作用する流体力の研究", 日本造船学会論文集, 第 *166* 号, pp.187-205, 1989.

[46] ISSC, "Environmental conditions", *Report of Committee I.1 in 7th ISSC*, 1979.

[47] ITTC, *Report of Seakeeping Committee 15th ITTC*, 1978.

[48] International Standard Organization, *Evaluation of human exposure to whole body vibration-part 3:Evaluation of to whole body z axis vertical vibration in the frequency range 0.1 to 0.63 Hz*, ISO 2631/3, 1982.

[49] International Standard Organization, *Guide for the evaluation of the occupants of fixed structures,especially buildings and offshore structures, to low frequency horizontal motion(0.063 to 1 Hz)*, ISO 6897, 1984.

[50] John, F., "On the motion of floating bodies ", *Comm. in Pure and Applied Math.*, Pt.1, pp.45-101, 1950.

[51] Kiyokawa, T. and Ohyama, T., "Hybrid method for analyzing hydrodynamic forces on axisymmetric bodies and its applications", *Proc. 5th Int. Offsh. Mech. Arc. Engng. Symp.*, Vol.1, pp.166-173, Tokyo, 1986.

[52] 清川哲志，大山巧，小林浩, "グリーン関数法による任意形状浮体の動揺解析", 土木学会論文集, 第 332 号, pp.55-65, 1983.

[53] 小林正典, "前進速度を有する任意形状の 3 次元物体に働く流体力について", 日本造船学会論文集, 第 150 号, pp.175-189, 1981.

[54] Korsmeyer, F. T., Lee, C. H., Newman, J. N., and Sclavounous, P. D., "The analysis of wave effects on tension-leg platform", *Proc. Offshore Mech & Arctic Eng.*, Vol.2, pp.1-15, 1988.

[55] 工藤君明, "三次元物体の波による漂流力 (第 1 報) ", 日本造船学会論文集, 第 141 号, pp.71-77, 1977.

[56] Liu, H., Kim C. H., and Lu X. S., "Comparison of higher-order boundary element and constant panel methods for hydrodynamic loadings", *International Jounal of Offshore and Polar Engineering*, Margh, Vol.1, No.1, pp.8-17, 1991.

[57] 李　相嘩, "海洋構造物の挙動に及ぼす波－流れ相互干渉効果に関する解析的研究", 名古屋大学博士論文, 1993.

[58] MacCamy, R. C. and Fuchs, R. A., "Wave forces on a pile: A diffraction theory", *Tech. Memo, 69, U. S. Army Corps of Engineers Beach Erosion Board, Washington, D. C.*, pp.1-17, 1954.

[59] Matsui, T. and Tamaki, T., "Hydrodynamic interaction between groups of vertical axisymmetric bodies floating in water", *Proc. Int. Symp. Hyd. Ocean Eng., The Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norway, 2*, pp.817-836, 1981.

[60] 松井徹哉, "ピン係留式円筒カラムに働く長周期波浪漂流力 －第 1 報　理論－", 日本造船学会論文集, 第 159 号, pp.149-164, 1986.

[61] 松井徹哉，大森博司，白井貴志，遠藤学，杉田浩之，大木克清, "ピン係留式円筒カラムに働く長周期波浪漂流力，－（第２報）　規則波中の計測実験－", 日本造船学会論文集, 第 160 号, pp.185-194, 1986.

[62] 松井徹哉，"不規則波中の係留構造物に働く長周期変動波漂流力－２次厳正理論の定式化および応用－", 日本建築学会構造系論文報告集，第 382 号，pp.65-154, 1987.

[63] Matsui, T., "Computation of slowly varying second-order hydrodynamic forces on floating structures in irregular waves", *J. Offshore Mech. and Arctic Eng. Trans. ASME*, Vol. 111, pp.223-232, 1989.

[64] 松井徹哉，李　相嘩，佐野公俊，"波と流れの共存場に置かれた鉛直円柱に加わる流体力", 日本造船学会論文集，第 170 号，pp.277-287, 1991.

[65] Matsui, T., Suzuki, T. and Sakoh, Y., "Second-order diffraction forces on floating three-dimensional bodies in regular waves", *Int. J. Offshore and Polar Eng.*, Vol.2, No.3, pp.175-185, 1992,

[66] 松井徹哉，酒向裕司，野津剛，"テンションレグプラットフォームの非線形周波数和応答 －理論および実験計測－", 日本建築学会構造系論文報告集，第 449 号，pp.195-206, 1993.

[67] Matsui, T., Sakoh, Y. and Nozu, T., "Second-order sum-frequency oscillations of tension-leg platforms: prediction and measurement", *Appl. Ocean Res.*, Vol.15, pp.107-118, 1993.

