

多方向不規則波の発生と
その応用に関する研究

平成4年3月

平 石 哲 也

多方向不規則波の発生とその応用に関する研究

目 次

ページ

第1章 序論	3
第1節 研究の目的	3
第2節 研究の概要	6
〈参考文献〉	7
第2章 多方向不規則波の発生と発生波の特性	11
第1節 概説	11
第2節 多方向不規則波の発生原理	13
第3節 多方向不規則波の造波信号作成法	20
第4節 発生波の計測法	45
第5節 多方向不規則波造波装置の構成	54
第6節 発生波の特性	61
第7節 多方向不規則波の有効造波領域の広域化	75
第8節 結語	87
〈参考文献〉	88
第3章 多方向不規則波の浅水変形と砕波	94
第1節 概説	94
第2節 一様海浜における多方向不規則波の変形	95
第3節 円形リーフによる多方向不規則波の変形	110
第4節 砕波変形計算法の多方向不規則波への適用性	115
第5節 結語	125
〈参考文献〉	126

第4章 多方向不規則波による海象観測用船型ブイの運動	129
第1節 概説	129
第2節 船型ブイの形状と実験方法	130
第3節 単一方向波中における船型ブイの波浪応答特性	143
第4節 多方向不規則波による船型ブイの運動	146
第5節 船型ブイの現地における海象観測精度	153
第6節 結語	167
(参考文献)	169
第5章 多方向不規則波中におけるブイ係留船舶の挙動	172
第1節 概説	172
第2節 現地観測におけるブイ係留船舶の挙動	175
第3節 係留船舶の運動に関する実験装置と実験方法	184
第4節 風による係留船舶の運動特性	198
第5節 一方向不規則波による係留船舶の運動特性	264
第6節 多方向不規則波による係留船舶の運動特性	277
第7節 結語	286
(参考文献)	289
第6章 結論	293

第1章 序論

第1節 研究の目的

港湾構造物の設計における主要な外力は、海の波である。実際の海の波は、波峯線が短く切れた”切れ波”で、”短頂波”とも呼ばれ、これは、さまざまな方向からの波が重なり合うことによって生じる現象であると考えられている (Cartwright, 1962)。海の波のように、このような多方向性を持つ波は”多方向不規則波”とも呼ばれている。これに対して、実験室で造波された波のように、波峯線が直線状に長くつながり、波の進行方向が一定で波高と波長だけが不規則に変動する波は”単一方向不規則波”と言われている。海の波が沖合いから浅水域へ伝播してくると、それを構成する成分波は、屈折によってその波向が変化し、汀線にはほぼ直角に入射するようになる (合田・鈴木, 1975)。その結果、浅い海域では、海の波の波峯線は汀線に平行に長くつながるようになる。このことは、比較的水深の深い沖合いで、多方向不規則波としての性質が強く、水深が浅い海域に伝播してくるに従って単一方向不規則波としての性質に近づくことを示している。

従来の防波堤、護岸、係船用岸壁、堤防等の海岸・港湾施設の多くは、汀線近傍あるいは水深の浅い海域に築造されてきた (田端ら, 1980、柳生ら, 1980、柴田ら, 1983)。このような海域では、作用する波が単一方向不規則波に近く、構造物に作用する波力、越波量等を推定するための水理模型実験において、単一方向波を作用させても、ほぼ正確な推定値を得ることができた。近年、釜石湾口防波堤のような大水深防波堤あるいは関西新空港島のような沖合人工島は、水深が数十メートル以上の海域に建設あるいは計画されるようになってきた。また、海底資源用プラットフォーム等の海洋構造物、ディスクスブイ等の海象観測施設は、水深数百メートルの深い海域に設置されている。このような水深の深い海域における港湾施設や海洋構造物の設計に当たっては、主要な外力である波浪を多方向不規則波として取り扱う必要がある。水理模型実験においても従来のような単一方向不規則波ではなく、多方向不規則波を作用させて検討することが重要となる。

大水深域における海洋構造物の設計において、海の波の多方向性を考慮した場合に、単一方向不規則波として波浪を取り扱った場合とどのような差が生じるかについては、Hackley (1979)、Huntington and Gilbert (1979)の海中に孤立した円柱に作用する波力の解析結果があり、それによると、波の方向分散性の影響により作用波力の極大値が、多方向波を作用させた場合に、一方向波を作用させた場合に比べて小さくなることが指摘されている。Berge (1981)は、固定海洋プラットフォームに作用する波浪荷重が非常に大きいことから、

推定精度を高めるためにも多方向不規則波を用いた設計法が必要であることを示している。浮体構造物に関しては、Maedaら(1986)、前田・諸岡ら(1986)、前田・諸岡(1987)が、浮遊式海洋構造物を設計する際に、構造物本体ならびに係留系やライザー管等への多方向不規則波の影響を厳密に知ることが重要であることを指摘している。そして、多方向不規則波中での浮体構造物の運動を、成分波である単一方向不規則波によって励起される運動を線型的に重ね合わせることによって算定する手法を提案している。さらに、多方向不規則波の基本となる二方向二成分規則波を角水槽で造波して浮体の運動試験を実行し、単一方向の二成分規則波中の実験結果と比較している。その結果、特定の運動モードで、二方向二成分波中での運動応答が単一方向二成分波のそれよりも大きくなり、特に Yawing 運動でこの傾向が顕著に現れ、多方向不規則波中の実験でも同じ傾向が現れる可能性があることが明らかとなった。

浅海域における波の変形問題についても、泉宮(1985)が突堤や球面浅瀬がある海浜に対して屈折・回折による方向スペクトルの変形を理論的に検討し、方向集中度によって有義波高分布は変化し、一般的に、波の方向集中度が低下すると有義波高の分布が一様化されるという結論を示している。したがって、浅海域においても、複雑な地形を持つ海浜で海岸構造物の設計波を設定する場合には、単一方向波を用いると算定精度が低下する場合があることがわかる。

以上のように、海洋構造物の設計においては波の多方向性を考慮しなければならないことが、多くの研究者によって指摘されてきたにもかかわらず、海洋構造物の設計において多方向不規則波を用いることは一般的ではなかった。その大きな理由の一つは、多方向不規則波の測定法および解析法が確立されておらず、現地の海の波の多方向性を精度よく求めることができない、ということである。しかし、Longuet-Higgins(1957)、Barber(1963)によって、波の方向分散性を表す方向スペクトルの解析法が提案されて以来、多くの研究者がより優れた方向スペクトルの解析法を提案しており(Caponら, 1967、磯部・近藤, 1983、磯部・近藤・堀川, 1984、小舟・橋本, 1985、Nowogu, 1989、橋本, 1987)、実用的に問題がない程度までその推定精度は向上している。たとえば、いわき沖の波浪観測システムでは、取得されたデータを対象として現地における海の波の多方向性が詳細に検討されつつある(橋本・小舟・亀山, 1988)。したがって、現地の波浪条件の中に方向分散性を含ませることは技術的に可能となる。

海岸構造物の設計において波の多方向性を考慮できないもう一つの理由は、実験水槽において多方向不規則波を発生させる装置が開発されていなかったことにある。港湾構造物の代表的なものである防波堤に作用する波力は、通常、合田式(合田, 1973)によって算定されている(運輸省港湾局, 1990)。それは、直立混成防波堤を対象としているので、消波ブロックで被覆した場合には、改良合田式(谷本ら, 1976)が用いられている。近年では、箱型ケーソンを用いた直立混成堤だけでなく、曲面スリット式(谷本ら, 1980)、波力発

電式(小島ら, 1984)、上部傾斜式(森平ら, 1979)、二重円筒式(谷本ら, 1987)ケーソンを用いた新型の防波堤が開発されている。それぞれのタイプについては、一部の係数を変更した修正合田式が波力の算定式として用いられている。合田式そのものも模型実験から導かれた実験式であり、多くの修正合田式も、すべて模型実験により、その係数の修正値が検討されてきた。したがって、港湾構造物の設計には、水理模型実験が不可欠のものとなっており、多方向不規則波が実験水槽内で再現することができなければ、設計に海の波の多方向性を取り入れることは困難である。多方向性を持つ海の波を正確に実験水槽内に再現することができれば、多方向不規則波の測定・解析手法の発展と結び併せて、海岸・港湾構造物の設計外力の算定に海の波の多方向性を導入することができる。

設計条件となる波浪荷重を多方向不規則波として取り扱えば、海の波による波力等をより正確に設定することになり、算定手法の精度が上昇し、高精度な設計法となろう。最近、防波堤の設計においても確率的な考えが取り入れられるようになっており、防波堤の滑動安定性を、信頼性理論を用いて推定する試み(高山, 1989)や、スリット部などの部材の設計法に限界状態設計法を適用していく試み(高山ら, 1991)がなされてきた。これらの推定結果によれば、設計荷重の精度が不十分でばらつきが大きい場合には、防波堤本体が滑動したり、部材が破壊する確率が高くなる。したがって、海の波の多方向性を考慮して、波浪荷重の算定式の精度を上昇させていくことは、構造物をより安全に設計していくことにもつながるはずである。

実験室内で多方向不規則波を造波しようとする試みの一つは、Huntington(1981)によって提案された。これは、10台の造波機を、模型設置点を中心とした円弧上に配置して、同時に10方向から単一方向波を造波する手法である。この手法では、成分波の波向が造波機の設置位置によって制限され、造波される波の方向集中度を任意に設定することが困難であり、さらに目標とする方向集中度を持った波の状態が造波できるのは、円弧の中心点に限られる。一方、多方向波を造波する目的ではなく、実験室内で規則波の波向を任意に変更できる装置として、Biesel(1954)によって、斜め波の造波装置が提案された。これは、幅の狭い造波板を多数横一列に並べて、振幅・周期を一定として、位相だけを一定間隔で造波板毎に変化させて運転させることによって、造波板の法線方向より進行方向が傾いた規則波を造波することができる装置で、造波機の動きが蛇がうねっているように見えるので、“サーベント型造波装置”とも呼ばれている。このタイプの造波装置は、現在でも、エジプト国スエズ運河庁リサーチセンター、オランダ国デルフト工科大学、スペイン国中央水理実験所(CEDEX)などで稼働中である。Salter(1981)は、機械・電氣的な技術の発達により、サーベント型造波機で規則波を重ね合わせて不規則波を発生させることができれば、波向についても、多数の異なった波向を持つ波を重ね合わせることによって、多方向不規則波が実験室内で造波できることを示唆した。現在は、Salterが提案した、幅の狭い造波機を多数横一列に設置して、振幅・周期・波向・位相の異なる斜め規則波の造波信号を、

多数同時に重ね合わせた造波信号を与えることによって、多方向不規則波を造波する手法が一般的になっている。

多方向不規則波造波装置は、現在世界の主要な水理研究所で設置あるいは計画されている（たとえば、Kjeldsen, 1984、Aage, 1984、Wu and Dalrymple, 1987、Miles et. al., 1986、Outlaw, 1984）。我国では、運輸省港湾技術研究所が大水深海洋構造物実験場内に昭和59年度に1号機を完成し（高山ら, 1984）、昭和62年度には大型水工実験場に2号機を設置した（Takayama and Hiraishi, 1989）。斜め波の造波装置から発展した多方向不規則波造波装置も、現在は“サーベント型造波装置”と呼ばれているので、本研究でも、小型の造波機を多数横一列に並べた多方向不規則波造波装置を“サーベント型造波装置”と呼ぶ。

サーベント型造波装置は実験室内で多方向性を持つ海の波を再現する装置として有効であるけれども、成分波となる斜め波をどのように設定すればよいか、どれだけの数の成分波を重ね合わせればよいか、については理論的な検討が現在のところ諸外国においても十分なされていない。また、多方向不規則波造波装置で発生した波の特性については、検討した例が非常に少ない（Mynettら, 1984、Burcharthら, 1986、Briggsら, 1987）。そこで、本研究は、まず運輸省港湾技術研究所で開発されたサーベント型造波装置を対象として、多方向不規則波の造波理論について検討し、目標とする多方向不規則波を実験室内で造波する手法を確立したあと、造波された多方向不規則波を用いて、波の砕波変形、係留浮体、係留船舶に関する模型実験を実際に行い、その結果を解析して、一方向不規則波を作用させた場合と比較して、多方向不規則波を作用させた場合の砕波変形および浮体運動の特性を明らかにすることを目的とする。多方向不規則波と単一方向不規則波を作用させた場合の現象の差が明らかになれば、海の波の多方向性を港湾・海洋構造物の設計に取り入れ、高精度な設計法を考案することが可能になる。また、現在多くの水理実験場で広く行われている単一方向不規則波での模型実験でも正確な結果が得られる現象と、多方向不規則波を用いた模型実験を行うべき現象とが整理できるので、取り扱う問題に応じてどのような造波システムを整備していかなければならないかが議論できるであろう。

第2節 研究の概要

本研究では、海の波の多方向性を実験室内で再現できる装置として“サーベント型造波装置”を開発し、造波信号の作成法を検討した経緯を示す。さらに、多方向不規則波を用いた浅海域における海の波の砕波変形およびブイならびに係留船舶の運動に関する模型実験結果をまとめ、多方向不規則波を用いた模型実験による結果が、一方向不規則波を用いた従来の模型実験結果と異なる点を検討する。そして、どの様な現象に関して、多方向不規則波を用いた模型実験が必要になるのかを示す。

第2章では、まず多方向不規則波造波装置の概念を示し、多方向波の発生原理を概説する。次に、多方向不規則波造波信号の作成法について検討し、最も精度のよい作成法と、必要な成分波数を示す。そして、運輸省港湾技術研究所の多方向不規則波造波水槽（高山ら, 1984、高山・平石, 1987、Takayama and Hiraishi, 1989）において、実際に多方向不規則波を発生させ目標とする多方向波が造波できるかを検討する。なお、実験水槽においては、造波装置の全長が有限であるために、所定の多方向波を造波できる範囲が限定される。そこで、有限長の反射板からの反射波を利用して有効な造波領域の広域化を図る手法（Funke and Mansard, 1987）が提案されているので、この有効造波領域の広域化を図る手法の妥当性を数値及び模型実験で検討する。

第3章では、多方向不規則波の浅海域における浅水変形と砕波変形による波高変化を調べるために、一様勾配斜面および円型リーフ上での多方向不規則波の変形を調べた実験結果を示し、その特性を検討する。そして、単一方向不規則波による実験結果との比較を行ない、多方向不規則波による模型実験の必要性を示す。さらに、波崎波浪観測栈橋（加藤ら, 1991）における現地観測結果と比較して、平面水槽における模型実験の再現性を検討する。また、浅海域における波浪の変形計算法（高山ら, 1991）における数値計算結果と比較して、数値計算法の妥当性を検討し、多方向不規則波の変形計算法の適用性を明らかにする。

第4章では、我国の科学技術庁と運輸省の協力によって我国で初めて試作された小型定置海象観測用の船型ブイを対象として、一方向および多方向波に対する観測ブイの応答特性、波と風の作用下における運動特性を模型実験によって明らかにする。さらに、実機を用いた現地観測を行い、模型実験結果と現地観測結果を比較して、多方向不規則波を用いた模型実験の妥当性を検討するとともに、多方向不規則波を用いた実験の必要性を示す。

第5章では、まず、ブイ一点係留船舶の運動と係留張力の特性を考察し、システムの設計のために行なってきた数値計算および模型実験をまとめる。後半では、多方向不規則波を用いた一点係留ブイに関する模型実験がどのように重要であり、波の多方向性をブイ係留システムの設計に当たって、いかに取り入れて行かなければならないかについて考察する。

第6章では、本研究で明らかになった主要な結論をまとめる。

〈参考文献〉

Aage, C. and E. Sand, 1984 : Design and construction of the DHI 3-D wave basin, Proc. the Symposium on Description and Modeling of Directional Seas, Technical University, Denmark, B2.1-B2.20.

Barber, N.F., 1963 : The directional resolving power of an array of wave detectors, Ocean Wave Spectra, Prentice-Hall, Inc., pp.137-150.

Berge, B., 1981 : Design of offshore structures: Directional spectra, Proc. the Conference on Directional Wave Spectra Applications, pp.353-366.

Biesel, F., 1954 : Wave machines, Proc. 1st Conf. on Ships and Waves, Hoboken, N. J., pp.288-304.

Briggs M.J., L.E. Borgman and D.G. Outlaw, 1987 : Generation and analysis of directional spectral waves in a laboratory basin, Proc. 19th Offshore Technology Conf., pp.495-502.

Burcharth, H.F., S.P.K. Nielsen and K. Schaarup-Jensen, 1986 : A three dimensional sea facility for deep and shallow water waves, Proc. Conf. Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Tokyo, Vol.1, pp.72-79.

Capon, J., 1969 : High resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, Proc. IEEE, 57, pp.1408-1418.

Cartwright, D.E., 1962 : Analysis and Statistics of Waves, The Sea, edited by M.N.Hill, Interscience Publications, pp.567-589.

Funke, E.R. and M.D.Miles, 1987 : Multidirectional wave generation with corner reflectors, TR-HY-021, National Research Council Canada, 17p.

Hackley, M.B., 1979 : Wave force simulation studies in random, Directional Seas, Proc. 2nd International Conf. on Behavior of Off-Shore Structures (BOSS), pp.371-382.

Huntington, S.W. and G. Gilbert, 1979 : Extreme Forces in Short Crested Seas, Proc. Offshore Technology Conf., pp.2075-2084.

Huntington S.W., 1981 : Wave loading in short crested seas, Proc. International Conf. Wave and Wind Directionality, Paris, pp.497-518.

Kjeldsen, S.P., 1984 : Whitecapping and wave crest lengths in directional seas, Proc. the Symposium on Description and Modeling of Directional Seas, Technical University, Denmark, pp.B6.1-B6.17.

Longuet-Higgins, M.S., 1957 : The statistical analysis of a random moving surface, Phil. Trans. Rot. Soc. London, A249, pp.321-387.

Maeda, H., C.K. Morooka and A. Kasahara, 1986 : Motions of floating type offshore structures in directional waves, Proc. 5th International

Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE) Symposium, pp.94-101.

Miles, M.D., P.H. Laurich and E.R. Funke, 1986 : A multi mode segmented wave generator for the NRC Hydraulic Laboratory, Proc. 21st American Towing Tank Conf., Washington, D. C., pp.100-111.

Mynett, A.E., J. Bosma and D. van Vlietie, 1984 : Effects of directional seas in coastal region, Proc. of Symposium on Description and Modelling of Directional Seas, Technical Univ., Denmark, pp.B7.1-B7.17.

Nowogu, O., 1989 : Maximum entropy estimation of directional wave spectra from an array of wave probes, Applied Ocean Research, Vol.11, No.4, pp.176-182.

Outlaw D.G., 1984 : A portable directional irregular wave generator for wave basins, Proc. the Symposium on Description and Modeling of Directional Seas, Technical University, Denmark, pp.B3.1-B3.8.

Salter, S.H., 1981 : Absorbing wave-makers and wide tanks, Proc. Conf. Directional Wave Spectra Applications, pp.185-202.

Takayama T. and T. Hiraishi, 1989 : Reproducibility of directional random waves in laboratory wave simulation, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 28, No.4, pp.3-24.

Wu, Y. and R.A. Dalrymple, 1987 : Analysis of wave fields generated by a directional wavemaker, Coastal Engineering, Vol.11, pp.241-261.

泉宮尊司, 1985 : 屈折・回折による方向スペクトルの変形計算法、第32回海岸工学講演会論文集、pp.169-173.

磯部雅彦・近藤浩右、1983 : 入・反射波の共存場における方向スペクトルの推定法、第30回海岸工学講演会論文集、pp.44-48.

磯部雅彦・近藤浩右・堀川清司、1984 : 方向スペクトルの推定におけるMLMの拡張、第31回海岸工学講演会論文集、pp.173-177.

運輸省港湾局、1990 : 港湾の技術上の基準・同解説(改訂版)、日本港湾協会、870p.

加藤一正・中村聡志・池田直太、1991 : 波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定 - 波崎現地観測施設における現地観測にもとづく検討 -、港湾技術研究所報告、Vol. 30, No.1, pp.137-163.

小島朗史・鈴村諭司、1984 : 波力発電ケーソンに働く波力特性に関する実験 - 波エネルギーに関する研究 第2報 -、港湾技術研究所報告、Vol.23, No.1, pp.53-81.

小舟浩治・橋本典明、1985 : 最大エントロピー原理(MEP)を用いた方向スペクトルの推定、第32回海岸工学講演会論文集、pp.159-163.

柴田鋼三・上田寛・大堀晃一、1983 : 海岸堤防・護岸構造集覧、港湾技研資料、

No. 448, p. 350.

- 高山知司・永井紀彦・合田良実、1984：サーベント型造波装置の制御方式と造波特性、港湾技研資料、No. 509, 30p.
- 高山知司・平石哲也、1987：サーベント型造波機による発生波の特性に関する実験－大水深海洋構造物実験場内の切れ波造波装置－、港湾技術研究所報告、Vol. 26, No. 3, pp. 37-83.
- 高山知司、1989：信頼性理論による防波堤の滑動の安定性に関する検討、海岸工学論文集、第36巻、pp. 673-677.
- 高山知司・池田直太・立石義博、1991：防波堤の限界状態設計における波浪外力の荷重係数、海岸工学論文集、第38巻、pp. 636-640.
- 高山知司・池田直太・平石哲也、1991：砕波および反射を考慮した波浪変形計算、港湾技術研究所報告、Vol. 30, No. 1, pp. 21-67.
- 谷本勝利・本 浩司・石塚修次・合田良実、1976：防波堤の設計波力算定式についての検討、第23回海岸工学講演会論文集、pp. 11-16.
- 谷本勝利・片岡真二・原中祐人・鈴木慎也・下迫健一朗・宮崎啓司、1987：大水深波浪制御構造物に関する水工的研究（その4）－二重円筒ケーソン（海底設置型）の水理特性と試設計－、港湾技研資料、No. 600, 55p.
- 谷本勝利・原中祐人・富田英治・和泉田芳和、1980：曲面スリットケーソンの水理特性に関する実験的研究、港湾技術研究所報告、Vol. 19, No. 4, pp. 3-53.
- 田端竹千穂・柴田綱三・柳生忠彦、1980：階段式護岸構造集覧、港湾技研資料、No. 346, 371p.
- 橋本典明、1987：ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定、港湾技術研究所報告、Vol. 26, No. 2, pp. 97-125.
- 橋本典明・小舟浩治・亀山豊、1988：現地観測データを用いた方向スペクトル推定法に関する検討、港湾技術研究所報告、Vol. 27, No. 2, pp. 59-94.
- 前田久明・諸岡一之・笠原昭夫・木下健、1986：多方向は中におかれた浮体の挙動に関する研究、日本造船学会論文集 第160号、pp. 164-175.
- 前田久明・諸岡一之、1987：多方向波中におかれた浮体の挙動に関する研究（第2報）－ライザー管と浮体との相互干渉－、日本造船学会論文集 第161号、pp. 159-172.
- 森平倫生・国田治、1979：斜面壁堤の水理特性に関する模型実験、第26回海岸工学講演会論文集、pp. 295-298.
- 柳生忠彦・湯壱美幸、1980：直立消波ブロック式防波堤構造集覧、港湾技研資料、No. 358, 314p.

第2章 多方向不規則波の発生と発生波の特性

第1節 概 説

多方向不規則波を実験室で造波する装置として”多方向不規則波造波装置”が現在世界の主要な水理研究所で設置あるいは計画されてきている。(たとえば、Kjeldsen, 1984, Aage, 1984, Outlaw, 1984, Salter, 1981, Wu and Dalrymple, 1987, Miles et. al., 1986, 平石, 1990, 平石, 1991c)この装置は、その運動の様子が、蛇の前進運動に似ていることから、開発の当初から”サーベント型造波装置”とも呼ばれている。我国では、運輸省港湾技術研究所が大水深海洋構造物実験場内に昭和59年度に1号機を完成し、多方向不規則波を用いた模型実験を進めている(平石ら, 1991a)。昭和62年度には大型水工実験場に2号機を設置して、浅海域における多方向不規則波を用いた実験を行っている。

サーベント型造波装置の大水深海洋構造物実験場の構成については、合田ら(1987)、谷本(1986)および高山ら(1985)が詳しく述べている。この装置は、横一列に並べた、多数のピストン型造波機から成り、基本的には、波向が造波板列に対して有る角度を持ち、周期、波高が一定の”斜め波”を造波することができるように設計されている。これによって起こされる斜め波の波高、水粒子速度および波向は、”斜め波の造波理論”(Takayama, 1982)によって求めることができる。高山ら(1984)は、水槽実験によって、サーベント型造波装置で造波された斜め波の波高および波向を測定し理論計算値と比較して、実験値と理論計算値はほぼ一致し、サーベント型造波装置によって斜め波が造波できること、斜め波の波高分布は数値計算によっても推定できることを明らかにしている。

Piersonら(1955)、合田(1977)によると多方向不規則波はさまざまな波向を持つ、周期および振幅の異なる斜め波が重なり合ったものとして考えることができるので、斜め波の造波信号を重ね合わせることによって、サーベント型造波装置で造波することが可能となる。造波信号をシミュレートする手法としては、現在、二つの方法が提案されている。一つは、シングルサンメーション法と呼ばれ、多方向不規則波を構成する周波数の異なる格成分波がそれぞれ異なる波向を持つものとして、これらの成分波を多数重ね合わせることによって、多方向不規則波を造波する手法である。もう一つは、ダブルサンメーション法と呼ばれ、同一の周波数に対して波向の異なる成分波を重ね合わせることによって、多方向不規則波を造波する手法である。サーベント型造波装置で造波された多方向不規則波の特性については2、3の文献(たとえば、Mynettら、1984, Burcharthら、1986, Briggsら、1987)が実験室で造波された波の方向分布特性を報告しているが、解析手法の精度が十分でなく詳細な検討はなされていない。また、Milesら(1987)、Jeffery(1987)は、成分波の位相

差が固定されるため (phase locking現象)、ダブルサンメーション法で造波された多方向不規則波は海の波のエルゴード性を満足しないことを理論的に示しているが、その現象が海の波の方向分布特性にどのような影響を及ぼすのかについて定量的な検討を行っていない。したがって、シングルおよびダブルサンメーション法のどちらの手法が造波信号発生法として優れているのか詳細な検討はなされていない。

サーベント型造波装置で発生した多方向不規則波を解析した例としては、水槽中央部で3台の波高計をよって水面波形を同時測定し、MLM法によって多方向不規則波の方向分布特性を検討した高山ら(1985)の解析例がある。また、高橋ら(1986)は、波力発電ケーソンの斜め入射波に対する発電効果を検討する模型実験において、多方向不規則波を作用させて、その特性を検討している。多方向不規則波を用いた実験としては高山ら(1986)が一点係留ブイに係留したタンカーに多方向不規則波を作用させて、係留張力を測定した例がある。以上のように、サーベント型造波装置のが完成して以来、多方向不規則波を用いた2、3の実験が実施されているけれども、いずれの実験においても、多方向不規則波を造波したケースが少なく、ある限られた条件で波を造波し解析しているのみで、多方向不規則波の方向分布特性について十分な検討が成されているとは言えない。特に、方向スペクトル形、あるいはその場所的な変動性などのついては、ほとんど考察されていない。サーベント型造波装置を設置している諸外国の研究機関においても、サーベント型造波装置で発生した多方向不規則波の特性については、今のところ詳細な検討はまとめられていないようである。しかし、最近、電力中央研究所において、48枚の造波板からなるサーベント型造波装置が完成し、造波システムの効率化に関する研究が組織的に成されており、その成果が期待される(平口ら、1990)。

本章では、多方向不規則波の発生方法と、港湾技術研究所の造波水槽で発生した波を中心に、発生波の特性について検討を行う。第2節では、多方向不規則波造波装置の概念を示し、多方向波の発生原理を概説する。第3節では、造波信号作成法について理論的な検討を行い、前記のシングルおよびダブルサンメーション法の比較を行う。特に、所定の方方向分布特性を持った波を造波するために必要な成分波数について議論する。第4節では、造波された波の方向分布特性を解析する手法をまとめる。第5節では、運輸省港湾技術研究所に設置されている造波装置を例にして、サーベント型造波装置の構成を詳述する。第6節では、実際に造波された多方向不規則波の解析結果を示し、発生波の特性を明らかにする。

ところで、実験水槽においては、造波装置の全長が有限であるために、所定の多方向性を有する波が造波できる範囲は水槽の一部に限られる。所定の多方向不規則波が造波できる範囲を有効造波領域と呼び、大きな構造物、海浜全域における波の変形等に関する模型実験を行うためには、有効造波領域を拡大することが肝要である(Hiraishi et. al., 1991、平石, 1991b)。Darlymple(1989)は水槽側壁間で生じる重複波を応用して、水槽内の造波板

に平行な一測線上において波高一定の斜め波が得られる手法を開発している。Funkeら(1987)は、造波機の両端に有限長の反射板を設置して、反射波を利用して有効造波領域を拡張する手法を提案している。第7章では、Funkeらの提案した方式により有効造波領域の広域化を図った場合の波高分布を模型実験と数値計算で検討し、今後の模型実験手法の効率化を提案している。

第8節は本章の主要な結論をまとめ、結びとする。

第2節 多方向不規則波の発生原理

(1) 斜め波の造波理論

サーベント型造波装置は、多数の幅の狭いピストンあるいはフラップ型の造波機を横一列に並べたものであり、基本的には、各造波板の運転位相をずらせて波向が造波板列に対してある角度を持ち周期、波高が一定の”斜め波”を造波できるように設計されたものである。図-2.1にサーベント型造波装置の概念図を示す。造波板列に平行な方向と波の進行方向が成す角(波向)を θ 、波長 L および各造波板の幅を b とすると、必要な各造波期間の運転位相の差 δ は、Biesel(1954)によれば、

$$\delta = 2\pi b \cos \theta / L \quad (2.1)$$

で表される。従って、波向 θ の斜め波を造波するための、各造波板の信号は次式で与えられる。

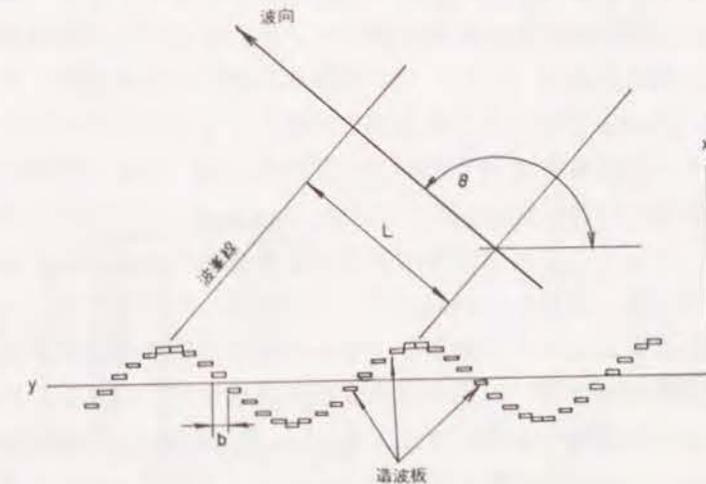


図-2.1 サーベント型造波装置の概念図

$$\zeta(t, l) = \frac{a}{F} \cos\left(\sigma t - \frac{2\pi b l \sin\theta}{L}\right) \quad (2.2)$$

ここに、 $\zeta(t, l)$ は、時刻 t における l 番目の造波板の変位、 σ は角周波数、 a は目標波の振幅、 F は 2 次元水路における造波板の造波効率である。造波効率は 2 次元水路における静水面上の造波板の変位振幅 e に対する発生波の振幅の比で、造波方式によってそれぞれ次式で示される。

ピストン型造波機の場合；

$$F_1 = \frac{a}{e} = \frac{4 \sinh^2(2\pi h/L)}{4\pi h/L + \sinh(4\pi h/L)} \quad (2.3)$$

フラップ型造波機の場合；

$$F_2 = \frac{a}{e} = \frac{4 \sinh(2\pi h/L)}{2\pi h/L} \times \frac{1 - \cosh(2\pi h/L) + (2\pi h/L) \sinh(2\pi h/L)}{4\pi h/L + \sinh(4\pi h/L)} \quad (2.4)$$

なお、ここで図-2.2 に示すような波向 θ_m へ進む成分波を考える。 θ_m が 90° より大きくなるか、小さくなると、波向線間の間隔 d_m は、 θ_m が 90° のときに比較すると小さくなる。その関係を式で示すと次のようになる。

$$d_m = d_{m90} \times \sin\theta_m \quad (2.5)$$

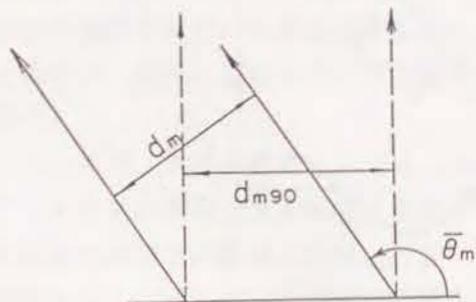


図-2.2 波向線の模式図

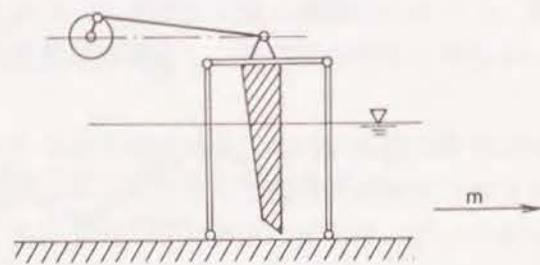


図-2.3 フラップ型造波機

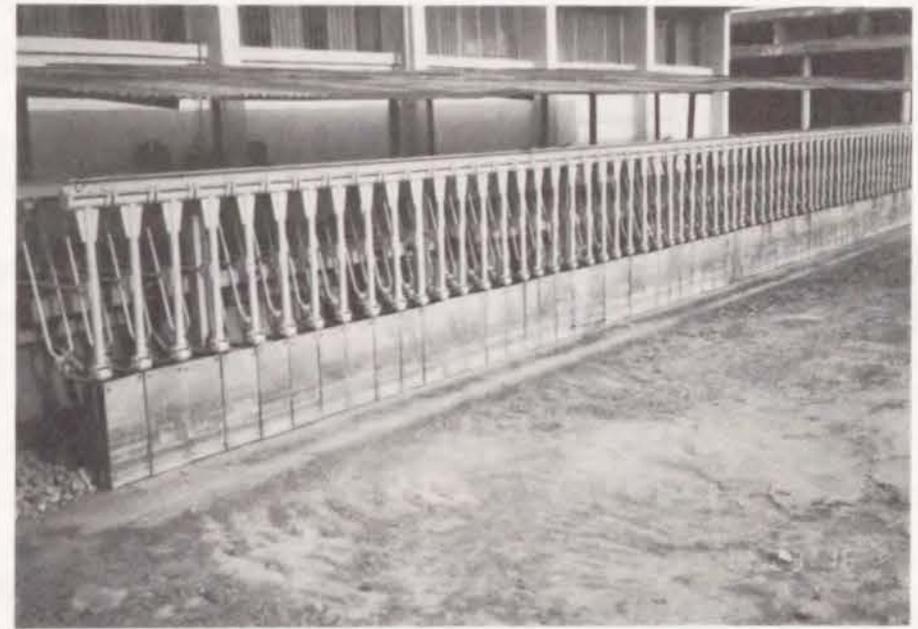


写真-2.1 斜め波の造波装置（エジプト国スエズ運河庁）

ここに、 d_{m90} は $\theta = 90^\circ$ の時の波向線の間隔である。したがって、波向線の間で与えられる波のエネルギーは同一であるとする、成分波の波向が 90° でない場合には波高が設定値よりも増大することになる。そこで、ある程度振幅を小さくする必要があり、造波信号のシミュレーションでは、式 (2.2) の目標振幅 a に $\sin\theta_m$ を掛けた値を振幅として用いる。開発当初のサーベント型造波装置は、多方向不規則波の造波を意図していなかったため、回転ドラム上に支持棒を取り付けた図-2.3 に示すベンデュラム型フラップタイプ造波機を多数並べたものになっていた。写真-2.1 は現在エジプト国スエズ運河庁リサーチセンター平面水槽で可動中の初期のサーベント型造波装置で、各造波板の位相をマニュアル的にずらすことによって波向を変えることができる。

前述した造波信号により、波高が空間的に一様な斜め波が造波できると考える理論を、“スネークプリンシプル (snake principle)” (Biesel, 1954) と呼ぶ。しかしながら、造波板の幅が有限であり、また造波機の総延長が有限であることから、造波された斜め波の波高は場所的に一様ではなく、変動する。Takayama (1982) は、無限長の壁面上に設置された一枚の有限長の造波板の規則運動により生じる波をポテンシャル理論で解いて、解を重ね合わせることで斜め波の波高分布を求める理論“斜め波の造波理論”を提案している。“斜め波の造波理論”では、図-2.4 に示すように、無限長の壁面で一枚の造波板が周期的に運動するとき、速度ポテンシャルは次式で表される。

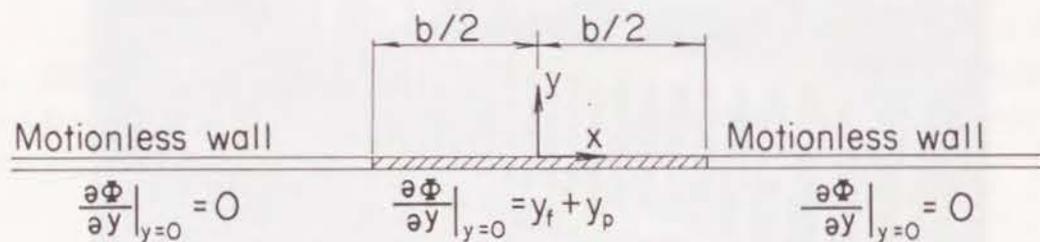


図-2.4 単一造波板の配置 (Takayama, 1982)

$$\begin{aligned} \Phi = & \left[\frac{\sigma}{k} (\zeta \alpha_p) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ & \times \int_{-kb/2}^{kb/2} N_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \\ & - \sum_{\nu} \frac{\sigma}{\nu} (\zeta \beta_p) \frac{\cos \nu(h+z)}{\sin \nu h} \\ & \times \int_{-\nu b/2}^{\nu b/2} \frac{2}{\pi} K_0(\sqrt{(\nu x-q)^2 + (\nu y)^2}) dq \left. \right] \cos \sigma t \\ & - \frac{\sigma}{k} (\zeta \alpha_p) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \\ & \times \int_{-kb/2}^{kb/2} J_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \sin \sigma t \end{aligned} \quad (2.6)$$

ここに、 $J_0(x)$ 、 $N_0(x)$ および $K_0(x)$ は、それぞれ0次のベッセル関数、ノイマン関数および変形ベッセル関数である。 x 、 y は図-2.4の平面座標系における位置の座標である。 z は水面を0として鉛直情報を正とする鉛直座標を示す。 ζ は造波機の変位振幅である。また k と ν は次式で与えられる。

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (2.7)$$

$$\sigma^2 = -g\nu \tan \nu h \quad (2.8)$$

α_p はピストン型造波機の造波効率の1/2に相当する関数で、 α_p および β_p は次式で与えられる。

$$\alpha_p = 2 \sinh^2 kh / (2kh + \sinh 2kh) \quad (2.9)$$

$$\beta_p = 2 \sin^2 \nu h / (2\nu h + \sin 2\nu h) \quad (2.10)$$

式(2.6)の右辺の第2項は、定常減衰項を示し、造波板から1波長も離れると非常に小さくなり無視できなくなる。この項を無視して、造波板を何台も並べた場合を考え、各造波板の位相を式(2.1)に従ってずらして、式(2.6)を重ね合わせるにより斜め波の速度ポテンシャルが得られる。定常減衰項を無視した波向 θ の斜め波の速度ポテンシャル Φ_{ob} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Phi_{ob} = & \sum_{l=-N_-}^{N_+} \left[\frac{\sigma}{k} (\zeta \alpha_p) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ & \times \left\{ \cos(\sigma t - lkb \cos \theta) \right. \\ & \times \int_{(l-1/2)kb}^{(l+1/2)kb} N_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \\ & - \sin(\sigma t - lkb \cos \theta) \\ & \times \left. \left. \int_{(l-1/2)kb}^{(l+1/2)kb} J_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

ここに、 N_+ 、 N_- とはそれぞれx軸の正と負の側における造波板の数で、 $(N_+ + N_- + 1)$ が全造波板数となる。速度ポテンシャル Φ_{ob} が求まると、水面波形 η は、次式で求めることができる。

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_{ob}}{\partial t} \Big|_{z=0} \quad (2.12)$$

ここに、 g は重力加速度である。 x および y 方向の斜め波の水粒子速度 u および v は次式のように求まる。

$$u = \frac{\partial \Phi_{\phi b}}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \Phi_{\phi b}}{\partial y} \quad (2.13)$$

各地点における波向 θ は水粒子の合成速度 $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ が最大となる方向として定義し、次式で求める。

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left\{ \frac{(u)_{\max}}{(v)_{\max}} \right\} \quad (2.14)$$

ここで、 $(u)_{\max}$ および $(v)_{\max}$ は、 V が最大となるときのそれぞれの値である。

(2) 理論値と実験値の比較

次に、サーベント型造波装置によって造波された斜め波の波高を測定し、理論値と実験値を比較した高山ら(1984)の結果を示す。

図-2.5は、サーベント型造波機10台を駆動させて、造波板方向に 105° 傾いた方向に進む斜め波を発生させたときの造波板前面での波高および波向の分布を示したものである。実験では、1m間隔に配置した波高計において隣合う波高計の波形の波形記録のずれから、波向を求めた。そのため、実験で求めた波向は、波高計を間における平均的な波向を示している。図中、 H は波高、 H_0 は2次元断面水路のピストン型造波機の造波効率から計算によって求まる波高である。破線と実線が、斜め波の造波理論から求まる波向および波高であり、 \times および \bullet が実験によって求めた波向、波高である。

実験では、実水深を70cmとし、波の周期を0.8, 1.15, 1.76sの3種類、波向を 90° , 105° , 120° に変化させているが、ここでは、

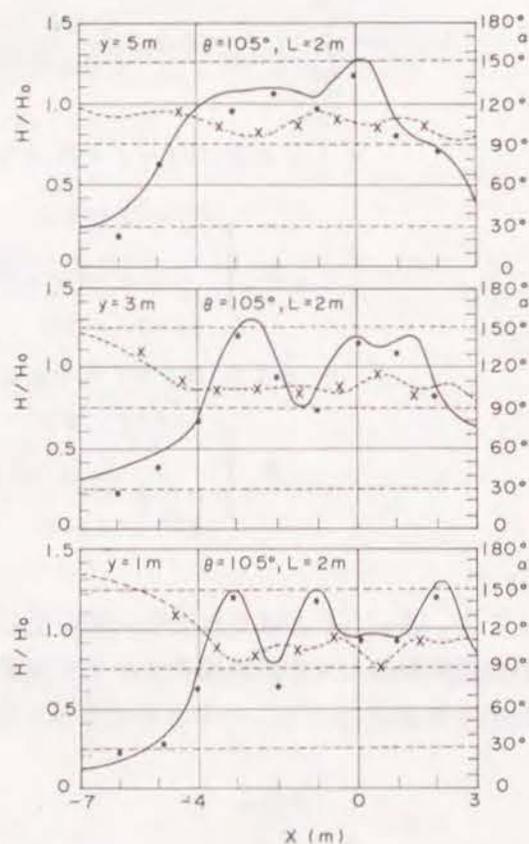


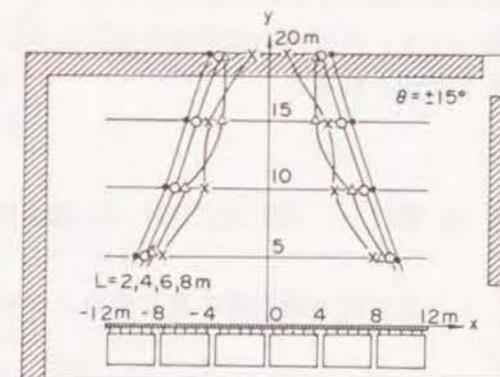
図-2.5 サーベント型造波機前面での波高・波向の分布 (周期 1.15s)

周期 1.15s、波向 105° の場合の図だけを示した。全ケースにおいて、理論値と実験値を比較した結果、両者は良く一致しており、理論式によって、波向および波高が推定できることがわかった。また、このことから、サーベント型造波装置で起きる波の特性が理論計算でも検討できることが判明した。なお、図-2.5から推測できるように、サーベント型造波装置で起こした斜め波は、各造波機が有限な値であること、および全造波板幅が有限値であること、によって場所ごとに変動し、一様ではない。

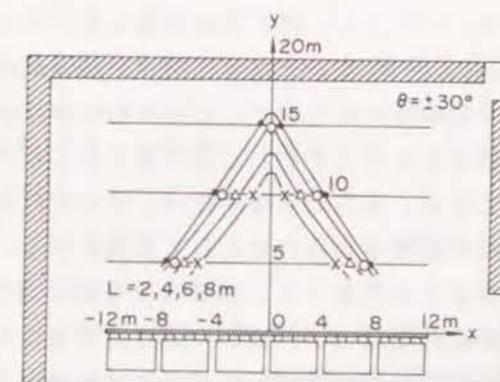
(3) 理論による波高一様領域の推定

サーベント型造波装置で造波された斜め波の波高および波向は、場所ごとに変動し一様ではないが、模型実験を行う場所には、波向および波高がほぼ一様となる場所に模型を設置することが重要になる。そこで、造波機全幅が24mの場合について、理論計算によって、波高一様な領域を調べた。一様な波高の領域の基準は、目標波高の $\pm 20\%$ 以内に波高が納まっている領域として設定した。

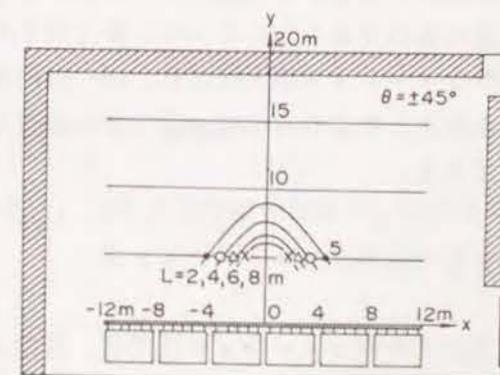
図-2.6は、高山ら(1984)の理論計算で求められた、切れ波水槽内における $\pm 20\%$ 波高安定推定領域を示す。図-2.6(a)は、全造波板の中央を通る造波板に直角な y 軸に対して $\pm 15^\circ$ 傾けた場合の、波長 $L=2, 4, 6, 8$ m に対する波高安定領域を示す。図-2.6(b)は y 軸に対して $\pm 30^\circ$ 傾けた方向を波向とする場合、図-2.6(c)が $\pm 45^\circ$ 傾けた場合を示す。図-2.6から、波高安定領域は、波長が長くなるに従って、また造波板からはなれるに従ってその領域が狭くな



(a) 波向を $\pm 15^\circ$ 傾けた場合



(b) 波向を $\pm 30^\circ$ 傾けた場合



(c) 波向を $\pm 45^\circ$ 傾けた場合

図-2.6 20%波高安定推定領域

ることがわかる。しかし、 $\pm 30^\circ$ 傾けた場合でも、造波板から 10m の距離の範囲では、波高安定領域がある程度確保できることがわかる。このことから、造波機全幅を 24m とした場合には、多方向不規則波の発生においては、主波向が $\pm 30^\circ$ の範囲が再現可能範囲になると推測される。

第 3 節 多方向不規則波の造波信号作成法

3. 1 多方向不規則波の造波信号とクロススペクトル

(1) 多方向不規則波の造波信号

図-2.7 に示すように、水平座標軸 x および y を設定する。サーベント型造波装置のは $(N_+ + N_- + 1)$ 台の造波板幅 b のピストンタイプの造波機からなるものとする。ここで、 N_+ および N_- は、それぞれ原点を基準造波板の midpoint にとる水平座標 x 軸の正および負方向への造波板の数を示す。それぞれの造波板が、一定の位相差で、一定の周期および振幅で運動するものとする。第 2 節で示したように、位相差に相当する波向を持つ斜め波が造波できる。多方向不規則波は、それぞれ異なった周波数、波高および波向を持つ多数の斜め波の線形重ね合わせとして表現される。したがって、多数の異なる斜め波を同時に造波することによって、水槽内でも多方向不規則波を造波できる。すなわち、多方向不規則波の造波信号は、斜め波の造波信号を重ね合わせることによって造ることができる。

斜め波の造波信号を重ね合わせ多方向不規則波の造波信号をシミュレートする手法としては二つの手法がある；一つは、シングルサンメーション法と呼ばれ多方向波を構成する周波数の異なる各成分波がそれぞれ異なる波向を持つものとして、これらの成分波を多数重ね合わせることによって、多方向不規則波を造波する方法である。もう一つは、ダブルサンメーション法と呼ばれ、同一の周波数に対して、波向の異なる成分波が多数存在するものとしてこれらの成分波を重ね合わせることによって、多方向不規則波を造波する手法である。

(i) シングルサンメーション法

シングルサンメーション法では、異なる周波数を持つ成分波は、それぞれある一定の方向へ進むものとする。したがって、各成分波はそれぞれ別個の周波数と波向を持つ。サーベント型造波装置 i 番目の造波板の変位 $\eta_i(t)$ は次式で与えられる。

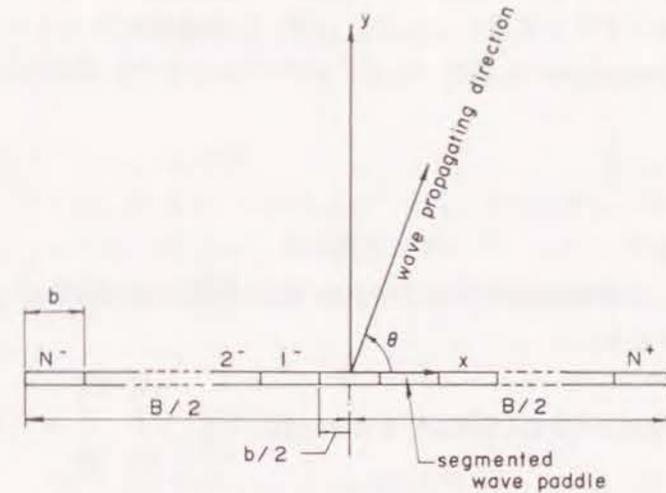


図-2.7 座標系

$$\eta_i(t) = \sum_{n=1}^{N_s} \frac{a_n}{F_n} \sin(2\pi f_n t - i k_n b \cos \theta + \epsilon_n) \sin \theta_n \quad (2.15)$$

ここで添え字 n は n 番目の成分波の値であることを示す。 N_s はシングルサンメーション法における成分波の総数である。 t 、 f_n 、 k_n および θ_n はそれぞれ時間、 n 番目の成分波の周波数、波数および波向を示す。式 (2.15) 中の $\sin \theta$ は、斜め波の振幅を目標値と一致させるために、造波板の振幅を調整する係数である。

波数 k_n ($k_n = 2\pi / L_n$; L_n は n 番目の成分波の波長) は、次式で示す分散関係式を満足する実数解として求められる。

$$(2\pi f_n)^2 = k_n g \tanh k_n h \quad (2.16)$$

ここで、 h と g は静水深および重力加速度である。 n 番目の成分波の振幅 a_n は次式で計算される。

$$a_n = \sqrt{2S(f_n) \delta f_n} \quad (2.17)$$

ここで、 $S(f_n)$ および δf_n は、それぞれ、周波数スペクトルとスペクトル幅を示す。 n

番目の成分波の代表周波数 f_n はバンド幅 δf_n に含まれる周波数スペクトルの2次のモーメントが等しくなるように決定すれば良い(永井、1972)。周波数スペクトルは、港湾の設計に多く用いられる Bretschneider-光易型(光易、1970) とするが、それは次式で与えられる。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp[-1.03 (T_{1/3} f)^{-4}] \quad (2.18)$$

ここで、 $T_{1/3}$ および $H_{1/3}$ は有義波の周期および波高を示す。この場合には代表周波数 f_n は近似的に次式で表される。

$$f_n = (1.007/T_{1/3}) [1 + n(2N_s/(2n-1))]^{-1/4} \quad (2.19)$$

$$(n=1, 2, 3, \dots, N_s)$$

シングルサンメーション法では、 n 番目の成分波の波向 θ_n は目標多方向波の方向分布特性を表す方向関数 $G(\theta; f)$ の累加曲線と乱数に対して決定される。図-2.8は、方向関数が周波数に依存しない簡単なケースにおける波向 θ_n の求め方を示した模式図である。図-2.8で γ_n は0から1の間の値を取る一様乱数である。 $\int_0^\theta G(\alpha; f) d\alpha$ はエネルギーの累加曲線で0から1までの値を取る。そこで、乱数列 γ_n ($n=1, 2, \dots, N_s$) の値と等しくなるときの θ の値を図-2.8のように累加曲線から求め、波向 θ_n ($n=1, 2, \dots, N_s$) を決定する。 F_n は n 番目の成分波に相当する造波効率を示し、ピストン型造波機の場合、次式で示される。

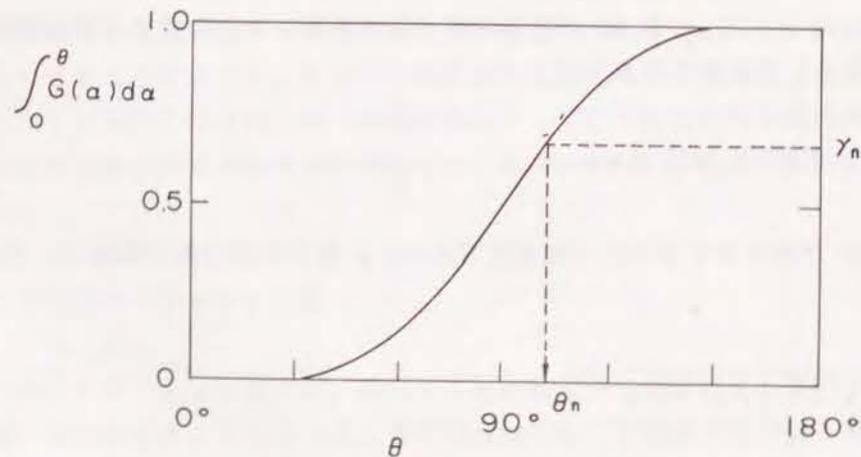


図-2.8 シングルサンメーション法における波向の決定

$$F_n = \frac{2 \sinh^2 k_n h}{k_n h (1 + \sinh 2 k_n h)} \quad (2.20)$$

(ii) ダブルサンメーション法

ダブルサンメーション法では、各周波数において、いろいろな方向に成分波が分布しているとす。 i 番目の造波板の変位 $\eta_i(t)$ は次式で示される。

$$\eta_i(t) = \sum_{n=1}^{N_D} \sum_{m=1}^{M_D} \frac{a_{nm}}{F_n} \sin(2\pi f_n t - i k_n b \cos \theta_m + \epsilon_{nm}) \sin \theta_m \quad (2.21)$$

ここで、添え字 n および m はそれぞれ n 番目の周波数および m 番目の方向を示す。 N_D および M_D は、それぞれ周波数分割数および方向分割数を示す。式(2.21)中の ϵ_{nm} は nm 番目の成分波の位相差で、0から 2π の値をとる一様乱数として与えられる。係数 $\sin \theta_m$ は斜め波の波高を低減させるための係数である。成分波の振幅 a_{nm} は次式で定義される。

$$a_{nm} = \sqrt{2S(f_n, \theta_m) \delta f_n \delta \theta_m} \quad (2.22)$$

ここに、 $S(f_n, \theta_m)$ は周波数 f_n 、波向 θ_m における方向スペクトルであり、一般に周波数スペクトル $S(f)$ と方向関数 $G(\theta; f)$ の積として次式のように表わされる。

$$S(f_n, \theta_m) = S(f_n) G(\theta_m; f_n) \quad (2.23)$$

代表周波数 f_n はシングルサンメーション法と同様の手法で計算される。代表波向 θ_m は0から π までを等間隔で分割して与えられる。式(2.23)で、 δf_n および $\delta \theta_m$ は、それぞれ n 番目の周波数および m 番目の波向のバンド幅を示す。

(2) クロススペクトルの理論式

サーベント型造波装置の各造波板が前述の(1)に示したような造波信号にしたがって駆動するときに、空間のある特定点での波形は”斜め波の造波理論”を用いて解析できる。

空間的に別個の点において同時に計測された波形を用いると、次式の相互相関関数 $\Psi_0(\tau; X, Y)$ が求められる。

$$\Psi_0(\tau; X, Y) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_{-t_0/2}^{t_0/2} \zeta(t; x, y) \zeta(t+\tau; x+X, y+Y) dt \quad (2.24)$$

ここで、 τ 、 X および Y は 2 点間の時間遅れと x および y 軸方向への位置のずれを表わす。クロススペクトル $\Phi_0(f; X, Y)$ は相互相関関数 $\Psi_0(\tau; X, Y)$ のフーリエ変換として計算できる。

$$\Phi_0(f; X, Y) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0(\tau; X, Y) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (2.25)$$

クロススペクトルは、その実部と虚部を分けて以下のように表現することがある。

$$\Phi_0(f; X, Y) = C_0(f; X, Y) - iQ_0(f; X, Y) \quad (2.26)$$

ここで、クロススペクトルの実部 $C_0(f; X, Y)$ および虚部 $Q_0(f; X, Y)$ はそれぞれ C_0 および Q_0 ドラチャ・スペクトルと呼ばれる。もし、水槽内のクロススペクトルが理論的に計算できれば、信頼性のある方向スペクトルの推定理論（たとえば拡張最尤法（磯部ら, 1984）、ベイズモデル推定法（橋本, 1987））を用いて方向スペクトルを推定することができる。クロススペクトルの理論式はシングルおよびダブルサンメーション法のそれぞれによって異なる。

(i) シングルサンメーション法

式 (2.15) で示された造波信号にしたがってサーベント型造波装置の造波板が駆動したときの (x, y) における波形は次式で表される。

$$\zeta(x, y, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{i=-N_-}^{N_-} \frac{a_n}{2}$$

$$\times \left\{ N^+_{in}(x, y) \sin(\sigma_n t - i k_n b \cos \theta_n + \varepsilon_n) + J^+_{in}(x, y) \cos(\sigma_n t - i k_n b \cos \theta_n + \varepsilon_n) \right\} \sin \theta_n \quad (2.27)$$

式 (2.27) を式 (2.24) に代入すると相互相関関数は次のようになる。

$$\Psi_0(\tau; X, Y) = \sum_{n=1}^N \sum_{i=-N_-}^{N_-} \sum_{j=-N_-}^{N_-} \frac{a_n^2}{4} \times \left[N^+_{nij} \cos\{\sigma_n \tau + (i-j) k_n b \cos \theta_n\} + J^+_{nij} \sin\{\sigma_n \tau + (i-j) k_n b \cos \theta_n\} \right] \sin^2 \theta_n \quad (2.28)$$

この式をフーリエ変換すると、クロススペクトルが次式で計算できる。

$$C_0(f_n; X, Y) = \frac{1}{8} S(f_n) \sum_{i=-N_-}^{N_+} \sum_{j=-N_-}^{N_+} \left[N^+_{nij} \cos\{(i-j) k_n b \cos \theta_n\} + J^+_{nij} \sin\{(i-j) k_n b \cos \theta_n\} \right] \sin^2 \theta_n \quad (2.29)$$

$$Q_0(f_n; X, Y) = \frac{1}{8} S(f_n) \sum_{i=-N_-}^{N_+} \sum_{j=-N_-}^{N_+} \left[N^+_{nij} \sin\{(i-j) k_n b \cos \theta_n\} - J^+_{nij} \cos\{(i-j) k_n b \cos \theta_n\} \right] \sin^2 \theta_n \quad (2.30)$$

以上の式(2.28)~(2.30)において、

$$N_{n;ij}^+ = N_{in}^+(x, y) N_{jn}^+(x+X, y+Y) + J_{in}^+(x, y) J_{jn}^+(x+X, y+Y) \quad (2.31)$$

$$J_{n;ij}^+ = J_{in}^+(x, y) N_{jn}^+(x+X, y+Y) - N_{in}^+(x, y) J_{jn}^+(x+X, y+Y) \quad (2.32)$$

$$N_{in}^+(x, y) = \int_{ik_n b - k_n b/2}^{ik_n b + k_n b/2} N_0(\sqrt{(k_n x - q)^2 + (k_n y)^2}) dq \quad (2.33)$$

$$J_{in}^+(x, y) = \int_{ik_n b - k_n b/2}^{ik_n b + k_n b/2} J_0(\sqrt{(k_n x - q)^2 + (k_n y)^2}) dq \quad (2.34)$$

である。なお、 $N_0(x)$ および $J_0(x)$ は、それぞれ0次のノイマンおよびベッセル関数を表す。

式(2.29)および(2.30)で表されたコおよびクオドラチャ・スペクトルはサーベント型造波装置で造波された一方向規則波によるものと等しい。なぜなら、シングルサンメーション法では、一つの周波数に唯一の波向が割り当てられるためである。したがって、式(2.29, 2.30)で表されたクロススペクトルから推測された方向関数は θ_n の近傍に鋭いピークを持ちデルタ関数の分布を示す。造波された多方向不規則波のエネルギーの方向分布を求めるためには、代表周波数 f_n の近傍においてコおよびクオドラチャ・スペクトルの平滑化を行わなければならない。いま、代表周波数 f_n の近傍における I_r 個の周波数を用いてクロススペクトルの平滑化をするものとすれば、周波数 f_n における平滑化されたクロススペクトル $\overline{C_0}(f_n; X, Y)$ および $\overline{Q_0}(f_n; X, Y)$ は次式で計算される。

$$\overline{C_0}(f_n; X, Y) = \frac{1}{I_r} \sum_{i=1}^{I_r} C_0(f_i; X, Y) \quad (2.35)$$

$$\overline{Q_0}(f_n; X, Y) = \frac{1}{I_r} \sum_{i=1}^{I_r} Q_0(f_i; X, Y) \quad (2.36)$$

ここで、 $\overline{C_0}(f_n; X, Y)$ および $\overline{Q_0}(f_n; X, Y)$ を平均クロススペクトルと呼ぶ。平滑化に用いる周波数の個数 I_r が非常に大きい場合には、 n 番目の成分波の波向 θ_n は確率密度関数でもある方向関数 $G(\theta; f)$ に従って分布するので、コおよびクオドラチャ・スペクトル平均値 $\overline{C_0}$ および $\overline{Q_0}$ はそれぞれ次式に収束する。

$$\begin{aligned} C_0^+(f_n; X, Y) &= \frac{1}{8} S(f_n) \sum_{m=1}^{M_D} \sum_{i=-N_-}^{N_+} \sum_{j=-N_-}^{N_+} \\ &\quad \left[N_{n;ij}^+ \cos\{(i-j)k_n b \cos \theta_m\} \right. \\ &\quad \left. + J_{n;ij}^+ \sin\{(i-j)k_n b \cos \theta_m\} \right] \\ &\quad \times \sin^2 \theta_m G(\theta_m; f_n) \delta \theta_m \end{aligned} \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} Q_0^+(f_n; X, Y) &= \frac{1}{8} S(f_n) \sum_{m=1}^{M_D} \sum_{i=-N_-}^{N_+} \sum_{j=-N_-}^{N_+} \\ &\quad \left[N_{n;ij}^+ \sin\{(i-j)k_n b \cos \theta_m\} \right. \\ &\quad \left. - J_{n;ij}^+ \cos\{(i-j)k_n b \cos \theta_m\} \right] \\ &\quad \times \sin^2 \theta_m G(\theta_m; f_n) \delta \theta_m \end{aligned} \quad (2.38)$$

ここで、 $C_0^+(f_n; X, Y)$ および $Q_0^+(f_n; X, Y)$ は、成分波数を非常に大きくしたときのクロススペクトルの収束値であり、理論的に導けることから”目標”コおよびクオドラチャ・スペクトルと呼ぶ。 $\delta \theta$ は波向範囲を M_D 分割したときの波向のバンド幅である。

(ii) ダブルサンメーション法

サーベント型造波装置の各造波板がダブルサンメーション法の式(2.21)に従って駆動するとき、シングルサンメーション法の項で示した手法と同様の手法によって、水槽内の

