Osaka University Knowledge Archive

Title	短波長波中を操縦運動する船に働く定常波力の研究
Author(s)	上野, 道雄
Citation	大阪大学, 2002, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/573
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

工乙 2393

短波長波中を操縦運動する船に働く定常波力の研究

2001年11月

上 野 道 雄

短波長波中を操縦運動する
船に働く定常波力の研究

２００１年１１月

上　野　道　雄

目 次

第1章　緒論 1
1.1　操縦性能研究の社会的位置づけと国際的取り組み 1
1.2　操縦性暫定基準と解決すべき課題 2
1.3　操縦性能に対する波の影響 3
1.3.1　操縦性能における短波長波の重要性 3
1.3.2　波浪中操縦性能に関連するこれまでの研究 4
1.4　本論文の主題と構成 5

第2章　短波長波による定常波力の推定計算法 8
2.1　緒言 8
2.2　局所座標系における波動場と流れ場のモデル化 9
2.3　局所座標系における波の定常圧力 11
2.4　局所座標系の流れ場および波動場と操縦運動との関係 12
2.5　定常波力の計算式とその積分範囲 13
2.5.1　従来の積分範囲義の定義 14
2.5.2　操縦運動を考慮した積分範囲の定義 14
2.6　結言 16

第3章　船体動揺と定常波力に関する水槽実験 17
3.1　緒言 17
3.2　供試模型船と実験状態 18
3.3　波力測定装置 19
3.3.1　装置の概要 19
3.3.2　バネ定数の設定と移動部質量の影響 21
3.4　定常波力と船体動揺の解析方法 21
3.5　船体動揺と曳航姿勢 22
3.5.1　停止状態および斜航状態における船体動揺 22
3.5.2　斜航状態および旋回状態における曳航姿勢 23
3.6　短波長波中斜航状態における波動場の観察 25

3.7 結言 26

第 4 章 短波長波の定常波力に関する実験と計算の比較検討 27

4.1 緒言 27
4.2 比較対象とする推定計算法 27
4.2.1 平山の方法 27
4.2.2 Sakamoto の方法 29
4.3 停止状態 31
4.4 斜航状態 31
4.5 旋回状態 33
4.6 波長影響 34
4.7 結言 36

第 5 章 短波長波の定常波力に対する船型影響 37

5.1 緒言 37
5.2 対象船型と座標系 38
5.3 局所座標系における波動場と定常波力の積分範囲 39
5.3.1 斜め向波中の斜航状態 39
5.3.2 斜め追波中の旋回状態 41
5.4 規則波中定常波力に対する船型影響 42
5.4.1 斜航状態 42
5.4.2 旋回状態 43
5.5 不規則波中定常波力と船型影響 44
5.5.1 不規則波中の定常波力推定計算法 44
5.5.2 不規則波中旋回状態における定常波力と船型影響 45
5.6 結言 48

第 6 章 結論 50

付 録 A 波の作用の保存則について 54

謝辞 57

参考文献 58

図表 64

第1章　緒論

1.1　操縦性能研究の社会的位置づけと国際的取り組み

近年、海上輸送の安全確保の必要性に関して、人命の安全確保あるいは経済効率性の観点からだけではなく、人類共通の財産である地球環境の保護という 観点からもその重要性が世界的な共通認識となりつつある。このような社会情勢には、1978年3月フランス沖での Amoco Cadiz 号事故、1989年3月米国アラスカ沖での Exxon Valdez 号事故、1992年マラッカ海峡での Nagasaki Spirit 号事故、1993年1月英国シェトランド諸島沖での Brear 号事故、1996年2月英国南西部沖での Sea Empress 号事故といった重大な海洋環境破壊をもたらす船舶の海難事故が相次いだことが背景としてある。

船舶の海難事故統計 [1] によれば、操縦性能が関連する衝突や座礁が事故全体の約半分を占めており、上記の重大事故例もこの範疇に含まれるものと考えられる。米国沿岸警備隊が1万トン以上のタンカー事故835件を調査した結果 [2] では、約40%が操船者の過失、約30%が不可抗力、残り約30%が操縦性能に関係した事故であったと報告されている。また、我が国における海難事故調査 [3] においても荒天時の衝突・座礁事故の約半数が操縦性能に関係していると報告されている。

国際海事機関においても船の操縦性能の重要性が早くから認識され、1968年第4回総会における決議 A160(4)「船舶の操縦性および停止距離に関するデータに関する勧告 (Recommendation on data concerning manoeuvring capabilities and stopping distances of ships)」の採択以来、操縦性能が関係する海難事故への対策の改善・強化がなされてきた。現在有効なものとしては、1987年11月第15回総会における決議 A601(15)「船上における操縦に関する情報の供与と掲示 (Provision and display of manoeuvring information on board ships)」と 1993年11月第18回総会における決議 A751(18)「船舶の操縦性のための暫定基準 (Interim standards for ship manoeuvrability)」がある。前者は操船者に自船の操縦性能に関する情報を提供することにあり、後者は操縦性能の劣る船を無くすことに主たる目的がある。

1.2 操縦性暫定基準と解決すべき課題

国際海事機関の操縦性暫定基準については、1999年5月第71回海上安全委員会において暫定基準の見直し作業の開始が決定され、2001年3月第44回設計設備小委員会においてその審議が開始されたところである。審議は操縦性に関する基準値をどのように設定すべきかという問題を中心に議論されるが、特に建造される船に操縦性暫定基準を適用するにあたって重要ないくつかの課題を解決する必要性が暫定基準策定当時から認識されている。すなわち、

1) 設計段階において船の操縦性能を精度よく推定する技術の確立

2) 軽荷状態における実海域操縦性試験結果から満載状態での操縦性能を推定する手法の確立

3) 実海域操縦性試験結果における風・潮流・波などの外乱要因の適切な修正手法の確立

という課題である。

設計段階における船の操縦性能の推定に関しては、従来から平水中の操縦性能推定技術の開発として取り組まれてきた最も基本的な課題の一つであり、実験的ならびに理論的研究の歴史が積み重ねられてきている。近年では数値流体力学を応用した技術 [4][5] も実用段階に入ろうとしており、着実に課題の解決に近づきつつある。

軽荷状態から満載状態の性能を推定する技術は、乾貨物船など満載状態で海上試運転ができないような船種の海上試運転結果に操縦性暫定基準を適用しようとする場合に必要となる技術であり、操縦性暫定基準の採択に伴って認識されるようになった課題である。簡易で高精度な推定手法の開発が強く望まれている [6] 操縦性能への載貨状態の影響というこの課題に関しては、現状において対策が全くないわけではなく、造船所において従来からの操縦性能の喫水影響に関する研究成果を活用したシミュレーション計算や自由航走模型試験によって、載貨状態に関する修正を必要とする約6割の海上試運転結果についてなんらかの対応がなされている [6]。

一方、実海域での操縦性試験結果における外乱要因の修正手法の確立という課題は、軽荷状態から満載状態の性能を推定するという課題と同じく操縦性暫定基準の採択に伴って浮上した課題であり、広くその必要性が認識されているにもかかわらず、有効な手段が現状においてほとんどないため、潮流については30%、風については12%、波に至っては3%しか修正の実績がないと報告 [6] されている。わずかに修正の実績がある場合でも、修正の対象となった操縦性試験項目のほとんどが旋回試験であり、Z試験については全く修正実績がない [6]。実海域での操縦性試験結果において外乱影響の修正実績が少ない理由は、潮流や風、波などの外乱の種類によって異なると考えられる。

潮流については、一般に複雑な潮流下で操縦性試験をおこなうことはないから、

試験時の潮流状態がわかれば一様流中の操縦性能試験データとして潮流修正は比較的容易である。したがって、潮流に関しては試験時の正確な潮流計測が問題であると考えられるが、潮流計測に関して信頼できる計測をおこなった例も報告 [13] されており、計測法自体は原理的には解決手段が示されている。課題は簡易で汎用的な計測機器を開発することであろう。

風については、操縦性能試験中の風向・風速の計測は比較的容易と考えられ、また、風の操縦性能への影響に関してもこれまでに多くの研究 [8][9][10][11][12] がなされてきた。さらに、近年の船型も含めた幅広い船型に対する合理的な風圧力推定法 [14] も開発されていることから、問題の中心は風の影響が含まれたデータから平水中の性能を推定するといういわゆる逆問題を解かなければならないところに存在する。

波については、まず、潮流の場合と同じく、操縦性試験時の波の状態の計測が困難であることが上げられる。この問題は操縦性に限らず実海域における船の問題を考える際に常につきまとう問題である。次に、風の場合と同じく波の影響が含まれたデータから平水中の性能を推定するという逆問題を解かなければならないことが上げられる。さらに、波の場合、風の場合とは異なり、波の操縦性能に対する影響が十分解明されていないことも上げられる。このことは、1995 年時点で造船所から要望された研究課題 [7] のうちの「波浪中操縦性能の理論の開発」が他の課題に比べて最も多く、94%の機関において今なお今後の課題と分類されていること [6] からも伺える。すなわち、波に関してはその影響の修正という逆問題に取り組む前に、波の操縦性能への影響の解明という順問題に取り組む必要がある。そして、この課題の解決は外乱影響修正法の確立という逆問題に取り組む際の重要な足がかりになるだけでなく、波に関する外乱影響修正法の確立という課題に対しての解決策が示された際の検証にも必要とされる。

以上述べてきたように、操縦性暫定基準に関する課題の中でも操縦性能におよぼす波の影響の研究が、その重要性が認識されながらも、他の課題に比べて多くの困難な問題を今なお残していることがわかる。

1.3 操縦性能に対する波の影響

1.3.1 操縦性能における短波長波の重要性

操縦性暫定基準では実海域における操縦性能試験を静穏な環境で実施するよう定められている。試験海象に関するこの設定は平水中の基本的な船の操縦性能を調べるための試験を考えた場合に妥当なものであるが、実海域において波のない状態で試験をおこなうことは一般に不可能である。このことは上述の外乱影響修正の必要性に直接つながる理由である。したがって、ここでいう静穏な海象とは少なくとも

波に関しては、「船体を大きく動揺させるような海象ではない」ことを意味すると解釈される。すなわち、船の長さに比べて波長の短い波が卓越した海象である。

また、船の航行海域のうち安全性の面から操縦性能が重要となるのは港湾内およびその近郊や制限水路などの輻輳域である。このような海域では一般に大型船を大きく動揺させる波は少なく通常は短波長の波が支配的な海域である。このような輻輳海域では船は一般に低速で航行しており、したがって波を含めた外乱要因が操縦運動におよぼす影響も船速が大きい場合に比べて相対的に大きくなる。

さらに、波長によって波が操縦性能におよぼす影響がどのように変化するのかを考えてみる。波浪中の船体運動は波との出会周期の高周波数成分と操縦運動のような低周波数成分との重ね合わせで近似的に表現できるが、高周波数成分が船の操縦運動にもたらす影響が小さい [15] ことが知られている。したがって、波が操縦運動に影響を与えるのは波周期で変動する波力ではなく時間定常的な波力である。この波力は波漂流力とも呼ばれるが、本論では波力の定常成分という意味で定常波力と呼ぶこととする。操縦運動に影響をおよぼすこの定常波力は、前後力、左右力、回頭モーメントの 3 成分からなり、特に操縦運動に影響の大きい左右力と回頭モーメントについて短波長領域で大きなものとなることが実験的に確認 [16][17][18][19] されている。また、停止時を対象とした理論計算 [20] によってもその傾向が裏付けられている。

このように、操縦性暫定基準および船の一般的な航行安全の観点からも、また物理現象として大きな定常力をもたらすことの重要性からも、短波長波の操縦運動への影響を明らかにすることが重要である。

1.3.2 波浪中操縦性能に関連するこれまでの研究

波浪中の操縦性能に関連する初期の研究としては、波との出会周期で変動する Froude-Kryloff 力を考慮した Rydille[21] の荒天中の自動操舵に関する研究や、同じく Froude-Kryloff 力を起源とする波漂流力を考慮した井上ら [22] の波浪中旋回運動の計算、波長の長い波の中では旋回航跡にほとんど影響がないことを確認した江田ら [23] の自由航走模型実験に関する研究が上げられる。

定常波力の研究としてはむしろ耐航性分野において研究の実績が豊富である。前進速度のない場合については Maruo[24] および Newman[25] の理論がある。前進速度のある場合は、Maruo の抵抗増加理論 [26] と Kashiwagi による左右力と回頭モーメントに関する理論 [27] が厳密な理論式を与えている。Maruo および Kashiwagi の理論に基づく航行時の定常波力 3 成分の具体的な計算についても、3 次元特異点法 [28][29][30] や Unified Theory[31] などを用いて試みられているが、特に短波長領域

における定常波力の推定精度が実用的観点からは十分とは言えない。

短波長波が誘起する定常波力のうちの前後力成分については、特に肥大船の波浪中抵抗増加の実験値が Maruo[26] の理論値よりはるかに大きいことが知られている。この短波長域の抵抗増加の問題に関しては、船体表面における波の反射に基づく理論的研究が積み重ねられてきており、藤井ら [32] による半実験式や Faltinsen ら [33] の船体近傍の流れを考慮した推定式、内藤ら [34][35] の波線理論による抵抗増加の推定などの研究がある。これらの研究例に見られるように短波長波中の前後力に関しては比較的豊富な実験データが報告されており、推定式の検証もそれぞれになされている。また、これらの理論は一部左右力や回頭モーメントの推定にまで発展させて研究 [17][36][37][46] されている。しかし、これらの研究は耐航性の観点からなされているため、そのほとんどが波浪中直進時を対象としており、今考えようとしている斜航や旋回を伴う操縦運動中を対象にして定常波力を検討したものはほとんどない。

一方、比較的近年になって操縦性の観点から定常波力が操縦運動におよぼす影響を検討した例としては、Hirano ら [38] の停止時定常波力の実験結果を用いた波浪中の旋回運動の計算、波浪中直進時の当舵量等を検討した Asai[39] の研究、斜航状態等を検討した和田の実験および計算 [17]、藤井らの方法を拡張して短波頂方向スペクトル波の影響を検討した平山ら [37] の研究、Newman[25] の停止時の定常波力推定式を取り入れた Kijima ら [40] の波浪中操縦運動のシミュレーション計算などがある。これらの研究では、前後力だけでなく左右力や回頭モーメントに関しても何らかの形で推定をおこなった上でそれらの操縦運動への影響を論じているが、操縦運動時の定常波力推定計算法の妥当性に関して十分な検証はおこなわれていない。

1.4 本論文の主題と構成

短波長波の大きな特徴の一つとして長波長波よりも流れの影響を受けて屈折しやすいことが上げられる。操縦運動は斜航運動と旋回運動の組み合わせから構成されており、直進中よりも船体周りの流れが複雑となっている。したがって、操縦運動する船への短波長波の影響を理論的に考えるためには船体周りの非一様流の影響を考慮する必要がある。一方、実験的な現象の解明に関しては、波浪中の直進状態だけでなく、これまでほとんど計測例がない斜航や旋回の状態においても定常波力を計測する必要がある。その際、波との出会周期で変動する船の動揺を拘束することは現象を実際と異なったものとする [20] ため、そのような船体動揺を拘束することなく定常波力を正確に計測する技術を開発する必要がある。また、前後方向成分である抵抗増加に関してはもっぱら肥大船を対象として研究が積み重ねられてきたが、

操縦運動中の船に働く左右力と回頭モーメントを含めた定常波力を考える場合は、肥大船だけでなくコンテナ船のような痩せた船型についてもどのような違いがあるのかを調べ、短波長波の定常波力に関する船型影響を明らかにする必要がある。

短波長波中を操縦運動する船に働く定常波力を研究するにあたって、以上の点を主要な課題と位置づけた上で、本論は以下のように構成される。

本章に続く第2章では、定常波力を斜航および旋回を含む操縦運動中の船に働く準定常的な前後力と左右力、回頭モーメントととらえ、短波長波がもたらす定常波力について船体周りの非一様流の影響を考慮できるOhkusu[41]による正面向波直進中の抵抗増加理論を操縦運動中の船に拡張して考察し、操縦運動する船の短波長波中定常波力理論とこれに基づく推定計算法を示す。本理論では、まず、波頂の保存則と波数ベクトルの非回転の条件、波の作用(Wave action)の保存則および船体表面における波の正反射の条件から波による定常圧力の簡潔な形の推定式を示す。次に、船体表面の局所的な流れ場と操縦運動とを関連づけ、波による定常圧力の推定式に操縦運動の影響が考慮されることを示す。さらに、波による定常圧力を水線上で積分して操縦運動中の船に働く定常波力3成分を求めるにあたって、波向きと船の瞬間的な向きから定義される従来の積分範囲に代わって、船の操縦運動と波動場との関係により定義される積分範囲を示す。

第3章では、波浪中において波との出会周期で変動する船体動揺を拘束することなく定常波力を計測するための波力測定装置について述べる。本装置は定トルク制御サーボモーターによって反定常波力と変位に比例した復原力を発生させるもので、従来の機械的なバネ・重りによる装置に代わって効果的かつ正確な波浪中定常波力の計測を可能にしたものである。本装置によって、波浪中における波との出会周期の船の動揺に与える拘束を最小限に押さえながら、直進状態はもとより、斜航状態や旋回状態においても定常波力の計測が可能となったことを、VLCC(Very Large Crude oil Carrier)模型を用いた水槽実験結果に基づいて、その計測方法および解析方法とともに述べる。

第4章では、第3章で述べた波力測定装置を用いてVLCC船型を対象として実施した操縦運動中の船に働く短波長波の定常波力に関する水槽実験結果を示し、第2章で述べた推定計算法による計算結果との比較検討をおこなう。その際、推定計算の比較対象として、本推定計算法のほか、平山らの方法[37]とSakamotoら[42]の波による定常圧力推定式を用いた方法とを比較検討して示し、本推定計算法が、斜航および旋回が組み合わさった操縦運動の影響を適切に説明していることを述べる。

第5章では、本推定計算法を用いてVLCC船型とコンテナ船型を対象とした比較計算をおこない、それぞれの船型に働く短波長波の定常波力に対する船型影響を明らかにする。ここでは、斜航および旋回の影響とあわせて長波頂不規則波および短

波頂不規則波の影響がそれぞれの船型にどのように表れるかを明らかにする。また、本推定計算法で計算される波による定常圧力や波振幅、波向き等の波動場を表す物理量が操縦運動中の船体周りにどのように分布しているかをVLCC船型とコンテナ船型それぞれについて示し、これらの船型における積分範囲の違いについても述べる。

第6章では、本論の結論を述べる。

第2章　短波長波による定常波力の推定計算法

2.1　緒言

短波長波が船体におよぼす定常波力に関するこれまでの研究のほとんどは前後力成分を抵抗増加の観点から取り扱ったものである。藤井ら [32] は、Havelock[43] の与えた無限喫水直立円柱体に作用する定常波力の推定式に前進速度と喫水の影響を考慮した半実験的な推定式を示した。この推定式については、後に高橋 [44] によって実験係数の見直しがなされている。Falteinsen ら [33] は、前進速度の影響を船体周りの局所流の波に対する影響ととらえ、船体周りの流れによる波の屈折を考慮した抵抗増加の推定式を示した。Faltinsen らの示した波動場のモデルでは検査面の取り方によってエネルギー流束および運動量流束の時間平均値が変化してしまう不合理が生じるが、Ohkusu[41] はエネルギーと運動量に関する不合理を生じない新しい波動場のモデルを示して向波直進中の抵抗増加の推定式を導いた。Sakamoto ら [42] は Faltinsen らの船速が小さい場合の展開式を修正した推定式を導くとともに、円柱を対象とした具体的な計算例によって、Faltinsen らの推定式の積分範囲について明確でない点があることを指摘している。内藤ら [34][35] や Kalske[45] は、前進速度の影響を船体周りの流れの波に対する影響ととらえ、波線追跡法を用いた抵抗増加の計算例を示している。

短波長波が誘起する定常波力のうち左右力と回頭モーメントに関しては、内藤ら [36] が波線追跡法によって計算をおこなって実験結果と比較検討している。内藤ら [46] は、Faltinsen ら [33] の推定式を左右方向に適用して、斜波中の左右力と回頭モーメントの計算結果を示している。平山ら [37] は藤井らの方法 [32] を左右方向の速度成分にも適用して、斜航の影響を考慮した前後力、左右力、回頭モーメントの推定計算法を提案している。

上記の理論はいずれも短波長波による定常波力の起源を船体による波の反射に求めており、波との出会周期で変動する船体動揺は無視できる程度の短波長波を仮定している。また、前進速度の影響を船体周りの流れの波に対する影響として取り扱うのは、波長の短い波ほど流れによって変形しやすい物理的性質を考慮したためである。船体周りの流れが短波長波におよぼす影響の重要性については、肥大船の短波長

域における抵抗増加が理論値を上回る現象 [48][49] に関連して早くから指摘 [47][50] されており、実際、内藤ら [35][51] は肥大船の船首部周りの非一様流が波動場におよぼす影響の大きいことを計算によって実証している。短波長波が誘起する定常波力に関する問題の理論的な位置づけを、船体による波の散乱問題のうちの入射波の波数が無限大の極限に対応する問題とした場合、この問題に対するこれまでの研究例の取り組みにおける基本的な立場はそれぞれ合理性を持った妥当なものであろう。

しかし、操縦運動中の船に働く短波長波の定常波力の推定にこれまでの研究の成果をそのまま適用することはできない。その理由は、これまでのほとんどの研究では船が斜航せずに直進する状態のみを対象としており、斜航や旋回を伴う操縦運動の影響を適切に評価することができないためである。実海域を航行する船に働く定常波力が無視できない場合、前後力成分のみが独立して作用することはなく、一般に左右力成分と回頭モーメント成分も同時に作用している。したがって、たとえ船の航跡が直線的であったとしても一般に船は斜航状態にあることになる。船の斜航や旋回が短波長波中を航行する船体周りの流れ場を変化させ、その結果として波動場にも変化が生じることは明らかであるから、実海域の船の状態を的確に把握した上で短波長波の定常波力 3 成分を推定するためには、前進、斜航、旋回の組合せからなる操縦運動の波動場への影響を評価しうる理論が必要である。

本章では、正面向波直進中における短波長波の抵抗増加に関する Ohkusu の方法 [41] を斜航と旋回を伴う操縦運動中の船に拡張し、操縦運動中の船体周りの非一様流の波動場への影響を評価しうる短波長波の定常波力 3 成分の理論について、次の 4 段階に従って考察する。

1) 船体周りの局所座標系における波動場についてのモデル化をおこなう。

2) 局所座標系における波動場のモデル化に従って、流れと波の一般的な状態を対象に船体表面に作用する波の定常圧力を表す式を導く。

3) 船体周りの局所座標系における流れ場と操縦運動との関係を導く。

4) 波の定常圧力を船体周りで積分して定常波力を計算する際の積分範囲を定義する。

2.2 局所座標系における波動場と流れ場のモデル化

流れのない深水域において短波長波中を操縦運動する船を考える。船に働く波の力を局所的に考えるために水線面の一部を表す局所座標系を Fig. 2.1 に示す。接線方向に s 軸、内向き法線方向に n 軸をとり、船体外部の領域を船体に接する近傍域と遠方域に分けて考える。現象は定常であり、現象の空間的な変化は n 軸方向のみに存在すると仮定する。船体固定の座標系から見たとき、遠方域には波数ベクトル $\boldsymbol{k}$、円周波数 ω、振幅 ζ_a の波とベクトル $\boldsymbol{V}$ で表される操縦運動に起因する遠方域流

れが存在することとする。波数$\boldsymbol{k}$と遠方域流れ$\boldsymbol{V}$の方向はs軸正方向から時計回りにそれぞれ角度γ_wとγ_Vの方向とする。近傍域にはベクトル$\boldsymbol{V_1}$で表される船体近傍域流れと遠方域から伝播しこの流れによって変形された波数ベクトル$\boldsymbol{k_1}$、振幅ζ_{1a}、円周波数ω_1なる波が存在することとする。近傍域における流れ$\boldsymbol{V_1}$はs軸正方向とし、近傍域における波数ベクトル$\boldsymbol{k_1}$の方向はs軸正方向から時計回りに角度γ_{w1}の方向とする。V、k、V_1、k_1はそれぞれ$\boldsymbol{V}$、$\boldsymbol{k}$、$\boldsymbol{V_1}$、$\boldsymbol{k_1}$のスカラー量を表す。

定常状態における波数(波頂)の保存則[52][53]は、次式で表される。

$$\frac{\partial \boldsymbol{k}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\omega = 0 \tag{2.1}$$

ここで、tは時間を表す。(2.1)式をFig. 2.1で示す局所座標系に適用すると、次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \omega &= \sqrt{gk} + Vk\cos(\gamma_V - \gamma_w) \\ &= \omega_1 \\ &= \sqrt{gk_1} + V_1 k_1 \cos\gamma_{w1} \end{aligned} \tag{2.2}$$

ここでgは重力加速度を表す。

次に、波数ベクトルが非回転[52][53]である条件は次式で表される。

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{k} = 0 \tag{2.3}$$

(2.3)式をFig. 2.1で示す局所座標系に適用すると、次の関係が得られる。

$$k\cos\gamma_w = k_1\cos\gamma_{w1} \tag{2.4}$$

(2.2)式と(2.4)式より、近傍域の波数k_1とその方向γ_{w1}はそれぞれ以下に求められる。

$$k_1 = \frac{(\omega - V_1 k\cos\gamma_w)^2}{g} \tag{2.5}$$

$$\gamma_{w1} = \cos^{-1}\left\{\frac{gk\cos\gamma_w}{(\omega - V_1 k\cos\gamma_w)^2}\right\} \tag{2.6}$$

(2.5)式と(2.6)式より波数kの大きい短波長の波ほど近傍域流れV_1の影響、すなわち船体周りの非一様流の影響を受けて近傍域で大きく変形することがわかる。

さて、遠方域から近傍域へ伝播する波の変化の様子が十分緩やかなものであると仮定すると次式で表される波の作用(Wave action)の保存則[52](付録A参照)が成立する。

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\left\{\frac{E}{\sigma}(\boldsymbol{c_g} + \boldsymbol{V})\right\} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{E}{\sigma}\right) = 0 \tag{2.7}$$

ここで、σは空間固定座標系から見た遠方域における波の円周波数であり、$\sqrt{gk}$で与えられる。また、Eは波のエネルギー、$\boldsymbol{c_g}$は波の群速度ベクトルを表し、E/σが波の作用と呼ばれる量である。

今考えている定常問題に(2.7)式を適用すると波振幅に関して次の関係が得られる。

$$\frac{\zeta_{1a}}{\zeta_a} = \sqrt{\frac{k_1}{k}\frac{2Vk\sin\gamma_V + \sigma\sin\gamma_w}{\sigma\sin\gamma_{w1}}} \tag{2.8}$$

局所座標系における近傍域流れの強さ、すなわち操縦運動に起因する船体周りの非一様流の強さ V_1 については、二重模型周りのポテンシャル流計算による方法やSakamoto[42] らが用いた水線面と同じ断面形状を持った柱体周りの流れの計算による方法などが適用可能と考えられるが、ここでは、推定計算法としての実用性を重視して、Faltinsen ら [33]、Ohkusu[41] に倣って簡単化して次式のように定義する。

$$V_1 = \boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{V} \tag{2.9}$$

以上で、局所座標系において、近傍域の波動場と流れ場が遠方域のそれらと関連づけられた。

2.3 局所座標系における波の定常圧力

遠方域から近傍域に伝播してきた波が船体に正反射して s 軸から反時計回りに γ_{w1} の方向に進んでいくものと考える。近傍域において $n=0$ の平面に平行な面と船体とで囲まれた領域における運動量変化を考えることによって、水線単位長さあたりの船体に働く n 方向の力の時間平均から静水圧による寄与分を除いた成分すなわち波の定常圧力 P_n を求めると、これは次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} P_n = &-\frac{\rho}{2}\overline{\left(\frac{\partial\varphi_{(t)}}{\partial t} + V_1\frac{\partial\varphi_{(t)}}{\partial s}\right)\Bigg|_{z=0}^{2}} \\ &-\frac{\rho}{2}\overline{\int_0^\infty\left\{\left(\frac{\partial\varphi_{(t)}}{\partial s}\right)^2 - \left(\frac{\partial\varphi_{(t)}}{\partial n}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi_{(t)}}{\partial z}\right)^2\right\}dz} \end{aligned} \tag{2.10}$$

ここで、z は平水面を原点として鉛直下向きにとった座標を表し、各項の上部横線は時間平均を取ることを表す。$\varphi_{(t)}$ は近傍域における速度ポテンシャルを $\phi_{(t)}$ としたとき次式で定義される速度ポテンシャル成分であり、遠方域から近傍域まで伝播してきた波とこれが船体によって反射された波の成分から構成される。

$$\phi_{(t)} = V_1 s + \varphi_{(t)} \tag{2.11}$$

具体的には次式で表される。

$$\begin{aligned} \varphi_{(t)} &= \Re\left[\frac{g\zeta_{1a}}{\sigma_1}e^{i\{(k_1\sin\gamma_{w1})n+(k_1\cos\gamma_{w1})s-\omega_1 t\}}\right. \\ &\quad \left.+\frac{g\zeta_{1a}}{\sigma_1}e^{i\{-(k_1\sin\gamma_{w1})n+(k_1\cos\gamma_{w1})s-\omega_1 t\}}\right] \\ &= \frac{2g\zeta_{1a}}{\sigma_1}e^{k_1 z}\left\{\cos(k_1\sin\gamma_{w1})n\right\} \\ &\quad \times\cos\left\{(k_1\cos\gamma_{w1})s-\omega_1 t\right\} \end{aligned} \tag{2.12}$$

ここで、$\Re$は実数部をとることを表す。

近傍域における波の円周波数ω_1や波数ベクトル$\boldsymbol{k_1}$、振幅ζ_{1a}は(2.2)式、(2.5)式、(2.6)式、(2.8)式のように与えられているからこれらを用いると(2.10)式は次のように表される。

$$P_n = \frac{1}{2}\rho g {\zeta_{1a}}^2 \sin^2 \gamma_{w1} \tag{2.13}$$

(2.13)式はある角度を持って壁面で反射される波がおよぼす定常波力についてHavelock [43]の与えた式と形式的に同じであるが、振幅と角度に流れの影響が考慮されている点が異なる。

ここまでの展開はOhkusu[41]が正面向波直進中の抵抗増加推定式を求めた場合と基本的には同じである。実際、$\gamma_V = \gamma_w$とすればOhkusu[41]の与えた波の定常圧力の式と等価な式が得られる。

さて、(2.13)式は、2.1でも述べたように、船体による波の散乱問題のうちの波数無限大の場合の波による定常圧力を表すものであるが、実用上は波長の影響を考慮しておく必要がある。本論では、波長影響を船の喫水影響ととらえ、藤井ら[32]が用いた喫水影響係数を本推定計算法におけるモデル化に対応させて次式で表される係数を導入する。

$$\alpha_1(k_1 d) = \frac{\pi^2 I_1^2(k_1 d)}{\pi^2 I_1^2(k_1 d) + K_1^2(k_1 d)} \tag{2.14}$$

ここで、dは船の喫水、I_1、K_1は変形ベッセル関数である。

(2.14)式で表される喫水影響係数を(2.13)式で表される波による定常圧力P_nに乗じ、あらためて波による定常圧力P_nの推定式を次式とする。

$$P_n = \frac{1}{2}\alpha_{1(k_1 d)}\rho g {\zeta_{1a}}^2 \sin^2 \gamma_{w1} \tag{2.15}$$

2.4 局所座標系の流れ場および波動場と操縦運動との関係

波浪中における船の操縦運動と局所座標系における遠方域の流れ場および波動場の関連を考える。波浪中を操縦運動する船の座標系をFig. 2.2に示す。x軸は船首方向、y軸は右舷方向にとり、原点は船体重心にとる。船は前進速度U、斜航角β、旋回角速度rで運動しているものとする。波との出会角はχとし、定常波力の成分をX_d、Y_d、N_dで表す。水線に沿った座標$l(x_{wl}, y_{wl})$を時計回りに定義する。lの正方向はx軸正方向から時計回りにθの方向とする。Fig. 2.2の$o-xy$座標系の成分で考えると、Fig. 2.1の局所座標系における遠方域流れ$\boldsymbol{V}$と入射波を表す波数ベクトル$\boldsymbol{k}$はそれぞれ次式で表される。

$$\boldsymbol{V} = (U\cos\beta - y_{wl}\cdot r, -U\sin\beta + x_{wl}\cdot r) \tag{2.16}$$

$$\boldsymbol{k} = (k\cos\chi, -k\sin\chi) \tag{2.17}$$

水線に沿った座標 l の方向 θ は次式で表される。

$$\theta = \tan^{-1}\frac{dy_{wl}/dl}{dx_{wl}/dl} \tag{2.18}$$

法線方向単位ベクトル$\boldsymbol{n}$は θ を用いて次式で表される。

$$\boldsymbol{n} = (-\sin\theta, \cos\theta) \tag{2.19}$$

接線方向単位ベクトル$\boldsymbol{s}$は Fig. 2.1 の局所座標系における近傍域流れ$\boldsymbol{V_1}$の方向であるから、これを遠方域流れ$\boldsymbol{V}$の接線方向成分の正の方向とすると次のように定義される。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{s} &= (\cos\theta_s, \sin\theta_s) \\ \theta_s &= \begin{cases} \theta, & \text{for } (\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{V})_z < 0 \\ \theta - \pi, & \text{for } (\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{V})_z > 0 \end{cases} \end{aligned} \tag{2.20}$$

ここで、$(\ )_z$ は Fig. 2.2 の座標系を右手系と見たときの z 方向成分を表す。Fig. 2.1 に示した局所座標系における遠方域流れの方向 γ_V と入射波の波数ベクトルの方向 γ_w は次のように表される。

$$\gamma_V = \arg\boldsymbol{V} - \theta_s \tag{2.21}$$

$$\gamma_w = \arg\boldsymbol{k} - \theta_s = -\chi - \theta_s \tag{2.22}$$

以上で Fig. 2.2 に示した局所座標系における遠方域の流れ場および波動場が波浪中における船の操縦運動と関連づけられた。2.2 で、局所座標系における近傍域の波動場と流れ場が遠方域のそれらと関連づけられているから、これで短波長波中を操縦運動する船の周りの全領域で流れ場と波動場が決まる。

2.5 定常波力の計算式とその積分範囲

定常波力 X_d と Y_d、N_d は (2.15) 式で表される波による定常圧力 P_n を次式のように水線上で積分して得られる。

$$\begin{cases} X_d = -\oint P_n \sin\theta dl \\ Y_d = \oint P_n \cos\theta dl \\ N_d = \oint P_n (x_{wl}\cos\theta + y_{wl}\sin\theta) dl \end{cases} \tag{2.23}$$

2.5.1 従来の積分範囲義の定義

正面向波直進中の場合の積分範囲については、Ohkusu[41] は船首部の入射波に面した領域と定義している。斜波中の場合の積分範囲については、波による定常圧力の推定計算法は異なるものの、高橋 [44]、Faltinsen[33] ら、Sakamoto ら [42]、平山ら [37] はいずれも、Fig. 2.3 に示すように、入射波の進行方向に面した船体表面領域として定義している。Fig. 2.3 の積分範囲の定義は 2.2 で述べたモデル化における変数を用いると次式で表される。

$$0 < \gamma_w < \pi \tag{2.24}$$

(2.22) 式より、(2.24) 式の定義は本質的には船の前進、斜航、旋回のいずれの操縦運動成分も考慮しておらず、船と波の瞬間的な位置関係のみで決まる定義であることがわかる。

2.5.2 操縦運動を考慮した積分範囲の定義

前節までに述べた波動場および流れ場の定式化に従って定常波力を求める際の積分範囲について考察し、船の操縦運動を考慮した積分範囲の定義を導く。

まず、局所座標系における近傍域で波が船体によって反射されるためには近傍域における波数ベクトルの方向 γ_{w1} は、次の関係を満足しなくてはならない。

$$0 < \gamma_{w1} < \pi \tag{2.25}$$

次に、(2.25) 式を前提として (2.8) 式で示す近傍域における波振幅が計算可能であるためには (2.8) 式右辺の根号の内部が正でなければならない。そのためには次の関係が満足されなくてはならない。

$$V \sin \gamma_V + c_g \sin \gamma_w > 0 \tag{2.26}$$

ここで、c_g は空間固定座標系から見た遠方域における入射波の群速度を表す。(2.26) 式は遠方域において流れの中にある波のエネルギーの伝播速度の法線ベクトル$\boldsymbol{n}$方向成分が正、すなわち波エネルギーが局所座標系において相対的に船体に向かってくるという条件を要求していると解釈できる。従って、(2.26) 式は次式で書き換えることができる。

$$0 < \gamma_e < \pi \tag{2.27}$$

ここで、γ_e は船に対する波エネルギーの進行方向を表し、船体表面の接線ベクトル$\boldsymbol{s}$の方向を基準に時計回りを正として定義するものとすると、次式で与えられる。

$$\gamma_e = \arg\left(\boldsymbol{V} + \frac{c_g}{k}\boldsymbol{k}\right) \tag{2.28}$$

積分範囲に関してもう一つ考慮すべき点は (2.6) 式で与えられる γ_{w1} が存在する条件である。これは次式で表される。

$$|k\cos\gamma_w| \leq \frac{(\omega - V_1 k\cos\gamma_w)^2}{g} \tag{2.29}$$

(2.29) 式の右辺は (2.5) 式より k_1 に等しいから、この条件は近傍域における波数 k_1 がある一定値よりも小さくならないことを要求していることになる。とりうる最低値となった場合、すなわち (2.29) 式で等号が成り立つ場合は (2.4) 式より γ_{w1} が 0 か π となる場合であって、これは近傍域流れ $\boldsymbol{V_1}$ によって波線が船体表面に平行になるまで曲げられたものと解釈され、(2.25) 式の前提を満足できない場合に相当する。この場合、波線は船体に到達することはできないため (2.15) 式で定常波力を評価することはできず、したがって積分範囲からは除外される。ただ、この場合は (2.26) 式の条件を満足しない場合、すなわち遠方域において波エネルギーが相対的に船体に向かってこない場合とは異なり、向かってきた波線が操縦運動に伴う船体周囲流場の影響によって曲げられたことが原因であるから、本来は船体周囲流場の運動量変化など何らかの形で船体への影響は考慮されるべきである。しかし、短波長波が誘起する定常波力の大部分は船体による波の反射に起因するものと判断し、本推定計算法ではただ単に積分範囲から除外して考えることとする。