[68] 松井徹哉，李　相嘩，"波と流れの複合作用を受ける回転形浮体に働く流体力", 日本建築学会構造系論文報告集，第 466 号，pp.165-174, 1994.

[69] Maruo, H., "The drift of a body floating in waves", *J. Ship Res.*, Vol.4, No.3, pp.1-10, 1960.

[70] Mei, C. C., "Numerical methods in water-wave diffraction and radiation", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.10, pp.393-416, 1978.

[71] Morison, J. R., O'Brien, M. P., Johson, J. W. and Schaaf, S. A., "The force exerted by surface waves on piles", *Petrol. Trans., AIME*, Vol.189, pp.149-157, 1950.

[72] 元良誠三，小山健夫，藤野正隆，前田久明, "船体と海洋構造物の運動学", 成山堂書店, 1982.

[73] 森口繁一，宇田川圭久，一松信, "特殊関数", 数学公式 *III*, 岩波書店, 1960.

[74] 永井修一，中川有紀，巻幡敏秋, "３次元領域分割法による浮体運動の計算 -任意平面形状をもつ有限長さの防波堤と単一浮体の波による干渉-", 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.699-703, 1990.

[75] 永井紀彦, "ナウファス (全国港湾海洋波浪情報網) による我国沿岸の波浪特性の解明, 港湾技研資料", 運輸省港湾技術研究所, No.863, 1997.

[76] 永井紀彦，菅原一晃，橋本典明，浅井　正"全国港湾海洋波浪観測 20 か年統計, 港湾技研資料", 運輸省港湾技術研究所, No.774, 1993.

[77] Newman, J. N., "The exciting forces on fixed bodies in waves", *J. Ship Res.*, Vol.6, pp.10-17, 1962.

[78] Newman, J. N., "The drifting force and moment on ships in waves", *J. Ship Res.*, Vol.11, pp.51-60, 1967.

[79] Newman, J. N., "Interaction of waves with two dimensional obstacles:a relation between the radiation and scattering problems", *J. Fluid Mech.*, Vol.71, pp.273-282, 1975.

[80] Newman, J. N., "The interaction of stationary vessesl with regular waves", *Proc.11th Symp. Naval Hyd.*, London, pp.491-501, 1976.

[81] Newman, J. N., "Marine hydrodynamics", *MIT Press.*, Cambridge, Mass., 1977.

[82] 日本建築学会編, "海洋建築物構造設計指針", 海洋建築物構造設計指針（固定式）・同解説, 1985.

[83] 日本建築学会編, "海洋建築物構造設計指針", 海洋建築物構造設計指針（浮遊式）・同解説, 1990.

[84] 日本建築学会編, 建築物の振動に関する居住性性能評価指針・同解説, 1985.

[85] 日本造船学会編, "特集　海洋", *Techno Marine*, pp.5-54, 1994.

[86] 野口憲一, "平常時の歩行支障に関する実験研究 (人間の行動性に基づいた浮遊式海洋建築物の動揺評価に関する研究　その 1)", 日本建築学会計画系論文集, 第 456 号, pp.273-282, 1994.

[87] 野口憲一, "避難時の歩行支障に関する実験研究および動揺評価の提案 (人間の行動性に基づいた浮遊式海洋建築物の動揺評価に関する研究　その 2)", 日本建築学会計画系論文集, 第 479 号, pp.233-242, 1996.

[88] Ohkusu, M., "On the heaving motion of two circular cylinders on the surface of a fluid", *Rept. Res. Inst. Appl. Mech.*, Kyushu Univ., Japan XVII, pp.167-185, 1969.

[89] Petrauskas, C., "Hydrodynamic damping and added mass for flexible offshore platforms", *Rept. TP 76-18, Coast. Eng.*, Res. Centre, Univ. of California, 1976.

[90] Pinkster, J. A. and Oortmerssen G. Van., "Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves", *Proc. Second Int. Conf. Number Ship Hydrodyn.*, Berkeley, pp.136-156, 1977.

[91] 酒向裕司, "緊張係留式浮体に作用する2次波強制力及びそれによる倍調和共振に関する研究", 名古屋大学修士論文, 1990.

[92] 瀬戸秀幸, "有限要素法による定常波動問題の基礎的研究（第3報）", 日本造船学会論文集, 第141号, pp.50-60, 1977.

[93] 瀬戸秀幸, "有限要素法による定常波動問題の基礎的研究（第4報）", 日本造船学会論文集, 第144号, pp.88-95, 1978.