クロススペクトルは次式で表される。

$$C_0(f_n; X, Y) = \frac{1}{8} S(f_n) \sum_{m=1}^{M_p} \sum_{r=1}^{M_p} \sum_{i=-N_-}^{N_+} \sum_{j=-N_-}^{N_+} \left[N_{nij}^+ \cos\{(i \cos \theta_m - j \cos \theta_r) k_n b - (\epsilon_{nm} - \epsilon_{nr})\} + J_{nij}^+ \sin\{(i \cos \theta_m - j \cos \theta_r) k_n b - (\epsilon_{nm} - \epsilon_{nr})\} \right] \times \sin \theta_m \sin \theta_r \sqrt{G(\theta_m; f_n) \delta \theta_m} \sqrt{G(\theta_r; f_n) \delta \theta_r} \quad (2.39)$$

$$Q_0(f_n; X, Y) = \frac{1}{8} S(f_n) \sum_{m=1}^{M_p} \sum_{r=1}^{M_p} \sum_{i=-N_-}^{N_+} \sum_{j=-N_-}^{N_+} \left[N_{nij}^+ \sin\{(i \cos \theta_m - j \cos \theta_r) k_n b - (\epsilon_{nm} - \epsilon_{nr})\} - J_{nij}^+ \cos\{(i \cos \theta_m - j \cos \theta_r) k_n b - (\epsilon_{nm} - \epsilon_{nr})\} \right] \times \sin \theta_m \sin \theta_r \sqrt{G(\theta_m; f_n) \delta \theta_m} \sqrt{G(\theta_r; f_n) \delta \theta_r} \quad (2.40)$$

上式から、同一周波数で異なる方向へ進む2つの成分波間の位相差 ($\epsilon_{nm} - \epsilon_{nr}$) がダブルサンメーション法の造波信号では消えないことがわかる。式(2.39)および(2.40)で残る位相差のことを”フェイズロッキング”と呼ぶ。位相は一様乱数として与えられるので、 ϵ および θ の値は、位相差によって大きく変化する。したがって、フェイズロッキングの影響を消すためには、ある代表周波数の近傍におけるクロススペクトルの平滑化が必要になる。いま、非常に多くの成分波の重ね合わせを行なうものとする、フェイズの差は以下の値に収束する。

$$\lim_{N_r \rightarrow \infty} \frac{1}{N_r} \sum_{p=1}^{N_r} \cos(\epsilon_{nm}(p) - \epsilon_{nr}(p)) = \begin{cases} 0 & (m \neq n \text{ の場合}) \\ 1 & (m = n \text{ の場合}) \end{cases} \quad (2.41)$$

ここに、 N_r は発生させた乱数の数を示す。式(2.41)は N_r の値が15以上の時は実用的に十分な正確さを示す。したがって、ダブルサンメーション法のクロススペクトルを表わす式(2.41)は、 N_r が十分大きいときには、シングルサンメーション法と同様に式(2.3

7) および(2.38)に収束する。異なる乱数列に対するクロススペクトルの平均値は代表周波数 f_n の近傍における多くの周波数における値の平均値に相当する。

実験水槽における方向スペクトルの解析では、一般にクロススペクトルのピリオドグラムの平滑化を行なう。スペクトルの平滑化は、上記に説明したクロススペクトルの平均化に相当する。2、3の研究者(Forrstal, G. Z., 1981, Pinkstar, J. A., 1984, Sand, S. E. and A. E. Mynett, 1987, Jeffery, E. R., 1987) はダブルサンメーション法による多方向波の表現は、方向集中度を幅広くしてしまうことを指摘するけれども、上記の数値的な推定から、両手法は、成分波数を十分大きくすれば同一の値に収束し、本質的な相違はないことがわかる。

3.2 多方向不規則波を造波するために必要な成分波数に関する理論的検討

(1) 所要成分波数におけるシングルおよびダブルサンメーション法の比較

(i) 計算条件

周波数スペクトルとしては、式(2.18)で示したブレットシュナイダー・光易型を用いた。図-2.9は、ブレットシュナイダー・光易型スペクトルの分布形を示す。図-2.9において、 f_p は、スペクトルのピーク周波数を示す。 f' は (f/f_p) で計算される無次元周波数である。図-2.9に示されるように無次元周波数 f_1^* ($= f/f_p = 0.80$) と f_2^* ($= f/f_p = 1.37$) をそれぞれエネルギー密度がピーク周波数における密度の1/2になる周波数とすると、 $f_1^* \sim f_2^*$ 間のエネルギーは全エネルギーの65%になる。一方、 f_1^* から f_3^* ($= f/f_p = 1.65$) の周波数範囲には80%のエネルギーが含まれる。したがって、 f_1^* から f_2^* または f_3^* までの範囲において、計算から理論的に推定される方向スペクトルが目標スペクトルと一致すれば、目標とした多方向波が対象点で造波されているものとみなすことができる。

$S(f_n, \theta_m)$ 中に含まれる方向関数形としては、次式に示す光易(1970)が現地観測結果から導いた式を合田・鈴木(1975)が改良した式が提案されている。

$$G(\theta; f) = G_0 \cos^{2s} \left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (0 \leq \theta \leq \pi) \quad (2.42)$$

ここに、 G_0 は次式の規格化のための係数である。

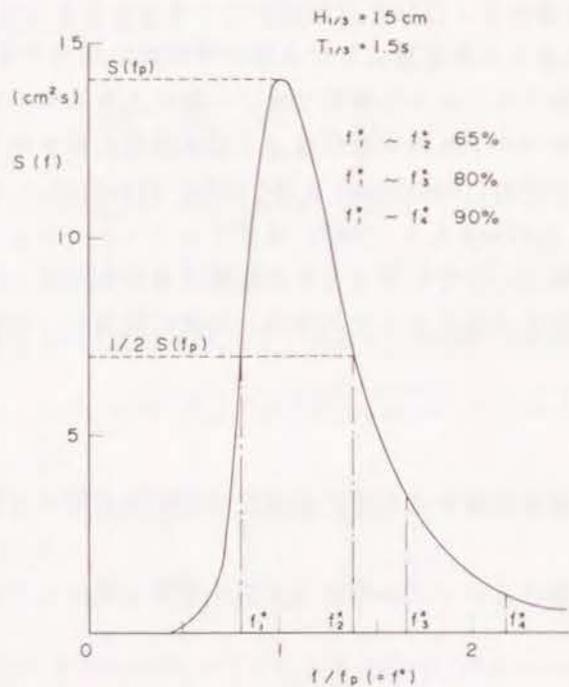


図-2.9 Bretschneider・光易型スペクトル

$$1 / \int_0^{\pi} G(\theta; f) d\theta = 1 \quad (2.43)$$

また、パラメータ S は次式に示す周波数の関数である。

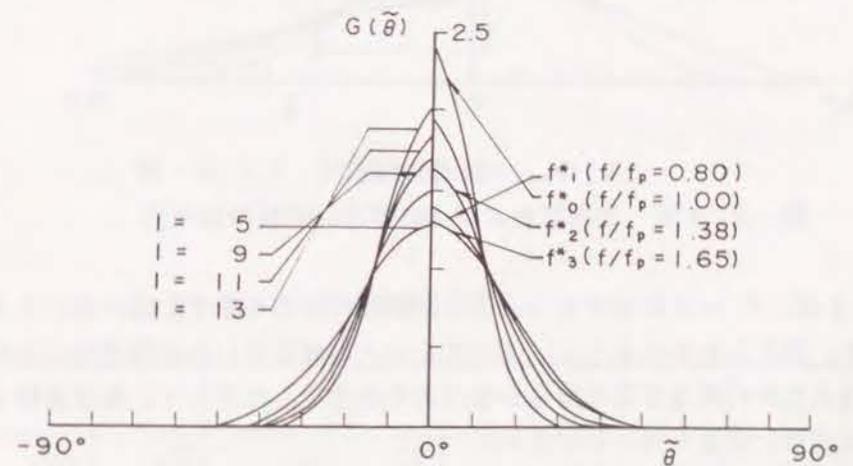
$$S = \begin{cases} S_{\max} (f/f_p)^5 & : f \leq f_p \text{ の場合} \\ S_{\max} (f/f_p)^{-2.5} & : f > f_p \text{ の場合} \end{cases} \quad (2.44)$$

ここで、パラメータ S_{\max} は S のピーク値で、方向集中度パラメータと呼ばれる。光易型の方向関数は周波数によって大きく変化する。方向関数の複雑を避けるために、ここでは、次式で示す単純化された \cos 型の方向関数を数値実験条件として用いる。

$$G(\theta) = \left\{ (2l)!! / (2l-1)!! \right\} \cos^{2l} \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) \quad (2.45) \quad (0 \leq \theta \leq \pi)$$

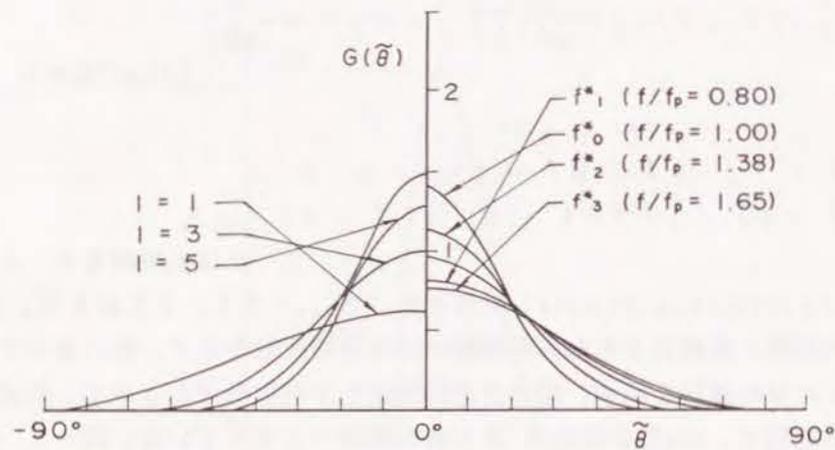
ここに、 $(2l)!! = 2l (2l-2) \cdots 4 \cdot 2$
 $(2l-1)!! = (2l-1) (2l-3) \cdots 3 \cdot 1$

図-2.10(1),(2)および(3)は、それぞれ、 $S_{\max} = 7.5, 2.5$ および 1.0 に対応する光易型方向関数と単純化された方向関数の分布形の比較を示す。図において、 θ は主波向を 0° とした時の波向を示す。図では方向関数形が対称形であるので、光易型の方向関数は θ が正の範囲で、 \cos 型の関数は θ が負の範囲で示されている。図-2.10(1)に示されるように、Bretschneider・光易型周波数スペクトルの有効周波数範囲 ($f_1^* \sim f_3^*$) において、 $S_{\max} = 7.5$ の光易型の方向関数の分布形は、パラメータ l が 5 以上の分布形に相当する。図-2.10(2)の、 $f = f_1^*$ および f_3^* における $S_{\max} = 2.5$ の分布形は、 $l = 2$ で表わされる \cos 型の分布形に等しく、 $f = f_2^*$ における光易型分布形は、 $l = 5$ の場合の \cos 型の分布形に等しい。すなわち、 $S_{\max} = 2.5$ の光易型の方向関数はパラメータ $l = 2 \sim 5$ の \cos 型の方向関数に相当する。図-2.10(3)に示した $S_{\max} = 1.0$ の場合の光易型方向関数は、 $l = 1$ から 3 の範囲内における \cos 型方向関数で近似できる。したがって、以下の数値実験では、 \cos 型の単純形の方向関数のパラメータを 1 から 5 まで変化させて、光易型方向関数を近似した。

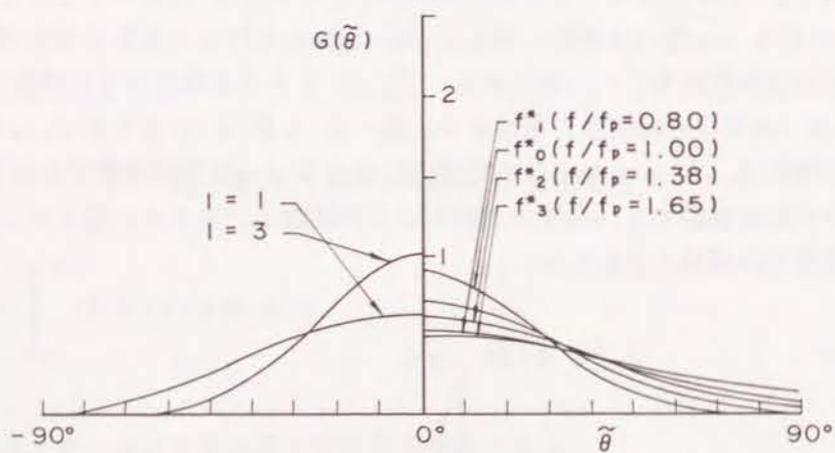


(1) $S_{\max} = 7.5$ の場合

図-2.10 光易型および \cos 型方向関数の分布形



(2) $S_{max} = 25$ の場合



(3) $S_{max} = 10$ の場合

図-2.10 光易型および COS型方向関数の分布形

図-2.11は、 $l = 3$ における cos型方向関数の分布を示す。図において M は方向成分の数を示す。図からわかるように、 $M = 30$ 以上の値を用いれば各成分ごとに計算された離散点を結んだ折れ線は非常に滑らかな分布を示す。したがって、数値実験で用いる方向成分数としては、30を用いればよい。

図-2.12は、クロススペクトルを計算する点における観測点のアレイを示す。 D は2点相互間の最小距離を示す。

表-2.1に数値実験の条件を示す。 L_p はスペクトルのピーク周波数における波長で、 (x, y) は観測点アレイの中心位置の座標である。

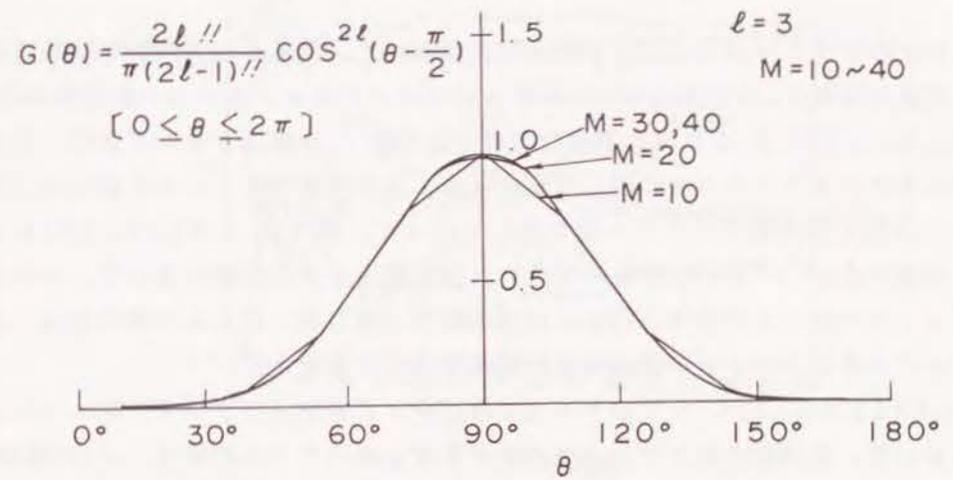


図-2.11 代表波向数 M による COS型方向関数の分布形の変化

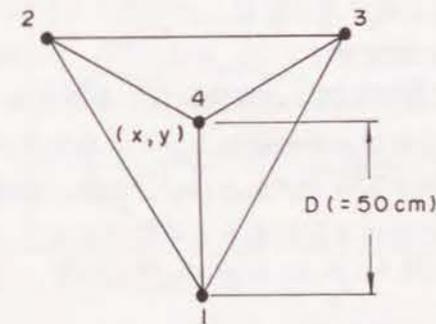


図-2.12 観測点の配置

表-2.1 計算条件

N	M_D	D	$T_{1/3}$	b	$N^+ + N^- + 1$	B	L_p	(x, y)
30	30	50 ^{cm}	1.5 ^s	50 ^{cm}	30	1500 ^{cm}	320 ^{cm}	(0.600) ^{cm}

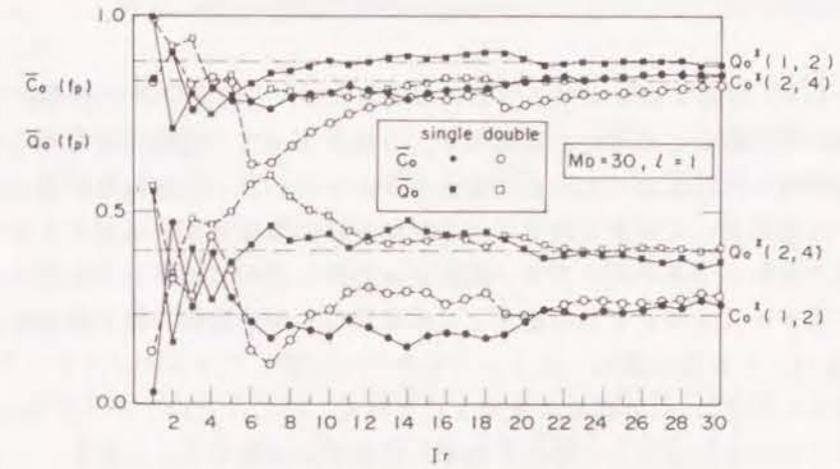
(ii) シングルおよびダブルサンメーション法におけるクロススペクトルの比較

シングルおよびダブルサンメーションの両手法において、滑らかな方向分布関数を得るためには、代表周波数 f_0 の近傍においてコおよびクオドラチャ・スペクトルの平滑化をしなければならない。図-2.13は、平滑化の成分波の数 l を変化させたときの、正規化された無次元のクロススペクトルの値の変化を示す。クロススペクトルの正規化は、クロススペクトルの値を周波数スペクトル値で除して行った。図-2.13(1)、(2)および(3)は、それぞれ $l = 1, 2$ および5の場合の計算結果を示す。各図において、コおよびクオドラチャ・スペクトルの値は、円および四角記号で表した。白および黒の色は、ダブルおよびシングルサンメーション法による計算値であることを示す。

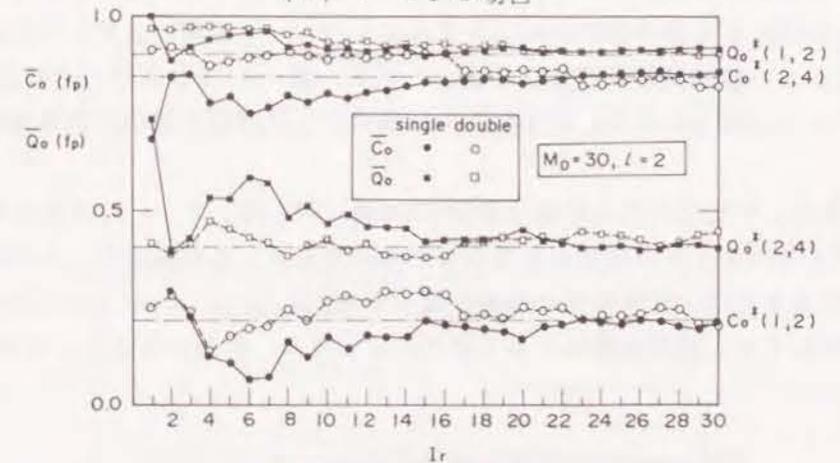
図-2.13(1)で示した $l = 1$ のケースでは、シングルおよびダブルサンメーションの両手法において、平均化されたコおよびクオドラチャスペクトルの値は、 l の値が20以上になると、 C_0^* および Q_0^* で表された目標スペクトルの値に、それぞれ非常に近くなる。図-2.13(2)で示された $l = 2$ の場合には、 l の値が17以上になると、両手法で計算した平均クロススペクトルの値が目標値にほぼ一致する。(3)の $l = 5$ のケースでも、 l が17以上の値を取るときに、両手法で計算した平均クロススペクトルの値が、それぞれ、目標クロススペクトルの値に収束する。

以上のことから、パラメータ l の値が5以下の場合には、多くとも20個の成分波を用いて、平均クロススペクトルを計算すれば、その値はシングルおよびダブルサンメーションの両手法において、目標クロススペクトル C_0^* および Q_0^* の値に収束することがわかる。したがって、目標クロススペクトルの値に十分収束する平均クロススペクトルを求めるためには、シングルおよびダブルサンメーション法の両手法において、 $l = 20$ として、平滑化を行わねばならない。

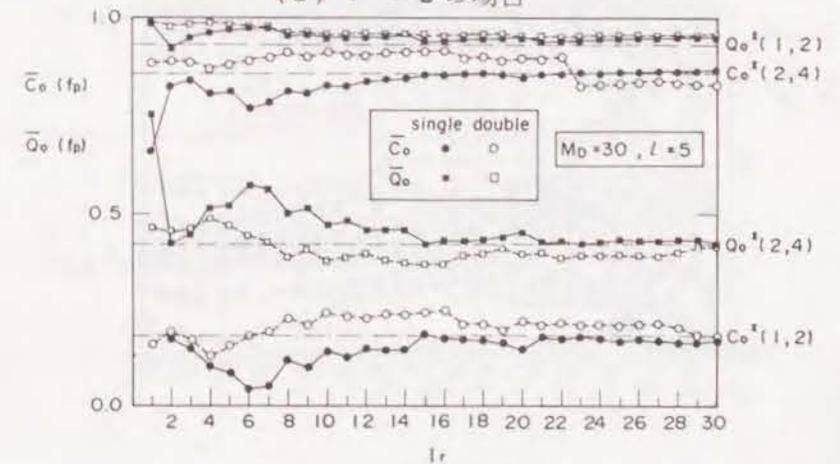
このとき、代表周波数 f_0 の数を30とすると、シングルサンメーションモデルでは、全成分波数としては、600 (20×30)個が所要成分波数として求められる。ダブルサンメーション法では、各周波数において、30個の方向成分が割り当てられるとすると、全所要成分波数は、 l 、 M_0 および N の積、すなわち $30 \times 30 \times 20$ として求められるので、18000個となる。したがって、目標とするクロススペクトルを持つ多方向波を造波するためには、ダブルサンメーション法では、シングルサンメーション法に比べて非常に多くの成分波数を必要とする。成分波数が大きくなると、造波信号のシミュレーションに要する計算時間も著しく増加する。実験室において多方向波を造波するときには、計算時間が短い方がよいので、造波信号作成法としては、シングルサンメーション法の方が優れている。ただし、最近は計算機の発達により、成分波数が多くとも、それほど計算時間を要しないシステムも開発されており、主に、ダブルサンメーション法により多方向波を造波して、模型実験を行っている研究所もある(平口ら、1990)。



(1) $l = 1$ の場合



(2) $l = 2$ の場合



(3) $l = 5$ の場合

図-2.13 平滑化に使う周波数の数 l に対する無次元クロススペクトルの変化

(2) シングルサンメーション法における成分波数の決定

シングルサンメーション法におけるコおよびクオドラチャスペクトルの値は、式(2.29)および(2.30)からわかるように、乱数列 ε_{nm} の値によって、乱数に対応する波向が異なるため、乱数の列の性質によって大きく変化する。すなわち、乱数列を計算するときのシード(seed)の値によって大きく異なる。なぜならば、異なったシードを与えると、乱数列の値は変化するからである。そこで、乱数列の特性によって、シングルサンメーション法で計算されるクロススペクトルの値がどの程度異なるかを数値実験で調べた。

図-2.14は、15個の異なったシードを用いて計算したコおよびクオドラチャスペクトルの値の変化を示す。 l_r の値が15以上になれば、ほとんどのケースにおいて、平均のコおよびクオドラチャスペクトルは、それぞれ目標値に収束する。しかし、 l_r が30以上になっても、平均クロススペクトルの値が目標値に収束しないケースが3つある。平均値の目標値からの隔たりを調べるために、非常に多くのシードを用いたケースにおいて、平均値の目標値からの標準偏差を計算した。ここでは、図-2.12に示した観測点アレイの点1と2のクロススペクトルを100ケース計算して、目標値に対する標準偏差を計算した。

図-2.15は、平均化のための成分波数 l_r の値に対して、 $l = 1, 2$ および5の場合に対するクロススペクトルの標準偏差を示したものである。これらのケースにおいて、 l_r が15になるまでは、標準偏差は急激に減少する。しかし、 l_r が15以上になると、 l_r の値が増加しても、標準偏差は大きく変化せず、ほぼ一定値になる。したがって、成分

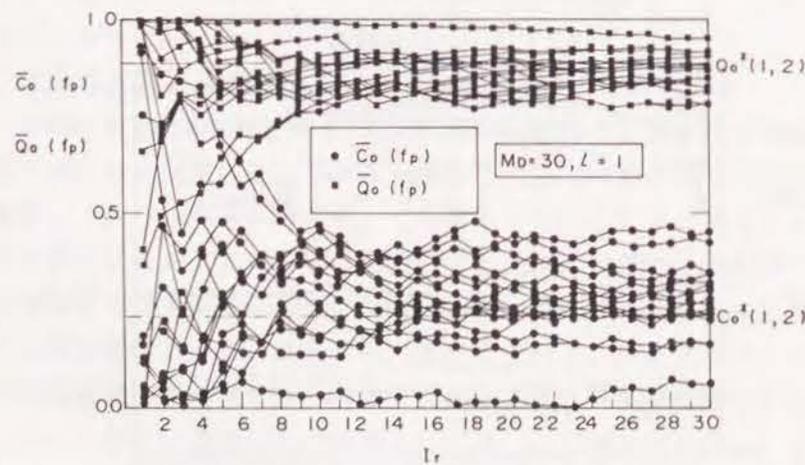
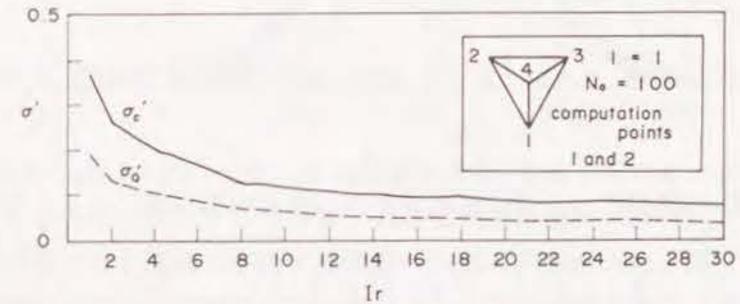


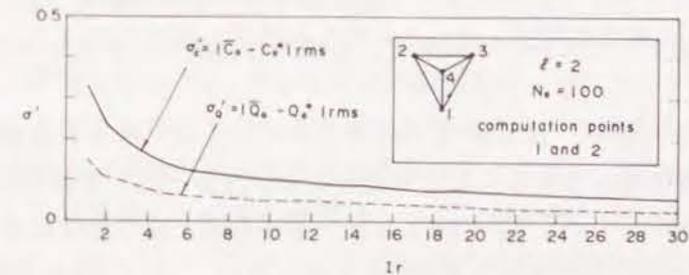
図-2.14 シングルサンメーション法におけるシード(seed)数に対する無次元クロススペクトルの変化

波数が多くなると、計算時間が増加するため、 l_r として、20~30の値を用いることは効率的ではない。

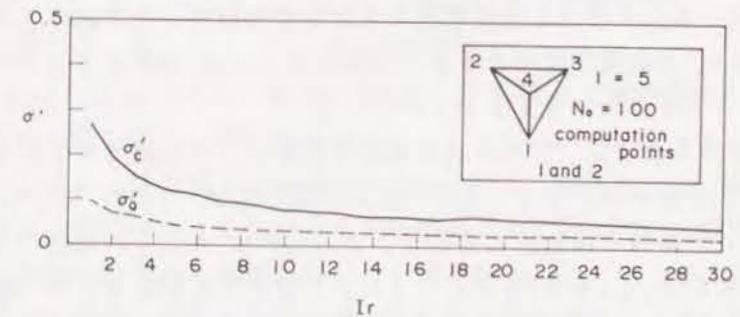
l_r に対する標準偏差の変化を考慮すると、シングルサンメーション法において、平滑化に必要な最小の成分波の数は15と考えることができる。多方向不規則波の造波において、代表周波数の数を30とすれば、最小の所要成分波数は、 $N \times l_r$ として求められるので、450波となる。なお、標準偏差が完全に0とならないことから、たとえ、 l_r として15を用いても、造波された多方向波のクロススペクトルは、目標クロススペクトルと若干ずれることを考慮しなければならない。



(1) $l = 1$ の場合



(2) $l = 2$ の場合



(3) $l = 5$ の場合

図-2.15 シングルサンメーション法における平均クロススペクトルの目標値に対する標準偏差

3.3 造波水槽における多方向不規則波の方向分布特性の推定

(1) 方向分布特性の推定法

ここでは、3.2で考察した所要成分波数を用いて、式(2.33)および(2.34)で表された目標クロススペクトル C_0^* および Q_0^* が得られたものとする。クロススペクトルは、方向スペクトルと次式で示す関係がある。

$$S(f; \theta) = \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \iint \Phi_0^*(f; X, Y) \times \exp\{i(k_x X \cos \theta + k_y Y \sin \theta)\} dX dY \quad (2.46)$$

ここで、 Φ_0^* はクロススペクトル Φ_0 の共役複素数で、 $\Phi_0 = C_0 + iQ_0$ で表わされる。 α は比例常数である。式(2.46)の積分を、実際に、 X および Y について行なうことは不可能である。実際には、限られた領域内の数点の観測点で同時に観測された波形データから、方向スペクトルを推定しなければならない。これまでに、各種の推定法が提案されており、それらについては次節で概説する。ここでは、それらの推定法の中から最も推定精度が高い、ベイジアンモデルによる方向スペクトル推定法(BDM)(橋本, 1987)を用いて、理論的に求められた目標クロススペクトルから、水槽内の方向スペクトルの分布を推定する手法を説明する。

計算条件は、3.2と同様で、表-2.1に示す。ただし、サーベント型造波装置は、幅80cmのピストン型造波機35台からなるものとした。計算では、水槽内の残りの3側壁からの反射波はないものとした。図-2.16は、造波された波の波長が変化したときの、ピーク周波数における方向関数形の変化を示したものである。 b/L_p は造波板幅 b とピーク周波数における波長 L_p の比を表わす。計算は、造波機の中心に原点をとった空間座標 (x, y) において、 $x=0$, $y=+5$ mの地点における観測点アレイで測定されるクロススペクトルを用いて行い、方向集中度パラメータの設定値 $S_{max a}$ は1.0とした。設定値とは、造波信号のシミュレーション時に与えるデータである。

図-2.16に示されるように、計算された方向関数形は、太実線で示した設定値の分布形と異なる。設定値の分布形は、与えられた $S_{max a}$ の値から式(2.42)にしたがって求められる分布形である。計算値と設定値との差は、 b/L_p が0.5以下の場合には、0.1以内で非常に小さく、特に $b/L_p=0.15$ のときは、計算値と設定値はよく一致する。しかし、 b/L_p が0.73の時は、計算値と設定値との差が、最大で0.6になり、両者は大きく異なる。このことから、設定値と同じ方向分布特性を持つ多方向波を造波するためには、

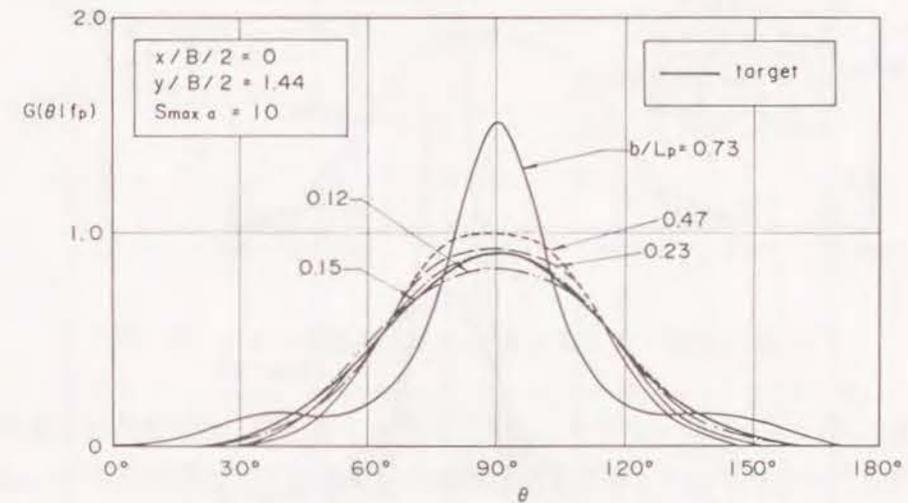


図-2.16 相対造波板幅に対する理論計算した方向関数の変化

造波板幅に対する波長の比 b/L_p は0.5以下でなければならない。以下の議論においては、 b/L_p は0.28となる条件で計算を行なった。

図-2.17は、 $S_{max a}=1.0$, 2.5および7.5の場合の、計算および設定した方向関数形の比較を示したものである。計算地点の x および y 座標は0および5mである。図に示されるように、計算された $S_{max a}=1.0$ の方向関数形は、 $\theta=90^\circ$ のピーク近傍で設定したもののより滑らかであるが、そのピーク値は設定値とよく一致する。 $S_{max a}$ が2.5および7.5の場合の計算方向関数形は設定値より先鋭で、そのピーク値は設定した分布形のピーク値より大きい。計算値と設定値との差は、 $S_{max a}$ が大きくなるほど、大きくなる。

図-2.18は、図-2.17のケースより、さらに造波機から離れた地点($x=0$, $y=8$ m)における同様の比較を示す。 $S_{max a}=1.0$ の計算分布形のピークが設定値より若干小さいのに対して、 $S_{max a}=2.5$ および7.5の場合には、計算値のピークは設定値より高くなり、その分布形は、図-2.17の場合とほぼ等しい。

図-2.19は、 $S_{max a}=1.0$ の場合において、計算地点の造波機からの距離の相違による方向関数形の変化を示す。相対距離は $y/L_p=1.44$ から4.33($y=B/2$ に相当)まで変化しているが、計算値と設定値との差は小さく、常に0.1以内である。従って、観測点の造波機からの距離は、それが全造波板幅 B の1/2以内であれば、造波された多方向波の方向分布特性に大きく影響しないことがわかる。

$x=0$ mの中心線から観測点が造波機と平行な方向へずれたときの影響を調べるために、 x 座標が異なった地点においても計算を行なった。図-2.20は、 $x=3$ および $y=5$ mの地点における計算値と設定値の比較を示したものである。図において、 $S_{max a}=1.0$ の

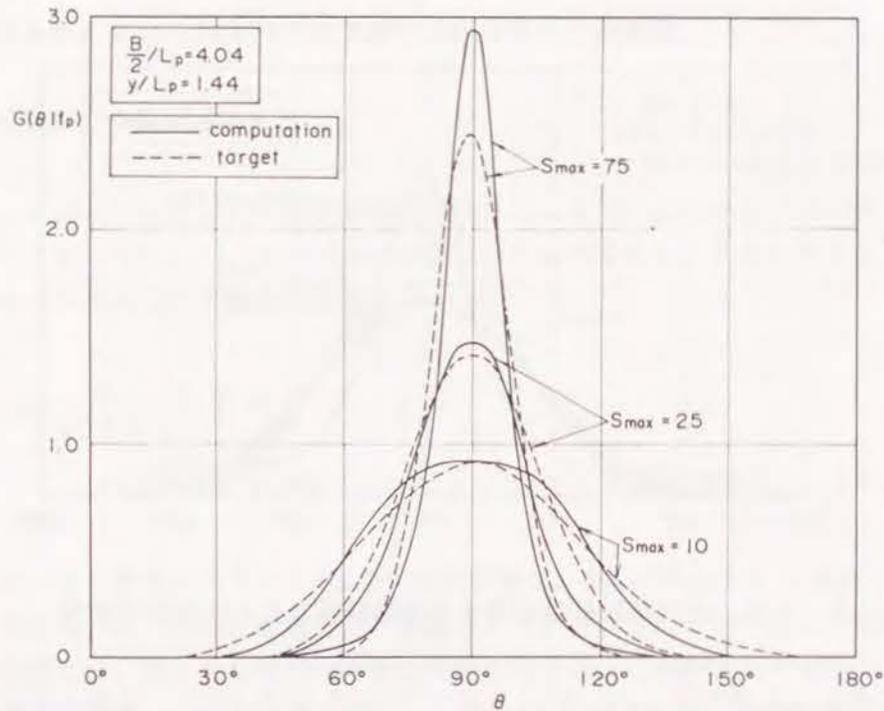


図-2.17 $y/L_p = 1.44$ における方向関数の理論計算値と設定値の比較

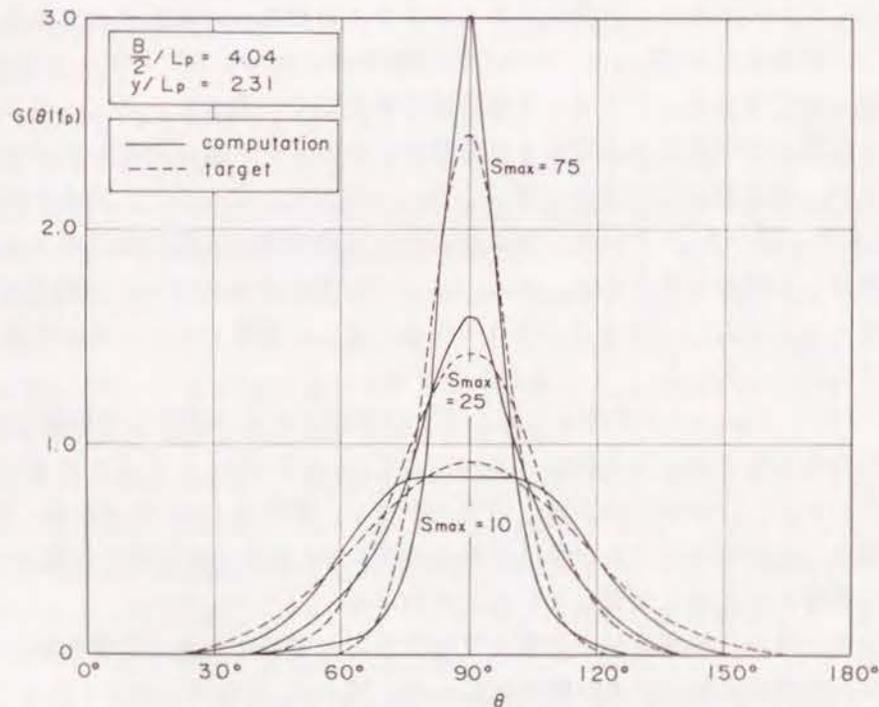


図-2.18 $y/L_p = 2.31$ における方向関数の理論計算値と設定値の比較

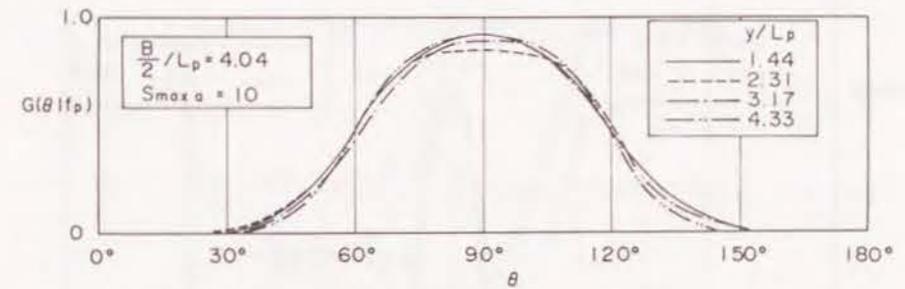


図-2.19 造波板からの距離による方向関数の変化

場合の計算方向関数形は、設定値より歪んでおり、そのピークは $\theta = 80^\circ$ に生じる。一方、 $S_{max} = 75$ の計算分布形は設定した分布形とほぼ等しく、そのピークも $\theta = 90^\circ$ に生じている。

図-2.21は、より中心線より離れた $x = 9$ mの地点での計算値と設定値との比較を示す。 $S_{max} = 10$ および75の両ケースにおいて、ピークは $\theta = 90^\circ$ の場合に生じている。しかし、ピーク値は大きく異なり、 $S_{max} = 10$ および75の場合には、それぞれ計算分布形のピーク値は設定値のそれぞれ1.6および0.7倍になっている。このことから、設定した多方向波を造波することは、中心線より離れた地点では困難であることがわかる。

図-2.22(1)および(2)は、中心線 $x = 0$ より離れた地点における方向関数のピーク値と、ピークの現われる角度 θ の変化を示す。ピーク値は、計算値 G_{peak} の、設定値 G_{peaka} に対する比として表わした。相対ピーク値(G_{peak}/G_{peaka})は、中心線からの距離によって大きく変化する。 θ_p はピーク値の変化ほど変化せず、距離が大きくなってもほぼ一定である。図-2.22より、多方向不規則波造波水槽においては、造波機の幅方向に、一様な方向分布特性を保つことは困難で、実験においても、ある程度空間的に方向分布特性が変化することを考慮しなければならないことがわかる。

これまでの、ピーク周波数における方向関数形について議論を行なった。ここでは、周波数スペクトルと全周波数範囲にわたる方向分布特性の再現性を調べる。図-2.23は、周波数スペクトル形の計算値と設定値の比較を示す。 $S_{max} = 10$ および75について計算された周波数スペクトル形は、設定したBretschneider・光易型のスペクトル形とよく一致する。

図-2.24は、各周波数における方向関数のピーク値 G_{peak} の計算値と設定値の比較を示す。 S_{max} が75の場合には、ピーク周波数における G_{peak} の値は設定値よりも大きく、周波数がピーク周波数とずれてくると、その値は急速に小さくなり設定値より低くなる。計算値と設定値との誤差は、ピーク周波数のときが最大である。一方、 $S_{max} = 10$ のケ

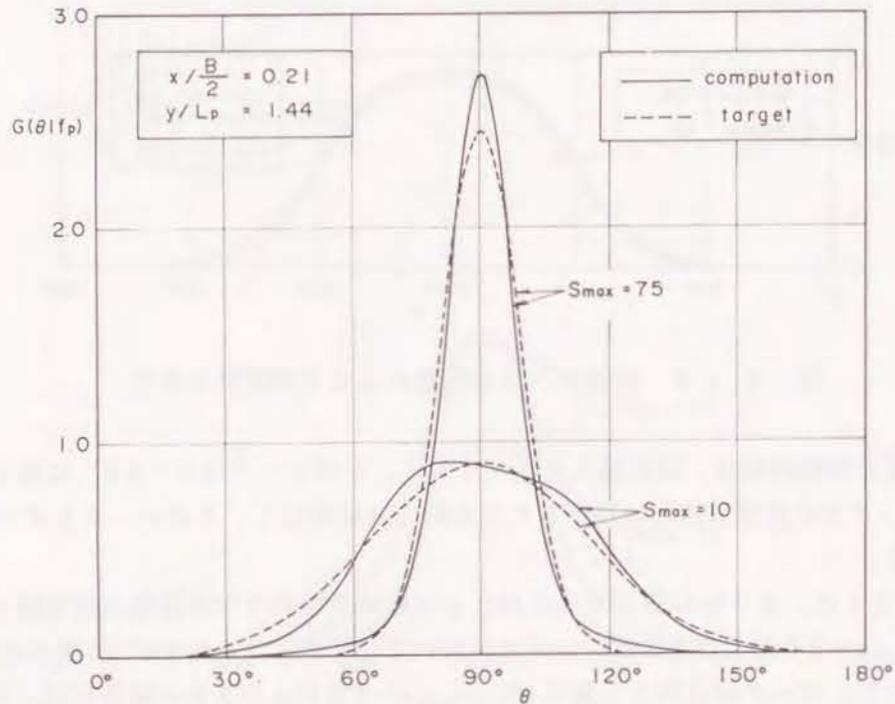


図-2.20 中央線から $x/(B/2) = 0.21$ 離れた測点における方向関数の分布形

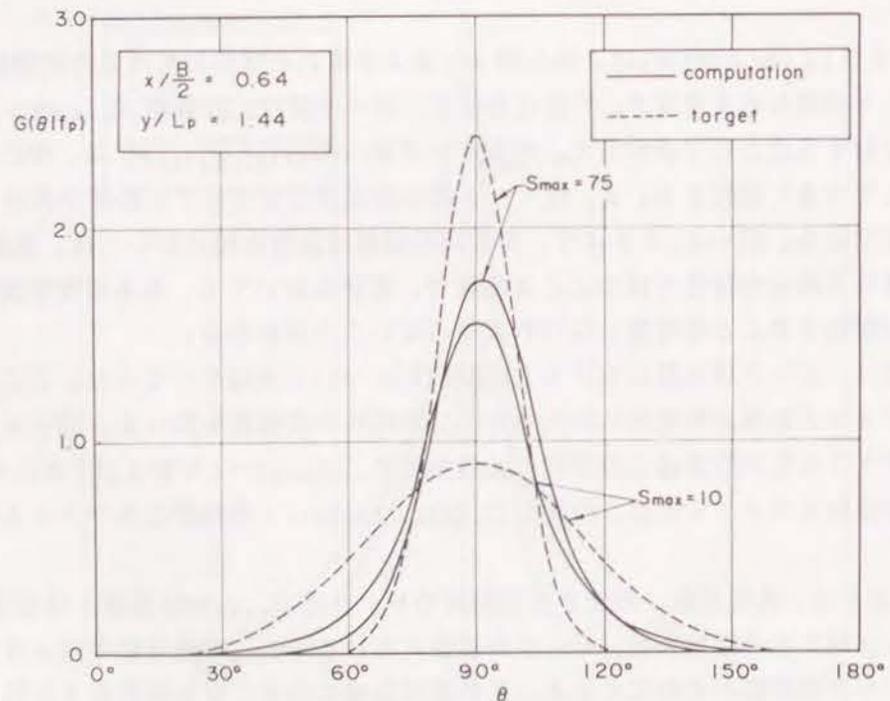
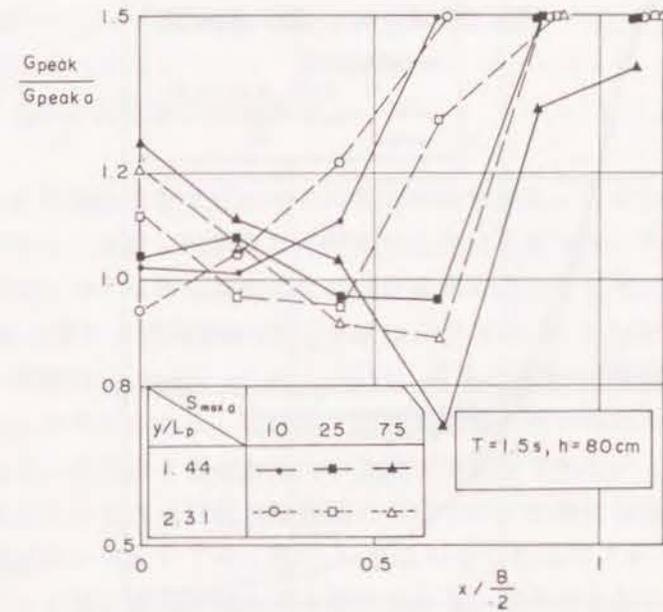
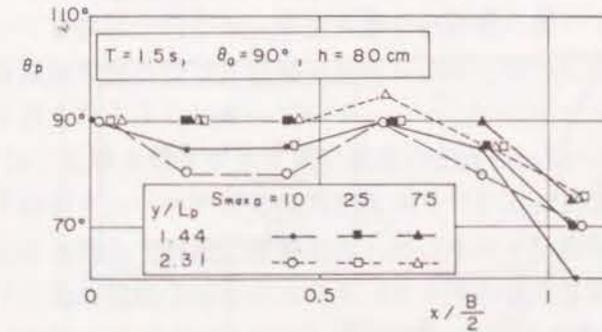


図-2.21 中央線から $x/(B/2) = 0.64$ 離れた測点における方向関数の分布形



(1) 方向関数のピーク値



(2) 方向関数のピーク出現角

図-2.22 中心線からの距離による方向関数のピーク値とピーク角の変化

ースでは、ピーク周波数における G_{peak} は設定値とよく一致し、周波数がずれた場合でも大きく設定値からずれることはない。高周波数側では設定値より若干大きくなるが、エネルギーレベルの低い範囲である。以上の事から、計算値と設定値がピーク周波数で一致すれば、他の周波数範囲においても方向関数形が大きく異なることはなく、方向分布特性を議論する場合には、これまでの議論と同様に、エネルギーレベルのもっとも高い周波数における方向関数形について議論すればよい、といえる。

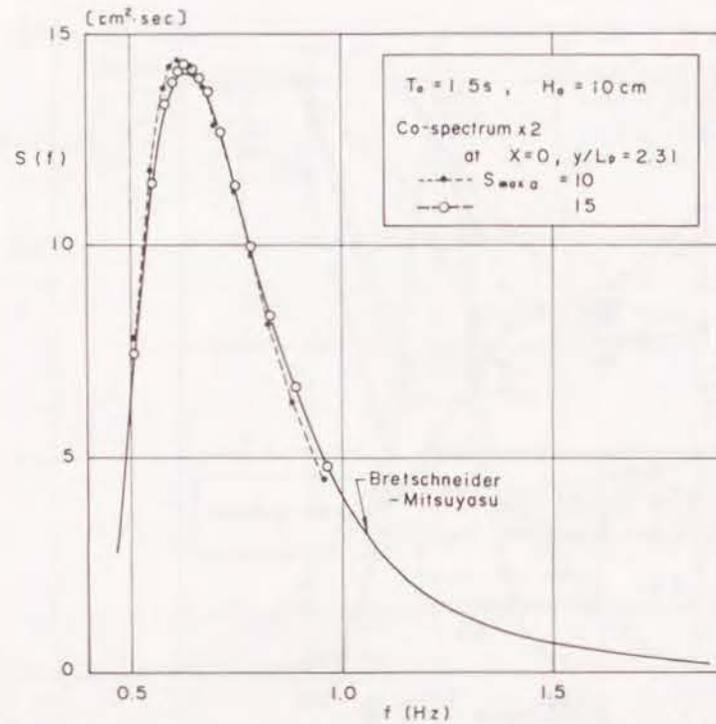


図-2.23 周波数スペクトルの理論計算値と設定値の比較

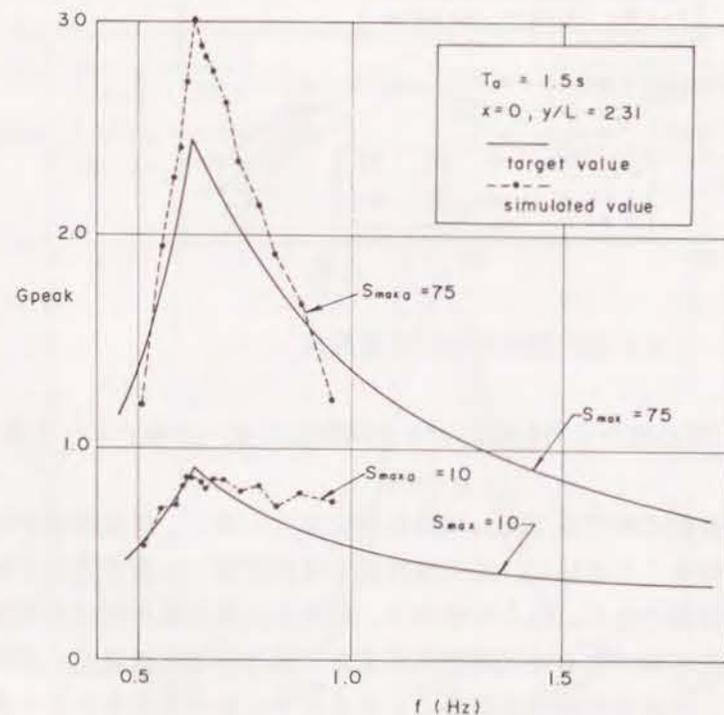


図-2.24 周波数による方向関数のピーク値の変化

第4節 発生波の計測法

(1) 多方向不規則波の測定方法

サーベント型造波装置で造波された多方向波を測定し、その特性を検討するためには周波数スペクトル、波高・周期などの解析のほかに、方向スペクトルを求めることが不可欠となる。方向スペクトルを求めるための波高測定法としては、数台の波高計群(wave gage array)による波形の同時観測(たとえばBarber, 1961)、pitch-rollブイによる水面傾斜と水位変動の測定(Mitsuyasu et al., 1975)、流速と波高の同時観測(たとえば、大下ら, 1987)などのものが考えられる。実験場で比較的簡単に用いられるものとしては、波高計群を用いる方法と、波高計と流速計を用いる方法が採用できる。

波高計群における波高計最適配置法については、合田(1980)がその一般的指針を示している。配置法の一つとしては、図-2.12に示した星型アレイが考えられる。図-2.12において、 D は、波高計間の最小距離である。波高計としては、容量式波高計が簡単に用いられる。流速計と波高計による同時記録を得るためには、容量式波高計と2成分電磁流速計を用いることができる。高山ら(1991)は、流速計として超音波流速計を用いた波高計-流速計アレイを設計・製作し、模型実験での計測に用いている。この装置では、流速計の支持棒に容量線張りつけて波高を測定し、同一測点における、水位変動と水平2成分の流速変動が得られるようになっている。

図-2.25は、実験水槽における測定装置の配置の一例(高山ら, 1987)を示したものである。図の下段がサーベント型造波装置を示している。星型アレイはサーベント型造波装置の中心から6 m離して設置されており、そこから4 m間隔で電磁流速計と波高計のセットを設置して、造波機幅方向への方向スペクトルの分布を調べている。前節で検討したように、方向分布特性は場所的に変動し、図-2.25の各測点では、それぞれ別個の方向

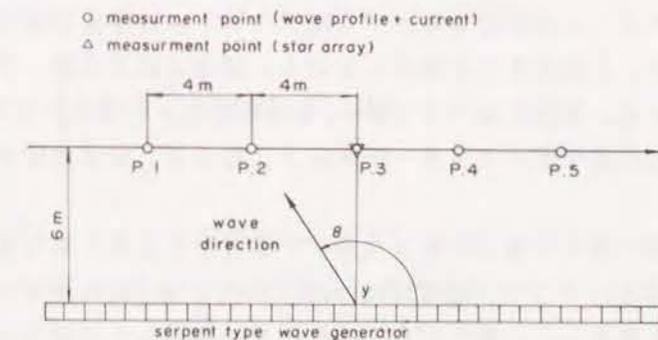


図-2.25 測定装置の配置

スペクトルが観測されるはずである。平口ら(1990)は、クロススペクトルの空間的な変動性を平均することによって、空間的に平均化された方向スペクトルの推定法を提案している。本研究では、方向スペクトルが場所的に変動し、実験においても空間的な変動性を考慮するように提案しているので、平口らが提案した水槽内の方向スペクトルを空間的に平均化する手法は用いていない。

造波された多方向波の波高および周期は、砕波が生じず波形が極端に前傾化することがないので、ゼロアップ・クロス法で求めた。周波数スペクトルは、FFT法を用いて求めればよい。水槽内における消波工の反射率を求めるときには、波の進行方向に並んだ2本の波高計の記録から、入射波と反射波を分離して、入射波の持つエネルギーに対する反射波のエネルギーの比の平方根として求めることができる(合田・鈴木ら, 1976)。

(2) 方向スペクトルの解析方法とその精度

方向スペクトルの解析方法については、これまで多くの研究者が各種の方法を提案している。DFT法(直接フーリエ変換法)(Barber, 1961)、パラメータ法(Panicker, 1974)、MLM(Capon, 1969)等の手法が標準的な手法として広く用いられている。なかでも、MLMは、分解能が高く優れていることが確認されている。磯部ら(1984)は、波高計アレイ以外にもMLMが使えるように拡張し、水面勾配や水粒子速度などの記録が混じっている場合でも高い精度で方向スペクトルが推定できるようにした。この手法は、EMLM(Extended Maximum Likelihood Method)と呼ばれている。最近では、EMLMによって方向スペクトルを推定することが多く成されている。また、これらの手法をまとめその推定式を比較的分かりやすく示した解説書(本間・堀川ら, 1985)が刊行されている。

EMLMより方向分解能が優れた方向スペクトル推定理論として、橋本・小舟(1985)は、MEP(Maximum Entropy Principle)モデルを提案している。さらに、橋本・小舟(1986)はクロススペクトルの推定精度が方向スペクトルに与える影響を検討し、多変量自己回帰モデルによりクロススペクトルを推定すると、方向スペクトルの推定精度が高速フーリエ変換による場合に比して、上昇することを示している。橋本らによれば、EMLMで解析された方向関数のピークは、真値に比べて10~15%程度小さくなるのに対して、MEPで解析された値は、方向集中度パラメータが5以上になると、ほぼ真値と等しくなることを示している。

しかし、MEPは同一側点で得られた3成分データ(たとえば、水位および水平2流速)に対してのみ有効である。そこで、橋本(1987)は、多点で得られた測定データから方向スペクトルを推定する手法として、新たにベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定法(BDM)を提案している。ベイズ型モデルは、統計データの解析法として導入され実際

的な応用が進められている方法である(Akaike, 1987)。本研究では、実験において多くの場合、波高計アレイを用いていることから、適用例が多いEMLMおよびBDMを用いて実験室において造波された多方向波の方向スペクトルを解析した。ここでは、推定法の概要と精度に関する考察を述べる。

(1) EMLM法による方向スペクトルの解析

いま、位置 x_m 、 x_n における水面変動水圧、水面勾配、水粒子速度などの測定量の間のクロススペクトルを $\Phi_{m,n}(\sigma)$ と定義する。クロススペクトルと方向スペクトルの間には、次の関係式が成立する。

$$\Phi_{m,n}(\sigma) = \int_k H_m(k, \sigma) H_n^*(k, \sigma) e^{-i k x_{m,n}} S(k, \sigma) dk \quad (2.46)$$

ここに、 $x_{m,n}$ は測点間のベクトル距離で $x_{m,n} = x_m - x_n$ で表される。また、 k は波数ベクトル、 $S(k, \sigma)$ は波数・周波数スペクトル、 i は虚数単位、 $*$ は共役複素数を示す。 $H(k, \sigma)$ は、水面変動を入力信号とし、ある任意の出力信号を得るときの複素伝達関数である。波動に関する諸量の場合には、通常

$$H(k, \sigma) = (\cos \alpha)^{\lambda_c} (\sin \alpha)^{\lambda_s} h(k, \sigma) \quad (2.47)$$

で表すことができる。ここに、 α は波向角であり、 λ_c 、 λ_s 、 $h(k, \sigma)$ の値は表-2.2に示される。方向スペクトル $S(f, \theta)$ は、波数・周波数スペクトル $S(k, \sigma)$ を周波数 f 、波向 θ の関数として書き直したものである。波数・周波数スペクトル $S(k, \sigma)$ の推定値 $\hat{S}(k, \sigma)$ は、真の値 $S(k, \sigma)$ にあるウィンドウをかけたものとして表現され、次式で示される。

$$\hat{S}(k, \sigma) = \int_{k'} S(k', \sigma) w(k, k') dk' \quad (2.48)$$

ここに、 $w(k, k')$ はウィンドウである。もし、 $w(k, k')$ がデルタ関数になっておれば波数・周波数スペクトル $S(k, \sigma)$ の推定値は真値と等しくなる。そこで、MLMでは $k=k'$ におけるウィンドウの値を一定に保って、波数・周波数スペクトルの推定値 $\hat{S}(k, \sigma)$

表-2.2 主な波動量の水面変動に対する伝達関数(磯部ら, 1984)

項目	記号	$h(k, \sigma)$	α	β
水面変動	η	1	0	0
水圧変動	p	$\rho g \frac{\cosh kz}{\cosh kd}$	0	0
水面鉛直加速度	ηu	$-\sigma^2$	0	0
水面勾配(x)	η_x	ik	1	0
" (y)	η_y	"	0	1
水粒子速度(x)	u	$\sigma \frac{\cosh kz}{\cosh kd}$	1	0
" (y)	v	"	0	1
" (z)	w	$-i\sigma \frac{\sinh kz}{\sinh kd}$	0	0

k : 波数, σ : 角周波数, d : 水深, z : 底面からの高さ,
 ρ : 流体の密度, g : 重力加速度

が最小になるようにしている。

結局、波数・周波数スペクトルの推定値は、次式のように表される。

$$\hat{S}(k, \sigma) = \frac{C}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \Phi_{m' n'}^{-1}(\sigma) H_{m'}^*(k, \sigma) H_{n'}(k, \sigma) e^{-i k x_{m' n'}}} \quad (2.49)$$

ここに、 $\Phi_{m' n'}^{-1}(\sigma)$ は、 Φ の逆行列の(m' , n')成分である。 C は次式を満足するための比例定数である。

$$S(\sigma) = \int_k \hat{S}(k, \sigma) dk \quad (2.50)$$

$S(\sigma)$ は水面変動の各周波数スペクトルである。

方向スペクトル推定法の精度を検討する場合には以下のような手法が取られている；

① 検討対象とする方向スペクトルを仮定し、数値シミュレーションによって多方向不規則波形を求める。得られた水面波形あるいは水面勾配、水粒子速度などから方向スペクトルの推定値を計算する。方向スペクトルの推定値と、最初に与えた真の方向スペクトルを比

較して推定法の精度を検討する。

② クロススペクトルと方向スペクトルの関係式(2.46)を用いて、仮定した方向スペクトルから直接、クロススペクトルを計算する。計算されたクロススペクトルから方向スペクトルの推定式(2.49)を用いて方向スペクトルの推定値を計算する。方向スペクトルの推定値と、最初に仮定した真値を比較して推定法の精度を検討する。

①の模擬波形をシミュレーションして、方向スペクトルの推定精度を検討する手法においては、現地での波高観測に付随するノイズを模式的に与えることができるので、①の手法は②の手法に比べると、より実証的な手法であると考えられる。しかし、橋本・小舟(1986)が指摘しているように、波形データから方向スペクトルを推定する過程の中で、クロススペクトルの推定値自体もクロススペクトルの計算法によって異なり、真の値に対して誤差を含んだものとなっている。したがって、各種の方向スペクトルの推定値は、クロススペクトルから方向スペクトルの推定値を求める部分の手法が異なっているわけであるから、各種の方向スペクトルの推定法の精度を定量的に正確に判定するためには、②の手法がより厳密である。

MLMを用いた波高計アレイによる推定方法については、合田(1980)がすでに、その分解能について詳しく検討している。合田によると、一方向不規則波に対しては星型波高計アレイの分解能はきわめて優れており、その分解能は入射角にほとんど影響されない。方向スペクトルを有する2次元不規則波に対して、星型配置に対するシミュレーションは行われていないけれども、直線型配置の波高計群を用いた場合でも、方向関数の分布形状は入力値を良好に再現できることが明かとなっている。しかし、このとき方向関数のピーク値の出現する角度は、周波数によっては5%程度の方向のズレを示すことがある。

磯部・近藤・堀川(1984)はEMLMを提案する際に、波高計と2成分水粒子速度との組み合わせによる方向スペクトルの推定精度について検討している。それによると、EMLMによる推定値の分解能は良好で、2山型の方向関数を有する多方向波の解析にも有効であることがわかる。しかし、方向関数のピーク値は、真値に比較すると、10~15%程度小さくなるようである。したがって、EMLMはエネルギーのピーク付近では推定精度が低くなる。この推定精度の検討は、前述の手法②にしたがって行われている。すなわち、クロススペクトルは、方向スペクトルの形から式(2.49)によって直接計算された値が使われている。一方、波形データからFFT法によって求められるクロススペクトルの推定値にも、誤差が含まれており、さらに、その値は、磯部・古川(1986)によれば統計的に変動する。

したがって、実験データからEMLM法によって推定された方向スペクトルの推定値を方向関数で表現した場合、そのピーク値は平均すると、真値に比べて若干小さくなると考えられる。しかし、推定値が平均値でない場合には、統計的な変動性により、ピーク値が

真値に比較してわずかに大きくなる場合も考えられる。

(ii) ベイズ型モデルを用いた推定法 (BDM)

式 (2.46) の 2 次元なクロススペクトルと波数・周波数スペクトル $S(k, \sigma)$ の関係式を 1 次元的な表示式に再構成すると次式のようなになる。

$$\Phi_i(f) = \int_0^{2\pi} H_i(f, \theta) G(\theta; f) d\theta \quad (2.51)$$

($i=1, 2, \dots, N'$)

ここに、

$$H_i(f, \theta) = H_m(f, \theta) H_n^*(f, \theta) \quad (2.52)$$

$$\left[\begin{array}{l} \cos \{k(x_{mn} \cos \theta + y_{mn} \sin \theta)\} \\ -i \sin \{k(x_{mn} \cos \theta + y_{mn} \sin \theta)\} \end{array} \right]$$

$$\Phi_i(f) = \Phi_{mn}(f) / S(f) \quad (2.53)$$

ここに、 i は式 (2.49) における観測点の番号、 m' と n' の積で $i=m' \times n'$ で表される。 N' は方程式の数を表し、 $\Phi_{m'n'} = \Phi_{n'm'}$ であるので、観測点の数を M' とすると $N' = M' \times (M' + 1) / 2$ で表される。方向関数 $G(\theta; f)$ を $(0, 2\pi)$ の範囲で、分割数 K で等分割するものとする。 $G(\theta; f)$ の値は正であるから、次式で示すような x_k が求められる。

$$x_k(f) = \ln \{G(\theta; f)\} \quad (2.54)$$

($k=1, 2, \dots, K$)

x_k を用いると $G(\theta; f)$ は次式のように近似できる。

$$G(\theta; f) \cong \sum_{k=1}^K \exp\{x_k(f)\} I_k(\theta; f) \quad (2.55)$$

ここに、

$$I_k(\theta; f) = \begin{cases} 1 & : (k-1)\Delta\theta \leq \theta < k\Delta\theta \quad \text{の場合} \\ 0 & : \theta < (k-1)\Delta\theta, k\Delta\theta \leq \theta \quad \text{の場合} \end{cases} \quad (2.56)$$