以上より、積分範囲は次式を満足する領域として定義される。

$$\begin{cases} V\sin\gamma_V + c_g\sin\gamma_w > 0 \\ |k\cos\gamma_w| < \dfrac{(\omega - V_1 k\cos\gamma_w)^2}{g} \end{cases} \tag{2.30}$$

(2.30) 式の条件は次式と等価である。

$$\begin{cases} 0 < \gamma_e < \pi \\ 0 < \gamma_{w1} < \pi \end{cases} \tag{2.31}$$

(2.30) 式あるいは (2.31) 式に含まれる 2 つの条件式の前者は操縦運動する船体の局所座標系において波エネルギーが相対的に船体に向かってくることを表し、後者は同じく局所座標系において船体に向かってきた波エネルギーが流れ場の変化の中を伝播して船体表面にまで到達し反射される条件を表す。波頂と直交する波線と波のエネルギーの進む方向は流れの中の波を考えた場合には一般に一致しないことから、これら 2 つの条件は異なる。

(2.30) 式あるいは (2.31) 式の条件には、(2.28) 式および (2.6) 式からわかるとおり、局所座標系における遠方域流れの強さ V および近傍域流れの強さ V_1 が含まれている。遠方域流れの強さ V と近傍域流れの強さ V_1 には、(2.16) 式と (2.9) 式に示すとおり、船の前進速度 U と斜航角 β および旋回角速度 r が考慮されている。したがって、本推定計算法における積分範囲の定義は、従来の定義である (2.24) 式には考慮されていない船の操縦運動が考慮されていることになる。

2.6 結言

操縦運動する船の短波長波中定常波力理論とこれに基づく推定計算法を示した。本推定計算法によれば、操縦運動を構成する前進、斜航、旋回の各成分が船体周りの非一様流の要因として短波長波の波動場に影響をおよぼす。その結果、船体によって反射される波が誘起する定常圧力の推定式に船の操縦運動の影響が考慮されることになる。

波による定常圧力を船体周りで積分して定常波力3成分を求める際の積分範囲についても、従来の定義に代わって、船の操縦運動を考慮した積分範囲の定義を導いた。

本章で示した操縦運動する船の短波長波中定常波力理論にも、今後検討すべき課題が残されている。その一つは、(2.9) 式で定義した局所座標系における近傍域の接線方向流れの強さ V_1 のより合理的で実用的な推定計算法の開発である。もう一つは、(2.29) 式の等号が成り立つ場合、すなわち、船体に向かってきた波が近傍域流れによる屈折によって船体にまで到達できなかった場合の定常波力への影響に対する評価である。

上記の課題が残されているものの、本章で示した操縦運動する船の短波長波中定常波力理論は、これまでの斜航しない直進状態における短波長波中の抵抗増加理論を拡張した理論であり、波の反射による定常圧力の積分範囲に関する従来の定義の不合理な点を解決したものとなっている。

第3章　船体動揺と定常波力に関する水槽実験

3.1　緒言

前進速度のない状態の浮体に作用する定常波力を模型実験によって計測した例としては、海洋構造物 [54] や停止時の船 [38] を対象としたものがある。前進速度のある状態では、2.1 で述べた理論的研究に対応して、定常波力の前後力成分である抵抗増加の計測例 [55] が数多く報告されている。しかし、左右力と回頭モーメントも含めた定常波力 3 成分の計測例は、船体を固定して計測したもの [28][36] を含めても多くはない。また、波浪中を航行する船がどのような斜航や旋回状態となるかを自由航走模型船によって計測した例 [16][17][18] や、それらの状態から定常波力を推定した研究例 [19] はあるが、斜航や旋回を伴う操縦運動中の船に働く定常波力を直接計測した例はこれまでに見られない。

浮体に作用する定常波力は波浪中の模型の運動を拘束するかしないかによってその傾向が異なったものになる [20] ため、実際に海上にある船に働く定常波力の傾向を模型実験で再現するためには、波浪中における模型の波周期で変動する動揺をできるだけ自由にしてやる必要がある。その一方で、定常波力を計測するためには、本来復原力が存在しない前後揺れと左右揺れ、船首揺れには外部から適当な復原力を付加しながら模型の平均的な位置を調整する必要がある。原理的には定常波力に相当する復原力を平水中曳航時に必要な曳航力に加えて与えれば、設定した姿勢および航跡を保ちながら波との出会周期で変動する動揺を拘束せずに定常波力の計測ができることになる。しかし、この与えるべき復原力が未知の計測量であるところにこの実験の困難な点がある。

波との出会周期で変動する動揺をある程度自由にして定常波力の計測をおこなったこれまでの研究例では、基本的には、復原力の存在しない動揺のうち前後揺れと左右揺れについては弱いバネと重りで模型船の位置および姿勢を調整する手法を取っている。船首揺れについても弱いバネと重りによる方法 [20] が適用された例があるが、限られた水槽内で反射波の影響が現れるまでの短い時間内に前後力、左右力、回頭モーメントの 3 種類の定常波力に相当する重りの調整をおこなうことは容易ではない。特に、前後揺れと左右揺れについては平均的な位置が変わっても斜航時に波

との出会角が変わることはないのに対し、船首揺れについては平均的な位置が変わると波との出会角が変化してしまい、設定した実験状態が実現できないことになってしまう。船首揺れに関しては、自動操舵装置を用いる方法 [32] や強いバネによる方法 [56][57] も報告されている。しかし、前者は左右揺れや横揺れを誘起してしまう問題があり、後者には波との出会周期の運動そのものを拘束してしまう問題がある。

本論で対象としている短波長波中を操縦運動する船に関しては、波との出会周期で変動する船体動揺はほとんど無視できる状況を仮定しており、第 2 章で述べた理論的検討もこの仮定に基づいて定式化をおこなった。理論との整合性から言えば、第 2 章で示した定常波力の推定計算法の有効性を実験的に検証するためには、船体を固定して操縦運動中の定常波力を計測すればよいことになる。しかし、実用上における定常波力の推定計算法の有効性を検証するためには、実際に近い状況、すなわち船体の動揺をできるだけ拘束しない状態で定常波力の計測をおこなうべきである。本章では、従来の機械的なバネ・重り機構を用いた実験装置に代わって定トルク制御サーボモーターにバネと重りの 2 つの役割を受け持たせた波力測定装置について説明するとともに、この波力測定装置を用いて波浪中を操縦運動する船の船体動揺 6 成分と定常波力 3 成分を計測した模型実験について、主に短波長波中の実験結果を中心に述べる。なお、本章では波との出会周期で変動する船体動揺振幅と曳航状態ならびに斜航状態における波動場の観察結果について述べ、定常波力の具体的なデータは第 4 章で推定計算結果との比較検討の際に示すこととする。

3.2 供試模型船と実験状態

実験に用いた模型は VLCC(Very Large Crude oil Carrier) である。実船は長さ 320m、30 万トン級のタンカーに相当する。模型船の主要目を Table 3.1 に示す。Table 3.1 中の縦メタセンター高さは排水量計算結果に基づく値である。実験はプロペラと舵をつけた状態でおこなった。プロペラは停止状態で舵は中央位置とした。

座標系を Fig. 3.1 に示す。座標原点は重心位置である。x、y、z はそれぞれ前後揺れ、左右揺れ、上下揺れ方向を表し、ϕ_r、θ_p、ψ_y はそれぞれ横揺れ、縦揺れ、船首揺れ方向を表す。X_d、Y_d、N_d が波による定常波力のそれぞれ前後力、左右力、回頭モーメント成分を表す。ζ_a は入射波振幅を表し、k は入射波の波数を表す。χ は船首方向と波向方向のなす角度を表し、船尾から波を受ける状態が 0deg.、正面向波状態が 180deg. であり、0deg. から 180deg. までの間で右舷側から波を受ける状態となる。

実験は回転盤つきのいわゆる xy 台車を備えた水槽でおこなった。計測項目は 6 自由度の船体動揺と前後力、左右力、回頭モーメントおよび入射波である。これらの

計測データを解析して6自由度の船体動揺振幅と定常波力の前後力成分、左右力成分、回頭モーメント成分および入射波振幅を求めた。

実験状態はTable 3.2に示すとおりである。船速Uは0.372m/sとしたほか、比較のため停止状態でも計測をおこなった。F_nは代表長さを船長としたフルード数を表す。斜航状態の斜航角βは+18deg.、0deg.、−18deg.の3種類とした。無次元旋回角速度r'は旋回角速度rに船長船速比L_{pp}/Uを乗じた値である。旋回方向は右旋回とし、旋回中の斜航角βは無次元旋回角速度r'が0.3の場合は0deg.と+10deg.、0.6の場合は0deg.と+18deg.とした。波振幅ζ_aが、Table 3.2に示すように、波長船長比λ/L_{pp}が小さくなるに従い小さくなっているのは波崩れのない波としたためである。なお、停止時においては、横揺れが大きくなる一部の状態でTable 3.2に示した値よりも小さな波振幅ζ_aで実験をおこなった。Table 3.2中のχ_Uは船速方向と波向方向のなす角度を表し、斜航の場合はFig. 3.2に、旋回の場合はFig. 3.3示すとおり、船首方向と波向方向のなす角度χと斜航角βを用いて次式で定義される量である。

$$\chi_U = \chi - \beta \tag{3.1}$$

Table 3.2中では、停止状態では船首方向と波向方向のなす角度χで、斜航および旋回状態では船速方向と波向方向のなす角度χ_Uでそれぞれ整理して示した。ただし、斜航状態においてχ_Uが0deg.あるいは180deg.の場合では対称性を考慮して斜航角は正の状態のみを実施した。また、旋回状態のうち、無次元旋回角速度r'が0.3の場合は旋回半径が大きいため半周ずつに分けて計測をおこなった。

なお、Table 3.2には記載していないが、平水中を曳航するために必要な曳航力を計測するために、平水中の斜航状態および旋回状態で模型船の曳航力および姿勢を計測した。また、波動場に対する斜航角の影響を観察するため、波長船長比λ/L_{pp}が0.2、船首方向と波向方向のなす角度χが−150deg.、波との出会周波数ω_eが9.11rad/secで、斜航角を+15deg.、0deg.、−15deg.と変化させた状態でビデオ撮影をおこなった。

3.3 波力測定装置

3.3.1 装置の概要

本波力測定装置は、波浪中において模型に任意の平面運動を与えて曳航し、波との出会周期で変動する6自由度の動揺を拘束することなく、模型の運動と前後力、左右力、回頭モーメントの計測をおこなうことを目的としたものである。規則波中の場合、定常波力は計測された力の平均値から平水中を同じ姿勢および航跡で曳航する際に必要な力を差し引くことによって得られる。本装置の基本的な設計思想は、

定常波力に相当する力の大まかな部分を重りで釣り合わせ、残りの部分を弱いバネで調整する方法 [20][54] と同じである。ただ、重りとバネからなる機構を定トルク制御サーボモーターによって実現した点が異なる。この定トルク制御サーボモーターの採用によって、これまでの重りに相当する部分の調整を電圧信号によって連続的に調整することができるため、反射波の影響が現れるまでの限られた時間内に前後力、左右力、回頭モーメント 3 種類の反定常波力の調整を比較的容易におこなうことが可能になる。また、バネ定数の変更も電圧信号の調整だけでおこなうことができる。反定常波力とバネ定数の調整は可変抵抗器のつまみと外部入力端子のいずれかでおこなうことができる。定常波力は計測される力あるいはモーメントの低周波数の成分として得られるため、時間遅れのない理想的な低域透過フィルターを用いて計測した力の低周波数成分をフィードバックしてやることができれば、自動的に調整をおこなうことも原理的には可能である。

本装置の概念図を Fig. 3.4 に、仕様を Table 3.3 に示す。6 種類の動揺はポテンショメータで、前後力、左右力、回頭モーメントは模型船との接続箇所に設置された 3 分力計によってそれぞれ計測する。クランプ装置は模型船が 6 自由度で動揺するため、模型の 4 点をワイヤーで斜めに引き上げる機構となっている。ワイヤーの巻き取りおよび繰り出し速度は実験状態に応じて可変である。

本装置の問題点の一つは、大きな力となる左右力と回頭モーメントを 1 本の支柱で支えるため移動部の質量が比較的大きくなったことである。上下揺れに対する移動部質量 12.8kg は模型船の排水量に含めることができるが、前後移動部質量 8.9kg と左右移動部質量 18.4kg は模型船の排水量が小さい場合は計測結果に影響をおよぼすことになる。なお、本装置が船首揺れに対して付加的におよぼす慣性モーメントは模型船の慣性モーメントと比較して無視できる程度である。

本装置のもう一つの問題点は定トルク制御サーボモーターのコギング現象である。これは定トルク制御サーボモーターのバネ機構部が変位に対して厳密な意味での線形性を有しておらず、変位と力の関係を図示した場合に本来直線になるべきところが緩やかな波を打つ線になることを意味する。これは、定トルク制御サーボモーター内部での回転子 1 回転あたりの磁界の不連続による影響が、極めて低回転の場合に顕在化したことによるものである。このコギング現象について調べたところ、前後揺れ、左右揺れ、船首揺れについてそれぞれ約 54.7mm、53.0mm、2.7deg. の間隔で、約 4.47N(0.457kgf)、4.43N(0.453kgf)、2.08Nm(0.212kgf-m) の振幅の変動成分があることが計測された。これらの値から考えてこの現象は計測される力や運動にはほとんど影響はないものと推測される。しかし、微小な外乱によって釣り合い位置が前後、左右、船首揺れの各成分について上記の 1 間隔分だけずれる可能性があることを意味する。斜航状態の場合には、前後揺れや左右揺れの平均的な位置が変化し

ても実験状態としては問題ないが、船首揺れについては波との出会角が変化するので、設定した実験状態から大きく外れていないことを計測終了後に確認する必要がある。

3.3.2 バネ定数の設定と移動部質量の影響

停止状態と斜航状態で用いたバネ定数の設定に関しては、微小な変位を与えたときでも原点位置に戻るだけの極力弱いバネ定数にした。その結果、前後揺れについては0.956N/cm (0.0975kgf/cm)、左右揺れについては1.65N/cm (0.168kgf/cm)、船首揺れについては0.274Nm/deg. (0.0279kgf-m/deg.) とした。付加質量チャート[58][59][60] によれば今回の実験に使用した模型船の前後揺れと左右揺れの付加質量は船の質量のそれぞれ0.068倍および0.70倍、船首揺れの付加慣性モーメントの慣動半径は船長の0.174倍と推定される。これらの値をもとに上記のバネ定数に対応する動揺の同調点を求めると、前後、左右、船首揺れそれぞれについておおよそ波長船長比で54、50、780,000となる。したがって、今回の実験で設定したバネ定数は十分小さく機械的摩擦も無視しうる程度であることがわかる。

旋回状態におけるバネ定数ついては、船首揺れのみについて15.13Nm/deg. (1.544kgf-m/deg.) の強いバネ定数に変更した。これは、斜航状態では簡単なフィードバック系を用いて船首揺れの反定常波力を設定していたため弱いバネでも制御できていたが、旋回状態の場合は時々刻々波との出会周期が変化するため斜航時に用いていたフィードバック系が利用できなかったためである。ただ、これだけバネ定数を強くしても船首揺れの同調点に対応する波長船長比は約14,000と十分大きく、また、船首揺れが大きくなる波長船長比1.0程度の状態での船首揺れ振幅も、バネ定数の小さい場合とほとんど変化しないことを確認している。

Table 3.3に示した波力測定装置の移動部質量の影響を今回の模型船との関連で考えると、この波力測定装置の移動部質量は前後および左右揺れについての付加質量を考慮した見掛け質量のそれぞれ約3.6%と約4.7%となる。これらの値は必ずしも無視できる程度ではないが、この移動部質量が波との出会周期で変動する船体動揺に実用上大きな影響をおよぼしていないことは3.5で後述する。

3.4 定常波力と船体動揺の解析方法

定常波力の解析に関しては次のとおりとした。停止状態では計測された力あるいはモーメントの時間平均をとって定常波力値とした。斜航状態では波浪中で計測した力のデータの平均値から平水中曳航時の力の平均値を差し引いて定常波力値とし

た。旋回状態では時々刻々波との出会角が変化するため、波浪中の計測データは厳密な意味では定常状態ではなく、事実上時系列で変化するデータとなる。旋回状態における定常波力値を得る方法としては、斜航状態のように波浪中に計測された力の時系列データから平水中を曳航する際に得られたデータの平均値を一律に差し引く方法もあるが、今回は波浪中の時系列データから平水中の時系列データを時々刻々差し引く方法を採った。これは次のような理由による。模型船は xy 台車によって曳航されるが、旋回状態では x 台車あるいは y 台車の曳航方向が変わる点が出てくる。この点での台車の運動が十分には滑らかではないため台車固有の振動が発生して力の計測データにその影響が出る。台車の運転はプログラム化されているためこの振動成分は波浪中も平水中も同じように出ている。したがって、時系列データとして時々刻々波浪中のデータから平水中データを差し引くことによってこの台車の振動による成分をかなりの程度除去したことになる。なお、差し引いた時系列データに χ_U で 20deg. 分に相当するデータ幅の加重移動平均化処理をおこなうことによって雑音成分を除去して最終的な定常波力値とした。

船体動揺の解析に関しては、停止状態および斜航状態では計測されたデータを波との出会周期を基本周期としてフーリエ解析をおこなって基本周期の動揺振幅を求めた。旋回状態の船体動揺に関しては、上述の定常波力の解析と同じく、船体動揺のデータにも台車の振動成分が現れているのを除去するため、波浪中旋回時の時系列データから平水中旋回時の対応データを差し引いた。

3.5 船体動揺と曳航姿勢

3.5.1 停止状態および斜航状態における船体動揺

まず、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の状態における 6 自由度船体動揺振幅が波との出会角に対してどのように変化するかを見る。停止状態の結果を Fig. 3.5 に示す。x_a、y_a、z_a、ϕ_{ra}、θ_{pa}、ψ_{ya}、は前後揺れ、左右揺れ、上下揺れ、横揺れ、縦揺れ、船首揺れの振幅をそれぞれ表す。横軸には船首方向と波向方向のなす角度 χ をとっている。Fig. 3.5 中の実線は 3 次元特異点分布法 [20] による計算値、破線はストリップ法 (S.T.F. 法 [61]) による計算値をそれぞれ表す。なお、本ストリップ法の計算では、前後揺れの計算においては波浪強制力として Froude-Kryloff 力のみを考慮した。計算結果との対応を見ると、前後揺れについては、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の状態では Froude-Kryloff 力のみを考慮した前後揺れ計算法による計算値が実験値より全般に小さい値を示している。しかし、波の散乱に基づく力も考慮される 3 次元特異点分布法 [20] による計算値は実験値とほぼ対応した結果を示している。前後揺れ振幅以外の動揺振幅では、上下揺れ振幅の一部に実験値と計算値に差が見られるものの、

波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の短波長域における船体動揺としては全般によい対応を示していると言ってよい。

同じく波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の斜航状態における船体動揺振幅を Fig. 3.6 に示す。ここでは横軸に船速方向と波向方向のなす角度 χ_U をとって示している。実線と破線と点線で示したのはストリップ法 (S.T.F. 法 [61]) による計算結果で、斜航角の違いを船首方向と波向方向とのなす角度 χ の違いとして考慮して計算した結果である。前進速度のあるこの斜航状態でも波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 では船体動揺振幅は非常に小さい。計算結果との比較では、前後揺れ振幅については Fig. 3.5 の場合と同様に、Froude-Kryloff 力のみを考慮した前後揺れ計算法による計算値が実験値より全般に小さな値を示しており、横揺れ振幅や船首揺れ振幅の一部に計算値と実験値に差が見られる。しかし、左右揺れの極値における実験値と計算値のよい対応や上下揺れ、縦揺れの全般的傾向はほぼ一致していると見てよい。

次に、波との出会角を一定にした状態で船体動揺振幅が波長に対してどのように変化するかを見る。停止状態の結果を、船首方向と波向方向の出会角 χ が 60deg. の場合を例にとって Fig. 3.7 に示す。前後揺れについて、3 次元特異点分布法と Froude-Kryloff 力のみを考慮した前後揺れ計算法による計算値がいずれも実験値よりやや小さな値を示していることや、左右揺れについて、横揺れ同調点付近の波長船長比 λ/L_{pp} が 1.2 前後で計算値と実験値に差が見られる点などはあるものの、波長の長い場合でも計算値と実験値はよい対応を示している。

斜航状態については、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 150deg. の場合を例にとって Fig. 3.8 に示す。実線と破線と点線で示したのは、Fig. 3.6 の場合と同じく、ストリップ法による計算結果で、斜航角の違いを船首方向と波向方向とのなす角度 χ の違いとして考慮して計算した結果である。前進速度のあるこの斜航状態でも船体動揺振幅に関する実験値と計算値はほぼよい対応を示している。

以上のように、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の船体動揺の非常に小さい短波長域においても、また、波長を変化させた場合においても、計測された船体動揺は推定計算結果とほぼよい対応を示している。これらの実験値と推定計算値との合致度は従来報告されている研究結果と同程度である。故に、本実験に使用した波力測定装置は、その目的どおり波との出会周期で変動する 6 自由度の船体動揺に大きな影響を与えていないことがわかる。

3.5.2 斜航状態および旋回状態における曳航姿勢

斜航状態における設定斜航角は Table 3.2 に示すとおり、+18deg.、0deg.、−18deg. の 3 種類であるが、波による定常回頭モーメントを正確に反定常波力で釣り合わせ

ないと、設定斜航角が実現できないことになる。波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の斜航状態における斜航角の計測結果を Fig. 3.9 に示す。横軸は船速方向と波向方向のなす角度 χ_U である。各設定斜航角でほぼ一定した斜航角が実現できている。平均値は、設定斜航角が+18deg.、0deg.、−18deg. の場合について、それぞれ+16.6deg.、0.0deg.、−17.9deg. となる。+18deg. の設定斜航角の場合にやや差が見られるが、斜波中の斜航時も設定した実験状態でほぼ曳航されている。

旋回状態における船体動揺データについては、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の場合について、無次元旋回角速度 r' が 0.3 で斜航角 β が 0deg. の状態を Fig. 3.10 に、無次元旋回角速度 r' が 0.3 で斜航角 β が+10deg. の状態を Fig. 3.11 に、無次元旋回角速度 r' が 0.6 で斜航角 β が 0deg. の状態を Fig. 3.12 に、無次元旋回角速度 r' が 0.6 で斜航角 β が+18deg. の状態を Fig. 3.13 にそれぞれ示す。各図の上から 6 つの図は 6 自由度の船体動揺を表す。最下部の $\Delta\beta$ の図はその上図の ψ_y に χ_U で 20deg. 分に相当するデータ幅の加重移動平均化処理をおこなった結果を表し、これによって旋回中の斜航角の誤差を見ることができる。無次元旋回角速度 r' が 0.3 の場合を表す Fig. 3.10 と Fig. 3.11 において χ_U が 270deg. 付近でデータが途切れているのは、半周ずつに分けて計測をおこなった別々のデータを一つの図にしているためである。

波との出会周期で変動する船体動揺は短波長波中であるためいずれも小さな値ではあるが、波との出会角によって動揺振幅が変化している様子が現れている。斜航角の違いによる船体動揺の違いは、無次元旋回角速度 r' が 0.3 の場合においては、縦揺れの最大振幅が発生する χ_U が斜航角 β が 0deg. の状態では 410deg. 付近であるのに対し、斜航角 β が+10deg. の状態では 400deg. 付近に変化していることや、無次元旋回角速度 r' が 0.6 の場合においては、船首揺れ動揺が大きくなる χ_U の領域が、斜航角 β が 0deg. の状態では 250deg. から 300deg. 付近なのに対し、斜航角 β が+18deg. の状態では 230deg. から 280deg. 付近に変化していることに見られる。また、横揺れには低周波数の変動も現れており、旋回状態においても船体動揺の 6 自由度が確保されていることがわかる。

前後揺れと左右揺れおよび船首揺れの低周波数成分からは、旋回状態で曳航する際の曳航姿勢を読みとることができる。これらの 3 成分には復原力が存在しないため、設定した曳航状態を実現するために、波力測定装置は平水中を曳航するのに必要な力と定常波力に相当する反力を模型船に加えている。その力の一部を波力測定装置の電気的バネ機構が受け持つため、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が変化して定常波力が変化するのに伴って、この低周波数の変位成分が変化している様子が各図に現れている。前後揺れについてはこの低周波数の変位は十分小さいが、左右揺れについては入射波振幅 ζ_a 程度となっている。xy 台車はプログラム制御により十分な精度で旋回航跡を描くが、この低周波数の変位成分が大きいと旋回航跡が設

定どおり円弧にはならないことになる。しかし、無次元旋回角速度 r' が 0.3 の場合は旋回半径が 9.9m、無次元旋回角速度 r' が 0.6 の場合は旋回半径が 4.95m であるのに対し、波振幅 ζ_a(0.011m) 程度の低周波数成分の変位は旋回航跡の誤差としては十分小さな値であると判断される。一方、斜航角の設定値との誤差は各図の最下部の $\Delta\beta$ の図で表される。Fig. 3.12 の一部に −0.4deg. 程度の誤差が見られるが、全般に斜航角の設定誤差は+0.2deg. から −0.2deg. の範囲に収まっており、ほぼ設定どおりの旋回状態が実現できていることがわかる。

以上、本波力測定装置を用いた実験では、斜航状態および旋回状態のいずれにおいても波との出会周期で変動する船体動揺に大きな拘束を加えず、かつ適切な反定常力を加えて設定した曳航状態を十分な精度で実現できていることが確認された。

3.6 短波長波中斜航状態における波動場の観察

波動場に対する斜航角の影響を観察するため、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2、船首方向と波向方向のなす角度 χ が −150deg.、波との出会周波数 ω_e が 9.11rad/sec で、斜航角 β を+15deg.、0deg.、−15deg. と変化させた状態でビデオ撮影をおこなった。これら 3 種類の状態では、波長船長比および船首方向と波向方向のなす角度ならびに波との出会周期を同じとしたため、船速 U は、斜航角 β が+15deg. の場合は 0.372m/s、、0deg. の場合は 0.415m/s、、−15deg. の場合は 0.508m/s と異なっている。これらの状態の比較によって、船速 U の違いの影響は含まれるものの、斜航角によって船体周りの波動場にどの程度の影響があるかを観察することができる。

Fig. 3.14 と Fig. 3.15、Fig. 3.16 に斜航角 β がそれぞれ+15deg.、0deg.、−15deg. の状態における船体周りの波動場の様子を表すビデオ映像からとった写真と斜航状態の説明図を示す。各写真の下部にあるのが造波板で、写真手前から奥に波が伝播していく。写真上部には x 台車の桁が写っており、x 台車から下に突き出た部分が y 台車である。波力測定装置はこの y 台車に設置されており、模型船はこの y 台車の下方に位置している。模型船は写真奥から手前に曳航されてくる。これらの写真は既に波が十分奥まで伝播し、模型船も奥から手前に曳航されてきて減速を始める直前の状態のものである。したがって、これらの写真中の模型船周りの波動場は各曳航状態の違いを反映している。

まず、Fig. 3.14 の斜航角 β が+15deg. の場合を見ると、左舷波上側の模型に近い部分に反射波が多く見られ、この反射波は模型船から離れたところにまで伝播していることが波紋からわかる。一方、右舷波下側では船体の陰になる部分には反射波はほとんど見られない。次に、Fig. 3.16 の斜航角 β が −15deg. の場合を見ると、左舷波上側に反射波はあまり見られず、入射波が比較的そのまま進行している様子が

伺える。また、Fig. 3.14 の斜航角 β が+15deg. の場合に左舷側の模型から離れたところで見られた反射波による波紋も見られない。反対に、Fig. 3.14 の斜航角 β が+15deg. の場合にほとんど反射波が見られなかった右舷波下側領域に反射波が多い様子が観察できる。Fig. 3.15 の斜航角 β が 0deg. の場合は、斜航角 β が+15deg. の状態と −15deg. の状態の中間的な波動場を示している。

従来は、斜航状態でも抵抗と船速を視進路方向成分にとれば船速と抵抗増加の関係が斜航状態を考慮しない理論計算と大きく異なる理由は考えられない [62] とされてきた。しかし、上記観察によれば、斜航角の違いは明らかに船首部からの反射波を含む左右舷の波動場の大きな違いを誘起しており、この現象は船速の視進路方向成分の違いだけでは説明できない。したがって、少なくとも短波長領域においては斜航角そして旋回角速度の操縦運動成分は抵抗増加のみならず、定常波力 3 成分に対してなんらかの影響をおよぼしていると考えるべきであろう。

3.7 結言

波浪中において停止状態および斜航状態、旋回状態で波との出会周期で変動する船体動揺を拘束せずに定常波力 3 成分を計測するための波力測定装置を開発した。本装置は定トルク制御サーボモーターによって反定常波力と変位に比例した復原力を発生させるもので、従来の機械的なバネ・重りによる装置に比較してより効果的かつ正確な波浪中定常波力の計測を可能にするものである。

本装置を使って短波長波中における VLCC 模型を対象とした実験を実施し、波との出会周期で変動する船体動揺振幅を理論計算値と比較検討した結果、本装置が 6 自由度の船体動揺を大きく拘束していないことが確認された。また、曳航時の船体変位の低周波数成分の検討によって、本装置が波浪中において適切な曳航力および反定常波力を発生させ、設定した斜航状態あるいは旋回状態を実現していることが確認された。

さらに、船首方向と波向方向のなす角度 χ と波との出会周波数 ω_e を一定として、斜航角を変化させた時の船体周りの波動場の観察によって、斜航角が船体周りの波動場に大きく影響をおよぼしていることを明らかにした。

本研究で実施した短波長波中の船体動揺および定常波力に関する模型実験は、波浪中で波との出会周期で変動する船体動揺を拘束せずに模型船に操縦運動をさせてその際の波の力を計測した実験であり、これまでに例を見ないものである。本章で述べた波力測定装置を用いた実験結果は、実海域における船の運航性能に関する新たな実験的研究手法の可能性を示すものである。

第4章　短波長波の定常波力に関する実験と計算の比較検討

4.1　緒言

本章では、第2章で述べた操縦運動する船の短波長波中定常波力理論に基づく推定計算法による計算結果と、第3章で述べたVLCC(Very Large Crude oil Carrier)模型を対象とした短波長波の定常波力に関する水槽実験結果とを比較検討し、短波長波の定常波力に対する操縦運動の影響を実験的に明らかにするとともに、本論の推定計算法の妥当性についての検証をおこなう。

本論における定常波力に関する推定計算法の検証にあたっては、斜航の影響のみを考慮した平山らの方法[37]とSakamotoらが示した斜波中直進時の波による定常圧力の推定式[42]を応用した方法による計算結果も取り上げ、斜航状態においてこれらを実験結果と比較検討する。

実験結果の主たる対象は波長船長比λ/L_{pp}が最も小さい0.2の短波長域の結果とするが、波長の変化に対する定常波力の傾向についても本論の推定計算法による計算結果との比較検討をおこなう。

4.2　比較対象とする推定計算法

第3章で述べた水槽実験による定常波力の実験結果と第2章で述べた本論の推定計算法による計算結果との比較検討にあたって、以下の2つの推定計算法による計算結果も取り上げて、斜航状態において実験結果と比較検討する。

4.2.1　平山の方法

平山ら[37]は藤井ら[32]の方法をもとにして短波長波中を操縦運動する船に働く定常波力3成分の推定式を示した。本論では、平山らの方法[37]に基づき、次式で

定常波力を計算する。

$$\begin{cases} X_d = \alpha_{1(kd)}(1+\alpha_{2x})\frac{1}{2}\rho g\zeta_a^2 B\overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_x} \\ Y_d = \alpha_{1(kd)}(1+\alpha_{2y})\frac{1}{2}\rho g\zeta_a^2 L_{pp}\overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_y} \\ N_d = X_d\, x_{aw} - Y_d\, y_{aw} \end{cases} \tag{4.1}$$

ここで、k は入射波の波数、d は喫水を表す。また、χ は波との出会角、θ は水線の接線方向を表す角度で、いずれも Fig. 2.2 で定義される。$\alpha_{1(kd)}$ は (2.14) 式で定義される喫水 d の影響を表す係数である。α_{2x} は高橋 [44] が実験的に求めた前後方向の速度影響を表す係数であり、α_{2y} は高橋が用いた前後方向の速度影響係数を基に平山ら [37] が左右方向の速度影響を表す係数として定義した係数である。両者はそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{cases} \alpha_{2x} = 3.5\sqrt{F_{nx}}(-\cos\chi) \\ \alpha_{2y} = 3.5\sqrt{F_{ny}}\sin\chi\, sign(-U\sin\beta) \end{cases} \tag{4.2}$$

ここで、F_{nx} と F_{ny} は船速の前後方向成分と左右方向成分に基づくフルード数を表す。また、(4.1) 式中の $\overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_x}$ は、斜波中の抵抗増加を計算する際に高橋 [44] が用いた肥大度係数を表し、$\overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_y}$ は、高橋が用いた肥大度係数の考え方を平山ら [37] が左右方向の力を考える際に適用して定義した係数を表す。両者の上部横線は $\sin^2(\theta+\chi)$ にそれぞれ前後方向余弦および左右方向余弦を乗じて空間的に平均化することを表し、具体的にはそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{cases} \overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_x} = -\frac{1}{B}\left\{\int_I \sin^2(\theta+\chi)dy + \int_{II}\sin^2(\theta-\chi)dy\right\} \\ \overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_y} = -\frac{1}{L_{pp}}\left\{-\int_I \sin^2(\theta+\chi)dx + \int_{II}\sin^2(\theta-\chi)dx\right\} \end{cases} \tag{4.3}$$

ここで、B は船幅を表す。(4.3) 式における積分範囲 I と II は、Fig. 4.1 に示すように、Fig. 2.3 に示す従来の定義による積分範囲を 2 つの部分に分けたものであり、斜波中の抵抗増加を計算する際に高橋 [44] が定義した積分範囲である。さらに、N_d における x_{aw} と y_{aw} は次式で定義される。

$$\begin{cases} x_{aw} = \dfrac{\frac{1}{B}\left\{\int_I \sin^2(\theta+\chi)ydy + \int_{II}\sin^2(\theta-\chi)ydy\right\}}{\overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_x}} \\ y_{aw} = \dfrac{\frac{1}{L_{pp}}\left\{-\int_I \sin^2(\theta+\chi)xdx + \int_{II}\sin^2(\theta-\chi)xdx\right\}}{\overline{[\sin^2(\theta+\chi)]_y}} \end{cases} \tag{4.4}$$

なお、平山らが示した推定式 [37] では喫水影響を表す係数 α_1 の助変数に高橋の報告 [44] に基づき $1.5kd$ が用いられたが、本論では喫水影響を表す係数 α_1 の助変数と

して kd を用いることによって本論の推定計算法との対応を取り、これを「平山の方法」と呼ぶ。

上記の平山の方法は、藤井らの抵抗増加に関する推定式 [32] を左右方向の速度成分にも適用し、定常波力の左右力成分と回頭モーメント成分を求めるものとなっている。この方法では、船速の左右方向成分の影響によって斜航状態は考慮されるが、旋回の影響は考慮されない。また、操縦運動に伴う船体周りの流れの影響は α_{2x} と α_{2y} という前進速度の前後方向成分と左右方向成分の影響を表す係数に集約される。

4.2.2 Sakamoto の方法

Sakamoto ら [42] は Faltinsen ら [33] の示した波による定常圧力の推定式の船速が小さい場合の展開式を次式のように与えた。

$$P_n = \frac{1}{2}\rho g {\zeta_a}^2 \left[\sin^2(\theta+\chi) - \frac{2\omega U}{g} \left\{ \cos\chi - \cos\theta\cos(\theta+\chi) \right\} \right] \tag{4.5}$$

Sakamoto ら [42] は、Faltinsen ら [33] と同じように、斜波中を斜航せずに直進する状態を対象としており、波による定常圧力の推定式を示しただけで操縦運動中の定常波力の推定式を示したわけではないが、本章では (4.5) 式を以下のように拡張して考え、操縦運動中の定常波力の推定式として適用する。

斜波中を斜航せずに直進する状態を対象とした (4.5) 式を Fig. 2.1 に示す局所座標系の流れ場に適用する。斜波中を斜航せずに直進する場合、(2.16) 式において、斜航角 β と旋回角速度 r を 0 として次式が得られる。

$$\boldsymbol{V} = (U, 0) \tag{4.6}$$

したがって、次式が得られる。

$$U = V \tag{4.7}$$

$$\arg \boldsymbol{V} = 0 \tag{4.8}$$

(4.8) 式と (2.21) 式、(2.22) 式および (2.20) 式より、Fig. 2.1 に示した局所座標系の遠方域における流れの方向 γ_V と入射波の方向 γ_w に関して次の関係式が得られる。

$$\gamma_V = \begin{cases} -\theta, & \text{for } (\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{V})_z < 0 \\ -\theta+\pi, & \text{for } (\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{V})_z > 0 \end{cases} \tag{4.9}$$

$$\gamma_w = \begin{cases} -\chi-\theta, & \text{for } (\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{V})_z < 0 \\ -\chi-\theta+\pi, & \text{for } (\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{V})_z > 0 \end{cases} \tag{4.10}$$