[94] 菅原一晃，小舟浩治，佐々木　弘，橋本典明，亀山　豊，成田　明, "沿岸波浪観測15か年統計（昭和45年～59年）, 港湾技研資料", 運輸省港湾技術研究所, No.554, 1986.

[95] 菅原一晃，永井紀彦，橋本典明，清水勝義, "全国港湾海洋波浪観測施設台帳（ナウファス施設台）, 港湾技研資料", 運輸省港湾技術研究所, No.782, 1994.

[96] Takagi, M., Arai, S., Takezawa, S., Tanaka, K. and Takarada, N., "A comparison of methods for calculating the motion of a semi-submersible", *Ocean Engng.*, Vol.12, No.1, pp.45-97, 1985.

[97] 田中正隆, 田中喜久昭, 境界要素法ー基礎と応用ー, 丸善, 1982.

[98] 宝田直之助, 中島俊夫, 井上隆一, "半潜水式海洋構造物の転覆機構に関する一考察（第1報）", 日本造船学会論文集, 第155号, pp.139-150, 1984.

[99] 高品純志，藤野正隆，山本茂, "有限要素法による流体力の計算例", 日本造船学会論文集, 第136号, pp.141-151, 1974.

[100] Takagi, M., Saito, K., Ookawa, Y. and Kyoe, T., "Comparison of second order analyses on a moored semi-submersible motions in waves", *Paper presented at the Spring Meeting of Kansai Soc. Nav. Arch. Japan*, pp.35-44, 1987.

[101] 高橋雄，佐尾邦久, "海洋構造物の設計と海象", 日本造船学会誌, No.609, pp.85-99, 1980.

[102] Tong. K. C., "A 3d higher order boundary element method for wave forces on offshore structures", *Proc. Offshore Mech & Arctic Eng.*, pp.17-27, 1989.

[103] Tung, C. C., "Hydrodynamic forces on submerged vertical circular cylindrical tanks under ground excitation", *J. Appl. Ocean Res.*, Vol.1, pp.75-78, 1979.

[104] Ursell, F., "On the heaving motion of a circular cylinder on the surface of a fluid", *Q. J. Mech. Appl. Math.*, Vol.2, pp.218-231, 1949.

[105] 渡辺巌，富田宏，谷澤克治, "北太平洋の波と風 (1974-1988)", 運輸省船舶技術研究所, 別冊第 14 号, 1992.

[106] Wehausen, J. V., "The motion of floating bodies", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.3, pp.237-267, 1971.

[107] Wichers, J. E. W. and Van Sluijis, M. F., "The influence of waves on the low-frequency hydrodynamic coefficients of moored vessels", *Proc. Offsh. Tech. Conf. OTC 3625*, pp.2313-2324, Houston, 1979.

[108] 山本善之，中野孝照，光田哲久, "有限要素法による定常波動問題の基礎的研究", 日本造船学会論文集, 第 140 号, pp.28-35, 1976.

[109] 山本善之，中野孝照, "深海域における定常波動問題の近似解法", 日本造船学会論文集, 第 142 号, pp.28-35, 1977.

[110] Yeung, R. W., "A Hybrid integral-equation method fortime-harmonic free-surface flow", *Proc. 1st Int. Conf. Number. Ship Hydrodyn., David Taylor Naval Ship Res. Devel. Cent.*, pp.581-607, 1975.

[111] Yeung, R. W., "Added mass and damping of a vertical circular in finite depth waters", *J. Appl. Ocean Res.*, Vol.3, pp.119-133, 1981.

[112] Yuen, N. M. F., and Chau, F. P., "A hybrid integral equation method for wave forces on three-dimensional offshore structures", *J. Offshore Mech and Arctic Eng.*, Vol.109, No.3, pp.229-236, 1987.

[113] Yue, D. K. P., Chen, H. S. and Mei, C. C. "A hybrid element method for diffraction of water waves by three dimensional bodies", *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, Vol.12, pp.245-266, 1978.

[114] Zienkiewicz, O. C. and Bettess, P., "Diffraction and refraction of surface waves using finite and infinite elements", *Int. J. Num. Meth. Eng.*, Vol.11, pp.1271-1290, 1977.

[115] Zienkiewicz, O. C., Bettess, P., and Kelly, D. W., "The finite element method for determining fluid loadings on rigid structures : two-and three-dimensional formulations", *Numerical Methods in Offshore Engineering*, Wiley, Ch.4, pp.141-183, 1978.

発表論文

1 審査論文

[1] Matsui T., Kato K. and Shirai T., "A Hybrid Integral Equation Method for Diffraction and Radiation of Water Waves by Three-Dimensional Bodies", *Computational Mechanics*, Vol.2, pp.119-135, 1987.