($k=1, 2, \dots, K'$)

式 (2.55) を式 (2.51) に代入すると次式が成立する。

$$\Phi_i(f) = \sum_{k=1}^K \exp\{x_k(f)\} \int_0^{2\pi} H_i(f, \theta) I_k(\theta; f) d\theta \quad (2.57)$$

K が十分大きいときには右辺の積分は次式に近似できる。

$$\int_0^{2\pi} H_i(f; \theta) I_k(\theta; f) d\theta \cong H_i(f; \theta_k) \Delta\theta \equiv \alpha_{i,k}(f) \quad (2.58)$$

ここに、 $\theta_k = (2k-1)\Delta\theta/2$ である。いま、 $\Phi_i(f)$ および $\alpha_{i,k}(f)$ は複素数であり、取扱いが不便である。そこで、次のような実数部と虚数部に分離し、すべてを実数に関する式として取り扱う。次式では、たとえば、 $\Phi_i(f)$ の虚数部は、 $\Phi_{N'+i}$ として実数値で表されることを示している。

$$\left. \begin{array}{l} \Phi_i = \text{Real}\{\Phi_i(f)\} \\ \Phi_{N'+i} = \text{Imag}\{\Phi_i(f)\} \\ \alpha_i = \text{Real}\{\alpha_{i,k}(f)\} \\ \alpha_{N'+i,k} = \text{Imag}\{\alpha_{i,k}(f)\} \end{array} \right\} \quad (2.59)$$

式 (2.57) で示されたクロススペクトルは真のクロススペクトルとの誤差を含んでおり、誤差を ε_i で表し、式 (2.57) を式 (2.58) を用いて書き直すと次式のようなになる。

$$\Phi_i = \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k} \exp(x_k) + \varepsilon_i \quad (2.60)$$

($i=1, 2, \dots, 2N'$)

ここで、誤差 ε_i が平均 0、分散 μ^2 の正規分布に従うものと仮定すれば、クロススペクト

ル Φ が観測量として与えられると、 Φ が生起したときの x_k および μ^2 の起きる確率、すなわち x_k および μ^2 に関する尤度が次式で求められる。

$$L(x_1, x_2, \dots, x_K; \mu^2) = (2\pi\mu^2)^{-N} \times \exp \left[-\frac{1}{2\mu^2} \sum_{i=1}^{2N'} \left[\Phi_i - \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k} \exp(x_k) \right]^2 \right] \quad (2.61)$$

ベイズ型モデルでは、尤度を最大とする関数形、あるいは分布形が最も生起する確率が高いものを、すなわち“最も起こりそうなもの”と考える。したがって、式(2.61)で表される尤度を最も大きくするように、 x_1, x_2, \dots, x_K および μ^2 を求めれば、真値に最も近い方向関数の推定値 $G(\theta; f)$ を与えることになる。ただし、 $G(\theta; f)$ は滑らかな連続関数と考えられるので、次式の値をできるだけ小さくしなければならない。

$$\Delta U = \sum_{k=1}^K (x_k - x_{k-1} + x_{k-2})^2 \quad (2.62)$$

ただし、 $x_0 = x_K, x_{-1} = x_{K-1}$ である。 x_k および μ^2 の最適値を求めることは、適当なパラメータ s^2 を用いて表わされる次式を最大化することと同値である。

$$\Delta e = \ln L(x_1, x_2, \dots, x_K; \mu^2) - \frac{s^2}{2\mu^2} \sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2 \quad (2.63)$$

ベイズ型モデルでは、赤池のベイズ型情報量基準(Akaike, 1980)を用いてパラメータ s^2 の最適値を求め、式(2.63)を最大にするような x_k の分布形を求めて、 $G(\theta; f)$ を推定している。

橋本(1987)は、ベイズ型モデルを用いた方向スペクトル推定法の精度を検討するために、多くシミュレーションを行なっている。そこでは、任意の周波数 f に着目して、方向角 θ に関するエネルギーの分布について議論がなされている。数値シミュレーションは、クロススペクトルを設定値から直接計算する②の方法が用いられている。その結果、水位、流速、水面勾配などの観測量が増大すると、BDMおよびEMLMの推定精度はともに上昇する。特に、観測量が4点以上になるとBDMはほとんど真値を与え、EMLMより推定精度が高いことが明らかになっている。ただし、観測波動量が3点の場合にはBDMは、EMLMより推定精度が低下し、BDMは4つ以上の観測波動量から方向スペクトルを

求める手法として優れている。

図-2.26は、図-2.12に示した星型アレイを用いて、 $D/L=0.2$ の場合について、一方向波浪系に対する数値シミュレーション結果を示した図である。方向集中度パラメータ S が1あるいは2のように幅広いエネルギー分布を持つ波を対象とする場合には、EMLMで推定される方向分布関数はアレイの配置と対象とする波の波長に依存して図にみられるような振動が発生する。しかし、BDMはほぼ妥当な推定値を推定し得るようである。 S が20以上になると、EMLMとBDMの推定値はほぼ等しく、両者とも非常に優れた推定結果を示す。 $S=60$ 以上では、EMLMによる推定値のピーク値が、BDMによる推定値のピーク値よりも大きくなっており、 $S=80, 100$ では、BDMのピーク値が真値より若干小さいのに対して、EMLMのピーク値は真値より若干大きくなっている。これは、ベイズモデルが $G(\theta)$ の分布を連続と仮定して構成されたモデルであるため、方向集中度が高くなり、真の分布形が線スペクトルに近くなると、分布形をなだらかなものにしてしまう傾向を持つためと思われる。以上のようにベイズモデルは波が単一方向波に近い場合を除くと、EMLMに比べてより優れた推定精度を持つものと推測される。

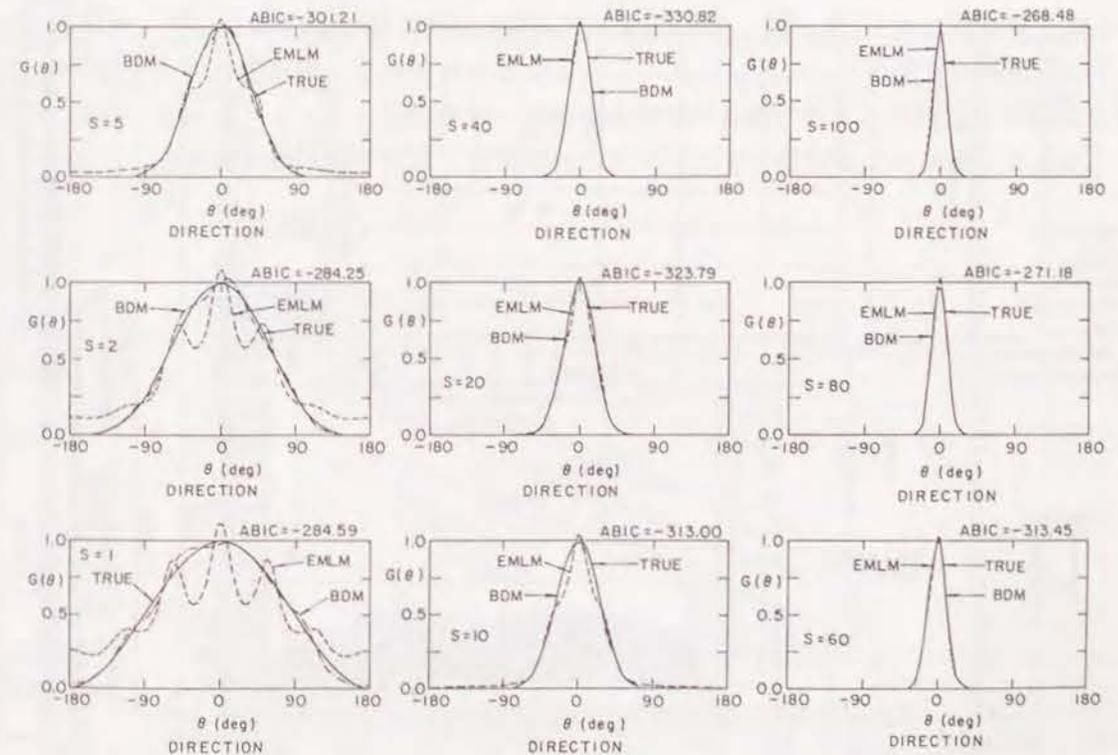


図-2.26 一方向波浪系に対するBDMの解析結果(橋本,1987)

第5節 多方向不規則波造波装置の構成

ここでは、運輸省港湾技術研究所に設置されているサーベント型造波装置を例にとり、多方向不規則波造波水槽および造波装置の構成を示す。

(1) 大水深海洋構造物実験場における造波装置

現在、港湾技術研究所では2台のサーベント型造波装置を運用している。その1つが、大水深海洋構造物実験場に設置されており、わが国で最も早く開発されたものである。図-2.27に、大水深海洋構造物実験場の平面図を示す。実験場は隔壁により、大水深槽、振動台水槽および多方向波を造波するための切れ波造波水槽の3つに区切られている。切れ波水槽は、長さ36m、幅2.4mで、最大水深を1.8mまでとることができ、南側の側壁に沿ってサーベント型造波装置が設置されている。切れ波水槽の3方の側壁沿いには、移動可能なプレキャスト性の消波工が設置されている。

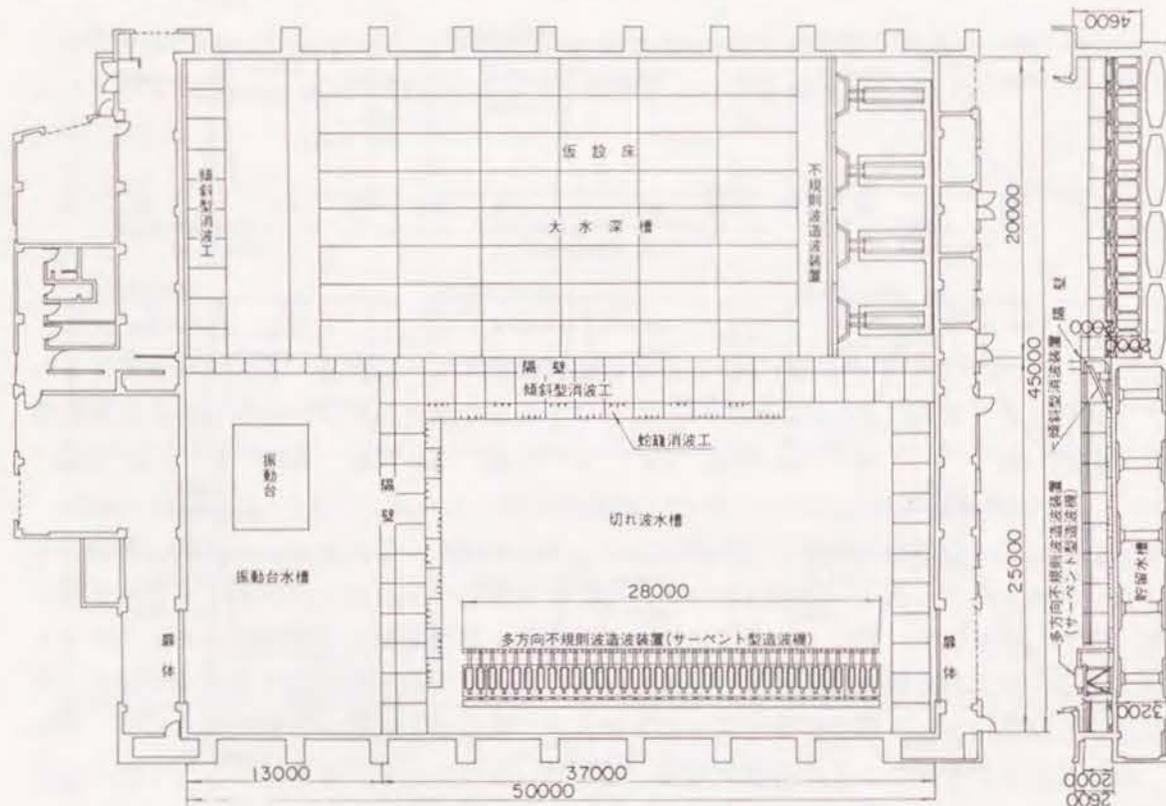


図-2.27 大水深海洋構造物実験場平面図

図-2.28に消波工の断面図を示す。消波工はAおよびBの2つのコンクリート製の支柱の上に、凸型の突起をもつ斜板を置いた構造で、突起と突起の間の溝は、1つおきに、裏側まで貫通したスリット構造になっている。すなわち、横に何本ものスリットが入った傾斜護岸のような構造になっている。図からわかるように、水深が50cm以下になると、本消波工のみでは、消波機能が低下するので、水深50cmまでは、ステンレス製の直方体の籠(厚さ50cm)にろ過装置として用いられる“ヘチマロン”を詰めた消波工をならべている。

サーベント型造波装置を制御するためにミニコンピューター(東芝製DS600)が実験室西側の制御室内に設置されている。造波装置のそばには端末機が設置されている。図-2.29に制御システムの流れを模式的に示した。ミニコンピューターで造り出されたデジタル信号は、一定間隔ごとにAD変換してアナログ信号として造波機側へ出力される。アナログ信号の発生はAおよびB系列の2通りあり、A系列は55cmまでのアナログ信号を独立に発生するようになっており、1チャンネルのアナログ信号で1台の造波板を制御する。B系列は1cmだけのアナログ信号を発生するようになっており、すべての造波板が、この信号に従って同一の位相で運動を行なう。したがって、斜め波および多方向波はA系列で、造波板列の直角方向へ進む単一方向波(直方向波)はB系列で造波する。写真-2.2はサーベント型造波装置の外観を示したものである。図-2.30は造波機の構造と寸法を示したものである。造波機は5台を1ユニットとして、1つの架台に積載されている。現在、架台は7ユニット製作され、造波機の数35台である。造波機は可搬式ピストン型で、造波機の幅は厳密には1台あたり79.5cmで、造波板間の隙間は5mm

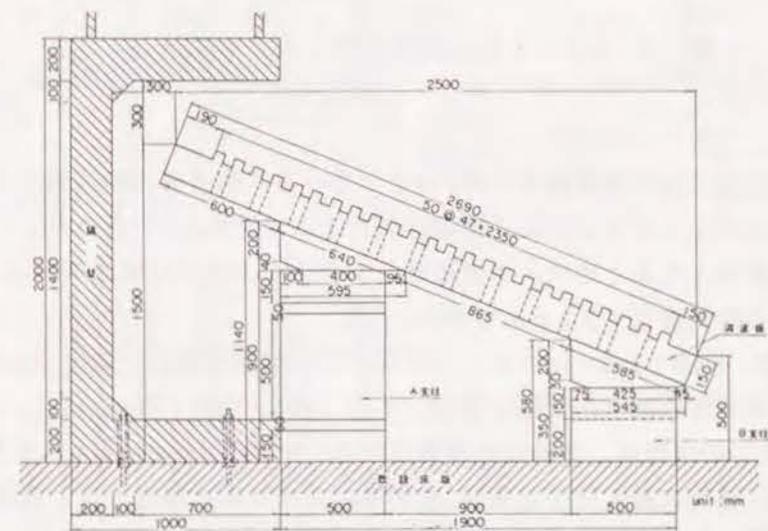


図-2.28 消波工断面図

表-2.3 造波機の主要諸元

項目	1号機	2号機
造波機台数	35台	30台
造波板幅	28 m (80 cm×35)	15 m (50 cm×30)
電動機	低慣性直流電動機	直流サーボモーター
最大発生波高	40cm (規則波造波時)	25cm (規則波造波時)
有効最大ストローク	±35cm (ピストン型)	±25cm (ピストン型)

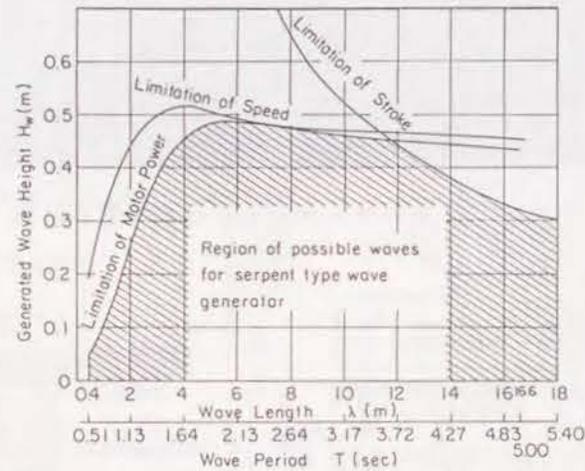


図-2.31 サーペント型造波装置1号機の造波可能領域

決まる最大発生波高である。パワー限界とは、モータの定格出力(2.2kW)から制限される最大発生波高である。この場合、パワー限界は定格出力で計算されているため、モーターが定格以上の出力をだしたときには、パワー限界を越える波高をえることができる。図-2.31に示すように、周期4秒以下になると最大発生波高は、パワー限界で決まるようになり、周期が1.5秒以下になると最大発生波高は急速に小さくなる。したがって、本造波装置では一方向波であっても、周期0.5秒以下の波を造波することは困難である。

(2) 大型水工実験場における造波装置

本造波装置は、昭和63年に完成したもので、運輸省港湾技術研究所大型水工実験場の北側平面水槽に設置されている。図-2.32は、本装置のシステムを示したものである。図に示すように、本装置は6つの造波ユニットと指令信号作成用の16ビットパーソナル

コンピューターおよび指令信号演算器、操作盤、配電盤によって構成されている。図-2.33は造波ユニットの構成を示したものである。図-2.33に示すように、1ユニットは5枚の造波板を有している。当研究所の1号機と比較した場合のこの装置の特徴は次の3点である。

- ①造波板を軽量の合成樹脂で製作した。
- ②造波板が変形してもとなり合う造波板同士が接触したり、造波板と造波板の間に隙間ができて、渦が発生するのを防ぐために、仕切板を造波板と造波板の間に設けた。
- ③造波板の駆動はガイドローラーとタイミングベルトによって行い、造波機1ユニットの総重量を2t以下に小さくした。

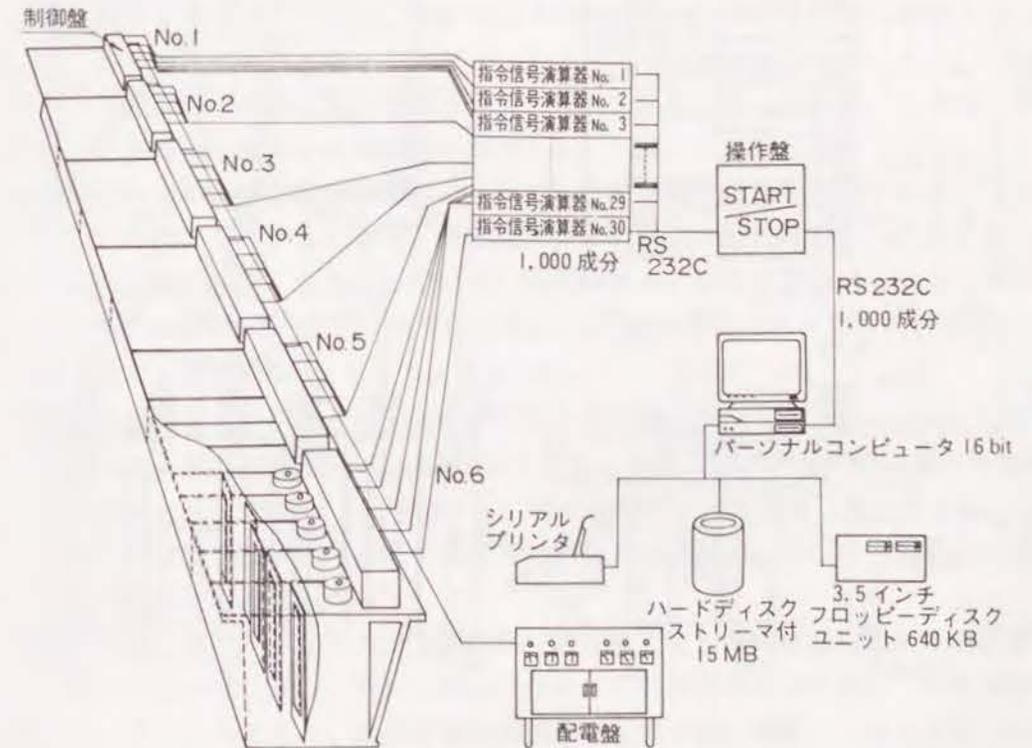


図-2.32 サーペント型造波装置2号機の制御システム

モーターの定格出力は1号機よりも小さく、1台あたり500Wである。前出の表-2.3は、本造波装置の性能を1号機と比較したものである。本装置は比較的水深の浅い実験で用い

るために最大発生波高は1号機よりも小さい。造波装置の制御は、図-2.33に示した16ビットのパーソナルコンピューターと指令信号演算機、制御盤によって行われている。パーソナルコンピューターで計算された各成分波のパラメータは、RS232Cケーブルを通じて指令信号演算機に送られ、ここで成分波の重ね合わせを行うことによって各タイムステップごとの各造波板の位置信号が作成される。水槽内には、側壁からの反射波を防ぐために、大水深実験場と同型のヘチマロン製の消波工を設置した。

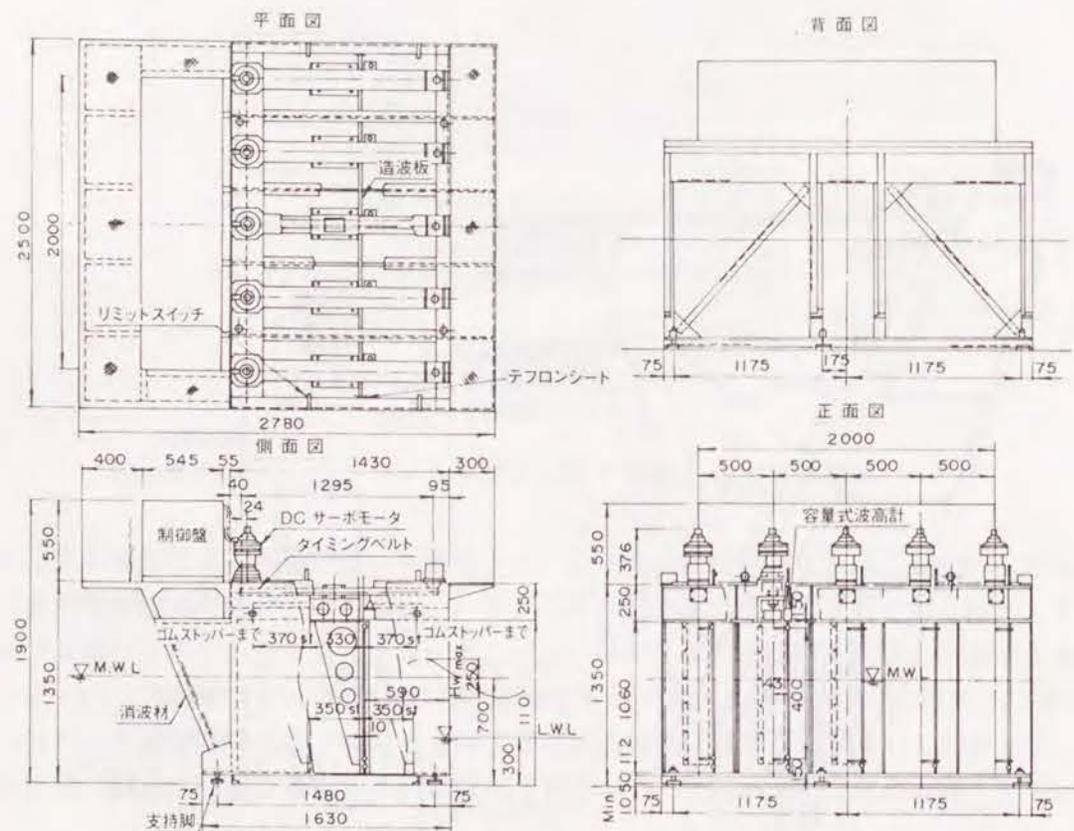


図-2.33 2号機構成図

第6節 発生波の特性

6.1 大水深海洋構造物実験場における発生波の特性

(1) 実験条件

2.5(1)で示した大水深海洋構造物実験水槽内の切れ波造波水槽において、単一方向不規則波の方向分布特性および多方向不規則波の特性を調べた。前出の図-2.25は、水槽内における測定装置の配置を示す。実験では、図-2.25に示すように、サーベント型造波装置の中心から6m離して、星型波高計アレイを配置した。星型波高計アレイは、消波工と造波機をのぞいた、水槽面のほぼ中央に当たる測点P.3に位置している。波高計アレイは図-2.12で示したように、No.1, 2, 3および4の4台の波高計が設置されており、中央のNo.4と頂点のNo.1が最も造波機に近くなる。No.4の波高計の軸には電磁流速計を設置して、波高計アレイとともに、流速計と波高計のペアでも方向スペクトルを測定できるようにした。測点P.3から両側に4m離れた地点を測点P.2および4とし、さらに4m離れた地点をP.1および5とした。測点P.1, 2, 4, 5では波高計アレイを設置せずに流速計と波高計のペアのみを設置した。測点P.1と5は、第2節で考察された波高安定領域のほぼ端部に相当する。

波高計アレイの波高計最小距離 D について、合田は測定対象の最小波長の1/2以下にするのがよいと指摘している。また、波高計アレイの外長(正三角形の一辺の長さ)が大きいほど方向分解能が高くなるとしている。本実験では、周期1.09秒となると実験波の波長が約156cmとなるので、 D は70~80cm程度が適当であるが、計測器架台の制限があるので、 D は50cmとして一定とした。

実験時の水深は、コンクリート製の消波工が消波機能を持てるように、80cmとした。流速計センサー部の設置水深は、40cmとした。実験では、平面座標の原点を波高計アレイの中心点とし、測点P.3を原点とし、造波板列に平行な軸を x 軸と考えた。実験では、全造波板を同位相で動かして造波する直方向不規則波、斜めに進む単一方向不規則波および多方向不規則波を造波した。

実験においては、同一ケースで2回計測を行ない、その平均値を波高および周期とした。以下の記述において、 H_o 、 T_o 、 S_{max} はそれぞれ目標波の有義波高、有義波周期、方向集中度パラメータであり、造波信号シミュレーション時に設定した値である。 θ_o は波向範囲の最小値 θ_{min} 、最大値 θ_{max} の中央値であり、一方向波の場合は波向となる。 θ_{min} および θ_{max} は次式で与えた。

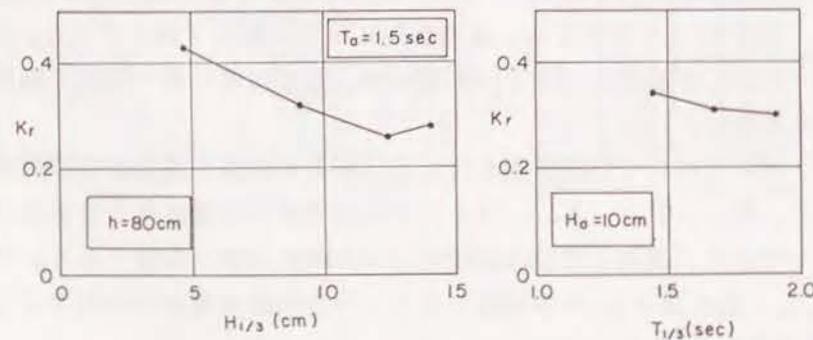
$$\begin{cases} \theta_{\min} = \theta_0 - 45^\circ \\ \theta_{\max} = \theta_0 + 45^\circ \end{cases} \quad (2.64)$$

なお、Longuet-Higginsら(1963)の波向の定義によると、波数空間において、座標原点と方向スペクトルの重心を結ぶ方向が平均波向である。シミュレーションで設定した波の方向関数は、 θ_0 について対称となるから、 θ_0 は、すなわち目標とする平均波向となる。一方向波浪系では、平均波向と主波向が等しくなるので、 θ_0 は、目標とする主波向でもある。本報告では、 θ_0 を、以下では、設定主波向と呼ぶ。ここで、波向範囲を $\pm 45^\circ$ としたのは、図-2.6で示したように、成分波の波向が 45° 以上傾くと、所定の波高が造波できなくなるためである。

方向集中度パラメータ $S_{\max} = \infty$ のケースは一方向波を示す。一方向波で、造波機の直角方向に進む波を直方向波とよび、Bシステムの制御方式を用いる。斜め方向の一方向波および多方向波の造波にはAシステムの制御方式を用いた。大水深造波水槽の実験では、ダブルサンメーション法で、多方向波を造波し、周波数分割数 N および方向分割数 M をそれぞれ、30とした。

(2) 水槽内の消波特性

水槽内で、直方向不規則波を造波して、コンクリート製消波工の反射率を調べた。図-2.34は、測点3のNo.1およびNo.4の波高計で得られた波形データの分離計算(合田・鈴木, 1975)より求めた消波工の反射率 K_r である。図-2.34(1)は、 $T_0 = 1.5$ sの場合に $H_{1/3}$ が変化したとき、図-2.34(2)は、 $H_0 = 10$ cmで、 $T_{1/3}$ を変化したときを表わしている。図-2.34(1)に示されるように、 K_r は波高が大きくなるに



(1) 波高による変化

(2) 周期による変化

図-2.34 波高・周期に対する K_r の変化

つれて小さくなり、 $H_{1/3}$ が10 cmより大きい場合には、0.3以下になる。また、図-2.34(2)に示されるように、周期が長いほど K_r は小さくなるものの、その変化は、波高が変化した場合の K_r に比較して小さい。したがって、波の周期が変化しても消波工の消波効果はあまり変化しないが、波高が増大するほどその消波効果は増大するようである。すなわち、本水槽のコンクリート製消波工を用いる限りは、10 cm以上の波高で実験するほうがよい。

図-2.35は、実験水深が50 cm以下になった場合に効果を持つヘチマロン製の消波工の K_r を調べたものである。同型の消波工が大型水工実験場の2号機における実験にも用いられている。ヘチマロン製の消波工の消波効果は、コンクリート製スリット板より優れており、ほぼ K_r は0.15程度になる。反射される波のエネルギーは数%程度であり、反射波が実験結果に影響を及ぼすことはないと考えられる。

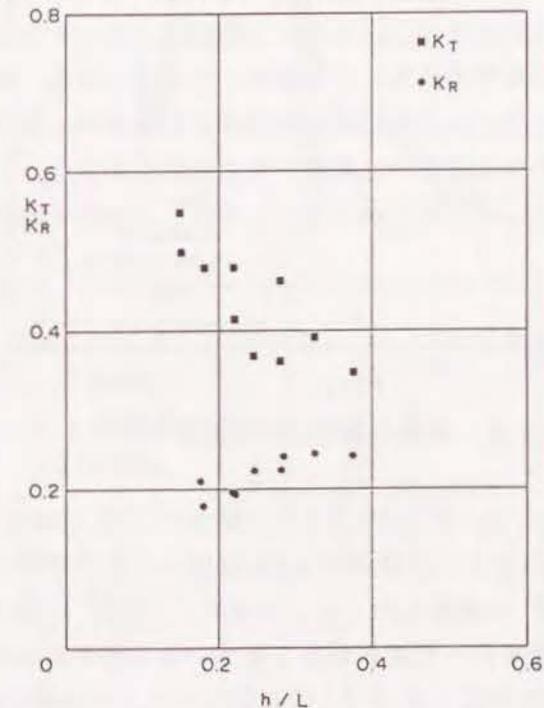


図-2.35 ヘチマロン製消波工の透過率・反射率

(3) 単一方向不規則波の方向分布特性

図-2.36は、直方向および斜め方向不規則波の水槽中央部における周波数スペクトルを示した図で、星型アレイ上の4本の波高計で測定されたスペクトルの平均値を示した。設定主波向 θ_0 は、90、100、110、120、125および135°と変化した。図に示すように、測定した有義波高 $H_{1/3}$ の値は、 $\theta_0 = 90 \sim 125^\circ$ では目標とした

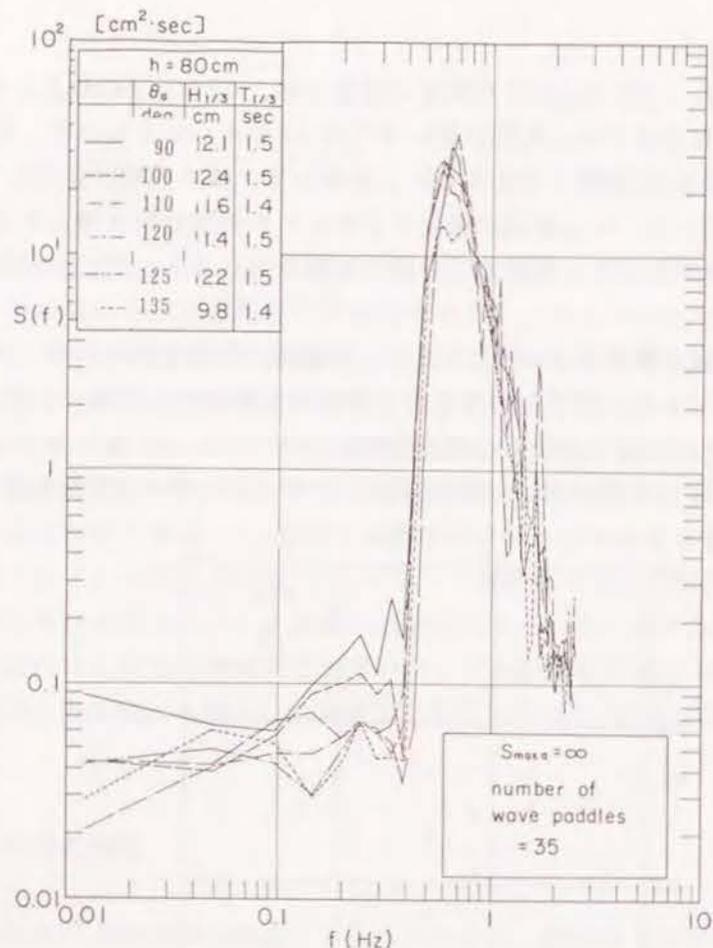


図-2.36 斜め不規則波の周波数スペクトル

$H_0 = 12$ cmとよく一致した。 $\theta_0 = 135^\circ$ の場合は、 $H_{1/3}$ は 9.8 cm で、 $\theta_0 = 90 \sim 125^\circ$ の場合に比べると、目標値の 80% 程度に小さくなっている。周波数スペクトル形は、 $\theta_0 = 135^\circ$ の場合を除くと、ほぼ $\theta_0 = 90^\circ$ の場合に一致しており、ほぼ同一のスペクトル形状を持った波が造波できていることがわかる。以上のことから、 $\theta = 120^\circ$ 程度まで、直方向波とほぼ同じ周波数スペクトル形状を持つ波が造波できることがわかる。

斜め不規則波は、単一方向波として造波されるので、その方向分布特性は、直方向波と同一にならないが、造波機あるいは水槽の特性により直方向波と異なった方向分布特性を持つ可能性がある。そこで、以下においては、サーベント型造波装置で造波された直方向不規則波および斜め不規則波の方向分布特性を調べた。方向スペクトルの解析法としては、MLM および EMLM が一般に用いられているが、ここでは、MLM と精度のより高い BDM の解析方法の相違による方向分布特性の変化を検討した。

解析を行ったケースは、 $H_0 = 15$ cm、 $T_0 = 1.76$ s、 $\theta_0 = 30^\circ$ の斜め不規則

波で、水槽中央部における $H_{1/3}$ は 15.0 cm、 $T_{1/3} = 1.8$ s である。図-2.37 は、測点 P. 3 の水位記録から求めた斜め不規則波のピーク周波数およびその近傍における方向関数の分布形を示す。解析には MLM および BDM を用いた。図-2.37 に示すように、ピーク周波数において、EMLM の解析結果は、 $\theta = 125^\circ$ で、 $G(\theta)$ は 2.9 となり、方向関数は鋭いピークを示す。しかし、 $\theta < 0^\circ$ および $\theta > 150^\circ$ の、造波機の位置から考えて波がくるはずがない方向にもエネルギーが分布するような結果を示す。実線で示した BDM による解析では、 $\theta = 120^\circ$ で方向関数はピークを持ち、 $G(\theta) = 2.3$ である。この値は、MLM で求めた方向関数のピーク値より小さい。したがって、第 4 章で理論的に考察したように、方向集中度の高い波を解析した場合には、BDM で求めた方向関数のピーク値は、EMLM で解析したものより低くなる傾向があることが実験でも確認できた。しかし、BDM では、 $\theta < 0^\circ$ および $\theta > 150^\circ$ の範囲では、方向関数はほとんど 0 になり、波のエネルギーがこの範囲ではほとんど分布しないことがよくわかる。したがって、EMLM では、波のエネルギーが集中する波向を明確に表わすことができるが、全波向範囲でのエネルギーの方向分布特性を正確に表わすことはむずかしい。BDM を用いると、方向関数のピークの値が EMLM で計算された値より小さくなることもあるけれども、波の方向分布特性を精度よく表すことが可能である。

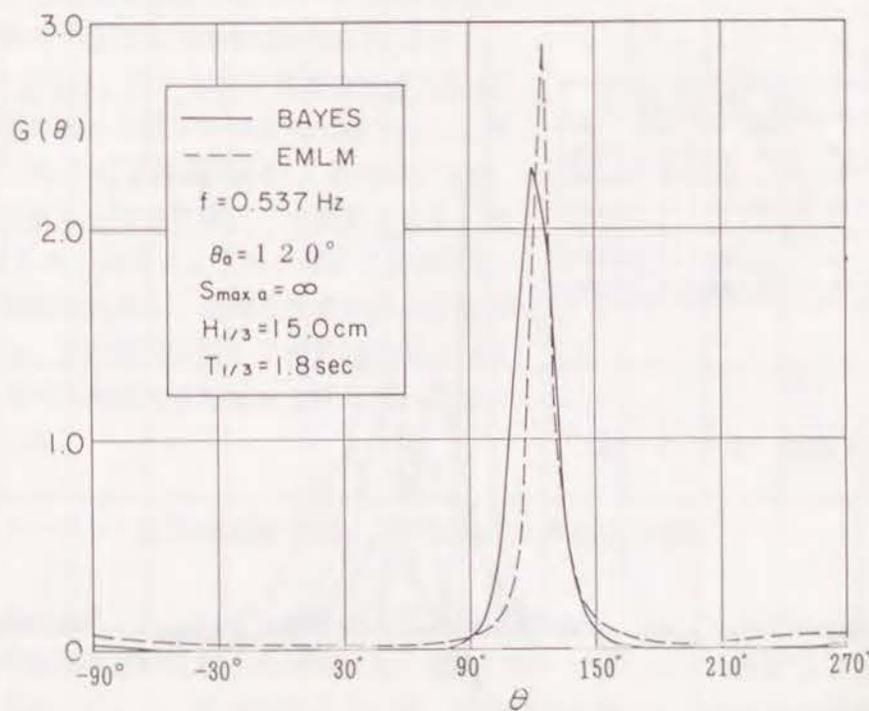


図-2.37 MLM と BDM の解析結果の比較

図-2.38は、直方向および斜め不規則波の、水槽中央部におけるピーク周波数での方向関数の分布形をBDMで計算した結果である。黒丸で示した直方向不規則波の方向関数は、 $\theta = 90^\circ$ 付近で鋭いピークを示し、 $G(\theta)$ の値は4.3である。 $\theta < 75^\circ$ および $\theta > 105^\circ$ では波のエネルギーはほとんど存在せず、波のエネルギーは $\theta = +90^\circ$ 近傍に集中し、単一方向の波であることが明かである。白丸で示した $\theta = 100^\circ$ のケースでは、 $G(\theta)$ は $\theta = 100^\circ$ でピークを示すものの、そのピーク値は、直方向波の場合に比べると低く、1.85である。方向関数の分布形も緩やかで裾広がりの方を示し、明らかに一方向波の方向集中度とは異なる。白三角で示した $\theta_0 = 110^\circ$ のケースでは、方向関数は $\theta = 105^\circ$ でピークを示し、設定値より 5° ずれている。 $G(\theta)$ のピークの値は小さく1.35である。方向関数の分布形状はかなり緩やかで、 $\theta_0 = 100^\circ$ の場合より波のエネルギーは広く分布している。

いま、ピークが出現する波向を θ_p とし、ピーク値を G_{max} とする。方向関数の値が $G_{max}/2$ になる波向を $\theta_{1/2}$ とする。 θ_p と $\theta_{1/2}$ の差を半減角 θ_H とする。 θ_H の値を図より求めると、 $\theta_0 = 90, 100, 110^\circ$ の場合にそれぞれ $\theta_H = 3, 1.3$ および 2.0° で、直

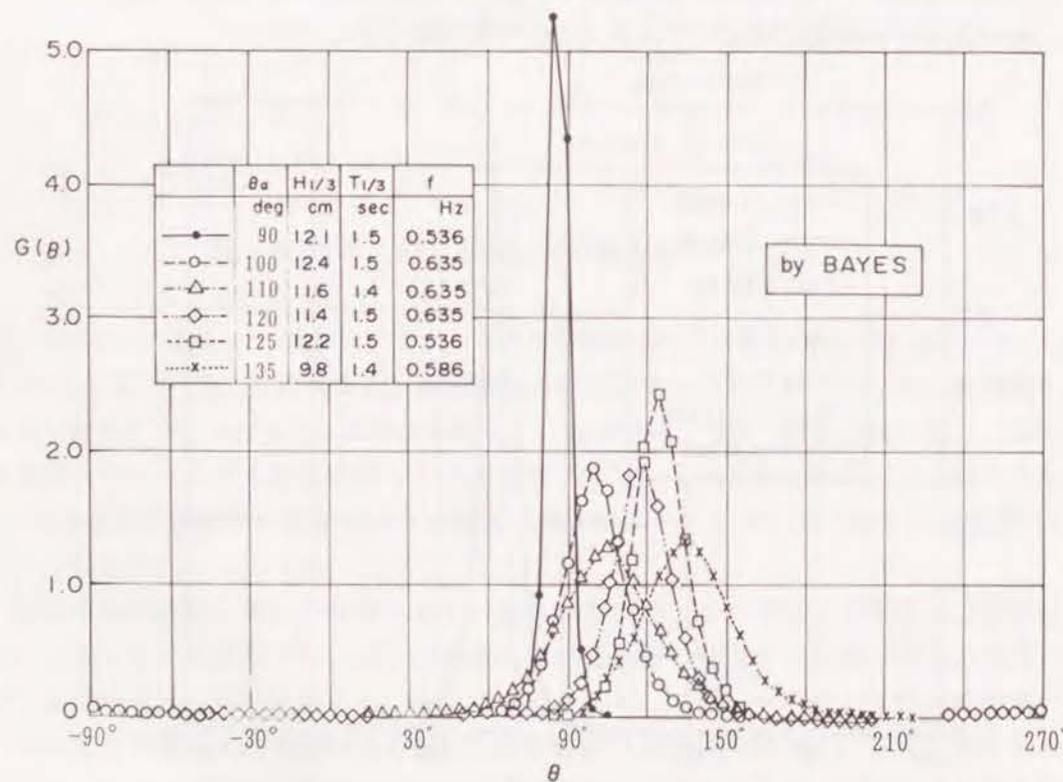


図-2.38 波向による斜め不規則波の方向分布特性の変化

方向不規則波に比べると、斜め方向不規則波の方向集中度がかなり低くなっていることがわかる。 $\theta_0 = 120, 125$ および 135° の場合も同様で、 $G(\theta)$ のピーク値は低く、それぞれ1.9、2.4および1.3である。以上のことから、斜め不規則波の方向関数がピークを持つ波向、すなわち主波向は、ほぼ設定値と一致し、斜め不規則波の方向集中度は θ によって大きく変動することはないことがわかる。しかしながら、斜め不規則波の方向集中度は、直方向波に比べて、かなり小さく、波のエネルギーも広い波向範囲で分布している。したがって、斜め不規則波は、単一方向波ではなく、多方向波に近い性質を持つことが明らかになった。

サーベント型造波装置を用いて模型実験を行なうと、波向を簡単に変化させることができる。しかし、上記に示したように、サーベント型造波装置で造波した斜め不規則波は、幅広いエネルギーの方向分布を示すので、単一方向とは考えられない。したがって、波向を変化させた実験を行なう場合には、できるだけ造波機の方向あるいは模型自体を回転させて、入射波向を変化させた方がよい。

斜め不規則波が直方向波と比較すると、波のエネルギーが広く分布する傾向を持ち多方向不規則波に近い性質を示す原因の一つとしては、以下のことが考えられる：

斜め波の造波理論(Takayama, 1982)に従うと、サーベント型造波装置で造波された斜め波の水粒子速度の平面的な移動軌跡が楕円状になる。図-2.39は、サーベント型造波装置で造波された斜め波の水粒子の速度の軌跡を示した図である。図-2.39において、波向は、合成流速 V が最大となる角度として定義される。図-3.39からわかるように、水粒子は波向方向の運動成分以外に、波向と垂直方向の運動成分を持つ。この波向に対して直角方向の運動成分が、方向分布特性に影響を及ぼしているものと思われる。

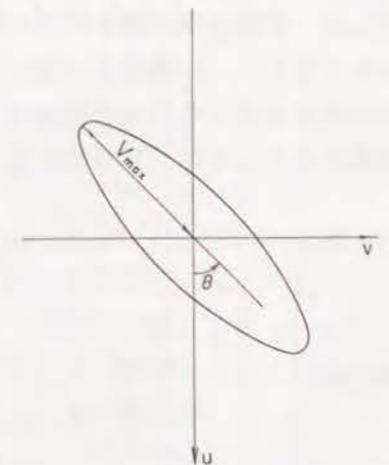


図-2.39 水粒子速度の軌跡

(3) サーベント型造波装置で発生した多方向不規則波の特性

(i) ダブルサンメーション法による造波

大水深海洋構造物実験水槽における1号機においては、ダブルサンメーション法で多方向波を造波している。造波条件としては、周波数分割数 N および波向分割数 M をそれぞれ30として、波向範囲を主波向 θ_0 に対して $\pm 45^\circ$ として多方向波を造波した。主波向は $\theta_0 = 90^\circ$ で一定である。

図-2.40は、 $\theta_0 = 90^\circ$ 、 $H_0 = 10\text{ cm}$ 、 $T_0 = 1.5\text{ s}$ 、 $S_{\text{max}} = 50$ の設定値で造波された多方向不規則波を、測点3の波高計アレイで解析して、ピーク周波数における方向関数分布形を示したものである。図-2.40において、一点鎖線、破線および実線は、それぞれ、設定値から計算できる分布形、MLMおよびBDMによる解析結果を示す。設定値の分布形のピーク値は2.0で、 $\theta > 120^\circ$ および $\theta < 60^\circ$ の範囲では、関数値はほとんど0である。MLMによる解析結果のピーク値は、目標値の1/2以下であるが、 $\theta > 120^\circ$ および $\theta < 60^\circ$ の範囲においても、波がエネルギーを持つような分布形となっている。 $\theta = 270^\circ$ 近傍でも、ピークを持ち、その値は0.4程度である。これは、水槽壁からの反射波のエネルギーを示していると考えられる。BDMによる解析結果は、 $\theta = 90^\circ$ における $G(\theta)$ のピーク値は1.3程度で、設定値より小さいが、EMLMによる解析結果より大きい。 $\theta = 270^\circ$ の近傍では、反射波によると思われる低いピークが生じている。 $\theta > 120^\circ$ および $\theta < 60^\circ$ の範囲では、方向関数の値は0で、設定値により近い。

以上のことから、単一方向波のように、方向集中度が高い波を解析する場合には、MLMを用いても、真の分布形に近い分布形を求めることができるけれども、多方向不規則波の場合には、解析結果の精度が下がり、BDMとの差が大きくなることがわかる。また、反射波によるピークの値はBDMの2倍になるので、反射波および主波向以外の方向からくる波のエネルギーを過大に評価する可能性がある。波高計アレイによって測定されたデータの解析法としては、BDMがもっとも優れていることが、実験結果からも判明した。

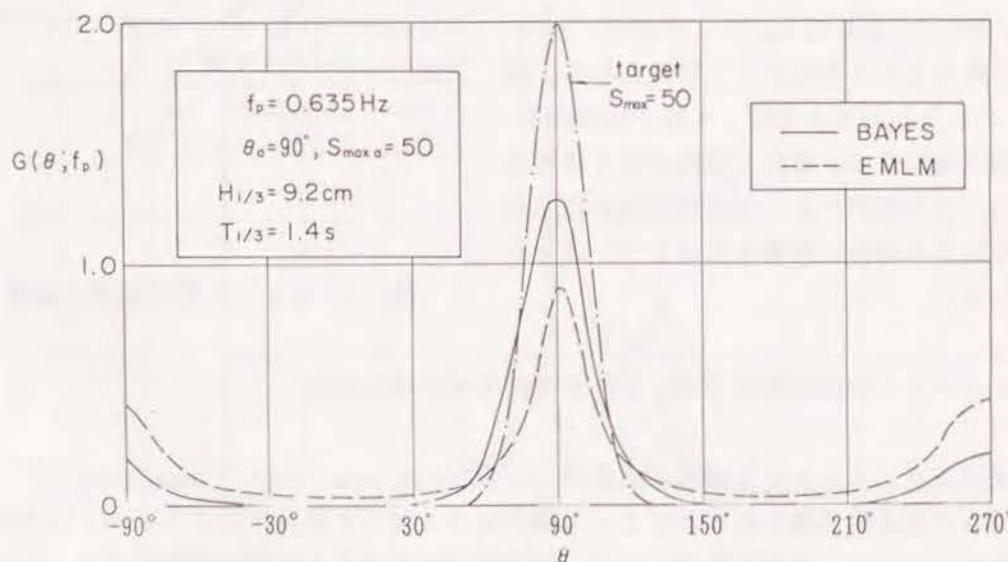


図-2.40 多方向不規則波の方向関数の分布形の解析結果

図-2.41は、設定方向集中度を変えて造波した多方向不規則波の、BDMによる解析結果を示す。解析に用いたケースは、 θ_0 、 H_0 および T_0 がそれぞれ、 90° 、 10 cm および 1.5 s である。図においては、細実線が設定値の分布形、実線が実験で求めたピーク周波数における方向関数分布形を示す。図に示されるように、 S_{max} に関わらず、全ケースにおいて、 $G(\theta)$ は、 $\theta = 90^\circ$ にピークを持ち、主波向は設定値と同じである。

$S_{\text{max}} = 100$ の実験値のピーク値は、1.47で、この値は $S_{\text{max}} = 25 \sim 30$ 程度の設定値のピーク値に等しい。設定条件を $S_{\text{max}} = 50$ 、 75 と変化させて造波しても、実験値の分布形状は大きく変化せず、ほぼ一定で、設定値より幅広い方向分布特性を持つ。 $S_{\text{max}} = 25$ の実験値の分布形状は設定値と等しいが、 S_{max} が10になると、実験値は $S_{\text{max}} = 25$ の場合と大きく変化せず、設定値より方向集中度が高くなる。

図-2.41では、実験結果を設定値と比較したけれども、第3節で示したように、水槽内で造波された多方向不規則波の方向分布特性は場所的に変化し、設定値と異なる場合がある。そこで、理想とする目標クロススペクトルより求めた計算値と、実験値の比較を行った。図-2.42は、水槽内の測点P.3で、理論計算で求めた目標方向関数の分布形と実験結果を比較したものである。図-2.42(a)、(b)および(c)は、造波信号作成時の

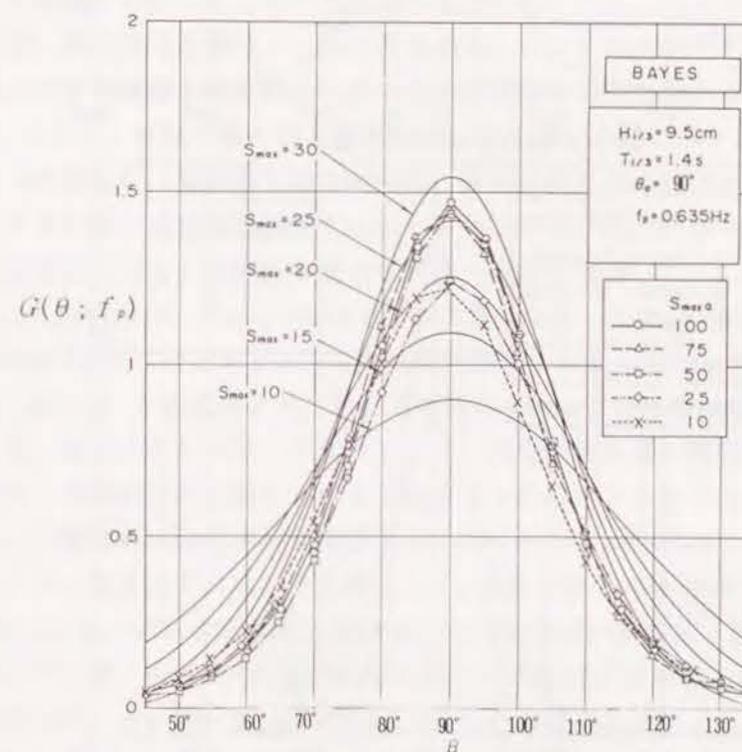
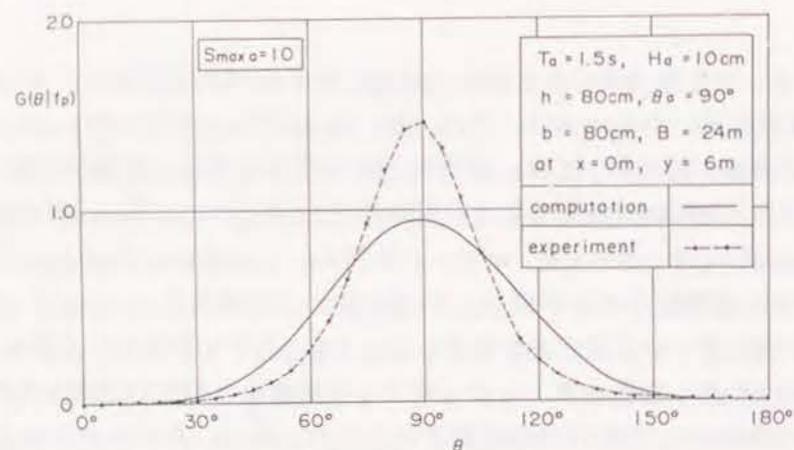
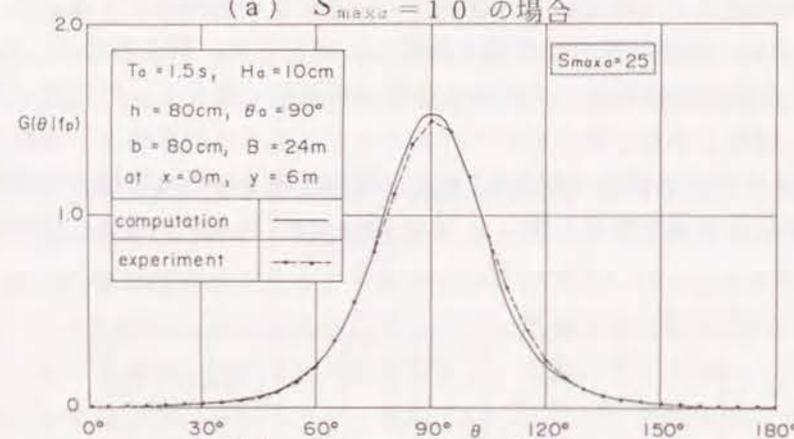


図-2.41 造波された多方向不規則波の方向関数の分布形



(a) $S_{max} = 10$ の場合



(b) $S_{max} = 25$ の場合

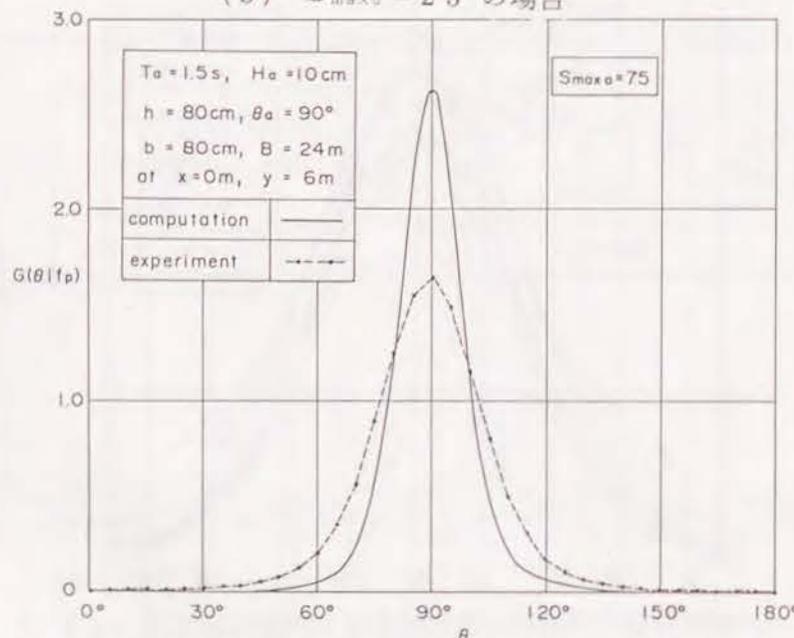


図-2.42 方向関数分布形における実験値と理論計算値の比較

方向集中度パラメータの設定値 S_{max} を、それぞれ10、25および75とした場合の比較を示す。設定値が $S_{max} = 10$ の場合には、(a)で示されるように、理論計算値は幅広い分布形を持ち、図-2.41で示した、設定した分布形とはほぼ等しい。実験値は設定値より方向集中度が高い。(b)で示した $S_{max} = 25$ の場合には、実験値と理論計算値はよく一致する。(c)に示すように、 $S_{max} = 75$ のとき、実験値の分布形は、設定した分布形より幅が広がっており、その値は、 $S_{max} = 30$ の設定分布形に等しい。

したがって、成分波数が十分ではないダブルサンメーション法で造波された多方向不規則波の方向分布性は、設定値および計算値から異なり、周波数成分の数が不十分であることがわかる。しかしながら、大水深海洋構造物実験場のように、建造年月が比較的長く、計算機の容量が不十分である場合には、少ない成分波数で造波しなければならない。その場合には、上記のように、あらかじめ造波された多方向波を検定し、その方向集中度について考察しておくのが望ましい。また、発生できる方向集中度がほぼ一定になり、大きく方向分布特性が変化するような実験ケースは行えない。実験ケースの選定においては、方向集中度の変化がなるだけ少ないようにしなければならない。

(ii) シングルサンメーション法による造波

大型水工実験場における多方向不規則波の造波においては、シングルサンメーション法を用いている。最大成分波数は1000波である。シングルサンメーション法で造波された多方向波の特性を検証するために、以下に示す実験を行った。

図-2.43は、実験水槽と測定器の配置状況を示す。図に示すように、水槽は、造波機設置面以外の側壁を、反射波を防ぐために、碎石によるマウンドおよびヘチマロン製消波工で囲まれている。造波信号のシミュレーションでは、式(2.42)で示す光易型の方向関数を設定値として与え、方向集中度パラメータの設定値は、 $S_{max} = 25$ 、50および75とした。入力信号は、 $S_{max} = 25$ と75の場合には、1000波の重ね合わせで、 $S_{max} = 50$ の場合には、500波の重ね合わせでシミュレーションした。造波された多方向波は、図-2.43に示すように、造波機から6m離れた地点に波高計アレイを設置して測定した。波高計アレイは、星型アレイで、波高計間の最小間隔は50cmである。理論計算では、造波信号から推定できる目標クロススペクトルからBDMによって方向関数を求めた。実験でも、波形データ相互のクロススペクトルを求めて、方向関数をBDMで解析した。 H_0 および T_0 は、それぞれ10cmおよび1.5sである。

図-2.44は、アレイ設置点における、方向関数形の実験値と理論計算値の比較を示す。図では、エネルギーの50%が集中しているピーク近傍における周波数帯での方向関数の分布形を示している。図-2.44(a)、(b)、(c)はそれぞれ、 $S_{max} = 25$ 、75および50における比較を示す。細実線、実線および破線は、それぞれ設定値、実験値および理論計算値を示す。図-2.44(a)において、理論計算値のピーク値は、 $f/f_0 = 0.9$

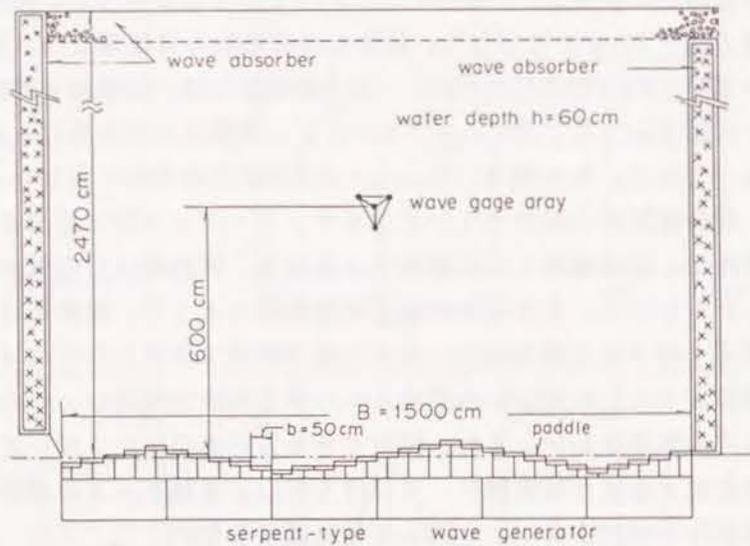


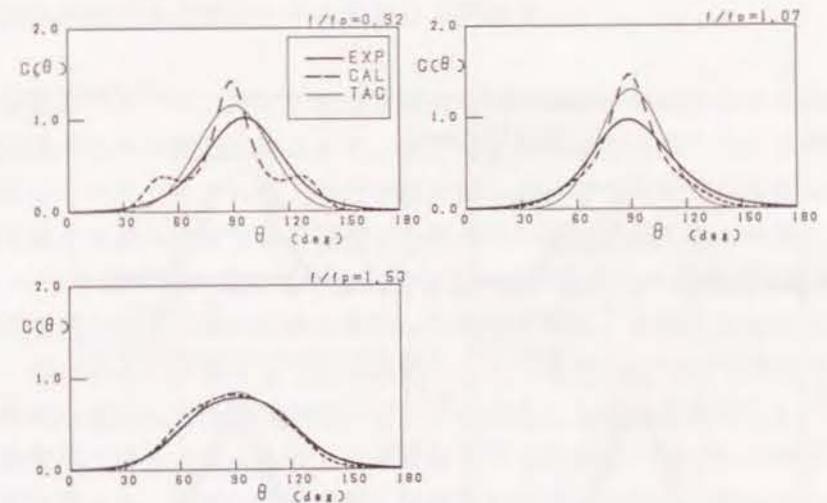
図-2.43 大型水工実験場における実験水槽と実験装置の配置

2 および 1.07 において設定値より高い。同じ周波数において、実験値は、理論計算値より、より幅広い方向分布性を示す。周波数が高くなり $f/f_p = 1.53$ になると、3 者ともに同一の分布形を示す。

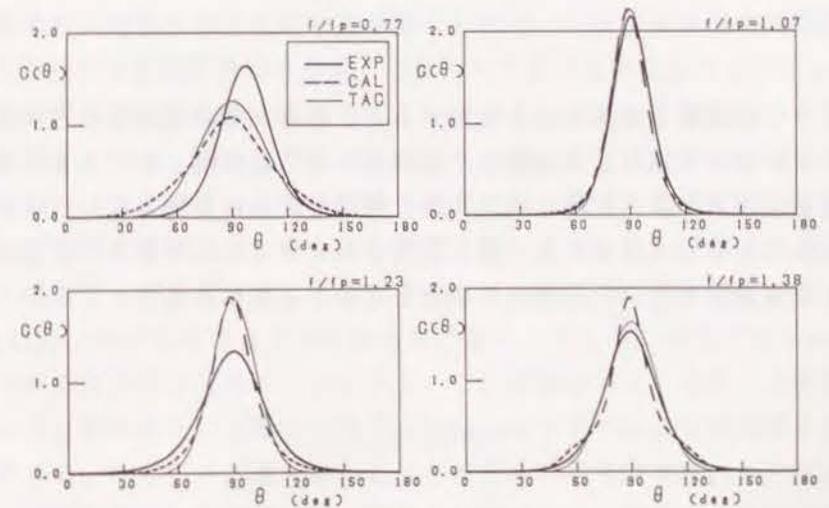
図-2.44 (b) において、理論計算値は、全周波数で設定値とよく一致する。実験値の分布形は、 $f/f_p = 1.07$ および 1.38 においては、他の 2 者と良く一致する。しかし、低周波数側の $f/f_p = 0.77$ では、実験値は計算値より集中度が高く、高周波数側の $f/f_p = 1.23$ では、集中度がわずかに低くなっている。しかし、エネルギーレベルが最も高いピーク周波数において、実験値と計算値はよく一致しているので、実験値は理論計算値をよく再現していると考えられる。