以上より、波との出会角 χ と水線の接線方向 θ は γ_V と γ_w を用いて次のように表される。

$$\chi = -\gamma_w + \gamma_V \tag{4.11}$$

$$\theta = \begin{cases} -\gamma_V, & \text{for } (\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{V})_z < 0 \\ -\gamma_V + \pi, & \text{for } (\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{V})_z > 0 \end{cases} \tag{4.12}$$

(4.7) 式と (4.11) 式、(4.12) 式を (4.5) 式に代入することによって、Sakamoto らが示した (4.5) 式を Fig. 2.1 で示した局所座標系における変数を用いて次式のとおり表すことができる。

$$P_n = \frac{1}{2}\rho g {\zeta_a}^2 \left[\sin^2\gamma_w - \frac{2\omega V}{g}\left\{\cos(\gamma_w - \gamma_V) - \cos\gamma_V \cos\gamma_w\right\}\right] \tag{4.13}$$

Sakamoto らの示した波による定常圧力推定式を、本章において操縦運動中の船に適用するにあたっては、まず、喫水影響による係数 $\alpha_{1(kd)}$ を乗じた次式で波による定常圧力を計算する。

$$P_n = \frac{1}{2}\alpha_{1(kd)}\rho g {\zeta_a}^2 \left[\sin^2\gamma_w - \frac{2\omega V}{g}\left\{\cos(\gamma_w - \gamma_V) - \cos\gamma_V \cos\gamma_w\right\}\right] \tag{4.14}$$

このとき、本来斜波中を斜航せずに直進する状態を対象として得られた (4.14) 式中の V に、操縦運動と局所座標系遠方域流れとを関係づける (2.16) 式を適用して斜航角 β と旋回角速度 r で表される操縦運動の影響を考慮する。

さて、波による定常圧力を積分して定常波力を求める際の積分範囲について、Sakamoto ら [42] は、Faltinsen ら [33] が求めた波による定常圧力の式を一定速度で移動する無限喫水の鉛直円柱に適用して、Fig. 2.3 で定義される従来の積分範囲の中に計算が不能になる領域があることを指摘している。しかし、Sakamoto ら [42] は、この現象について説明はしておらず、積分範囲が具体的にどうあるべきかについても述べていない。ただし、Sakamoto ら [42] も指摘しているように (4.5) 式あるいは (4.14) 式の展開式を用いる限り、積分範囲を Fig. 2.3 で定義される従来の積分範囲としても実際の計算には支障は生じない。そこで、本章では (4.14) 式の積分範囲として Fig. 2.3 で定義される従来の積分範囲をそのまま適用する。

本章では、Sakamoto ら [42] の斜波中直進時の波による定常圧力の推定式に、本論の推定計算法における操縦運動の影響の考え方を組み合わせ、積分範囲は従来の定義とした上記推定計算法を「Sakamoto の方法」と呼ぶ。

なお、(4.5) 式で示される Sakamoto ら [42] の方法は、前進速度の影響を船体周りの流れが入射波におよぼす影響として考慮した Faltinsen ら [33] の方法をもとにしており、その計算手順は異なるものの、本論の推定計算法および Ohkusu の方法 [41] と同じく入射波が船体周りの局所的な流れによって変化する影響を考慮したものとなっている。ただし、Faltinsen ら [33] の考え方には、Ohkusu[41] が指摘しているように、エネルギー保存則に関する不合理があり、したがって上記 Sakamoto の方法もその不合理を含んだものとなっている。

4.3 停止状態

停止状態の定常波力の実験結果と計算結果を Fig. 4.2 に示す。横軸には船首方向と波向方向のなす角度 χ をとっている。3 種類の推定計算法は船の平面運動が定常波力へおよぼす影響評価の方法が異なるだけなため、前進速度のない場合、本論の推定計算法と平山の方法、Sakamoto の方法はいずれも同じ定常波力の推定値を与える。

前後力成分の実験値は、波との出会角 χ が 90deg. 付近を境にして定常波力が向波状態で抵抗になり、追波状態で推進力になることを示している。計算値との比較では、斜め向波状態においてやや計算値が実験値よりも小さな値を示しているが、計算値はほぼ実験値に対応した推定値を与えている。左右力成分の実験値は、向波から追波まで波下側方向に定常波力が作用していることを示している。左右力成分に関する計算値は、波との出会角全般にわたって、この傾向を定量的にもよく説明している。回頭モーメントの実験値は、波との出会角 χ が 110deg. 付近より向波状態では波下側に船首を回頭させる方向に、110deg. 付近より追波状態では波上側に船首を回頭させる方向にモーメントが作用している。回頭モーメント成分に関する計算値は、定性的には実験値と同じ傾向を示しているものの、斜め追波および斜め向波状態で実験値と計算値に定量的な差が見られる。この回頭モーメント成分の差については、船尾部での船側傾斜や局部的な喫水の影響などが原因として考えられるが、現状では明らかではなく、船首側と船尾側の圧力差として表れる回頭モーメント成分の精度のよい推定が難しいことを示している。

4.4 斜航状態

斜航状態の定常波力について、Fig. 4.3 に平山の方法による計算値と実験値を、Fig. 4.4 に Sakamoto の方法による計算値と実験値を、Fig. 4.5 に本論の推定計算法による計算値と実験値をそれぞれ比較して示す。、Fig. 4.3 と Fig. 4.4、Fig. 4.5 における実験点はいずれも同じ値を示している。横軸は船速方向と波向方向のなす角度 χ_U として斜航角毎に印および線種を分けてデータを図示した。

前後力成分の実験値は、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 0deg. から 120deg. 付近までの範囲では、抵抗値の大きい方から斜航角 β が+18deg.、0deg.、−18deg. の状態の順になるのに対し、χ_U が 120deg. 付近から 180deg. の範囲ではその順序が逆転する傾向を示している。計算値との比較では、平山の方法による計算値は χ_U が 60deg. から 150deg. 付近の範囲で斜航角の影響を表しているが、斜め向波状態での斜航角の影響は実験値ほど明瞭ではない。Sakamoto の方法による計算値は、抵抗値の大きい方から斜航角 β が+18deg.、0deg.、−18deg. の状態の順になる範囲が平山

の方法の計算値よりもやや追波状態にずれて χ_U が 30deg. から 120deg. 付近の範囲となっている。その一方で、Sakamoto の方法による計算値は、χ_U が 150deg. 付近において、斜め追波状態とは逆の順序で斜航角の影響を示す傾向をわずかながら表現している。この点は平山の方法による計算値より実験値の傾向に近い。本論の推定計算法による計算値は χ_U が 150deg. 付近を中心とする斜め向波状態での斜航角の影響を Sakamoto の方法よりも大きく表現しており、Sakamoto の方法よりもさらに実験値の傾向に近い。定量的にも本推定計算法が 3 つの計算値の中で最も実験結果に近いが、それでも斜め向波状態で抵抗増加量として過小評価する結果となっている。

左右力成分の実験値は船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 0deg. から 60deg. 付近の範囲ではほとんど斜航角の影響が見られないのに対し、χ_U が 60deg. 付近から 180deg. までの範囲では波下側方向の力の大きい方から斜航角 β が -18deg.、0deg.、$+18$deg. の状態の順になることを示している。特に、χ_U が 115deg. から 165deg. 付近の範囲で斜航角の影響が大きく、定量的には斜航角 β が -18deg. と 0deg. の状態の差が 0deg. と $+18$deg. の差よりも大きいことが特徴的である。計算値と実験値との比較では、3 種類の計算値は、互いに多少の差は見られるものの、いずれも定性的には実験値の傾向を説明するものとなっている。定量的に見れば、本論の推定計算法による計算値が最も実験結果に近い。しかし、それでも全般的に実験値を少し下回る値を示している。

回頭モーメント成分の実験値は左右力成分に比べてややばらつきが大きいが、それでも船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 0deg. から 105deg. 付近の範囲では斜航角 β が -18deg. の状態で波上側に船首を回頭させるモーメントが働いているのに対し、斜航角 β が $+18$deg. の状態では逆に波下側に船首を回頭させる方向にモーメントが働いている。一方、χ_U が 150deg. 付近から 180deg. の範囲では、χ_U が 0deg. から 105deg. 付近の範囲で示した斜航角の影響が逆の方向に現れている。計算値と実験値との比較では、本論の推定計算法による計算値と Sakamoto の方法による計算値は同じ定性的傾向を示しているのに対し、平山の方法による計算値だけはやや異なった傾向を示している。これは、本論の推定計算法と Sakamoto の方法いずれもが、操縦運動に起因する船体周りの非一様流の影響を (2.16) 式で表される流れの強さ V を通して波による定常圧力推定式に理論的な形で考慮しているのに対し、平山の方法だけが、流れがない場合の波による定常圧力の推定式に (4.2) 式で表される前後および左右方向の速度影響を表す実験的係数を別途乗じる形で考慮したものであるためと考えられる。平山の方法による計算値は、追波に近い状態で実験値と逆の斜航角影響を表しており、向波に近い状態での斜航角の影響も実験値の傾向を過小評価している。χ_U が 60deg. から 115deg. の範囲の斜航角 β が -18deg. の状態では、本論の推定計算法による計算値よりも Sakamoto の方法による計算値が実験値に近

い。しかし、向波状態に近い範囲での斜航角の影響の評価など全体として見れば、本論の推定計算法による計算値が実験値をよく説明している。

以上のように、短波長波が誘起する定常波力3成分は斜航角の影響を大きく受けることが実験的に明らかにされた。また、本論の推定計算法による計算値は、一部定量的な差はあるものの、定常波力3成分に対する斜航角の影響を全般によく説明するものであることが確認された。

4.5 旋回状態

旋回状態の定常波力に関しては、平山の方法が旋回運動を考慮していないこと、Sakamotoの方法では本論の推定計算法と同じ考え方で操縦運動を考慮していること、さらに斜航状態での比較より本推定計算法とSakamotoの方法がほぼ同じ傾向を示していることから、本論の推定計算法による計算結果のみをとりあげて実験結果と比較検討する。Fig. 4.6とFig. 4.7にそれぞれ無次元旋回角速度r'が0.3と0.6の状態の結果を示す。横軸は船速方向と波向方向のなす角度χ_Uである。3.4で述べたように、Fig. 4.6とFig. 4.7に示す実験値は時系列データと見なすこともできる。実験値は、時々刻々の状態を定常状態として計算した計算結果であるが、本論では実験結果を準定常の仮定に従うものとして取り扱い、両者を比較検討する。なお、3.2で述べたように、無次元旋回角速度r'が0.3の場合を示すFig. 4.6では、データは2つの計測をつなぎ合わせており、船速方向と波向方向のなす角度χ_Uが270deg.付近にデータの境目がある。

まず、点線で表された斜航角βが0deg.の状態について検討する。前後力成分については、無次元旋回角速度r'が0.3のFig. 4.6において、χ_Uが250deg.付近の定量的な差を除いてほぼ妥当な推定値を与えている。無次元旋回角速度r'が0.6のFig. 4.7においては、無次元旋回角速度r'が0.3の場合よりも実験値の挙動にゆらぎが大きく、特にχ_Uが300deg.から350deg.付近を中心として定量的な差が大きいが、計算値は定性的には実験値を説明している。左右力成分については、無次元旋回角速度r'が0.3のFig. 4.6における正の極値や、r'が0.6のFig. 4.7における負の極値に実験値と計算値との差が見られるものの、計算値は旋回中の左右力成分を定量的にも妥当な精度で推定している。回頭モーメント成分については、無次元旋回角速度r'が0.6のFig. 4.7において、船速方向と波向方向のなす角度χ_Uが100deg.付近などに不自然な実験値の挙動が見られ、また、全体的に実験値のゆらぎも大きく見られる。しかし、Fig. 4.6とFig. 4.7のいずれにおいても、実験値と計算値は概略対応している。

次に、実線で表された斜航角付きの旋回状態について検討する。斜航角βの影響

は実線と点線との差として現れる。前後力成分については、無次元旋回角速度 r' が 0.3 の Fig. 4.6 において船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 150deg. 付近と 300deg. 付近において実線と点線に比較的大きな差が見られることに斜航角 β の影響が見られる。一方、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 360deg. から 450deg. 付近にかけては両者に差は見られず、斜航角 β の影響は小さいことを示している。左右力成分については、χ_U が 90deg. から 270deg. の範囲で斜航角の影響が大きく、270deg. から 360deg. の範囲で影響が小さい傾向が実験値に現れている。また、無次元旋回角速度 r' が 0.6 の場合は斜航角 β が+18deg. であり、r' が 0.3 の場合の β が+10deg. の状態よりもその影響が左右力成分に大きく現れる傾向が見られる。回頭モーメント成分については、無次元旋回角速度 r' が 0.3 の Fig. 4.6 において、χ_U が 120deg. から 200deg. の範囲と 240deg. から 320deg. の範囲で斜航角の影響が逆方向に現れている。これら実験値に現れた旋回中の斜航角の影響が示す傾向は、計算値が示す傾向と一致している。

旋回中の定常波力の実験値には船速方向と波向方向のなす角度の影響と旋回角速度の影響が複合して含まれる。そのため、無次元旋回角速度 r' が 0.3 と 0.6 の 2 状態における実験値の比較だけから旋回角速度の影響を読みとることは困難であるが、それでも本実験結果によって旋回中の定常波力 3 成分の傾向の一部を明らかにすることができた。本論の推定計算法による計算結果は、斜航角付きの状態を含む旋回状態の定常波力 3 成分の実験値を概略説明するものであることが確認された。

4.6 波長影響

本章では、前項まで、第 2 章で述べた操縦運動する船の短波長波中定常波力理論に基づく推定計算法の妥当性を検証するために、斜航と旋回の実験状態のうち最も波長の短い、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の状態を取り上げ、停止状態も含めて検討をおこなった。本項では、本論の推定計算法の実用性を検証するために、定常波力 3 成分に対する波長の影響について検討する。第 3 章において、波との出会周期で変動する船体動揺振幅の波長に対する変化を示した Fig. 3.7 と Fig. 3.8 に対応する状態を取り上げ、定常波力 3 成分の実験および計算結果を Fig. 4.8 と Fig. 4.9 にそれぞれ示す。Fig. 4.8 は停止状態の船首方向と波向方向のなす角度 χ が 60deg. の状態で、Fig. 4.9 はフルード数 F_n が 0.069 の斜航状態のうち、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 150deg. の状態である。なお、停止状態に関しては、Fig. 4.2 の場合と同じく、本論の推定計算法と平山の方法および Sakamoto の方法による計算値はいずれも同じ値を示す。

Fig. 4.8 に示す停止状態の前後力成分の実験値は、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.4 よりも

小さい範囲では計算値と対応した値を示しているが、0.5から0.8の範囲では計算値を大きく上回っている。この波長船長比の範囲は、Fig. 3.7に示すように、縦揺れや上下揺れ、前後揺れが急激に大きくなる範囲に対応していることから、実験値と計算値の差は船体動揺に基づく成分が原因であると考えられる。この波長範囲における定常波力の前後力成分の正確な推定のためには、本論の推定計算法による計算値に船体動揺に基づく成分を足しあわせる必要がある。左右力成分については、波長船長比 λ/L_{pp} が0.4から0.7の範囲で計算値と実験値にやや差が見られる。左右力成分についても、より正確な推定値を得るためには、やはりこの範囲では船体動揺に基づく成分を考慮する必要があるが、その差は前後力成分ほどではなく、船体による波の反射に基づく成分だけからなる本論の推定計算値でも概略の推定値としては妥当な値を示している。回頭モーメント成分については、船首方向と波向方向のなす角度 χ が60deg.の状態は、Fig. 4.2に示したように、実験値と計算値との差が最も大きい状態であるため、短波長の範囲でも実験値と計算値の対応はよくない。しかし、定性的な傾向は計算値と実験値で対応している。

なお、波長船長比 λ/L_{pp} が1.0以上の範囲では、Fig. 3.7に示すように船体動揺は大きいものの、定常波力は3成分ともほとんど無視できる程度の値を実験値と計算値双方が示している。

Fig. 4.9に示す斜航状態の前後力成分については、波長船長比 λ/L_{pp} が0.2で横軸に船速方向と波向方向のなす角度 χ_U をとったFig. 4.5に関しても述べたように、実験値と計算値の定量的な差が短波長域で見られる。ただし、斜航角の影響は少なくとも定性的には実験値と計算値でよい対応を示している。波長船長比 λ/L_{pp} が0.8から1.0にかけての範囲で実験値が計算値を大きく上回っているのは、この波長範囲がFig. 3.8の上下揺れと縦揺れおよび前後揺れの大きくなる範囲に対応していることから、船体動揺に基づく成分が原因であると判断される。左右力成分については、斜航角 β が -18deg.の状態で計算値が実験値よりやや小さい値を示している。Fig. 3.8は斜航角 β が -18deg.の状態で最も大きな船体動揺を示しており、この斜航角において船体動揺に基づく成分が大きくなったためと考えられる。しかし、この斜航状態においても、停止状態と同じように、左右力成分については、船体による波の反射に基づく成分だけからなる本論の推定計算法による計算値でもほぼ妥当な推定値を与えている。回頭モーメント成分については、斜航角 β が -18deg.の状態では実験値がばらつく傾向を示しているが、斜航角 β が+18deg.と0deg.の状態では計算値は波長による変化を定性的にはとらえるものとなっている。波長船長比 λ/L_{pp} が0.8から1.0にかけての範囲で見られる差はやはり船体動揺に基づく成分と考えられる。

以上のように、前後力成分については、船体動揺による定常波力成分が波長船長

比 λ/L_{pp} が 0.5 から 1.0 程度の範囲で無視できない割合を占める。左右力成分と回頭モーメント成分については船体動揺が大きくなる斜航状態では船体動揺による成分を考慮する必要があるが、その割合は前後力成分ほどには大きくない。

4.7 結言

第 2 章で述べた操縦運動する船の短波長波中定常波力理論に基づく推定計算法による計算結果と、第 3 章で述べた VLCC 模型を対象とした短波長波の定常波力に関する水槽実験結果とを比較検討した。

波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の停止状態では、回頭モーメント成分に定量的な差が見られたが、本論の推定計算法に基づく計算値は前後力成分と左右力成分において妥当な推定値を与えるものであった。

同じく波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の斜航状態では、本論の推定計算法による計算結果とともに、斜航の影響のみを考慮した平山らの方法 [37] と、Sakamoto らが示した斜波中直進時の波による定常圧力の推定式 [42] に本論の操縦運動の影響の考え方を組み合わせた方法による計算結果も比較検討の対象とした。実験値は定常波力 3 成分に対する斜航角の影響を明確に表すことが明らかとなった。3 種類の計算法による計算値の比較では、本論の推定計算法による計算値が、前後力成分の斜め向波状態で定量的な差が見られるものの、全体として最も実験値を説明するものであった。

波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 で無次元旋回角速度 r' が 0.3 と 0.6 の状態の検討では、旋回中の定常波力 3 成分が波との出会角によって変化する様子が明らかとなった。無次元旋回角速度 r' が 0.3 と 0.6 の比較だけからは旋回角速度の影響の詳細な定量的評価は困難であるが、本論の推定計算法による計算値は斜航角付きの旋回状態も含めてほぼ妥当な推定結果を与えるものであることが確認された。

定常波力 3 成分に対する波長の影響を検討した結果、前後力成分については船体動揺による定常波力成分が波長船長比 λ/L_{pp} が 0.5 から 1.0 程度の範囲で無視できない割合を占める。左右力成分と回頭モーメント成分については、同じ波長域でも船体の動揺に基づく成分の推定が必要となる状態とそうでない状態が斜航角によって変化することが明らかとなった。左右力成分と回頭モーメント成分については、船体動揺に基づく定常波力成分を考慮する必要がある場合でも、その割合は前後力成分ほど大きくはなく、船体による波の反射に基づく本論の推定計算法による計算値だけでも大略の推定は可能である。

以上の比較検討結果より、本論の推定計算法による計算値は短波長域において妥当な定常波力の推定値を与えるものであると判断される。

第5章　短波長波の定常波力に対する船型影響

5.1　緒言

短波長波の定常波力に対する船型影響については、定常波力のうちの前後力成分に対する船首部形状影響に関する研究の実績が豊富である。船首部形状と短波長域の抵抗増加との関係について、船首部形状を特徴づける船首部肥大度係数 [32] との関係を調べた研究 [35] や、船首部肥大度係数では表されない形状影響まで考慮した研究 [51]、さらに抵抗増加の少ない船首部形状に関する研究 [46] がいずれも内藤らによってなされている。短波長波が誘起する左右力成分と回頭モーメント成分についても、抵抗増加に関する理論を応用する形で、船型影響を評価しうる手法が平山ら [37] や内藤ら [46] によって提案されている。しかし、短波長波が誘起する定常波力に対する船型影響の研究例のほとんどは斜航しない直進状態を対象とした抵抗増加に関するものであり、本論で対象としている操縦運動状態にある船に働く短波長波の定常波力 3 成分すべてを対象として船型影響を検討した研究例はこれまでにない。

短波長域の抵抗増加の主要因は船首部による波の反射である [35]。そして、船首部形状が短波長域の抵抗増加に大きな影響をおよぼすのは、直接的には船首部形状によって反射される波の方向が大きく変化するからであり、間接的には船首部周りの流れ場が大きく変化してその流れ場が短波長波の波動場に影響をおよぼすからである。特に後者の影響が無視できないことは比較計算によって内藤らが実証 [51] している。この事実は、船首部周りの流れ場に限らない船体周りの非一様流の変化が短波長波の波動場に影響を与えることを通して船に作用する定常波力 3 成分にまで影響をおよぼすことを意味している。

一方、実海域を航行する船には前後力成分と左右力成分、回頭モーメント成分からなる定常波力 3 成分が一般に同時に作用するため、少なくとも定常波力が無視できない海象にある船は、一般的に斜航と旋回を伴う操縦運動状態にある。操縦運動する船の周りの非一様流は前進と斜航、旋回それぞれの大きさの組合せによって複雑に変化する。したがって、抵抗増加に関する船首部周りの流れの影響に関する研究結果から考えて、短波長波の定常波力 3 成分に対する船型影響を論ずる場合は、操縦運動状態を考慮に入れた船型影響として論ずるべきである。

本章では、第2章で示した推定計算法をもとに、短波長波の定常波力3成分に対する船型影響について斜航角と旋回角速度の影響を考慮して論ずる。対象とする船型は第3章および第4章でも取り上げた肥大船型であるVLCC(Very Large Crude oil Carrier)船型と痩せ型船型であるコンテナ船型である。まず、規則波中を斜航または旋回する船の船体周囲の波動場を表す諸量を船長方向分布として示して、これらに対する船型影響を明らかにする。ここで取り上げるのは、船体表面上における波による定常圧力 P_n と積分範囲すなわち波の反射領域、船体局所座標系における波動場を表す波エネルギーの進行方向 γ_e、近傍域波振幅比 ζ_{1a}/ζ_a、近傍域波数比 k_1/k、近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1}、遠方域波数ベクトルの向き γ_w である。以後、本論ではこれらを船体局所座標系波動場の特性値と呼ぶ。これら船体局所座標系波動場の特性値を検討する際には、波による定常圧力の積分範囲について、従来の定義と本論の短波長波中定常波力理論における定義がどのように異なるかも示す。次に、規則波中を斜航または旋回する船に働く定常波力の特性が船型によってどのように異なるかを、斜航角と旋回角速度の影響と併せて示す。最後に、斜航角付き旋回状態を対象とした規則波中と長波頂不規則波中および短波頂不規則波中の計算結果を示し、短波長波の定常波力に対する不規則波の影響を船型影響と共に明らかにする。

5.2 対象船型と座標系

短波長波の定常波力に対する船型影響を検討するにあたって計算の対象とした船型はVLCC船型とコンテナ船型である。前者は第3章で述べた水槽実験に用いた船型である。

対象船型の実船主要寸法を Table 5.1 に示す。船長船幅比 L_{pp}/B や船長喫水比 L_{pp}/d、重心位置 l_{cb}、方形係数 Cb、水線面積係数 Cw に差がある対照的な肥大船型と痩せ型船型である。

本論第2章で示した操縦運動する船の短波長波中定常波力理論では、船型影響は水線面形状影響として考慮される。Fig. 5.1 にVLCCとコンテナ船の水線面形状を示す。抵抗増加に関連して指摘される船首部の形状の差に加え、これに続く船体平行部の長さの違いも大きい。

波浪中を航行する船の座標系はFig. 2.2 に示すとおりである。座標原点は重心位置に置く。船首方向に x 軸、右舷方向に y 軸をとり、船速を U、斜航角を β、旋回角速度を r で表す。斜航角は左舷方向に斜航している状態を正とし、旋回角速度は右旋回を正とする。船首方向と波向方向とのなす角度を χ、船速方向と波向方向とのなす角度を χ_U で表す。χ は追波状態が 0deg. で、0deg. から 180deg. の範囲で右舷方向から波を受ける状態となる。定常波力 X_d、Y_d、N_d はそれぞれ x 軸、y 軸、右

旋回方向を正とする。

5.3 局所座標系における波動場と定常波力の積分範囲

短波長波中を操縦運動する船の周囲の波動場に対する船型影響を明らかにするために、VLCC とコンテナ船に対する船体局所座標系波動場の特性値を本論の推定計算法によって計算した。計算状態は、フルード数 F_n が 0.1、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の状態で斜航状態と旋回状態を対象とした。

5.3.1 斜め向波中の斜航状態

船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 120deg. で無次元旋回角速度 $r'(=rL_{pp}/U)$ が 0.0、斜航角 β が+18deg. と 0deg.、−18deg. の場合について計算をおこなった。計算状態を Fig. 5.2 に示す。船速方向および航跡は同じであるが、斜航角の違いによって船首方向が異なる。計算結果を、VLCC については Fig. 5.3 に、コンテナ船については Fig. 5.4 に示す。各図の左側は左舷側、右側は右舷側を表し、横軸には Square Station をとって船体局所座標系波動場の特性値の船長方向分布を示している。斜航角の違う状態は印を変えて表している。上から短波長波による波の定常圧力 P_n の分布、積分範囲 (印のある領域が積分範囲を表す)、波エネルギーの進行方向 γ_e、近傍域波振幅比 ζ_{1a}/ζ_a、近傍域波数比 k_1/k、近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1}、遠方域波数ベクトルの向き γ_w をそれぞれ表す。

波の定常圧力 P_n の分布については、波下側である左舷側では斜航角 β が+18deg. の状態で VLCC の船尾部の一部に波による定常圧力 P_n が現れるだけで、その他の状態および領域では両船型とも定常波力は作用しないのに対し、波上側である右舷側では両船型とも船首に向かって次第に大きな値を示す分布形状となっている。その傾向は長い平行部を持つ VLCC と平行部のほとんどないコンテナ船では大きく異なる。特に VLCC の右舷側船首部における立ち上がりが急である。両船型とも右舷側において波の定常圧力 P_n の大きい方から斜航角 β が −18deg.、0deg.、+18deg. の状態の順になる傾向を示しており、右舷側における近傍域と遠方域の波数比 k_1/k も波の定常圧力 P_n の分布と類似の傾向を示している。船速方向と波向方向とのなす角度 χ_U が 120deg. の右舷側から波を受けるこの状態では、斜航角 β が −18deg.、0deg.、+18deg. の状態それぞれについて船首方向と波向方向のなす角度 χ は 102deg.、120deg.、138deg. となり、したがって遠方域流れの強さ V から (2.9) 式で与えられる右舷側の船側に沿っての流れの強さ V_1 への変化の大きさも大きい方からこの順序となる。この違いが (2.5) 式で与えられる局所座標系近傍域の波数 k_1 の差となって表

れ、最終的に波の定常圧力 P_n の分布に影響していると考えられる。

VLCC の積分範囲については、Fig. 5.3 の最下図の遠方域波数ベクトルの向き γ_w の図から、従来の (2.24) 式による積分範囲の定義では 3 種類の斜航角についていずれも右舷側のすべての領域が積分範囲となるはずであるが、本論の短波長波中定常波力理論によれば斜航角 β が 0deg. の場合は船尾から S.S.1 程度まで、斜航角 β が+18deg. の場合は船尾から S.S.2 程度までが積分範囲から除かれることが Fig. 5.3 の上から 2 番目の積分範囲の図に示されている。その理由は、これらの領域の大部分が γ_e と γ_{w1} の条件である (2.30) 式あるいは (2.31) 式の 2 つの条件式を両方とも満足できないためであることが、波エネルギーの進行方向 γ_e と近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1} の分布から理解される。これらの領域では波が船体にまで到達できないため、近傍域の波振幅 ζ_{1a} が計算不能となる。一方、左舷側の船尾部で斜航角 β が+18deg. の状態で波による定常圧力が現れている部分は従来の (2.24) 式による積分範囲の定義でも積分範囲となっている。

一方、コンテナ船の積分範囲については、ここでも従来の (2.24) 式による積分範囲の定義では 3 種類の斜航角についていずれも右舷側のすべての領域が積分範囲となるのに対し、本論の短波長波中定常波力理論によれば斜航角 β が+18deg. の場合にのみ船尾から S.S.3 程度までが積分範囲から除かれることになり、VLCC との差が見られる。そして、この領域のうち、船尾から S.S.2 付近までは波エネルギーの進行方向 γ_e と近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1} の条件である (2.30) 式あるいは (2.31) 式の 2 つの条件式を両方とも満足できない領域であるのに対し、S.S.2 付近から S.S.3 付近までは波エネルギーの進行方向 γ_e の条件式は満足するが近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1} の条件式は満足しない領域である。この領域は、波エネルギーは遠方域から船体に向かってくるが、船体近傍域流れによる屈折のため波線が船体表面に届かない領域に対応する。このような領域については、VLCC についても Fig. 5.3 の積分範囲の境界付近を細かく調べるとわずかながら存在すると見られるが、船型の異なるコンテナ船ではこのような領域が広がったものと考えられる。一方、コンテナ船の左舷側はすべての状態および範囲で積分範囲とはならず、この点は従来の (2.24) 式による積分範囲の定義でも同じ結果となる。

上記の積分範囲の境界は、船体近傍域流れによる屈折のため波線が船体表面に届くか届かないかの境界に当たり、この部分で、近傍域波数ベクトルの方向 γ_{w1} は次式の挙動を示す。

$$|\sin\gamma_{w1}| \to 0 \tag{5.1}$$

そのため、(2.8) 式で計算される近傍域波振幅比 ζ_{1a}/ζ_a は発散することになり、Fig. 5.3 および Fig. 5.4 にもその傾向が見られる。

この波動場領域は、屈折した波線の包絡線を構成するエネルギー密度の高い Caustic

[52][63][64] と呼ばれる領域に対応する。この領域では、波の特性が時間的および空間的に緩やかに変化するという第 2 章で述べた波の作用の保存則が依って立つ仮定が著しく崩れるため、この仮定に基づく波振幅の計算式である (2.8) 式は正しい値を与えない [52][63]。一方で、流れの中の波線群が構成する包絡線 (Caustic) 上における波の特性についての研究 [65][66][67] もなされている。

しかし、本論の推定計算法の目的である波の定常圧力 P_n に関する限り、Fig. 5.3 および Fig. 5.4 に示すとおり、この境界領域においても波の定常圧力分布は滑らかに 0 に収束しており、不自然な挙動は示していない。このことは、次のように説明できる。波による定常圧力式である (2.13) 式に波振幅の計算式である (2.8) 式を代入した時、波による定常圧力は次式で表される。

$$P_n = \frac{1}{2}\rho g {\zeta_a}^2 \frac{k_1}{k} \frac{2Vk\sin\gamma_V + \sigma\sin\gamma_w}{\sigma} \sin\gamma_{w1} \tag{5.2}$$

(5.2) 式は、近傍域波数ベクトルの方向 γ_{w1} が (5.1) 式の傾向を示す場合に 0 に収束することを示している。したがって、本推定計算法による波による定常圧力の推定値は、この波振幅の発散する領域においても妥当と考えられる。

以上より、本論では、この境界領域における波振幅の詳細に関する議論には入らず、この境界領域での波振幅の計算値が正しい値ではないことを明記するにとどめる。

5.3.2 斜め追波中の旋回状態

船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 30deg. で斜航角 β は 0deg.、無次元旋回角速度 r' が+0.8、0.0、−0.8 の場合について計算をおこなった。計算状態を Fig. 5.5 に示す。計算が対象としている瞬間的な船首方向は同じであるが、旋回角速度の違いによって前後の航跡が異なる。計算結果を、VLCC については Fig. 5.6 に、コンテナ船については Fig. 5.7 に示す。

両船型とも波の定常圧力 P_n が現れるのは波上側の右舷側だけである。追波状態のため全般的に短波長波による波の定常圧力 P_n は小さな値を示しているが、概略両船型とも旋回角速度が正の場合は船首側で、負の場合は船尾側で大きな値を示している。ただ、コンテナ船では旋回角速度が正の場合、船首に近づくほど波の定常圧力 P_n が大きくなっているのに対し、VLCC では S.S.9 付近までは波の定常圧力 P_n が大きくなるもののさらに船首側では小さくなるという船型影響が見られる。斜航状態の場合と同様に、右舷側における近傍域と遠方域の波数比 k_1/k は波の定常圧力 P_n の分布と類似の傾向を示している。

積分範囲については、左舷側では両船型ともすべての状態で積分範囲とはならず、この点は従来の (2.24) 式による積分範囲の定義でも同じ結果となる。右舷側については、船尾付近では、VLCC、コンテナ船共に無次元旋回角速度 r' が+0.8 の場合に

積分範囲とはならない領域が見られる。この領域は遠方域波数ベクトルの向き γ_w の値から判断して従来の定義では積分範囲である。この積分範囲とならない領域のうちでも船尾付近は γ_e と γ_{w1} の条件である (2.30) 式あるいは (2.31) 式の 2 つの条件式を両方とも満足できない領域であるのに対し、船尾から少し離れた領域は (2.30) 式あるいは (2.31) 式の波エネルギーの進行方向 γ_e の条件式は満足するものの近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1} の条件式は満足しない領域となっている。

一方、右舷側の船首部を見ると、VLCC のすべての旋回角速度の状態およびコンテナ船の無次元旋回角速度 r' が -0.8 の状態において、γ_e と γ_{w1} の条件である (2.30) 式あるいは (2.31) 式の波エネルギーの進行方向 γ_e の条件式は満足するが近傍域波数ベクトルの向き γ_{w1} の条件式は満足しないことで積分範囲から除かれている。この船首部の領域に関しては、コンテナ船では従来の定義では積分範囲に含まれるのに対し、VLCC では従来の定義でも積分範囲から除外されることになる点に船型の影響が見られる。この VLCC の場合のように、本論の短波長波中定常波力理論による積分範囲の境界と従来のそれとがほぼ一致する領域もある。

この旋回状態についても、積分範囲の境界付近で近傍域波振幅比 ζ_{1a}/ζ_a に発散傾向が見られる部分があるが、短波長波による波の定常圧力 P_n の分布は滑らかに 0 に収束している。

5.4 規則波中定常波力に対する船型影響

短波長規則波による定常波力 X_d、Y_d、N_d の特性が VLCC とコンテナ船でどのように異なるかを、フルード数 F_n が 0.1、波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の状態で比較する。同時に、斜航角と旋回角速度の影響も比較検討する。斜航角 β は+18deg.、0deg.、-18deg.、無次元旋回角速度 r' は+0.8、0.0、-0.8 である。なお、以下では、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 0deg. から 180deg. の範囲の計算結果をもとに述べる。船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が 0deg. から -180deg. の範囲については、対称性を考慮して判断することができる。

5.4.1 斜航状態

無次元旋回角速度 r' が 0.0 で斜航角 β を+18deg.、0deg.、-18deg. と変化させた状態における短波長波による定常波力 3 成分を、横軸に船速方向と波向方向のなす角度 χ_U をとって Fig. 5.8 に示す。太線が VLCC、細線がコンテナ船に対応する計算結果を表す。

1) 前後力成分について、斜航角 β が 0deg. の場合に斜め向波から正面向波の状態

で大きな船型影響が見られるのは、従来から指摘されている船首部形状の影響であると考えられる。斜航角の影響は、斜航角 β が+18deg. の状態では、斜め追波状態では前後力成分を減少させ、斜め向波状態では増加させる傾向として表れ、斜航角 β が -18deg. の状態ではその定性的傾向が逆となる。この特性は基本的には VLCC とコンテナ船で同じように表れている。特に、斜航角が負の場合の斜め向波中で、抵抗増加成分を大きくするように斜航角が影響していることは波浪中推進性能を考える上で重要である。一方、追波状態では斜航角の影響は小さい。

2) 左右力成分については、船型の影響が斜航角の有無に関わらずほとんど見られないことが特徴的である。斜航角は斜め追波から向波状態にかけての広い範囲で大きな影響をおよぼしているが、VLCC とコンテナ船でほとんど同じ程度の定量的影響をおよぼしている。追波中では前後力成分と同じように斜航角の影響は小さい。

3) 回頭モーメント成分については、斜航角 0deg. の場合で見ると、斜め追波から斜め向波状態にかけて船型影響が見られる。追波および向波に近づくほど船型影響は見られなくなる。斜航角の影響は、正の斜航角の場合に船型影響を打ち消す方向に働き、Fig. 5.8 に示した例では、斜航角 β が 0deg. の場合に見られた船型による差が斜航角 β が+18deg. の場合にはかなり小さくなる結果となっている。逆に斜航角が負になると船型影響を増大させる方向に斜航角の影響が働く結果となっており、船型によって値に差の出る χ_U の範囲も広がる傾向を見せている。

5.4.2 旋回状態

斜航角 β が 0deg. で無次元旋回角速度 r' を+0.8、0.0、-0.8 と変化させた状態における短波長波による定常波力 3 成分を Fig. 5.9 に示す。無次元旋回角速度 r' が 0.0 の場合を表す実線は Fig. 5.8 における斜航角 β が 0deg. を表す実線と同じ値である。

1) 前後力成分における旋回角速度の影響は、追波と向波のごく限られた領域を除いて、船型の違いによらず正の旋回角速度は前後力成分を減少させ、負の旋回角速度は前後力成分を増加させる傾向がある。定量的な旋回角速度の船型影響については、斜め向波中で VLCC の方がコンテナ船よりも影響がやや大きく出る傾向にある。追波状態と向波状態では旋回角速度の影響は船型によらず小さい。