[2] 松井徹哉，加藤賢治，"ハイブリッド型有限要素法による回転形浮体に働く定常波漂流力の数値解析", 日本建築学会構造系論文報告集, 第 381 号， pp.121-132, 1987.

[3] 松井徹哉，加藤賢治，"ハイブリッド型積分方程式法による浮体の定常動揺問題の数値解析", 日本建築学会構造系論文報告集, 第 393 号，pp.85-96, 1988.

[4] Matsui T. and Kato K., "The Analysis of Wave Induced Dynamics of Ocean Platforms by Hybrid Integral-Equation Method", *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, Vol.1, No.1, pp.146-153, 1991.

[5] 加藤　賢治, 松井　徹哉, 羅　鎔浩, "浮遊式海洋建築物の構造形式による動揺特性の相違", 構造工学論文集 *(日本建築学会)*, Vol.42B, pp.525-534, 1996.

2 国際会議

[6] Matsui T., Kato K. and Shrai T., "A Hybrid Boundary Element Method for Ocean Wave Diffraction and Radiation", *Boundary Elemnts VII*, Vol.I, Spriger-Verlag, pp.37-50, 1985.

[7] Matsui T. and Kato K., "A Hybrid Integral Equation Method for Evaluating Hydrodynamic Interaction Between Several floating bodies in Waves", *Boundary Elemnts VIII*, Vol.II, Spriger-Verlag, pp.499-514, 1986.

[8] Matsui T. and Kato K., "The Analysis of Wave Induced Dynamics of Ocean Platforms by Hybrid Integral-Equation Method", *Pacific/Asia Offshore Mechanics symposium Seoul, Korea*, pp.271-278, 1990.

[9] Kato K. and Matsui T., "Comparative Study on the Motion Characteristics of Diffrent Types of Floating Offshore Structures", *Pro. of the 16th International Conference on Offshore Mechanics and Artic Engineering, Yokohama, Japan*, Vol.1, pp.195-202, 1997.

3 国内シンポジウム

[10] 松井徹哉，加藤賢治，"回転対称浮体に作用する定常漂流力の数値解析", 第２９回構造工学シンポジウム論文集, pp.271-282, 1983.

[11] 松井徹哉，加藤賢治，白井貴志，"境界要素法による海洋波の回析・発散問題の解析", 第１回境界要素法シンポジウム研究発表論文集, pp.31-36, 1984.

[12] 加藤賢治，松井徹哉，"境界要素法による波浪中の近接浮体群に働く流体力の解析", 境界要素法論文集, 第２巻, pp.185-190, 1985.

4 研究紀要

[13] Kato K. and Matsui T., "Computation of Wave Drifting Forces on an Axisymmetric Body by the Hybrid Element Method", *Journal of Toyota National College of Technology* , Vol.15, pp.65-70, 1982.

[14] Matsui T. and Kato K., "Computation of Wave Drift Forces on Floating Axisymmetric Bodies in Regular Waves", *Memoirs of the Faculty of Engineering, Nagoya University*, Vol.35, No.1, pp.117-130, 1983.

[15] Kato K. and Matsui T., "Computation of Added Mass and Damping Coefficients for Floating Bodies by A hybrid Integral Equation Method", *Journal of Toyota National College of Technology*, Vol.21, pp.87-92, 1988.

[16] 加藤賢治，松井徹哉，"規則波中の緊張係留式円筒形浮体に作用する１次波強制力及び運動応答の計測実験 ", 豊田高専研究紀要, 第 23 号, pp.65-72, 1990.

[17] 加藤賢治，松井徹哉，鈴木健次, "任意断面形状の仮想柱体面を用いたハイブリッド型積分方程式による海洋構造物の動揺問題の解析", 豊田高専研究紀要, 第 26 号, pp.97-104, 1993.

5 支部研究報告・大会梗概集

[18] 松井徹哉，加藤賢治, "ハイブリッド要素法による回転対称浮体に作用する漂流力の解析（その１．１次波力と応答）", 日本建築学会東海支部研究報告集, pp.89-92, 1982.

[19] 松井徹哉，加藤賢治, "回転対称浮体に作用する漂流力の数値解析（境界積分法とハイブリット要素法の比較）", 日本建築学会大会学術講演梗概集（東北）, pp.2401-2402, 1982.

[20] 松井徹哉，加藤賢治, "回転対称浮体群に作用する定常漂流力の解析", 日本建築学会大会学術講演梗概集（北陸）, pp.2921-2922, 1983.