図-2.44 (c) の $S_{max\alpha} = 50$ の場合には、設定値が一山形の分布形を持つのに対して、理論計算値は、 $f/f_p = 0.92$ および 0.77 において双山および 3 山形の分布形を示す。理論計算値の分布形の歪は、個々の造波板長あるいは造波機全長の有限性によって起こされているものと思われる。一方、実験値では、同一周波数で双山および 3 山形は生じない。理論計算値と実験値の不一致は、波の方向分布特性が、波の非線形性によりある程度、実際には平滑化されるために生じるものと推定できる。他の周波数においては、実験値は理論計算値とよく一致し、500 波の成分波だけを重ね合わせた場合でも、実験値は理論計算で導かれた計算値とよく一致することがわかる。

以上に示した、シングルサンメーション法による造波結果と、図-2.42 で示したダブ



(a) $S_{max\alpha} = 25, N_S = 1000$ の場合



(b) $S_{max\alpha} = 75, N_S = 1000$ の場合

第7節 多方向不規則波の有効造波領域の広域化

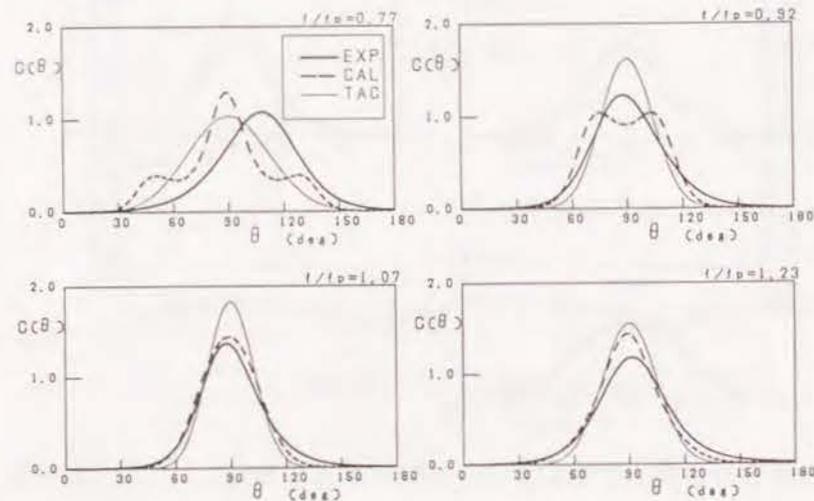
7.1 多方向不規則波造波システムにおける問題点

第2節で考察したように、所定の波高と波向を持つ斜め波が造波できる範囲によって、多方向不規則波の造波可能領域が定まる。多方向不規則波の造波における問題点の一つは、造波機の総延長が有限であるため、所定の斜め波が造波できる範囲が限定され、目標とする多方向性を有する波が造波できる範囲は水槽内の一部の領域に限られることである(高山ら、1984)。一様な斜め波が造波できる範囲を拡大し、水槽内の有効造波範囲を拡張する手法として、造波機の両端に造波板面と直角に反射壁を設け、反射波を利用して反射壁面まで斜め波の一樣波高場を拡張する方法が提案されている(Funke and Miles, 1990)。この手法では、反射壁の裏側にも造波機が続いていると仮定した鏡像部を考える。反射壁からの反射波が、鏡像部で造波されるものとした波の方向と位相に一致すれば有効造波領域が拡大できる。具体的には、実部の造波装置に鏡像部の造波板の変位を重ね合わせた変位を与える。

多方向不規則波の造波におけるもう一つの問題は、斜め波の波高が場所的に目標値よりずれるために、発生できる多方向波の方向分布特性は、水槽内で場所的に変化することである(Takayama and Hiraishi, 1990)。そこで、本節は、数値計算と実際にサーベント型造波機を用いた実験によって、反射壁を利用して造波された斜め波の波高分布特性を検討し、反射壁を利用する造波方法の有効性と問題点を明らかにすることを目的とした。

水槽内の斜め波の波高分布を推定する手法としては、1枚の造波板の周期的な運動によって起こされる回折波を線形重ね合わせることによって求める手法がある(Takayama, 1987)。この手法では厳密に理論的な解を求めることができるけれども、側壁からの反射波を鏡像法を使って計算するので、側壁の法線が直線でない場合などは計算が困難になる。

Isaacson(1989)は、造波板および反射壁を境界とした境界要素法を用いて水槽内の波高分布を求める計算法を提案している。この手法を用いると、反射板および造波機が円弧状に配置された場合でも解を求めることができるので、三側壁に造波機を設置した多方向波造波水槽(Murray, 1990)などでは非常に有用な計算法と言える。本節ではIsaacsonモデルを用いて水槽内の波高分布を求めることにする。この計算法では、境界上に配置する要素数を適切に定める必要がある。本節では前述のTakayamaモデルによる理論解と比較して所要の要素数を求める。そして、水槽実験によってモデルの妥当性を調べる。次に、実験結果を検討して、側壁を利用した造波方法の問題点を検討する。最後に、上記の検討で見つかった問題点の解決法を提案する。



(c) $S_{max\alpha} = 50$, $N_S = 500$ の場合

図-2.44 シングルサンメーション法で造波した場合の方向関数分布形における理論計算値と実験値の比較

ルサンメーション法による造波結果を比較すると、ほぼ同数の成分波を用いた場合には、シングルサンメーション法による造波法が優れていることが明らかである。ダブルサンメーション法で造波された多方向波の場合には、理論推定値と一致しないことがあり、設定値と一致したからといって精度の良い波が造波されているわけではない。実験においては、予備実験として実験波の方向分布特性を検定しておく必要がある。

7. 2 数値計算モデルの概要と必要要素数

図-2.45に、本モデルにおける座標系を示す。xおよびyは互いに直交する水平座標で、静水面を0としてz軸を鉛直上方に取る。水が非粘性、非回転および非圧縮性を持つと仮定すると流体の速度ポテンシャルΦは次式で示すラプラス方程式を満たす。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (2.65)$$

微小振幅波理論を用いると推定および水面における境界条件は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= 0 && ; z = -h \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= 0 && ; z = 0 \\ \eta &= -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) && ; z = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.66)$$

ここで、η、hおよびgは水面変位、水深および重力加速度である。式(2.66)の境界条件を満たすΦは定常減衰項を無視すると水平座標ベクトルx(x, y)を用いて次のように表される。

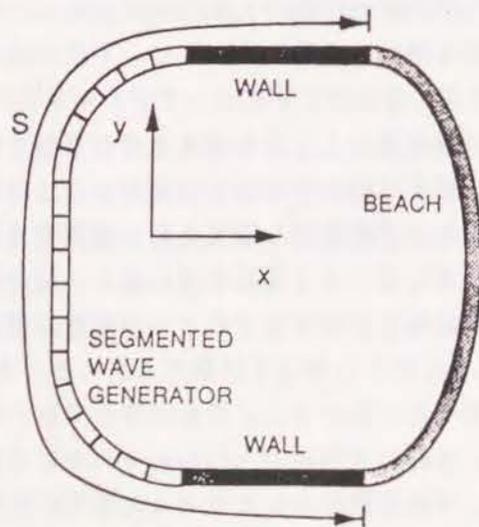


図-2.45 Isaacson モデルの座標系 (Isaacson, 1989)

$$\Phi(x, z, t) = \phi(x) \frac{\cosh(k(z+h))}{\cosh kh} \exp(-i\omega t) \quad (2.67)$$

ここでφ、kおよびωはそれぞれ2次元ポテンシャル関数、波数および波の角周波数である。波数kは次の分散関係式を満たす。

$$kh \tanh kh = \frac{\omega^2 h}{g} \quad (2.68)$$

φ(x)はそれ自身、Helmholtz型の方程式にしたがい、消波ビーチではラディエーション条件を満たすので、グリーン関数G(x;ξ)を用いて次式のように表される。

$$\phi(x) = \frac{1}{4\pi} \int_S s(\xi) G(x; \xi) dS \quad (2.69)$$

ここで、Sは境界面を表し、s(ξ)は点源の強さを表す関数である。グリーン関数G(x;ξ)は次のように表される。

$$G(x; \xi) = i\pi H_0^{(1)}(kr) \quad (2.70)$$

ここで、H₀⁽¹⁾(x)は第1種0次のハンケル関数で、rは境界上の点ξと水槽内の任意点xの距離である。また速度ポテンシャルΦは造波板および反射壁上の境界で以下の境界条件を満たす□

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial n} &= \frac{\partial \zeta}{\partial t} && ; \text{造波板上の境界において} \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} &= 0 && ; \text{反射板上の境界において} \end{aligned} \right\} \quad (2.71)$$

ここで、nは境界面の法線方向ベクトルを示す。ζは造波板の水平変位を表し、ピストン型造波機を直線配置した場合には'Snake principle' (Biesel, 1954)によって次式で計算できる。

$$\zeta = i b_0 \exp(ik'y) \exp(-it\omega) \quad (2.72)$$

ここで、θを造波板の放線方向を0°とし反時計回りを正として定義した波向とすると、

b_0 および k' は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} b_0 &= \frac{a \cos \theta}{F(k, h)} \\ k' &= k \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (2.73)$$

ここで、 $F(k, h)$ および a は造波効率および目標波振幅ある。式(2.67)および(2.69)を式(2.71)の境界条件に代入すると、要素数と同じ数の連立方程式が成立し、それらを解けば $s(\xi)$ が求まり、ポテンシャル $\phi(x)$ が計算できる。水槽内の水位は次式で計算できる。

$$\eta = -\frac{\omega}{g} \text{Im}(\phi) \quad (\text{ただし } t=0 \text{ の場合}) \quad (2.74)$$

ここに、 $\text{Im}(x)$ は、複素数 x の虚数部分であることを示す。

図-2.46 は本数値モデルの計算例である。両端に水槽壁を有する幅30、長さ20mの水槽の一端に幅50cmのピストン型造波機60台からなるサーベント型造波装置が設置されており、波向30°の斜め波を造波した様子を示す。

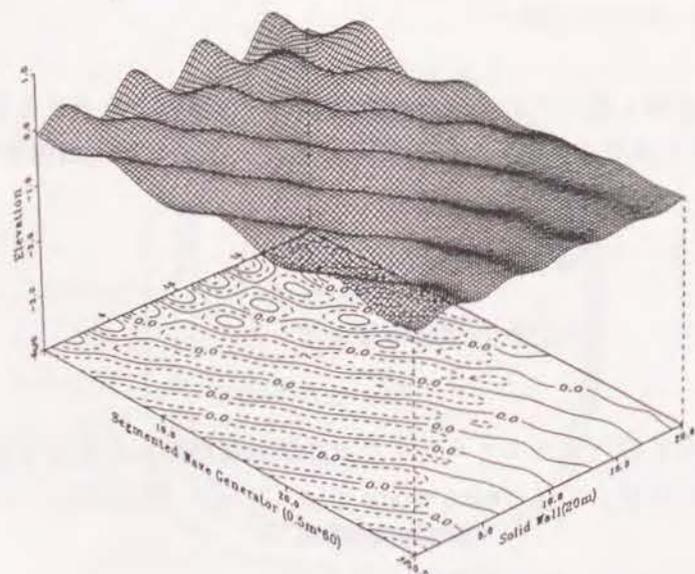


図-2.46 造波水槽内の水位分布 ($t=0$ s)
($T=1.70$ s, $h=1.5$ m, $\theta=30^\circ$)

所要の要素数を調べるために、図-2.46で示した平面水槽の側壁を消波構造とし、長手側の水槽壁の中央部の20m部分にサーベント型造波装置が設置された水槽を想定した。図-2.47は、一つの要素が代表する微小線成分長 ΔS (要素数=造波機総延長/ ΔS) を変化させた場合の造波機に平行で、6m離れた測線上での波高分布を示したものである。 L は波長を示し、 H/H_0 は計算波高と造波板の振幅 b に2次元水路における造波効率をかけて求められる目標波高の比である。 $\Delta S/L=0.32$ のとき H/H_0 は他のケースと異なる。 $\Delta S/L$ が0.2より小さくなると計算値は収束して、同一の計算結果を示す。波向および周期を変化させたケースで検討しても $\Delta S/L$ が0.2以下になれば解は収束した。ゆえに、1つの要素が代表する線成分の長さが1/5波長以下になるように点源を配置すれば収束解が求められることがわかった。

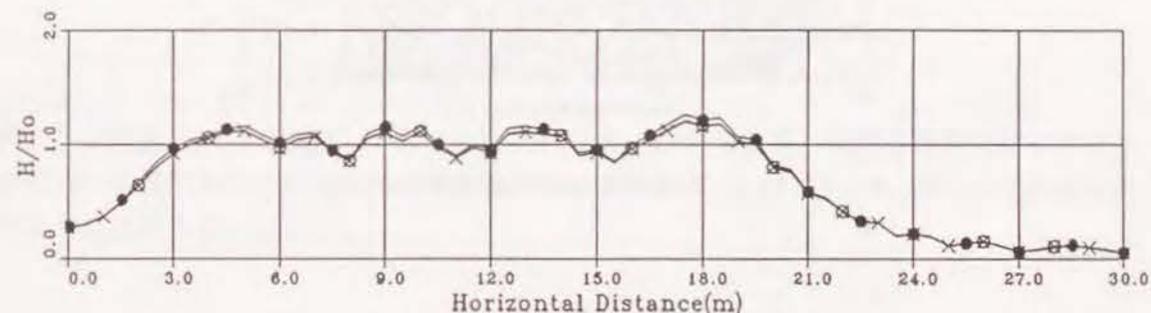


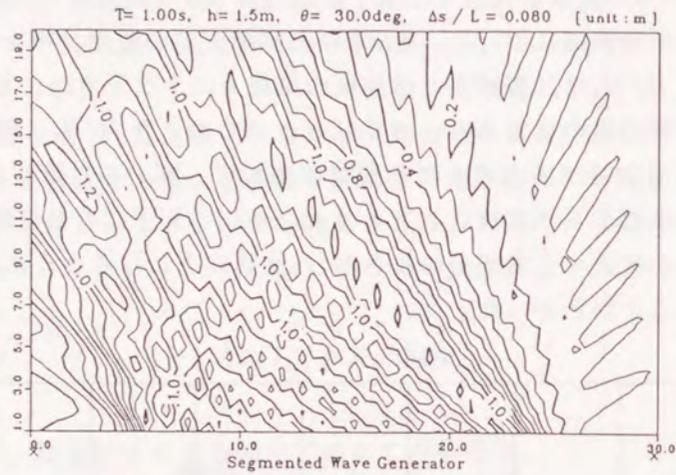
図-2.47 $\Delta S/L$ による計算波高の変化

$$\left[\begin{array}{ll} h=1.5 \text{ m, } T=1.00 \text{ s, } \theta=30^\circ \\ \bullet \text{---} \bullet & \Delta S/L=0.32 \\ \circ \text{---} \circ & \Delta S/L=0.16 \\ \times \text{---} \times & \Delta S/L=0.08 \end{array} \right]$$

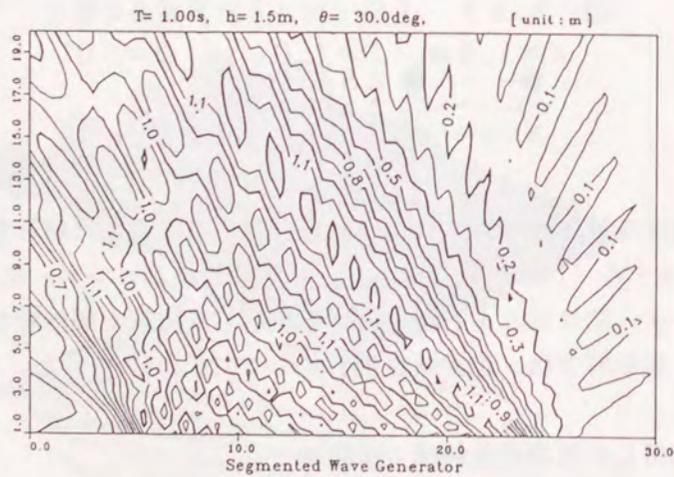
次に数値計算精度を検証するためにTakayama(1987)が提案した解析解との比較を行う。図-2.48は本モデル(Isaacson Model)と解析解を波高コンターについて比較した図である。両者のコンター図はほとんど同一の結果を示し数値解と解析解が一致することが確認できる。なお、解析解では、定常減衰項を含んでいない。

7.3 側壁を利用した有効造波領域の拡張法

Funke and Miles(1987)は、有限長の反射板を造波装置の両端に法線方向に設置することによって一様な波高が造波できる有効造波領域を拡張する手法を提案している。図-2.49に拡張法の概念図を示す。図に示すように、斜め波の上手側の造波板で起こされ波が反射板で反射されたときに、元々の波向 θ 方向へ進む波と周期と位相が一致すれば、波高が一様な領域を拡張することができる。造波板の下手側では、反射板から反射波が生じない



(a) 数値解(Isaacson モデル)



(b) 解析解(Takayama モデル)

図-2.48 数値解と解析解の比較

($T=1.00\text{s}$, $h=1.5\text{m}$, $\theta=30^\circ$, $\Delta s/L=0.08$)

ように、一定数の造波板の変位を0とする。'Snake principle'によれば l 番目の造波板の変位は次式で表される。

$$\zeta_D(l, t) = \frac{a}{F} \sin\left\{\omega t + \left(l - \frac{1}{2}\right) k B \sin \theta\right\} \quad (2.75)$$

ここで、 B は造波板の幅である。反射板の反対側にも造波板があるものとすれば、仮想造波板の変位は次式で示される。

$$\zeta_D'(l, t) = \frac{a}{F} \sin\left\{\omega t + \left(l - \frac{1}{2}\right) k B \sin \theta\right\} \quad (2.76)$$

$(l = -1, -2, \dots, -M_0)$

M_0 は反射板長 w の関数で、 $M_0 = w \tan \theta / B$ で計算できる。仮想造波板で起こされる波と同一の周期および位相を持つ反射波が生じるためには、 $l=1 \sim M_0$ 番目の造波板を次のように運動させればよい。

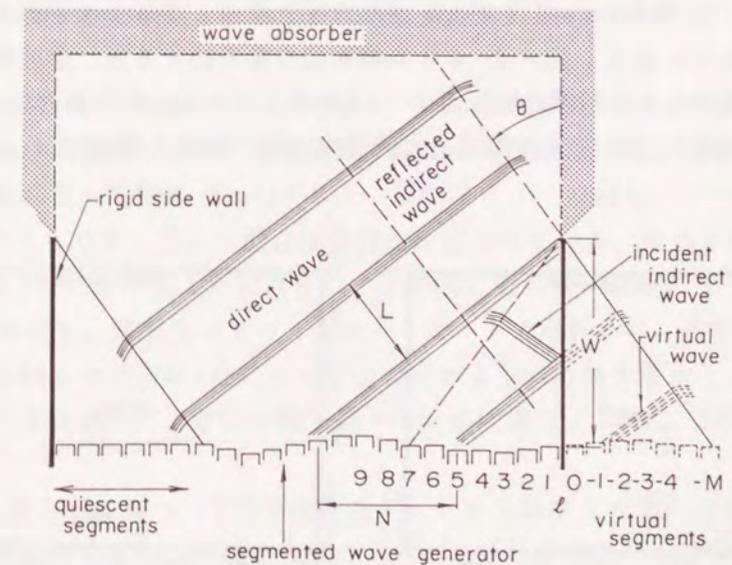


図-2.49 有効造波領域の拡張法

$$\zeta_v(l, t) = \frac{a}{F} \sin\{\omega t - (l - \frac{1}{2})k B \sin\theta\} \quad (2.77)$$

$$(l = 1, 2, \dots, M_0)$$

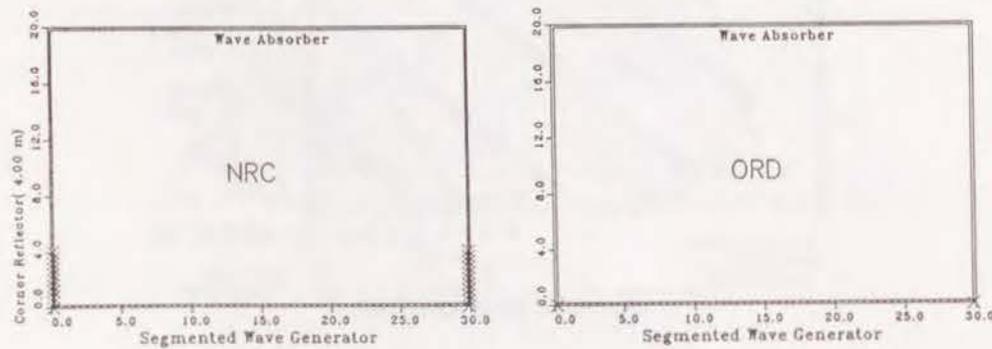
したがって、直接伝搬する波と反射して伝搬する波の両方を同時に発生させるための造波板の変位は以下ようになる。

$$\zeta_s = \zeta_D + \zeta_v \quad (2.78)$$

$$= \frac{2a}{F} \sin(\omega t) \cos\{(l - \frac{1}{2})k B \sin\theta\}$$

$$(l = 1, 2, \dots, M_0)$$

いま、図-2.50に示すように幅30m、長さ20mの平面水槽の一端に総幅30mのサーベント型造波装置が設置されているものとする。長さ4mの反射板を使って有効領域を拡張する手法をNRC法、全側壁を消波構造にした方法をORD法とする。図-2.51は波向30°の斜め波の、造波機より8m離れた測線上における無次元波高分布を比較したものである。H/H₀は測線方向に一様ではなく変動するものの、水槽中央部ではほぼ1に近い。向かって右側の水槽端近傍では波高は小さくなり、所定の波高が造波できない。H/H₀がほぼ1に近い範囲は、水槽左端より計った距離で、ORD法の場合は22m程度である。NRC法では24mまで無次元波高は1となり、有効造波範囲が水平方向に2m拡大されたことがわかる。図-2.49の模式図を参考にすると、造波板幅方向への有効造波領域拡大距離はw tanθで表され、w=4mの場合はw tanθ=2mとなり、数値計算結果と一致する。ゆえに、有効造波領域の造波板幅方向への拡大距離はw tanθで推定できる。



(a) NRC法の場合 (b) ORD法の場合

図-2.50 NRC法とORD法のモデル水槽

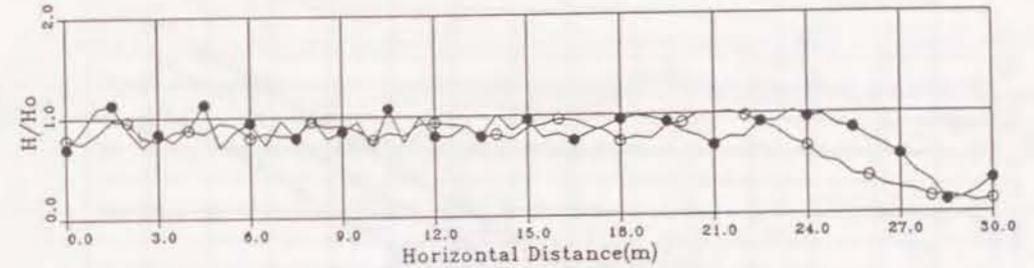


図-2.51 NRCおよびORD法における波高分布の比較

$$[h = 1.5 \text{ m}, T = 1.00 \text{ s}, \theta = 30^\circ, w/L = 2.56]$$

● NRC法の場合
○ ORD法の場合

水槽中央部での波高分布を見ると、ORD法では緩やかな変動を示すが、NRC法では、変動が細かくなり、短い距離内では相対的に変動が大きくなる。これはNRC法では、図の向かって右端部付近の造波板は移動しないものの、回折波が反射板で反射されるために波高分布に影響を与えるためと思われる。

7.4 実験によるモデルの検証と有効造波領域拡張法の問題点の把握

図-2.52は数値計算法を検証するとともに、有効造波領域拡張法の妥当性を調べるために行った実験における水槽と波高計設置位置を示す。実験水槽は幅30m、長さ19.5mで一方の長い側壁にそって幅0.5mのピストン及びフラップの両モードでの運転可能な造波板を60台からなるサーベント型造波装置が設置されている。他の3側壁はジャミセン型(Jamieson, 1987)の消波工が設置され、反射波が生じない構造になっている。実験では、水深を2.6mとし、造波板はすべてピストンモードで運転した。造波機の両端には長さ4.85mの反射壁を設けNRC法によって直方向および斜め波を造波し、図の□記号で示した点に波高計を設置して、水位変動を調べた。波周期は1.5~2.25sに変化させた。

図-2.53は、直方向波について波形勾配を変化させて無次元波高の分布を調べたものである。なお、実験においては、測線中央部の7点における波高の平均値をH₀とした。実験で測定される波形は、波の非線形性のために水面から峰および谷までの高さが異なる。そこで、本実験では、sin関数で波形を近似して、測定値との誤差が最小になるsin関数の周期と振幅を波の周期および波高とした。図-2.53に示すように、波形勾配H/Lが変

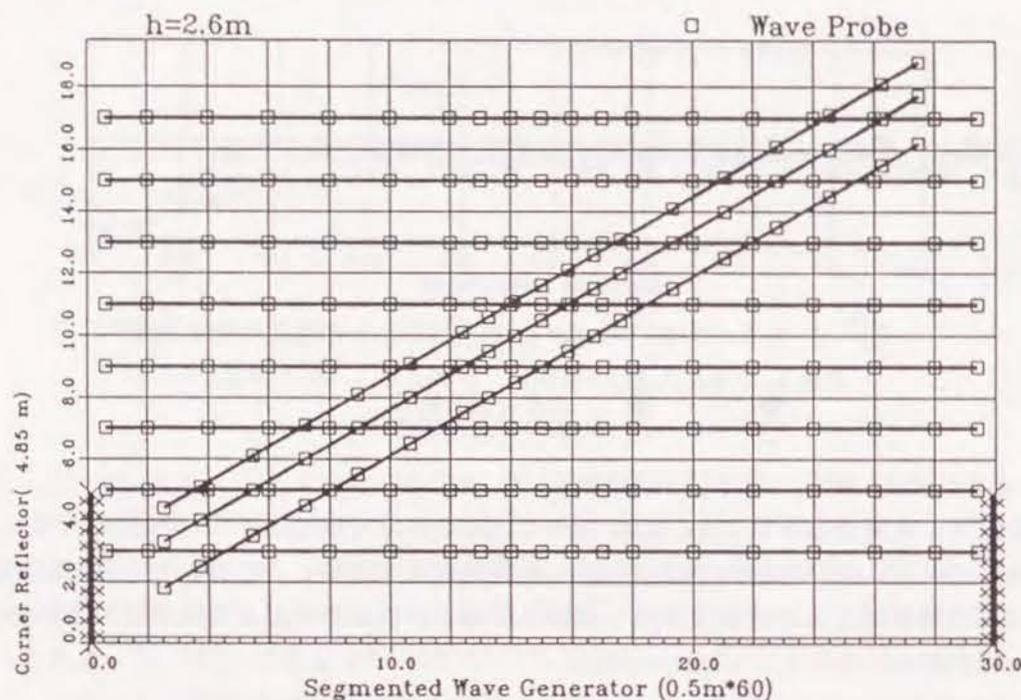


図-2.52 実験水槽と波高計設置点

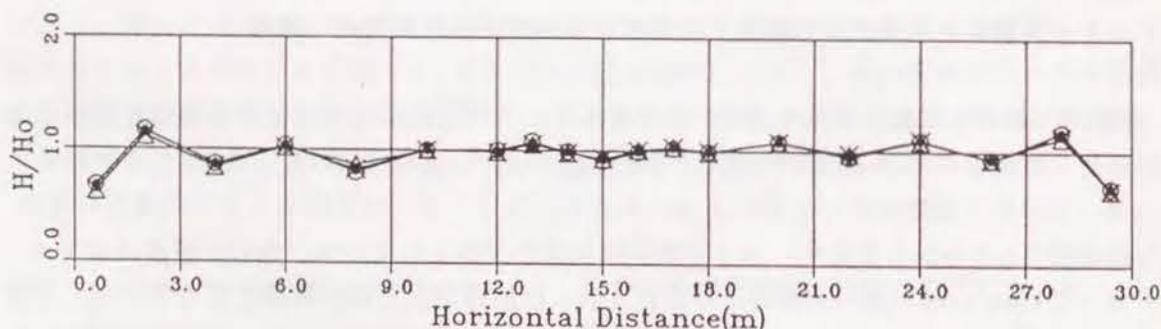


図-2.53 波形勾配による無次元波高分布の変化

$h=2.6\text{ m}, T=1.50\text{ s}, X_c=7.0\text{ m}, \theta=0^\circ, \alpha=0^\circ$
 \bigcirc — \bigcirc $H/L=0.02$ \bullet — \bullet $H/L=0.03$
 \times — \times $H/L=0.04$ Δ — Δ $H/L=0.05$

化しても無次元波高は一致した。したがって、 H/L が0.05以下の規則波であればsin関数で近似することにより波高・周期を求めることが可能であることがわかる。

図-2.54は波向 30° の斜め波を造波したときに、造波機に平行で、造波機から7m離れた測線上における無次元波高について実験値と計算値を比較したものである。実験値

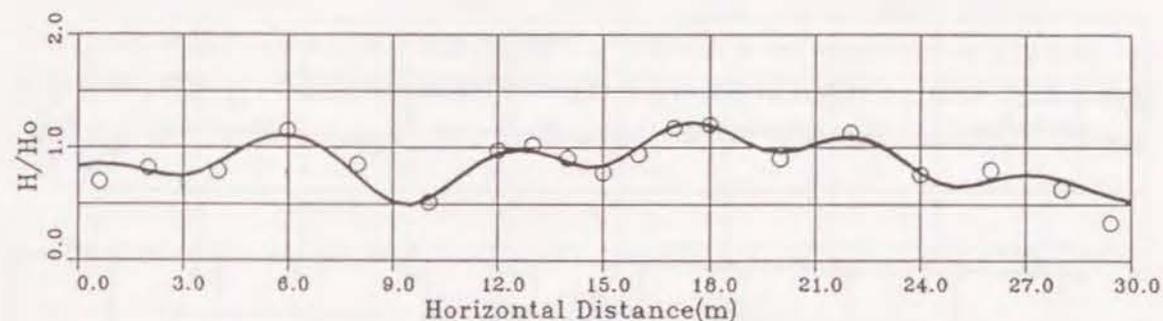


図-2.54 斜め波の実験値と計算値の比較

$h=2.6\text{ m}, T=2.25\text{ s}, X_c=7.0\text{ m}, \theta=30^\circ, \alpha=0^\circ$
 \bigcirc — \bigcirc Measured — Expected

と実線で示した計算値はよく一致し、本数値計算モデルによってほぼ正確に斜め波の波高分布を求めることができる。

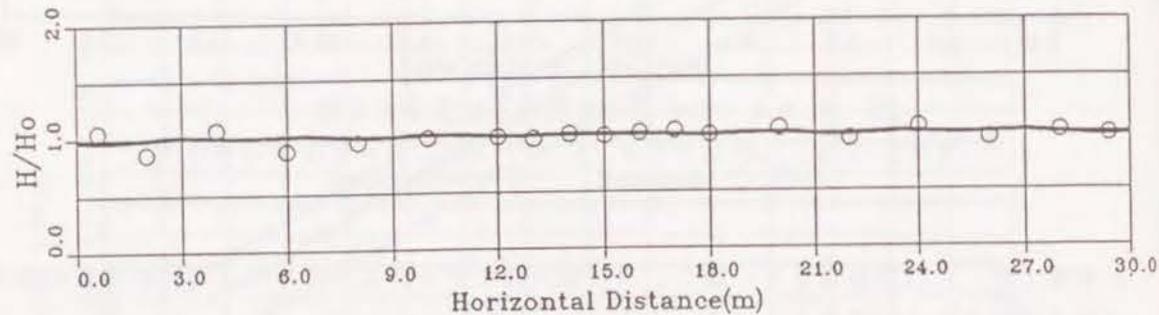
図-2.55(1)および(2)は造波板から3m離れた線上におけるそれぞれ周期1.5および2.25sの直方向波の波高分布を示す。1.5sのときは水槽中央部では実験値と計算値はほぼ一致している。周期2.25sの場合には実験値と計算値は一致せず、その誤差は端部へ行くほど大きくなる。これは、水槽両端の反射板の間で重複波(クロスモード波)が生じているためと思われる。周期2.25sの場合には水槽内にクロスモード波が生じ、波高分布にも影響し一様な波高分布が確保できないことがわかる。

水槽内のクロスモード波の影響を低減する方法としては、不規則波を造波することが考えられる。図-2.56は有義波周期 $T_{1/3}$ を2.25sとして、 $\theta=0^\circ$ の一方方向不規則波を造波した結果である。有義波高の水平分布は一様で、直方向規則波に対する計算値とよく一致する。したがって、不規則波を造波することによって特定の周期の波高分布の不均一性が統計的に大きな影響を与えなくなることがわかる。規則波の造波時においてクロスモード波を低減させる方法としては、反射板を若干水槽内側あるいは外側へ開くように、造波板法線方向からの傾度を少しづらして設置することが考えられる。

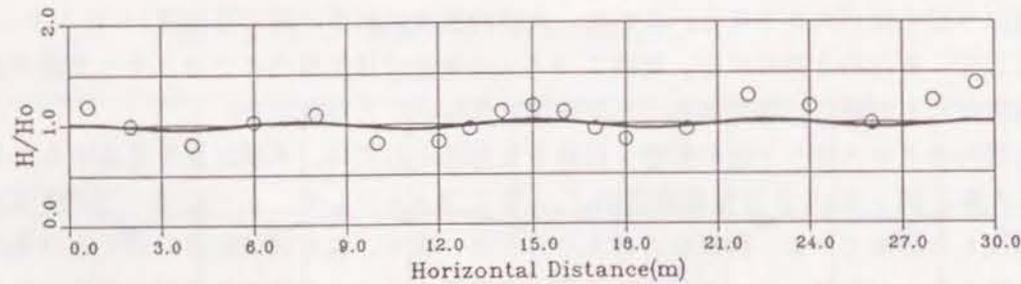
図-2.57は反射板を水槽外側へ開いた場合の斜め波の波高分布を示す。Position1, 2および3はそれぞれ、反射板の傾度を変更しない場合、両側の反射板をそれぞれ 2° および 5° 外側へ開いた場合を示す。直方向波の場合には波高分布は変化せず、傾度を変えても同一の波高分布が得られたが、斜め波の場合は、傾度が変化すると波高も変化する。その変動は無次元波高の10%程度で、目標波高からの誤差は、Position3の場合が最も小さく、Position1に比べてより一様な波高分布が確保できるので、多方向波の造波においても非常に有効な方法ではないかと推測できる。

本節の考察によって、側壁を利用した有効造波領域の拡張法を定量的に推定できる数値

モデルの妥当性が検証できた。また、クロスモード波によって一様な波高分布が確保できない場合があることがわかり、その対策として側壁の傾度を変化させる手法があることが推測できた。今後は、側壁反射を利用した場合の多方向波の特性についても検討する予定である。



(1) $T=1.5$ s の場合



(2) $T=2.25$ s の場合

図-2.55 直方向波の実験値と計算値の比較

$h=2.6$ m, $X_c=3.0$ m, $\theta=0^\circ$
 ○ ○ ○ Measred ——— Expected

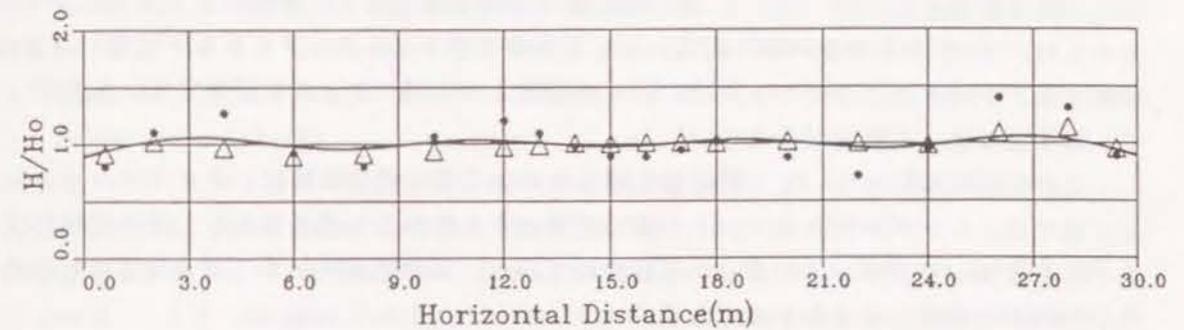


図-2.56 不規則波造波における有義波高の分布

$h=2.6$ m, $T=2.25$ s, $X_c=5.0$ m, $\theta=0^\circ$
 ——— Expected ● ● ● Regular △ △ △ Irregular

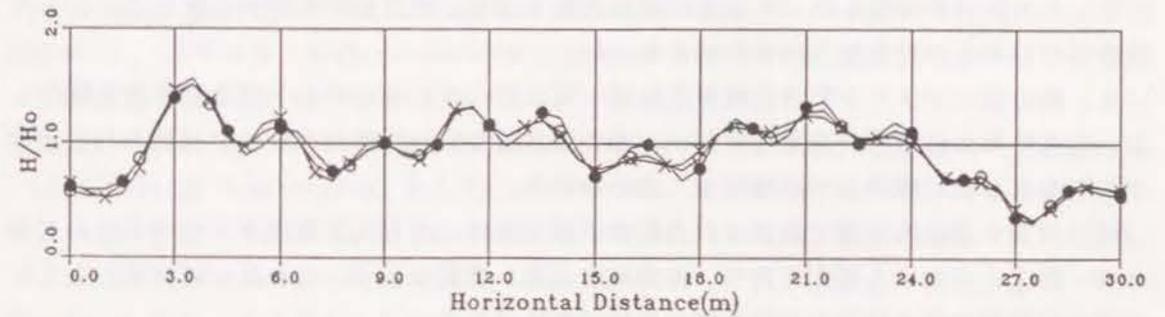


図-2.57 反射板傾度変化による波高分布の変化

$h=1.5$ m, $T=1.5$ s, $\theta=30^\circ$, $w/L=1.38$
 ● Position 1
 ○ Position 2
 × Position 3

第8節 結 語

本章では、主に、多方向不規則波の発生手法について理論的な検討を行い、実際に水槽内に発生した多方向波の特性について調べた。本章で得られた主な結論を要約すると次のようになる。

(1) 造波信号作成として、シングルおよびダブルサンメーション法が考えられており、それぞれの手法で造波された多方向波のクロススペクトルは、理論計算で求められる。あ

る代表周波数の近傍において、 N 個の周波数で平滑化を行うと、平均クロススペクトルが求められ、 N が十分大きい場合には、シングルおよびダブルサンメーション法のいずれの場合でも、平均クロススペクトルは、同一の目標クロススペクトルに収束する。したがって、両手法には、本質的な差はない。

1つの代表周波数について 収束値を得るために必要な成分波数は、ダブルサンメーション法では、シングルサンメーション法で必要とする数の30倍必要とし、造波信号作成法としてはシングルサンメーション法が優れている。シングルサンメーション法における最小の所要成分波数は450波である。

(2) 水槽内で造波された多方向波の方向分布特性は、BDMを用いて、理論計算で求めることができる。造波板列に直角で、造波機全幅の中央に位置する測線上では、観測点の造波機からの距離が全造波板幅の1/2以内であれば、距離に関わらず方向分布関数形は一定で、設定値に対応する分布形とほぼ等しい。したがって、水槽の中央線上の測点では、設定した方向分布特性を持った多方向波を造波できる。測点が中央線から離れると、方向関数形はひずみ、設定値とはずれてくる。

(3) 幅の狭いピストン型造波機を多数横一列に並べて、サーベント型造波装置を製作した。造波された波の方向分布特性は、4本の波高計を取り付けたアレイで観測される波形データをBDMで解析して、精度よく求められる。

サーベント型造波装置で造波された斜め不規則波は、直方向不規則波に比べて波のエネルギーが広く分布する傾向を持ち、多方向波に近い性質を示す。これは、成分波となる斜め波の水粒子速度が波向と直角な成分を持つためである。

ダブルサンメーション法で造波した多方向波は、成分波数が十分でないときは、理論計算による推定値とずれる場合があり、模型実験においては、予備実験として多方向波の検定を行う必要がある。成分波数を500波以上としてシングルサンメーション法で造波した多方向波の方向分布関数形は、理論推定値とほぼ一致し、精度のよい造波ができる。

(4) 有限な側壁による反射波を応用することによって、サーベント型造波装置の有効造波領域の広域化が可能であることが、実験的に検証できた。このとき、直方向規則波を造波すると、クロスモード波の影響が大きくなり、造波機幅方向の波高分布が一樣とはみなせない場合があるが、不規則波を造波することによって、その影響を低減できる。

〈参考文献〉

Aage, C. and E. Sand, 1984 : Design and construction of the DHI 3-D wave basin, Proc. the Symposium on Description and Modeling of Directional Seas,

Technical University, Denmark, B2.1-B2.20.

Akaike, H., 1980: Likelihood and bayes procedure, Bayesian Statistics (Bernard, J.M., De Groot, M.H. Du Lindley A., F.M. Smith eds.), University Press, Valencia, pp. 143-166.

Berber, N.F., 1963: The directional resolving power of an array of wave detectors, Ocean Wave Spectra, Prentice Hall, Inc., pp. 137-150.

Biesel, F., 1954: Wave Machines, Proc. 1st Conf. on Ships and Waves, pp. 288-304.

Briggs M.J., L.E. Borgman and D.G. Outlaw, 1987: Generation and analysis of directional spectral waves in a laboratory basin, Proc. 19th Offshore Technology Conference, pp. 495-502.

Burcharth, H.F., S.P.K. Nielsen and K. Schaarup-Jensen, 1986: A three dimensional sea facility for deep and shallow water waves, Proc. Conf. Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Tokyo, Vol. 1, pp. 72-79.

Capon, J., 1969: High resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, Proc. IEEE, 57, pp. 1408-1418.

Dalrymple, R.A. and M. Greenberg, 1985: Directional wavemaker, Physical Modelling in Coastal Engineering, R.A. Dalrymple, ed., Rotterdam: A.A. Balkema, pp. 67-79.

Dalrymple R.A., 1989: Directional wavemaker theory with sidewall reflection, J. Hydraulic Research, Vol. 27, No. 1, 23-34.

Forristal, G.A., 1981: Kinematic of directionally spread waves, Proc. Conf. on Directional Wave Spectra Applications, Univ. of California, Barkley, pp. 129-146.

Funke, E.R. and M.D. Miles, 1987: Multidirectional Wave Generation with corner reflectors, Technical Report, National Research Council Canada, TR-HY-021, 17p.

Hiraishi, T., E.P.D. Mansard, M.D. Miles, E.R. Funke and M. Isaacson, 1991: Numerical and experimental validation for a diffraction model of directional wave generation, Technical Report, National Research Council Canada, TR-HY-037, 133p.

Isaacson, M., 1989: Prediction of Directional Waves Due To A Segmented Wave Generator, Proc. 23rd IAHR Congress, Vol. C, pp. 435-442.

Jamieson W.W. and E.P.D. Mansard, 1987: An Efficient Upright Wave Absorber, ASCE Specialty Conf. on Coastal Hydrodynamics, Univ. of Delaware.

Jeffery, E.R., 1987: Directional seas should be ergodic, J. Applied Ocean Research, Vol. 9, pp. 209-235.

Kjeldsen, S.P., 1984: Whitecapping and wave crest lengths in directional seas,

- Proc. the Symposium Description and Modeling of Directional Seas, Technical University, Denmark, B6.1-B6.17.
- Kobune, K., H. Sasaki and N. Hashimoto, 1985 : Characteristic of ocean waves off Cape Nojima in the northwestern pacific. Measured with a discus buoy, Rep. the Port and Harbour Research Institute, Vol.24, No.3, pp.3-30.
- Longuet-Higgins, M.S., D.E. Cartwright and N.D. Smith, 1963 : Observation of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy, Ocean Wave Spectra, Prentice Hall, Inc., New Jersey, pp.111-136.
- Miles, M.D., P.H. Laurich and E.R. Funke, 1986 : A multi mode segmented wave generator for the NRC Hydraulic Laboratory, Proc. 21st American Towing Tank Conf., Washington, D. C., pp. 101-111.
- Miles M.D. and E.R. Funke, 1987 : A comparison of methods for synthesis of directional seas, Proc. 6th International Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Symposium, pp. 247-255.
- Mitsuyasu, H., T. Tasai, S. Mizuno, M. Ohkusu, T. Honda and K. Rikiishi, 1975 : Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, J. Physical Oceanography, Vol. 5, No. 4, pp. 750-760.
- Murray J. J. and G. J. Fudge, 1990 : Construction and commissioning of the Offshore Engineering and Seakeeping Basin at the Institute for Marine Dynamics, Proc., 22nd American Towing Tank Conf. pp. 101-109.
- Mynett, A. E., J. Bosma and D. van Vlietie, 1984 : Effects of directional seas in coastal region, Proc. Symposium on Description and Modelling of Directional Seas, Technical Univ., Denmark, pp. B7.1-B7.17.
- Outlaw D. G., 1984 : A portable directional irregular wave generator for wave basins, Proc. the Symposium on Description and Modeling of Directional Seas, Technical University, Denmark, B3.1-B3.8.
- Panicker, N. N. and L. E. Borgman, 1974 : Enhancement of directional wave spectrum estimate, Proc. 14th ICCE, pp. 258-279.
- Pierson, W. J., Jr. and L. Moskowitz, 1964 : A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, J. Geophysical Research, Vol. 69, No. 24, pp. 5181-5190.
- Pinkstar, J. A., 1984 : Numerical modeling of directional seas, Proc. Symposium on Description and Modeling of Directional seas, Technical Univ., Denmark, pp. C1.1-19.
- Salter, S. H., 1981 : Absorbing wave-makers and wide tanks, Proc. Conf. on Directional Wave Spectra Application, Univ. of California, Berkeley, pp. 185-202.
- Takayama, T., 1982 : Theoretical properties of oblique waves generated by serpent-type wavemakers, Rep. the Port and Harbour Research Institute, Vol. 21, No. 2, pp. 3-48.
- Takayama, T., 1984 : Theory of oblique waves generated by Serpent-type wave-maker, J. Coastal Engineering in Japan, Vol. 27, pp. 1-19.
- Takayama T. and T. Hiraishi, 1989 : Reproducibility of directional random waves in laboratory wave simulation, Rept. of PHRI, Vol. 28, No. 4, pp. 3-24.
- Wu, Y. and R. A. Dalrymple, 1987 : Analysis of wave fields generated by a directional wavemaker, J. Coastal Engineering, Vol. 11, pp. 241-261.
- 磯部雅彦・近藤浩右, 1983 : 入・反射波の共存場における方向スペクトルの推定法、第30回海岸工学講演会論文集、pp. 44-48.
- 磯部雅彦・近藤浩右・堀川清司, 1984 : 方向スペクトルの推定におけるMLMの拡張、第31回海岸工学講演会論文集、pp. 173-177.
- 磯部雅彦・古市耕輔, 1986 : 不規則波に対する統計量の変動に関する理論的考察、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 159-163.
- 桑島 進・永井康平, 1973 : 任意個数資料のFFT算法とそのスペクトル解析への応用、港湾技研資料、No. 230, 45p.
- 小舟浩治・橋本典明, 1985 : 最大エントロピー原理(MEP)を用いた方向スペクトルの推定、第32回海岸工学講演会論文集、pp. 159-163.
- 小舟浩治, 1986 : 波向観測の現状について、昭和61年度港湾技術研究所講演会講演集、pp. 1-44.
- 合田良実・鶴田千里, 1961 : 小型造波水路の設計について、運輸技研資料、No. 31, 78p.
- 合田良実・鈴木康正, 1975 : 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算、港湾技研資料、No. 155, 33p.
- 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池 治, 1976 : 不規則波実験における入・反射波の分離推定法、港湾技研資料、No. 248, 24p.
- 合田良実, 1977 : 港湾構造物の耐波設計、鹿島出版会.
- 合田良実, 1980 : 波高計群による方向スペクトルを用いた反射波推定法の検討、港湾技術研究所報告、Vol. 19, No. 3, pp. 37-70.
- 合田良実, 1981 : 共分散法を用いた波向推定方式の数値的検討、港湾技術研究所報告、Vol. 20, No. 3, pp. 53-92.
- 合田良実・谷本勝利・高山知司, 1987 : 運輸省港湾技術研究所の大水深海洋構造物実

験水槽について、日本造船学会誌、Vol. 691、pp. 35-39.

繁舩算男、1985：ベイズ統計入門、東京大学出版会、225p.

高橋重雄・明瀬一行、1986：波力発電ケーソンの空気出力に及ぼす波向と平面配置の影響、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 501-505.

高山知司、1982：造波機によって発生する斜め波の特性について、第29回海岸工学講演会論文集、pp. 208-212.

高山知司・永井紀彦・合田良実、1884：サーベント型造波装置の制御方式と造波特性、港湾技研資料、No. 509、30p.

高山知司、1985：大水深海洋構造物実験場と多方向不規則波発生装置について、埋立と浚渫No. 122、pp. 39-46.

高山知司・永井紀彦・合田良実、1985：サーベント型造波機の制御方式と発生波の特性、第32回海岸工学講演会論文集、pp. 16-20.

高山知司・平石哲也・古川正美・佐尾邦久・奥野直哉、1986：SALM型ブイ係留タンカーの避泊実験、海洋開発論文集、Vol. 2、pp. 169-174.

高山知司・池田直太・小杉宣史、1991：多方向不規則波を用いた波浪変形模型実験、港湾技術研究所報告、Vol. 30、No. 1、pp. 30-65.

谷本勝利・吉本靖俊・岡 幸夫、1985：大水深波浪制御構造物に関する水工的研究（その3）—波力特性に関する実験—、港湾技研資料、No. 543、61p.

谷本勝利、1986：運輸省港湾技研の「大水深海洋構造物実験水槽」水理実験が本格化、土木学会誌12月号、pp. 99.

鶴田千里・久田安夫、1965：大型造波水路の設計について、港湾技研参考資料、No. 20、62p.

永井康平、1972：不規則な海の波の屈折および回折の計算、港湾技術研究所報告、Vol. 11、No. 2、pp. 47-119.

永井 豊・谷津英明・角野 隆、1985：海洋構造物の実海域実験研究（第2報）、第28回北海道開発局技術研究発表会論文集、pp. 1514-1522.

橋本典明・小舟浩治、1985：最大エントロピー原理（MEP）を用いた方向スペクトルの推定、港湾技術研究所報告、Vol. 24、No. 3、pp. 123-145.

橋本典明・小舟浩治、1986：方向スペクトルの推定における多変量自己回帰モデルの適用、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 164-168.

橋本典明、1987：ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定、港湾技術研究所報告、Vol. 26、No. 2、pp. 97-125.

橋本典明、1987：ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定、第34回海岸工学講演会論文集、pp. 126-130.

平石哲也、1990：カナダ造波装置探訪記、埋立と浚渫、No. 156、pp. 30-38.

平石哲也・本城智・古川正美、1991a：避泊フェリーの係留張力と振れ回り運動、海岸工学論文集 第38巻、pp. 731-735.

平石哲也、1991b：サーベント型造波装置の有効造波領域の拡張法に関する検討、海岸工学論文集 第38巻、pp. 126-130.

平石哲也、1991c：多方向不規則波造波システムの開発と応用、平成3年度港湾技術研究所講演会講演集

平口博丸・清水隆夫・池野正明・田中寛好、1990：多方向造波システムの効率化とその造波特性、海岸工学論文集、第37巻、pp. 140-144.

平口博丸・鹿島遼一・田中寛好・池野正明、1990：多方向波の水理実験手法—3地点平均法によるクロススペクトル推定精度の向上—、海岸工学論文集、第37巻、pp. 145-149.

本間 仁・堀川清司ほか、1985：海岸環境工学、東京大学出版会、pp. 505-524.

光易 恒、1970：風波のスペクトルの発達（2）、第17回海岸工学講演会論文集、pp. 1-7.

森口繁一・宇田川けい一・一松 信、1957：数学公式（Ⅲ）、岩波全書229、pp. 160-162.

山口正隆・土屋義人・小矢田宏、1977：一様風域場における波浪の方向スペクトルの特性について、第24回海岸工学講演会論文集、pp. 97-101.

第3章 多方向不規則波の浅水変形と碎波

第1節 概説

港湾構造物の設計における主要な外力は波であり、設計波の算定に当たっては、波浪現象を的確に把握しておかなければならない。特に、防波堤・海岸堤防・護岸などの海岸・港湾構造物の多くは碎波帯内に建設されるので、碎波による波高変化、平均水位の上昇量等を正確に推定しておかなければならない。

碎波による波高変化については、従来から数多くの研究が進められてきた。合田(1975)は、不規則波の碎波変形の理論モデルを提案し、模型実験と現地観測データの解析によってその妥当性を検討して、碎波による不規則波の波高変化の推定法を提示した。ただし、この理論および実験は単一方向へ進む不規則波を対象としたもので、使用した現地観測データも汀線に近傍の一測点でしか得られていない。実際の海の波は、波峰線が短く切れた‘切れ波’となっており、これは様々な方向からの波が重なりあって生じるものと考えられる。したがって、碎波変形においても、海の波の多方向性を考慮する必要がある。そこで、高山・平石ら(1988)は、サーベント型造波装置を用いて、一様勾配を持つ海底床上における多方向不規則波の碎波変形を実験によって調べ、単一方向不規則波を用いた場合との相違点を検討し、従来から用いられている単一方向波を対象とした碎波体内の波高算定法の適用性を考察した。さらに、波崎町の観測棧橋(HORF)(加藤ら,1989)において碎波帯内における波高変化を観測して、模型実験との比較を行い模型実験の再現性を検討した。

浅海域における屈折、浅水変形などの波浪の変形を同時に計算する手法として、エネルギー平衡方程式法(Karlsson,1969)が提案されている。この計算法は、比較的計算が容易で、計算時間が少なく済むので、実際の港湾での波の変形を検討し、防波堤建設予定地点の波高を計算するためには実用的な手法である。その適用性も複数の研究者によって示されている(合田・鈴木,1975、鹿島ら,1986、丸山ら,1984、山口ら,1984)。しかし、従来のエネルギー平衡方程式は、碎波によるエネルギーの逸散効果が考慮できなかったため、高山・池田・平石(1991)は、碎波を考慮できる改良エネルギー平衡方程式法を提案している。この計算法の適用性を検討するために多方向不規則波を用いた碎波に関する模型実験が行われている(高山ら,1991、高山・池田ら,1990,1991)。

本章では、多方向不規則波の碎波による波高変化を調べるために、一様勾配斜面および円形リーフ上での多方向不規則波の碎波変形を調べた実験結果を示し、その特性を検討す

るとともに単一方向不規則波による実験結果との比較を行い、多方向不規則波による模型実験の必要性を示す。また、現地観測結果と比較して、平面水槽における模型実験の再現性を検討する。そのために、第2節では、一様勾配斜面上における多方向不規則波の碎波および浅水変形の特性を検討し、現地観測結果との比較を示す。第3節では、円形リーフ上での浅水変形および碎波変形の特性を検討する。第4節では、改良エネルギー平衡方程式法の計算結果と実験結果を比較し、その適用性を検討する。第5節は、本章で得られた主要な成果をとりまとめて、結論とする。

第2節 一様海浜における多方向不規則波の変形

2.1 実験および現地観測方法

(1) 斜面模型と実験方法

図-3.1に実験水槽と模型の配置状況を示す。実験は、大水深海洋構造物実験場の切れ波水槽内で行い、図に示すように、水槽中央部に、縦8m、横16mで1/10勾配を持つ一様勾配の海底床模型を設置した。模型先端は造波装置より4.7m離れている。図-3.2は、1/10勾配斜面上における波高計設置位置を示す。図に示すように、海底床模型前面の平坦部には造波機前面より4m離して、4本の波高計を組み合わせた波高計アレイを設置して、BDM(橋本,1987)で入射波の方向スペクトルを求めた。模型床上では、汀線に平行、直角方向にそれぞれ3および1測線を設け、各測線上でNo.5からNo.9まで5点で水位変動を計測した。ただし、一回の計測では、1つの測線でしか計測を行わず、同一の波を4回作用させて、各測線ごとに計測を行った。実験では、約4分間計測を行い、0.2秒間隔でサンプリングした1024個のデジタルデータを用いて統計解析を行い、各測点における周波数スペクトル、波高、周期、平均水位上昇量を求めた。

(2) 実験波の特性

実験では、斜面先端の水深を50cmとして一定とした。実験波の目標波高は換算沖波波高 H_0 が10cmおよび15cmで、沖波周期 T_0 は1.5sと1.75sに変化させ

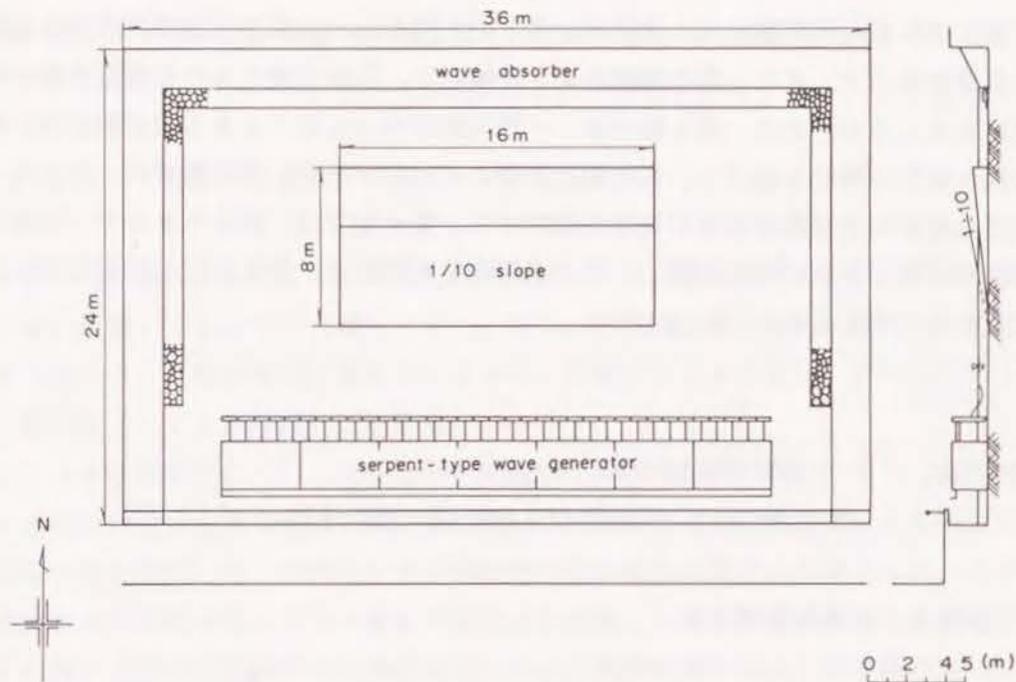


図-3.1 一様斜面模型

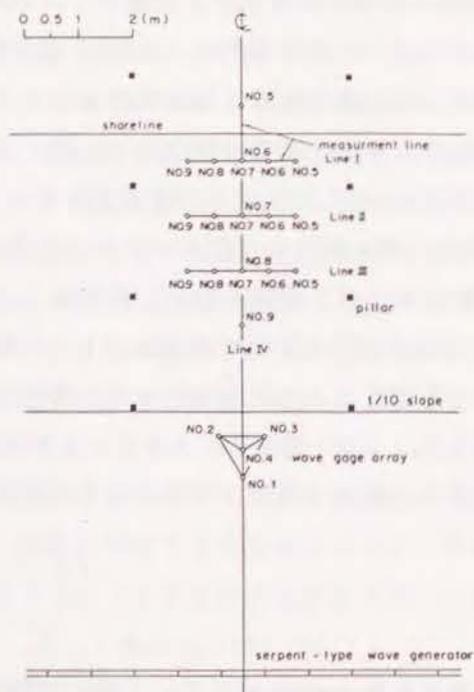


図-3.2 波高計測点

た。そして、それぞれの波について、単一方向不規則波と多方向不規則波を造波した。主波向 θ_0 は、汀線に直角方向($\theta_0 = 0^\circ$)と、それより 30° 傾いた方向($\theta_0 = 30^\circ$)の2種類とした。各ケースについて、2回波連を変えて波を作用させ、その平均値を実験結果として用いた。造波した波の周波数スペクトル形はBretschneider-光易型とし、多方向波の方向関数は光易型(Mitsuyasuら、1975)とした。第2章で検討したように、ダブルサンメーション法で造波した多方向波の方向関数分布形は、目標値とずれる場合がある。また、斜め方向の単一不規則波は多方向波に近い性質を持つため、方向分布特性についてはあらかじめ検討しておくなければならない。

図-3.3は、模型斜面前面の波高計アレイで観測された方向関数形を示したものである。図-3.3では、ピーク周波数 f_p における方向関数形を示している。図-3.3(1)は、主波向 $\theta_0 = 0^\circ$ の多方向波の場合で、方向関数の分布形は目標とする方向集中度パラメータ(合田・鈴木、1975)が $S_{max} = 2.5$ で表される方向関数形と等しい。図-3.3(2)は、斜め方向($\theta_0 = 30^\circ$)へ造波した一方向不規則波の方向分布特性を調べた結果である。サーペント型造波装置で造波された斜め不規則波は、多方向不規則波に近い性質を持ち、図に示すようにその方向集中度は $S_{max} = 2.5$ で示される分布形に近い。造波信号作成時の設定値を $S_{max} = 2.5$ として造波した主波向

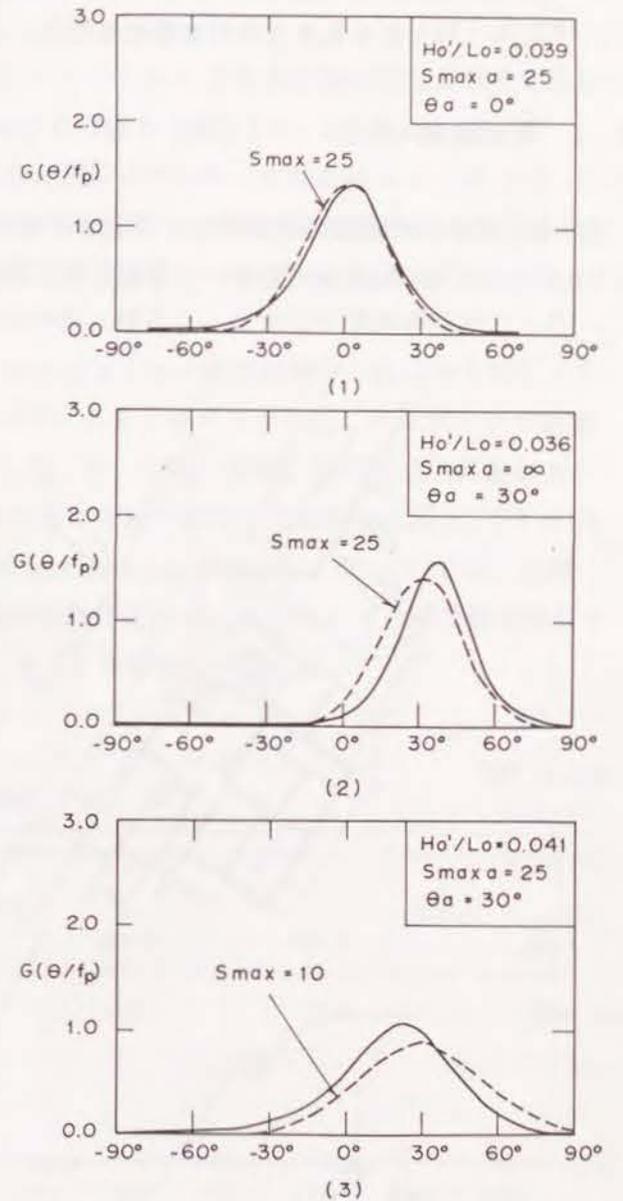


図-3.3 入射波の方向分布特性

$\theta_{\pm} = 30^{\circ}$ の多方向波は図-3.3(3)に示すように、目標分布より幅広い分布特性を示し、 $S_{m,x} = 1.0$ で表される方向分布特性を持つ。