2) 左右力成分については、もともと船型影響がほとんど見られない上に、旋回角速度の影響も斜航角の影響に比べれば小さい。それでも細かく見ると、旋回角速度の影響は旋回角速度が正の場合と負の場合とで異なっており、旋回角速度が

正の場合の影響が比較的大きい。そして、VLCC よりもコンテナ船の方がその影響の程度が大きく、かつ、影響の出る χ_U の範囲も広くなる傾向が見られる。

3) 回頭モーメント成分に関しては、正の旋回角速度は回頭モーメントを減少させ、負のそれは増加させる影響が見られる。この影響は、おもに横波に近い状態で大きく出る傾向がある。無次元旋回角速度 r' が 0.0 の場合に見られる回頭モーメントの船型による差は、旋回角速度が正の場合により大きくなり、負の場合に小さくなる傾向が見られる。追波状態では船型影響も旋回角速度の影響も小さい。

5.5 不規則波中定常波力と船型影響

5.5.1 不規則波中の定常波力推定計算法

不規則波中における定常波力の計算にあたって、不規則波のスペクトルは次式で表されるピアソン-モスコビッツ (Pierson-Moskowitz) 型のスペクトル [68] を用いる。

$$S_{(\omega)} = \frac{173{H_V}^2}{{T_V}^4\omega^5}\exp\left(\frac{-691}{{T_V}^4\omega^4}\right) \tag{5.3}$$

ここで、T_V は目視観測波周期、H_V は目視観測波高、ω は波の円周波数を表す。

短波頂不規則波を表現するための方向分布関数 $G_{(\mu)}$ は、波の主方向を $\mu = 0$ として、次式で定義される $\cos^2$ 分布の形状とする。

$$G_{(\mu)} = \frac{2}{\pi}\cos^2\mu, \quad \left(-\frac{\pi}{2} \leq \mu \leq \frac{\pi}{2}\right) \tag{5.4}$$

不規則波中の定常波力 3 成分を $\tilde{X}_d$、$\tilde{Y}_d$、$\tilde{N}_d$ で表し、これらを波の円周波数 ω および船首方向と波向方向のなす角度 χ の関数と見なす。不規則波の代表波振幅を $\tilde{\zeta}_a$ と表す。規則波中の定常波力 3 成分を前後力成分と左右力成分を $(1/2)\rho{\zeta_a}^2L_{pp}$ で、回頭モーメント成分を $(1/2)\rho{\zeta_a}^2{L_{pp}}^2$ によって無次元化した値を $X_d{}'$、$Y_d{}'$、$N_d{}'$ と表す。

短波頂不規則波中の定常波力 3 成分 $\tilde{X}_d$、$\tilde{Y}_d$、$\tilde{N}_d$ は、次式によって計算する。

$$\begin{cases} \dfrac{\tilde{X}_d}{\frac{1}{2}\rho g\tilde{\zeta_a}^2L_{pp}} = \dfrac{1}{m_0}\displaystyle\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\int_0^\infty X'_{d(\omega,\chi-\mu)}S_{(\omega)}G_{(\mu)}d\omega d\mu \\ \dfrac{\tilde{Y}_d}{\frac{1}{2}\rho g\tilde{\zeta_a}^2L_{pp}} = \dfrac{1}{m_0}\displaystyle\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\int_0^\infty Y'_{d(\omega,\chi-\mu)}S_{(\omega)}G_{(\mu)}d\omega d\mu \\ \dfrac{\tilde{N}_d}{\frac{1}{2}\rho g\tilde{\zeta_a}^2{L_{pp}}^2} = \dfrac{1}{m_0}\displaystyle\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\int_0^\infty N'_{d(\omega,\chi-\mu)}S_{(\omega)}G_{(\mu)}d\omega d\mu \end{cases} \tag{5.5}$$

ここで、m_0 は次式で定義される不規則波スペクトルの n 次モーメントのうちの 0 次モーメントを表す。m_0 は波の瞬時値の分散値に等しい。

$$m_{n(n=0,1,2)} = \int_0^\infty S_{(\omega)}\omega^n d\omega \tag{5.6}$$

長波頂不規則波中の定常波力 3 成分の計算に際しては、次式によって計算する。

$$\begin{cases} \dfrac{\tilde{X}_d}{\frac{1}{2}\rho g \tilde{\zeta_a}^2 L_{pp}} = \dfrac{1}{m_0}\displaystyle\int_0^\infty X'_{d(\omega,\chi)} S_{(\omega)} d\omega \\ \dfrac{\tilde{Y}_d}{\frac{1}{2}\rho g \tilde{\zeta_a}^2 L_{pp}} = \dfrac{1}{m_0}\displaystyle\int_0^\infty Y'_{d(\omega,\chi)} S_{(\omega)} d\omega \\ \dfrac{\tilde{N}_d}{\frac{1}{2}\rho g \tilde{\zeta_a}^2 {L_{pp}}^2} = \dfrac{1}{m_0}\displaystyle\int_0^\infty N'_{d(\omega,\chi)} S_{(\omega)} d\omega \end{cases} \tag{5.7}$$

さて、平山ら [37] は規則波の波振幅と不規則波の平均波高の 1/2 を対応づけているが、(5.5) 式および (5.7) 式の計算手順では、不規則波中における短波長波の定常波力を無次元化するにあたって不規則波の狭帯域スペクトルを仮定したとき、不規則波の代表波振幅 $\tilde{\zeta_a}$ は波高の二乗平均平方 H_{rms} の 1/2 と対応づけられることになる。すなわち、不規則波中の目視観測波高 H_V が 1/3 有義波高に相当するとした場合、(5.5) 式および (5.7) 式中の不規則波の代表波振幅 $\tilde{\zeta_a}$ は次の関係式から与えられる。

$$\begin{aligned} \tilde{\zeta_a} &= \frac{1}{2}H_{rms} = \frac{\sqrt{2}}{4}H_{1/3} \\ &= \frac{\sqrt{2}}{4}H_V \end{aligned} \tag{5.8}$$

波周期に関しては、T_{reg} で表す規則波の周期と不規則波のゼロクロス周期とを対応づける。このとき、次の関係式によって目視観測波周期 T_V と規則波周期 T_{reg} が対応づけられる。

$$\begin{aligned} T_V &= 2\pi\frac{m_0}{m_1} = 1.086 \times 2\pi\sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \\ &= 1.086T_{reg} \end{aligned} \tag{5.9}$$

ここで、m_1 と m_2 は (5.6) 式で定義される不規則波スペクトルの 1 次と 2 次のモーメントをそれぞれ表す。

5.5.2 不規則波中旋回状態における定常波力と船型影響

5.5.1 に述べた手順を用いて、VLCC とコンテナ船に対する長波頂不規則波中および短波頂不規則波中の定常波力の計算をおこなった。フルード数 F_n は 0.1、斜航角 β は+18deg.、旋回角速度 r' は+0.8 の斜航角を持った旋回状態とした。不規則波の

目視観測波周期 T_V は規則波の波長船長比 λ/L_{pp} で 0.2 に相当する値とした。具体的には (5.9) 式の関係によって次の値とした。

$$T_V = \begin{cases} 6.960sec & (VLCC) \\ 5.147sec & (Container\ ship) \end{cases} \tag{5.10}$$

計算結果を、VLCC については Fig. 5.10 に、コンテナ船については Fig. 5.11 に示す。比較のため、Fig. 5.10 と Fig. 5.11 には波長船長比 λ/L_{pp} が 0.2 の規則波を対象とした計算結果も示している。横軸の χ_U は −180deg. から＋ 180deg. の範囲とした。斜航角 β が+18deg. で旋回角速度 r' が+0.8 の状態は右旋回に対応した状態であり、準定常の仮定に基づけば、Fig. 5.10 と Fig. 5.11 は、それぞれ VLCC とコンテナ船の斜航角を持った旋回状態における定常波力の時系列と見なすことができる。主として、χ_U が負の場合は左舷側から波を受ける状態、正の場合は右舷側から波を受ける状態に対応する。

1. 前後力成分の規則波中の結果について見ると、向波から横波状態にかけての左舷側から波を受ける状態と斜め追波から向波状態にかけての右舷側から波を受ける状態で船型による差が大きい。VLCC では、同じ横波状態でも右舷側から波を受ける状態と左舷側から波を受ける状態では大きく差が表れており、この非対称性はコンテナ船よりも VLCC の方が大きく表れる傾向にある。不規則波による影響は、長波頂不規則波についてはコンテナ船、VLCC 共に定常波力の極値付近で極値が小さくなる傾向を示している他はほぼ規則波と同じ定性的傾向を示している。短波長不規則波については波の方向に関して重み付き平滑化に相当する計算をしていることになるため、定常波力の極値が長波頂不規則波の場合よりもさらに小さくなる傾向となる。しかし、この場合でも規則波中の結果に見られた基本的な傾向は VLCC とコンテナ船でそれぞれほぼ同じとなっている。
2. 左右力成分については、Fig. 5.8 と Fig. 5.9 で示したように、斜航および旋回中いずれにおいても大きな船型影響は見られなかった。Fig. 5.10 と Fig. 5.11 に示した斜航角を持った旋回状態においても VLCC とコンテナ船の違いはほとんど見られない。ただ、両船型とも、前後力成分と同様に、右舷側から波を受ける状態と左舷側から波を受ける状態で大きな非対称性を示している。規則波中の計算結果から、この非対称性は大部分が斜航角の影響によるものであると考えられる。不規則波の影響は、前後力成分と同じく、両船型とも規則波中の場合に比べて、長波頂の場合、短波頂の場合と変化するに従い極値が小さくなる傾向として表れている。
3. 回頭モーメント成分の規則波中の結果を見ると、斜め向波から斜め追波までの

左舷側から波を受ける状態と、斜め追波から横波にかけての右舷側から波を受ける状態で船型による影響が見られる。回頭モーメント成分は向波中の一部を除いてほぼ一貫して定常波力成分は旋回抵抗の側に働いているが、左舷側から波を受ける状態ではVLCCの方が旋回抵抗が大きく、右舷側から波を受ける状態ではコンテナ船の方が旋回抵抗が大きいという船型による傾向の違いが見られる。不規則波の影響は基本的には前後力成分や左右力成分と同じであるが、短波頂不規則波中では右舷側から波を受ける状態での船型による差がかなり小さくなる。

4. 定常波力3成分の船速方向と波向方向のなす角度 χ_U に関する非対称性については以下のように説明できる。従来の波浪中抵抗増加理論の考え方[62]に基づけば、視進路方向の船速が一定の場合、船首方向と波向方向のなす角度 χ に関して前後力成分は対称となる。左右力成分と回頭モーメント成分も、視進路方向の船速が一定の場合に χ のみの関数となるとすれば、これらは χ に関して反対称となるはずである。Fig. 5.10 と Fig. 5.11 に示した推定計算結果は、船速はフルード数 F_n が 0.1 で一定であるが、斜航角 β が+18deg.、無次元旋回角速度 r' が+0.8 の状態である。横軸には船速方向と波向方向のなす角度 χ_U をとっているから、横軸に船首方向と波向方向のなす角度 χ をとった場合の横軸原点は、(3.1) 式より、船速方向と波向方向のなす角度 χ_U が -18deg. の位置となる。この $\chi_U = -18$deg. の位置に対称軸を置いても、Fig. 5.10 と Fig. 5.11 の定常波力3成分は、完全には対称あるいは反対称とはならない。その理由は、船首方向と波向方向のなす角度 χ が対称な状態であっても、斜航角 β が+18deg.、無次元旋回角速度 r' が+0.8 の操縦運動状態によって船体周りの非一様流に関する対称性が崩れ、その結果として波動場の対称性が崩れたためである。船体周りの非一様流が短波長波の波動場に大きな影響をおよぼすことは内藤ら[34]が波線理論を用いて明らかにしている。一方、斜航と旋回によって船体周りの非一様流が非対称になることは明らかであるから、定常波力3成分における対称性が、斜航や旋回を伴う操縦運動中の船については成立しないことはこれまでにも容易に推測できた。Fig. 5.10 と Fig. 5.11 に示した推定計算結果は、操縦運動状態における定常波力3成分の非対称性とその船型影響を定量的に明らかにしたものである。

以上述べてきた Fig. 5.10 と Fig. 5.11 の傾向は、あくまで斜航角と旋回角速度を一定に保った状態における計算結果に関するものであって、実際の旋回状態では定常波力によって斜航角や旋回角速度が変化を受け、さらにこれに伴って定常波力も変化することになる。

5.6 結言

短波長波中を操縦運動する船に働く定常波力に対する船型影響をVLCCとコンテナ船を対象とした計算結果の比較によって検討した。

波の定常圧力や積分範囲の判断のもとになる船体局所座標系波動場を表す特性値の船長方向分布に関する検討をおこなった。波の定常圧力の分布と、局所座標系近傍域における波数比の分布には類似の定性的傾向が見られた。VLCCでは比較的長い平行部に対応した平坦な分布と船首部での急な立ち上がりが見られるのに対し、コンテナ船では船首から船尾にわたって比較的なだらかな変化を示す。そして、それぞれの分布は斜航角と旋回角速度の影響を明確に表すことが明らかとなった。また、積分範囲に関しては、従来の定義による積分範囲が操縦運動に対して変化しないのに対し、本論の短波長波中定常波力理論の定義による積分範囲が斜航角と旋回角速度の影響を受けて変化することを定量的に明らかにした。本論の短波長波中定常波力理論の定義による積分範囲の境界付近では、局所座標系近傍域の波振幅の計算値が発散する傾向を示す。しかし、波の定常圧力の分布が積分範囲の境界部分においても不自然な傾向を示さずに計算されていることが確認された。

規則波中における斜航角と旋回角速度それぞれの影響が、VLCCとコンテナ船によってどのように異なるかを比較検討した。

1) 前後力に関しては、斜め向波から正面向波にかけて従来から指摘されている船首形状の影響がVLCCとコンテナ船に大きな違いとして表れるだけでなく、斜航角によって抵抗増加量が斜め向波中でさらに大きくなる状態があることが明らかとなった。また、旋回角速度も横波状態を中心として前後力成分に大きく影響をおよぼす。
2) 左右力に関しては、VLCCとコンテナ船の両船型について、斜め追波から正面向波状態の広い範囲において斜航角の影響が大きく表れるものの、旋回角速度の影響は小さい。また、斜航中および旋回中を含めて、左右力成分の船型による違いは小さい。
3) 回頭モーメントに関しては、斜航角および旋回角速度の影響は、斜め追波から正面向波にかけて表れることが示された。船型による影響は、斜め追波から斜め向波にかけて見られる。また、斜航角および旋回角速度が正の場合と負の場合で、回頭モーメント成分における船型差が小さくなる場合と大きくなる場合が存在することから、船型影響に対する操縦運動依存性が明らかとなった。
4) 斜航角を持って旋回する状態を対象に短波頂不規則波中と長波頂不規則波中および対応する規則波中の定常波力の計算をおこなった。不規則波の場合は、規則波の場合に比べて、波との出会角の変化による定常波力の変化が緩やかにな

る結果、全般的に定常波力における船型影響が小さくなる傾向を示す。しかし、それでも、前後力成分に関しては横波から向波状態において、回頭モーメント成分に関しては横波状態を中心として船型影響が表れる。左右力成分に関しては、不規則波中における斜航角を持った旋回状態においても船型による差は小さい。

5) また、規則波と不規則波とを問わず、実際の斜航角と旋回角速度の影響を考えたとき、操縦運動中には、右舷側から波を受ける状態と左舷側から波を受ける状態で定常波力3成分が非対称になる傾向が定量的に示され、その非対称性の程度にも船型影響が見られることが明らかとなった。

第6章　結論

海上輸送の安全確保は、地球環境の保護の観点からも世界的に重要視されつつあり、国際海事機関による操縦性暫定基準を通して船の操縦性能の視点からの取り組みがなされている。操縦性暫定基準に関連して解決すべき課題中で、波浪中の操縦性能に関する問題は、広く重要性が認識されているにもかかわらず他の課題に比較して取り組みが遅れている。

波浪中の操縦性能に関しては、航行の安全性が特に問題となる港湾内や制限水路等の輻輳域を比較的低速で航行する場合に、特に短波長波が誘起する定常波力が重要となる。短波長波が誘起する定常波力の前後力成分である抵抗増加に関しては比較的豊富な研究実績があり、理論的ならびに実験的な現象の解明が進んでいる。しかし、これまでの研究のほとんどは斜航しない直進状態の船を研究対象としており、斜航や旋回を伴う操縦運動中の定常波力3成分を理論的または実験的に研究した例はごく限られている。

実海域を航行する船を考えた場合、一般に定常波力の前後力成分と左右力成分、回頭モーメント成分が同時に作用することになるため、船の航行状態は斜航や旋回を伴う操縦運動となる。船体周りの流れ場は斜航と旋回の強さによって複雑に変化する。一方、短波長波ほど流れの影響を受けて屈折しやすい性質を持っている。これらの事実は、操縦運動する船に働く定常波力3成分を推定するためには、操縦運動が誘起する船体周りの非一様流が短波長波の波動場におよぼす影響を適切に評価し得る定常波力理論が必要であることを意味している。

さらに、波浪中を操縦運動する船に働く定常波力3成分の特性を実験的に解明するためには、波との出会周期で変動する模型船の6自由度の動揺を拘束することなく、設定した斜航および旋回状態を実現しつつ定常波力3成分を計測しなくてはならない。停止状態での定常波力3成分あるいは斜航しない直進状態で船体動揺をある程度拘束した形での抵抗増加の計測例はこれまでにもあるが、操縦運動中の定常波力3成分について波との出会周期で変動する6自由度の動揺を拘束せずに計測した報告例はこれまで見られない。

以上を背景とした本論各章で得られた主要な成果を以下に要約する。

1.　第1章「緒論」においては、操縦性能研究の社会的位置づけと意義、国際海

事機関における操縦性能暫定基準と解決すべき課題、操縦性能における短波長波の重要性と関連するこれまでの研究について述べ、それらを背景とした本論文の主題と構成を述べた。

2. 第2章「短波長波による定常波力の推定計算法」においては、短波長波中を操縦運動する船の周りの流れ場と波動場に関するモデル化をおこない、操縦運動する船の短波長波中定常波力理論を導くとともにこれに基づく推定計算法を示した。本推定計算法によれば、操縦運動を構成する前進、斜航、旋回の各運動成分が船体周りの非一様流の要因として短波長波の波動場に影響をおよぼす。その結果、船体によって反射される波が誘起する定常圧力の推定式に船の操縦運動の影響が考慮される。さらに、波による定常圧力を船体周りで積分して定常波力3成分を求める際の積分範囲について、従来の定義に代わって、船の操縦運動を考慮した積分範囲の定義を導いた。

3. 第3章「船体動揺と定常波力に関する水槽実験」においては、波浪中において停止状態および斜航状態、旋回状態で波との出会周期で変動する船体動揺6成分を拘束せずに定常波力3成分を計測するための波力測定装置の開発と、これを用いた水槽実験について述べた。

短波長波中におけるVLCC模型を対象とした水槽実験を実施し、波との出会周期で変動する船体動揺振幅を理論計算値と比較検討した結果、本装置が6自由度の船体動揺を大きく拘束していないことを確認した。また、曳航時の船体変位の低周波数成分の検討によって、本装置が波浪中において適切な曳航力および反定常波力を発生させ、設定した斜航状態と旋回状態を実現していることを確認した。

さらに、船首方向と波向方向のなす角度χと波との出会周波数ω_eを一定として、斜航角を変化させた時の船体周りの波動場の観察によって、斜航角が船体周りの波動場に大きく影響をおよぼしていることを明らかにした。

4. 第4章「短波長波の定常波力に関する実験と計算の比較検討」においては、第2章で述べた操縦運動する船の短波長波中定常波力理論に基づく推定計算法による計算結果と、第3章で述べたVLCC模型を対象とした短波長波の定常波力に関する水槽実験結果とを比較検討した。

停止状態に関しては、回頭モーメント成分に定量的な差が見られたが、本論の推定計算法に基づく計算値は前後力成分と左右力成分において妥当な推定値を与えるものであった。

斜航状態に関しては、実験値は定常波力3成分に対する斜航角の影響を明確に表すものであることを示した。実験値と計算値の比較検討にあたっては、本論の推定計算法による計算結果とともに、斜航の影響のみを考慮した平山らの

方法 [37] と、Sakamoto らが示した斜波中直進時の波による定常圧力の推定式 [42] に本論の操縦運動の影響の考え方を組み合わせた方法による計算結果も併せて比較検討した。3 種類の推定計算法による計算値と実験値の比較では、本論の推定計算法による計算値が、全体として最も実験値を説明することを示した。

旋回状態に関しては、旋回中の定常波力 3 成分が波との出会角によって変化する様子を実験的に明らかにすると共に、本論の推定計算法による計算値が斜航角を持った旋回状態も含めてほぼ妥当な推定結果を与えるものであることを示した。

定常波力 3 成分に対する波長の影響を検討した結果、前後力成分については、波長が長くなると船体動揺による定常波力成分が無視できない割合を占めることを示した。しかし、左右力成分と回頭モーメント成分については、波長が長い場合においても船体動揺に基づく定常波力成分の割合は前後力成分ほど大きくはなく、船体による波の反射に基づく本論の推定計算法による計算値だけでも大略の推定は可能であることを示した。

以上の比較検討結果に基づけば、本論の推定計算法は、短波長域においてほぼ妥当な定常波力 3 成分の推定値を与えるものである。さらに、本論の推定計算法は、長波長域においても、左右力成分と回頭モーメント成分の推定計算法として適用可能である。

5. 第 5 章「短波長波の定常波力に対する船型影響」においては、短波長波中を操縦運動する船に働く定常波力に対する船型影響を、VLCC とコンテナ船を対象とした計算結果の比較によって明らかにした。

波の定常圧力や積分範囲の判断のもとになる船体局所座標系の波動場を表す特性値の船長方向分布に関する検討をおこなった結果、波の定常圧力の分布が不自然な傾向を示さずに計算されていることを示すと共に、波の定常圧力や波数の分布に斜航角と旋回角速度に応じた船型影響が表れていることを定量的に明らかにした。また、積分範囲に関しても、本論の推定計算法における積分範囲が斜航角と旋回角速度に応じた船型影響を表現していることを示した。

規則波中における斜航角と旋回角速度それぞれの影響に関する検討をおこなった結果、斜航角の影響については、前後力に関しては斜航角によって抵抗増加量が正面向波中よりも斜め向波中の方が大きくなる状態のあること、左右力に関しては斜航角の影響は大きいものの船型影響はほとんど表れないこと、回頭モーメントに関しては斜航角が正の場合と負の場合とで船型影響に差が出ること、追波中では斜航角の影響がほとんどなくなることを示した。また、旋回角速度の影響については、前後力に関しては横波状態を中心として旋回角速度の影響が大きく、その影響の程度は波との出会角によって船型に違いが見られる

こと、左右力に関しては、旋回角速度の影響は小さいこと、回頭モーメントに関しては横波状態を中心として旋回角速度の影響が大きく、旋回角速度が正の場合と負の場合とで船型によってその影響の程度に差が出ることを示した。

斜航角を持って旋回する状態を対象に、短波頂不規則波中と長波頂不規則波中および対応する規則波中の定常波力3成分の計算をおこない、これらを比較検討した。不規則波中の場合は規則波中の場合に比べて波との出会角の変化に対する定常波力の変化が緩やかになる結果、全般的に定常波力における船型影響が小さくなる傾向を示すことを明らかにした。

また、規則波と不規則波とを問わず、実際の斜航と旋回の影響を考えたとき、操縦運動中には、右舷側から波を受ける状態と左舷側から波を受ける状態で定常波力3成分が非対称になる傾向を定量的に示し、その非対称性の程度にも船型影響が見られることを示した。

本論で示した操縦運動する船の短波長波中定常波力理論は、これまでの斜航しない直進状態における短波長波中の抵抗増加理論を拡張した理論であり、波の反射による定常圧力の積分範囲に関する従来の定義の不合理な点を解決したものである。

しかし、本理論にも、今後検討すべき課題が残されている。その一つは、(2.9) 式で定義した局所座標系における近傍域の接線方向流れの強さ V_1 のより合理的で実用的な推定計算法の開発である。もう一つは、(2.29) 式の等号が成り立つ場合、すなわち、船体に向かってきた波が近傍域流れによる屈折によって船体にまで到達できない場合の定常波力の評価の問題である。今後、これらの問題に関してさらに研究を進め、定常波力の推定精度の向上を図る必要がある。

本論で示した操縦運動する船の短波長波中定常波力理論による推定計算法は、操縦運動のシミュレーション計算に容易に組み込むことができる利点を持っている。今後は、上記の定常波力の推定精度向上と共に、本推定計算法を組み込んだ操縦運動のシミュレーション計算によって、不規則波中を含めた波浪中の船の操縦運動の解析を進め、社会的に重要性が認識されている操縦性能に対する波の影響に関する研究をさらに進める必要がある。

本研究において開発した波力測定装置は、波との出会周期で変動する6自由度の船体動揺を拘束せずに操縦運動状態を実現し、船体動揺と波の力を計測することを可能とするものである。本装置に関しては、今後、機構部および制御部の改良と共に、操縦性能と耐航性能、推進性能を総合した実海域における船の運航性能研究への活用方法も検討する必要がある。

付 録A　波の作用の保存則について

その特性が空間的および時間的に緩やかに変化する波動場を考え、これを次式で表す。

$$\eta = a(\boldsymbol{X}, T) cos\psi(\boldsymbol{x}, t, \boldsymbol{X}, T) \tag{A.1}$$

ここで、$\boldsymbol{X}$ と T は $\boldsymbol{x}$ と t に比べて緩やかに変化する変数で、ϵ を微小として次式で関係づけられる。

$$\begin{cases} \boldsymbol{X} = \epsilon \boldsymbol{x} \\ T = \epsilon t \end{cases} \tag{A.2}$$

(A.1) 式において a は振幅を表し、ψ は Whitham[53] により示された位相関数を表す。

この位相関数 ψ を用いると波数ベクトル $\boldsymbol{k}$ と周波数 ω は次式で表される。

$$\begin{cases} \boldsymbol{k}(\boldsymbol{X}, T) = \dfrac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{x}} \\ \omega(\boldsymbol{X}, T) = -\dfrac{\partial \psi}{\partial t} \end{cases} \tag{A.3}$$

(A.3) 式より次式が得られる。

$$\frac{\partial \boldsymbol{k}}{\partial T} + \frac{\partial \omega}{\partial \boldsymbol{X}} = 0 \tag{A.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{X}} \times \boldsymbol{k} = 0 \tag{A.5}$$

(A.4) 式と (A.5) 式はそれぞれ (2.1) 式と (2.3) 式に対応する。

物理量 η を支配する方程式系が次式で表されるラグランジアン $\mathcal{L}$ についての変分原理によって与えられたとする。

$$\delta \int \int \mathcal{L}\left(\eta, \frac{\partial \eta}{\partial t}, \frac{\partial \eta}{\partial \boldsymbol{x}}\right) d\boldsymbol{x} dt = 0 \tag{A.6}$$

ここで、緩やかな変化に対する波動場の振る舞いを調べるために、Whitham[69] が用いた平均ラグランジアンを次式で定義する。

$$\bar{\mathcal{L}}(a, \omega, \boldsymbol{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathcal{L} d\psi \tag{A.7}$$

平均ラグランジアン $\bar{\mathcal{L}}$ に関する変分原理は次式で表される。

$$\delta \int \int \bar{\mathcal{L}} d\boldsymbol{X} dT = 0 \tag{A.8}$$

(A.8) 式の a に関する変分より次式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial a} = 0 \tag{A.9}$$

(A.8) 式の ψ に関する変分より次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial T}\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \omega} - \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{X}}\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \boldsymbol{k}} = 0 \tag{A.10}$$

さて、線形の波動場においては平均ラグランジアン $\bar{\mathcal{L}}$ は a の 2 次形式で表されるから、(A.9) 式より次式が得られる。

$$\bar{\mathcal{L}} = 0 \tag{A.11}$$

(A.11) 式は、微小振幅の波動場において運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの平均値が等しいという事実に対応する。

(A.11) 式より、波の群速度 $\boldsymbol{c_g}$ は次式で表される。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{c_g} &= \frac{d\omega}{d\boldsymbol{k}} \\ &= -\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \boldsymbol{k}} / \frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \omega} \end{aligned} \tag{A.12}$$

(A.12) 式を用いると、(A.10) 式は以下のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial T}\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \omega} + \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{X}}\left(\boldsymbol{c_g}\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \boldsymbol{\omega}}\right) = 0 \tag{A.13}$$

(A.10) 式あるいは (A.13) 式は、流束が $-\partial\bar{\mathcal{L}}/\partial\boldsymbol{k}$ あるいは流速が $\boldsymbol{c_g}$ であるところの $\partial\bar{\mathcal{L}}/\partial\omega$ の保存則を表しているとことになる。Whitham[69] はこの $\partial\bar{\mathcal{L}}/\partial\omega$ を断熱不変量と呼んだ。

Bretherton[70] は、波動場に対する仮想外力のなす仕事率の解析から、$\partial\bar{\mathcal{L}}/\partial\omega$ が波動場のエネルギー密度 E と次式で関係づけられることを示した。

$$E = \omega\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \omega} - \bar{\mathcal{L}} \tag{A.14}$$

ラグランジアン $\mathcal{L}$ は運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの差であるから、(A.14) 式は次式によっても導くことができる。

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2\pi}\int (p\dot{q} - \mathcal{L})\, d\psi \\ &= -\frac{\omega}{2\pi}\oint p dq - \bar{\mathcal{L}} \end{aligned} \tag{A.15}$$

ここで、$\oint$ は一周期にわたっての積分を表し、p と $\dot{q}$ は次式で与えられる。

$$\begin{cases} p = \dfrac{\partial \mathcal{L}}{\partial \eta_t} \\ \dot{q} = \eta_t \end{cases} \tag{A.16}$$

(A.11) 式と (A.14) 式、(A.15) 式より、次式が得られる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \omega} &= \frac{E}{\omega} \\ &= -\frac{1}{2\pi}\oint p dq\end{aligned} \tag{A.17}$$

(A.17) 式右辺に含まれる積分は一般に作用 (量) と呼ばれる断熱不変量をあらわことから、線形の波動場に関して E/ω を波の作用 (密度) と呼ぶ。

(A.17) 式の関係を (A.13) 式に代入して次式で表される波の作用の保存則を得る。

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{E}{\omega}\right) + \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{X}}\left(\boldsymbol{c_g}\frac{E}{\omega}\right) = 0 \tag{A.18}$$

以上は、流れのがない場合の波の作用の保存則である。平均的な流れ $\boldsymbol{V}$ がある場合に関しては、Garrett[71] が波の作用の保存則は次式で表されることを示唆した。

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{E}{\sigma}\right) + \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{X}}\left\{(\boldsymbol{c_g}+\boldsymbol{V})\frac{E}{\omega}\right\} = 0 \tag{A.19}$$

ここで、σ は本質的周波数を表し、ω とは次式の関係がある。

$$\sigma = \omega - \boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{k} \tag{A.20}$$

Bretherton[70] は、流れの中の波のエネルギー密度 E が次式で表されることを示して (A.19) 式が流れがある場合の波の作用の保存則となることを証明した。

$$E = \sigma\frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \omega} - \bar{\mathcal{L}} \tag{A.21}$$

流れの中の波に関して、Longuet-Higgins[72] と Whitham[73] は次式を導いた。

$$\frac{\partial E}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{X}}\left\{E(\boldsymbol{c_g}+\boldsymbol{V})\right\} + \frac{1}{2}S_{ij}\left(\frac{\partial V_i}{\partial X_j} + \frac{\partial V_j}{\partial X_i}\right) = 0 \tag{A.22}$$

(A.22) 式の左辺第 3 項は流れと波の干渉を表し、S_{ij} は波によって生ずる応力と解釈されるラディエーションストレスを表す。(A.22) 式が (A.19) 式と等価であることは Bretherton[70] が証明した。

Mei[52] は、水深が緩やかに変化する場合と流れが緩やかに変化する場合それぞれについて WKB 法を用いて、(A.18) 式と (A.19) 式を導いた。

なお、上記の波の作用の保存則は波動場の空間的変化が波長に比べて緩やかであることを仮定してる。しかし、本論で取り扱う操縦運動中の船の周りの波動場は必ずしもこの条件を十分に満足しているとは言えない。その一方で、上記保存則の適用限界については必ずしも明らかではない。本論では、時間的および空間的な変化が緩やかであるという仮定の下に導かれる波動場の性質がその仮定を十分には満足しない状況においてもある程度保持されるとの見通しに立ち、現象の本質の理解をより深めるために波の作用の保存則を適用する。

謝辞

大阪大学大学院工学研究科船舶海洋工学専攻教授内藤林先生には、本研究の取りまとめを勧めて頂き、本論文の執筆に際しては懇切丁寧かつ的確な御指導と有益な御助言を数多く頂きました。心より感謝申し上げます。

著者に本研究の機会を与えてくださり、その進展を見守ってくださった海上技術安全研究所運動性能部操縦性研究室野中晃二室長には心より感謝いたします。本研究における波力測定装置の開発および水槽実験は、海上技術安全研究所運動性能部二村正主任研究官との度重なる議論の上に遂行されたものです。心より感謝いたします。

水槽実験の実施とその解析には、海上技術安全研究所運動性能部宮崎英樹研究官に御協力を頂きました。深く感謝いたします。海上技術安全研究所運動性能部安定性研究室長原口富博室長にはストリップ法計算プログラムおよび3次元特異点分布法計算プログラムに関して有益な御助言を頂きました。深く感謝いたします。

運動性能部をはじめとする海上技術安全研究所(旧船舶技術研究所)各研究部等およびその他関係機関等において、著者のこれまでの研究を指導し、あるいは共に研究し、あるいは研究活動を陰で支えてくださった多くの方々に、ここに記して御礼申し上げます。

参考文献

[1] 高石敬史, 前田久明: 船舶と海洋構造物の海難事故統計, 船舶と海洋構造物の安全性と復原性, 運動性能研究委員会第3回シンポジウム, 日本造船学会, (1986), pp. 1-22.

[2] E. Miller, V. Aukudinov, T. Ternes: Evaluation of Concepts for Improved Controllability of Tank Vessels, Marine Technology, Vol. 18, No. 14, (1981), pp. 365-381.

[3] 第7基準部会: 船舶の操縦性能に関する研究, 日本造船研究協会, 研究資料, No. 176R, (1990), pp. 2-5.

[4] 宮崎英樹, 野中晃二, 日野孝則, 平田信行, 二村　正, 上野道雄: CFDによる操縦流体力の推定について, 日本造船学会論文集, 第187号, (2000), pp. 121-130.

[5] 藤井　斉, 高橋　雄: 肥大船の波浪中抵抗増加推定法に関する実験的研究, 日本造船学会論文集, 第137号, (1975), pp. 132-137.

[6] 小林英一, 山崎啓市, 服　一之, 大森拓也, 佐々木紀幸, 鳥井幸典: IMO操縦性暫定基準に対する造船所の対応, 操縦性および復原性基準に関する研究の動向, 試験水槽委員会シンポジウム, 日本造船学会, (2000), pp. (5-1)-(5-30).

[7] 長谷川和彦, 原口富博, 宮沢　多, 池淵哲朗, 山崎知幸, 浜　佳昇: 操縦性研究への要望, 操縦性研究の設計への応用, 運動性能研究委員会第12回シンポジウム, 日本造船学会, (1995), pp. 175-202.

[8] Eda H.: Low speed controllability of ships in wind, Journal of ship research, Vol. 12, No. 3, (1968), pp. 181-200.

[9] 井上正祐, 石橋賢諭: 操縦性に対する風の影響 (I), 西部造船会会報, 第44号, (1972), pp. 111-128.

[10] 井上正祐, 石橋賢諭: 操縦性に対する風の影響 (II), 西部造船会会報, 第45号, (1973), pp. 115-130.

[11] 井上正祐, 石橋賢諭: 操縦性に対する風の影響 (III), 西部造船会会報, 第 46 号, (1973), pp. 1-14.

[12] 田中　陽, 山上順雄, 山下保己, 三住悦己: 強風下の操船性能について, 関西造船協会誌, 第 176 号, (1980), pp. 1-10.

[13] 上野道雄, 二村　正, 宮崎英樹, 藤原敏文, 野中晃二, 矢吹英雄: 練習船の操縦性能に関する模型実験と実海域実験, 日本造船学会論文集, 第 189 号, (2001), pp. 71-80.

[14] 藤原敏文, 上野道雄, 二村　正: 船体に働く風圧力の推定, 日本造船学会論文集, 第 183 号, (1998), pp. 77-90.

[15] 野中晃二: 波浪中の操船運動について, 西部造船会会報, 第 80 号, (1990), pp. 73-86.

[16] 二村　正, 原口富博, 野中晃二, 吉野良枝: 波浪中での旋回及び直進試験, 船舶技術研究所研究発表会講演集, 第 56 回, (1990), pp. 108-112.

[17] 和田洋二郎: 斜波中航走時の船速低下に関する一考察, 西部造船会会報, 第 81 号, (1990), pp. 113-128.

[18] 二村　正, 原口富博, 野中晃二, 吉野良枝: 波浪中での旋回及び直進試験 (その 2), 船舶技術研究所研究発表会講演集, 第 58 回, (1991), pp. 1-6.

[19] 原口富博, 二村　正, 野中晃二, 吉野良枝: 波浪中での旋回及び直進試験 (その 3), 船舶技術研究所研究発表会講演集, 第 58 回, (1992), pp. 1-7.

[20] 原口富博, 二村　正: 曳船およびバージの波漂流力計測, 船舶技術研究所報告, 第 31 巻, 第 3 号, (1994), pp. 19-39.