[21] 松井徹哉，加藤賢治，大森博司，他５名, "Articulated Column に働く波浪漂流力／その４／定常漂流力の計測実験", 日本建築学会大会学術講演梗概集（関東）, pp.2965-2966, 1984.

[22] 松井徹哉，加藤賢治，白井貴志, "境界要素法による海洋波の回折・発散問題の解析", 日本建築学会大会学術講演梗概集（関東）, pp.2967-2968, 1984.

[23] 松井徹哉，加藤賢治, "境界要素法による波浪中の近接浮体群に働く流体力の解析", 日本建築学会大会学術講演梗概集（東海）, pp.705-706, 1985.

[24] 松井徹哉，加藤賢治，鈴木達人，酒向裕司, "半潜水式海洋構造物の規則波中運動の計算法の比較", 日本建築学会大会学術講演梗概集（関東）, pp.855-856, 1988.

[25] 加藤賢治，松井徹哉，松本恵美, "ハイブリッド型積分方程式法による浮体の動揺問題の解析(任意形状の仮想柱体面による定式化－その１）", 日本建築学会大会学術講演梗概集（北陸）, pp.1479-1480, 1992.

[26] 加藤賢治，松井徹哉，松本恵美, "ハイブリッド型積分方程式法による浮体の動揺問題の解析(任意形状の仮想柱体面による定式化－その２）", 日本建築学会大会学術講演梗概集（北陸）, pp.1481-1482, 1992.

[27] 松井徹哉，加藤賢治, "高次境界要素を用いた海洋構造物に作用する流体力の解析 －グリーン関数の補間近似による計算の効率化－", 日本建築学会大会学術講演梗概集（関東）, pp.1495-1496, 1993.

[28] 大西克保，橋　鋒，加藤賢治，松井徹哉, "浮遊式海洋建築物の動揺特性の構造形式による相違 －統計的予測に基づく考察（その１）－", 日本建築学会大会学術講演梗概集（北海道）, pp.241-242, 1995.

[29] 橋　鋒，大西克保，加藤賢治，松井徹哉, "浮遊式海洋建築物の動揺特性の構造形式による相違 ー統計的予測に基づく考察（その２）ー", 日本建築学会大会学術講演梗概集（北海道）, pp.243-244, 1995.

[30] 加藤賢治，松井徹哉, 羅　鎔浩, "居住性から見た日本沿岸海域の浮遊式海洋建築物の動揺特性", 日本建築学会東海支部研究報告集, 第 36 号, pp.265-268, 1998.

[31] 加藤賢治，松井徹哉, "居住性から見た日本沿岸に設置される浮遊式海洋建築物の動揺特性", 日本建築学会大会学術講演梗概集（九州）, pp.317-318, 1998.

謝　辞

著者が海洋建築物の波浪応答に関する研究に興味を持ち始めたのは，1981 年 5 月～1982 年 2 月の 10 ケ月間名古屋大学工学部建築学科建築構造講座（現工学研究科建築学専攻構造基礎工学講座）に内地留学して，名古屋大学教授松井徹哉先生（当時助教授）から海洋構造物に作用する波浪外力に関する研究テーマをいただいてからである。本研究を行うに当たり，松井徹哉先生のご指導と御助言を賜り，研究のまとめができましたのも，まさに先生のご指導の賜であり，厚く御礼申し上げます。

本論文をまとめるに当たり，副査として貴重なる御助言と御指導をいただいた名古屋大学教授岩田好一郎先生，同教授福和伸夫先生に深謝申し上げます。

名古屋大学助教授大森博司先生には副査としてご指導と同時に終始暖かい励ましを頂き，苦しい時の支えとなりました。厚く御礼申し上げます。

名古屋大学工学部建築学科建築構造講座に内地留学の申し出を快く引き受けていただき，暖かい御支援をしていただきました名古屋大学名誉教授松岡理先生ならびに著者に内地留学の機会を与えてくださった豊田工業高等専門学校名誉教授宇野洋平先生および同建築学科の諸先生方に深い感謝の意を表します。

著者が研究の仕事に従事する動機を与え，常に暖かい御指導と有益な御指示を賜りました名城大学教授堀内英孝先生に深く謝意を表します。

本論文をまとめるに当たり，ご協力をいただいた大同工業大学講師萩原伸幸先生，名古屋大学技官野崎公隆氏，豊田工業高等専門学校技官小林正氏，名古屋大学工学研究科建築学専攻松井研究室に在籍した大学院学生諸君および豊田工業高等専門学校建築学科加藤研究室に在籍した卒業研究学生諸君に感謝いたします。