2.2 現地観測の方法

図-3.4は、現地観測地点付近の平面地形を示す。図中A点には、茨城県鹿島港の南東2 km沖合いの水深20 mの地点に、運輸省第二港湾建設局の超音波式波高計が設置して

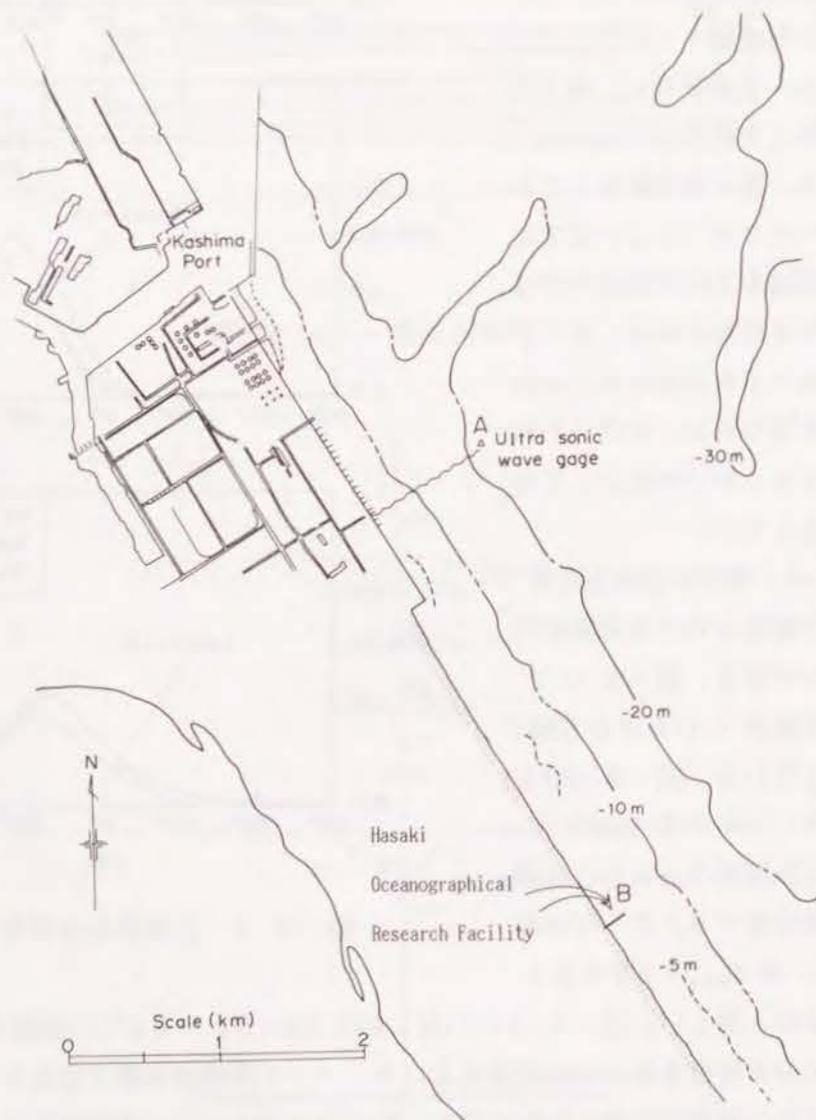


図-3.4 現地観測地点

あり、沖波解析には、この波高計の波形記録を用いた。B点の全長427 mの観測栈橋では砕波帯内の波浪観測を行った。A点からの波形は、アナログデータレコーダーを用いて長時間記録した。B点の観測栈橋上には No. 1~4 の4台の空中発射型超音波波高計が設置しており、No. 1~4 の波高計はそれぞれ汀線から約378、258、145、22 mの距離にある。設置点の水深は工事基準面を基準として、それぞれ4.8、4.13、2.0、0.4 mである。ただし、観測期間中潮位を測定し、解析時には実水深に補正した。観測栈橋で測定した波形記録は観測室のデジタルデータレコーダーに収録した。

現地観測は、台風8713、8715が関東南部に接近し、太平洋が暴風雨圏となった1987年9月16日7時から9月18日18時まで行った。観測期間中の毎正時と毎正時の中間における前後15分間、計30分のデータを1ケースとした。サンプリング間隔は0.5秒とし3600個のデジタルデータを用いて、波高、周期、平均水位上昇量および周波数スペクトルを求めた。観測期間中にA点で求めた沖波の最大有義波高は、17日16:00の6.06 mであり、このときの最高波高は9.02 mであった。図-3.5は、台風通過後に行われた深浅測量結果を示し、観測栈橋周辺の海底地形はほぼ一様な傾斜地形であるとみなすことができ、その勾配は約0.015である。

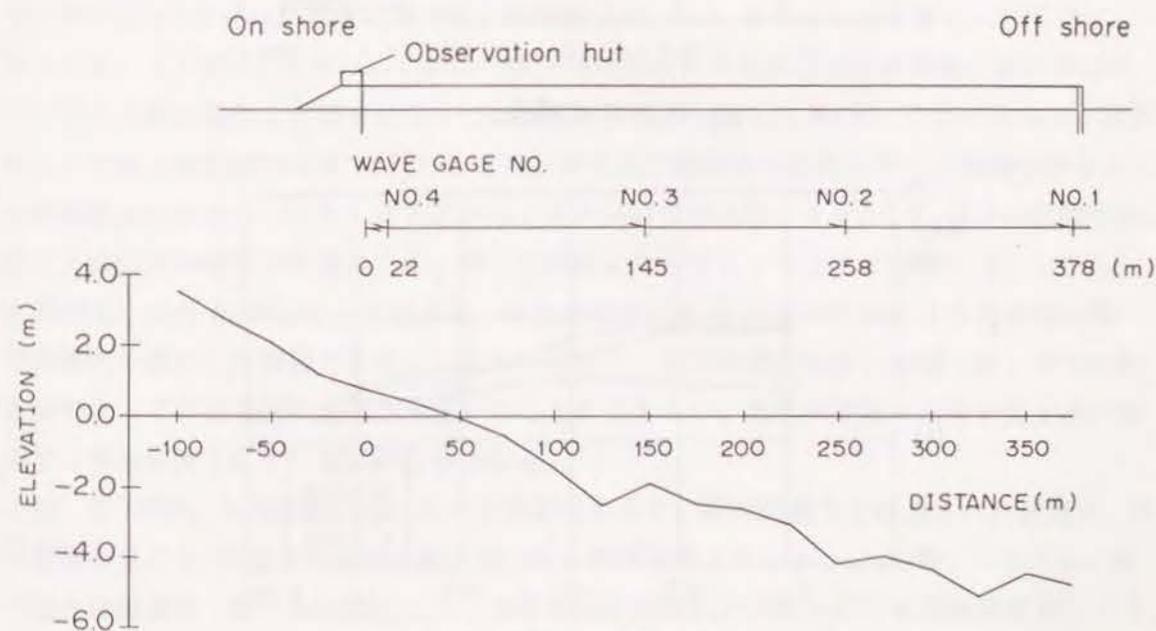
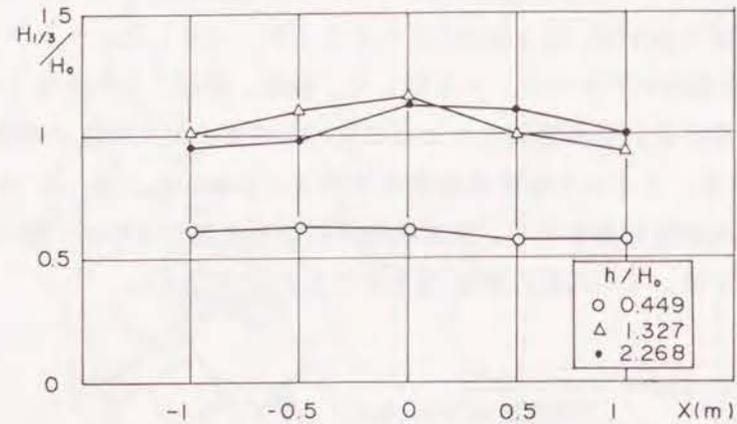


図-3.5 観測栈橋の海底地形

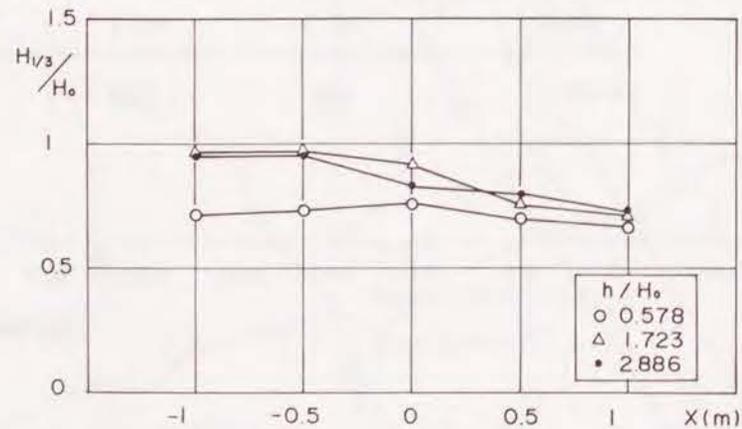
2.3 実験および現地観測の結果

(1) 碎波帯内の波高変化

図-3.6は、模型実験斜面上の汀線に平行な方向の波高変化を示したものである。図-3.2に示した汀線に平行な測線Ⅰ、ⅡおよびⅢのNo.5~No.9の測点で測定された有義波高の比較を示す。 $\theta_a = 0^\circ$ の場合の各測線上の波高はほぼ等しく、 $\theta_a = 30^\circ$ の



a) $\theta_a = 0^\circ$ の場合



b) $\theta_a = 30^\circ$ の場合

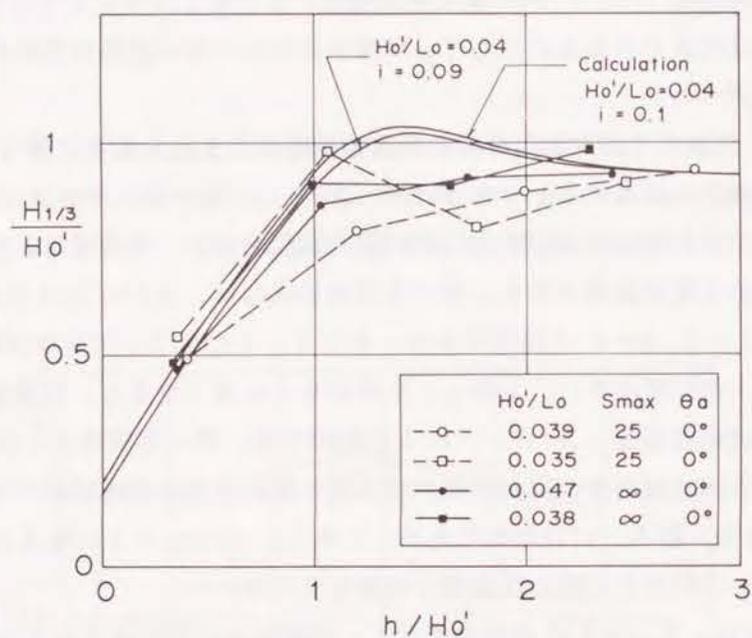
図-3.6 汀線に平行な波高変化

場合には上手側の模型端に近い測線の有義波高が他の測点に比べて20%程度小さくなった。しかし、中央部のNo.7の有義波高が他点より小さくなることはなかったので、測線上の波高をほぼ代表できるものとして、水槽中央部の汀線に直角の測線Ⅳ上の波高を用いて波高変化を調べた。

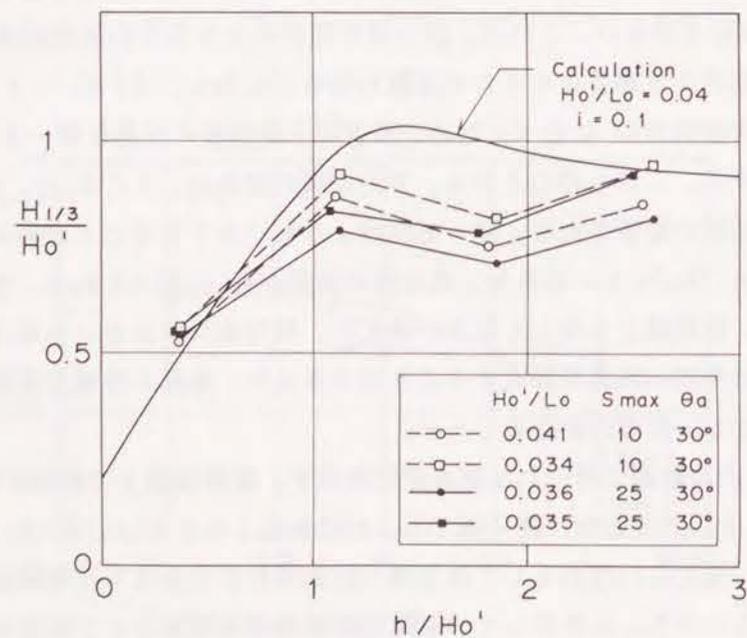
図-3.7は、測線Ⅳで測定した汀線に直角方向の波高変化を示す。図では、換算沖波波高 H_0' で除した無次元波高で示してある。図-3.7(1)は、 $\theta_a = 0^\circ$ の直角入射の場合で、黒印および白印が単一および多方向波の波高変化を示す。実曲線は、合田(1975)が算定した碎波帯内の不規則波高を示す。単一方向波の場合は、 $h/H_0' > 1$ の場合で余り変化せず、 $H_{1/3}/H_0' = 0.9 \sim 1.0$ 程度である。そして、 $1 < h/H_0' < 2$ の区間では、実験値は計算値より1割程度小さい。しかし、水深がさらに浅くなると、計算値と実験値は一致する。多方向波の波高は、 $h/H_0' > 1.1$ の範囲では、単一方向波より小さくなっている。これは、多方向不規則波の屈折係数が成分波の屈折のため直線状平行等深線海岸でも1以下になる(合田・鈴木, 1975)ためである。しかし、 $h/H_0' < 1$ になると、多方向不規則波の波高は単一方向波と一致し計算値とも等しくなる。

図-3.7(2)は、 $\theta_a = 30^\circ$ の場合を示し、白印および黒印はそれぞれ $S_{max} = 2.5$ および1.0の実験結果を示す。図からわかるように、波の方向集中度の相違による波高の差は小さい。 $h/H_0' = 1.5 \sim 1.8$ では、実験値は $\theta_a = 0^\circ$ の場合より小さく、計算値に比べると、20%以上小さい。これは、成分波の屈折による多方向不規則波の屈折係数の低下が直入射の場合より顕著になるためと思われる。しかし、 $h/H_0' < 1$ になると、屈折によって成分波の波向が 0° に近づくため、多方向不規則波の波高は単一方向波を対象とした計算値と一致する。これらのことから、多方向波の波高は、 $1 < h/H_0' < 2$ の区間では、主に、成分波の屈折の影響のため、単一方向波よりも小さくなることがわかる。しかし、水深が浅くなり $h/H_0' < 1$ になると、成分波の波向が 0° に近づくため、その波高は単一方向波と一致し、計算値とも等しくなる。ゆえに、相対水深が小さい水域では、従来の計算法によって碎波帯内の波高を算定することができるが、地形が複雑で屈折が生じ易い海域では多方向波としての検討が必要である。

図-3.8は、現地観測で得られた波高変化を示す。観測栈橋上で観測された波高は、換算沖波波高の0.5以下であり、細実線で示した計算値より小さい。 $h/H_0' < 1$ でも、観測値と計算値が一致しない理由としては現地の観測地形が完全な平行等深線海岸となっていないことが考えられる。したがって、平行等深線海岸を対象として提案された計算式を用いた場合には、現地の不規則波高を大きく見積もる可能性がある。



(1) 直角入射の場合



(2) 斜め入射の場合

図-3.7 汀線に直角方向の波高変化

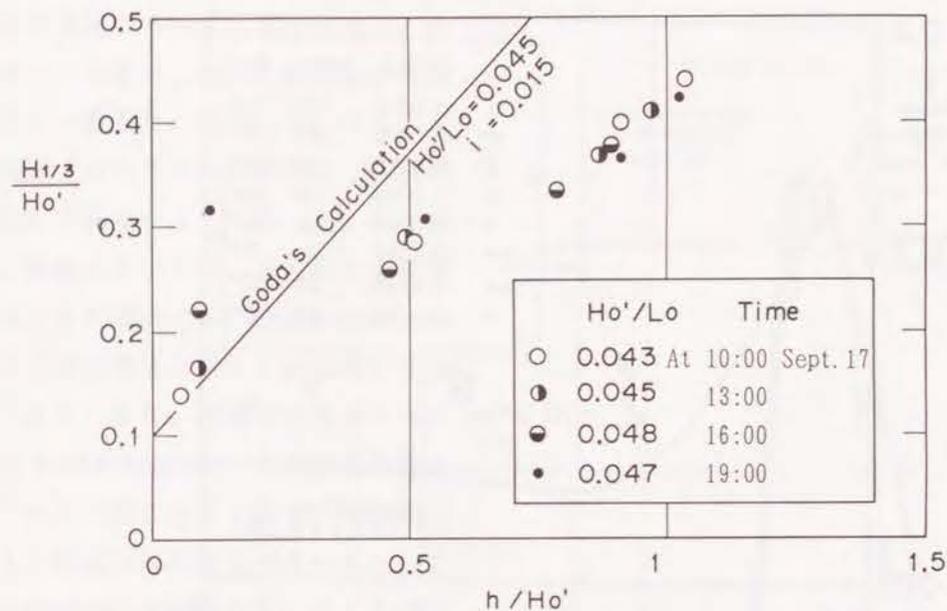


図-3.8 現地における波高変化

(2) 平均水位上昇量の変化

図-3.9は、実験で求めた平均水位上昇量 η の変化を示したものである。実線は合田式(合田,1975)による計算結果である。図において、 $\theta_a = 0^\circ$ の場合、実験値は単一方向波の場合も多方向波の場合もほぼ等しく入射波の方向集中度によって、平均水位上昇量は変化することはない。 $\theta_a = 30^\circ$ の場合には、入射角が 0° の場合に比べて η が大きくなる傾向にある。計算値は、 $h/H_o' > 1$ の範囲では実験値より小さいが、 $h/H_o' < 1$ の範囲では実験値とほぼ一致した。

図-3.10は、現地観測で求めた平均水位上昇量を示す。図-3.10では、柳嶋ら(1988)の手法に従って、気圧低下と吹き寄せによる水位上昇量を除去して、波だけによる水位上昇量を示している。海底勾配は平均値で0.015と緩やかなため、各測点間の水位差は小さい。また観測時刻の違いにより大きな差は生じていない。計算値は、 $h/H_o' < 0.5$ の範囲で観測値とほぼ一致しており、現地の地形が平行等深線海岸と多少ずれていても、 $h/H_o' < 0.5$ の範囲で平均水位上昇量の計算値は観測値をよく表している。

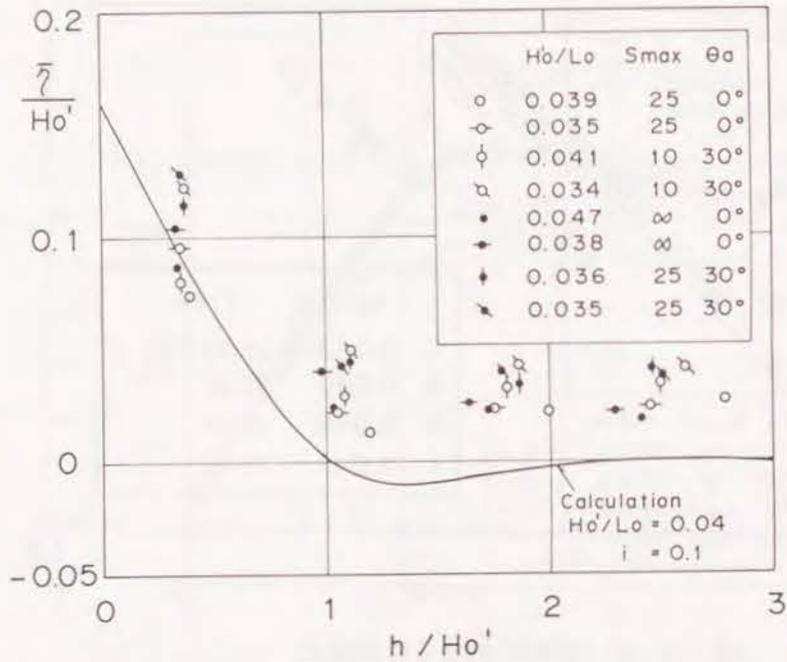


図-3.9 模型実験における平均水位上昇量の変化

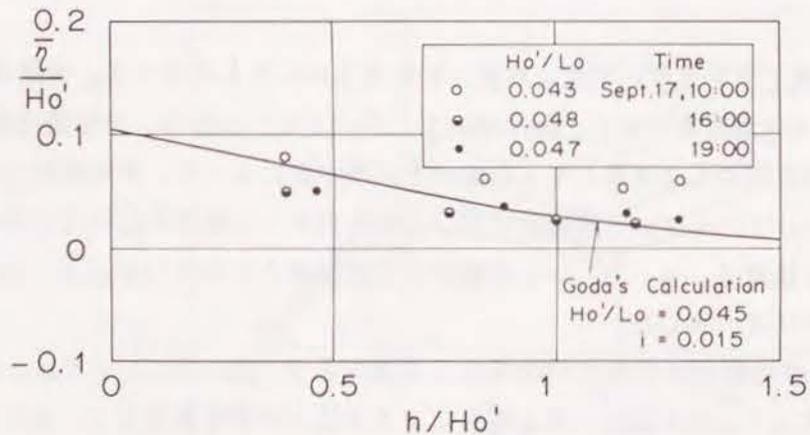


図-3.10 現地における平均水位上昇量の変化

(3) 周波数スペクトルの変化

次に、周波数スペクトルの変化を検討する。図-3.11は、実験および現地における沖波の周波数スペクトルを示したものである。実験の場合は、多方向不規則波を作用させた

場合に波高計アレイで測定されたスペクトル形を沖波のスペクトル形とする。そのスペクトル形は、Bretschneider-光易型とよく一致した。現地においても、A点で観測されたスペクトル形は Bretschneider-光易型とよく一致した。したがって、実験においては、多方向不規則波を作用させた場合でも、Bretschneider-光易型の周波数スペクトルを再現することができる。また、現地の沖波のスペクトルも Bretschneider-光易型周波数スペクトルと一致することから、浅海域における入射波の周波数スペクトルとして Bretschneider-光易型を用いることは十分妥当性があることがわかる。

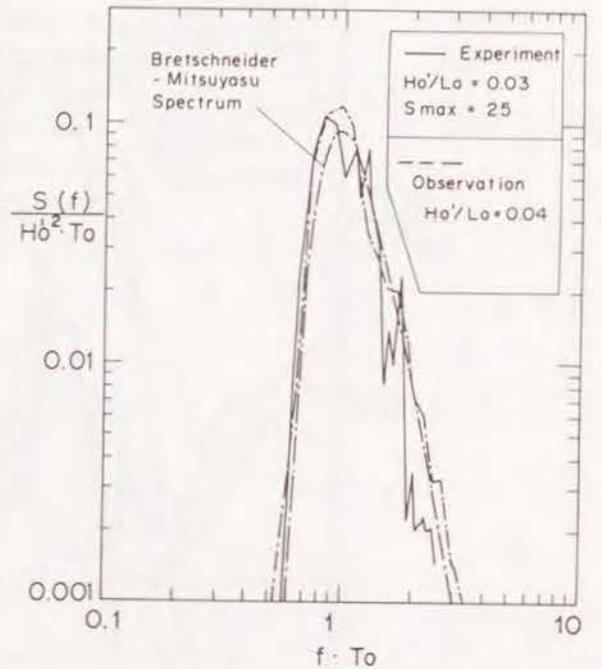


図-3.11 沖波の周波数スペクトル

図-3.12は、実験における斜面上での周波数スペクトルを多方向不規則波と単一方向不規則波で比較したものである。

図に示すように、水深波高比が同一であれば、両者はほぼ一致し、顕著な差はみられなかった。また、 $\theta_0 = 30^\circ$ で入射した場合と直角方向から入射した場合を比べても、両者の間に顕著な相違はみられなかった。したがって、砕波帯内の周波数スペクトル形は、直入射の単一方向不規則波のスペクトル形で代表することができる。

図-3.13は、実験および現地における砕波帯内の周波数スペクトルの変化を示し、実線が実験における単一方向波の場合、破線が現地観測結果を示す。図では、エネルギー密度 $S(f)$ を $H_0' \cdot T_0$ で除した無次元周波数スペクトルを示す。横軸は、 $f \cdot T_0$ で計算した無次元周波数である。

海底床勾配が異なるために、実験値と観測値のエネルギーレベルには差がある。実験値および観測値の周波数スペクトル形を比較すると、水深が浅くなっても、両者とも $0.5 < f \cdot T_0$ の区間でのピーク周波数はほとんど変化しない。両者ともに、水深が浅くなると、ピーク周波数より講習端数側のエネルギーが非常に小さくなり、高周波数側のエネルギー密度が、 $(f \cdot T_0)^{-1}$ に比例して減少するようなスペクトル形に近づく。また、両者ともに、水深が浅くなるにつれて、低周波数側のサーフビートと見られるエネルギーが増加してい

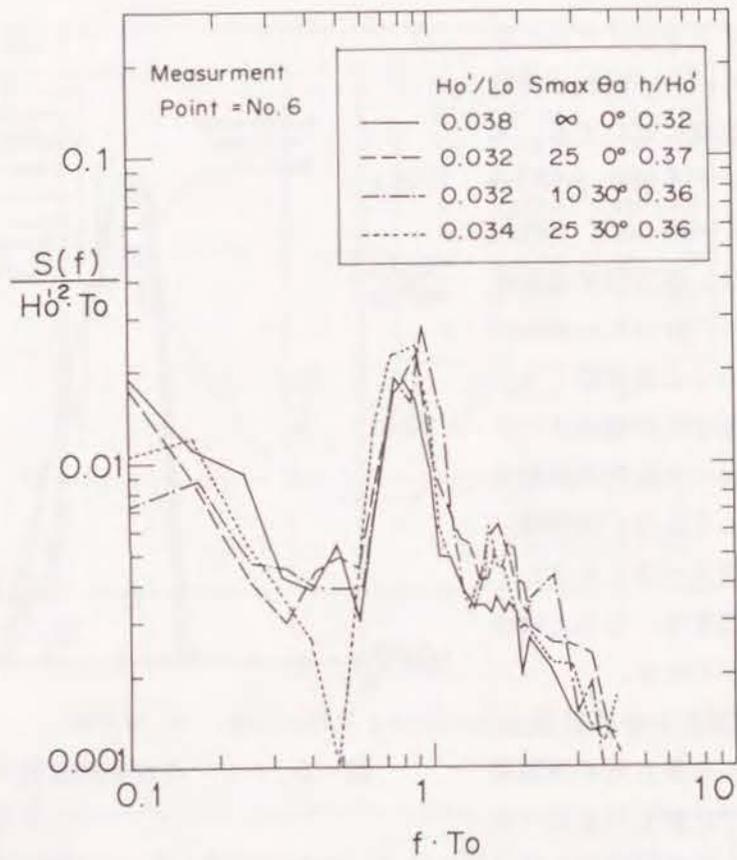


図-3.12 一様海浜上での周波数スペクトルにおける一方向および多方向波の比較

る。しかし、低周波数帯のスペクトル形は、実験の場合、 $0.15 < f \cdot T_0 < 0.3$ でピークを持つ山形となるのに対して、現地観測の場合、 $f \cdot T_0$ が小さくなると、それに対応して、エネルギーレベルが増すような形状となり、両者は異なる。従って、模型実験の周波数スペクトルは、沖波のピーク周波数より高周波数側では、現地におけるスペクトル形の特性をよく再現しているが、低周波数側では再現性が悪い。この再現性の悪い低周波数帯のスペクトル形は、多方向不規則波を造波しても、改善されることはない。すなわち、サーベント型造波装置では波の方向分布特性を再現できても、現地の海の波が持つ長周期波の成分を再現することは困難である。

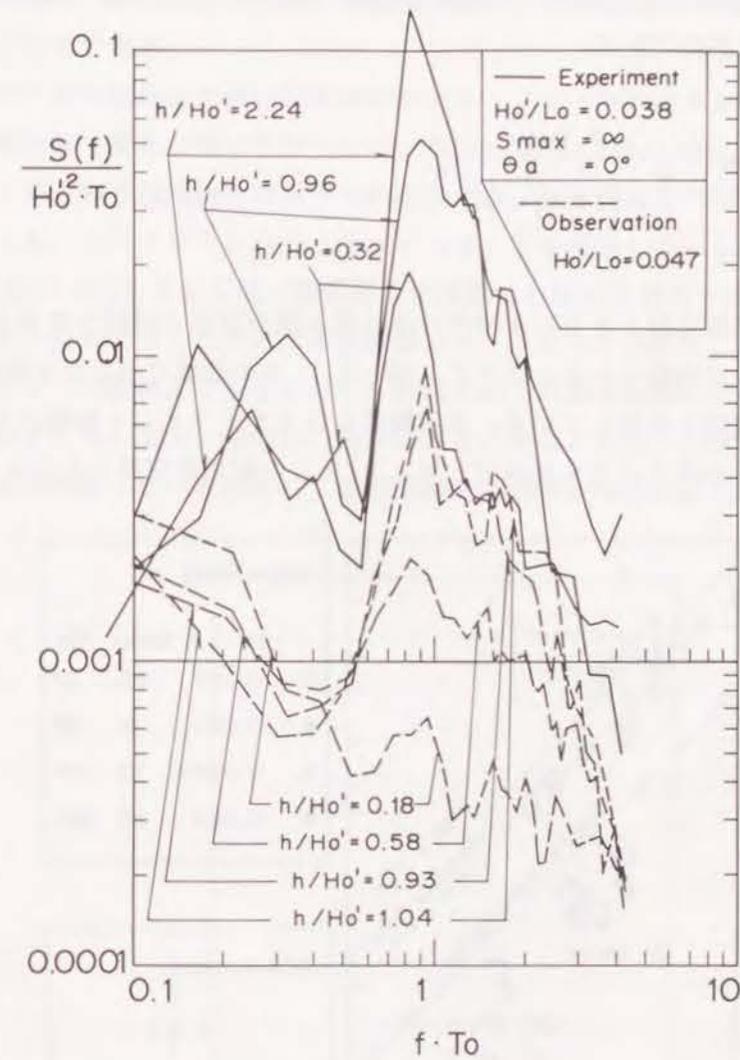


図-3.13 一様海浜上における周波数スペクトルの変化

(4) サーフビートの検討

最後に、砕波帯内のサーフビートの振幅を検討した。図-3.14は、実験および現地におけるサーフビートの振幅を求めたものである。振幅 r_{ms} は、ある上限周波数より低い周波数帯のエネルギーの0次モーメントの平方根として求めた。 $(\eta_{rms})_0$ は沖波の水位変動量の標準偏差値である。サーフビートの上限周波数はスペクトル形から検討して、 $f \cdot T_0$

が0.5となる周波数とした。図の一点鎖線は合田(1975)が次式で示した現地におけるサーフビート振幅の推定直線である。

$$\frac{\xi_{rms}}{(\eta_{rms})_0} = \frac{0.04}{\left[\frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'} \right) \right]^{1/2}} \quad (3.1)$$

合田(1975)は、模型実験では主に水槽内の造波板と模型斜面との間で多重反射が生じるので、サーフビートが増幅されると述べて、図-3.14の破線で示した実験室内のサーフビート振幅の推定直線を提案している。本実験におけるサーフビート振幅は入射波の方向集中度および入射角が異なってもほぼ同じで、1/10勾配の推定値より小さく1/30勾

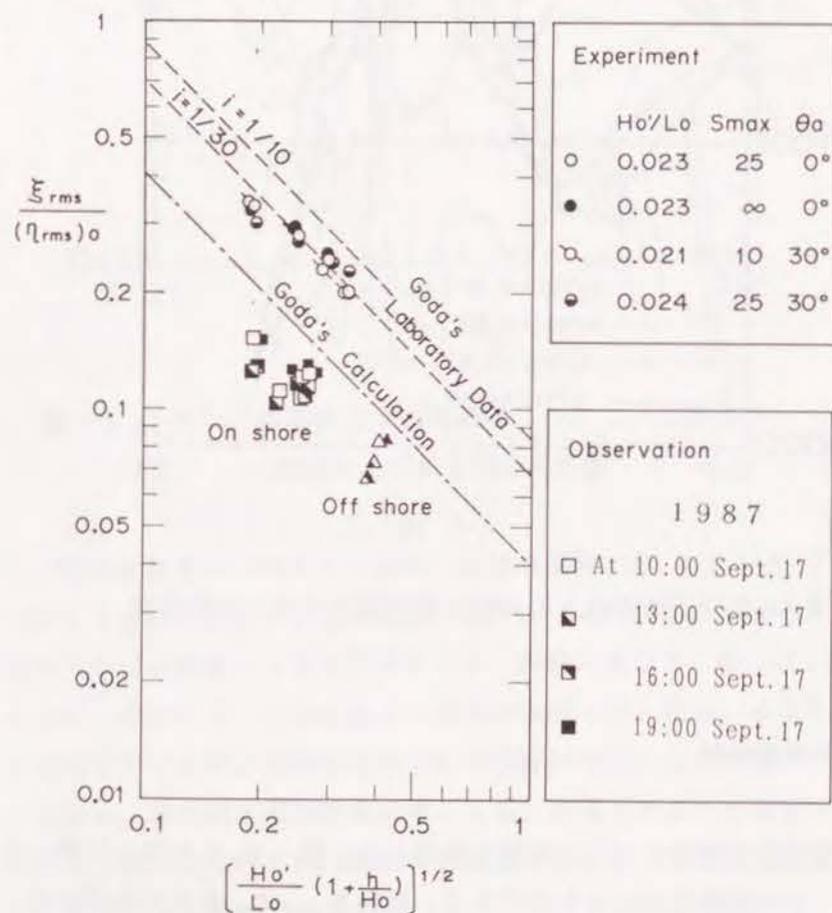


図-3.14 一様海浜上におけるサーフビートの振幅

配の推定値とよく一致した。これは、平面水槽では、長水路に比べて、多重反射が起こりにくくなったためである。

なお、この一様勾配斜面を用いた実験では、サーフビートの大きさは、一方向不規則波と多方向不規則波で変化が生じなかったが、高山・池田(1991)は、釜石湾の静穏度模型実験において多方向不規則波を作用させた結果では、多方向波を作用させたときに一方向波の場合よりも、サーフビートが少し小さくなることを報告している。図-3.15は、高山・池田ら(1991)が示した釜石湾水理模型内の浅瀬における計測点でのサーフビート振幅を示したもので、白丸で示した多方向不規則波のサーフビート振幅は、黒丸で示した単一方向波のサーフビート振幅よりも小さい。一方向波の方が多方向波に比べてサーフビートが強くなる原因として、高山・池田ら(1991)によると次のようなことが考えられる；一方向波では、波峰線が揃っているために、ある曲線上で同時に碎波が起こる。同時に拘束を解

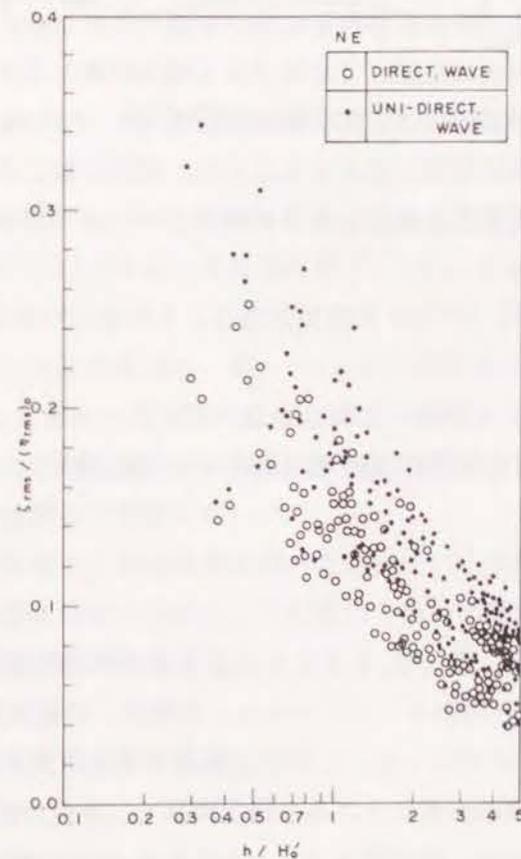


図-3.15 サーフビート振幅における一方向波と多方向波の比較 (高山・池田ら, 1991)

かれた平均水位の変動は陸域で反射されて定常波として形成され、サーフビートとなる。多方向不規則波の場合には、波峯線が切れ切れになっており、砕波の起こる地点が狭い範囲に限られる。したがって、砕波点で拘束を解かれた平均水位の変動が平面的に拡散してしまうので強い定常波が形成されず、サーフビートが小さくなる。

サーフビートは海浜における地下水位と大きな関係を持ち、海浜の安定に対して大きな影響要素となる(加藤ら, 1987)。したがって、多方向不規則波のサーフビートについては、より詳細な検討が必要である。

図-3.14において、四角印で示した現地観測値に比べると、実験値は大きく、多方向波を作用させた場合でも、現地のサーフビート振幅を再現することは困難である。また、今回の観測値は合田の推定式より小さい。合田の推定直線は、沖波波高0.5~3 m程度の比較的波高の小さい場合の観測値から求められたものであり、無次元サーフビート振幅は波高によっても変化し、推定値とは一致しない場合があり、今後の検討が必要である。

以上のように、多方向波の砕波変形現象について調べたところ、成分波の屈折によって、その波高が単一方向不規則波に比較して小さくなる場合があることが判明した。従って、単一方向波を用いた従来の設計法は、安全側の設計法になっていることがわかる。今後は、推定法の精度を挙げ、経済的な設計法とするために、屈折の起こり易い複雑な海底地形上での多方向不規則波の砕波変形を検討しなければならない。

第3節 円形リーフによる 多方向不規則波の変形

(1) 実験模型と実験方法

実験に用いた球面浅瀬は、図-3.16に示すような水平床に設置した直径6.4 m、高さ0.4 mの円形上の浅瀬(円形リーフ)である。実験は、球面浅瀬の天端水深を20 cmと0 cmの2種類に変化させて行った。この球面浅瀬に一方向波と多方向波を入射させ、入射波の特性は、球面浅瀬の前面における一様水深部で、4点の波高計アレイで測定した。目標とした多方向不規則波は、周波数スペクトルとして Bretschneider-光易型を用い、方向関数として光易型を用いた。球面浅瀬の天端水深が20 cmの場合には、方向集中度の低い $S_{max}=5$ と方向集中度の高い $S_{max}=7.5$ の2種類の波を作用させた。また、球面浅

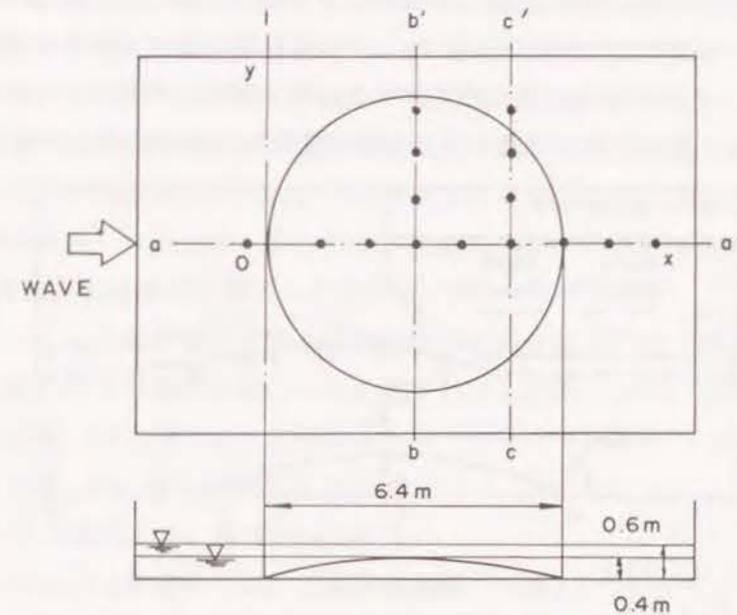


図-3.16 模型円形リーフの形状と波高測点

浅瀬の天端水深が0 cmの場合には、一方向波と $S_{max}=2.5$ の多方向波を作用させた。入射波の諸元は、有義波高 $H_{1/3}=1.0$ cm、有義波周期 $T_{1/3}=1.5$ s を目標とした。球面浅瀬の天端水深が20 cmの場合にはほとんど砕波は起きないが、天端水深が0 cmの場合には砕波が生じる。円形リーフ上の波高は、図-3.16に示すように、主波向方向のリーフ中心線上の測線 a-a'、主波向に直角方向の中心線上の測線 b-b' および屈折により波のエネルギーが集中すると思われるリーフ頂点より後方の直角方向の測線 c-c' でそれぞれ数本の容量式波高計を設置して測定した。

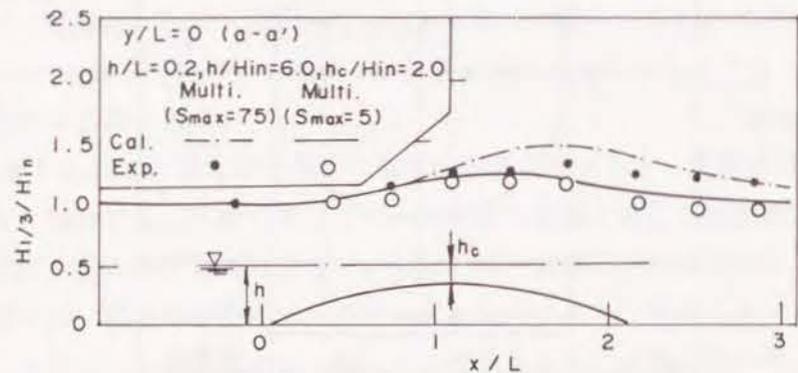
波高計アレイによって入射波の方向分布型を調べた結果では、スペクトルのピーク付近では、目標とした方向分布型に近かったので、入射波の方向分布特性は、目標とした方向集中度のパラメターの値で表されるものとした。

(2) 円形リーフ上の波浪変形実験の結果

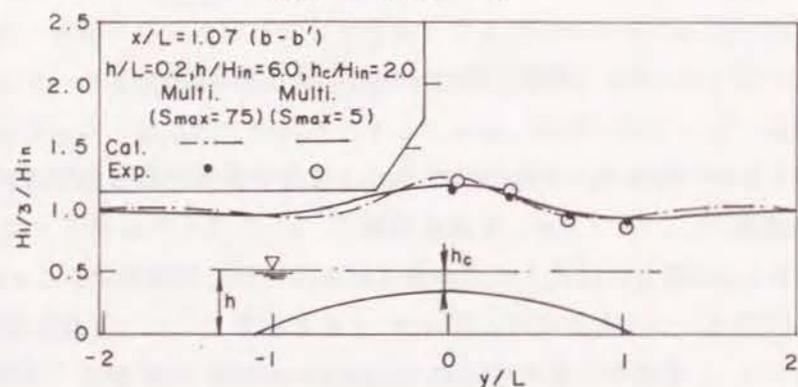
(i) 砕波が生じない場合

図-3.17は、円形リーフ上の天端水深が20 cmの場合の実験値を比較したものである。リーフ上の測定有義波高は、波高計アレイで測定した入射波高 H_{in} で除して無次元化

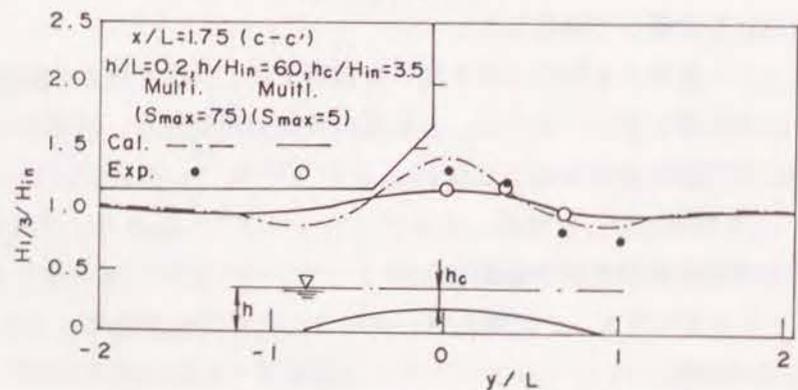
して示した。図-3.17(a)は、主波向方向からみた球面浅瀬の中心線上の測線での比較である。波のエネルギーの方向分布が広い $S_{max}=5$ の場合の白丸で示した実験値と、方向集中度の高い $S_{max}=75$ の場合の黒丸の実験値を比較すると、円形リーフの中心より後方で、方向集中度の低い多方向波の波高は、方向集中度の高い波の波高より小さくなってい



(a) 測線 a-a'



(b) 測線 b-b'



(c) 測線 c-c'

図-3.17 円形リーフ上における波高の変化 ($h_c=20$ cmの場合)

る。図-3.18に示すように、円形リーフ上での一方向波の屈折図を作成すると、リーフ頂部より後方の中心線上で波向線が集中し、交差するため、この付近で波高が高くなることを推測できる。方向集中度が高い波は、一方向波に性質がより近いので、後方の中心線上に集中する波のエネルギーが、方向集中度の低い波に比べて大きくなる。したがって、実験においても、方向集中度が $S_{max}=75$ で表される波の方が、 $S_{max}=5$ の波に比べて、中心線上の波高が高くなるものと思われる。球面浅瀬の中心部で横断方向に測定した図-3.17(b)では、実験値間でほとんど差がない。

球面浅瀬の中心より後方部における横断方向の波高分布は、図-3.17(c)に示すように、方向集中度の小さい場合には、大きく横断方向に変化しない。方向集中度の高い $S_{max}=75$ の場合には、中心部では、波のエネルギーが集中するため、 $S_{max}=5$ の場合より波高は大きくなる。中心線から離れると、反対に、 $S_{max}=5$ の場合より、波高が小さくなる。これは、 $S_{max}=5$ の場合には、方向分散性が大きいので、波のエネルギーがリーフ後方においても、広く分布するが、 $S_{max}=75$ の場合には、屈折によって、波のエネルギーがほとんど中心線上に集中するようになるからである。

以上のことから、第2節でも考察したように、屈折の影響が大きい水域では、多方向波の方向集中度によって波高が変化し、模型実験においては、現地の波に方向分布特性がよく一致した多方向不規則波を造波して、浅海域の波浪変形を検討しなければならない。なお、図-3.17における実線および破線は、第4節で説明する改良エネルギー平衡方程式による波高の計算結果を示す。

(ii) 砕波が生じる場合

球面浅瀬の天端水深が0で、球面浅瀬上で砕波が起きる場合の、計算値と実験値の比較を図-3.19に示す。図-3.19(a)は、

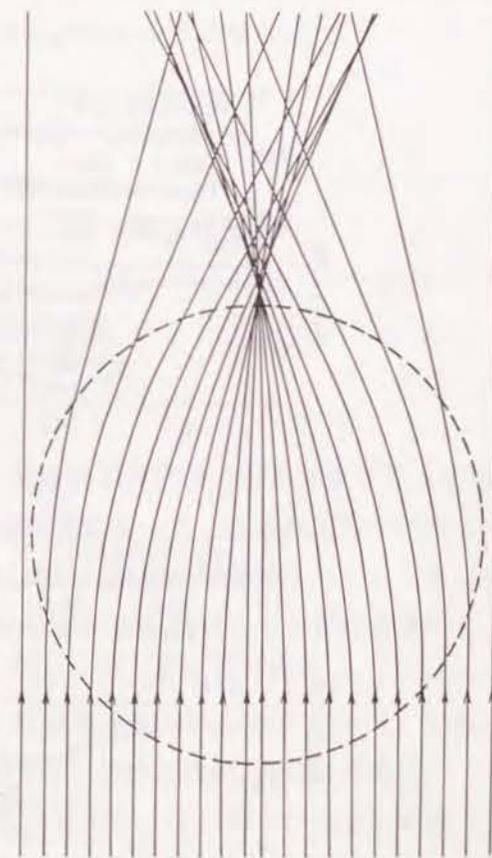
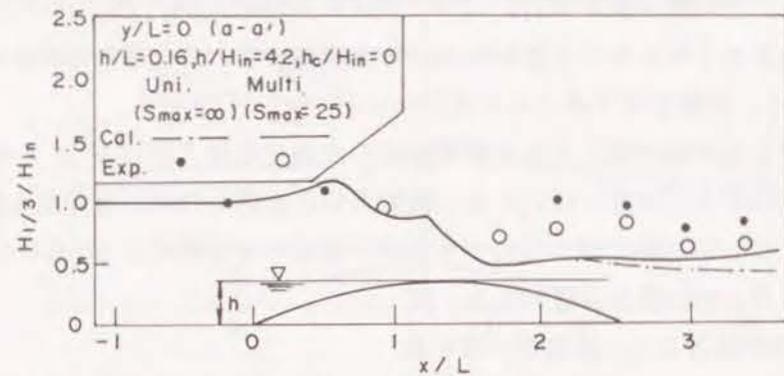
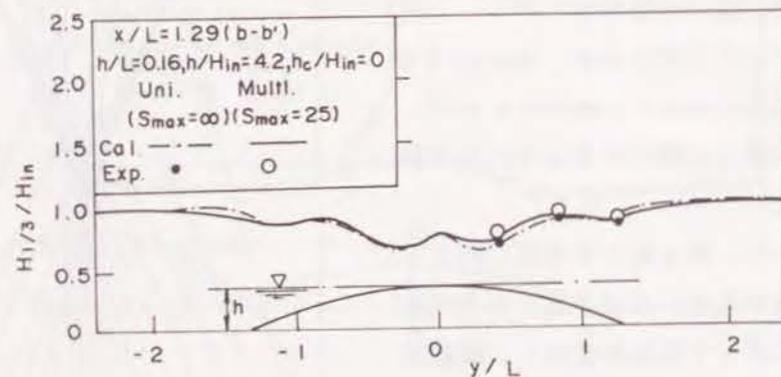


図-3.18 円形リーフによる波の屈折図

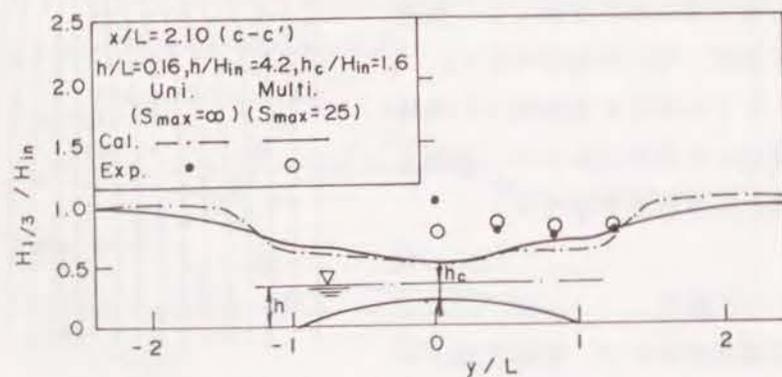
球面浅瀬の中心部を通る縦断方向の波高分布に関して、実験値を比較したものである。球面浅瀬の中心部より沖側の部分では、方向集中度に関係なく、単一方向波と多方向波の波高はよく一致する。球面浅瀬の中心部より後方（図の右手側）では、一方向波の波高分布が多方向波の波高より大きくなる。碎波波高は水深によって規定されるため、単一方向波



(a) 測線 a - a'



(b) 測線 b - b'



(c) 測線 c - c'

図-3.19 円形リーフ上における波高の変化 ($h_c=0$ cmの場合)

でも多方向波でも碎波波高は同じである。しかしながら、碎波帯内においても屈折現象が生じ、図に示すように、単一方向波の波高が碎波後も大きくなったものと思われる。図-3.19(b)は、球面浅瀬の中央部における横断方向の波高分布に関して、実験値を比較したものである。実験値の方向集中度による差は小さく、屈折の影響が小さい水域では、単一方向波と多方向波の波高差は小さい。さらに、図-3.19(c)は、球面浅瀬の後端部における横断方向の波高分布に関して比較したものである。球面浅瀬の中央部付近では、単一方向波の波高が多方向波の波高より大きくなっている。

このように、円形リーフ上で碎波が生じる場合でも、単一方向不規則波と多方向不規則波の実験値は異なる。特に、円形リーフ後方の単一方向波のエネルギーが屈折で集中する水域での波高が大きく異なるため、実際の海の波の変形に関する模型実験を行う場合には多方向不規則波を用いた法がよい。一方向波を用いた場合には、実験で得られた波高が、実際の海の波の場合より大きくなる可能性があり、その波高で防波堤などの沿岸構造物を設計した場合には安全側ではあるけれども過剰な設計になることになる。

第4節 碎波変形計算法の多方向不規則波への適用性

(1) エネルギー平衡方程式による碎波変形計算法の概要

(i) 碎波減衰項の導入

エネルギー平衡方程式法 (Karlsson, 1969) は、多方向不規則波の屈折および浅水変形を同時に解くことができる手法で、従来から多くの研究者によって、その有用性が指摘されている。(合田・鈴木, 1975、丸山ら, 1984、西村, 1987) 碎波変形計算法についても、従来から各種の手法が提案されており、大別すると、碎波による波高分布の変化を求めて、碎波波高を計算する波高分布法 (Collins, 1970、合田, 1975、岩垣ら, 1981) と、エネルギー平衡方程式あるいは緩勾配方程式に碎波による逸散率を取り入れたエネルギー平衡法 (Battjes and Jansen, 1978, Dally, Dean and Dalrymple, 1985, 磯部, 1986) がある。

高山・池田・平石 (1991) は、多方向不規則波の浅水変形、屈折および碎波を考慮でき、構造物、島および海岸からの反射の影響を検討できる実用的な計算法として、改良エネルギー平衡方程式法を提案している。この手法では、碎波によって失われる波のエネルギーは、ここの成分波が持っているエネルギーに比例すると仮定して、次式で示すようなエネ

ルギー平衡方程式を数値的に解いている。

$$\frac{\partial}{\partial x} (SC_o \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial y} (SC_o \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{SC_o}{C} \left\{ \frac{\partial C}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial C}{\partial y} \cos \theta \right\} \right] = -\epsilon_s' S \quad (3.2)$$

ここに、 S 、 C および C_o は、それぞれ、波の方向スペクトル密度、波速および波の群速度を示す。 ϵ_s' は、単位時間内に碎波によって失われるエネルギー逸散率を示す。 ϵ_s' の値としては、計算格子内に進入した波がでるまでに要する平均時間に比例するとして仮定して次式で与える。

$$\epsilon_s' = \epsilon_o C / \sqrt{\partial x \partial y} \quad (3.3)$$

ここに、 δx および δy は、 x 、 y 方向の計算格子間隔で、本計算では $\delta x = \delta y$ を用いた。無次元量 ϵ_o は、格子内において碎波する波のエネルギーの割合を示しており、碎波後であっても、波高は Rayleigh分布（たとえば、合田, 1978）に近い分布形を示すと仮定すると、計算格子にはいるときの碎波波高 H_{bi} と計算格子からでるときの碎波波高 H_{bo} から、次式で求められる。

$$\epsilon_o = \left[\int_0^{H_{bo}/H_{1/3}} p_E(H_s^*) dH_s^* - \int_0^{H_{bi}/H_{1/3}} p_E(H_s^*) dH_s^* \right] / \int_0^{H_{bi}/H_{1/3}} p_E(H_s^*) dH_s^* = 1 - \frac{1 - \left\{ 1 + \frac{\pi}{4} (\alpha H_{bo}/H_{1/3})^2 \right\} \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} (\alpha H_{bo}/H_{1/3})^2 \right\}}{1 - \left\{ 1 + \frac{\pi}{4} (\alpha H_{bi}/H_{1/3})^2 \right\} \exp \left\{ -\frac{\pi}{4} (\alpha H_{bi}/H_{1/3})^2 \right\}} \quad (3.4)$$

ここで、 $p_E(H)$ は、波のエネルギーの分布で波高の2乗分布で与えられ、次式で示される。

$$p_E(H_s^*) = \frac{\pi^2}{8} \alpha^4 H_s^{*3} \exp \left[-\frac{\pi}{4} (\alpha H_s^*)^2 \right] \quad (3.5)$$

ここに、 $H_s^* = H/H_{1/3}$ 、 $\alpha = H_{1/3}/H_{ov}$ で、 H_{ov} は平均波高である。碎波波高 H_{bo} 、 H_{bi} の算定においては、合田(1970)の提案した碎波指標を用いるものとする。合田の碎波指標は次式で表され、碎波がある幅を持って起きるものとした。

$$H_b/L_o = A \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi h}{L_o} (1 + 1.5 \beta^{4/3}) \right\} \right] \quad (3.6)$$

($A = 0.12 \sim 0.18$)

ここで、 L_o 、 h 、 β はそれぞれ沖波波長、水深および海底勾配である。式(3.6)において、 $A = 0.18$ として求めた碎波波高 H_{bi} 以上の波はすべて碎波し、 $A = 0.12$ として求めた碎波波高 H_{bo} 以下の波高の波は碎波しないと、碎波する波の確率が $A = 0.12$ の波から $A = 0.18$ の波まで線形的に変化すると仮定している。海底勾配については、波向を考慮して、平均波向 θ_{av} を用いて次式で求める。

$$\beta = \beta_x \cos \theta_{av} + \beta_y \sin \theta_{av} \quad (3.7)$$

ここに、 β_x および β_y は x 軸および y 軸方向の海底勾配であり、計算格子内で一様勾配とみなしている。水深としては、格子内の平均水深 H_{ov} を用いた。格子内における碎波波高は次式で求められる。

$$H_b = AL_o \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi h}{L_o} (1 + 1.5 \beta^{4/3}) \right\} \right] \quad (\beta \geq 0) \quad (3.8)$$

ただし、海底勾配が負になる場合には、勾配による変化はないものとして次式で与える。

$$H_b = AL_o \left\{ 1 - \exp \left(-1.5 \frac{\pi h_{av}}{L_o} \right) \right\} \quad (\beta < 0) \quad (3.9)$$

波が微小距離 $d l$ 進むときの碎波波高の変化率 $d H_b/d l$ は、次式で計算できる。

$$\frac{dH_b}{dl} = -1.5\pi\beta A(1+15\beta^{4/3}) \exp\left\{-1.5\frac{\pi h_{av}}{L_0}(1+15\beta^{4/3})\right\} \quad (\beta \geq 0) \quad (3.10)$$

ただし

$$\frac{dH_b}{dl} = 0 ; \quad (\beta < 0) \quad (3.11)$$

(3.11)

とする。計算格子内における平均伝搬距離としては、 $dl = \sqrt{\delta x \delta y}$ で与え、計算格子から出る時と入るときの碎波波高を次式で計算した。

$$\left. \begin{aligned} H_{b0} &= H_b + dH_b/2 \\ H_{b1} &= H_b - dH_b/2 \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

実際の計算では、式(3.8)および(3.9)での A の値を代表的な値として、合田(1978)に従って、 $A=0.17$ とした。

(ii) 連立方程式の形成

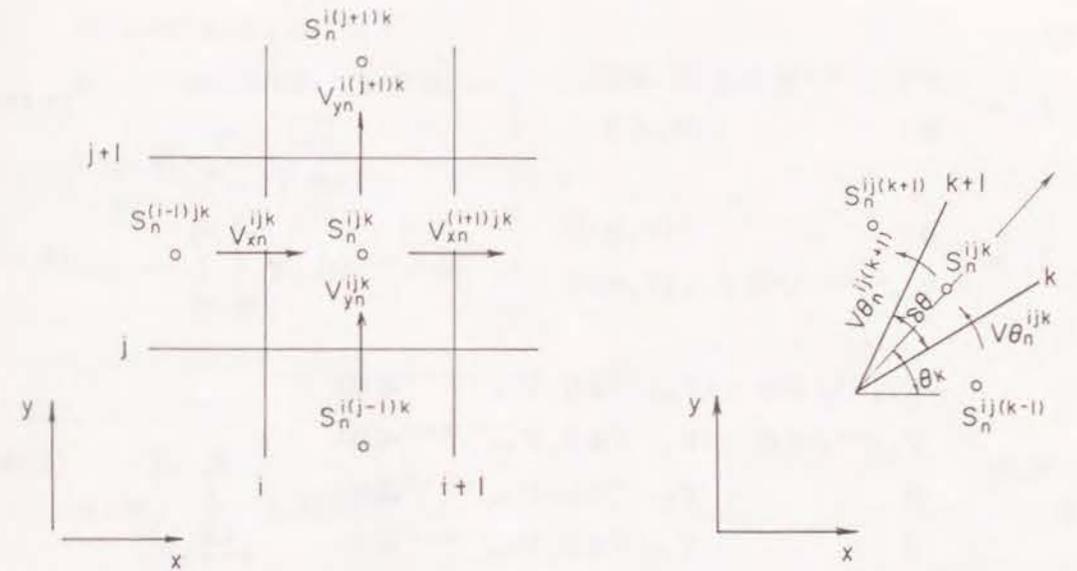
式(3.2)を次式のように書き直す。

$$\frac{\partial (D_S V_x)}{\partial x} + \frac{\partial (D_S V_y)}{\partial y} + \frac{\partial (D_S V_\theta)}{\partial \theta} = -\epsilon_b S \quad (3.13)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} D_S &= S \delta f \delta \theta \\ V_x &= C_g \cos \theta \\ V_y &= C_g \sin \theta \\ V_\theta &= \frac{C}{C_g} \left\{ \sin \theta \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right) - \cos \theta \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

δx と δy は波のスペクトルを周波数および波向で分割したときの分割幅である。成分波はすべて岸側に向けて進行するという条件を設定すると、 $V_x > 0$ となって、式(3.14)は、



(a) 格子内でのエネルギーの流出入 (b) 波高変化によるエネルギーの流出入

図-3.20 差分化の条件

一階の偏微分方程式であるから、沖側境界のスペクトルを与えると、沖側から逐次解くことができる。そこで、式(3.13)を図-3.20の様に差分化すると、次式のような連立方程式になる。

$$\begin{aligned} A_1 D_{S_n}^{ijk} + A_2 D_{S_n}^{i(j-1)k} + A_3 D_{S_n}^{i(j+1)k} \\ + A_4 D_{S_n}^{ij(k-1)} + A_5 D_{S_n}^{ij(k+1)} = -B D_{S_n}^{i(j-1)k} \end{aligned} \quad (3.15)$$

ここで、

$$\begin{aligned} A_1 &= V_{xn}^{ijk} / \delta x + \epsilon_b^* S_n^{ij} \\ &+ \begin{cases} V_{yn}^{i(j+1)k} / \delta y & ; (V_y \geq 0) \\ -V_{yn}^{ijk} / \delta y & ; (V_y < 0) \end{cases} \\ &+ \begin{cases} V_{\theta n}^{ij(k+1)} / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} \geq 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ 0 & ; (V_{\theta n}^{ijk} \geq 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} < 0) \\ (V_{\theta n}^{ij(k+1)} - V_{\theta n}^{ijk}) / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} < 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ -V_{\theta n}^{ijk} / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} < 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} < 0) \end{cases} \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$A_2 = \begin{cases} -V_{yn}^{ijk} / \delta y & ; (V_y \geq 0) \\ 0 & ; (V_y < 0) \end{cases} \quad (3.17)$$

$$A_3 = \begin{cases} 0 & ; (V_y \geq 0) \\ V_{yn}^{i(j+1)k} / \delta y & ; (V_y < 0) \end{cases} \quad (3.18)$$

$$A_4 = \begin{cases} -V_{\theta n}^{ijk} / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} \geq 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ V_{\theta n}^{ijk} / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} \geq 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} < 0) \\ 0 & ; (V_{\theta n}^{ijk} < 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ 0 & ; (V_{\theta n}^{ijk} < 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} < 0) \end{cases} \quad (3.19)$$

$$A_5 = \begin{cases} 0 & ; (V_{\theta n}^{ijk} \geq 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ -V_{\theta n}^{ij(k+1)} / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} \geq 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} < 0) \\ 0 & ; (V_{\theta n}^{ijk} < 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ V_{\theta n}^{ij(k+1)} / \delta \theta & ; (V_{\theta n}^{ijk} < 0, V_{\theta n}^{ij(k+1)} < 0) \end{cases} \quad (3.20)$$

$$B = -V_{xn}^{ijk} / \delta x \quad (3.21)$$

ここに、 i および j は、 x および y 軸方向の格子番号、 n は周波数を N 分割したときの n 番目の周波数、 k は波向を K 分割したときにおける負の方向から測った k 番目の波向である。式(3.15)において $D_{sn}^{(i-1)jk}$ は既知であるから、 $j=1 \sim J$ 、 $k=1 \sim K$ の JK 個の連立方程式を解くことによって D_{sn}^{ij} を求めることができる。なお、 JK 個の連立方程式は、周波数の分割数 N 回解かなければならない。