[21] Rydile L. J. : A linear theory of the steered motion of ships in waves, Transaction of the institution of naval auchitects, Vol. 101, No. 1, (1959), pp. 81-112.

[22] 井上正祐, 村橋達也: 波中の旋回に関する一計算, 西部造船会会報, 第 31 号, (1966), pp. 77-99.

[23] 江田治三, 志波久光: 自航模型船による旋回性能の研究, 運輸技術研究所報告, 第 11 巻, 第 12 号, (1962), pp. 79-92.

[24] Maruo H. : The drift of a body floating on waves, Journal of ship research, Vol. 4, No. 3, (1960), pp. 1-10.

[25] Newman, J. N.: The Drift Force and Moment on Ships in Waves, Journal of Ship Research, Vol. 11, No. 1, (1967), pp. 51-60.

[26] Maruo H. : Resistance in waves, Researches on seakeeping qualities of ships in Japan, Anniversary series, Vol. 8, Chapter 5, (1963), pp. 67-102.

[27] Kashiwagi M. : Calculation formulas for the wave-induced steady horizontal force and yaw moment on a ship with forward speed, Reports of research institute for applied mechanics, Vol. XXXVII, No. 107, (1991), pp. 1-18.

[28] 岩下英嗣, 伊東章雄, 岡田哲男, 大楠　丹, 高木幹雄, 溝口純敏: 斜波中を航走する肥大船に働く波力について, 日本造船学会論文集, 第171号, (1992), pp. 109-123.

[29] 岩下英嗣, 伊東章雄, 岡田哲男, 大楠　丹, 高木幹雄, 溝口純敏: 斜波中を航走する肥大船に働く波力について (第2報), 日本造船学会論文集, 第173号, (1993), pp. 109-123.

[30] 岩下英嗣, 伊東章雄, 岡田哲男, 大楠　丹, 高木幹雄, 溝口純敏: 斜波中を航走する肥大船に働く波力について (第3報), 日本造船学会論文集, 第176号, (1994), pp. 109-123.

[31] 柏木　正, 大楠　丹: 波浪による定常流体力に関する研究, 日本造船学会論文集, 第173号, (1993), pp. 185-194.

[32] 藤井　斉, 高橋　雄: 肥大船の波浪中抵抗増加推定法に関する実験的研究, 日本造船学会論文集, 第137号, (1975), pp. 132-137.

[33] Faltinsen O. M., Minsaas K. J., Liapis, N., Skjørdal S. O.: Prediction of Resistance and Propulsion of a Ship in a Seaway, Proceedings of Thirteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, (1980), pp. 505-529.

[34] 内藤　林, 中村彰一, 西口　映: 肥えた船首をもつ船の短波長波における抵抗増加に関する研究, 関西造船協会誌, 第197号, (1985), pp. 39-45.

[35] 内藤　林, 藤本圭祐, 香川和彦: 船首部形状と波浪中抵抗増加, 関西造船協会誌, 第208号, (1988), pp. 53-59.

[36] 内藤　林, 溝口純敏, 香川和彦: 斜波中を航走する船体に働く波浪定常力, 関西造船協会誌, 第213号, (1990), pp. 45-50.

[37] 平山次清, 金　世殷: 肥大船の操縦性能におよぼす短波長方向スペクトル波の影響の一考察, 日本造船学会論文集, 第176号, (1994), pp. 129-136.

[38] Hirano, M., Takashina, J. , Takaishi, Y., Saruta, T.: Ship Turning Trajectory in Regular Waves, Transaction of The West-Japan Society of Naval Architects, No. 60, (1980), pp. 17-31.

[39] Asai, S.: A Study on Check Helms for Course Keeping of a Ship under Steady External Forces, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, No. 150, (1981), pp. 245-253.

[40] Kijima K., Furukawa Y.: Ship Manoeuvring Performance in Waves, Proceedings of Third International Workshop on Theoretical Advances in Ship Stability and Practical Impact, (1997)

[41] Ohkusu M.: Added Resistance of Blunt Bow Ships in Very Short Waves, Journal of The Kansai Society of Naval Architects, Japan, No. 202, (1986), pp. 39-42.

[42] Sakamoto T., Baba E.: Minimization of Resistance of Slowly Moving Full Hull Forms in Short Waves, Proceedings of Sixteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, (1986), pp. 598-613.

[43] Havelock, T. H.: The Pressure of Water Waves upon a Fixed Obstacle, Proceedings of Royal Society of London, Series A, No. 963, Vol. 175, (1940), pp. 409-420.

[44] 高橋　雄: 波浪中抵抗増加の実用的推定法とその船型計画への応用, 西部造船会会報, 第 75 号, (1987), pp. 75-95.

[45] Kalske S.: Unsteady Bow Wave Field and Added Resistance of Ships in Short Waves, Thirteenth International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, (1998), pp. 59-62.

[46] 内藤　林, 高岸憲璽: 短波長不規則波中抵抗増加を少なくする船首形状に関する研究, 関西造船協会誌, 第 225 号, (1996), pp. 157-166.

[47] 中村彰一, 内藤　林, 松本光一郎, 薄田健二, 西口　映: 肥えた船首を持つ船の波浪中抵抗増加に関する実験的研究, 関西造船協会誌, 第 190 号, (1983), pp. 73-81.

[48] Srorm-Tejsen J., Yeh H. Y. H., Moran D. D.: Added Resistance in Waves, Transactions of The Society of Naval Architects and Marine Engineers, Vol. 81, (1973), pp. 109-143.

[49] Nakamura S., Takagi M., Hosoda R.: Diffraction Problem of a Slender Ship with a Blunt Bow Advancing in Head Seas, Proceedings of Thirteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, (1980), pp. 399-411.

[50] Ohkusu M.: Added Resistance in Waves of Hull Forms with Blunt Bow, Proceedings of Fifteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, (1984), pp. 1-13.

[51] 内藤　林, 上田武志: 短波長域における船首形状と抵抗増加の関係, 関西造船協会誌, 第217号, (1992), pp. 103-113.

[52] Mei, C. C.: The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, World Scientific, (1992), pp. 59-108.

[53] Whitham G. B.: A Note on Group Velocity, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 9, (1960), pp. 347-352.

[54] 朝長義英, 畠中勝則: 浮遊式海洋構造物に作用する波漂流力の計測, 西部造船会会報, 第59号, 1980, pp. 33-42.

[55] Naito S., Nakamura S., Nishiguchi A.: Added Resistance in Regular Head Waves of a Ship with Blunt Bow, Proceedings of Third International Symposium on Practical Design of Ships and Mobile Units, (1987), pp. 291-301.

[56] 溝口純敏, 大道真志: IHI運動性能水槽における波浪中試験, 石川島播磨技法, 第20巻, 第6号, 1980, pp. 379-385.

[57] 門松浩司, 井上義行, 寶田直之助: 荒天時操船を考慮した大型肥大船の搭載主機出力について, 日本造船学会論文集, 第168号, 1990, pp. 171-182.

[58] 元良誠三: 船体運動に対する附加質量及び附加慣性モーメントについて-其の1 旋回に対する附加慣性モーメント-, 日本造船学会論文集, 第105号, (1959), pp. 83-92.

[59] 元良誠三: 船体運動に対する附加質量及び附加慣性モーメントについて-その2 前後動に対する附加質量-, 日本造船学会論文集, 第106号, (1959), pp. 59-62.

[60] 元良誠三: 船体運動に対する附加質量及び附加慣性モーメントについて-その3 左右動に対する附加質量-, 日本造船学会論文集, 第106号, (1959), pp. 63-68.

[61] Salvesen, N., Tuck E. O., Faltinsen O.: Ship motion and sea loads, Transactions of society of naval architects and marine engineers, Vol. 78, (1970), pp. 1-30.

[62] 大楠　丹, 小林正典: 波浪中抵抗増加の計算法, 波浪中推進性能と波浪荷重, 運動性能研究委員会第1回シンポジウム, 日本造船学会, (1984), pp. 37-59.

[63] Lighthill J.: Waves in Fluids, Cambridge University Press, First paperback edition, (1979), pp. 385-399.

[64] Whitham G. B.: Linear and Nonlinear Waves, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, pp. 247.

[65] McKee W. D.: Waves on a shearing current: a uniformly valid asymptotic solution, Proceedings of the cambridge philosophical society, Vol. 75, (1974), pp. 295-301.

[66] Peregrine D. H., Smith R.: Stationary gravity waves on non-uniform free streams: jet-like streams, Mathematical proceedings of the cambridge philosophical society, Vol. 77, (1975), pp. 415-438.

[67] Smith R.: Giant waves, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 77, Part 3, (1976), pp. 417-431.

[68] 山内保文 (監修): 船舶海洋技術者のための不規則現象論, 初版, 海文堂, (1986), pp. 115-195.

[69] Whitham G. B.: A General Approach to Linear and Non-linear Dispersive Waves using a Lagrangian, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 22, Part 2, (1965), pp. 273-283.

[70] Bretherton F. P., Garrett C. J. R.: Wavetrains in Inhomogeneous moving media, Proceedings of The Royal Society, Series A, Vol. 302, (1969), pp. 529-554.

[71] Garrett C. J. R.: The Adiabatic Invariant for Wave Propagation in a Nonuniform Moving Medium, Proceedings of The Royal Society, Series A, No. 1456, Vol. 299, (1967), pp. 26-27.

[72] Longuet-Higgins M. S., Stewart R. W.: The Changes in Amplitude of Short Gravity Waves on Steady Non-uniform Currents, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 10, (1961), pp. 529-549.

[73] Whitham G. B.: Mass, Momentum and Energy Flux in Water Waves, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 12, (1962), pp. 135-147.

図　　表

表一覧

3.1 Principal dimensions of a VLCC model ship. 68
3.2 Experiment condition. 69
3.3 Specifications of measuring system. 70
5.1 Principal dimensions of a VLCC and a Container ship. 71

図一覧

2.1 Coordinate system denoting local wave and flow field. 72
2.2 Coordinate system denoting manoeuvring motion and steady wave forces and moment. 73
2.3 Definition of integral region using incident wave direction and instantaneous ship position. 74
3.1 Coordinate system. 75
3.2 Definition of χ_U in oblique condition. 76
3.3 Definition of χ_U in turning condition. 77
3.4 General plan of the measuring system. 78
3.5 Amplitudes of ship motions at F_n=0.0, λ/L_{pp}=0.2. 79
3.6 Amplitudes of ship motions in oblique condition (F_n=0.069, λ/L_{pp}=0.2). 80
3.7 Amplitudes of ship motions at F_n=0.0, χ=60deg. 81
3.8 Amplitudes of ship motions in oblique condition (F_n=0.069, χ_U=150deg.). 82
3.9 Oblique angle measured in oblique condition. 83
3.10 Ship motions in turning condition (r'=0.3, β=0deg.). 84
3.11 Ship motions in turning condition (r'=0.3, β=10deg.). 85
3.12 Ship motions in turning condition (r'=0.6, β=0deg.). 86
3.13 Ship motions in turning condition (r'=0.6, β=18deg.). 87
3.14 Wave field around VLCC model ship in oblique condition; β=+15deg., U=0.372m/s, χ=−150deg., ω_e=9.11r/s, λ/L_{pp}=0.2, ζ_a=0.011(m), r'=0.0. 88
3.15 Wave field around VLCC model ship in oblique condition; β=0deg., U=0.415m/s, χ=−150deg., ω_e=9.11r/s, λ/L_{pp}=0.2, ζ_a=0.011(m), r'=0.0. 89
3.16 Wave field around VLCC model ship in oblique condition; β=−15deg., U=0.508m/s, χ=−150deg., ω_e=9.11r/s, λ/L_{pp}=0.2, ζ_a=0.011(m), r'=0.0. 90
4.1 Integral region defined by Takahashi[44] and applied to Hirayama's method. 91
4.2 Steady wave forces and moment at F_n=0.0, λ/L_{pp}=0.2. 92

4.3 Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in oblique condition, λ/L_{pp}=0.2, calculated with Hirayama's method. 93
4.4 Steady wave forces and moment at F_n =0.069 in oblique condition, λ/L_{pp}=0.2, calculated with Sakamoto's method. 94
4.5 Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in oblique condition, λ/L_{pp}=0.2, calculated with Present method. 95
4.6 Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in turning condition with and without oblique angle, λ/L_{pp}=0.2, r'=0.3, calculated with Present method. 96
4.7 Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in turning condition with and without oblique angle, λ/L_{pp}=0.2, r'=0.6, calculated with Present method. 97
4.8 Steady wave forces and moment at F_n = 0.0, χ=60deg., calculated with Present method. 98
4.9 Steady wave forces and moment at F_n = 0.069 in oblique condition, χ_U=150deg., calculated with Present method. 99
5.1 Water planes of a VLCC and a Container ship. 100
5.2 Comparative calculation conditions for distributions of the local wave field characteristics in oblique motion. 101
5.3 Distributions of the local wave field characteristics in oblique motion (VLCC, χ_U=120deg.). 102
5.4 Distributions of the local wave field characteristics in oblique motion (Container ship, χ_U=120deg.). 103
5.5 Comparative calculation conditions for distributions of the local wave field characteristics in turning motion. 104
5.6 Distributions of the local wave field characteristics in turning motion (VLCC, χ_U=30deg.). 105
5.7 Distributions of the local wave field characteristics in turning motion (Container ship, χ_U=30deg.). 106
5.8 Hull form effect on steady wave forces and moment in oblique motion. 107
5.9 Hull form effect on steady wave forces and moment in turning motion. 108
5.10 Hull form effect on steady wave forces and moment in irregular waves (VLCC). 109
5.11 Hull form effect on steady wave forces and moment in irregular waves (Container ship). 110

Table 3.1: Principal dimensions of a VLCC model ship.

Length (L_{pp})	2.970(m)
Breadth (B)	0.5383(m)
Draft (d)	0.1791(m)
Water plane area	1.410(m^2)
Displaced volume	0.23215(m^3)
Longitudinal metacentric height	4.044(m)
Transverse metacentric height	0.060(m)
Roll natural period	1.48(sec)
Yaw gyration radius	0.240 × L_{pp}
Center of buoyancy (+: aft from midsip)	−0.0253 × L_{pp}

Table 3.2: Experiment condition.

U(m/s)	0.0	0.372					
F_n	0.0	0.069					
β (deg)	N/A	-18	0	+18	0	+10	0	+18
$r'=r\,L_{pp}/U$	N/A	0.0			0.3		0.6
λ/L_{pp}	0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.2, 1.4, 1.7, 2.0	0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0					
ζ_a(m)	0.005(λ/L_{pp}=0.1), 0.015(λ/L_{pp}=0.2), 0.020(λ/L_{pp}=0.3), 0.025(λ/L_{pp}=0.4 to 1.4), 0.030(λ/L_{pp}=1.7, 2.0) (Smaller amplitudes for some beam-sea conditions)	0.011 (λ/L_{pp}=0.2), 0.020 (λ/L_{pp}=0.4, 0.6), 0.019 (λ/L_{pp}=0.8), 0.020 (λ/L_{pp}=1.0)					
χ (deg)	0, to 180 (at intervals of 10)	($\chi_U+\beta$)					
χ_U(deg)	N/A	0 to 180 (at intervals of 15)					

Table 3.3: Specifications of measuring system.

Motion /Force	Range of motion	Range of forces	Range of spring constant	Mass of moving carriage
Surge	±200mm	±29.4N (3kgf)	Min: under 0.0294N/mm (0.003kgf/mm), Max: over 4.9N/mm (0.5kgf/mm)	8.9kg
Sway	±200mm	±68.6N (7kgf)		18.4kg
Yaw	±30deg (additional ±20deg for anti-st-s. wave moment)	±39.2Nm (4kgf-m)	Min: under 0.0294Nm/deg (0.003kgfm/deg), Max: over 4.9Nm/deg (0.5kgfm/deg)	
Heave	±150mm			12.8kg
Roll	±30deg			
Pitch	±20deg			

Table 5.1: Principal dimensions of a VLCC and a Container ship.

	VLCC	Container Ship
Length: L_{pp} (m)	320.0	175.0
Breadth: B (m)	58.0	25.4
Draft: d (m)	19.3	9.5
L_{pp}/B	5.517	6.890
L_{pp}/d	16.580	18.421
lcb(%L_{pp} aft)	−2.530	1.417
Cb	0.8033	0.5716
Cw	0.8726	0.7108

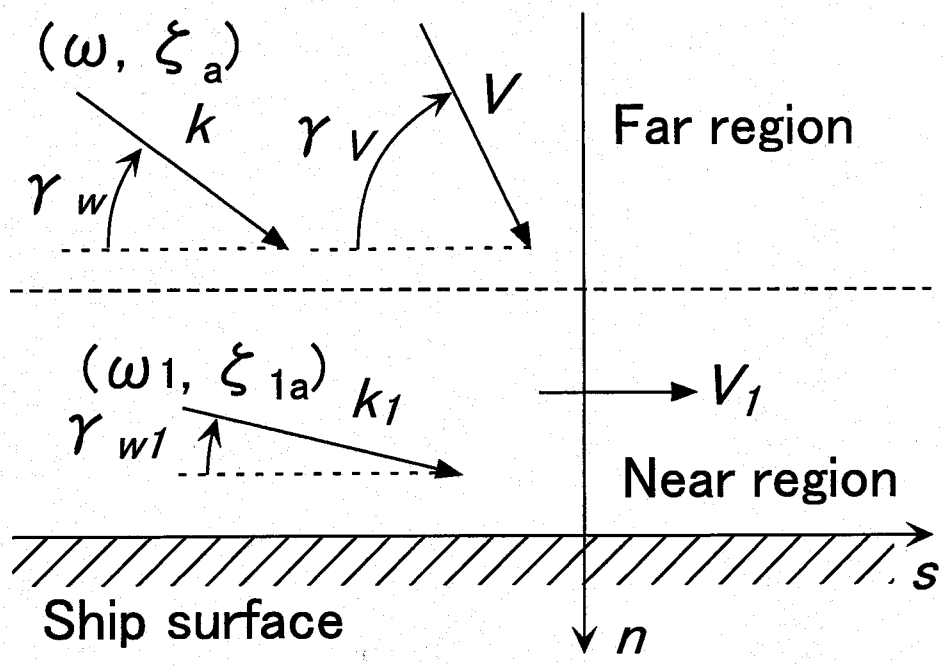


Figure 2.1: Coordinate system denoting local wave and flow field.

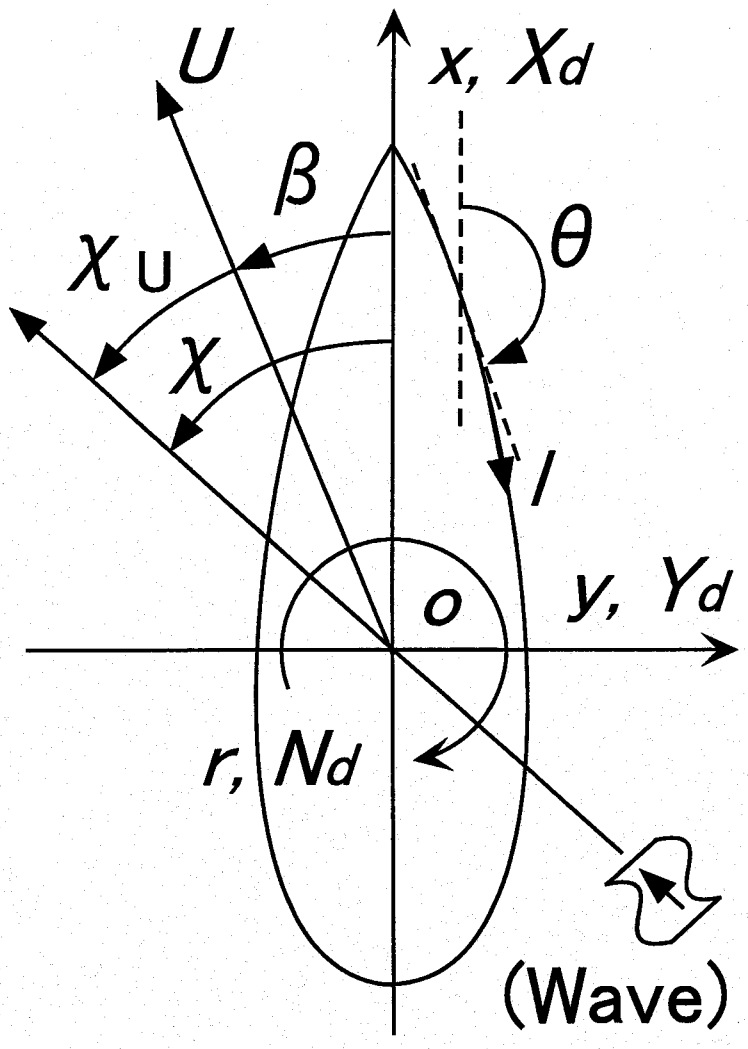


Figure 2.2: Coordinate system denoting manoeuvring motion and steady wave forces and moment.

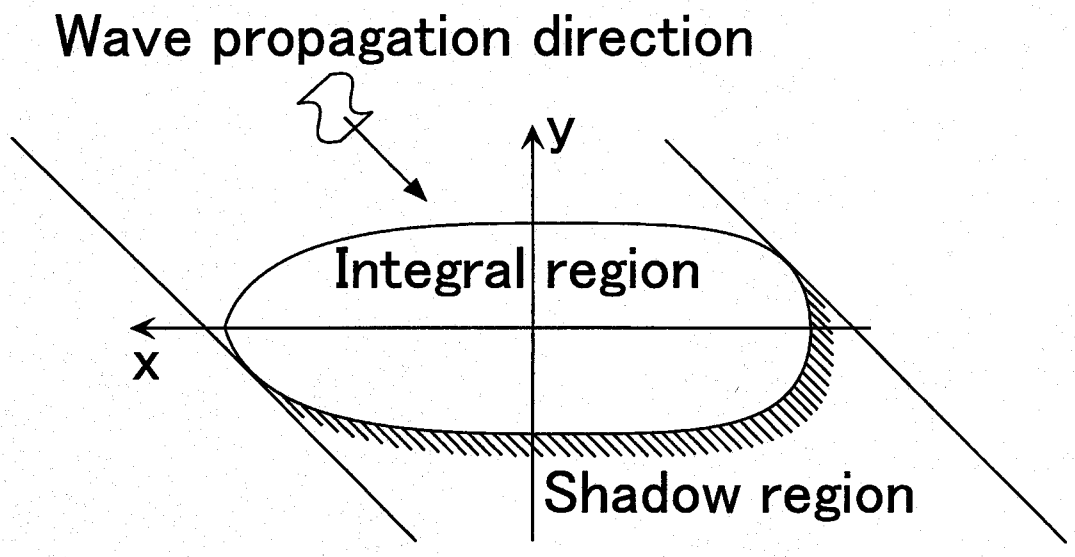


Figure 2.3: Definition of integral region using incident wave direction and instantaneous ship position.

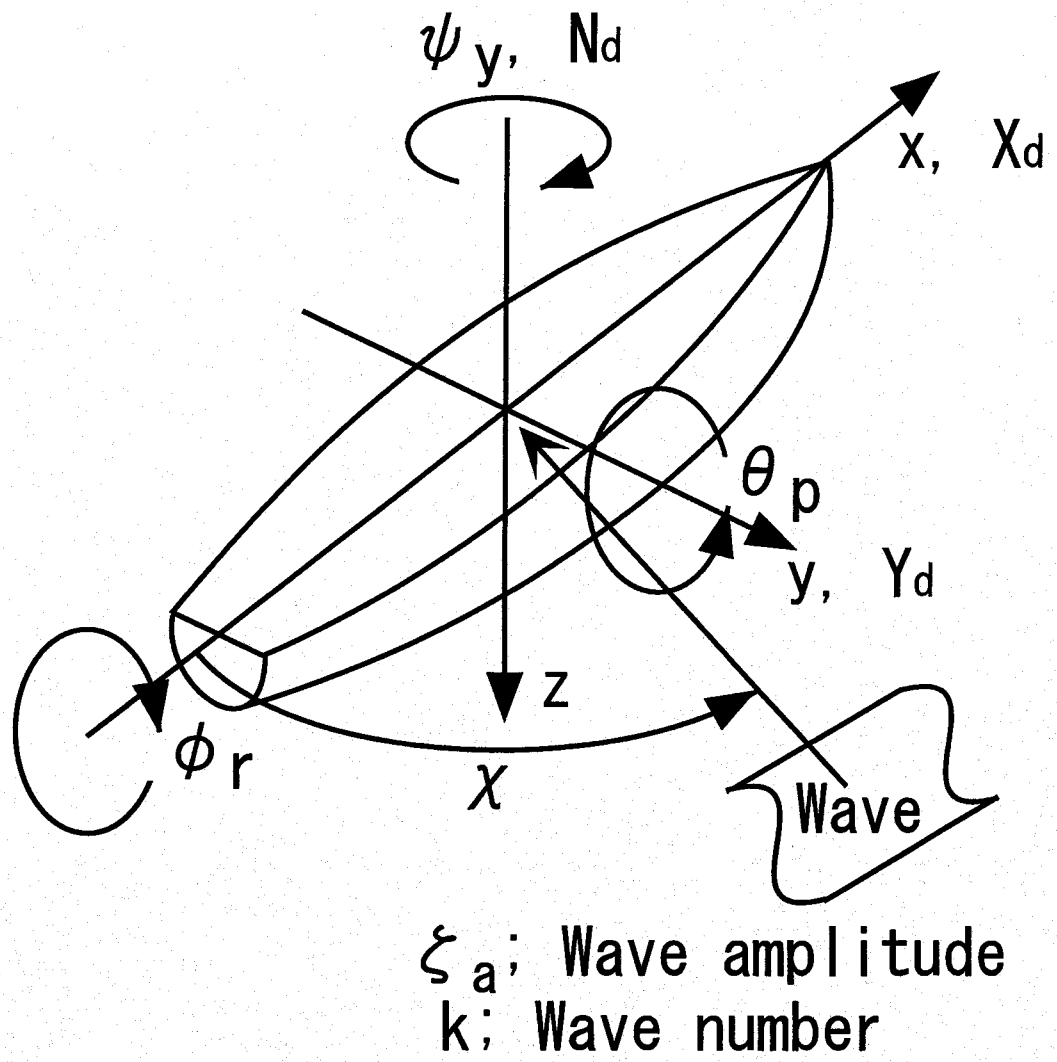


Figure 3.1: Coordinate system.

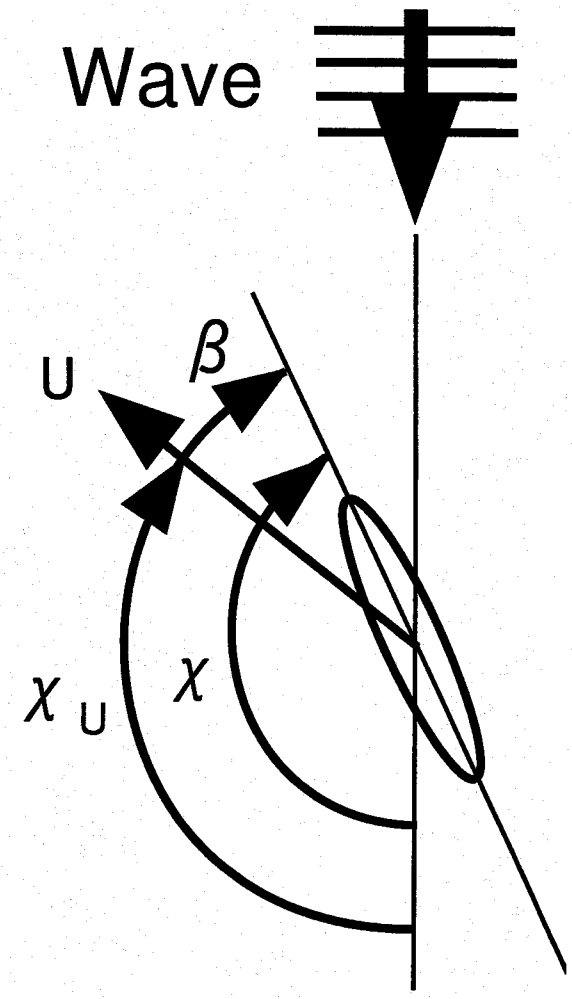


Figure 3.2: Definition of χ_U in oblique condition.

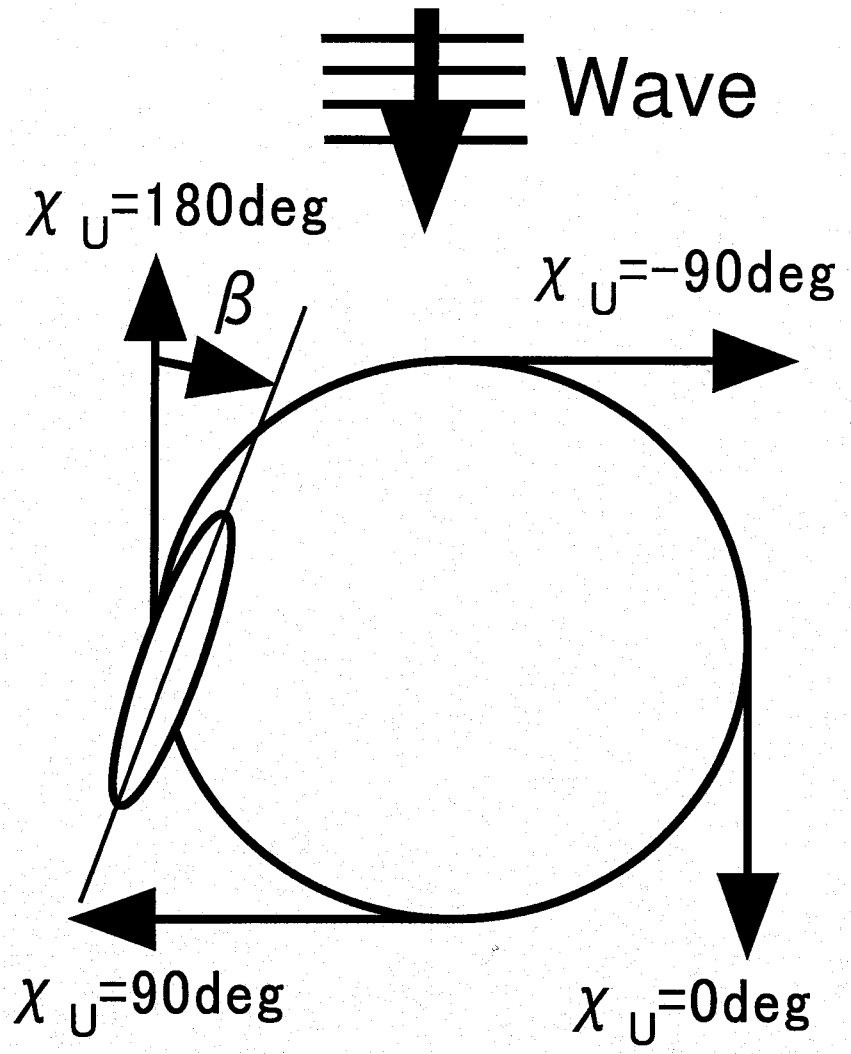


Figure 3.3: Definition of χ_U in turning condition.

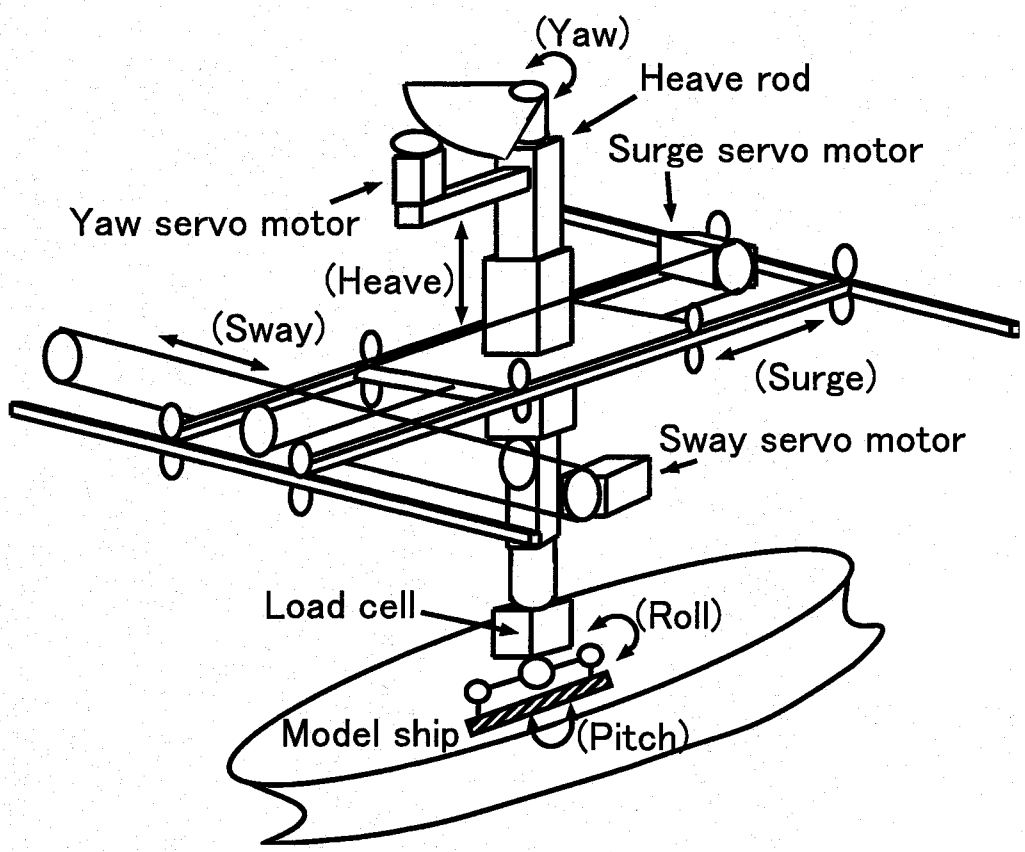


Figure 3.4: General plan of the measuring system.

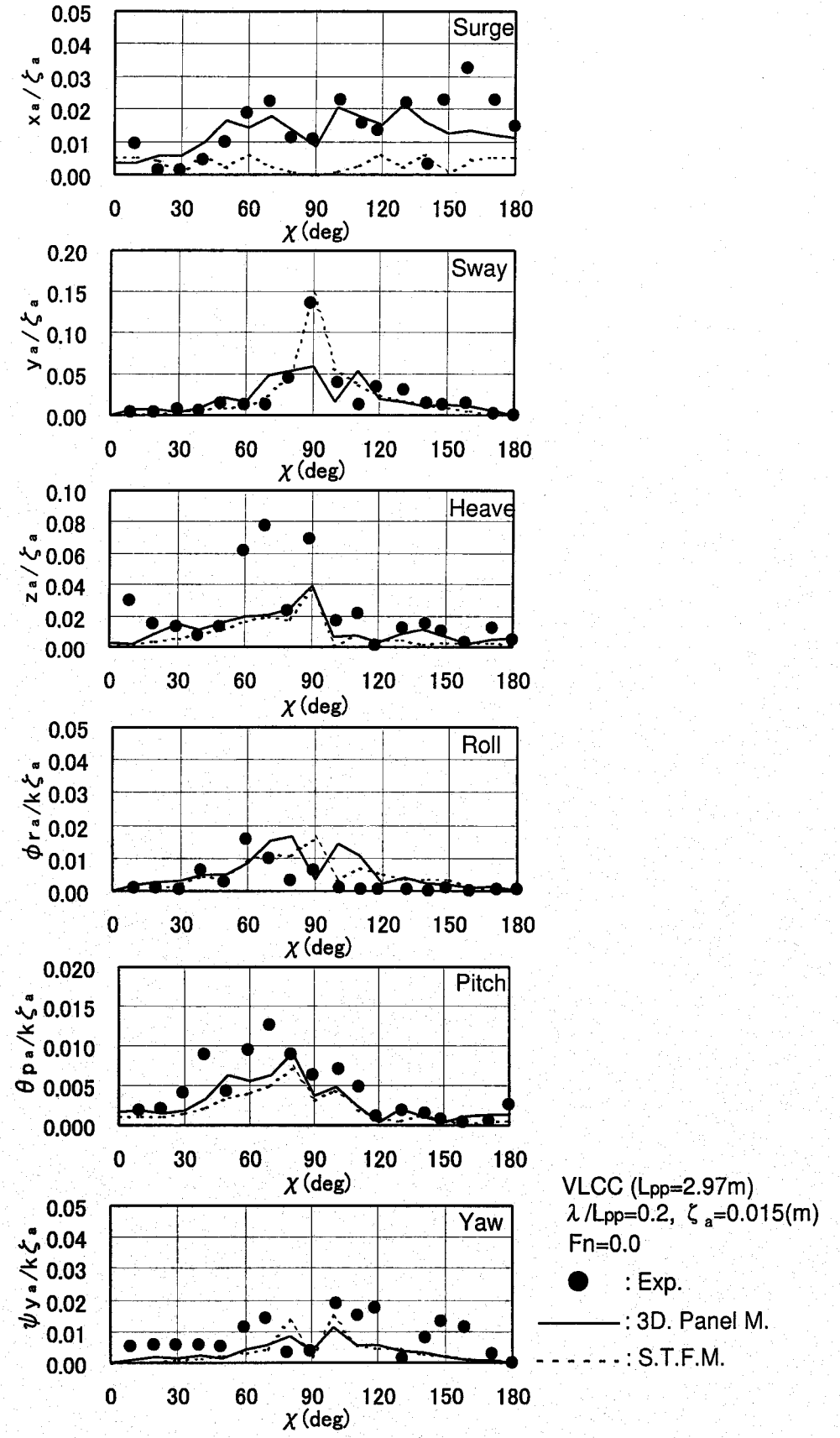


Figure 3.5: Amplitudes of ship motions at F_n=0.0, λ/L_{pp}=0.2.