計算で求めた D_{sn}^{ij} を用いると、有義波高 $H_{1/3}$ 、最高波高 H_{max} および有義波周期 $T_{1/3}$ 、平均波向 θ_{av} は次式で計算できる(合田, 1975)。

$$\left. \begin{aligned} H_{1/3} &= 4.0 \sqrt{m_0} \\ H_{max} &= \min \{ H_b, 1.8 H_{1/3} \} \\ T_{1/3} &= \frac{T_0}{T_{0av}} \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \\ \theta_{av} &= \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K \theta_k D_{sn}^{ijk} / m_0 \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

ここに、

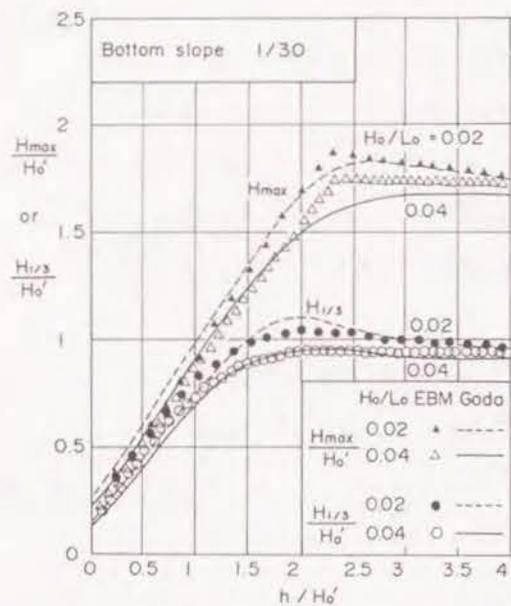
$$m_2 = \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K f_n^2 D_{sn}^{ijk} \quad (3.23)$$

また、 $\min \{ a, b \}$ は、 a と b のうち小さい方の値を示す。 T_0 は沖波の有義波周期、 T_{0av} は沖波の平均周期である。

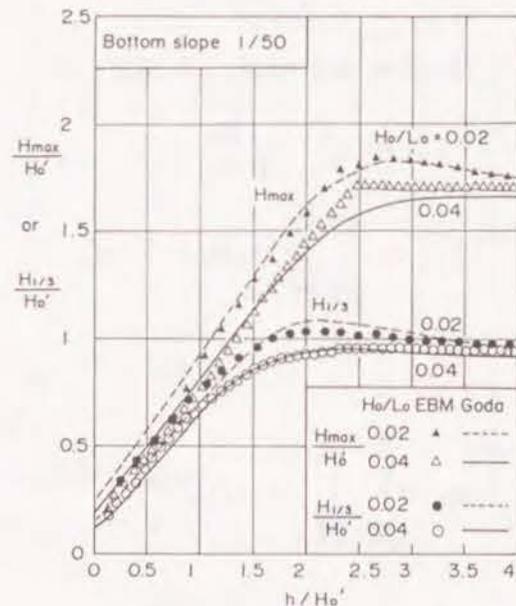
(iii) 計算法の精度

合田(1975)は波高分布法を用いて一様勾配斜面上の波高変化を計算している。合田の碎波変形計算では、浅水変形における波の非線形性や波高変化に伴う平均水位の上昇量、サーフビートのような長周期波の効果も導入しており、信頼性の高い計算法である。そこで合田の碎波変形計算と本計算法とを比較した。

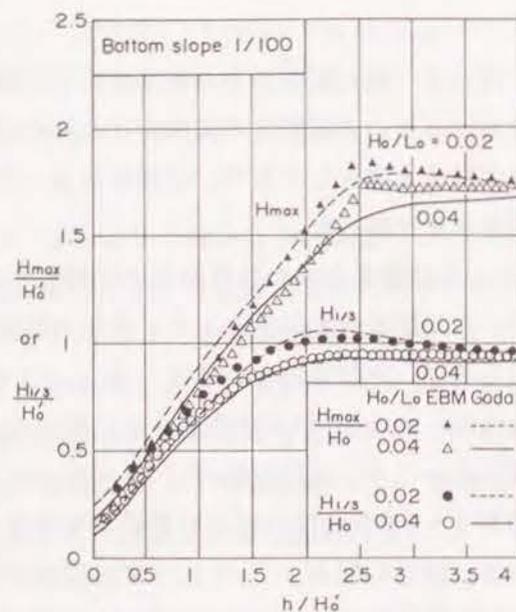
図-3.21は、本計算法による結果を合田の計算結果と比較したもので、周波数スペクトルはBretschneider-光易型、方向関数は光易型とした。合田の碎波変形計算法では単一方向不規則波を対象にしているため、本計算においては、 $S_{max}=1000$ として計算した。図においてEBM(Energy Balance Method)が本計算法を示している。斜面上の有義波高および最高波高について比較したところ、波形勾配 $H_0/L_0=0.04$ の有義波高に関しては、 $h/H_0 < 1.3$ で本計算値が5~10%程度合田の計算値より大きくなるだけで、両計算値は非常によく一致している。波形勾配 $H_0/L_0 < 1.3$ では逆に10%程度大きくなっている。 $h/H_0=2$ 付近での両計算値の差は、合田の計算法では浅水変形の非線形性を考慮しているのに対して、本計算法では線形的な取扱いをしているためである。最高波高に関しては、 $h/H_0 > 2.3$ で本計算法の値が合田の計算値より5~10%大きくなっている。これは、合田の計算では、最高波高として $1/250$ 波高を用いているのに対して、本計



(1) 海底勾配 1/30 の場合



(2) 海底勾配 1/50 の場合



(3) 海底勾配 1/100 の場合

図-3.21 合田による砕波変形計算との比較

算では、砕波波高と1.8倍の有義波高の内、小さい方の値を用いているからである。また、 $h/H_0 < 1.5$ では、本計算値が合田の計算値より10~20%小さくなる。これは本計算法では、平均水位の上昇量を考慮していないためである。以上のように、本計算値は合田の計算値からずれる部分があるけれども、全体として、斜面上の波高変化をよく表している。実際の波高の変動性を考慮すると、本計算法は波浪の砕波計算法として利用できることがわかる。

(2) 多方向不規則波への適用性

数値計算法の妥当性を検証するために、第3節で述べた多方向不規則波の球面浅瀬上の砕波変形実験結果と数値計算の比較をおこなった。実験模型および実験条件は、第3節に示した通りであり、数値計算結果は前出の図-3.17および3.19に示した通りである。数値計算に当たっては、計算格子の間隔を0.4mとした。波高計アレイによって入射波の方向分布型を調べた結果では、スペクトルのピーク付近では、目標とした方向分布型に近かったため、数値計算では目標とした方向集中度のパラメータの値をそのまま用いた。周波数分割数は10とし、方向分割数は36にしている。

図-3.17は、図-3.16に示した球面浅瀬の天端水深が20cmの場合の計算値と実験値を比較したものである。図-3.17(1)は、主波向方向からみた球面浅瀬の中心線上での比較である。波のエネルギーの方向分布が広い $S_{max}=5$ の場合、実線で示した計算値と白丸で示した実験値とは非常によく一致しているが、方向集中度の高い $S_{max}=7.5$ の場合、点線の計算値より、黒丸の実験値は球面浅瀬の中心より後方で小さくなっている。この原因としては、方向集中度が高い波では、スペクトルのピーク周波数付近では、目標値に近いが、ピーク周波数より離れると、第2章で考察したように実験波の方向集中度が目標値より小さくなり、波のエネルギーが目標値より広く分散するためである。球面浅瀬の中心部で横断方向に測定した図-3.17(2)は、方向集中度の小さい $S_{max}=5$ の場合でも計算値相互に大きな差はない。また、実験値間でもほとんど差がなく、実験値と計算値はよく一致している。球面浅瀬の中心より後方部における横断方向の波高分布は、図-3.17(3)に示すように、方向集中度の小さい場合には、実験値と計算値はよく一致するが、方向集中度の高い $S_{max}=7.5$ の場合には、実験値は計算値より少し小さくなる。

球面浅瀬の天端水深が0で、球面浅瀬上で砕波が起きる場合の、計算値と実験値の比較を図-3.19に示す。図-3.19(1)は、球面浅瀬の中心部を通る縦断方向の波高分布に関して、計算値と実験値を比較したものである。球面浅瀬の中心部より沖側の部分では、

方向集中度に関係なく、実験値と計算値はよく一致するが、球面浅瀬の中心部より岸側では、実験値が計算値より大きくなる。一方向波の場合には、球面浅瀬の後端部付近で最大で2倍程度計算値より大きく、方向集中度 $S_{max} = 2.5$ の場合でも同じ部分で、最大で1.5倍程度計算値より大きい。しかし、球面浅瀬から離れるに従って、実験値は計算値に近づく。このように、球面浅瀬の後端部で、実験値と計算値が大きすぎた原因としては、この実験条件では、球面浅瀬の天端上の水深が0 cmと、非常に小さいため、球面浅瀬の天端付近で、波が砕波しても、砕波後の波のエネルギーの一部は天端を越えて背後に伝わるためと考えられる。計算では、水深が0になる地点で、すべての波のエネルギーが砕波によって失われると仮定しているが、砕波した波は陸上部を遡上するために、波のエネルギーの一部は、球面浅瀬の天端を越えて、背後に伝播することになる。図-3.19(2)は、球面浅瀬の中央部における横断方向の波高分布に関して、実験値と計算値を比較したものである。計算値も実験値も方向集中度による差が小さく、また計算値は実験値とよく一致している。波高計測点は球面浅瀬の中央点より横断方向に少し離れており、ある程度水深があるため、球面浅瀬の頂点を乗り越えてくる波の影響を受けないため、実験値は計算値とよく一致した。さらに、図-3.19(3)は、球面浅瀬の後端部における横断方向の波高分布に関して比較したものである。球面浅瀬の中央部付近では、実験値が計算値より大きくなっている。特に、一方向不規則波の場合には、実験値は、計算値の2倍程度の値になっている。 $S_{max} = 2.5$ の多方向不規則波の場合でも、実験値は計算値の1.5倍程度大きい。このように、中央部分で、実験値が大きくなったのは、すでに述べたように、球面浅瀬を乗り越えて来る波の影響が中央部で大きいためだと考えられる。実験値が計算値より大きくなる原因は今のところ不明である。

以上のように、球面浅瀬上で実験値と計算値を比較した結果では、球面浅瀬上の天端水深が非常に浅くなる場合を除けば、実験値と計算値はよく一致し、本計算法の妥当性が検討できた。このように、多方向波の浅水変形を取り扱った数値計算法の妥当性を実験室で検証し、その適用性と問題点を明らかにするためには、サーベント型造波装置を用いた多方向不規則波による模型実験が不可欠である。多方向不規則波の模型実験結果から、今後さらに波の浅水変形と砕波に関する計算法を整備・発展していくことが可能になる。

第5節 結 語

本章では、サーベント型造波装置を用いた多方向不規則波模型実験の応用例として、一様海浜上および円形リーフ上における多方向不規則波の浅水・砕波変形に関する問題を取り上げた。第2節では、一様海浜上における多方向不規則波の砕波および浅水変形をサーベント型造波装置を用いた模型実験によって検討し、多方向不規則波を用いた模型実験の必要性を検討した。さらに、茨城県波崎町の観測棧橋において波の浅水変形と砕波に関する現地観測を行い、現地における特性を検討するとともに模型実験結果との比較を行って、波高、平均水位上昇量の変化およびサーフビート振幅の模型実験における再現性について考察した。第3章では、円形リーフ上での多方向不規則波の砕波変形特性を実験で求め、単一方向不規則波を用いた場合の実験結果と比べて、差が生じる点を明らかにした。第4章では、多方向不規則波の任意地形における浅水・砕波変形を検討するためには最も実用的な計算法である改良エネルギー平衡方程式の適用性を模型実験結果との比較から検証した。

本章における研究から明らかになった主な結論を以下に要約する。

- (1) 一様海浜における単一および多方向不規則波の波高変化を実験的に検討したところ、 $h/H_0' > 1.1$ の比較的水深の深い範囲では、屈折現象のために多方向波の波高は一方向波より小さくなった。 $h/H_0' < 1.0$ の範囲では、多方向波は単一方向波に近い性質を持つため、多方向波の波高は単一方向波と一致し、合田(1975)の砕波変形計算結果とも一致した。斜め入射の場合にも、 $1 < h/H_0' < 2$ の区間では成分波の屈折のため、多方向波の波高は単一方向波より小さくなる。水深が浅くなり、 $h/H_0' < 1$ になると、成分波の波向が 0° に近づくため、その波高は単一方向波のそれと一致し、合田の計算値とも一致する。ゆえに、相対水深が小さい水域では、従来の計算法によって砕波体内の波高を算定することができるが、地形が複雑で屈折が生じ易い海域では多方向波としての検討が必要である。
- (2) 現地観測で求められた斜面上の波高は、計算値および実験値よりも小さい。したがって、平行等深線海岸を対象として提案された合田の計算式を用いた場合には、現地の不規則波高を大きく見積もる可能性がある。
- (3) 浅海域においては、平均水位上昇量に関しては波の方向集中度による差は生じない。実験値と計算値はよく一致し、合田の計算式によって現地の平均水位上昇量を算定することができる。
- (4) 一様海浜上におけるサーフビート振幅については、多方向波と一方向波では差がみられない。水路における多重反射のために、サーフビートの実験振幅は、現地における振

幅より大きく、多方向不規則波を造波しても、模型実験で現地のサーフビートを再現する個とは困難である。

(5) 一様海浜における波のスペクトル形の変化は単一方向波で代表させることができ、その水深に対する変化の様子は現地観測結果と一致し、模型実験によってスペクトル形の変化を調べることができる。

(6) 円形リーフ上における単一方向波と多方向波の波高変化を調べたところ、屈折によって波のエネルギーが集中するリーフ頂点より後方の中心線上の測線において、多方向波の波高は単一方向波の場合より小さくなった。このように、屈折あるいは回折の影響が大きくなる水域における波の変形に関する模型実験においては多方向不規則波を用いなければならない。

(7) 実用的な波の浅水・砕波変形計算法の妥当性を円形リーフを用いた模型実験結果を用いて検証した。その結果、水深が非常に浅い浅瀬のような地形では、数値計算法の精度が低下することがわかった。このように、多方向不規則波の浅水変形および砕波変形に関する計算法の精度を検証するためには、多方向不規則波による模型実験が有用である。

最近では計算機の発達とともに波浪の浅海域における変形に関する計算法(たとえば、渡辺ら, 1988、Dean and Barthel, 1988)が開発されており、それらの精度と適用性を検討するため、多方向不規則波による模型実験の必要性がより高まるものと思われる。

〈参考文献〉

- Battjes, J.A. and Janssen, J.P.F.M., 1978: Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th ICCE, ASCE, pp. 569-587.
- Collins, J.I., 1970: Probabilities of breaking wave characteristics, Proc. 12th ICCE, ASCE, pp. 399-412.
- Dally, W.R., Dean, R.G. and Dalrymple, R.A., 1985: Wave height variation across beaches of arbitrary profile, Jour. Geophysical Research, Vol. 90, No. C6, pp. 11917-11927.
- Dean, K.B. and V. Barthel, 1988: Implementation and utilization of the hydrodynamic numerical model System 21, Part 1-Basic tests, Hydraulics Laboratory Technical Report CTR-HY-023, National Research Council of Canada.

22p.

- Karlsson, T., 1969: Refraction of continuous ocean wave spectra, Proc. ASCE, Vol. 95, No. WW4, pp. 471-490.
- Mitsuyasu, H., T. Tasai, T. Suhara, S. Mizuno, M. Ohkusu, T. Honda and K. Rikiishi, 1975: Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Jour. Physical Oceanography, Vol. 5, No. 4, pp. 750-760.
- 磯部雅彦, 1986: 放物型方程式を用いた不規則波の屈折・回折・砕波変形の計算法、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 134-138.
- 岩垣雄一・間瀬 肇・古室健史, 1981: 不規則波の砕波変形モデルについて、第28回海岸工学講演会論文集、pp. 104-108.
- 鹿島遼一・丸山康樹・平口博丸・鈴木和三郎・田中典明, 1986: 複雑な海底地形上における波浪変形現地観測と解析、第33回海岸工学講演会論文集、pp. 123-127.
- 加藤一正, 1987: 漂砂、沿岸地形と長周期波の関連、昭和62年度港湾技術研究所講演会講演集、pp. 1-70.
- 加藤一正・柳嶋慎一・磯上知良・村上裕幸, 1989: 波による汀線に付近の水位上昇量—波崎海洋研究施設における現地観測—、港湾技術研究所報告、Vol. 28, No. 1, pp. 3-41.
- 加藤一正・中村聡志・池田直太, 1990: 波の連なりと長周期波の関連に関する現地観測、海岸工学論文集、Vol. 37, pp. 101-105.
- 合田良実, 1970: 砕波指標の整理について、土木学会論文報告集、第180号、pp. 39-49.
- 合田良実・鈴木康正, 1975: 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算、港湾技研資料、No. 155, 33p.
- 合田良実, 1975: 浅海域における波浪の砕波変形、港湾技術研究所報告、Vol. 14, No. 3, pp. 59-106.
- 合田良実, 1978: 港湾構造物の耐波設計、鹿島出版会、p. 13.
- 高山知司・平石哲也・高山 優, 1988: 多方向不規則波の斜面上における砕波特性、第35回海岸工学講演会論文集、pp. 182-186.
- 高山知司・池田直太・小杉宣史, 1990: 多方向不規則波を用いた波浪変形実験、海岸工学論文集、Vol. 37, pp. 151-155.
- 高山知司・池田直太・平石哲也, 1991: 砕波および反射を考慮した波浪変形計算、港湾技術研究所報告、Vol. 30, No. 1, pp. 30-71.

- 高山知司・池田直太・小杉宣史、1991：多方向不規則波を用いた波浪変形模型実験、
港湾技術研究所報告、Vol. 30, No. 1, pp. 72-106.
- 西村仁嗣、1987：エネルギー平衡方程式の積分に伴う数値分散について、第34回海岸
工学講演会論文集、pp. 11-15.
- 橋本典明、1987：ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定、港湾技術研究所
報告、Vol. 26, No. 2, pp. 97-125.
- 丸山康樹・平口博丸・鹿島遼一、1984：不規則波に対する屈折計算法の適用性、
第31回海岸工学講演会論文集、pp. 148-152.
- 柳嶋慎一・加藤一正・磯上知良・村上裕幸、1988：波による汀線に付近の水位上昇量
に関する現地調査、第35回海岸工学講演会論文集、pp. 123-127.
- 山口正隆・畑田圭男・細野浩司・日野幹雄、1984：エネルギー平衡方程式に基づく浅
海波浪の数値予知モデルについて、第31回海岸工学講演会論文集、pp. 123-127.
- 渡辺 晃・磯部雅彦・泉谷尊司・中野秀樹、1988：非定常緩勾配方程式による不規則
波の浅水変形の解析、第35回海岸工学講演会論文集、pp. 173-177.

第4章 多方向不規則波による海象観測用 船型ブイの運動

第1節 概説

国際的な海洋開発の時代を迎えて、わが国でも沿岸部より200海里沖合いまでの海域の有効利用をはかる必要性が高まっている。沖合いの海域を有効に利用するためには、海象条件を的確に把握しておくことが重要であり、精度のよい海象観測装置を設置する必要がある。わが国沿岸の海象観測は、気象庁をはじめとする数省庁および研究機関で実施されており、運輸省港湾局でも昭和45年から、全国的な拠点観測網の整備に努めている(菅原・小舟、1986)。全国の拠点観測地点では、水深30m以上の海域での波浪観測が行えるように機器設置点及び機種を更新を行っている。

水深数十mの海域における波浪の連続観測装置としては、主に超音波式波高計あるいは水圧式波高計が用いられている。超音波式波高計および水圧式波高計は比較的小型で、運搬と設置が容易であるという利点を持つ。しかし、測定データを送るために、陸上観測基地まで海底ケーブルを敷設しなければならず、漁網による切断事故が起こる可能性がある。また、水深が深い場合には設置作業が非常に困難になる。自記式の場合には、データを得るために計測器を定期的に海中から引き上げねばならず、潜水作業を必ず伴う。したがって、水深50m以上の海域で超音波式波高計等を用いることは困難である。

水深100m以上の外洋における海象観測装置としては、わが国では大型のディスクスブイが実用化されている(Kobuneら、1985)。ディスクスブイは水面に追従して運動するので、ディスクスブイの上下動から水面変動を求めることができる(合田ら、1978)。また、ディスクスブイの傾斜から水面勾配を求め、水面の上下動と勾配から波向を推定することも可能である(Godaら、1981)。さらに、ブイ上に、風向・風速計を取り付けることにより海上風の観測を行なうことができる。ディスクスブイで取得されたデータは、通常テレメータ方式により無線で陸上局へ送信される。

大型ディスクスブイ以外にも、水深数十m程度の海域における海象観測施設としては、石油掘削用プラットフォームを利用した観測塔(橋本ら、1990)および水中浮体式観測塔(岩谷ら、1986、岩谷ら、1987)が実用化されている。水中浮体式観測塔は直立円筒浮体をユニバーサルジョイントで海底に設置した施設で、浮体の側面にステップ式波高計が取り付けられており、浮体の傾斜方向から波向に関する情報も得ることが可能である。これらの観測施設は、高波浪に対しても安定しており優れた観測施設として今後も利用されて行くものと思われる。

しかし、これらの大型施設は、製作及び設置に多額の費用がかかる上に、運搬にも手間がかかる。また、一度設置すると取り外すことが困難で、観測点を容易に変更することができない。そこで、廉価で陸上および海上での輸送が簡単な小型の海象観測装置として船型ブイが開発された。それは小型のヨット程度の大きさの船の形をしたブイで、陸上では小型トラックによって輸送可能であり、海上では小型船舶によって所定の海域まで曳航することができる。米国ではすでに、アルミ製の船型ブイが試作されており、おもに、通信設備等の試験が行なわれている(William, 1964)。

本章では、科学技術庁と運輸省の協力によって我国で初めて試作された船型ブイを対象として、一方向および多方向波に対する応答特性、波と風の作用下における運動特性を多方向不規則波造波水槽における模型実験と、実機を用いた現地観測によって調べ、船型ブイの現地における適用性を検討するとともに多方向不規則波を用いた実験の必要性を示す。

最初に、船型ブイの諸元と装備の概要を示すとともに、模型実験方法を示す。そして、2次元長水路実験およびサーベント型造波装置と送風機を用いた平面実験の結果を示し、一方向波および多方向不規則波中におけるブイの運動特性を調べるとともに、船体軸の向きが風向および波向とどのような関係にあるかについて検討する。ついで、試作機を用いて現地観測を行ない、船型ブイの運動特性を検討して、ブイの小型波浪観測装置としての実用化の可能性を議論する。

第2節 船型ブイの形状と実験方法

2.1 船型ブイの概要

(1) 船型ブイの仕様

本ブイの設計に当たって、対象とした環境条件を表-4.1に示す。船型ブイは水深120m~5000m、最大風速60m/sの環境に耐えるように設計されている。図-4.1は、試作された船型ブイの外観と基本仕様を示したものである。ブイは長さ6m、幅3mのずんぐりした船形をしている。船尾には、ブイの船軸の向きを安定させるために大型のファンが付いている。船底からブイ重心までの高さは、1.2mであり、船底の傾斜角が140°になるまで復原力を失わない安定性に優れた構造となっている。また、船体はFRP(Fiber Reinforced Plastic)で製作されている。ブイは高さ7mのマストを有してお

表-4.1 設計環境条件

No.	項目	条件
1	水深	120~5000 m
2	風速	平均 60 m/S
3	波高	30 m (最大有義波高)
4	波周期	25 sec (最大有義波高時)
5	海潮流	9 knot (最大、風浪による影響を含む)
6	気温	-10~50°C (室内0~45°C, 甲板上-10~60°C)
7	海水温度	0~45°C
8	湿度	10~100% (室内10~98%)

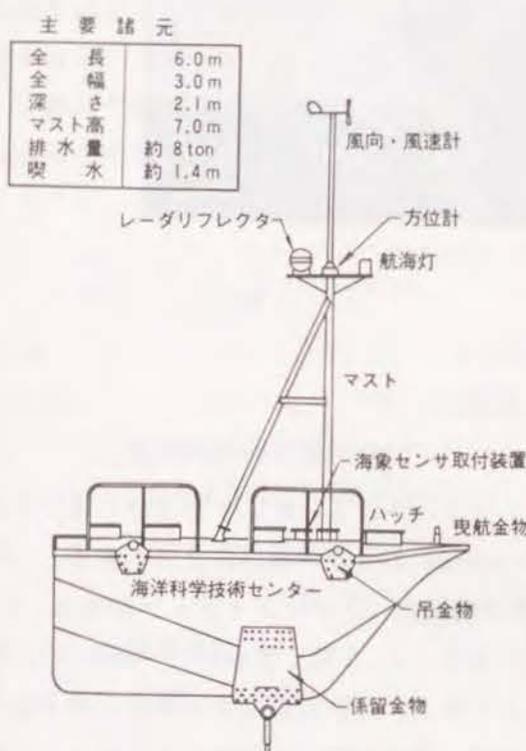


図-4.1 船型ブイ完成図

り、マストの頂上にプロベラ式の風向・風速計、マスト中段に磁北からのブイ船首方向角を測るための方位計、航海灯およびレーダリフレクタが取り付けられている。ブイの内部にはブイの動揺量を計測するピッチ・ロール・ヒープセンサーとアルカリ蓄電池が搭載されている。ブイ表面には試験的に太陽電池が取り付けられているが、太陽電池の発電量が現在のところ不明なので、計測器と航海灯の電源にはアルカリ蓄電池を用いている。ブイの両舷の下部には薄い板状のブイ係留金物が固定されている。2枚の板はブイ横断方向を軸として回転する1本のパイプによって連結され、このパイプの中央部に係留索が取り付けられる。ブイ上面の4隅には、小型クレーンで釣り上げるためのフックが付いており、ブイの船首には、小型漁船で曳航できるように、曳航用フックが取り付けられている。写真-4.1は、現地観測のために熱海港へ陸送されたときの船型ブイを撮影したものである。

(2) 数値計算による応答特性

試作されたブイの波浪応答特性を予め数値計算で検討した。一般に船舶の運動は、図-4.2に示すように、Surging, Swaying, Heaving, Rolling, Pitching および Yawing の6つの運動成分に分けられる。上記の6成分に関する運動方程式とその解法については、すでに多くの解説書が公刊されている(たとえば、元良ら, 1982)。

船体の運動方程式は、6元の連立方程式となり、次のように表される。



写真-4.1 船型ブイの外観

$$F_{xi}(t) = F_{Ri}(t) + F_{Vi}(t) + F_{Si}(t) + F_{Ei}(t) \quad (4.1)$$

(i = 1 ~ 6)

上式において添字の i は、運動成分を示し、 $i = 1, 2, 3, 4, 5$ および 6 は、それぞれ Surging, Swaying, Heaving, Rolling, Pitching および Yawing に対応する。はそ F_R, F_V, F_S および F_E はそれぞれ、船体の慣性力、ラディエーション流体力、粘性流体力、変位に比例する復原力および波強制力である。 F_E を除く他の力は、運動成分の変位、速度あるいは加速度に比例する力であり、それぞれの比例定数を求めることができ、外力である F_E を求めることができれば、式(4.1)は、連立常微分方程式として解くことができる(上田、1984)。

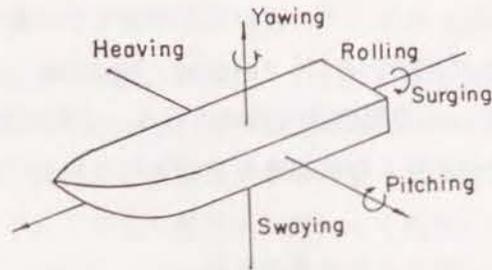


図-4.2 船体の運動成分

この運動方程式中のラディエーション流体力と波強制力の係数を厳密に求めることは困難で、通常ストリップ法を用いて求めることができる。ストリップ法は、2次元物体の動揺による流体力に関する知識を用いて3次元物体の流体力を求める実用的な手法である(溝口、1986)。図-4.3にストリップ法の

考え方を示す。この手法では、船体が細長体であることに着目して、船体をかまぼこを切るように輪切り(ストリップ)にして、3次元物体に働く流体力を求める。ストリップ法は、最初、Korvin-Kroukovskyや渡辺(1958)によって開発され、実用的な計算法として用いられるようになった。この初期の頃のストリップ法はO S M (Ordinary Strip Method) と呼ばれる。その後、田才・高木(1969)が改良を加えたN S M (New Strip Method) (田才、1971、小林ら、1978)やS T F M (Salvesen Tuck Faltinsen's Method (Salvesen et al., 1970))が開発され今日広く用いられている。ストリップ法で船体を切ったときに、その横断面に働く流体力は、船体断面をルイス・フォーム断面(Lewis, 1929)で近似することによって求められる。ルイス・フォーム断面とは、図-4.4の左側に示すような左右対象なカマボコ状の断面である。この断面は、右側の単位円からの等角射像で求められ、そのときの写像関係は次式で示される。

$$\frac{w}{R} = \zeta' + \sum_{n=1}^{\infty} a'_{2n-1} \zeta'^{-(2n-1)} \quad (4.2)$$

ここに、

- w : 船体横断面の複素座標
($= x + iy$)
- ζ' : 円の断面の複素座標
($= i r e^{-i\theta}$)
- R : 縮率係数
- a'_{2n-1} : 写像パラメータ

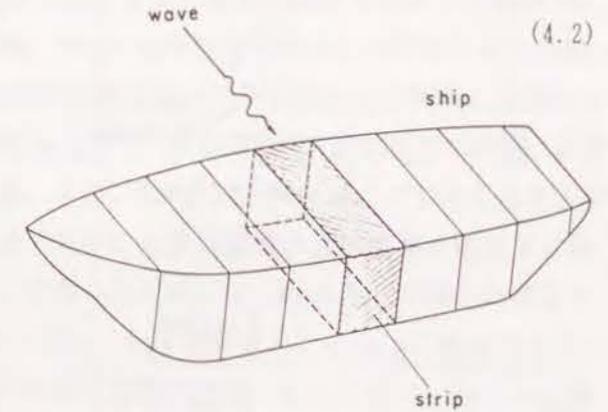


図-4.3 ストリップ法の考え方

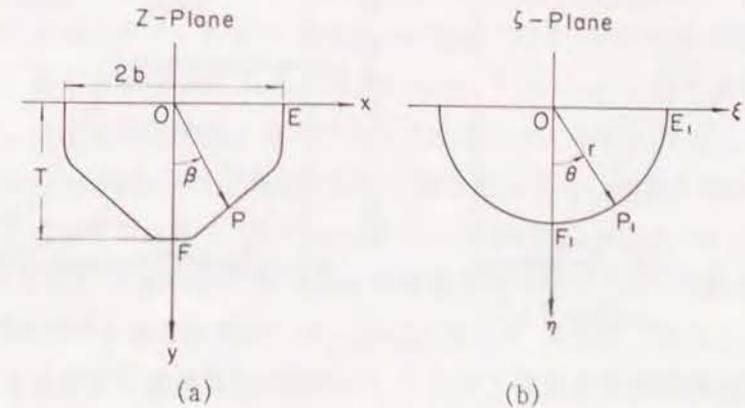


図-4.4 ルイス断面

である。円型断面に働く流体力は、Ursell(1949), Ursell(1949), 田才ら(1959)によって求められている。

数値計算では、ブイを細長体とみなして、NSM(New Strip Method)によって波浪中におけるブイの動揺量を計算した。船体断面は、ルイス・フォーム断面で近似して、周期の異なる規則波が船首・船尾および船腹方向から、それぞれ別個に作用するものとした。図

4.5に計算結果を示す。図4.5(1)、(2)および(3)は、それぞれ、一方向規則波が船尾、船首および船腹から作用した場合を示す。波が船首および船尾から作用する場合には、船体は2次元的な動揺しかしないので、運動はSurging, Heaving, Pitchingの3成分のみとなる。また、船腹から作用した場合には、Surgingが生じない。図では、横軸に角周波数、縦軸に無次元動揺量を示した。すなわち、Surging(Z_X), Heaving(Z_Z)およびSwaying(Z_Y)の両振幅については波高で除して表し、Pitching(θ_Y), Rolling(θ_X)およびYawing(θ_Z)の片振幅は最大水面傾斜

角で除して表した。水面が次式の正弦波形で表されるとすると、

$$\eta = \frac{H}{2} \sin(\omega t - kx) \quad (4.3)$$

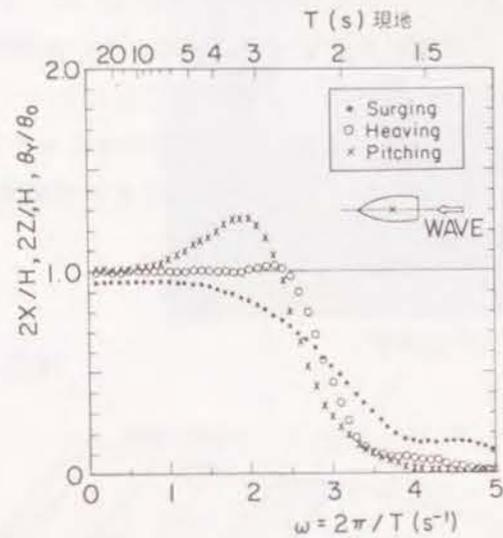
最大水面傾斜角は次式で示される。

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left(\frac{k}{\omega} H \right) \quad (4.4)$$

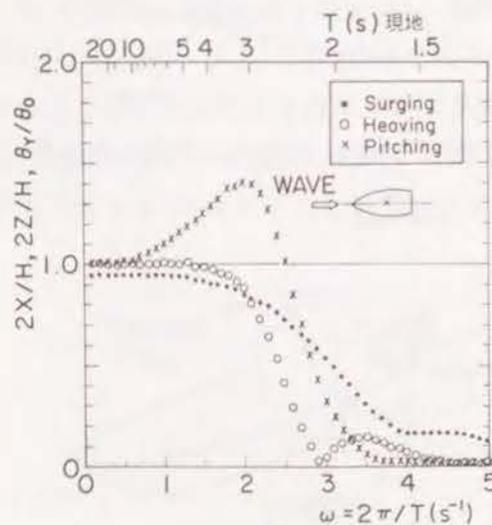
ここに、 ω は角周波数で、 k は波数である。

図4.5(1)に示されるように、波が船尾から作用した場合には、Pitchingの無次元量は、 $\omega = 2$ で極大となり、1.2となる。周期が長くなるとその値は1に近づく。Heavingの無次元量は ω が2.5以下になると1になる。Surgingの無次元量は ω が小さくなると徐々に1に近づくが、1にはならず0.95程度に収束する。波が船首および船尾に作用した場合は、 ω が小さくなると、Surging, Heaving および Pitching が1に近づくので、長周期の波浪中では、船体は水面に追従している。また、Surging, Heaving は1より大きくならず、Pitching の場合でも、最大で1.5以下なので、共振現象のためにブイが大きく動揺する危険性はない。船型ブイを波高計として用いるためには、Heaving の振幅が波高と一致しなければならない。図4.5(1)および(2)から判断すると、 $\omega < 1.5$ すなわち現地で4 s以上の波に対しては、Heaving の振幅と波高がよく一致しており、Heaving 運動から波高が推定できる。実際の海の波では、周期4 s以下の波の波高は小さく構造物を設計する上で大きな要因とはならない。したがって、実用上問題なく、船型ブイの Heaving から波高が推定できる。船体の Pitching の最大は1.5であるので、波形勾配を0.05とすると、最大水面傾斜角 $\theta_0 = 8.8^\circ$ となり、Pitching の最大値は 13.2° となる。この値は、ブイの復元性能と比べると十分小さくブイが転倒することはない。

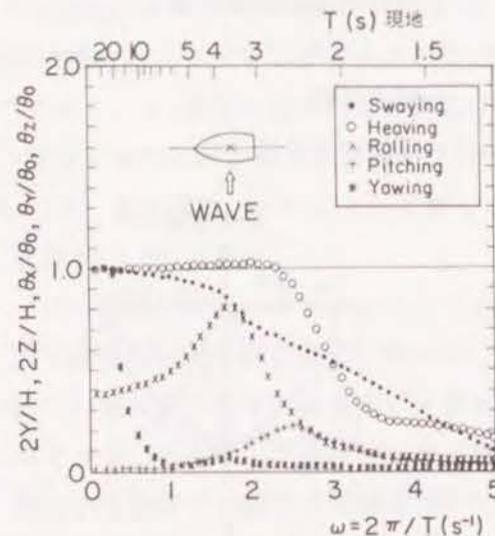
図4.5(3)の船腹方向から波が作用した場合をみると、船体の無次元動揺量は1より大きくならず波との共振は起きていない。特に、Pitching と Yawing は非常に小さく無次元量で0.2以下である。船体の Rolling の固有角振動数は1.6程度であり、 $\omega = 1.6$ のとき Rolling は極大値を取るが、その無次元量は0.8程度で大きくはない。船型ブイには、大型のフィンが付いており、Rolling については、非常に安定している。Heaving の振幅は、 $\omega < 2.5$ すなわち $T > 3$ sの場合には波高と一致しており、船腹から波を受け



(1) 波が船尾から作用した場合



(2) 波が船首から作用した場合



(3) 波が船腹から作用した場合

図4.5 数値計算の結果

た場合には、現地において周期3 s以上の波については、波高を求めることが可能であると考えられる。

以上のように、いずれの方向から波が作用した場合でも、周期4 s以上の波については波高と船型ブイの Heaving 振幅が一致しており、現地において、ブイの Heaving を測定することによって、波高と周期を求めることが可能である。ただし、数値計算では、船体が細長体であり、不規則性を考慮しているわけではない。また、ブイ運動に大きな影響を及ぼす風の影響を考慮していない。そこで、船型ブイの模型を製作して、ブイの一方向波中および多方向波中における運動特性を調べることにした。

2.2 模型実験の方法と条件

(1) 水路実験における実験方法と条件

図-4.6に、1/200の縮尺の船型ブイ模型を示す。ブイ模型の長さは30 cmで、マスト長19 cmであり、実機と同様に、FRPで製作した。船内には鉛製のバラストを固定してブイ重心位置等が実機と一致するように調整した。

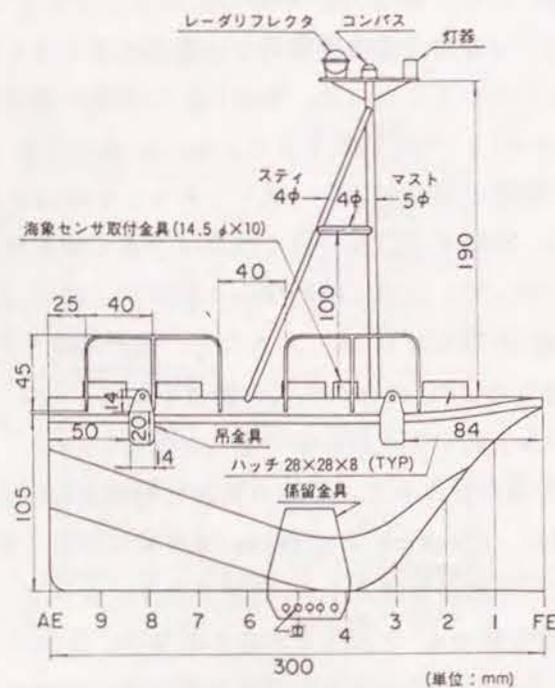


図-4.6 船型ブイの模型側面図

図-4.7は、2次元水路実験で用いた実験装置を示す。実験水路は長さ40 m、幅1.5 m、深さ1.5 mの長水路で水路中央部の水槽壁がガラス張りになっており、模型運動を水路断面方向から観測できるようになっている。ブイ模型は伸びが極めて小さいナイロン製釣り糸を用いて、水路中央付近に係留した。釣り糸は、水路床上の滑車を通して、水面上に固定された架台上の弾性体に結ばれており、この弾性体の伸び特性を変えることにより係留系全体の伸び特性を変化させた。ブイに作用する波は、ブイ設置点から2 m造波機側の点で容量式波高計によ

って測定した。また、ブイのマスト頂と根元に小型豆電球で測定し、水槽面のガラス壁を通して、X-Yトラッカーでこれらの2つの光源の鉛直面内における変位を測定し、マストの変位から換算して船体重心の鉛直面内における運動を調べた。船型ブイの設置が予定される海域の水深は100 m以上であり、実験でも大水深をとって行わねばならないが、実験水槽の制約から実験室での水深は80 cmとした。2次元水路実験で作用させた波は、周期0.7~2.5 s (実機で3.1~11.2 s)の規則波と有義波周期1.8 s (実機で8.1 s)、2.7 s (実機で12.1 s)の Bretschneider-光易型の不規則波である。各波の波高は、波形勾配が0.02~0.04となるように設定した。図-4.8は2次元水路において造波されたBretschneider-光易型の周波数スペクトルを持つ不規則波のFFT法による解析結果を示す。実線および破線は実測スペクトルおよび設定したスペクトル型を示す。エネルギー密度がピークとなるピーク周波数付近では、実験波のスペクトルの方が理論スペクトルより若干大きくなっているものの、実験波のスペクトルと理論スペクトルはほぼ同一の形状を示し、ほぼ目標とするスペクトル型を持った不規則波が造波されていることがわかる。

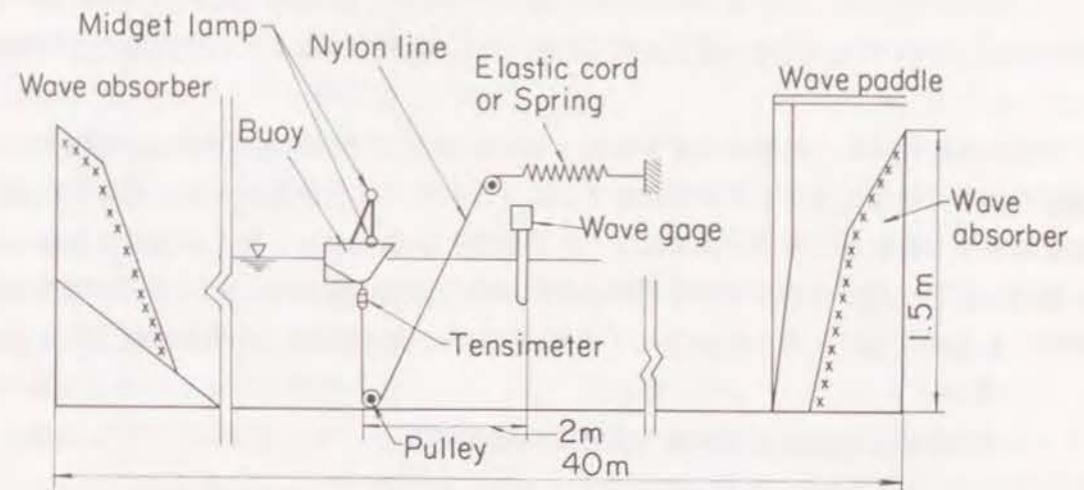


図-4.7 水路実験における実験装置

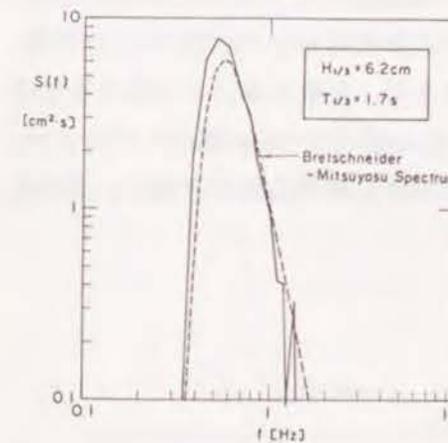


図-4.8 実験波の周波数スペクトル

って測定した。また、ブイのマスト頂と根元に小型豆電球で測定し、水槽面のガラス壁を通して、X-Yトラッカーでこれらの2つの光源の鉛直面内における変位を測定し、マストの変位から換算して船体重心の鉛直面内における運動を調べた。

船型ブイの設置が予定される海域の水深は100 m以上であり、実験でも大水深をとって行わねばならないが、実験水槽の制約から実験室での水深は80 cmとした。2次元水路実験で作用させた波は、周期0.7~2.5 s (実機で3.1~11.2 s)の規則波と有義波周期1.8 s (実機で8.1 s)、2.7 s (実機で12.1 s)の

Bretschneider-光易型の不規則波である。各波の波高は、波形勾配が0.02~0.04となるように設定した。図-4.8は2次元水路において造波されたBretschneider-光易型の周波数スペクトルを持つ不規則波のFFT法による解析結果を示す。実線および破線は実測スペクトルおよび設定したスペクトル型を示す。エネルギー密度がピークとなるピーク周波数付近では、実験波のスペクトルの方が理論スペクトルより若干大きくなっているものの、実験波のスペクトルと理論スペクトルはほぼ同一の形状を示し、ほぼ目標とするスペクトル型を持った不規則波が造波されていることがわかる。

ブイの係留状態は、無係留、係留力の小さいゴム係留、係留力の大きいバネ係留の3種類とした。実験では、現地の係留状態を考慮して、静水中では、ブイに作用する初期張力はないものとした。

予備実験は、ブイの初期の向きを変化させて船首方向から波が作用する、船腹方向から波が作用する船尾方向から波が作用する、の3つに分けて実験を行った。船体の初期状態を船尾および船腹から波が作用するように、設定した場合には、ブイは急速に回転し、ほぼ波向に船首を向け船首から波を作用させた場合と同様になった。そこで、実験では最初から、船首から波が作用するようにブイを設置した。船首の向く方向を船軸方向とする。

(2) 平面水槽実験における実験方法と実験波の特性

平面水槽では風と波を同時に起こして風と多方向不規則波が作用した場合のブイの運動を調べる。図-4.9は、模型、造波装置および送風機の配置を示したものである。水槽は、第2章で示した大水深構造物実験場切れ波造波水槽で、造波板幅80cmのピストン型造波機35台から成るサーペント型造波装置を使用する。なお、実験中は、30台のみを使用したので、造波機総延長は24mである。ブイ模型は造波板列から8m離れた中央点にアンカー用の滑車を使って設置した。ブイの係留方法は水路実験の場合と同様で、ゴム係

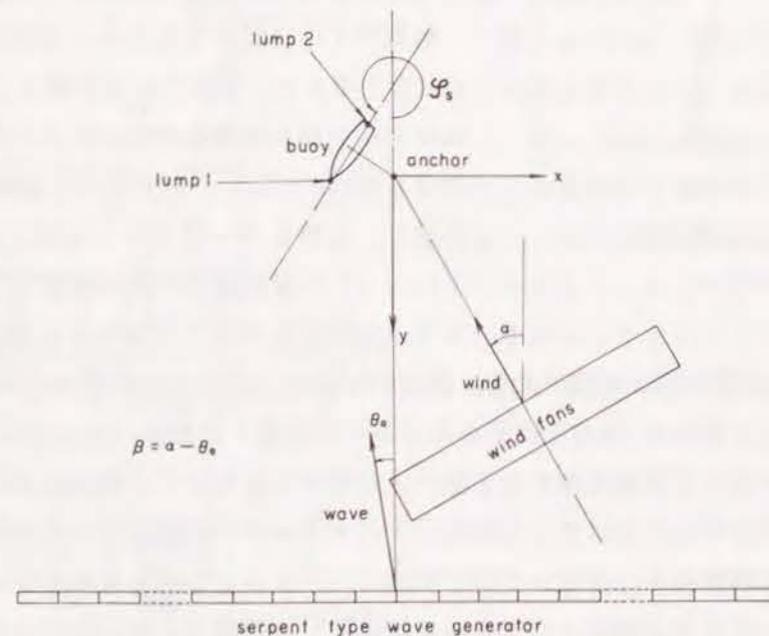


図-4.9 平面水槽実験における実験装置と座標系

留とする。ナイロン静釣り糸と、ブイの係留用シャフトの間には、'より戻り'を取り付け、糸のねじれがブイの向きに影響を与えるのを防いだ。そして、より戻りと釣り糸の間に、小型張力計を取り付け、作用張力を測定した。

ブイの上面の船首と船尾にはそれぞれ、Lump 1 および Lump 2 の小型光源を取り付けた。そして、図-4.10に示すように、真上および斜め上方からX-Yトラッカーのカメラを2台用いて、Lump 1 および Lump 2 の運動を測定した。X-Yトラッカーはカメラの軸に鉛直な平面に投影された点の投影面内の2次元的な運動しか測定できない。本実験では、斜め上方と真上から測定した2次元データの変換を行って、Lump 1 および Lump 2 の空間固定座標計における3次元座標 (x_1, y_1, z_1) および (x_2, y_2, z_2) を計算した。船首と船尾の2点の座標がわかれば、船体の6自由度の運動成分が求まる。2台のカメラデータから得られた情報から空間座標を計算する手法については、高山・平石ら(1988)が詳述しているので、ここでは省略する。写真-4.2は、平面水槽実験の状況を示す。

本実験に先立って、ブイ設置点から造波機側へ2m離れた地点に、正三角形の3頂点および中心点に波高計を取り付けた星型波高計アレイを設置して、入射波の波高および周期を測定するとともに、方向スペクトルを観測した。方向スペクトルの解析にはBDMを用いた。ブイから5m離れた点には、径1mのファンを6台一列に並べた送風機を設置した。送風機は可搬式で送風機の向きを移動させることによって風向を変える。実験では、風および波を作用させて、ブイがほぼ一定の場所で定常的な運動をし始めてから4分間計測を行った。

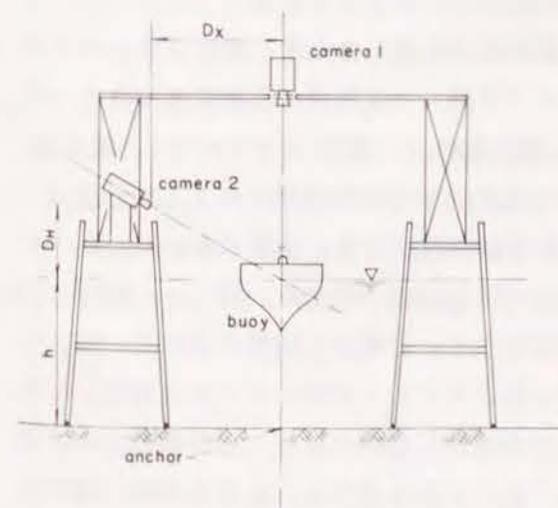


図-4.10 ブイとカメラの位置関係

図-4.9に示すように、アンカー点の鉛直上方の静水面上の点を原点として水平軸 $x-y$ を図のように取る。 z 軸は鉛直軸で、上方を正とする。波向は y 軸方向を 0° として定義し、風向 α は y 軸と成す角とした。ブイの船軸方向角 ϕ_s は、船軸が y 軸と一致する時を 0° とし、反時計回りを正として定義した。実験水深は60cmである。

実験に用いる風は、あらかじめブイ設置点での風速を検定し、設置点で1分間平均風速 U が、1 m/s (現地4.5 m/s)、2 m/s (8.9 m/s) および4 m/s (17.9 m/s)

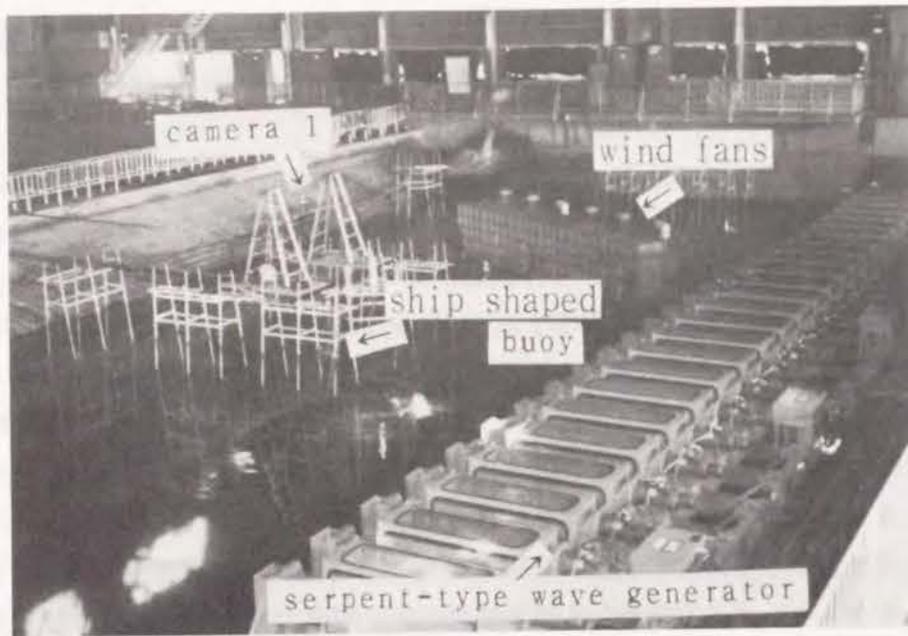


写真-4.2 平面水槽実験の状況

となるように送風機の回転数を制御した。また、波と風の相対角 β は 0° 、 30° 、 60° および 90° となるように送風機の位置あるいは造波機で起こされる波の設定波向を変化させた。実験波の設定周波数スペクトルは Bretschneider-光易型である。平面実験においては有義波周期を2.0、2.4 s (実機でそれぞれ、8.9、10.7 s) とし各周期について有義波高を5~20 cm (実機で1~4 m) とした。

図-4.11は $\theta_0 = 0^\circ$ 、すなわち直方向不規則波を造波したとき、および $\theta_0 = 30^\circ$ の斜め不規則波を造波したときに、波高計アレイで観測した実験波の周波数スペクトルを示す。図-4.11(1)の $\theta_0 = 0^\circ$ の場合、実線が風のない場合($U=0$ m/s)、破線および一点鎖線が $U=2$ m/s および 4 m/s の場合を示す。3つの周波数スペクトル形状はよく一致しており、風によって実験波が受ける影響は無視できる。点線はBretschneider-光易型の周波数スペクトルで、スペクトル型はよく目標値と一致する。図-4.11(2)は、 $\theta_0 = 30^\circ$ の斜め方向波の場合のスペクトル型を示す。実線が方向集中度の高い波、一点鎖線が方向集中度のより低い波である。両者とも、スペクトル型のピークは分裂しており、 $f=0.4$ Hz付近で谷ができています。斜め波を造波した場合には、造波機前面の波高は一様ではなく、変動することが明らかにされており、ある点では、ある周波数の成分波の振幅が他の周波数を持つ成分波の振幅より小さくなる。したがって、そのような点でスペクトルを求めた場合には、図-4.11(2)のように谷ができるものと推定される。スペ

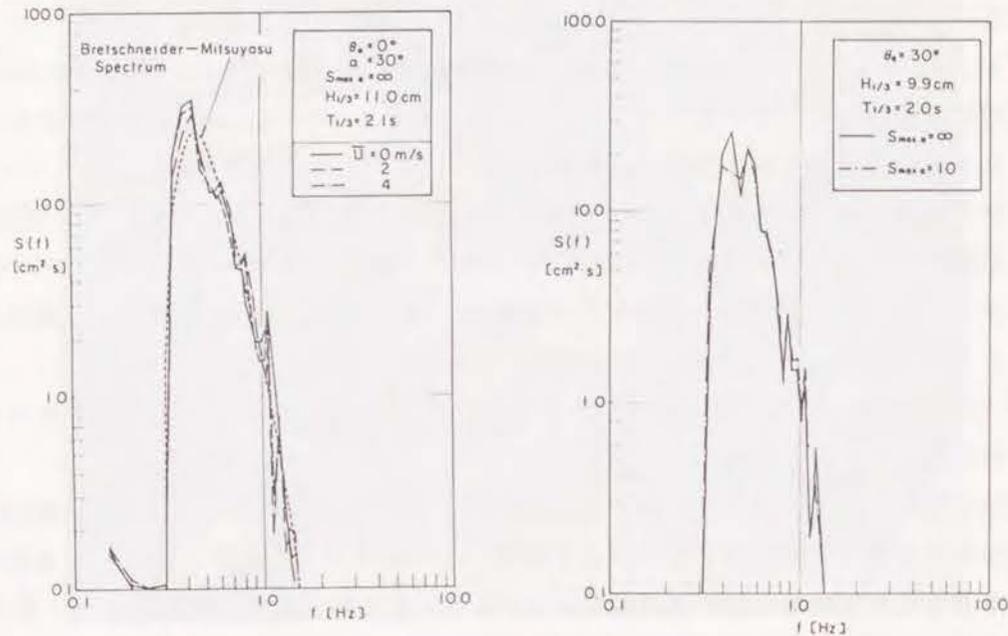
クトル型は全体として Bretschneider-光易型とみなすことができる。

図-4.12(1)は $\theta_0 = 0^\circ$ の場合の方向関数形の観測結果を示す。実線および破線は造波信号作成時の方向集中度パラメータの設定値をそれぞれ $S_{max} = \infty$ および10として造波した不規則波であることを示す。実線で示した $S_{max} = \infty$ の実験波は $\theta = 0^\circ$ でピークを持つがそのピークは小さく1.5程度である。第2章で示したように、サーペント型造波装置で造波された単一方向波の方向関数形は鋭いピークを示し、単一方向波としての特性をよく示していたが、本実験で造波した単一方向波はその方向集中度が低下し、図に示すように、 $S_{max} = 25$ の設定値から推測される分布形とほぼ等しい。破線で示した $S_{max} = 10$ を目標値として造波した多方向波の方向分布形は、 $S_{max} = 3$ として表わされるような分布形とほぼ等しくなる。

本実験で造波した実験波の方向集中度が目標値より低下した原因として、送風機の課題の影響が考えられる。本実験で用いた送風機は、3つのファンが1組となって4本の円筒形の足で支えられており、足の径は約5 cmである。また足と足を横方向に連結するスパンが水面近くに位置しているため、波が送風機の架台によって散乱し、方向集中度の低下が生じたものと思われる。

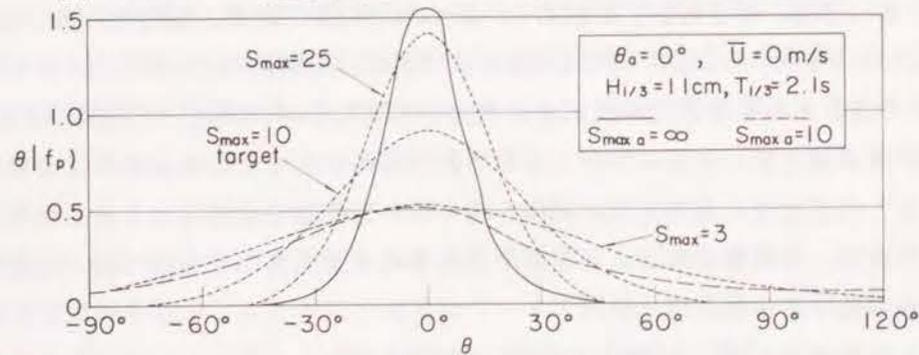
図-4.12(2)は、 $\theta = 30^\circ$ の斜め方向波の解析結果である。設定方向集中度パラメータは $S_{max} = \infty$ 、すなわち単一方向不規則波である。実験波のピークは1.0で図中の $S_{max} = 10$ で表わされる多方向不規則波の方向分布関数形にはほぼ近い方向集中度を持つ。したがって、本実験で用いた波についてその方向分布特性をまとめると次のようになる。

- ① $\theta_0 = 0^\circ$ の造波板に直角方向の波向を持つ単一方向波を造波しようとしたが、実際に生じた波は、方向集中度 $S_{max} = 25$ で表わされる方向集中度を持つ波と同程度の多方向不規則波であった。
- ② $\theta_0 = 0^\circ$ の直角方向に主波向を持つ多方向波を設定した場合、実際に造波された波は、 $S_{max} = 3$ 程度の多方向不規則波であった。
- ③ $\theta_0 = 30^\circ$ の斜め方向に進む単一方向波を造波しようとしたが、実際に造波された波は $S_{max} = 10$ 程度の方向集中度を持つ多方向不規則波であった。

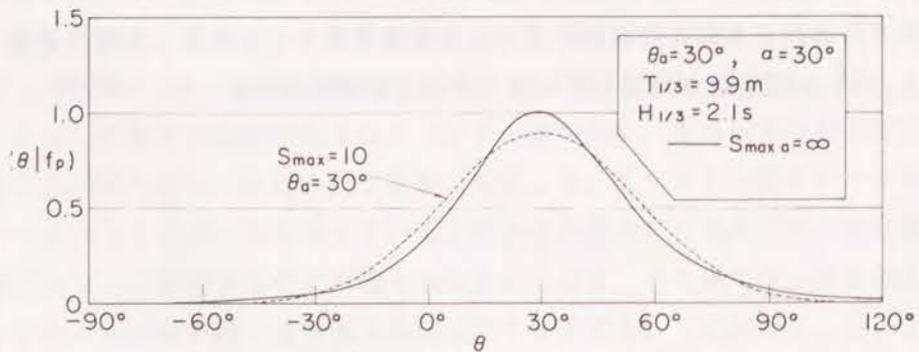


(1) $\theta_a = 0^\circ$ の場合 (2) $\theta_a = 30^\circ$ の場合

図-4.11 平面水槽実験における実験波の周波数スペクトル



(1) $\theta_a = 0^\circ$ の場合



(2) $\theta_a = 30^\circ$ の場合

図-4.12 実験波の方向関数の分布形

第3節 単一方向波中における船型ブイの波浪応答特性

(1) 動揺の固有周期

自由振動実験によってブイの固有周期を調べた。自由振動実験では、船体の一端を手で沈めて、振動させて、マストの頂上に取り付けた光点の変位をアナログペンレコーダーで記録した。表-4.2に自由振動実験の結果を示す。表に示すように、実記に換算した船型ブイの Heaving, Rolling, Pitching の固有周期は、それぞれ2.55、3.49および2.68 sで、HeavingとPitchingの固有周期は本船型ブイではほぼ等しくなっている。Pitchingの固有周期2.68 sは、図-4.3で示された数値計算結果から得られた共振周期3 sより短くなっている。Rolling の固有周期は数値計算で求めた共振周期とほぼ一致する。

表-4.2 船型ブイの固有周期

	Heaving	Rolling	Pitching
固有周期 (s) [実機]	0.57 (2.55)	0.78 (3.49)	0.60 (2.68)
周期減衰比	0.33	0.64	0.62

(2) 波浪応答特性

規則波を作用させた場合、ヒービングおよびサージング振幅の周期は波周期と一致し、係留した場合でも、ヒービングおよびサージング振幅の周期は波周期と一致し、係留した場合でも、ヒービングの振幅は実機換算値で4.5 s以上の周期を持つ波の波高に一致した。サージングの振幅は、水粒子の水面における水平変位の振幅に一致した。図-4.13は、船型ブイの Heaving から求めた作用波の有義波高・周期を波高計で測定された波高・周期と比較したものである。図において、 $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ は、それぞれ波高計で観測した作用波の有義波高および周期である。 H_b および T_b は、それぞれ船型ブイの Heaving から推定される有義波高と周期である。図中、白丸および黒丸は、それぞれゴムおよびバネによる係留であることを示す。図-4.13(a)および(b)はそれぞれ横軸に有義波高および周期をとった場合の $H_b/H_{1/3}$ を示す。図の(c)と(d)は T_b と $T_{1/3}$ の比較を示す。各点とも、2種類の波群を作用させ、それぞれについて2回計測したときの平均値を示す。図に示すように作用波の波高と周期が変化しても H_b と $H_{1/3}$ の比率、および $T_{1/3}$ と T_b の比率はと

もに1に近く、船型ブイ Heaving から作用波の有義波高および有義波周期が推定できることがわかる。なお、無係留状態では波漂流力によりブイが漂流してしまうので、ブイによる定点観測は不可能であり、ブイのHeavingを拘束しない範囲で、実機ではナイロンロープ塔による係留が必要である。

図-4.14は、ブイの Heaving および Pitching のスペクトルを調べたものである。図では、バネ係留時の波の周波数スペクトルを実線で、Heaving のスペクトルを破線で、Pitching のスペクトルを一点鎖線で示した。実線で示した波の周波数スペクトルとHeaving の周波数スペクトルはほぼ一致しており、そのピーク周波数も一致している。したがって、ブイの Heaving の周波数スペクトルを求めることによって、波の周波数スペクトルを求めることができる。

一点鎖線で示した Pitching の周波数スペクトルをみると1.3 Hzに鋭いピークがみられる。図-4.15は規則波を作用させた場合の水位 η 、マスト頂上の光点1の水平変位 X_1 、マスト下部の光点2の水平変位 X_2 、ブイ重心の水平変位 X_0 、光点1の鉛直変位 Y_1 、光点2の鉛直変位 Y_2 、ブイ重心の鉛直変位 Y_0 、ブイの水平面からの傾斜角 θ_0 および