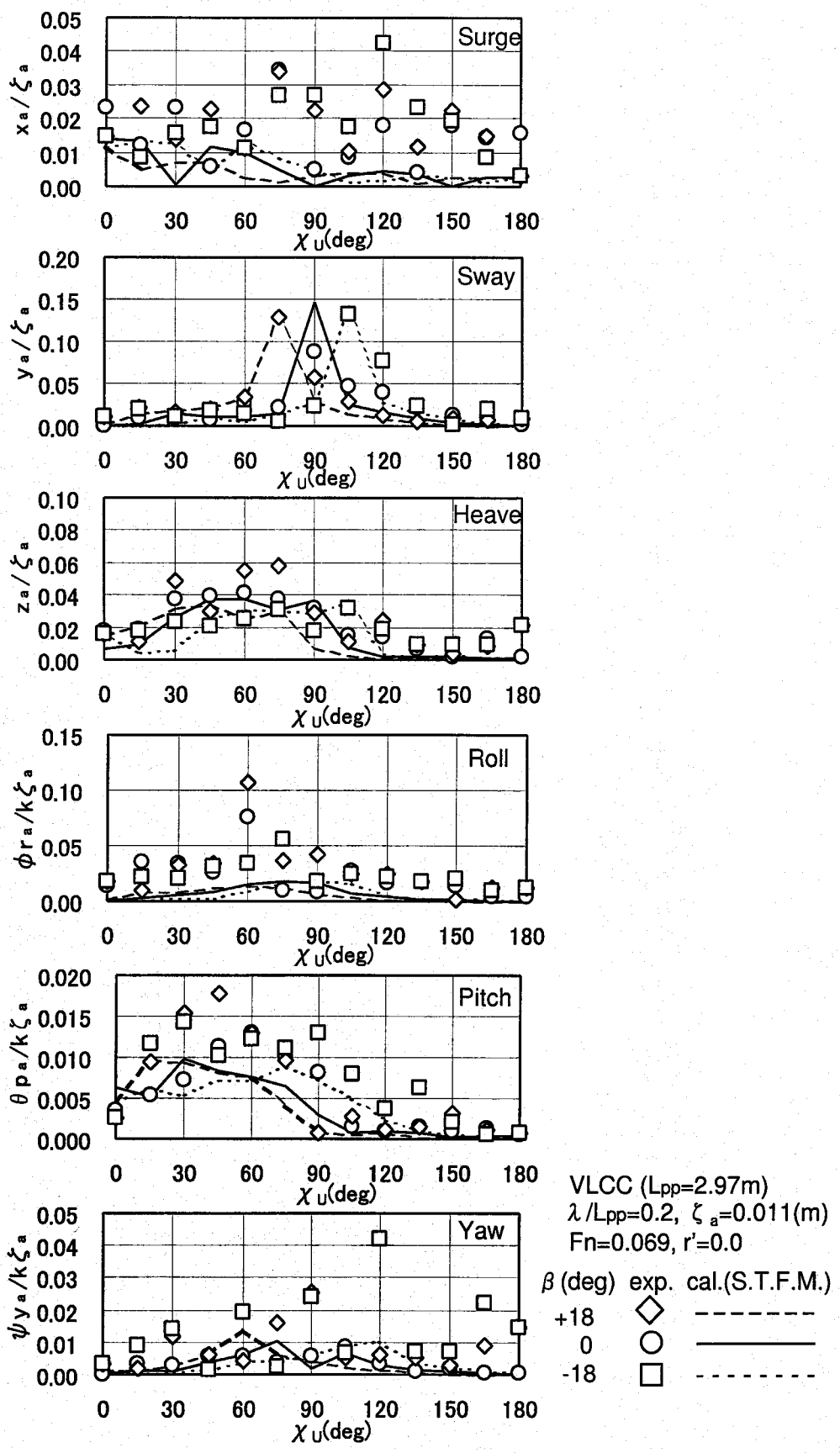


Figure 3.6: Amplitudes of ship motions in oblique condition (F_n=0.069, λ/L_{pp}=0.2).

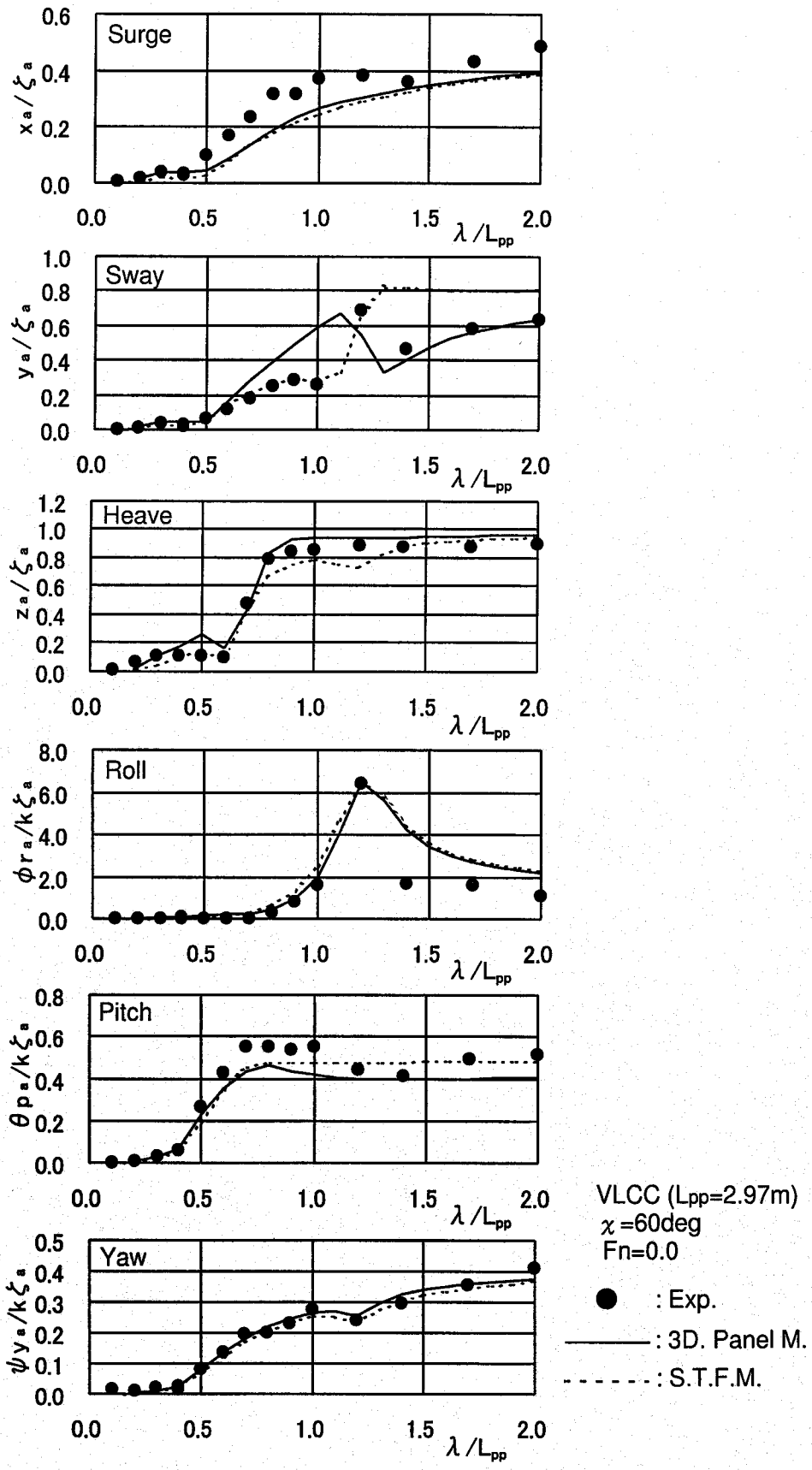


Figure 3.7: Amplitudes of ship motions at F_n=0.0, χ=60deg.

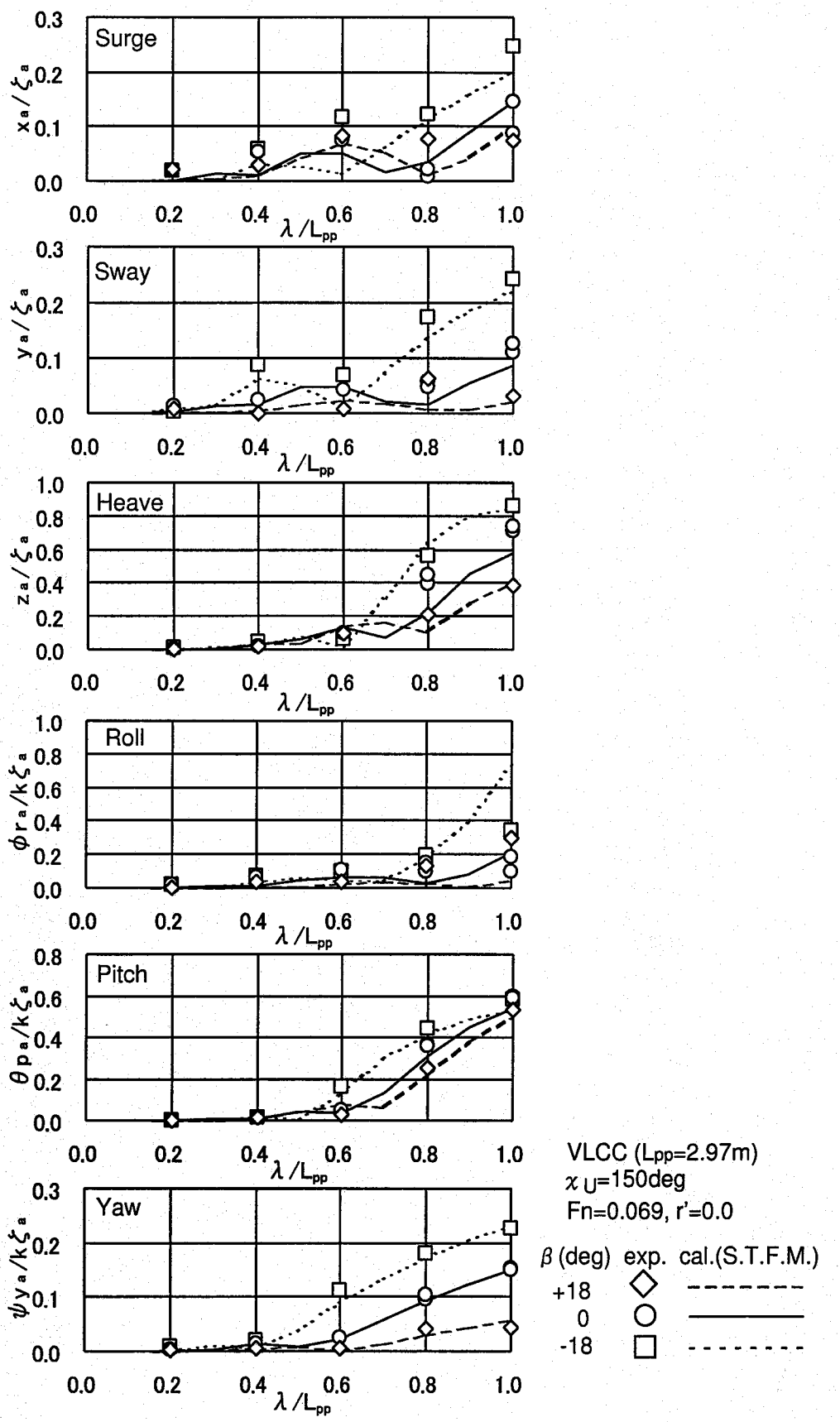


Figure 3.8: Amplitudes of ship motions in oblique condition (F_n=0.069, χ_U=150deg.).

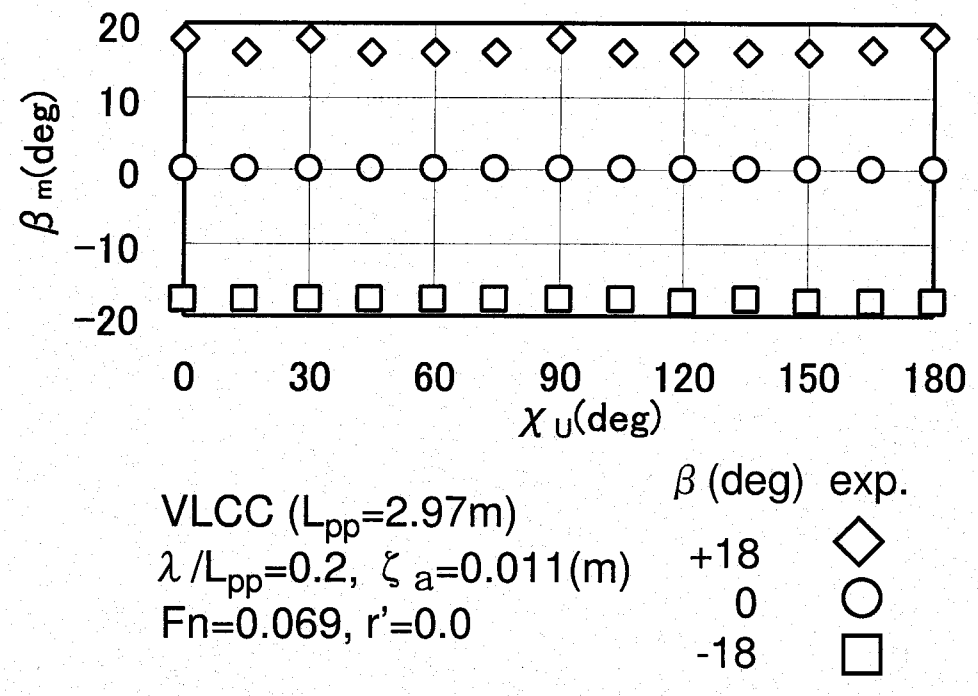


Figure 3.9: Oblique angle measured in oblique condition.

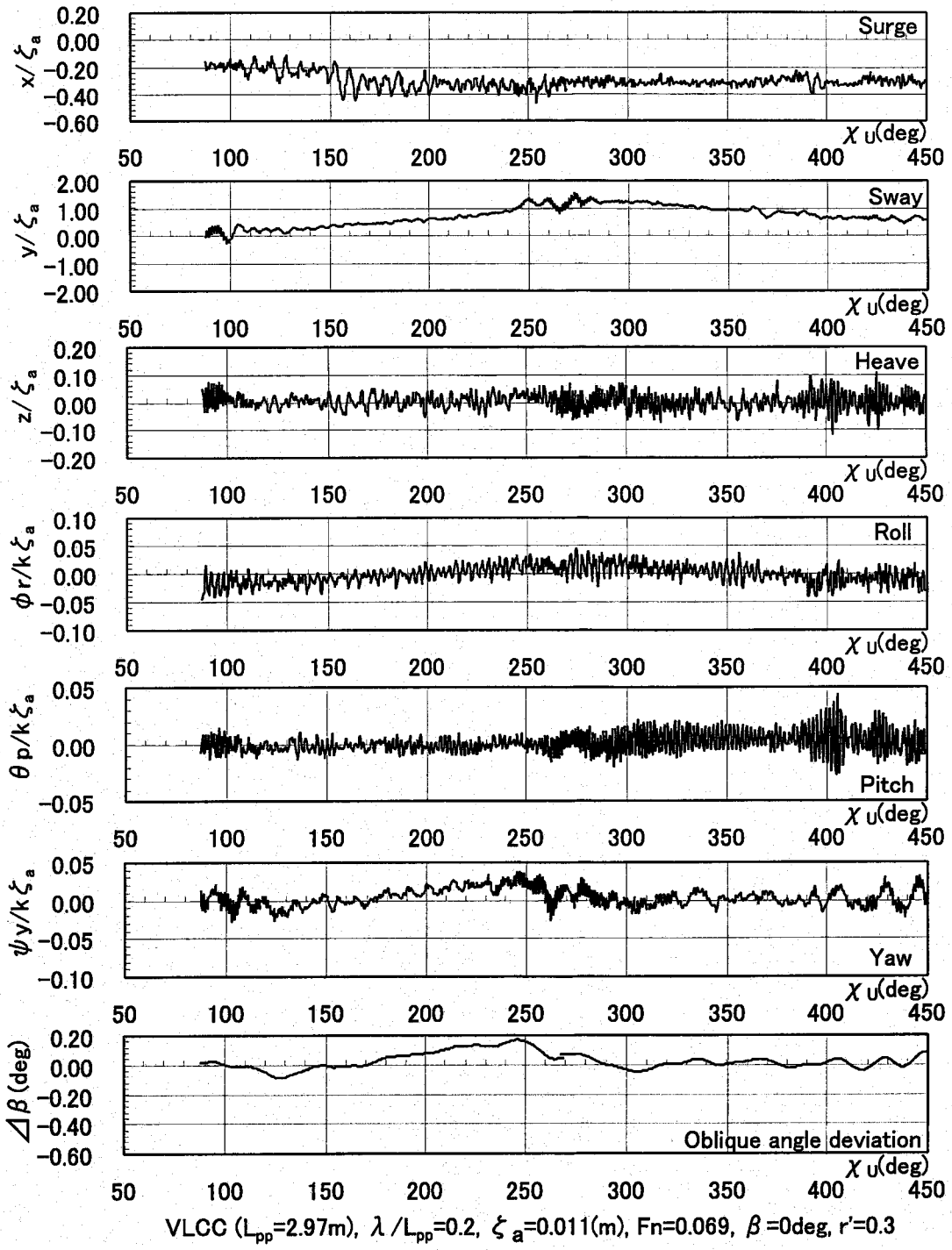


Figure 3.10: Ship motions in turning condition (r'=0.3, β=0deg.).

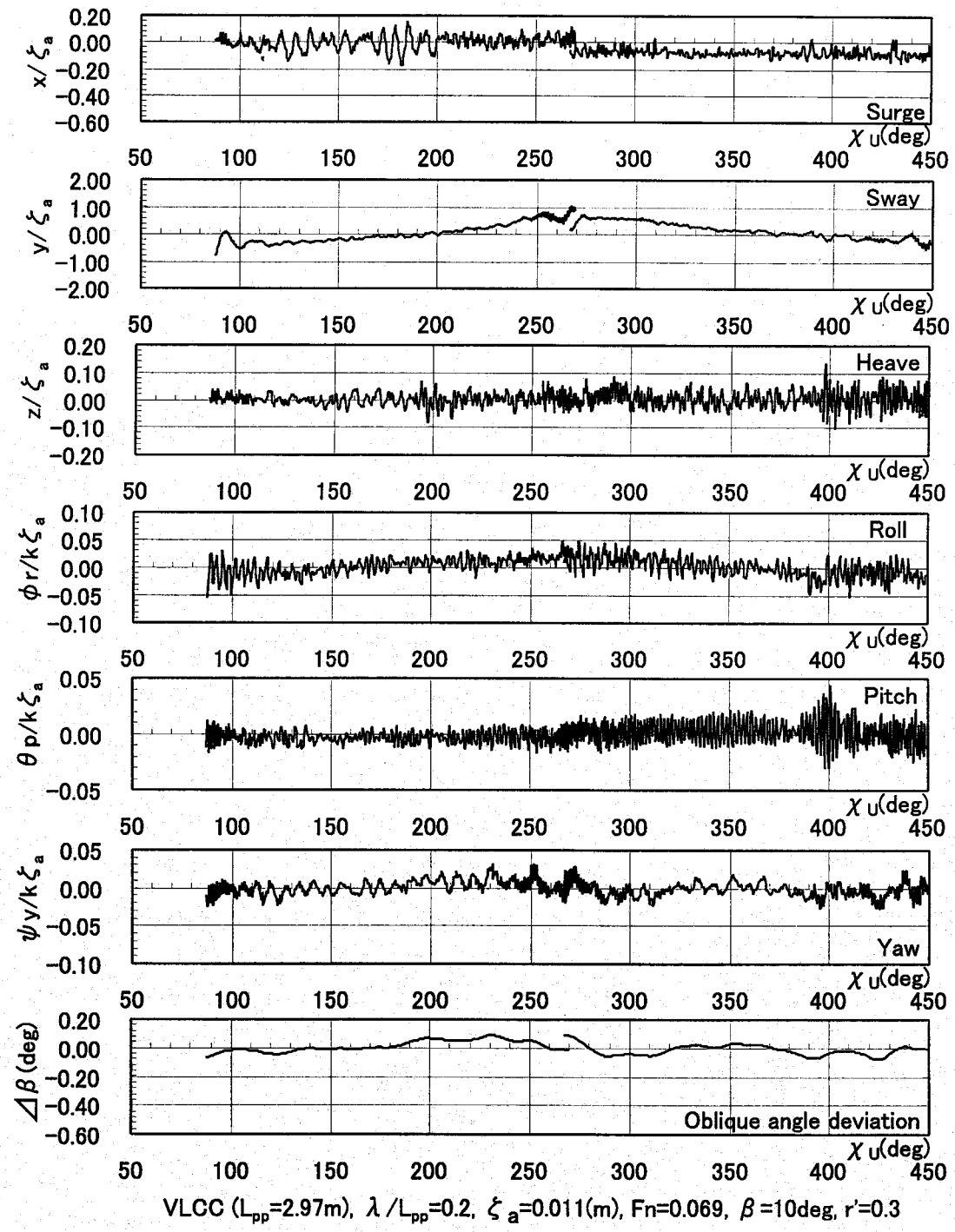


Figure 3.11: Ship motions in turning condition (r'=0.3, β=10deg.).

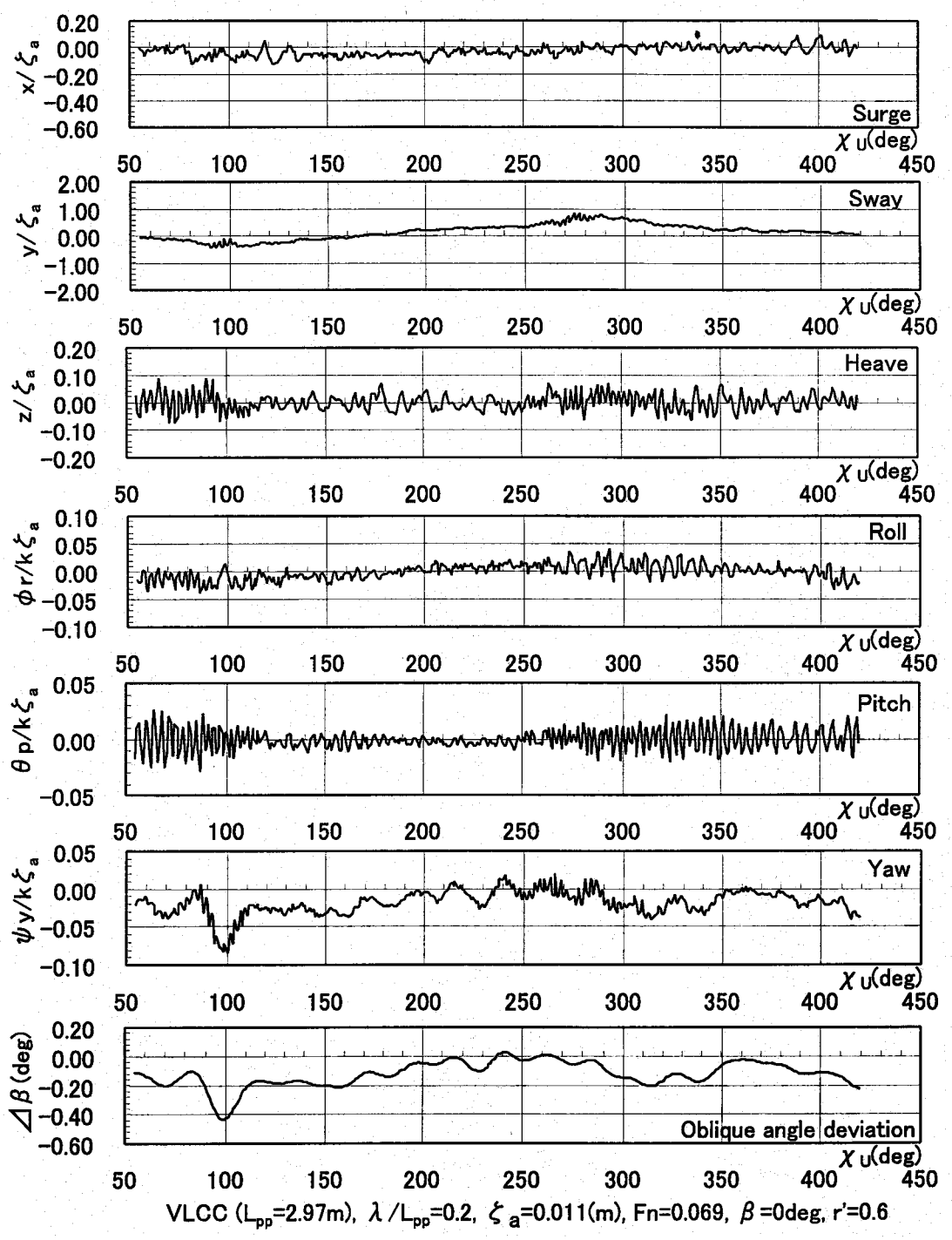


Figure 3.12: Ship motions in turning condition (r'=0.6, β=0deg.).

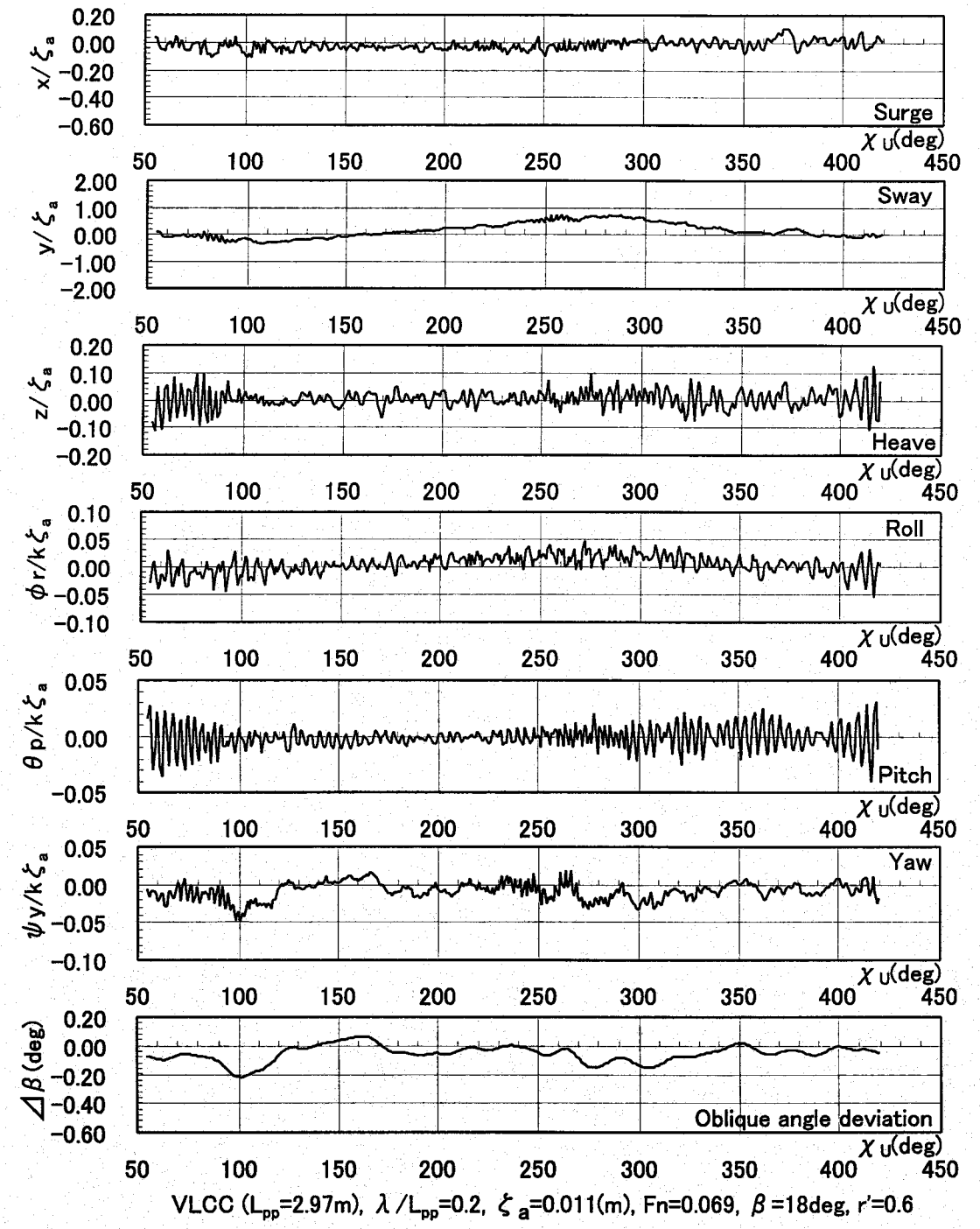
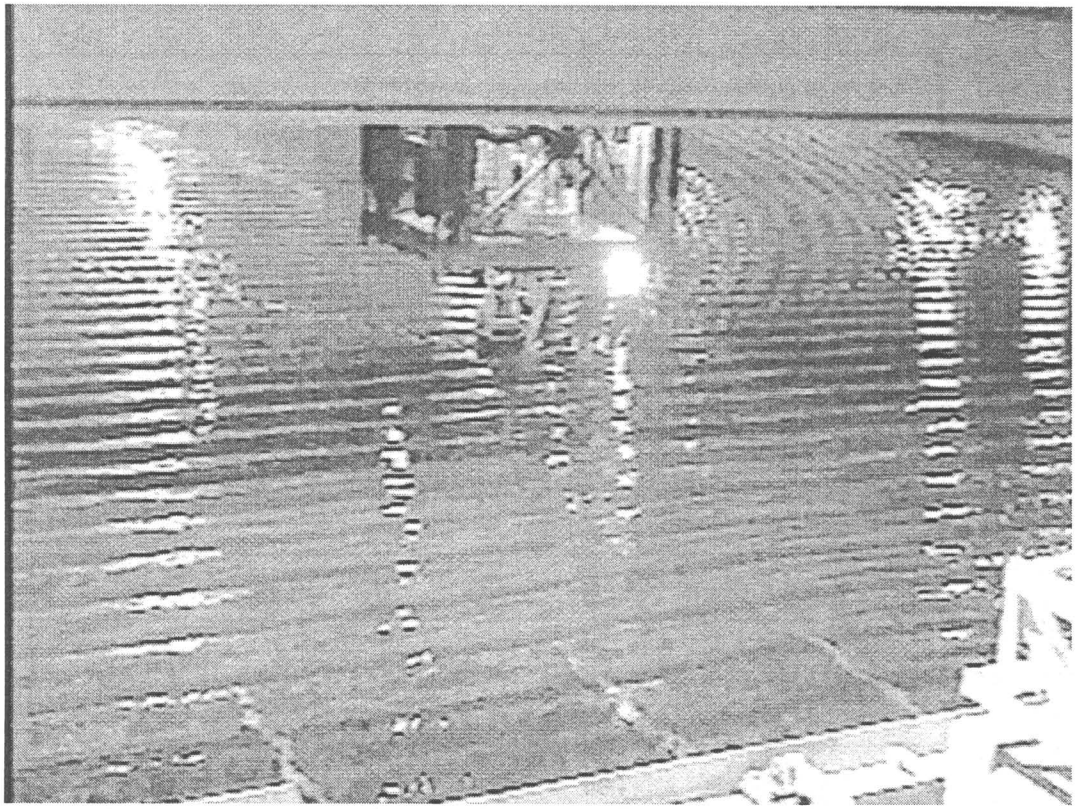


Figure 3.13: Ship motions in turning condition (r'=0.6, β=18deg.).



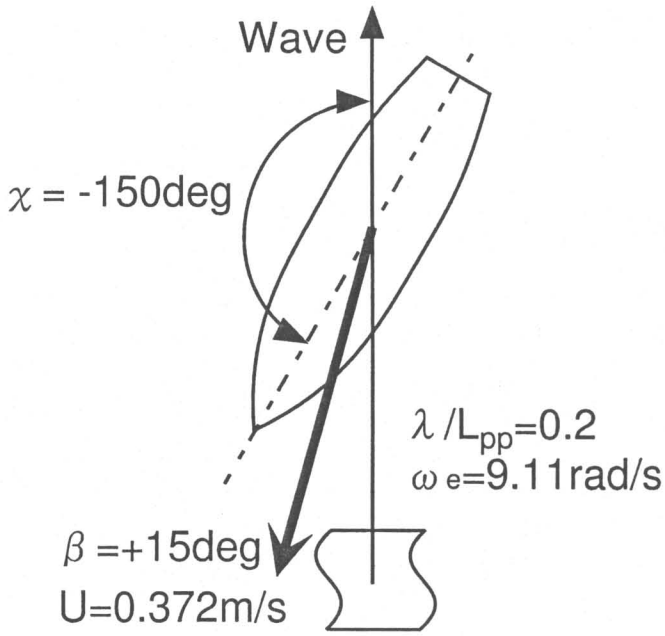
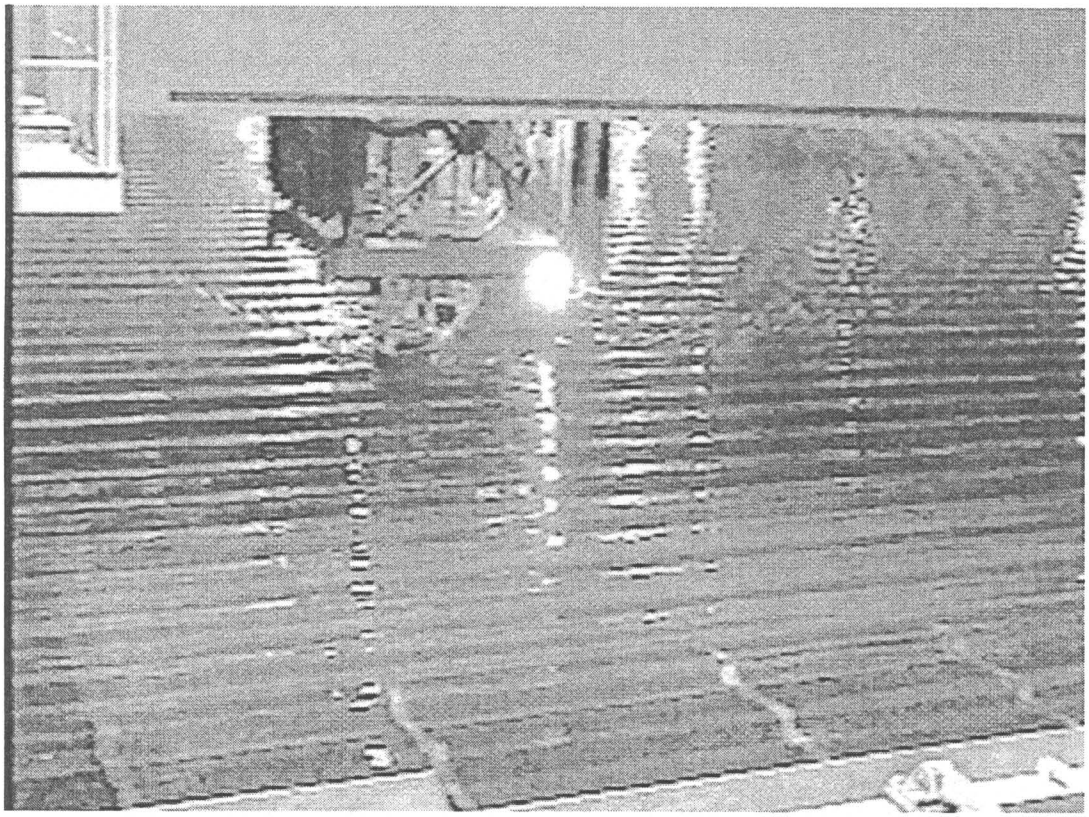


Figure 3.14: Wave field around VLCC model ship in oblique condition; β=+15deg., U=0.372m/s, χ=−150deg., ω_e=9.11r/s, λ/L_{pp}=0.2, ζ_a=0.011(m), r'=0.0.



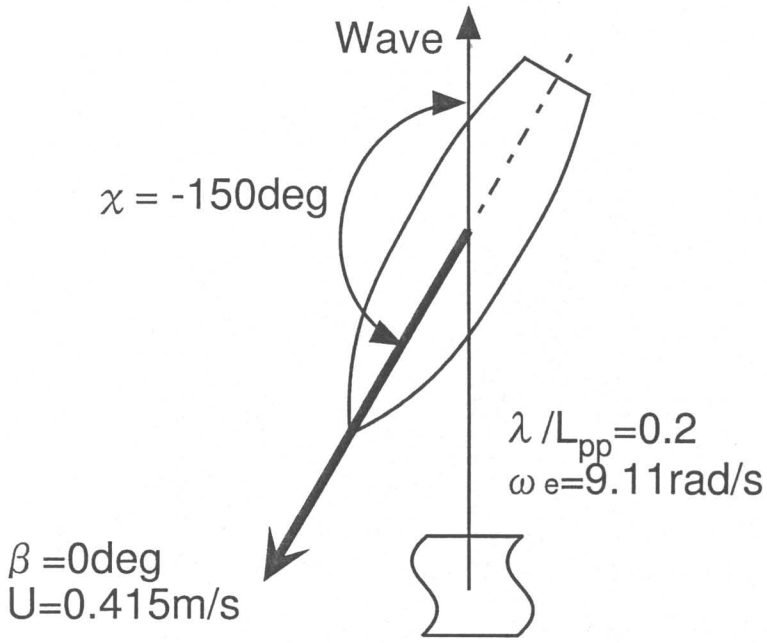
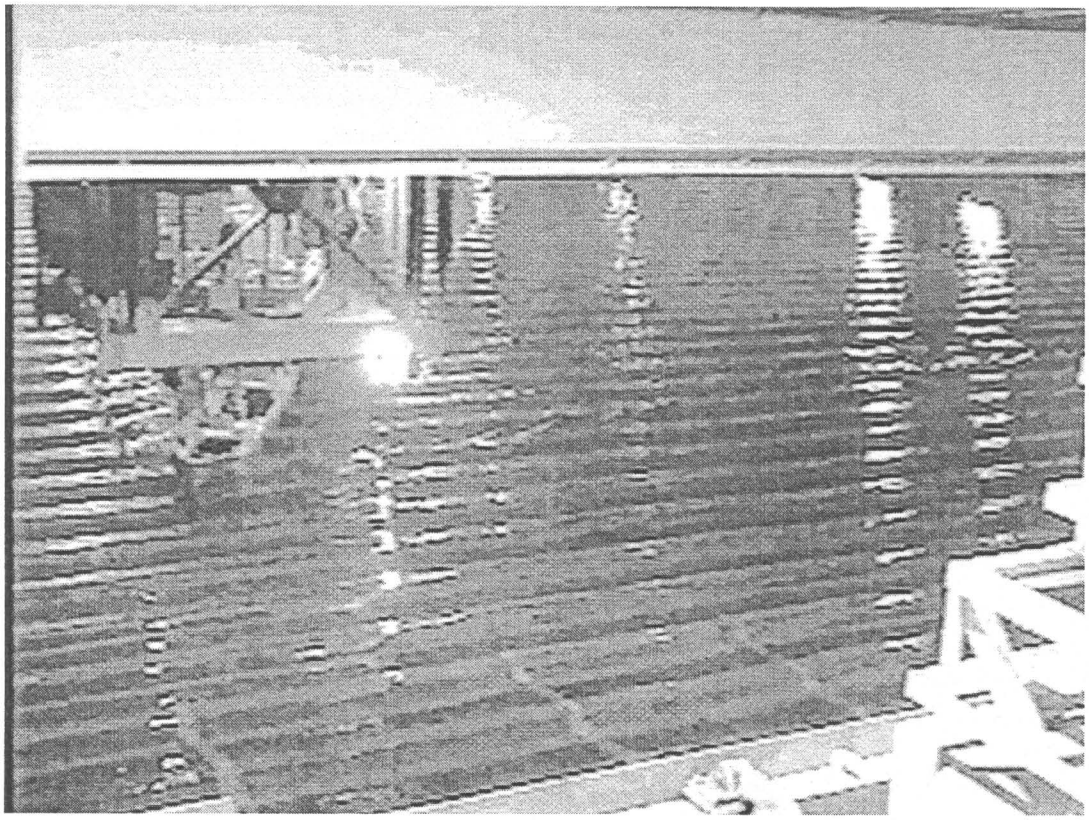


Figure 3.15: Wave field around VLCC model ship in oblique condition; β=0deg., U=0.415m/s, χ=−150deg., ω_e=9.11r/s, λ/L_{pp}=0.2, ζ_a=0.011(m), r'=0.0.



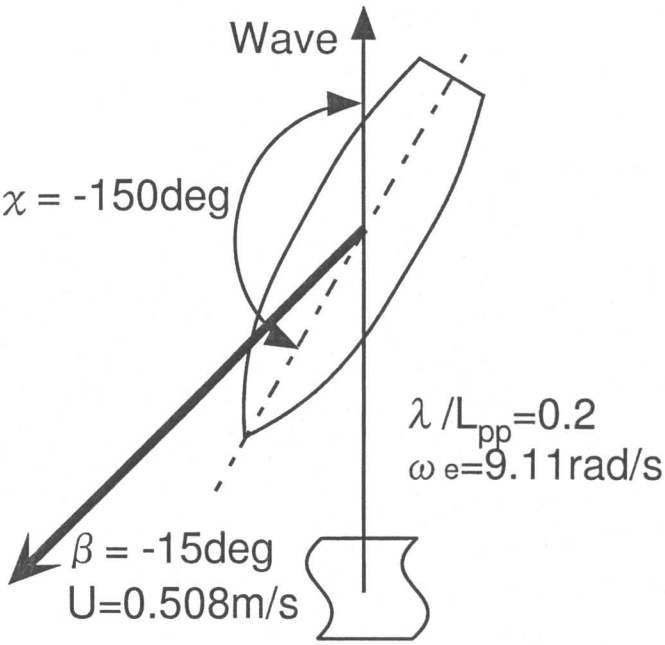


Figure 3.16: Wave field around VLCC model ship in oblique condition; β=−15deg., U=0.508m/s, χ=−150deg., ω_e=9.11r/s, λ/L_{pp}=0.2, ζ_a=0.011(m), r'=0.0.

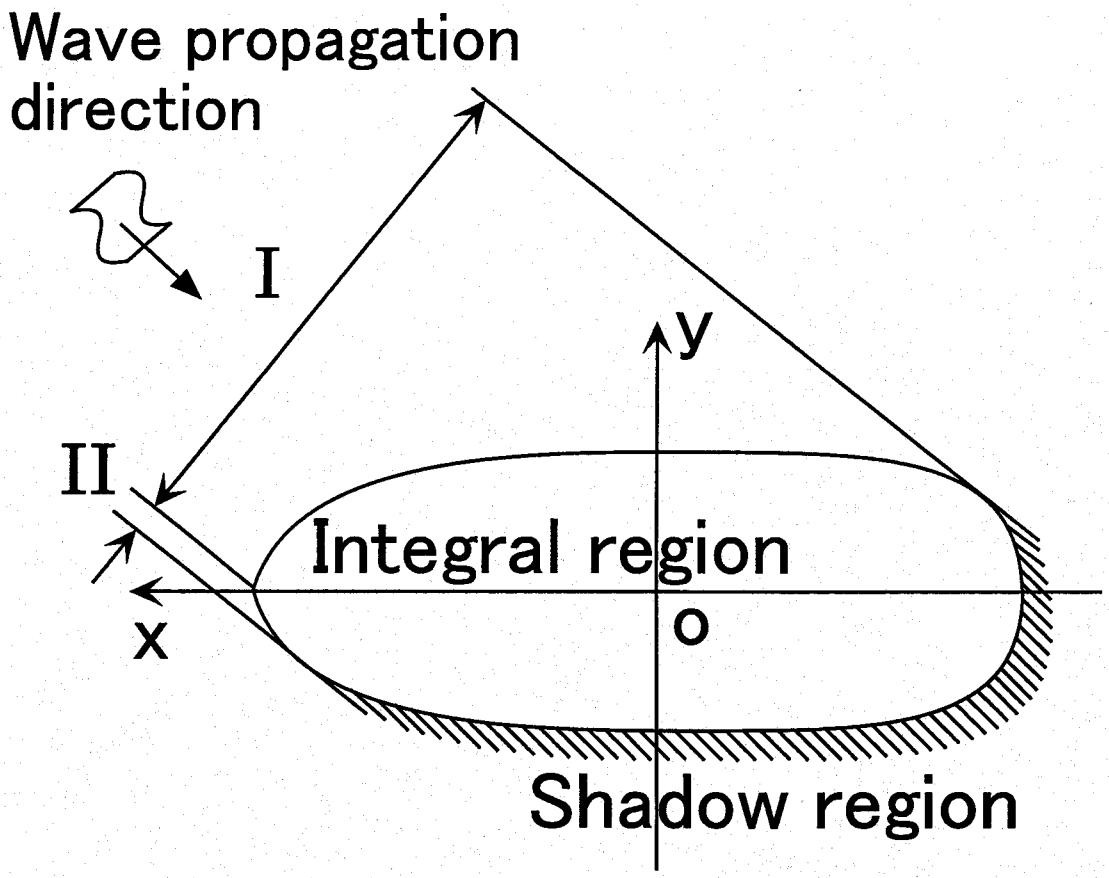


Figure 4.1: Integral region defined by Takahashi[44] and applied to Hirayama's method.

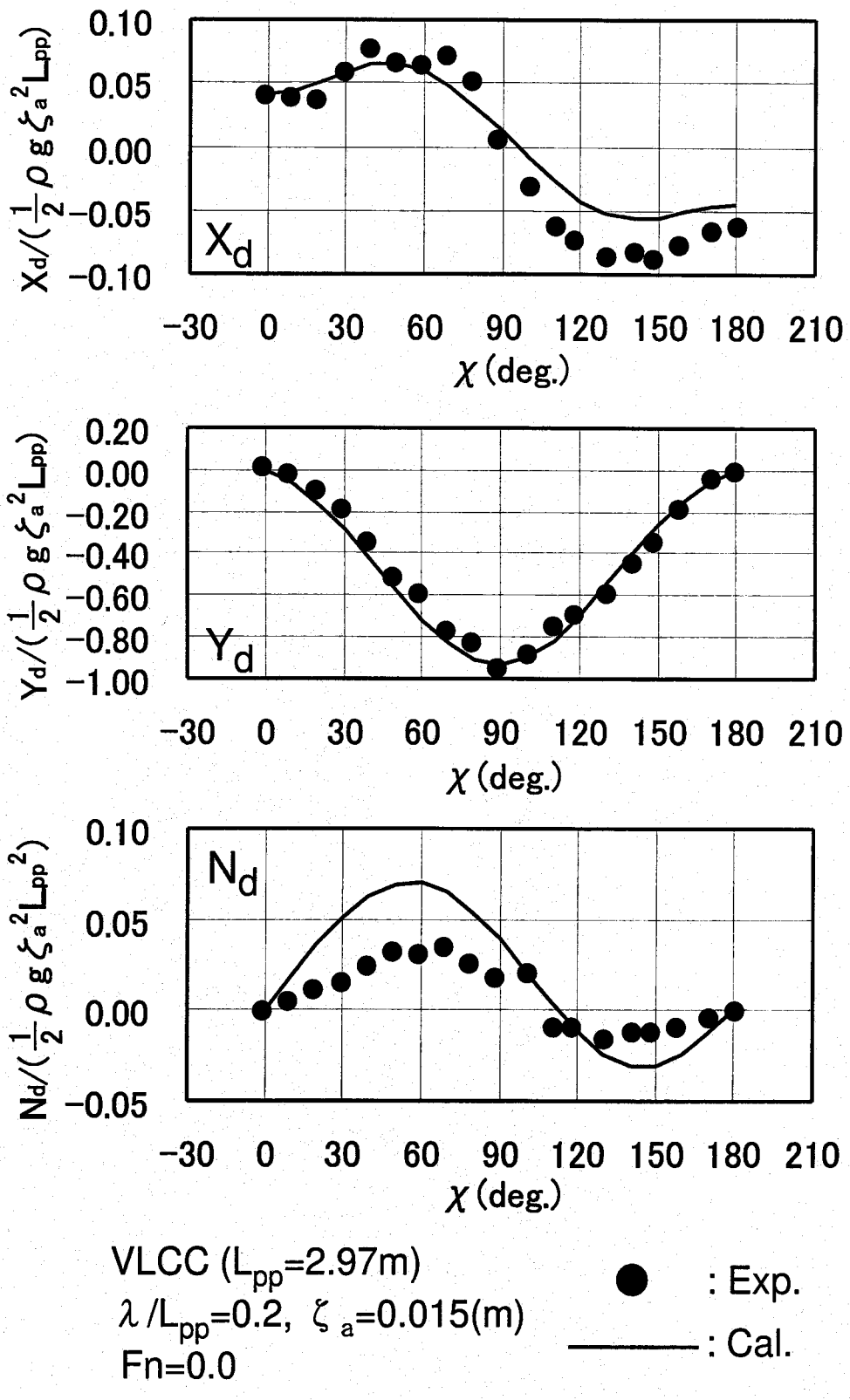


Figure 4.2: Steady wave forces and moment at F_n=0.0, λ/L_{pp}=0.2.

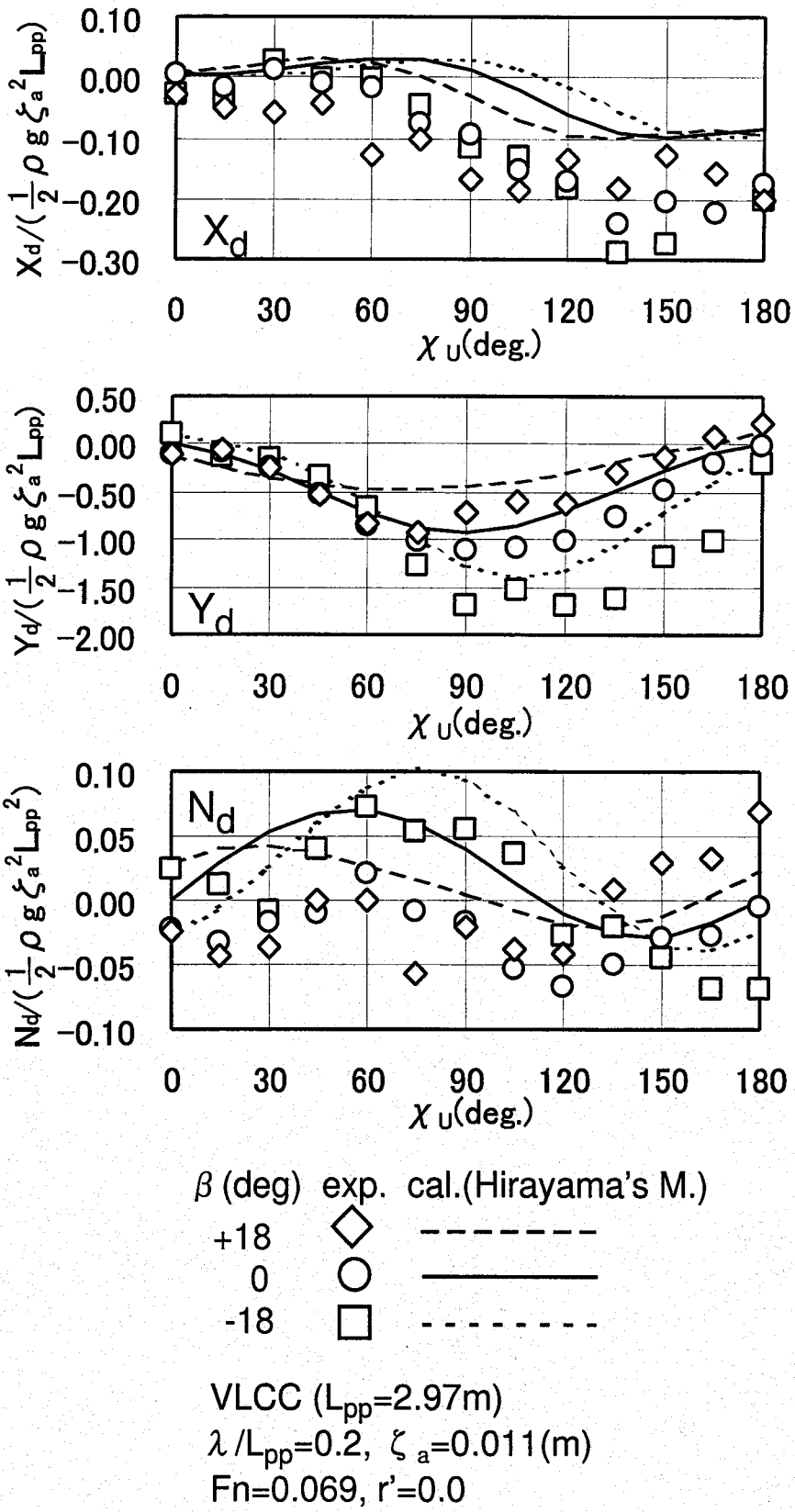


Figure 4.3: Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in oblique condition, λ/L_{pp}=0.2, calculated with Hirayama's method.

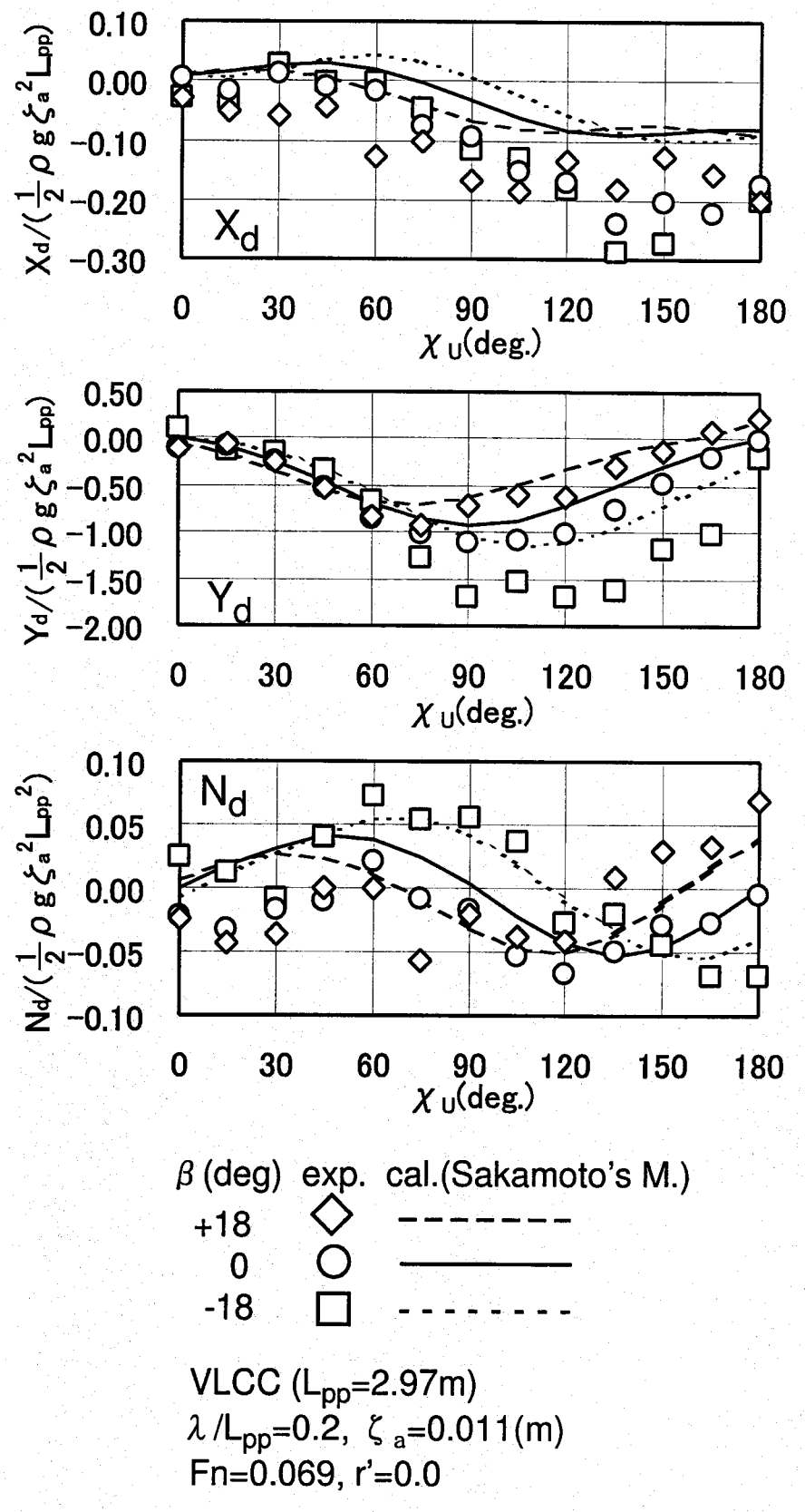


Figure 4.4: Steady wave forces and moment at F_n =0.069 in oblique condition, λ/L_{pp}=0.2, calculated with Sakamoto's method.

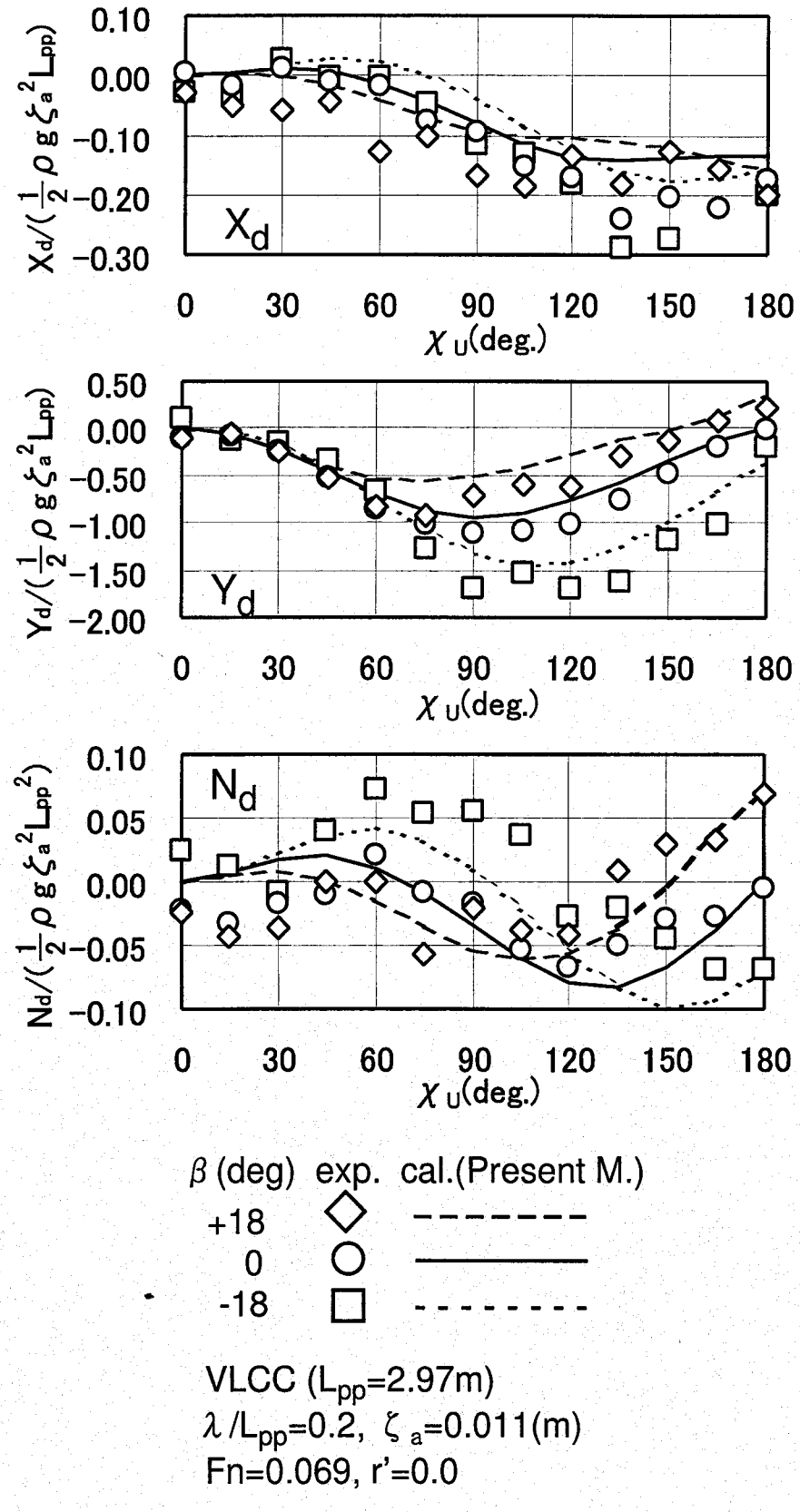


Figure 4.5: Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in oblique condition, λ/L_{pp}=0.2, calculated with Present method.

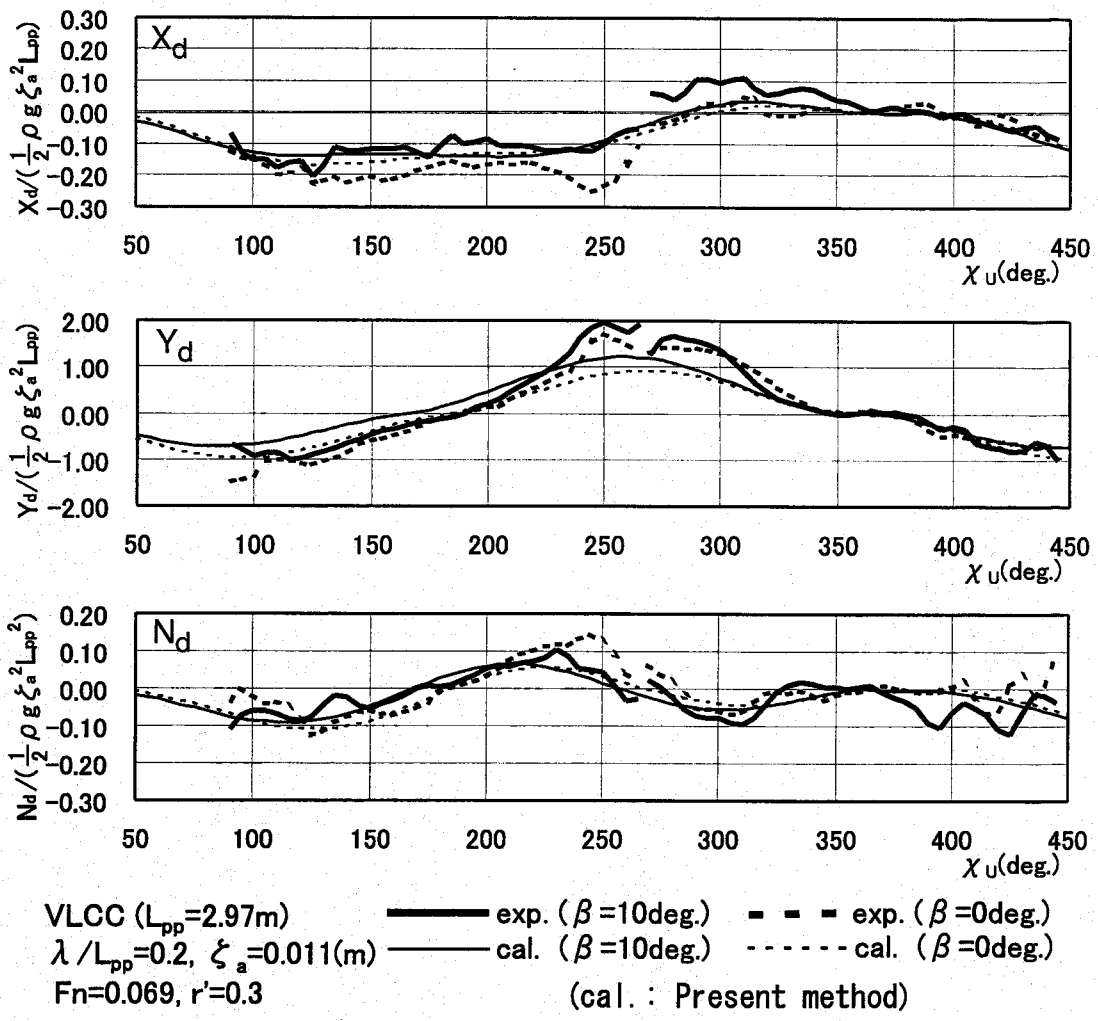


Figure 4.6: Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in turning condition with and without oblique angle, λ/L_{pp}=0.2, r'=0.3, calculated with Present method.

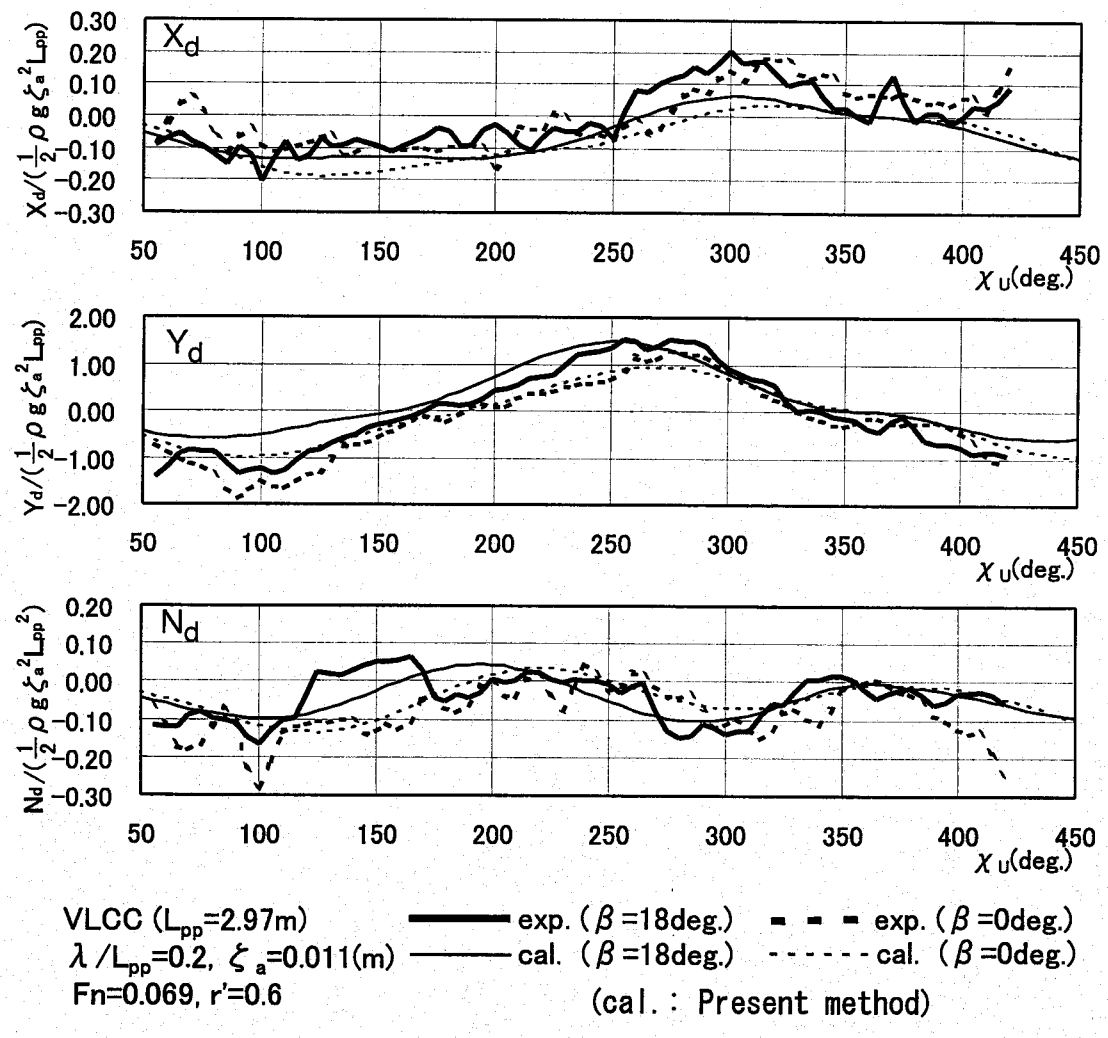


Figure 4.7: Steady wave forces and moment at F_n=0.069 in turning condition with and without oblique angle, λ/L_{pp}=0.2, r'=0.6, calculated with Present method.

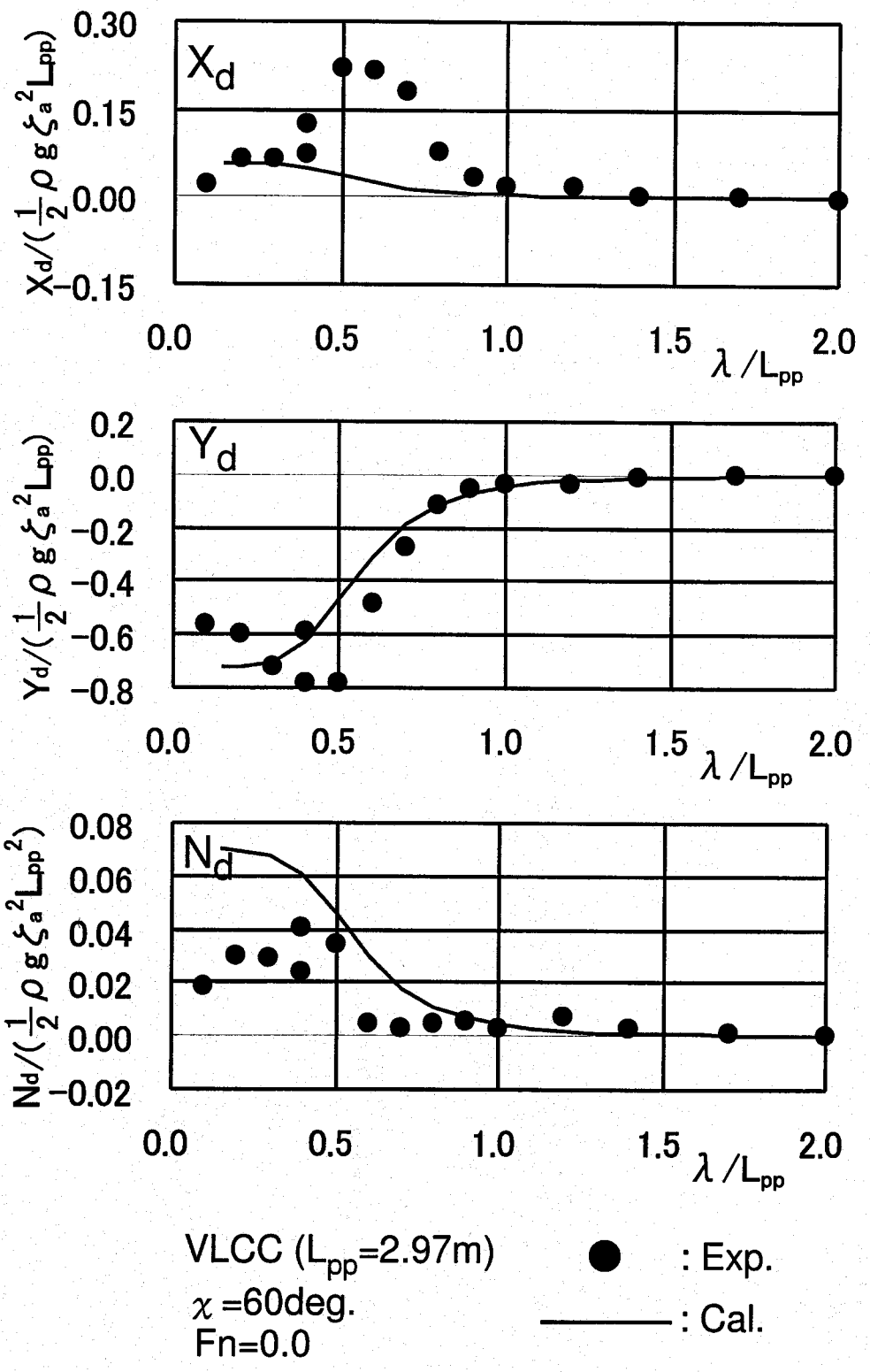


Figure 4.8: Steady wave forces and moment at $F_n = 0.0$, χ=60deg., calculated with Present method.

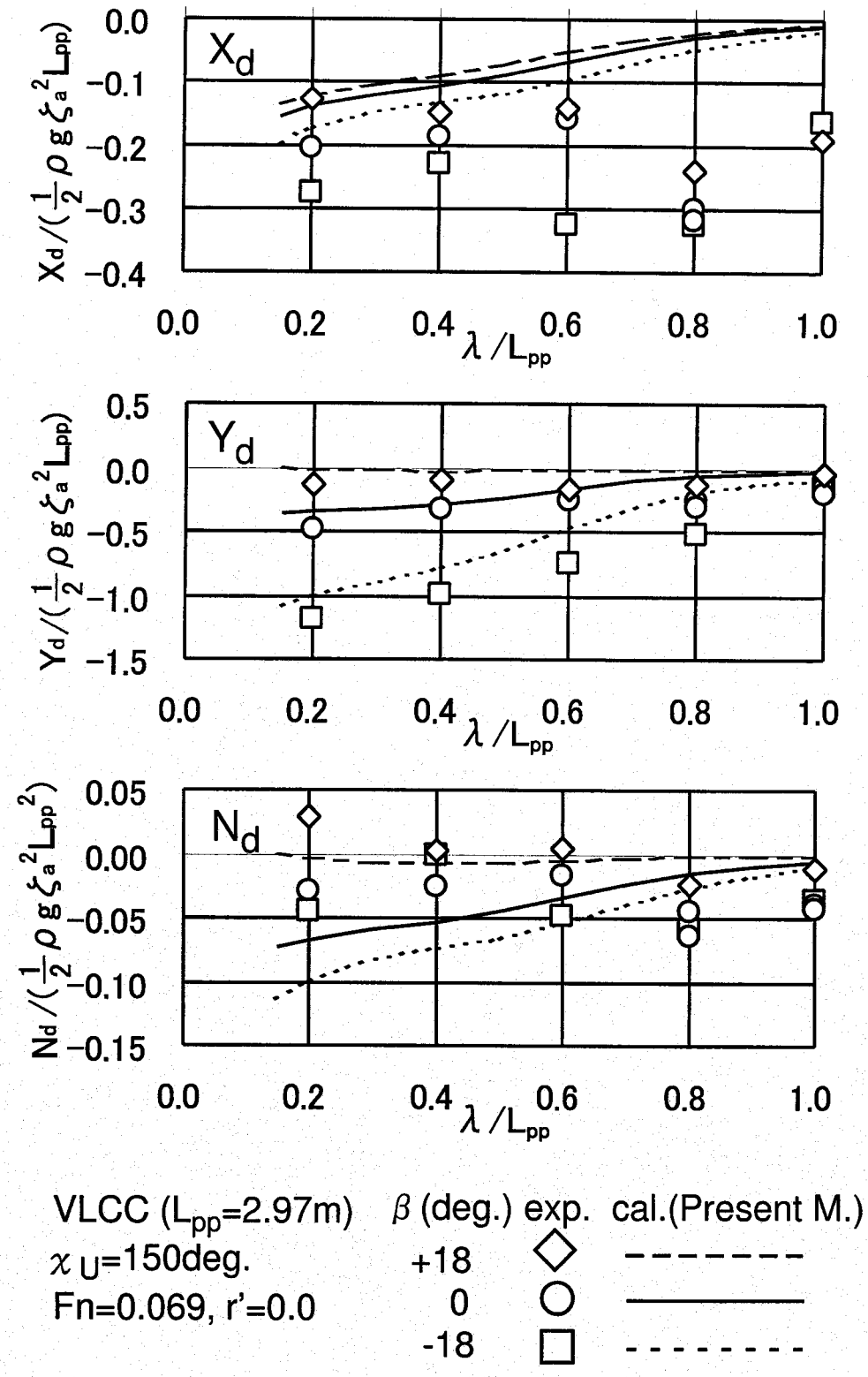


Figure 4.9: Steady wave forces and moment at $F_n = 0.069$ in oblique condition, χ_U=150deg., calculated with Present method.