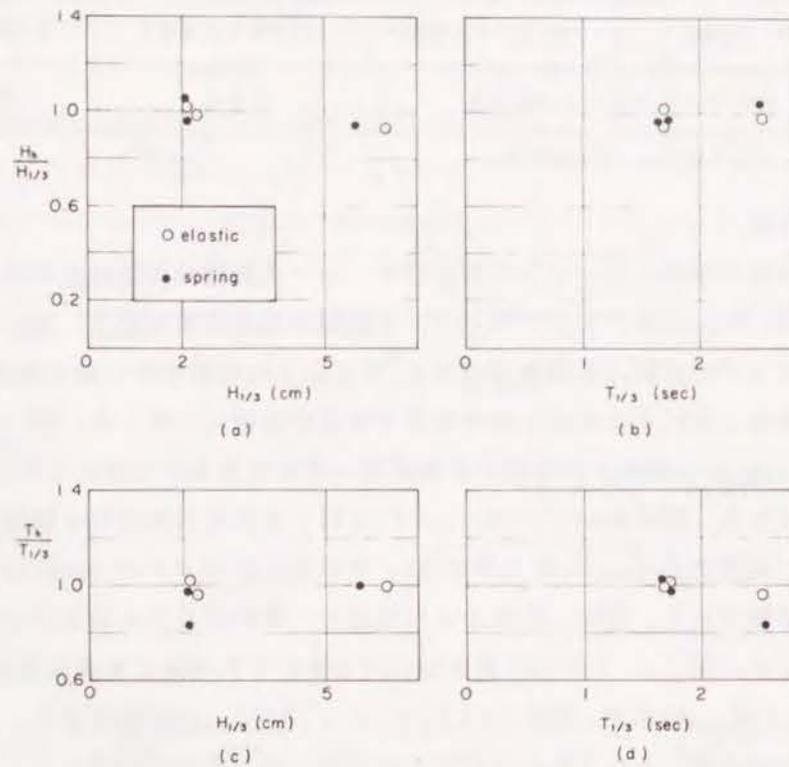


図-4.13 Heaving から推定された有義波高および周期

係留張力 T_R の時間的な変動を示したものである。ブイの水平変位、鉛直変位および張力の時間変動周期は水面のそれによく一致する。それに対して、ブイの傾斜すなわちPitching のゼロアップクロス周期は、波の周期と一致せず、0.6 s程度に短く、Pitching の固有周期にはほぼ等しい。したがって、規則波中における実験結果から、Pitching については、共振の影響が強く生じることがわかる。不規則波において、1.3 Hz付近で鋭いピークが生じているのも、Pitching の固有周期の影響と思われる。共振を起こす外力は、不規則波の中に含まれる Pitching の固有周期と同じ周期を持つ成分波である。

以上に示したように、単一方向不規則波中でブイの波浪応答特性を調べたところ、ブイの Heaving は水面変動によく追従し、ブイの Heaving を測定することによって、4.5 s以上の周期を持つ波の波高、周期および周波数スペクトルを精度よく観測できることがわかった。

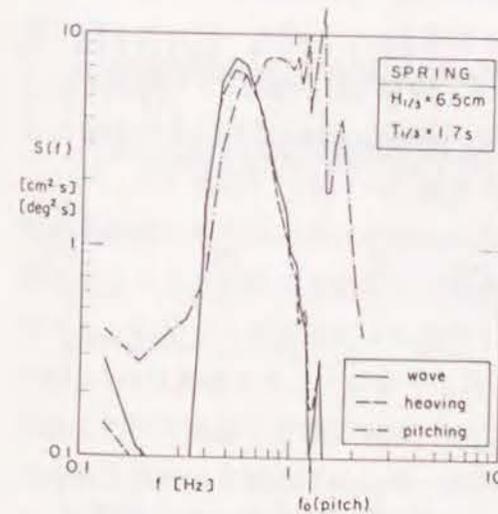


図-4.14 Heaving および Pitching の周波数スペクトル

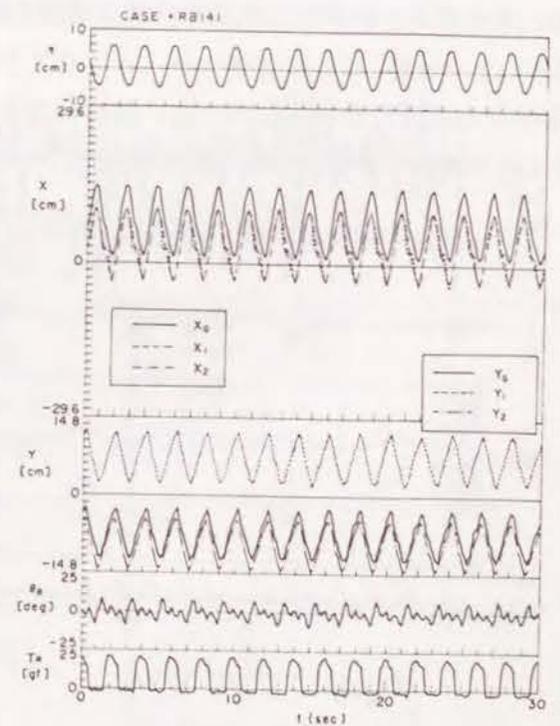


図-4.15 水路実験におけ測定値の時間変化(規則波)

第4節 多方向不規則波による船型ブイの運動

(1) 船型ブイの運動

図-4.16は、平面水槽実験で多方向不規則波を用いて求められた測定データの時間変化を示したものである。図-4.16では、波向 $\theta_w = 0^\circ$ 、風向 $\alpha = 60^\circ$ で、有義波高および周期が10.8cmおよび2.2sの波と風速2m/sの一樣風を作用させたケースを示す。図-4.16において η 、 η_H 、 ϕ_s 、 T_R はそれぞれ水位変動、船型ブイの Heaving 変動、船軸の方向、作用張力を示す。4段目の円は水平座標系における船首と船尾のブイ光点の位置を示したもので、測定時間中の光点位置を10秒おきに示したものである。光点の位置は他のケースにおいても、図に示すように1ケースの測定時間内ではほぼ一定していた。したがって、波向、風向、風速が一定しておれば、ブイの位置はほぼ一定しており、ある決まった場所で動揺を行なうものと思われる。また、船軸の向きも大き

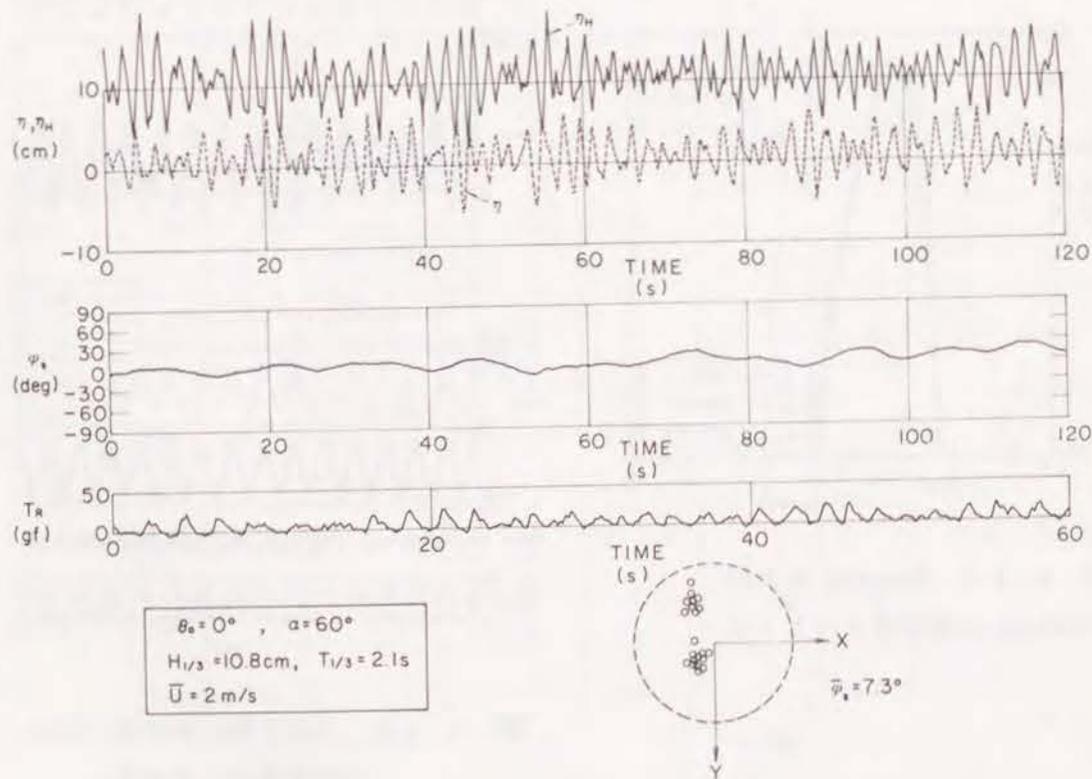


図-4.16 平面水槽実験における測定データの時間変化

く変化せず測定時間内にブイが大きく回転することはなかった。

図-4.16の η 、 η_H を比較すると、Heaving 振幅が波高より大きくなっているように見える。実際に波高計で測定された波高と Heaving から推定される波高を比較すると、全ケースにおいて平面実験では $H_w/H_{1/3} > 1$ となり、平面水槽実験では船型ブイの Heaving から推定される波高と実波高は一致しない。これは、平面実験では真横から船型ブイを撮影することができなかったため、斜め情報のカメラで写したデータを変換してブイ光点の鉛直変位を求めている。従って、鉛直変位の計算値には、変換時の誤差が含まれるため、Heaving から推定される波高も誤差を含んだものとなり実波高とはずれる。

図-4.17は Heaving から計算された有義波周期 T_R を示した結果である。白丸および黒丸はそれぞれ、 $\theta_w = 0^\circ$ 、 $\alpha = 60^\circ$ および $\theta_w = 30^\circ$ 、 $\alpha = 30^\circ$ のケースであることを示し、丸印の大きさは風速を示す。それぞれのケースにおける波の方向集中度は、 $S_{m,x} = 2.5$ および 1.0 程度である。図に示すように、 T_R と $T_{1/3}$ の差は非常に小さく約5%以下であった。相関係数を計算すると $r = 0.99$ であり、多方向不規則波を作用させた場合でも、船型ブイの Heaving 周期から波の周期を推定することができることが明らかになった。また、方向集中度の異なる波を作用させても、その影響が T_R に現われず、水路実験で得られた単一方向波での実験結果と同じ結論が得られたので、波の方向集中度が変化しても船型ブイの Heaving 周期は変化しないことがわかる。また、現地と同様に風が作用した場合でも、 T_R から波の周期が求られる。したがって、振幅については、精度のよい実験結果が得られなかったけれども、以上の実験結果から多方向波不規則波を作用させた場合でも、船型ブイは水面によく追従し、ブイの Heaving を測定することによって波の観測を行うことができることがわかる。また、ブイの波浪応答特性に関しては、単一方向不規則波による検討だけで十分で、その実験結果は実際の海の波についても適用できることが確認できた。

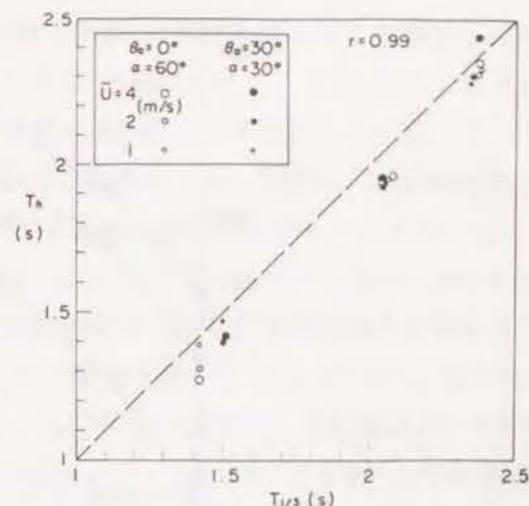


図-4.17 Heaving から推定された有義波周期

(2) 係留張力

図-4.18に、平面水槽実験における作

用張力の測定結果を示す。張力の場合には、最大値が問題になることが多いので、最大作用張力を示した。図-4.18の横軸は作用波の最大波高、縦軸に最大張力を示す。図では、 $\theta_0 = 0^\circ$ 、 $\alpha = 30^\circ$ の場合を示した。最大波高 H_{max} が大きくなると、最大張力 T_{Rmax} も大きくなる。風速 U が 0 m/s および 2 m/s の場合には、 H_{max} と T_{Rmax} はほぼ比例しており、波高が大きくなり、係留索の伸びが大きくなるために、作用張力も大きくなる。また、 $U = 0\text{ m/s}$ 、 2 m/s のときには、斜め棒を引いた $S_{max} = 3$ の多方向不規則波のケースと他のケースとでは顕著な差は生じていない。

$U = 4\text{ m/s}$ と風速が強くなった場合には、 H_{max} が大きくなれば、 T_{Rmax} は大きくなるけれども比例はしない。また、 $S_{max} = 3$ の多方向不規則波を作用させた場合には、 T_{Rmax} は、 $S_{max} = 2.5$ 程度の多方向不規則波を作用させた場合と比較すると、小さくなっている。すなわち、 H_{max} が 16 cm 程度の時には、 $S_{max} = 2.5$ の多方向波の場合、 $T_{Rmax} = 140\text{ gf}$ 程度であり、 $S_{max} = 3$ の場合には、 T_{Rmax} は 100 gf 程度になる。すなわち、波の方向集中度が低くなると、係留索に作用する張力は小さくなる傾向を持つ。言い替れば、最大張力については、一方向波の場合に比べて多方向波の場合の方が最大値が小さ

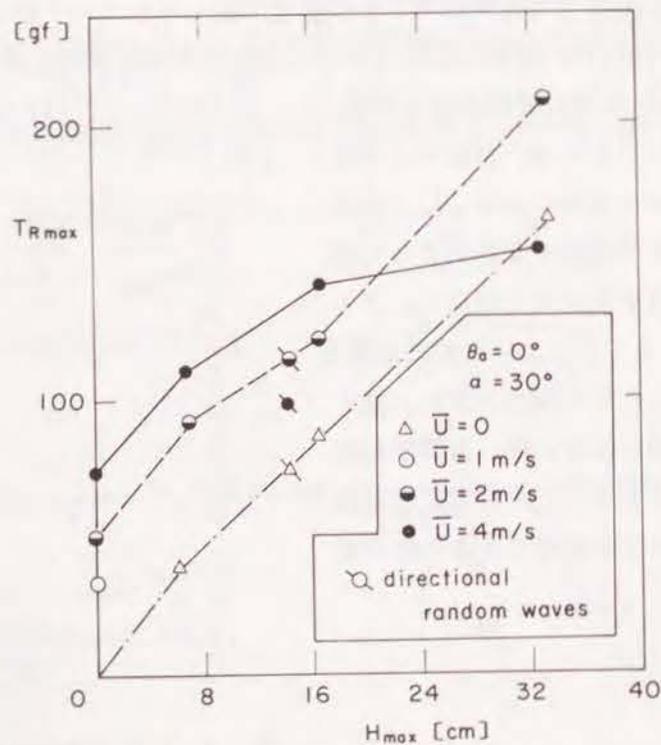


図-4.18 平面水槽実験における作用張力

くなる傾向にあるといえる。これは、波の方向分散性のために作用する力の向きが分散し、一方向だけに集中して作用しなくなるためと考えられる。係留索は、一方向に強く引っ張られることによって大きく伸びるけれども、力の作用方向が分散している場合には、ベクトル合成された力の方向へしか伸びず、その合成力の絶対値は、各力の絶対値の単純和よりも小さい。

風速による相違を調べると、風速 U が増加すると、最大張力 T_{Rmax} もほぼ増加する。ただし、 $H_{max} = 32\text{ cm}$ の時には、 T_{Rmax} は、それぞれ 165 gf および 155 gf となり風速 4 m/s の場合が最も小さくなる。これは、波と風の相対的な力関係によって、ブイの向きが風を受けにくい方向になったためと推定できる。

現地でブイを係留した場合を想定すると、平面水槽実験で作用させた波の最大波高は、現地換算値で、 6.4 m 、周期 10 s 、最大風速 18 m/s になりかなり厳しい海象条件を与えている。この場合、係留索に作用する最大張力は 1.7 tf 程度になり、通常係留索として用いられるチェーンやナイロン製ロープの破断強度が数十～数百 tf 程度であることを考慮すると非常に小さい。したがって、実験で用いたような伸び率の大きい係留索を用いると係留索に作用する張力は非常に小さく切断等の事故が起こる可能性はないことがわかる。

(3) 風および波によるブイ船軸方向の変化

図-4.19は、平面水槽内におけるブイの船軸方向 ϕ_s の測定結果を示した図で、波向 $\theta_0 = 0^\circ$ 、風向 $\alpha = 30^\circ$ 、波と風の相対角 $\beta = 30^\circ$ の場合である。 ϕ_s は前述したように船首が造波板の方向を向いた時を 0° として定義し反時計回りを正とした。図-4.19の丸印は、 ϕ_s の平均値であり、直線区間は ϕ_s の標準偏差を示す。横軸は入射波の波高である。図において、 $H_{1/3} = 0$ は、波を作用させずに風だけを作用させたケースで、 $\alpha = 30^\circ$ である。このとき、 $U = 1\text{ m/s}$ の場合に $\phi_s = 6.4^\circ$ 、 $U = 2\text{ m/s}$ のとき $\phi_s = 8.4^\circ$ 、 $U = 4\text{ m/s}$ のとき $\phi_s = 10.5^\circ$ であった。静止状態の時はブイが造波板の方向を向くように設置したが、測定ケースの平均を取ると、 ϕ_s の初期値はほぼ 20° であった。ブイの船軸が $\phi_s = 20^\circ$ で安定した原因としては、ブイに取り付けた張力計、豆電球のコードの影響が考えられる。風のみが作用した場合、前述のように、 ϕ_s は $75 \sim 110^\circ$ となり風向きに対して、 $45 \sim 80^\circ$ 程度船首方向はずれている。そして、風速が大きくなるほど、そのズレは大きくなり、船体は風に対して腹を向けるようになる。ただし、実験したケースにおいては、 ϕ_s は風向 α より大きく、 $\alpha + 45 \sim 90^\circ$ となったが、船の初期位置

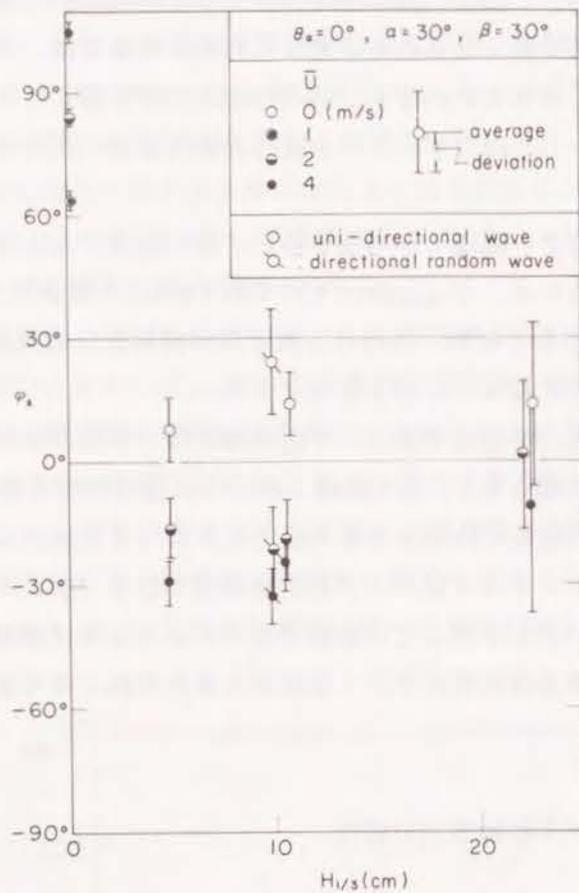


図-4.19 ブイ船軸方向の変化

によっては $\alpha - 45^\circ \sim -80^\circ$ になる可能性もあると考えられる。

風が一様であるために、 ϕ_s の標準偏差は小さく 3° 程度であり、船体の水平面内での動揺は小さいことがわかる。白丸印で示した波だけを作用させた場合には、波高によって ϕ_s の平均値が大きく変化することはなく、ほぼ $9 \sim 25^\circ$ で、静止状態での船軸方向とほぼ等しくなっている。船首の方向は波向と $9 \sim 25^\circ$ 程度ずれている。これは、前述したように、ブイに取り付けられた各種のコードの影響によるものと思われる。波と風を同時に作用させたとき $H_{1/3}$ が 10 cm 以上の時には、 $\phi_s = -15^\circ \sim -30^\circ$ で、 $H_{1/3}$ が 20 cm 以上の時には $\phi_s = 0 \sim -10^\circ$ となった。これらのことから次のことが言える；風だけが作用した場合には、 ϕ_s は風向に対して $45^\circ \sim 80^\circ$ ずれる。そして、船の初期の位置によって正あるいは負の方向へずれるものと考えられる。したがって、風向 α が 30° の

場合には、 ϕ_s は $-15^\circ \sim -50^\circ$ となることも考えられる。このとき、 $\phi_s = 0^\circ$ の方向から波が作用すると、船軸は波の影響を受けて正方向へ回転し、波高が比較的小さいときには、 $\phi_s = -15^\circ \sim -30^\circ$ に、波高が大きくなり、波の影響が大きくなると、 $\phi_s = 0 \sim -10^\circ$ になる。したがって、船体の平面運動は、波だけでなく風および計測用のコード等の影響を受けるために、船軸の方向は必ずしも波向とは一致せず、船軸の方向から波向を判断することは困難である。

ϕ_s の標準偏差は $H_{1/3}$ が 10 cm 以下では $6 \sim 15^\circ$ で小さいが、 $H_{1/3}$ が 20 cm 以上では $15^\circ \sim 20^\circ$ となり大きくなる。すなわち、波高が大きくなるほど ϕ_s のばらつきは大きくなっている。しかし、風速によっては ϕ_s の標準偏差はそれほど大きく変化しない。

記号に斜め棒を引いた $S_{mxx} = 3$ の多方向不規則波のケースを、波高が等しい $S_{mxx} = 2.5$ 程度の多方向不規則波の場合と比較すると、 ϕ_s の平均値はほぼ等しい。 ϕ_s の標準偏差も

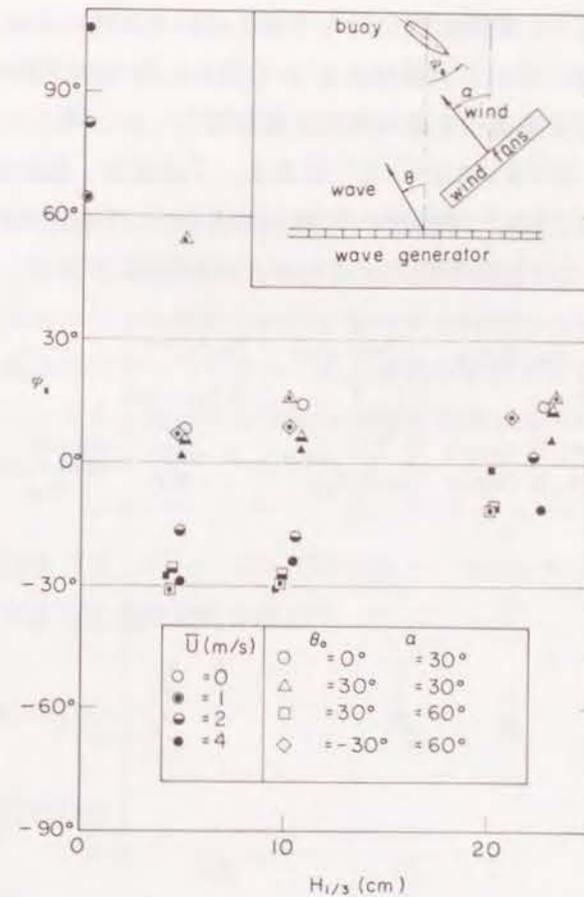


図-4.20 波向・風向とブイ船軸方向の関係

ほぼ等しく差はみられない。したがって、ブイの水平面内での回転運動の変動性は波の方向分布特性に大きく影響されないと考えられる。すなわち、船首方向の変動性から波の方向分布特性を推測することは困難である。

図-4.20は、 θ_0 、 α および β が変化した場合の ϕ_s の平均値を、全ケースについてまとめたものである。四角印で示した $\theta_0 = 0^\circ$ 、 $\alpha = 60^\circ$ の場合、波高が12cm以下で、 ϕ_s は -30° 程度であり、波高 $H_{1/3}$ が大きくなると ϕ_s は $0 \sim -10^\circ$ になっている。すなわち、 $\alpha = 60^\circ$ であるので波のない場合は、船体が風に対して腹を向けるようになるものとする、 $\phi_s = -30^\circ$ 前後になる。また、波向と船軸は $10 \sim 20^\circ$ ずれた方が安定するので、波高が小さく $H_{1/3}$ が12cm以下の場合には、 ϕ_s は波が作用しても -30° 程度であり、 $H_{1/3}$ が20cmより大きくなった場合には、波の影響が増加して船体は波向方向へ回転し、 ϕ_s は $0 \sim -10^\circ$ の範囲になる。三角印で、示した $\theta_0 = 30^\circ$ 、 $\alpha = 30^\circ$ 、 $\beta = 0^\circ$ のケースでは、 ϕ_s は、 $0 \sim 15^\circ$ の範囲に分布しているので、風だけが $\theta_0 = 30^\circ$ 方向に作用するものとする、船体は風に対して腹を向けるように、 $\phi_s = 0 \sim -60^\circ$ の範囲に分布することになる。しかし、波が 30° の方向から作用するので波向の方向へ回転し、 $\phi_s = 0 \sim 15^\circ$ で安定するものと思われる。菱形で示した、 $\theta_0 = -30^\circ$ 、 $\alpha = 60^\circ$ 、 $\beta = 90^\circ$ のケースでは ϕ_s は $5 \sim 12^\circ$ である。この場合、風が 60° の方向から作用すると、船体は $0^\circ \sim -30^\circ$ で安定するが、波が -30° の方向から作用するので、波向とずれた $\phi_s = 0^\circ$ 近くで船軸が安定するものと思われる。

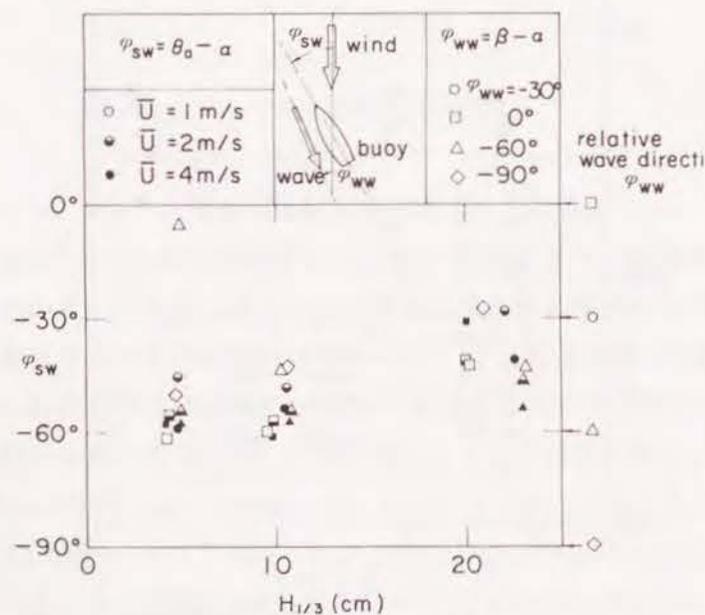


図-4.21 船軸と風向の変化

以上のように、 ϕ_s と θ_0 、および α とのズレは、ケースによってばらつきがあるものの本平面実験によって、風向と波向から船軸方向をほぼ定性的に推定することができた。

図-4.21は、風向を基準として、船軸方向を表わしたものである。図の ϕ_{sw} は、船軸と風向の相対角で、船軸方向と風向が一致すると、 0° になる。図-4.21に示すように、有義波高 $H_{1/3}$ が12cm以下であれば、 ϕ_{sw} は1ケースを除いて、 $-45^\circ \sim -60^\circ$ に集中しており、ブイの船体が風向に対して $45 \sim 60^\circ$ 傾いた場合に最も安定することがわかる。有義波高 $H_{1/3}$ が大きくなり、20cm以上の場合には、 ϕ_{sw} が $-28 \sim -54^\circ$ の範囲に分布し、波によって ϕ_{sw} が大きくバラつくため、 ϕ_{sw} のばらつきも大きくなっている。 $H_{1/3}$ が20cm以上のときは ϕ_{sw} の平均値は、 -40° であり、船軸と風向とのずれは小さくなっている。図-4.21の右端に相対波向 ϕ_{ww} を示した。 $H_{1/3}$ が20cm以上のケースにおいても、 ϕ_{sw} と ϕ_{ww} は一致せず、また両者の差も、各ケースによって異なる。以上のことから、波高が小さい場合（現地で2.4m以下）、船軸方向はほとんど風によって決定され、ほぼ、風向に対して $45 \sim 60^\circ$ 程度ずれることがわかる。波高が大きくなった場合（現地換算値で4m以上）、波の影響を受けて平均値がバラつくものの、風向に対して常に、 $-30 \sim -60^\circ$ 程度船軸方向は傾き、船軸は風による影響を強く受けることが明かとなった。

本節では、波と風が作用した場合の船型ブイの運動について検討し、係留張力については多方向不規則波の影響を考慮した方がよいことを示した。ブイの船軸の方向から波向に関する情報を得られるかどうか検討したが、波の多方向性よりも風の影響を強く受け、船軸方向はほとんど風向で定まってしまうため、波向を推定することは困難であった。船軸方向のばらつきについても、波の多方向性の影響は明確には現れなかった。

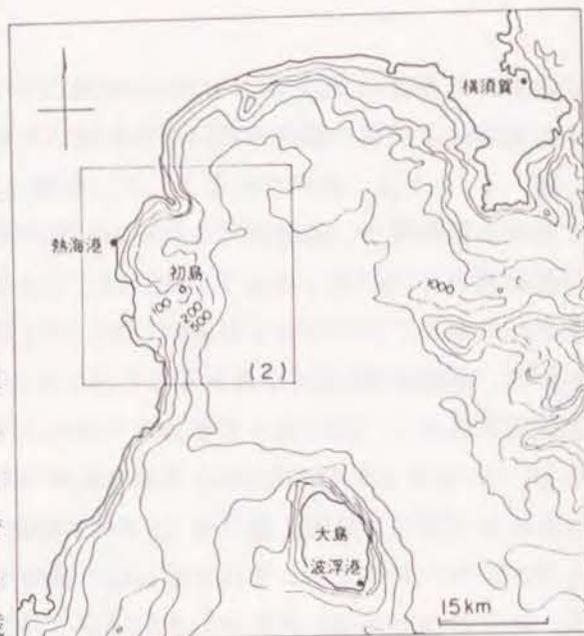
第5節 船型ブイの現地における海象観測精度

5.1 現地観測の内容

(1) 観測地点と観測期間

現地観測は、静岡県熱海港の10km沖合いの初島から北へ5km離れた水深350mの地点において、1986年12月より1987年3月まで行なわれた（高山・平石ら、

1987, 1988, 海洋科学技術センター-海洋開発研究部, 1987)。図-4.22は、観測地点周辺の地形と水深を示す。図の(1)は観測地点を含めた相模湾の海底地形を示し、海底はトラフ状となり、陸岸から数km離れただけで水深が急激に深くなり、500m~1000mになる。特に、初島北方の海域では、陸岸近くまで水深500mと等水深線が入り組んでおり、水深数百mの海域での観測を対象とした船型ブイの現地観測実験地として適当である。また、初島上に陸上受信施設を設けることが容易である。図の(2)は、実験海域の詳細地形図である。



(1)

船型ブイは、海上が穏やかであった、1986年12月17日に、実験海域に設置された。設置点の位置はほぼ北緯35°04'5"東経139°10"であった。観測データは、一部欠測期間もあるが、1986年12月18日15時より、1987年3月2日12時まで3時間毎に収録した。各時間とも正時の前後10分間ずつ観測を行なった。



(2)

図-4.22 実験海域

観測期間中ブイ設置直後の12月18日~21日に最も海象条件が悪くなり、観測期間中の最大波高を記録したので、本報告ではこの期間中の観測データをおもに解析した。図-4.23は、設置後の12月19日の天気図を示す。(日本気象協会、1987) 12月18日に日本海に入った低気圧が発達し、12月18日から19日にかけて、二つ玉低気圧が発達し12月19日の早朝には、関東~東海地方に突風、強雨が起り、大島では最大瞬間風速39.1m/sを記録している。このときには、船型ブイの設置海域においても風雨が強まり、波高も大きくなったものと推測される。12月20日も、引続き強い冬型の気圧が続き強い季節風が吹いていた。12月21日には冬型の気圧配置も緩み、12月2

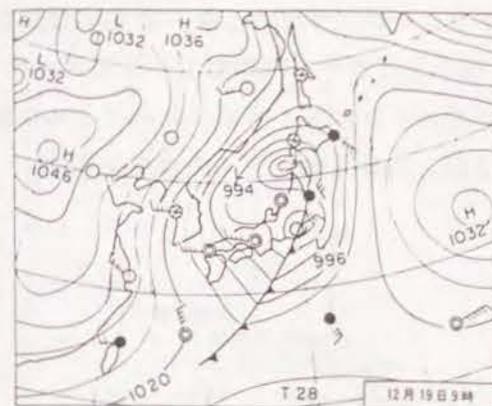


図-4.23 観測期間の天気図

2日には風速も弱まっている。12月2日には弱い低気圧が日本海、関東付近に発生したが、風速が弱く、24日は穏やかな日になっている。

(2) 観測システムと観測項目

(i) 曳航と係留方法

船型ブイは、熱海港まで陸送し、熱海港から設置点まで小型船によって曳航した。写真-4.3は曳航中の船型ブイを曳航船から撮影したものである。曳航速度は最大4ノット程度であり、曳航中にブイが水没したり曳航索が切断されるようなことはなかった。図-4.24は現地における係留索の構成を示した図である。ブイにはまずシャックルを通して、長さ10mのスタッド付きリンクチェーンが接続され、続いて長さ約150m、直径26mmのステンレスワイヤーロープがつながれている。ステンレスワイヤーロープの端には、100mのテトロンSロープ、さらに250mのエスラインロープが結ばれている。エスラインロープの先端には、長さ250mのスタッド付きリンクチェーンおよびアンカーが連結されており、チェーンと海底面との摩擦およびアンカーの把駐力によってブイの漂流を防いでいる。ステンレスワイヤーロープの径は小さく、エスラインロープは比重が1以下である。係留前と係留後でブイの吃



写真-4.3 船型ブイの曳航状況

水はほとんど変化しなかったがスタッド付きリンクチェーン、テトロンロープおよび接続金具の重量を合計すると約670 kgになるので静水中では若干の初期張力が係留索に作用している。ステンレスワイヤーロープ、テトロンSロープ、エスラインロープともに破断荷重は30 tf程度である。写真-4.4は実験海域に設置されたブイの状況を示す。

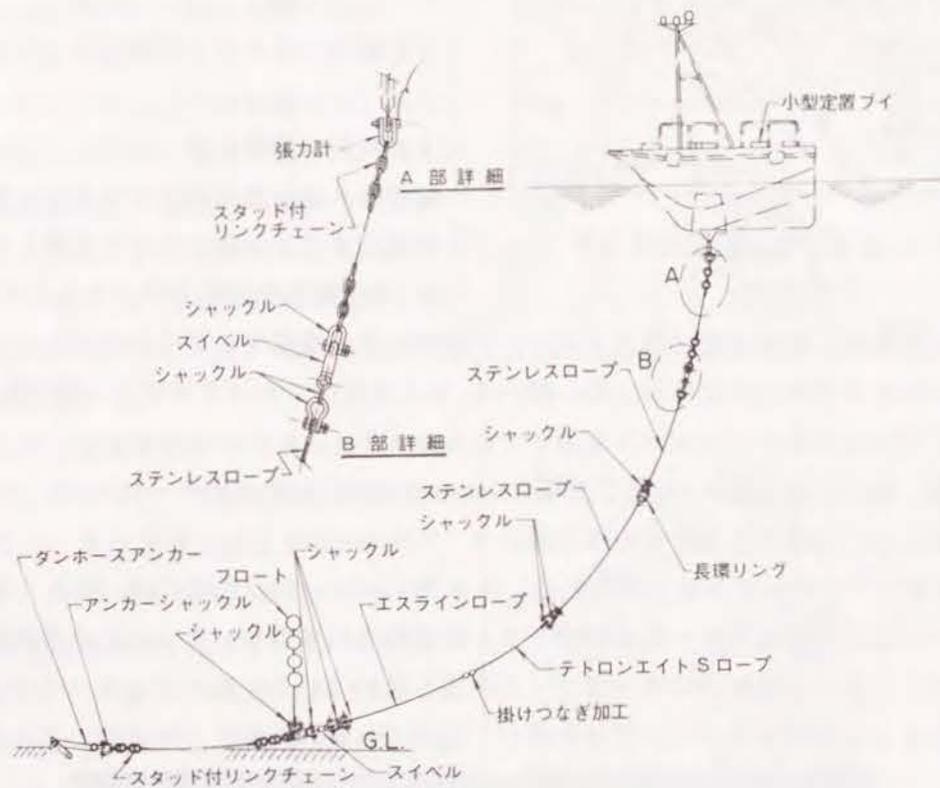


図-4.24 係留索の構成



写真-4.3 実験海域における船型ブイの設置状況

表-4.3 観測項目

ch	項目	単位
1	ピッチ	deg
2	ロール	deg
3	ヒープ	m
4	ブイ方位	deg
5	風向	deg
6	風速	m/s
7	波高	m
8	張力	tf
9	標識灯電圧	V
10	標識灯電流	A
11	テレメータ電圧	V
12	テレメータ電流	A
13	緯度	分
14	経度	分

(ii) 観測項目

表-4.3は、船型ブイによって観測した項目を示す。現地観測では、ピッチ・ロール・ヒープセンサー (Kobuneら、1989) によりブイの動揺量を測定した。また、方位計によってブイの船首の方向を、マスト上の風向・風速計で風向と風速を測定した。風向および風速は10分間平均値である。さらに、ブイ船室内の装置によって主に係留索の作用張力を測定し、ロランCによって船の緯度・経度を測定した。

ブイから数10m離して波高観測用小型ブイとして数多く使われている球形ブイを設置して、球形ブイによっても水位変動を測定し、実験海域における波高を測定した。表-4.3中における波高は、球形ブイによる観測データである。球形ブイには40mの係留用テトロンロープを取り付け、ロープの一端は船型ブイの係留索であるスタッド付きリンクチェーンとステンレスロープの接続部に結んだ。

測定されたデータは、テレメータシステムによって、初島に設けられたデータ収録装置に送信され固定ディスク装置にデジタルデータとして記録された。1チャンネルあたりのデジタルデータのサンプリング周波数は2Hzとした。

5.2 船型ブイの現地観測への適用性

(1) 船型ブイで観測された波高と周期

最初に球型ブイ (ウェイブライダー) との比較を行なう。球型ブイでは、ブイ内に組み込まれている加速度計のデータから上下動を求めている。図-4.25は、球型ブイで観測された水位変動と、船型ブイの Heaving 変動の時間変化を示したものである。図中、実線お

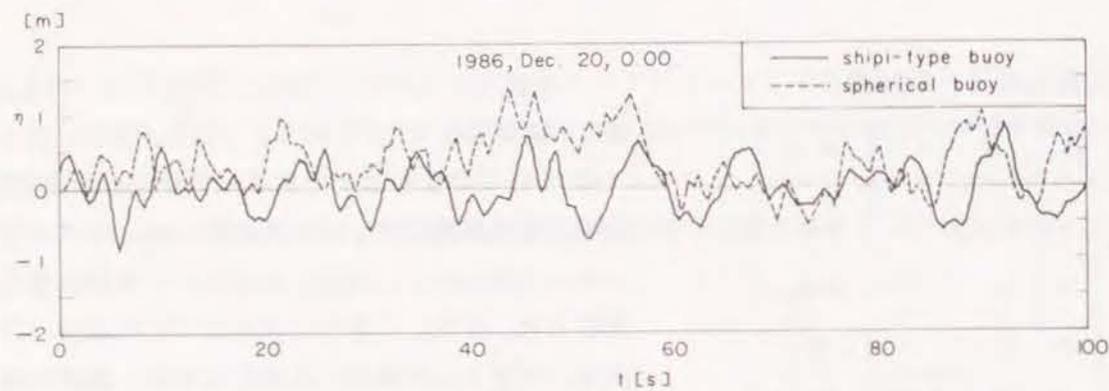


図-4.25 球形ブイと船型ブイで観測された水位変動

よび破線は、船型ブイおよび球形ブイの上下動を示している。図-4.25は、1986年12月20日0時、すなわち12月19日11:50~12月20日0:10の観測波形の一部である。船型ブイの観測波形は、正負どちらの側へも変動しており通常の水面変動の様子とよく一致している。球形ブイの上下変動は40~60sの間では常に正側で変動しており、全体として平均値が正側へシフトしている。したがって、観測データにはドリフトが生じている。他のケースにおいても、船型ブイの観測波形は平均値が0になる変動を示したが、球形ブイの観測波形にはドリフト波形が含まれ、観測値が正側へシフトしていた。また、多くのケースにおいてスパイク状のノイズが多数混入し解析が不可能であった。球形ブイの観測データに誤差が多く含まれる原因としては、ブイが小さくブイの通信部がしぶき等で常に浸水することが多く、機器自身が不調になるためと思われる。

図-4.26は、スパイク状のノイズが発生しなかった観測ケースについて、周波数スペクトルを、球形ブイと船型ブイの観測波形で比較したものである。スペクトル計算に用いたデータ数は2048個である。図-4.26において、実線および破線はそれぞれ船型ブイおよび球形ブイの Heaving から計算した周波数スペクトルを示す。 $f > 0.5 \text{ Hz}$ の範囲では、両者のスペクトル形は一致する。 $f < 0.5 \text{ Hz}$ の長周期側では、船型ブイの上下動はほとんどエネルギーを持たないの対して、球形ブイのスペクトルはドリフトによる高密度のエネルギーを示す。

図-4.27は、 $f > 0.5 \text{ Hz}$ の範囲に含まれる長周期成分を除いたエネルギー値から求めた有義波高を、球形ブイと船型ブイで比較したものである。有義波高 $H_{1/3}$ は、スペクトル値から次式で計算した。

$$H_{1/3} = 3.8 \sqrt{m_0} \quad (4.5)$$

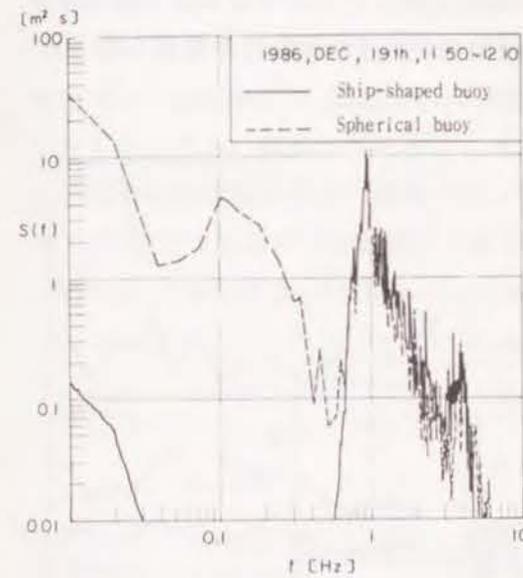


図-4.26 球形ブイと船型ブイで観測された波の周波数スペクトル

ここに、

$$m_0 = \int_{f_2}^{f_1} S(f) df \quad (4.6)$$

であり、 f_1 および f_2 は、スペクトルのエネルギーを計算する周波数の下限および上限値である。図では横軸およびたて軸にそれぞれ、球形ブイおよび船型ブイの観測データから推定した有義波高を示した。図中の番号はケース番号でたとえば86121912は、1986年12月19日12時のケースであることを示す。図に示されるように、 $H_{1/3}$ と $H_{1/3}$ は、よく一致する。本観測に用いた球形ブイの測得率が低いために、全ケースについて比較できなかったが、球形ブイの観測結果と船型ブイの観測結果はよく一致した。したがって、Heavingを測定することによって、船型ブイで現地の多方向不規則波の波高・周期を十分精度よく観測することができる。

図-4.28は、船型ブイで観測された有義波高・周期をまとめたものである。図において U 、 $H_{1/3}$ 、 H_{max} 、 $T_{1/3}$ 、 T_{max} は、それぞれ船型ブイで観測された10分間平均風速、有義波高、最大波高、有義波周期および最大波周期を示す。波高は二つ玉低気圧が近づいた12月19日6:00に最大となり、そのとき H_{max} 、 $H_{1/3}$ はそれぞれ4.5mおよび1

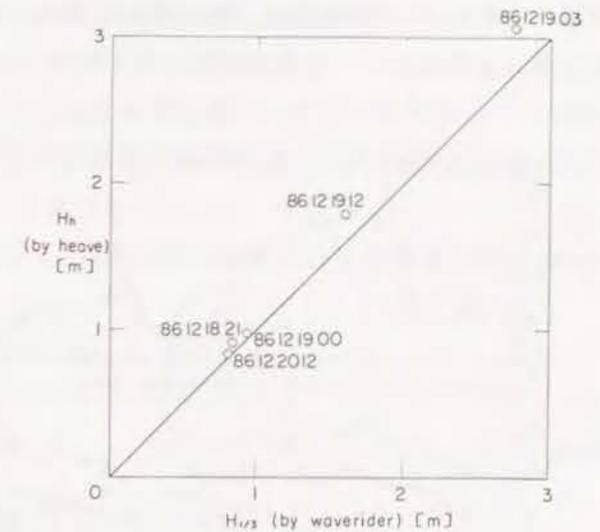


図-4.27 球形ブイと船型ブイで観測された波高の比較

3.0 sであった。船型ブイで観測されたデータは欠測も少なくノイズもほとんど混入せず非常に良好なデータであり、図に示すように、十分現地における海象条件を観測し得るものと考えられる。

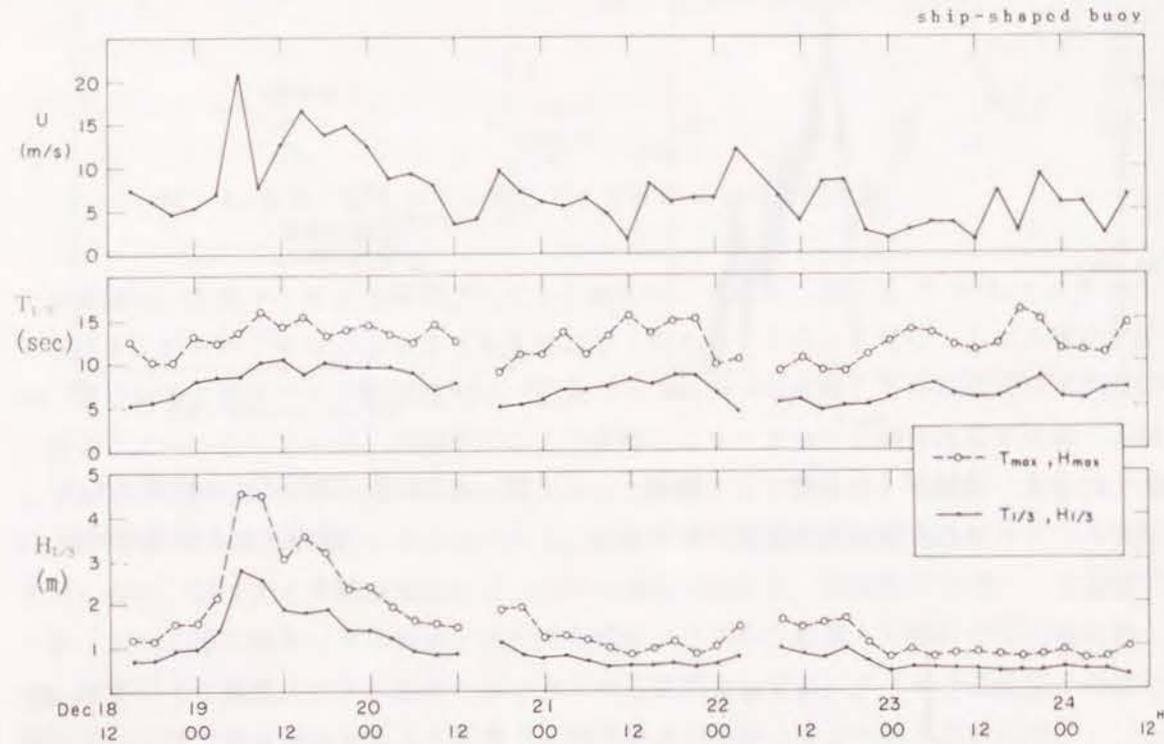


図-4.28 船型ブイで観測された風速 U 、有義波の波高 $H_{1/3}$ および周期 $T_{1/3}$

(2) 船型ブイの動揺と係留張力

(i) Pitching と Rolling

図-4.29 および 30 は、それぞれ12月18日15:00~12月25日9:00の観測データより求めた船型ブイの Pitching と Rolling の動揺周期および振幅である。図-4.29 では、横軸に船型ブイの Heaving から求めた有義波周期を取り、縦軸に Pitching および Rolling 動揺量の有義波周期に相当する $T_{1/3p}$ および $T_{1/3r}$ を示している。観測期間中、波の周期 $T_{1/3}$ は、4~11 s 程度で変動しているが、 $T_{1/3p}$ 、 $T_{1/3r}$ ともにほとんど一定している。それぞれ、平均値と標準偏差を求めたところ $T_{1/3p}$ の場合 3.39 s と 0.26 s で、 $T_{1/3r}$ の場合 3.51 s と 0.31 s であった。現地観測においては、ブイの Pitching および Rolling の周期は波周期によらず一定で、それらの周期は固有周期の

影響を強く受けていることがわかる。

図-4.30 は、横軸に船型ブイの Heaving から計算された有義波高を $H_{1/3}$ をとり、縦軸に Pitching および Rolling の有義波高に相当する有義動揺量 $\phi_{p1/3}$ および $\phi_{r1/3}$ を示したものである。観測された $\phi_{p1/3}$ および $\phi_{r1/3}$ は波高が増大するにつれて大きくなり観測期間中の最大値は 20° 程度であった。このとき最大傾斜角は Pitching, Rolling ともに 17° 程度でありブイが転倒してしまうことはなかった。

図-4.30 示すように $H_{1/3} < 3$ の範囲で $1/2$ 乗相関曲線をひいてみると Pitching に

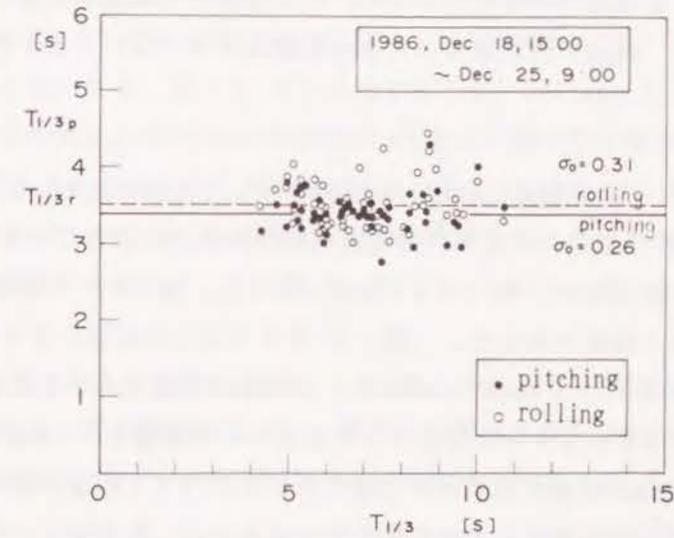


図-4.29 Pitching および Rolling の動揺周期

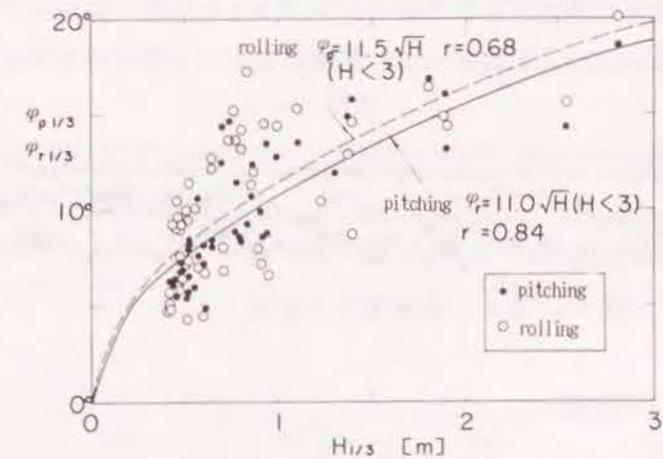


図-4.30 Pitching および Rolling の動揺振幅

については、 $\phi_{p1/3} = 11.0 \sqrt{H_{1/3}}$ 、Rollingについては、 $\phi_{r1/3} = 11.5 \sqrt{H_{1/3}}$ となった。しかし、それぞれの相関係数 r は、 $\phi_{p1/3}$ の場合 0.84、 $\phi_{r1/3}$ の場合 0.68 であり相関はよくない。したがって、観測値はかなりばらつき $H_{1/3}$ との相関を定量的に求めることは困難であった。

Pitching および Rolling は、マスト頂上で観測している風速に大きな影響を与えるので Rolling および Pitching の最大値および変動周期からマスト頂部の最大水平速度を求めると 3.1 m/s となる。したがって、Pitching および Rolling によって風速に生じる誤差は、瞬時値に対して 15% 以内である。しかし、10 秒間平均風速を計算するとさらに小さくなるものと思われ、風速の測定値には大きな影響を及ぼさないことがわかる。

(ii) 係留張力

図-4.31 は、船型ブイの係留索に作用した張力を示したものである。図では、1986年12月19日9:00のデータであり、作用張力の時間変化を示している。作用頂留奥は、観測期間中ほとんど変化せず、0.75 tf 程度であった。他のケースにおいても作用張力はほとんど 0.75 tf 程度であった。図-4.19 で示した係留システムの中で、径 26 mm、長さ 150 m のステンレスワイヤーロープの水中重量を求めると 390 kg 程度になる。この他に、10 m スタッド付きリンクチェーンの重量 170 kg およびシャックル等の重量が加わるため装備の自重だけで張力計には 0.7 tf 程度の張力が作用するものと推定される。これ以外に潮流などの影響を受けるために、作用張力は 0.75 tf 程度になるものと推定される。

観測期間中、波高が大きい場合でも作用張力は 0.75 tf 程度で変化せず係留計の破断強度から比較すれば十分小さい。したがって、現地において安全な係留が可能である。

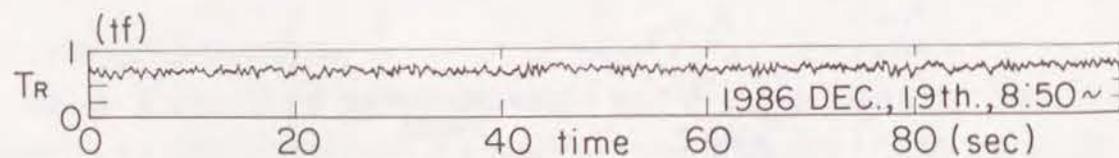


図-4.31 係留張力の変動

(3) 船型ブイの船軸方向の変化

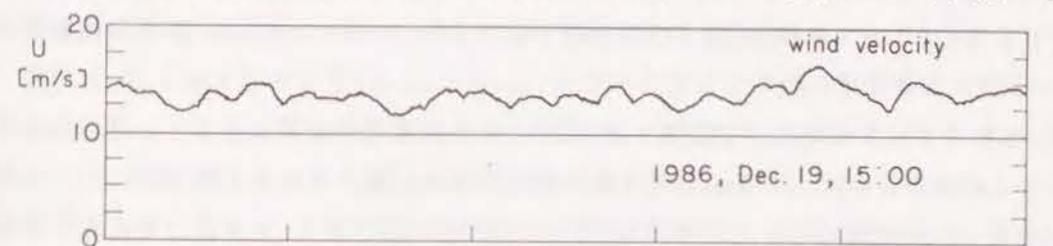
図-4.32 は、船型ブイで観測された風向 ϕ_w 、船軸方向 ϕ_s および 10 秒分間平均風速

U の時間変化を示した図で、1986年12月19日15:00のデータを示している。図-4.32において上段が U 、下段が ϕ_w 、 ϕ_s の変化を示す。 ϕ_w および ϕ_s は、図-4.36 に示すように北向きを 0° として時計回りを正として定義した。

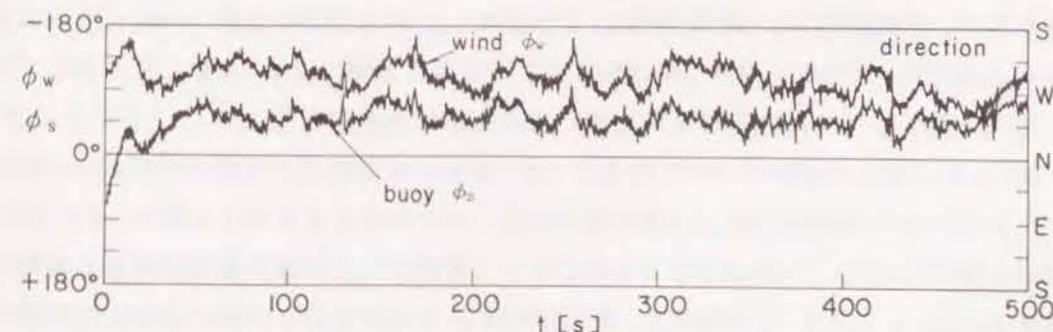
図-4.32 は、観測期間中の中でも風速が大きかったケースであり、 U は 12~16 m/s 程度である。図をみると、風向 ϕ_w および船軸方向 ϕ_s は、周期数秒程度の短周期の微小な変動を含んでいる。これは、ブイの Pitching および Rolling の影響と思われる。短周期の変動成分の振幅は小さく、風向 ϕ_w は、 $-90^\circ \sim -170^\circ$ 程度で、長周期の変動を含んでいる。船軸方向 ϕ_s も ϕ_w と同様に長周期の変動を示しており、その値は初期の 10 秒間を除くと $0 \sim -90^\circ$ であった。

他のケースにおいても、図-4.32 に示すように、Rolling および Pitching による短周期の変動成分を除くと風向 ϕ_w 、船軸方向 ϕ_s ともに数十秒の長周期で変化し、また 1 分間に 30° 以上大きく変化することはなかった。そこで、 U 、 ϕ_s および ϕ_w の観測値の 1 分間移動平均をとって ϕ_s と ϕ_w および風速 U との相関を調べた。すなわち、1 ケース当たり 20 分間の観測値があるので、1 分間ずつ平均して 1 ケース当たり 20 個の 1 分間平均値を求めた。

図-4.33 は U の 1 分間平均値 $U_{.v}$ と ϕ_s および ϕ_w の 1 分間平均値 $\phi_{s.v}$ および $\phi_{w.v}$ を示した図である。図の横軸には $U_{.v}$ 、縦軸には風向きからの船軸のズレ ($\phi_{s.v} - \phi_{w.v}$)



(a) 風速



(b) 風向および船軸方向

図-4.32 風速 U 、風向 ϕ_w および船軸方向 ϕ_s の時間変化

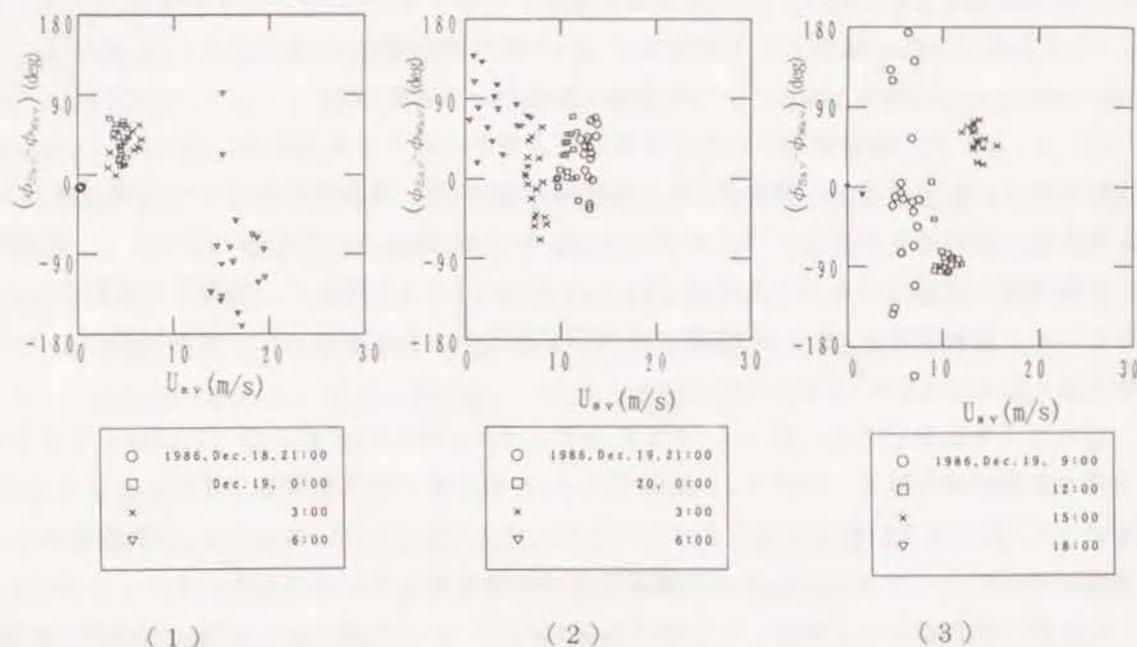


図-4.33 船軸方向と風向の相対角の変化

を示した。図-4.33(1)および(2)は、それぞれ1986年12月18日21:00~19日9:00~18:00および12月19日21:00~20日6:00の観測を示す。

図-4.33(1)をみると、12月18日21:00は風速が非常に小さく、ほとんど0に近い。このとき、 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ は 10° 程度である。12月19日0:00と3:00には、風速 $U_{w.v}$ の変動は小さく、ほぼ5~6m/sであった。 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ も大きくは変動せず、 $0^\circ \sim 80^\circ$ ずれている。19日6:00には、風速 $U_{w.v}$ は1.4m/s~2.0m/sと大きくなり、有義波高 $H_{1/3}$ も最大の2.8mとなっている。このとき、 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ の変動も大きく、 $-180^\circ \sim 90^\circ$ にばらついているが、ほぼ -90° を中心に分布しており、風向に対してブイは横方向を向いていることがわかる。

図-4.33(2)において、12月19日9:00には風速 $U_{w.v}$ は弱くなり、5~8m/s程度であるけれども $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ は大きくばらついている。12月19日6:00と9:00の20分間に $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ が大きくばらつく原因としては波の影響が考えられる。12月19日6:00と9:00の $H_{1/3}$ はそれぞれ2.8mおよび2.5mで大きく、波の影響を受けて $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ は大きくばらついたものと思われる。しかし、20分間では波向が数十度も変化するとは考えられないので、船軸方向 ϕ_s が常に波向を向いているのでは

ないと考えられる。 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ の平均値はほぼ0である。19日12:00および15:00には、 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ は一定しておりそれぞれ、 -90° および 60° 程度を中心に分布している。12:00および15:00には、 $H_{1/3}$ がそれぞれ1.9mおよび1.8mと小さくなり、 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ のばらつきは小さくなっているものと思われる。12月19日18:00はデータにノイズが混入し欠測となった。

図-4.33(3)において、12月19日21:00と20日0:00には風速 $U_{w.v}$ がほぼ一定でそれぞれ、1.0m/sおよび1.3m/s程度であった。 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ はともに、 $-30 \sim 90^\circ$ 程度である。 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ のばらつきは12月19日12:00および15:00に比べて大きいので、波高 $H_{1/3}$ を調べると12月19日21:00および20日0:00には $H_{1/3} = 1.4$ mで小さかった。したがって、 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ のばらつきが大きくなったので、波だけではなく潮流の影響と思われるが詳細は不明である。3:00には $U_{w.v}$ はほぼ1.0m/sであり、 $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ は 0° 中心に分布していた。12月19日6:00においても $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ はばらつきを示すものの、船軸方向と風向は 90° 程度ずれる場合が多い。

以上のように、現地観測においても風向と船軸方向とは、ほとんどの場合 $0 \sim 90^\circ$ 程度ずれている。本観測においては波向、流向等を測定していないが、一般に風向と波がくる方向とは一致するものと考えられる。したがって、船軸方向 ϕ_s は波のやってくる方向とは一致せず風向に対して $0 \sim 90^\circ$ ずれた方向を示すものと思われる。