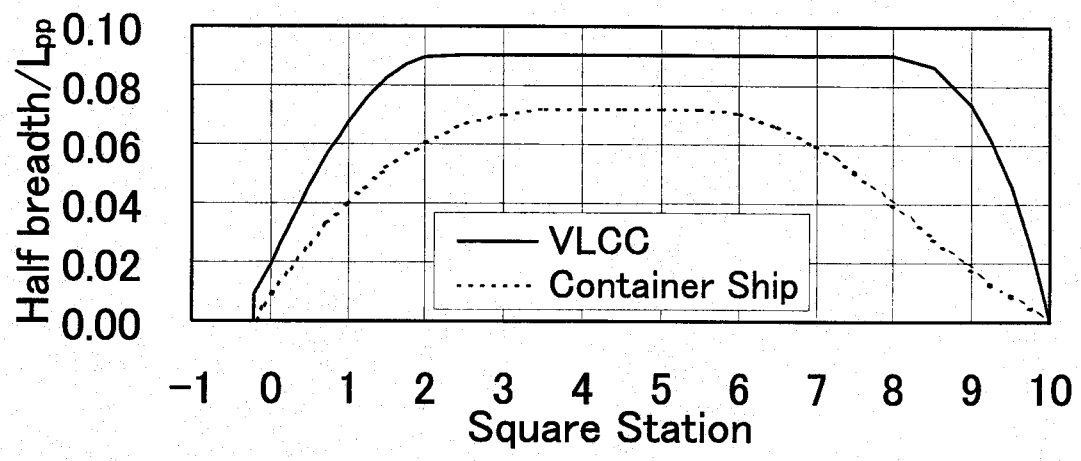


Figure 5.1: Water planes of a VLCC and a Container ship.

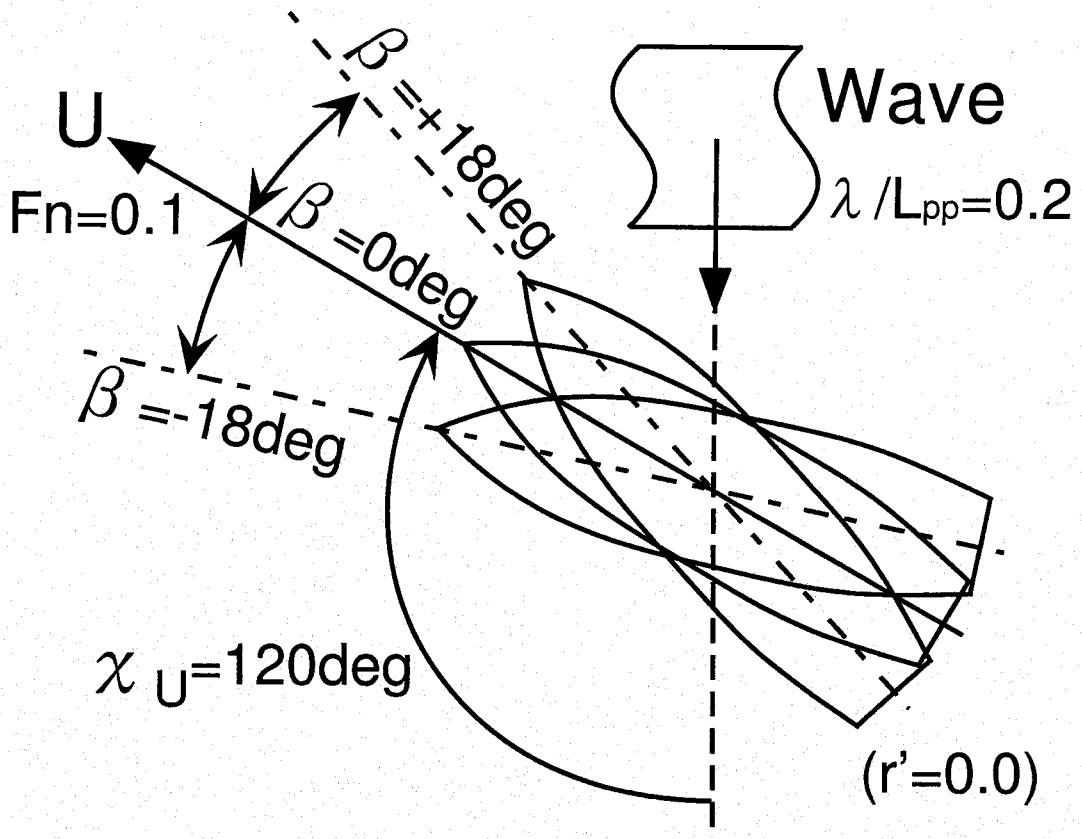
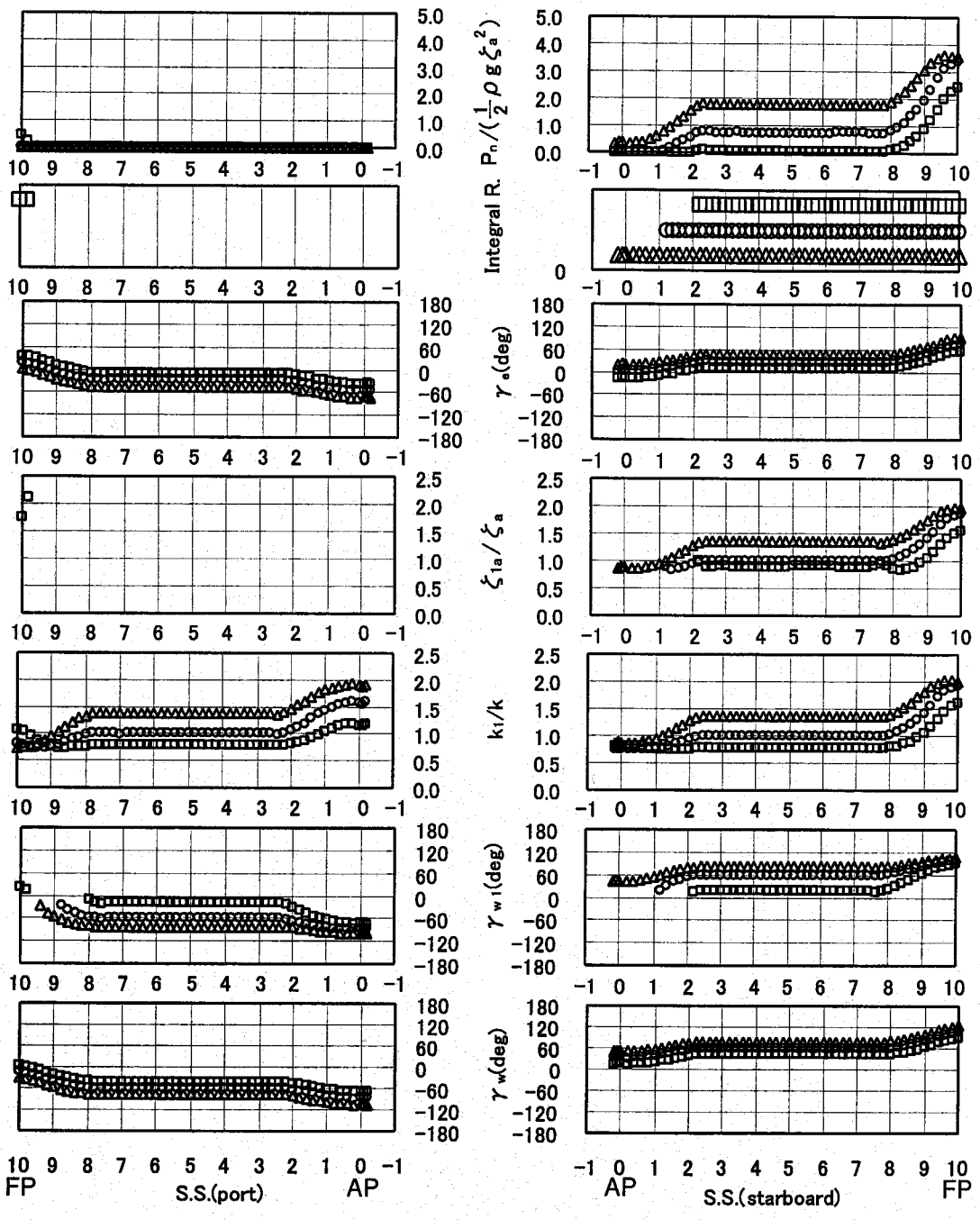


Figure 5.2: Comparative calculation conditions for distributions of the local wave field characteristics in oblique motion.



VLCC
Fn=0.1, r'=0.0, λ/L_{pp}=0.2, χ_U=120deg
□: β=+18deg, ○: β=0deg, △: β=−18deg

Figure 5.3: Distributions of the local wave field characteristics in oblique motion (VLCC, χ_U=120deg.).

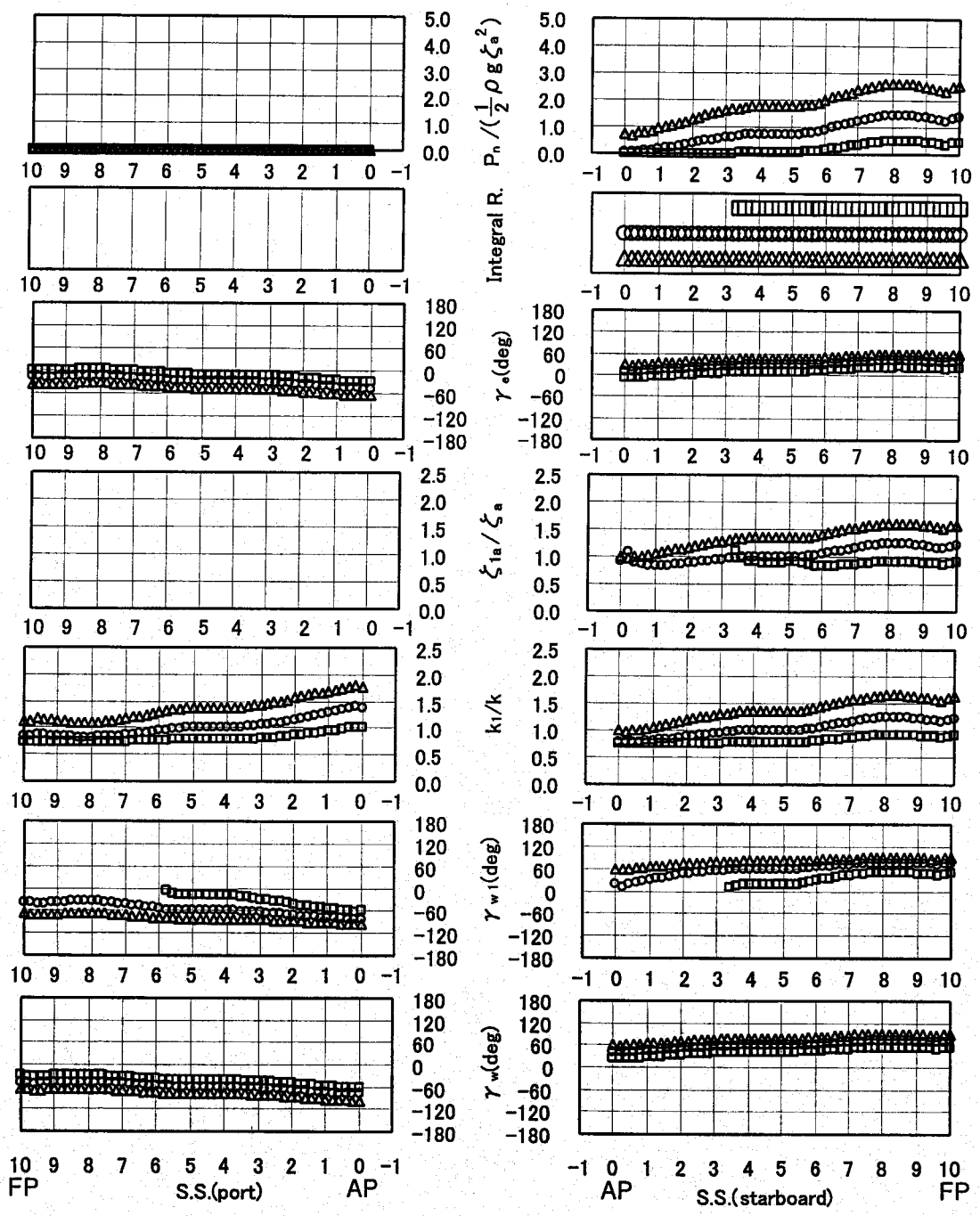


Figure 5.4: Distributions of the local wave field characteristics in oblique motion (Container ship, χ_U=120deg.).

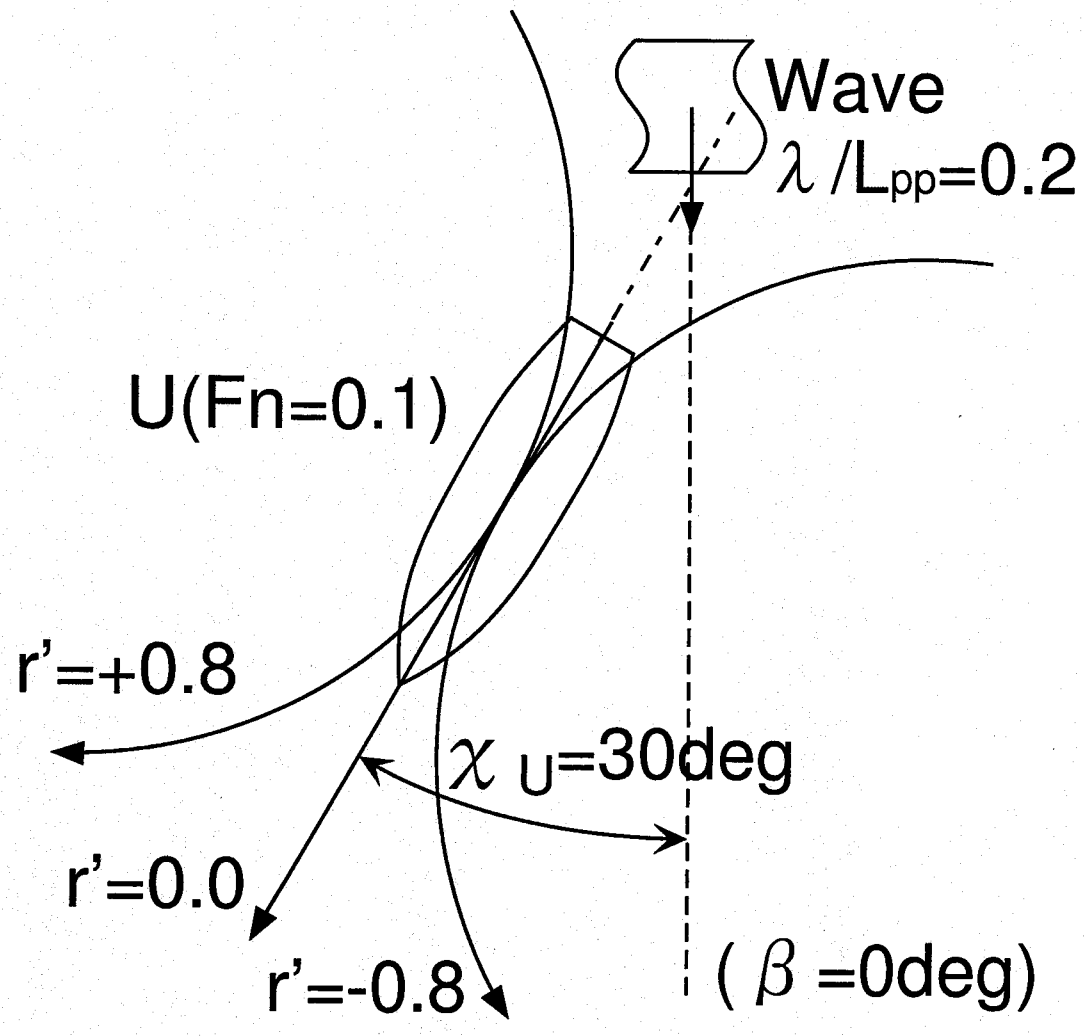


Figure 5.5: Comparative calculation conditions for distributions of the local wave field characteristics in turning motion.

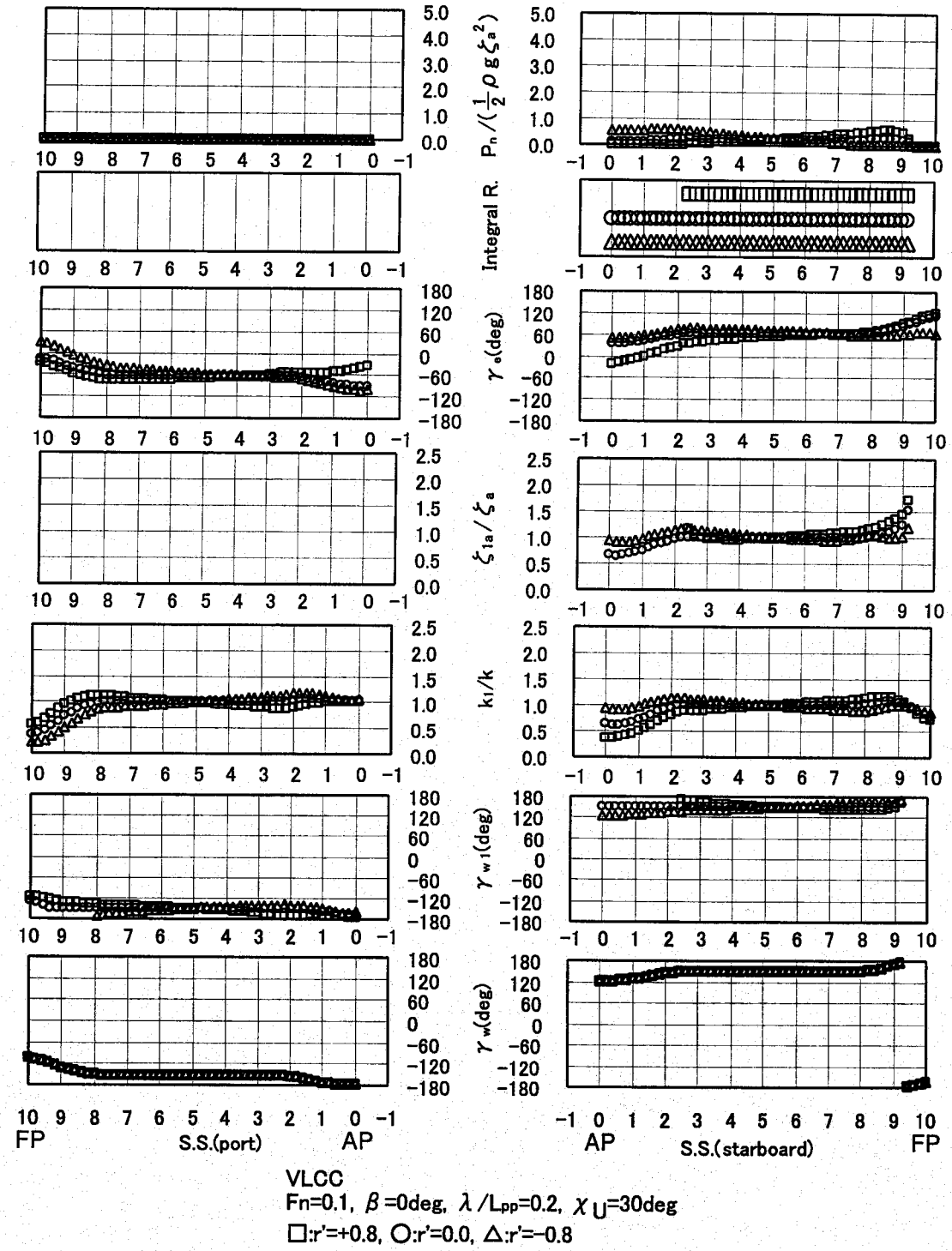


Figure 5.6: Distributions of the local wave field characteristics in turning motion (VLCC, χ_U=30deg.).

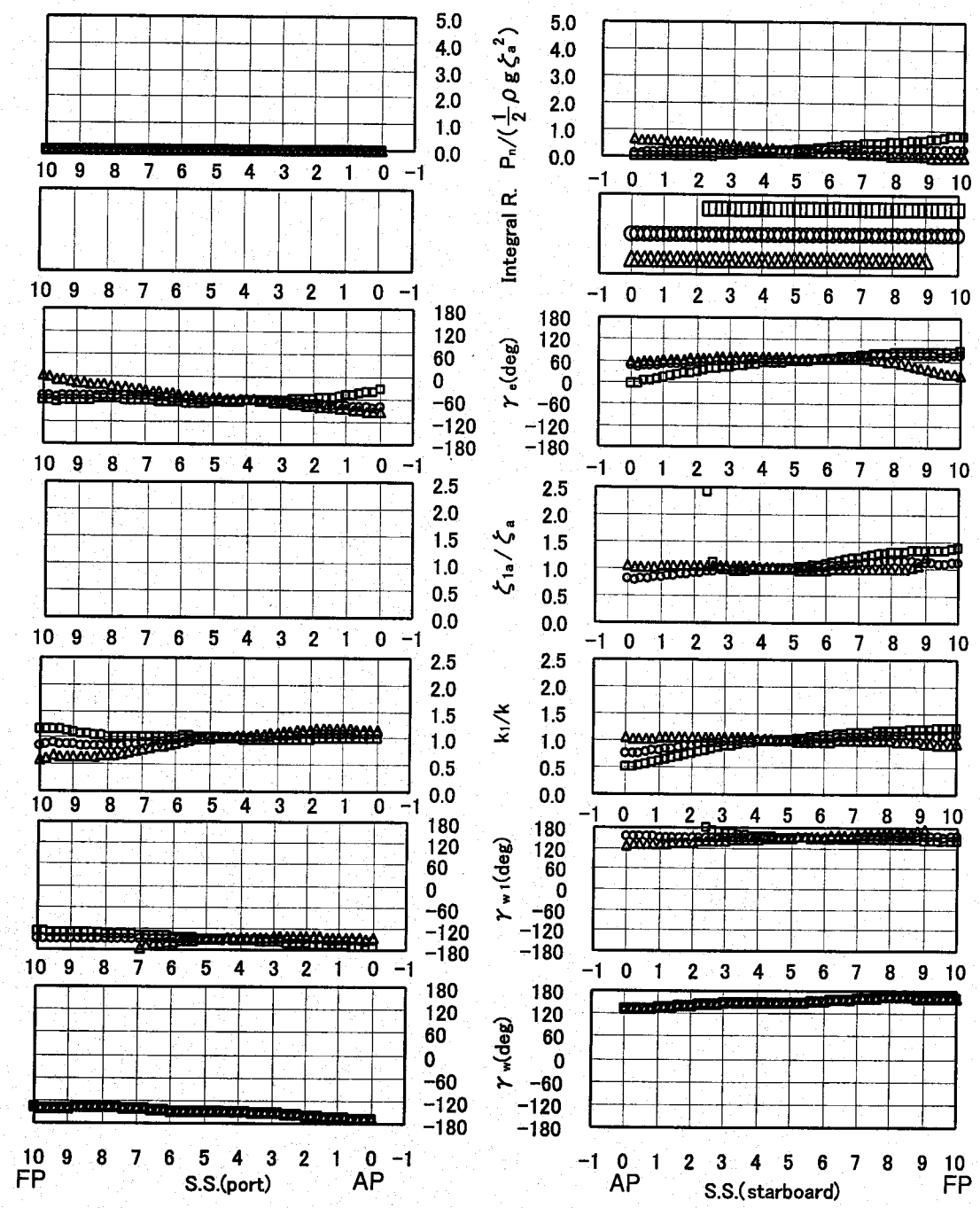


Figure 5.7: Distributions of the local wave field characteristics in turning motion (Container ship, χ_U=30deg.).

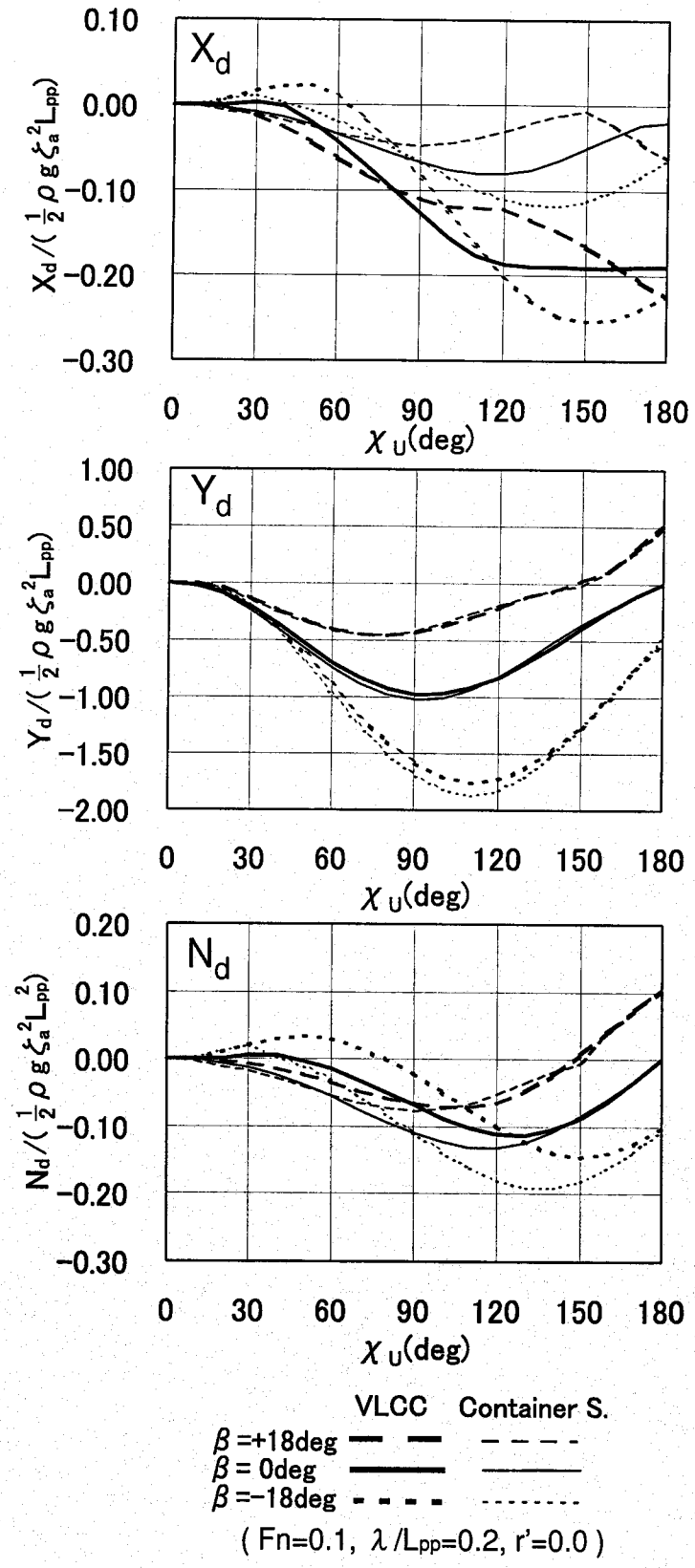


Figure 5.8: Hull form effect on steady wave forces and moment in oblique motion.

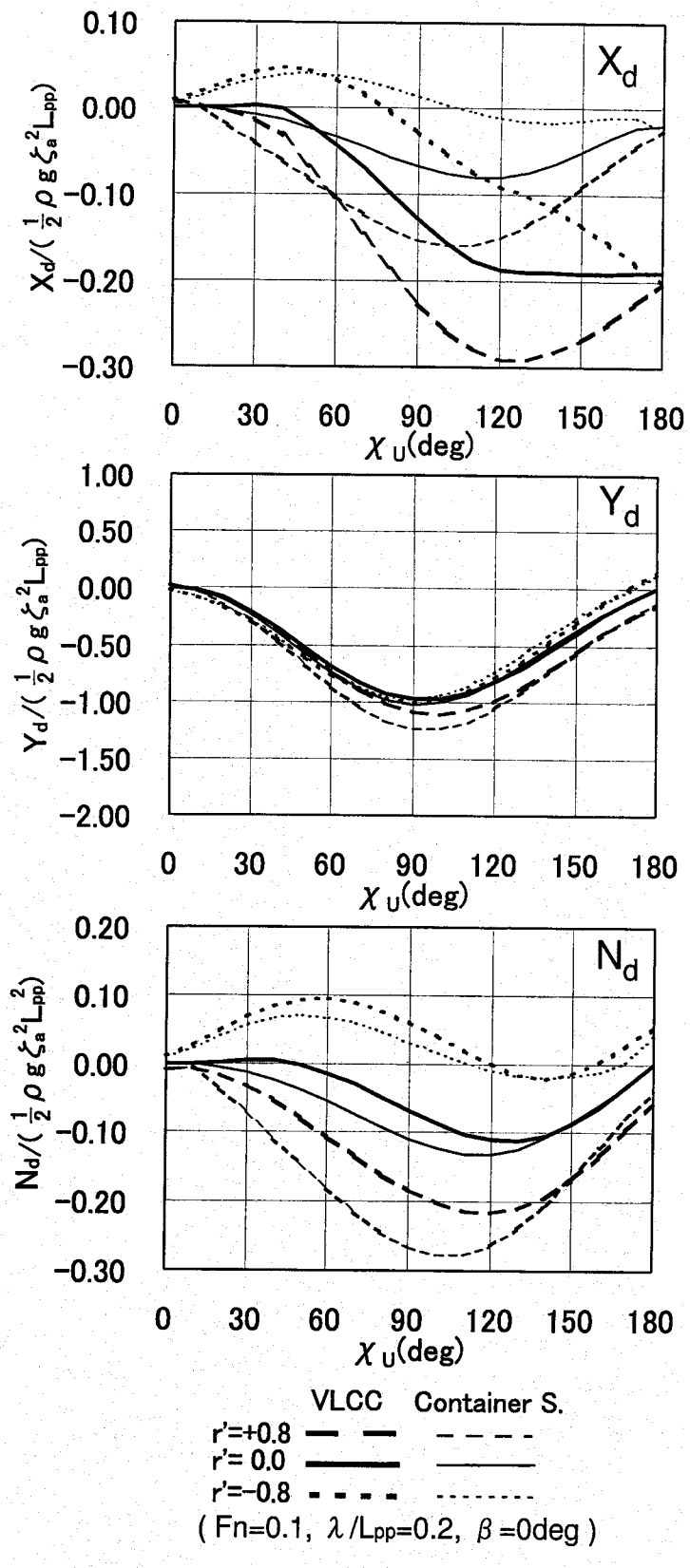


Figure 5.9: Hull form effect on steady wave forces and moment in turning motion.

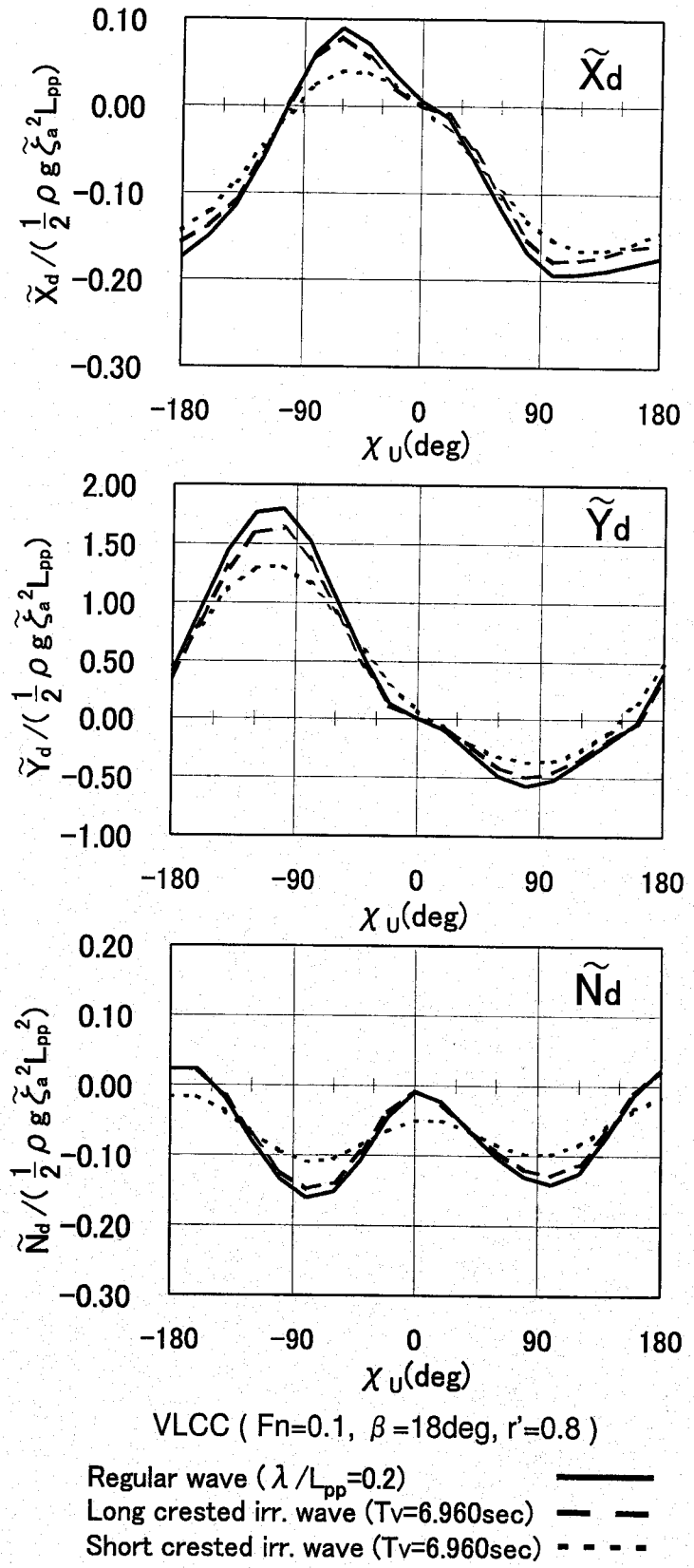


Figure 5.10: Hull form effect on steady wave forces and moment in irregular waves (VLCC).

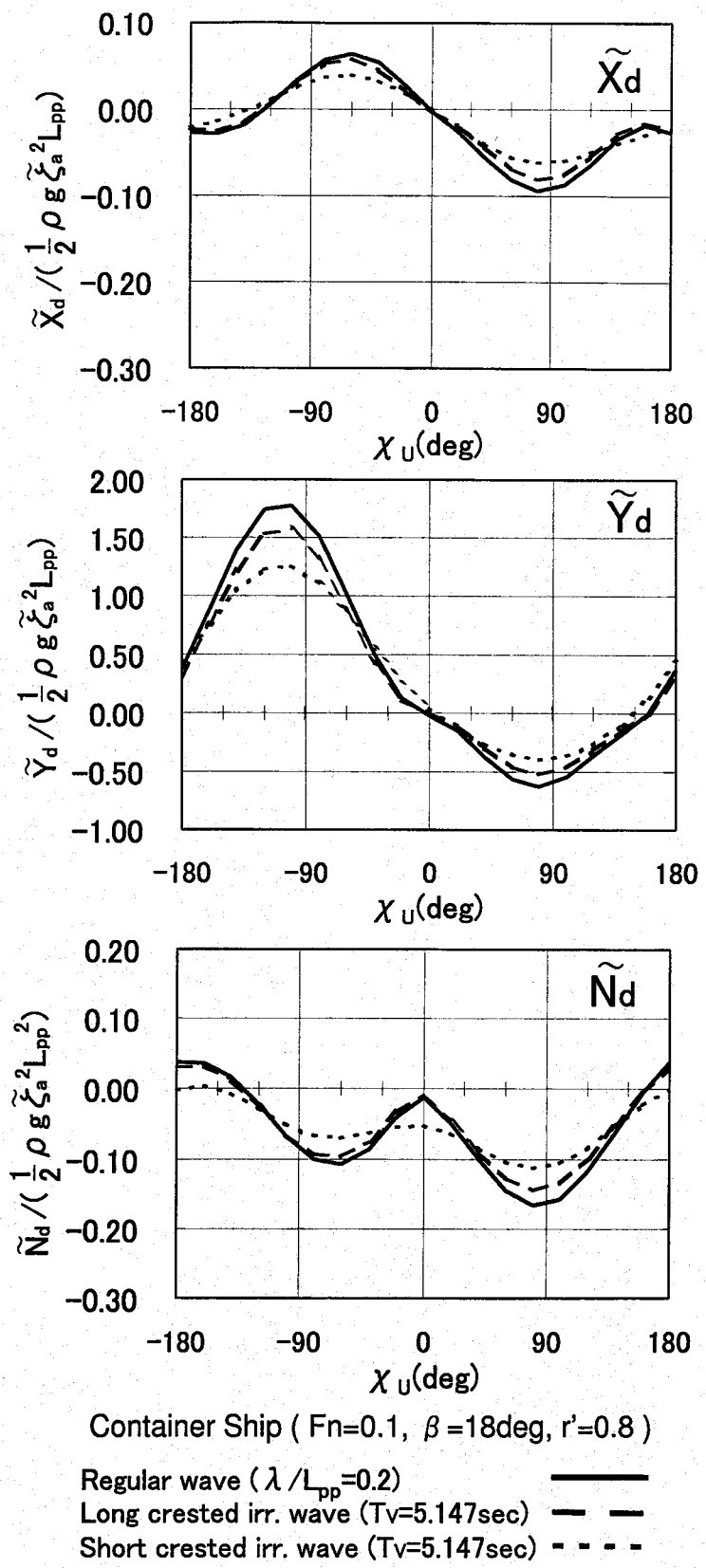


Figure 5.11: Hull form effect on steady wave forces and moment in irregular waves (Container ship).