図-4.34および35は $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ に対する波および風の影響をより簡単に調べるために $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ の1ケースあたりの平均値、すなわち1分間ではなくて20分間の全データの平均値より求めた風向と船軸方向の相対角 ϕ_{sw} を示したものである。 ϕ_{sw} を求めたケースは、図-4.33で用いたケースと同じであるが、20分間に $(\phi_{s.v} - \phi_{w.v})$ が 180° 以上変化したばらつきの大きい12月19日6:00、9:00および欠測期間を除いた。図-4.34は、横軸に $H_{1/3}$ 、縦軸に ϕ_{sw} を示している。 U_{20} は20分間の平均風速である。図-4.34において白丸で示した風速 U_{20} が5m/s以下の場合には、波高 $H_{1/3}$ も小さく1.0m以内である。このとき、 ϕ_{sw} は -8° 程度のケースが一つある以外は $30 \sim 80^\circ$ である。 $H_{1/3}$ が1~2mのとき、 U_{20} は5~15m/sであり、 ϕ_{sw} は、 0° に近いケースが一つあるものの $20 \sim 50^\circ$ 程度に分布し、風速が強い場合には、 -80° 程度になる場合がある。以上のことから、 ϕ_{sw} は $H_{1/3}$ には大きく影響されず、波高が大きい場合でも小さい場合でも2つのケースを除いて、その絶対値は $20^\circ \sim 80^\circ$ 程度になることがわかる。 $|\phi_{sw}|$ が 20° 以下となるケースが2つだけしかないので、船軸と波向が一致しているとはいえない。

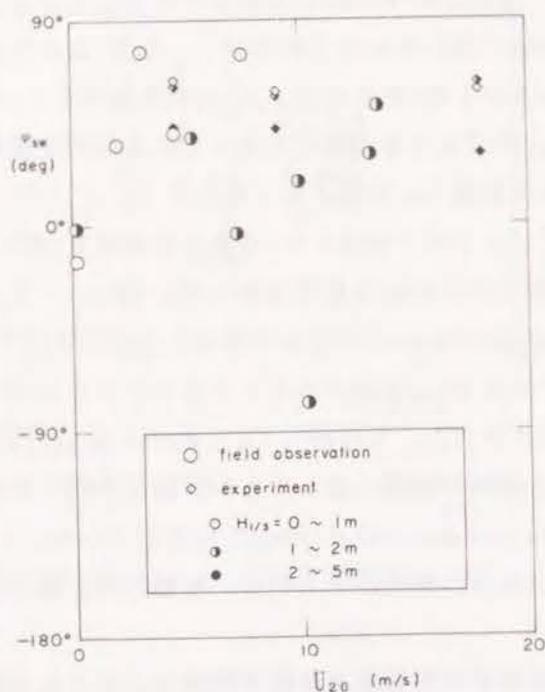


図-4.34 船軸方向に対する波高の影響

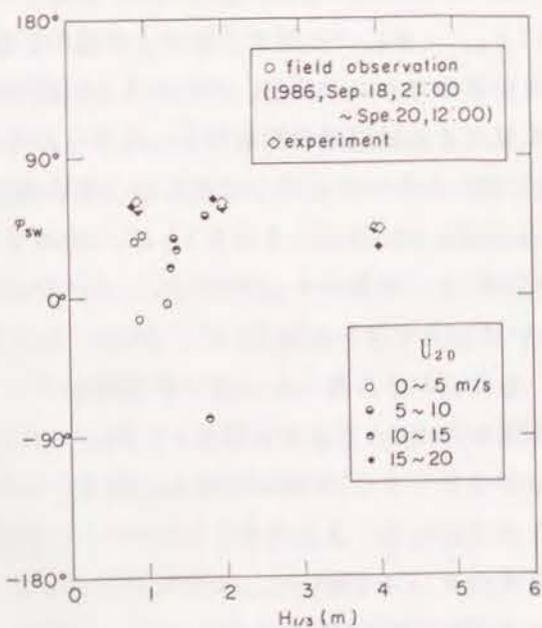


図-4.35 船軸方向に対する風速の影響

図-4.35は、横軸に U_{20} を表わし、縦軸に ϕ_{sw} を示している。風速 U_{20} が5 m/s以下のときは波高も小さく1 m以下である。 U_{20} が0 m/sに近いケースでは、 ϕ_{sw} は -16° で 0° に近い。 $U_{20}=7.2$ m/sで ϕ_{sw} が -40° 程度になるケースがあるものの、そのほかのケースでは ϕ_{sw} の絶対値は 20° 以上になっており、その平均値は $40^\circ\sim 60^\circ$ 程度である。したがって、風速が1 m/s以下で非常に小さいケースを除き、船軸は風に対して $40^\circ\sim 60^\circ$ 程度傾いて安定するものと思われる。

図-4.34および35においては、現地観測結果と模型実験結果を比較するために、平面水槽実験で測定された ϕ_{sw} を菱形の記号で示した。模型実験における風速および波高は現地での値に換算し、また、角度は現地における角度の定義に従っている。図-4.34および35に示した模型実験のケースは、 $\theta_0 = 30^\circ$ 、 $\alpha = 30^\circ$ すなわち波向と風向きが同一のケースである。図-4.34において示されるように、模型実験値の ϕ_{sw} は $H_{1/3}$ が2 m以下であれば、ほぼ一定で 60° である。したがって、船型ブイは風向に対して腹を向けて安定しているといえる。 $H_{1/3}=4$ mのときには、 ϕ_{sw} は $35\sim 40^\circ$ 程度で、 $H_{1/3}$ が2 mの場合に比べると、船軸方向は若干波向方向に近づいている。これは、波高が大きくなると船軸方向が波向に近づくことを示している。しかし、このときも風の影響が強く、 ϕ_{sw} は 35° より小さくはならない。図-4.35においても風速 U_{20} にかかわらず ϕ_{sw} はほぼ 60° で $H_{1/3}$ が2~5 mに大きくなると ϕ_{sw} は $35^\circ\sim 40^\circ$ になっていることがわかる。

実験値と観測値を比較すると、実験値に比較して観測値のばらつきが大きいことがわかる。これは、現地では実験と違って、風速、風向、波向、波高などが一定していないためである。しかし、ばらつきが大きいことを除けば、観測値の分布の様子およびその値は実験値とよくにている。したがって、船軸方向が風の影響を強く受け、風向と $30\sim 80^\circ$ 程度傾いていることが模型実験において明かにされ、同様の現象が現地においても生じていることが確認できた。

第6章 結語

本章では、多方向不規則波を用いた模型実験の一例として、我国で初めて試作された海象観測用の船型ブイについて、模型実験および現地観測を行ない、その波浪応答特性、多方向不規則波中での挙動および現地への適用性について検討を行なった。

最初に、船型ブイの概要を示した。次に、単一方向不規則波中での模型実験結果を示し、

船型ブイの波浪応答特性を検討し、ついで、風と多方向不規則波を作用させた模型実験を行い、多方向波中での運動特性を明らかにするとともに、船型ブイの運動から波向を推定できるかどうかを検討した。さらに、実際に試作した船型ブイを用いて現地観測を行ない、船型ブイの観測精度を検討した。

得られた成果は次のように要約される。まず、単一方向波を用いた模型実験においては次のように要約される。

(1) ストリップ法を用いて、ブイの波浪中における動揺量を計算したところ、周期4 s以上の波の波高と、ブイの Heaving 振幅は一致する。したがって、船型ブイの Heaving を測定することによって周期4 s以上の波を測定することができる。

(2) 水路実験において、一方向不規則波を作用させて船型ブイの Heaving から推定できる波周期・波高を作用波の波高・周期と比較したところ両者はよく一致し、船型ブイで不規則波の観測が可能であることがわかった。

(3) ブイの Heaving および Surging の周期は波周期と一致するが、Pitching 周期は、Pitching の固有振動周期の影響を強く受けて、波周期より短くなる。

次に、平面水槽で多方向不規則波および風を作用させた場合の船型ブイの運動を調べた結果は、次のように要約される。

(4) 多方向波中においても、船型ブイの Heaving から作用波の周期を精度よく求めることができる。多方向不規則波中においても、ブイは水面変動によく追従し、波浪応答特性については、単一方向不規則波による試験だけで検討できる。

(5) 波の方向集中度が低くなると、係留索に作用する張力は小さくなり、最大張力については、一方向波の場合に比べて多方向波の場合の方が最大値が小さくなる傾向にあるといえる。したがって、係留張力について精度のよい考察をするためには、多方向不規則波を用いて実験した方がよい。

(6) ブイの平面運動は、波だけでなく風の影響を強く受けるために、船軸方向は、波向と一致せず船型ブイの船軸方向から波向を推定することは困難である。

さらに、実機を用いた現地観測から得られた成果は次のように要約される。

(7) 船型ブイの Heaving から推定された周波数スペクトル、有義波高および有義波周期は球型ブイで推定された周波数スペクトル、有義波高および有義波周期にそれぞれよく一致し、現地においても、船型ブイによって波高観測が可能である。

(8) 船型ブイの Pitching および Rolling の周期は、波の周期が変化してもほぼ一定で、Pitching および Rolling の固有周期に近かった。したがって、船型ブイの Pitching および Rolling 動揺は、主に、共振によって生じているがその最大値は小さく測定された風速に影響は与えない。

(9) 現地観測で用いた係留システムに作用する張力を調べたところ、張力は0.75 tf程度で小さかった。したがって、現地において船型ブイを安全に係留できる。

(10) 船型ブイの船軸方向を調べたところ、船軸方向は風によって大きく影響され、観測期間中ほぼ、風向きに対して30~80°ずれていることが判明し、船型ブイの船軸方向から波向に関するデータを得ることは困難であることがわかった。このずれる値は模型実験で求められた値とも等しく、平面水槽における実験によって、現地の状況がほぼ再現できることが判明した。

以上、本章においては、船型ブイの現地観測における適用性および問題点が、風と波を同時に起こすことができる平面水槽における模型実験によってあらかじめ検討することができることがわかった。ただし、船型ブイの船軸方向がほとんど風によって決まってしまうため、ブイの運動に対する波の多方向性については議論することができなかった。しかし、今後船型ブイの係留索に2方向流速計等の機器を取り付けて波向観測をしようとする場合には、多方向不規則波による模型実験が必要になる。そして、そのときに行う平面実験が現地の状況をよく再現するであろうことは、本章での研究から明らかである。

また、他の海象観測システムに対する船型ブイの大きな長所である運搬、曳航、設置および取り外しの容易さも本観測を通じて確認できた。したがって、船型ブイは、今後改良を重ねれば海象観測システムとして優れた機能を有するものになり、将来多岐にわたって用いられるものと思われる。

〈参考文献〉

- Goda Y., K. Miura and K. Kato, 1981: Onboard analysis of mean wave direction with discus buoy, International Conference on Wave and Wind Directionality, Paris, pp. 339-359.
- Kobune, K., H. Sasaki and N. Hashimoto, 1985: Characteristics of ocean waves off cape Nojima in the northwestern pacific, measured with a buoy, Report of the

P. H. R. I., Vol. 24, No. 3, pp. 3-30.
Lewis, F. M., 1929 : The inertia of water surrounding a vibrating ship,
T. S. N. A. M. E., Vol. 37, pp. 1-11.
Salvesen, N., Tuck E. O. and Faltinsen O., 1970 : Ship motions and sea load,
T. S. N. A. M. E., Vol. 78, pp. 101-120.
Ursell, F., 1949 : On the heaving motion of a circular cylinder on the
surface of a fluid, Quart. J. Mech. Appl. Math., Vol. 2, Part 2, pp. 218-230.
Ursell, F., 1949 : On the rolling motion of cylinders in the surface of a
fluid, Quart. J. Mech. Appl. Math., Vol. 2, Part 3, pp. 335-347.
William, H., 1964 : The world of NOMAD-1, Marine Technology Society, Buoy
Technology Conference Proc., pp. 2-11.
岩谷文方・宮井真一郎・三品欽治、1986 : 酒田港における新構造形式による波浪観測
について、海洋開発論文集、Vol. 2, pp. 97-102.
岩谷文方・宮本卓次郎・宮井真一郎、1987 : 酒田港における水中浮体式観測塔におけ
る波向観測について、海洋開発論文集、Vol. 3, pp. 59-64.
上田 茂、1984 : 係岸船舶の動揺解析手法とその応用に関する研究、港湾技研資料、
No. 504, 372p.
海洋科学技術センター海洋開発研究部、1985 : 小型定置ブイの海域試験、なつしま
No. 87, pp. 2-3.
小林正典 他、1978 : 船舶の耐航性に関する理論計算プログラム（その1、理論計算
式）、三井造船技報、Vol. 82, pp. 18-51.
合田良実・鈴木康正・蜂須賀和吉、1978 : 厚円盤型ブイの波浪応答特性、第25回海岸
工学講演会論文集、pp. 392-396.
菅原一晃・小舟浩治・佐々木弘・橋本典明・亀山 豊・成田 明、1986 : 沿岸波浪観
測15ヶ年統計（昭和45年～昭和59年）、港湾技研資料、No. 554, 872p.
高山知司・平石哲也・高山 優・甲斐源太郎・中埜岩男、1987 : 船型ブイの模型実験
と現地観測、海洋開発論文集、Vol. 3, pp. 95-100.
高山知司・平石哲也・甲斐源太郎、1988 : 船型ブイに関する模型実験と現地観測、
第35回海岸工学講演会論文集、pp. 697-701.
高山知司・平石哲也・高山 優・甲斐源太郎・中埜岩男・古賀道明、1988 : 海象観測
用船型ブイの運動特性に関する模型実験と現地観測、港湾技術研究所報告、Vol. 27,
No. 2, pp. 95-145.

田才福造、1959 : 船の上下動揺並びに縦動揺における減衰力及び付加質量について、
日本造船学会論文集105号、pp. 47-56.
田才福造・高木又男、1969 : 規則波中の応答理論および計算法、耐航性に関するシン
ポジウム、日本造船学会、pp. 1-52.
田才福造、1971 : Short crest wave 中における sway, yaw 及び roll の運動について、
西部造船会会報、第42号、pp. 101-120.
日本気象協会、1987 : 気象、Vol. 31, No. 2, pp. 22-23.
橋本典明・小舟浩治・亀山 豊、1988 : 現地観測データを用いた方向スペクトル推定
法に関する検討、港湾技術研究所報告、Vol. 27, No. 2, pp. 59-94.
溝口純敏、1986 : ストリップ法とその周辺、日本造船学会誌第683号、pp. 2-11.
元良誠三・小山健夫・藤野正隆・前田久明、1982 : 船体と海洋構造物の運動学、成山
堂書店、362p.
渡辺恵弘、1958 : 船の上下動および縦揺れの理論に就て、九州大学工学集報、Vol. 31,
No. 1, pp. 26-37.

第5章 多方向不規則波中における ブイ係留船舶の挙動

第1節 概 説

台風などの来襲によって、港内の波や風が強くなった場合には、港長の判断により数千トン以上の船舶は港外に退避するよう勧告され、港外で錨泊して、所定の避泊錨地で悪天候が収まるのを待つことが多い。そのため、船舶が走錨して防波堤に衝突するなどの事故が起こっている。港外避泊は、港内で避泊しようとしても港内の隻数が多く、中大型船舶が避泊するだけの水域がないことが大きな原因である。それゆえ、中大型のタンカーおよび貨物船を荒天時に安全に港内に避泊係留できる施設に対する要望が強くなっている。また、沖縄県などの離島地域では、生活物資の多くが直接日本本土より海上輸送されており、定期のフェリー航路の果たす役割が重要である。それにも係わらず、沖縄県などの離島地方は台風・大型低気圧の来襲する頻度が高く、台風来襲時には、定期航路を走る大型フェリーは安全な日本本土方面へ避難し、長期にわたって欠航する場合がある。そこで、運行の定時性を確保し、安全性を高めるためには、沖縄などの島内の港湾でフェリーを避泊する必要がある。

台風来襲時のような荒天時において大型船舶を港内に避泊する手段としては、岸壁による係留、タワーなどの海洋構造物による係留、避泊ブイによる係留（ブイ係留）および船舶が所有する錨による錨泊が考えられる。このうち、タワーなどの構造物による係留は施設の建設費用が非常に大きくなる。また、大型船を岸壁で避泊係留するためには、係留張力が一般にブイ泊より大きくなるため、現有のウインチおよびボラードの設備では耐えられず、大幅に改良する必要がある上に、岸壁長によって係留できる船舶の大きさが制限される。したがって、中・大型船の港内避泊方式としては、錨泊およびブイ泊が適している。ただし、前述したように、係留張力が非常に大きくなる場合には、錨泊アンカーが走錨してしまう可能性があるため、船舶が大きくなり係留張力が大きくなる場合にはブイ泊を検討しなければならない。

船舶係留用施設としての係船ブイとしては、SALM (Single Anchor Leg Mooring) 型とCALM (Catenary Anchor Leg Mooring) 型が開発されている。SALM型は、1本のチェーンで海底に係留された係船ブイで、ブイ係留チェーンにはブイの余剰浮力による張力が

静水時でも作用しており、この余剰浮力によって復元性をもたせている。荒天時におけるSALM型ブイの運動を調べた結果によると（高山・平石、1988）、適当な張力で緊張係留を行えば、変動張力の振幅が初期張力に比べて小さくなり衝撃的な力が発生せず、安全な係留が可能であることが明らかになっている。佐尾ら（1987）は、流体力と運動の高次項を取り入れた運動方程式を時間領域で解いて、大波高時のブイの運動および係留張力の変動を求めている。CALM型は、1本あるいは、複数本のチェーンで緩く係留されシンカーおよびアンカーによって海底に係留される。この場合、ブイの変位に伴うチェーンの懸垂力の変化で、外力を吸収することができる。しかし、波高が大きくなると、チェーンが伸びきってしまい衝撃的に過大な張力が発生し、チェーンあるいは、シンカーおよびブイとの接合部が破断する事故が生じている（重村ら、1987）。平石ら（1991a, b）は、弛緩したチェーンが大波高時に瞬時に伸びきってしまうために発生する衝撃張力について実験的な検討を行ない、ブイ係留チェーンの一部をラバーを用いた弾性体に置き換えることにより、衝撃張力を低減でき、外洋においてもCALM型ブイを係船ブイとして用いることができることを示唆している。

船舶に係留する場合に、1つのブイを用いて船首のみを係留する方式を一点係留システムという。これに対して、複数個のブイを用いて、船体の複数点を係留する手法を多点係留システムという。ブイの数が多くなれば、設置費用も増加し、また繰船も高度な技術を要求されるようになるので、一点係留システムの方が汎用性が高い。本章では、ブイ係留システムとしては、船首単点係留による一点係留システムを対象とする。

船首単点係留された船舶は、風の影響を受けて触れ回り運動をすることが知られている。振れ回り運動とは、船舶が水平方向に大きい振幅で振れ回る長周期運動であり、あたかも、魚が背尾れをふり、流れに逆らって泳いでいるような運動をするため、“fishtailing”と呼ばれる場合もある。このとき、システムの設計上、特に考慮すべき点は次の2点である。まず、振れ回り運動をしても、岸壁・船舶等の他の施設に支障を与えないようブイを設置しなければならない。そのために、避泊係留に必要な水域を確保する目的で、避泊係留時の船舶が水平運動をする範囲を算定しておく必要がある。次に、ブイと船舶に係留する係留索の所要強度を求めるために、係留張力を算出しておくことが重要である。避泊面積および係留力を求めるために1本の錨で係留された単錨泊船舶の実船観測が実施されている（橋本ら、1951、藤井ら、1980）。実船に作用する風の早さと向きは、短時間および長時間にわたる変動をし、また波浪の影響を受けること、錨鎖孔が船体の片側にあることなどから、実船の振れ回り運動はかなり複雑で、実船観測から定量的・定性的な傾向を知ることは困難であった。実験室内では、鈴木ら（1981、1982）が、定常風を作用させ、模型船を

用いて振れ回り運動に対する風の影響を実験的に検討している。さらに、定常風中の振れ回り運動および係留索に作用する力を数値計算で求める手法を提案し、その妥当性を実験によって確認している。平石ら(1991a, b)は数値計算手法を発展させて、フェリーのような左舷と右舷が非対称な船舶へも適用できるようにするとともに、錨泊の場合についても係留張力を求め、ブイ泊とどちらが有利か比較している。

ブイ係留船舶の運動と係留張力に対する波の影響については、佐尾ら(1987)および沼田ら(1988)が数値計算で検討している。しかし、多方向不規則波の影響に関する検討は今のところ十分になされていない。そこで、高山ら(1986)は、タンカー模型を用いて避泊係留された船舶に風と多方向不規則波が作用した場合の係留張力の特性を実験的に検討した。さらに、平石ら(1991a, b)は避泊フェリーの運動と係留張力に関して、多方向不規則波の影響を検討し、その重要性を明らかにした。

SALM型ブイを用いた一点係留ブイシステムは、避泊用ではないけれども、外洋における大型タンカーの原油受払い施設としてすでに実用化されている。我国は、石油消費量の99.8%を輸入石油に頼っているため、過去の石油ショックのときのような混乱を避けるために、大型の石油備蓄基地の建設が進められている。国家石油備蓄基地の第1号としては、青森県上北郡六ヶ所村にむつ小川原石油備蓄基地が建設され、つづいて福井県臨海工業地帯に福井石油備蓄基地が建設された。これらの備蓄基地では、陸上施設としてそれぞれ、約500万および340万klの石油備蓄能力を持つタンク群が建設され、パイプラインで結ばれた海上施設として、水深約45mの沖合い地点に原油受払い用の大型タンカー係留施設が建設されている。これらの基地では、うねりや大波浪が来襲する可能性が高いこと、水深が45mもあること、ブイに船舶が衝突するなどの予想し得えない外力で被災した場合の漏油に対する安全性などを考慮してSALM型ブイが採用された。

一点係留ブイに係留したタンカーは、海気象条件がある程度以上に厳しくなると、荷役を中止してブイから離脱するように規定されている。そのため、一点係留ブイの設計では、大波浪時にブイに働く外力より上記の振れ回り運動によって生じる力が設計外力になることが多い。一点係留ブイや係留チェーンの設計外力は、推理模型実験結果や模型実験から獲られた経験式によって算定されてきた。最近においては、設計外力を数値シミュレーションによって推定する試みもなされるようになってきている。しかし、複雑な実際の海域においてブイや船体の運動、ブイ係留チェーン張力および係留索張力がどのような特性を示すかについては現地観測例が乏しくよくわかっていない。そのため、数値シミュレーションの現地への適用性についても検証ができない。そこで、高山・平石ら(1985)はむつ小川原沖合いに設置されたSALM型ブイを用いて、昭和58年から2年間、現地観測を

行なった。現地観測においては、タンカー係留時の波は有義波高で1.1m程度で、それほど大きくなかった。風速は最大で10m/sであった。しかしながら、現在港内避泊の設計においても、避泊地を防波堤の背後に設け有義波高を港内避泊が可能な程度に低減させることが考えられている。したがって、むつ小川原における現地観測結果は、一点係留ブイに係留された船舶の運動および係留張力の特性を検討する上で重要な現地観測データとなり得る。

本章では、一点ブイ係留船舶の運動と係留張力の特性を考察し、システム設計に資するために行った数値計算および模型実験の結果をまとめる。フェリーの避泊については、現地で容易に実施できる錨泊についても検討する。そして、多方向不規則波を用いた一点係留ブイに関する模型実験がどの様に重要であり、波の多方向性をブイシステムの設計に当たっては如何に取り入れて行かねばならないかを検討する。そのために、最初にむつ小川原での一点係留ブイシステムに関する現地観測結果を示し、現地における係留船舶の運動および係留張力の特性を示す。次に、風および波が作用した場合に生じる振れ回り運動の特性および係留張力の変動を調べるために用いた実験施設と実験方法を述べる。ついで、風による振れ回り運動の特性を示し、振れ回り運動の数値計算法を示す。さらに、数値計算結果の妥当性を現地観測および模型実験結果から検討する。最後に、風とともに、単一方向不規則波を係留船舶に作用させて、単一方向不規則波の係留船舶の運動および係留張力の変動に与える影響を明らかにするとともに、多方向不規則波を用いた実験結果を示し、単一方向不規則波による実験結果と比較して、ブイ係留船舶の運動と係留張力に関する模型実験に関しては、どのような場合に多方向不規則波による実験が必要になるのかを明らかにする。

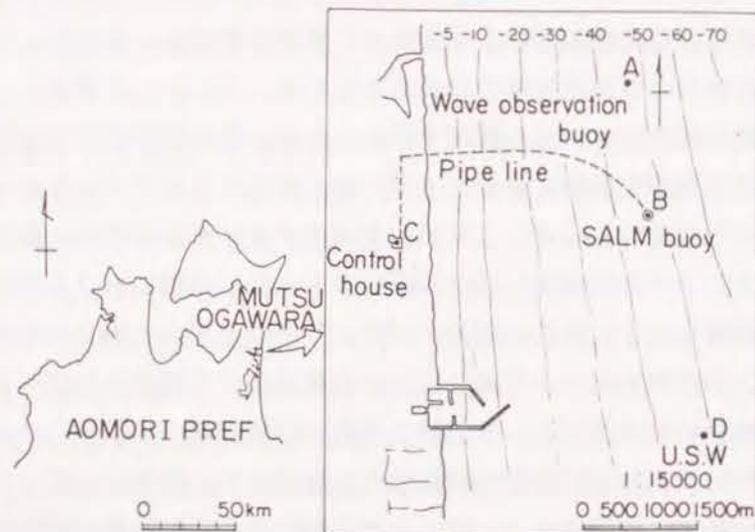
第2節 現地観測における ブイ係留船舶の挙動

2.1 観測項目の概要

(1) 観測地点

海気象観測地点および一点係留ブイ設置地点の平面配置を図-5.1に示す。図中A地点

は、一点係留ブイシステムの安全操作のために必要な海象条件（波高、周期、波向、流速、流向等）を観測するために、球形ブイが設置されている地点である。このブイによって観測された海象データは、陸上の管理室C点へFMテレメーターで送信されている。B地点は一点係留ブイの設置点である。C地点においては、管理棟屋上で（風速、風向）が観測されている。また、D地点は運輸省第二港湾建設局が超音波式波高計を用いて波浪観測を行っている。



(a) 位置図 (b) 周辺地形図

図-5.1 現地観測地点

(2) 一点係留ブイおよび船舶

SALM型一点係留ブイシステムを図-5.2に示す。SALM型一点係留ブイは、図-5.2に示すように1本のチェーンで係留されており、このチェーンには過剰浮力による初期張力が常時作用しており、ブイの運動によって張力が0にならないよう設計されている。また、原油送油用ホースとブイ本体は切り放されており、ブイに船舶などが衝突して破損したとしても、漏油が起こらないシステムとなっている。

本システムでは、タンカーは長さ55mの2本のナイロンロープで係留され、100,000～275,000 DWTクラスのタンカーの係留が可能である。表-5.1に今回観測したタンカーの諸元を示す。

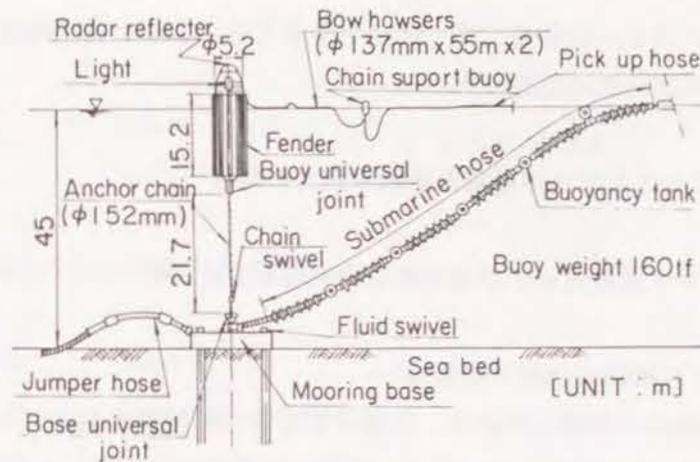


図-5.2 SALM型一点係留ブイシステム

表-5.1 観測時に係留されていたタンカーの諸元

タンカー船名	K丸	N丸	T丸	S丸
観測日 年月/日	83.12/13~14	84.2/21~22	83.11/25	83.10/12
載荷重量トンDWT	270000	240000	270000	240000
船長 L_{pp} (m)	344.42	324.00	337.05	324.00
型幅 B (m)	51.86	53.00	54.50	54.00
型深 D (m)	26.51	25.00	27.00	26.40
平均 満載 d_F (m)	20.76	19.45	21.03	20.02
吃水 軽荷 d_L (m)	3.06	2.76	2.83	2.85
満載排水量DT (t)	308105	272088	312325	276766
載貨容積 V (m ³)	322291.5	282663.5	319938.3	296125.7

(3) 観測日時と観測項目

観測は昭和58年12月13～14日および昭和59年2月21～22日にかけて行われ、1日2回それぞれ1時間観測した。

2方向傾斜計と磁北からのブイ回転角を示す方位計を、本現地観測のために新たにブイ本体に設置した。ブイ上面係船索取り付け点には、本システムの安全性を確認するために張力計がすでに取り付けられており、係船索張力については、これを利用した。係船索張力については、タンカー係留時中テレメーター制御により観測され、管理室にデジタル表示すると同時にアナログ記録も行なわれている。ブイ傾斜角と方位角は、管理室からのテレメーター制御により1時間起動し、係船索張力とともに1秒間隔でMT収録された。ま

た、レーダーによってタンカーの係留方向を観測するとともに、タンカーの吃水を推定するためにタンカーからの送油量を記録した。

2.2 現地観測におけるブイの運動と係船索張力の特性

(1) 係船索張力、ブイ傾斜角および傾斜方位角の時間変化特性

(i) ブイ傾斜角および傾斜方位角の算定法

ブイには、2方向傾斜計が設置してあり、直交する2方向の傾斜が観測できるようになっている。そこで図-5.3に示すようにブイの断面中心を原点として、1台の傾斜計の方向をx軸、もう一台の傾斜計の方向をy軸としてブイ固定座標を考えると、2台の傾斜計は水平面からのx軸およびy軸の水平面への投影軸をそれぞれX、Y軸とすればx軸の傾斜角 δ_x はx軸とX軸の成す角となり、y軸の傾斜角 δ_y も同様になる。ここで、X、Y軸に対してx、y軸が時計回りに回転した場合が正の傾斜角として測定され、2方向傾斜角 δ_x 、 δ_y よりブイ傾斜角 δ は正の値として次式で計算できる。

$$\delta = \sqrt{\delta_x^2 + \delta_y^2} \quad (5.1)$$

y軸の正方向からブイ傾斜角までのx-y平面での回転角 θ は次式で計算できる。

$$\theta = \pm \cos^{-1} \left(\frac{\cos \delta \cos \theta'}{\cos \delta} \right) ; -\pi < \theta \leq \pi \quad (5.2)$$

ここに、符号は $\delta_x > 0$ の場合+とし、 $\delta_y < 0$ の場合-とする。また θ' は次式で定義される。

$$\theta' = \tan^{-1} \left(\frac{\delta_x}{\delta_y} \right) ; -\pi < \theta' \leq \pi \quad (5.3)$$

また、ブイに設置された方位計では、磁北からy軸の正方向までのx-y平面上の回転角 α ($-\pi < \alpha < \pi$) が測定され磁北からブイ傾斜角までのx-y平面上の回転角は $\alpha + \theta$ となる。 $\alpha + \theta$ を $-\pi < (\alpha + \theta) < \pi$ とすると磁北からブイ傾斜角までのX-Y平面上

の傾斜方位角 θ_N は次式により計算できる。

$$\theta_N = \tan^{-1} \left(\frac{\tan(\alpha + \theta)}{\cos \delta} \right) + C ; 0 \leq \theta_N < 2\pi \quad (5.4)$$

ここで、Cは係数で以下の値を表す。

$$\left. \begin{aligned} C &= \pi && ; && |(\alpha + \theta)| \\ C &= 2\pi && ; && -\pi/2 \leq (\alpha + \theta) < 0 \\ C &= 0 && ; && 0 \leq (\alpha + \theta) < \pi/2 \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

なお、 δ_x 、 δ_y が共に0の場合は除く。

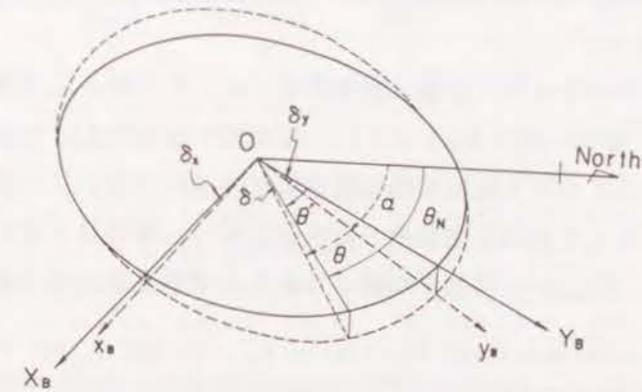


図-5.3 ブイ傾斜角と傾斜方位角の関係

(ii) 係船索張力、ブイ傾斜角とブイ傾斜方位角の時間変化波形

係船索張力 T_R 、ブイ傾斜角 δ 、ブイ傾斜方位角 θ_N および10分間平均風速 U_W 、風向、有義波高 $H_{1/3}$ の観測結果の一例を時系列の形で図-5.4に示す。図-5.4において上部のWNWが風向を示す。また、上段に θ_N 、中段に δ とD地点の $H_{1/3}$ を、下段に T_R および U_W を示した。図-5.4は、12月14日13:25~14:25の観測結果を示し、係留船舶はK丸である。

図-5.4でわかるように、ブイ傾斜方位角 θ_N は、観測期間中、短周期の変動を無視するとほぼ一定でSEの方向を示している。風向はWNWで流向はSであるから、タンカー、

は船首がほぼ風向きに一致した位置から潮流のために若干S方向へ押されているため、レーダー観測によっても、このとき船軸の船尾方向がSEになっていることが確認されている。したがって、船舶の位置は風と潮流の影響を受けるが主に風の影響を強く受けていることがわかる。なお、 θ_N はほぼ一定であることから船舶の振れ回り運動は小さい。図-5.4における δ および T_R の変動を見てみると T_R が約20tf以上では、 δ は短周期変動振幅が非常に小さく10~12°を中心に2°程度であるのに対し、 T_R が約20tf以下では5~6°を中心に5°程度の振幅で短周期の変動を示す。これは、ブイ係留チェーンと係船索の大きな張力で、ブイ下端と上端が拘束されると、ブイが変動しにくくなるのに対して、拘束が弱くなると、ブイが運動し易くなることを示している。

図-5.4の T_R の変動には周期4~5分の長周期変動成分と、周期10数秒以下の短周期変動成分が含まれている。係船索の設計時には最大係船索張力 T_{Rmax} が重要であるので、長周期成分と短周期成分のどちらが支配的になるかを検討した。そのために、 T_R の移動平均を求め短周期成分を除去した。移動平均は61個のデータを平均する操作を2回繰り返すことによって行なった。

表-5.2は、全観測ケースについて海気象条件と T_{Rmax} および δ_{max} を整理した表である。上段のA、B、C、Dは、図-5.1に示した観測地点を表わし、左端に船名とケース番号を示す。表中、 V_C 、CDは1時間平均の流速および流向、 U_w は10分間平均風速の1時間平均値で U_{wmax} は10分間平均風速の最大値を示し、WDは1時間最多風向である。 T_{Rmax} は T_R の最大値、 \bar{T}_{Rmax} は移動平均値すなわち長周期変動成分の最大値である。

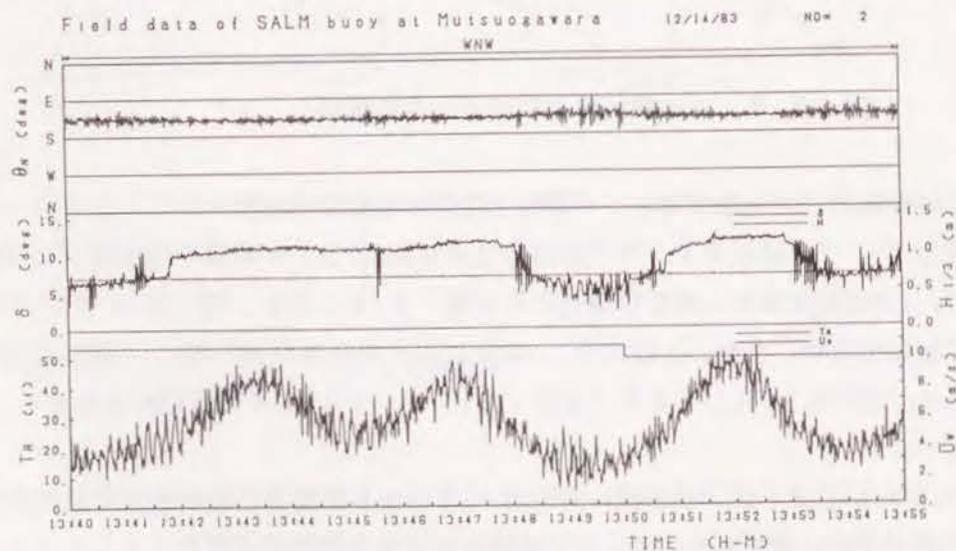


図-5.4 ブイ傾斜角と傾斜方位角および係船索張力の時系列波形図

T_{Rmax} と \bar{T}_{Rmax} の比を計算し、最大係船索張力に対する長周期成分の割合を調べたところ、 $U_{wmax} = 10.7 \text{ m/s}$ ときには、 T_{Rmax}/\bar{T}_{Rmax} は0.8であった。 $U_{wmax} = 4 \sim 6 \text{ m/s}$ では、 T_{Rmax}/\bar{T}_{Rmax} は0.5~0.62であるので、最大風速が大きくなると、 T_{Rmax} の \bar{T}_{Rmax} に占める割合は大きくなるのがわかる。 δ_{max} も T_{Rmax} と同様に U_{wmax} が大きくなると増加する傾向にあり、 $U_{wmax} = 10.7 \text{ m/s}$ のとき12.49°である。潮流については、1時間平均のデータしかないので詳細な議論はできないが、CaseN-1で $V_C = 0.22 \text{ m/s}$ と大きい場合でも、 $T_{Rmax}/\bar{T}_{Rmax} = 0.56$ であるから、風に比較するとその影響は小さいといえる。以上のことから、長周期の変動は主に風によって起こされることが確認できた。 θ_N 、 δ 、 T_R の短周期の変動は、その周期が波の周期に近いことから主に波によって起こされるものと考えられるので、次項で詳しく検討する。

表-5.2 ブイ傾斜角と係船索張力の統計量

TANKER CASE	DATE TIME	WAVE				CURRENT		WIND			TENSION				SLOPE	
		A		D		A	CD*	C			B				B	
		$H_{1/2}$ (m)	$T_{1/2}$ (s)	$H_{1/2}$ (m)	$T_{1/2}$ (s)			V_C (m/s)	WD	T_{Rmax} (tf)	$T_{R1/2}$ (tf)	\bar{T}_{Rmax} (tf)	\bar{T}_{Rmax} (tf)	δ_{max} (deg)	$\delta_{1/2}$ (deg)	
K-1	83 12/13 13:39~	0.5	6.0	0.60	5.6	0.13	190	2.5	4.4	WSW	17.00	8.30	10.48	0.62	5.50	3.09
K-2	83 12/13 16:01~	0.5	8.0	0.45	6.1	0.13	188	4.8	5.1	W	13.00	9.73	7.39	0.57	4.53	3.23
K-3	83 12/14 9:29~	0.75	5.6	0.73	5.8	0.13	183	5.5	7.0	WNW	38.00	20.02	27.13	0.71	7.44	5.00
K-4	83 12/14 13:25~	0.7	4.6	0.59	4.6	0.13	182	10.0	10.7	WNW	53.00	41.12	42.50	0.80	12.49	11.70
N-1	84 2/21 13:29~	0.75	16.0	0.70	11.3	0.22	186	6.9	8.3	W	28.00	17.73	15.70	0.56	7.46	7.54
N-2	84 2/21 15:28~	0.8	19.4	0.63	11.5	0.16	173	6.1	7.6	WNW	39.00	18.59	19.69	0.50	7.52	3.46
N-3	84 2/22 10:15~	1.5	12.6	0.65	5.9	0.09	21	5.6	6.4	WNW	29.00	17.73	19.14	0.66	8.93	6.03
N-4	84 2/22 13:58~	1.2	7.9	0.67	4.9	0.05	68	5.4	5.6	W	22.00	12.99	13.39	0.61	8.97	5.18

* 流向 CD は、南起方位。

(2) 係船索張力およびブイ傾斜角の短周期変動成分の特性

T_R および δ の短周期変動成分と波浪の相関を調べるために、スペクトル解析を行なった。図-5.5は、図-5.4と同一ケースの T_R 、 δ 、波高 H の周波数スペクトルを示した図で、 T_R 、 δ については13:40から始めて1024秒間のスペクトル解析結果を示した。波のスペクトルは波形データが得られているD地点の13:50~14:10の観測結果から計算した。

一点鎖線で示したブイ傾斜角 δ のスペクトル形には、2つの明確なピークが存在し、高周波数側が0.34Hz、低周波数側が0.08Hzである。エネルギーレベルを検討する

と波のスペクトルでは、 0.08 Hz のピークのエネルギーレベルが卓越している。したがって、 δ の短周期変動のうち、 0.08 Hz のピーク周波数を持つ変動成分は最も大きいエネルギーを持つ波の周波数成分に対応している。 δ の 0.34 Hz の振動は波のスペクトルで、低いピークが生じる $f=0.38\text{ Hz}$ とも少しずれている。

ブイ製作時の模型実験（三井海洋開発、1981）によれば、本システムにおける一点係留ブイは、図-5.6に示すような2種類の振動 Mode を持つ。模型実験結果では、図に示された Mode1 および Mode2 の固有振動数は、それぞれ約 0.29 および 0.04 Hz であった。傾斜角 δ における 0.34 Hz での大きな振動は、その振動数が Mode1 の固有振動数と若干ずれているが、ブイが係船索で拘束されているため、Mode1 の固有振動数が少し高くなったために生じた共振現象であると思われる。タンカーを係留しない場合のブイだけの運動を解析した結果（高山ら、1985）によれば、ブイ傾斜角の周波数スペクトルのピークには明瞭な3つのピークが生じ、それらの周波数はそれぞれ、 0.04 、 0.13 および 0.25 Hz であった。 0.13 Hz は波のピーク周波数と一致し、ほかの2つのピーク周波数はそれぞれブイの Mode2 および Mode1 における固有振動周波数と一致する。

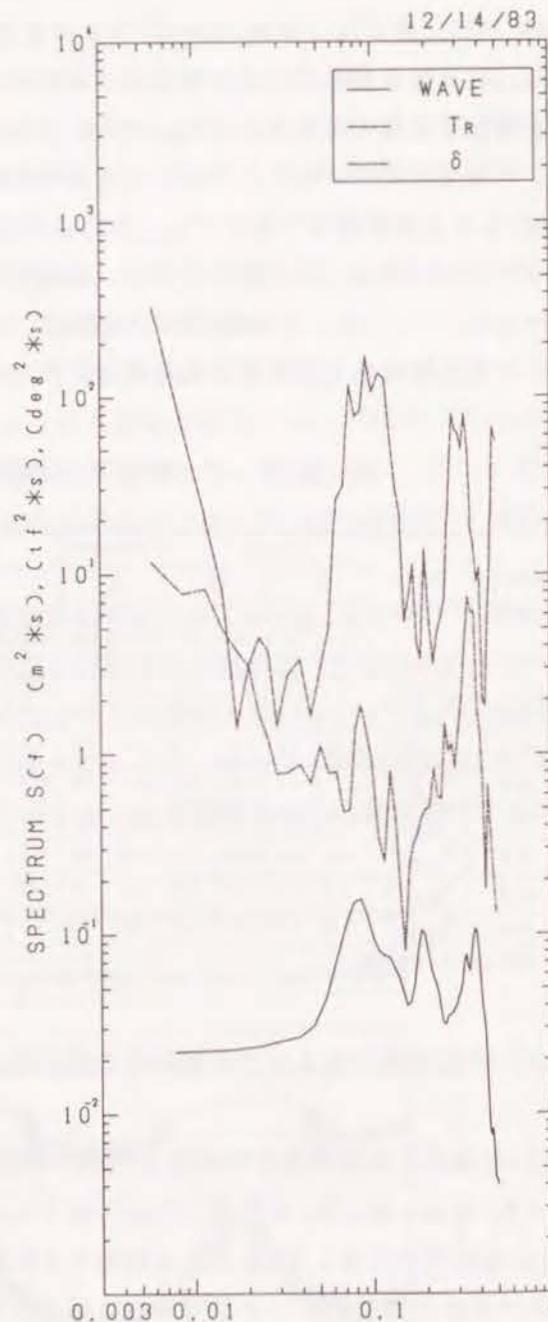


図-5.5 波とブイ傾斜角および係船索のスペクトル

このことから、これらの周波数に対応するブイの振動は共振現象によって増幅されたもの断定することができ、ブイにタンカーが係船された場合でも、ブイの固有振動と波浪外力との共振で、ブイ固有振動数近傍の固有振動周波数を持つ振動が増幅されたものと思われる。ただし、タンカー係留時には、係船索によってブイの運動がある程度拘束されるため、Mode2 の固有振動数を持つ振動は、 δ のスペクトルには生じていない。

図-5.5の T_R の周波数スペクトルは、 0.08 Hz 、 0.25 Hz および 0.35 Hz 付近がピーク周波数となっている。ほぼ、 δ のスペクトルのピークと対応しているが、低周波数側のピークのエネルギーレベルが卓越している。これは、長周期の振れ回り運動による張力変動を示す。上記のピーク周波数の内、最もエネルギーレベルが大きい 0.08 Hz のピークは波のピーク周波数と一致する。 0.35 および 0.2 Hz における振動も波の第3および第2ピーク周波数と同じ周波数を持ち、波によって生じていることがわかる。 0.25 Hz は Mode1 の固有振動数と近いので、ブイの固有振動が増幅されて生じていることがわかる。このように、張力の短周期変動は、おもに波とブイの増幅された固有振動によって生じる。

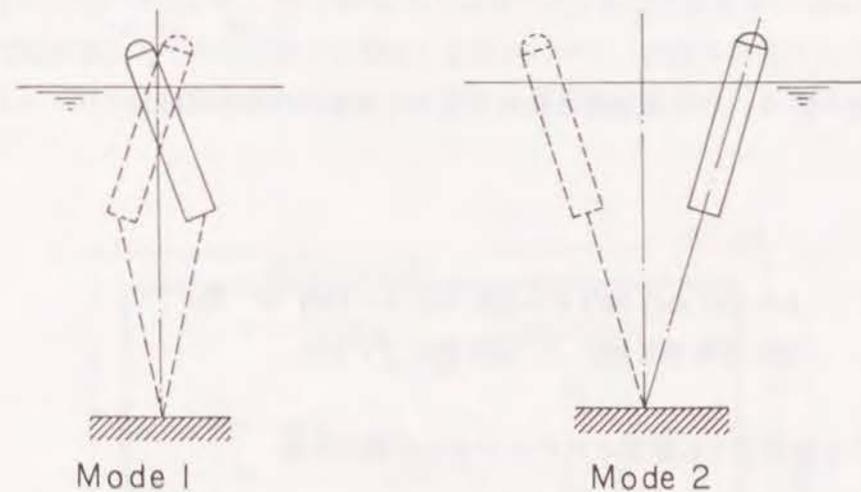


図-5.6 一点係留ブイシステムの固有振動

(3) 係船索張力およびブイ傾斜角の長周期変動成分の特性

図-5.7は、(1)で示したような手法で T_R と δ の観測記録から移動平均値を計算して、長周期変動成分 T_R および δ だけを示した図である。観測ケースは図-5.5および5.6と同一の Case K-1で、1時間分の解析結果を示した。 T_R の変動周期は4~6分、変

動幅は12~25tf程度である。 δ は T_s が大きくなると大きくなり、両者の変動はよく対応している。このことから、振れ回り運動により係船索が強く引かれた状態になると、ブイの傾斜も増大し、係船索張力が小さくなると、ブイはそれ自信の復原力によって直立姿勢に戻ることがわかる。

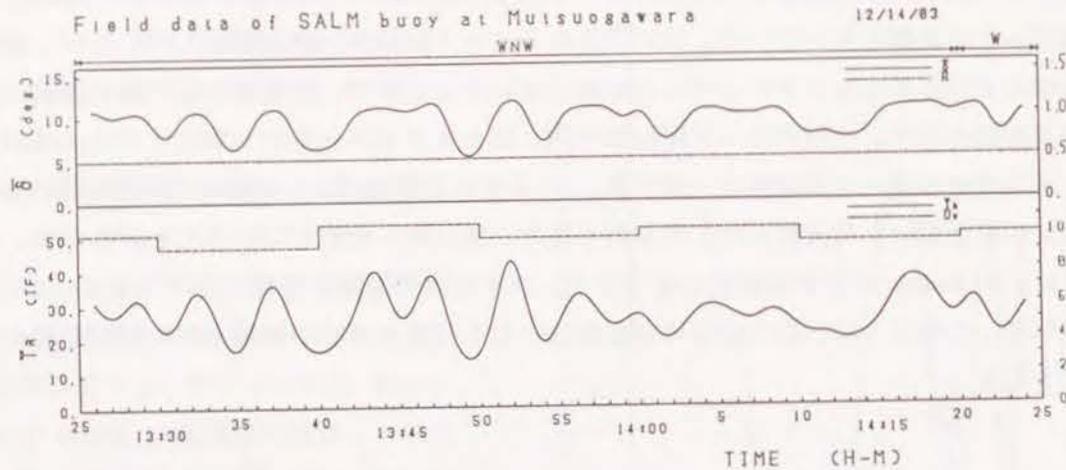


図-5.7 ブイ傾斜角と係船索張力の移動平均時系列波形

第3節 係留船舶の運動に関する 実験装置と実験方法

3.1 SALM型ブイに係留されたタンカーの避泊実験

(1) 実験装置と船舶模型

実験は、第2章で示した大水深海洋構造物実験水槽切れ波造波水槽において行った。図-5.8に水槽平面図および実験装置の配置を示す。水槽の側壁に沿ってサーベント型造波装置が設置されており、本実験では30台の造波板を用いた。したがって、使用した造波機の総延長は2.4mである。送風機は、径1mのファンを9台並べたもので、ファンの回転数の制御で風速を変えることができる。

模型船は、主に、30,000DWTクラスのタンカー模型を使用した。5,000DWTおよび30,000DWTクラスのタンカー模型を使った実験も行った。実験では、タンカーは空載状態にあるものとした。表-5.3に模型縮尺および模型の主要諸元を示す。表-5.3の中で、 L_{pp} 、 B 、 d はそれぞれ船体垂線間距離、船幅および吃水を示し、()の数値は現地換算値である。

SALM型ブイの模型は、直径7.5cm、高さ2.4cmおよび直径1.6cm、高さ2.0cmの円筒型ブイで、水中単位重量134gf/mのチェーンで水底のアンカーに係留した。表-5.4に、縮尺1/40.3として現地換算値で示したブイの諸元を示す。タイプAは細長く、初期張力を比較的小さくしたブイで、タイプBは、タイプAより径が大きく、それだけ係留チェーンの初期張力を強くしたブイである。ブイはチェーンの間には超小型張力計をつけて係留チェーン張力を測定した。

タンカーをSALM型ブイに係留する係船索は、伸び率が極めて小さい釣り糸で製作した。しかし、現地においては、係船索としてナイロンロープが使われることが多く、このロープの伸び特性と相似させるために、実験ではバネ常数の異なる3本のコイルバネを釣り糸と直列に繋いで用いた。図-5.9は、実験で用いた模型係船索の伸びを現地換算値で示した図である。バネの種類が1種類しかないために、模型の縮尺によって係船索の伸びは変化しており、30,000DWTと3,000DWTの模型船を対象とした実験ケースでは伸び

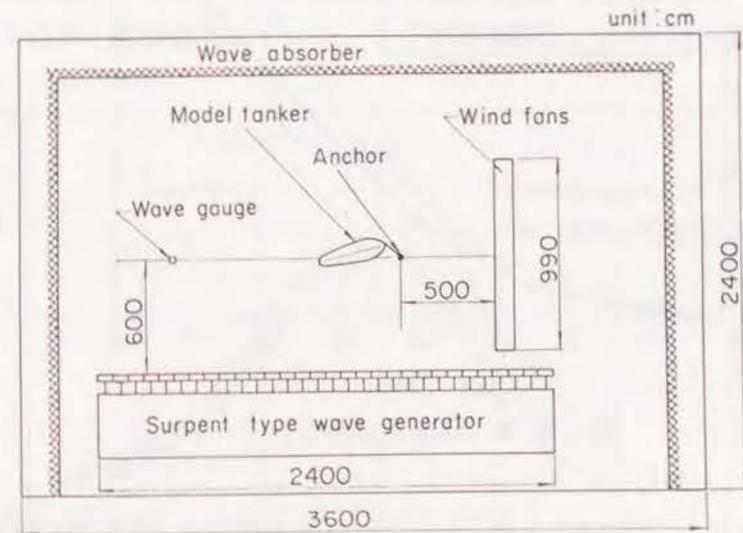


図-5.8 水槽平面図

表-5.3 タンカーの諸元

DWT	30 000	5 000	3 000
Scale	1/40.3	1/50	1/41
L_{FF}	417cm(168.1m)	200cm(100.0m)	200cm(82.0m)
B	80cm(32.2m)	33cm(16.4m)	33cm(13.4m)
d	11cm(4.4m)	5.4cm(2.7m)	5.4cm(2.2m)

表-5.4 ブイの諸元

Type	A	B
Diameter	3.0m	6.4m
Height	9.7m	8.1m
Draft	7.7m	6.7m
Weight	25.5t	63.5t
Pre-Tension	37.3tf	155.4tf

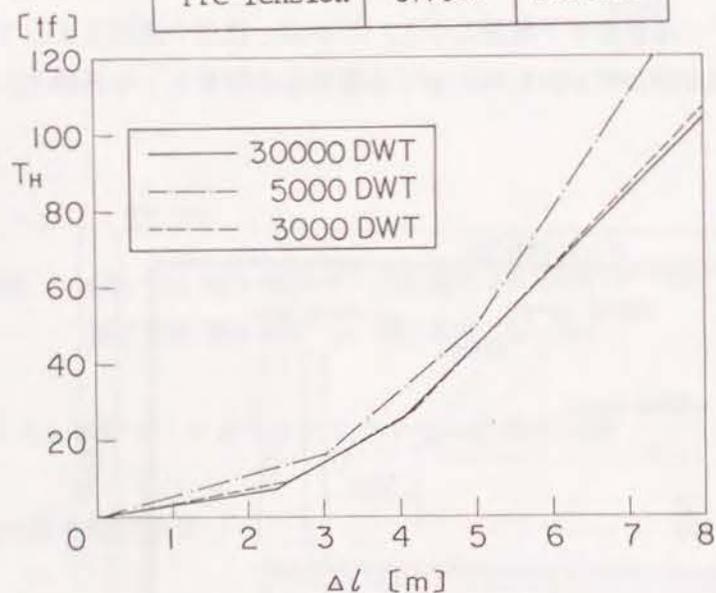


図-5.9 係船索の伸び

がほぼ等しくなるが、5000 DWT の模型船を使ったケースでは、係船索の伸びは他のケースに比べると小さくなった。実験では、係船索長は、30 m および 60 m の 2 ケースとし、釣り糸とバネとの間に超小型張力計を付けて係船索張力を測定した。

(2) 実験に用いた波と風

予備実験として、模型を設置した実験領域の風速の分布を調べるために、熱線式風速計を用いて風場の測定を行った。測定点は 15 点で、各点で水面から 10 cm および 15 cm の高さの風速を測定した。その結果、模型船の動揺範囲では、送風機からの距離によって風速が変化することはなく、水面からの高さ方向に関しても最大で 20% しか風速は変化していなかった。実験では、アンカーの地点から 3 m 離れた模型船の設置位置における平均風速が所定の風速となるように、ファンの回転数をあらかじめ設定しておいた。

実験波としては、Bretschneider-光易型の周波数スペクトルを持つ単一方向および多方向不規則波を用いた。多方向不規則波の方向分布関数は、光易型である。模型を設置する前に、通過波の測定を行ったところ、一方向不規則波については、実験波のスペクトルは、ほぼ目標とするスペクトルに一致した。多方向不規則波については、造波板の中央部から 6 m 離れた地点で星型アレイを使って 4 点の波高を同時計測し、MLM法を用いて解析した。

図-5.10 は、周波数スペクトルのピーク周波数における方向関数を示している。図中の方向角 θ は、造波板列に対して直角方向を 0° として定義されており、 D は 4 点アレイの中心点と三角形の頂点との距離を示している。 L_0 は有義波高および有義波周期から求めた代表波長である。図の一点鎖線は、方向集中度パラメータ S_{max} を 10、6 および 5 としたときの理論値を示す。造波信号シミュレーションでは、 $S_{max} = 10$ の多方向不規則波を

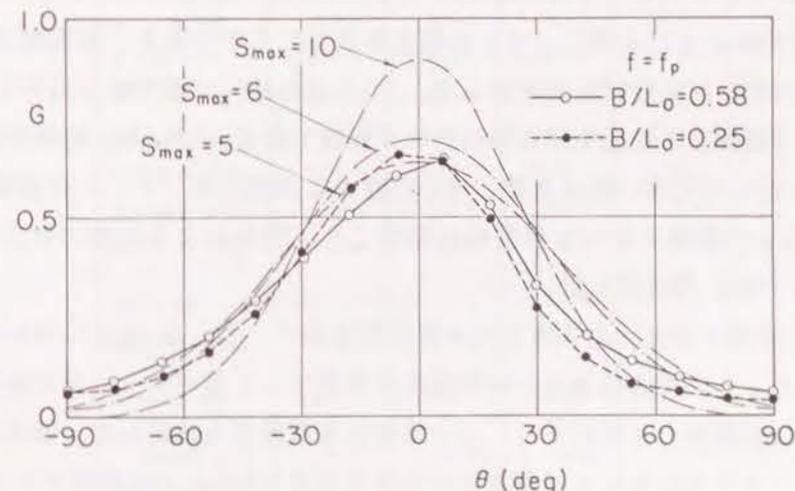


図-5.10 実験波の方向関数

起こすようにしたけれども、実験から得られた多方向不規則波はこれより分散性が強く $S_{max} = 5 \sim 6$ 程度で表されるような方向集中度を持つ。

模型実験の風と波の条件は、荒天時を想定して、風速 $15 \sim 40 \text{ m/s}$ 、有義波高 $1.5 \sim 5 \text{ m}$ とし、風と波の相対角は 90° とした。避泊域の水深は 17.3 m を想定し、タンカーが風と波の作用を受けて水平運動をする事によって係船索および係留チェーンに初期張力以上の張力が作用した後、現地換算値で約 22 分間計測を行った。

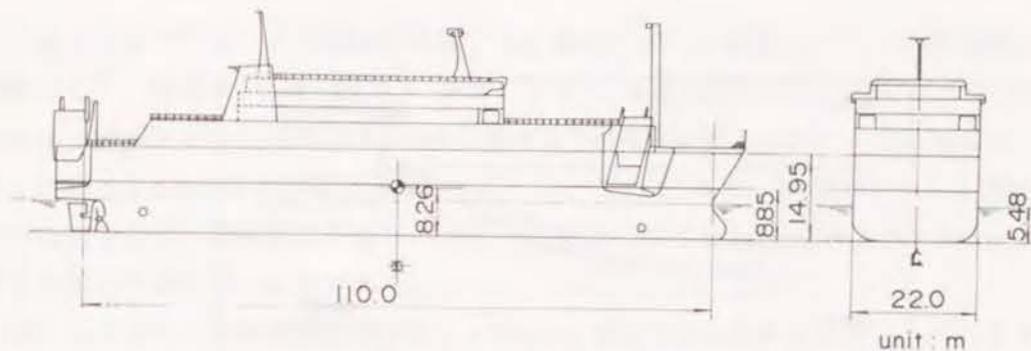
3.2 避泊フェリーの運動と係留張力に関する実験

(1) 模型船と係留条件

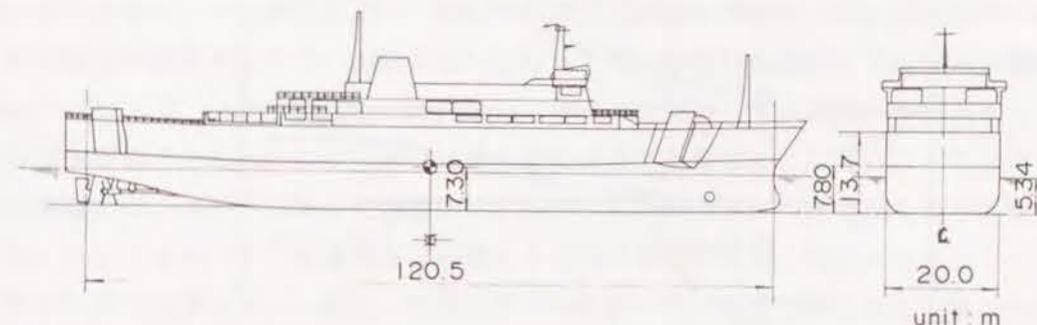
本実験では、実際に、現在沖縄定期航路に就航している“飛龍3 (略号 R3) (有村産業所属)”と“ぶりんせすおきなわ (PO) (琉球海運所属)”を対象とした。“飛龍3”は沖縄県と阪神、“ぶりんせすおきなわ”は沖縄県と鹿児島県の間をそれぞれ就航している。図-5.11(1)および(2)は、それぞれ、“飛龍3”と“ぶりんせすおきなわ”の外観を示したものである。“飛龍3”は自動車航送船のようなずんぐりした船型を持っており、これに対して、“ぶりんせすおきなわ”は、客船に似たスマートな船型を持っている。沖縄航路を就航している他のフェリーは、どちらか一方の船型に似ているので、この2種類のフェリー模型によって、定期航路のフェリーを代表することができる。両船とも右舷側に車両昇降用デッキを有しており、タンカーや貨物船のように左右対称な船型にはなっていない。

表-5.5は避泊時における両フェリーの諸元を示したものである。本実験では、水槽内の実験施設の能力および実験精度を考慮して、 $1/50$ の縮尺で模型船を製作した。模型船は、ベニヤ合板で製作し、表面を耐水性のFRP樹脂で塗装している。船体を製作した後に、表-5.5に示した吃水、船体重量、重心位置および慣性モーメントが実機と一致するように、 $1 \sim 2 \text{ kg}$ の重錘を積んで模型船を調整した。重錘による調整の仕方は、文献(運輸省港湾局, 1985)等に詳しい。

図-5.12に避泊フェリーの係留方式の模式図を示す。図-5.12において、錨泊は、フェリー所有のチェーンで直接海底から係留する方式で、1本のチェーンで係留する単錨泊と、右舷および左舷側の2本のチェーンで係留する双錨泊を検討した。錨泊用のチェーンは、 $5,000$ トンクラスのフェリーが通常所有する呼径 56 mm の鉄鋼製アンカーチェーンで、チェーン長は、単錨泊および双錨泊ともに“飛龍3”が所有するチェーンの最大長で



(1) “飛龍3”



(2) “ぶりんせすおきなわ”

図-5.11 避泊フェリーの外観
表-5.5 船体要目

項目名	プリンセス おきなわ		飛龍 3	
	高航状態	避泊状態	高航状態	避泊状態
全長 (Lpp)	120.0 m	120.0 m	110.0 m	110.0 m
船幅 (B)	20.0 m	20.0 m	22.0 m	22.0 m
船の深さ (D)	13.7/7.8 m	13.7/7.8 m	14.95/8.85 m	14.95/8.85 m
吃水 (d)	5.768 m	3.34 m	6.25 m	5.48 m
排水量 (Δ)	7,024 ton	6,264 ton	8,612 ton	7,207 ton
方形係数 (Cb)	0.491	0.475	0.555	0.530
重心高さ (KG)	8.46 m	7.30 m	9.24 m	8.28 m
横リセンター高さ (KM)	9.98 m	9.99 m	11.09 m	11.99 m
重心～距離 (α)	aft 5.43 m	aft 3.13 m	aft 7.99 m	aft 3.06 m
横傾動半径 船幅 (α _x)	0.38	0.40	0.44	0.47
横傾動半径 船長	0.10	0.26	0.26	0.28
水面上船体側面投影面積 (A _s)	986 m ²	1039 m ²	1024 m ²	1111 m ²
水面上船体正面投影面積 (A _f)	155 m ²	167 m ²	191 m ²	208 m ²

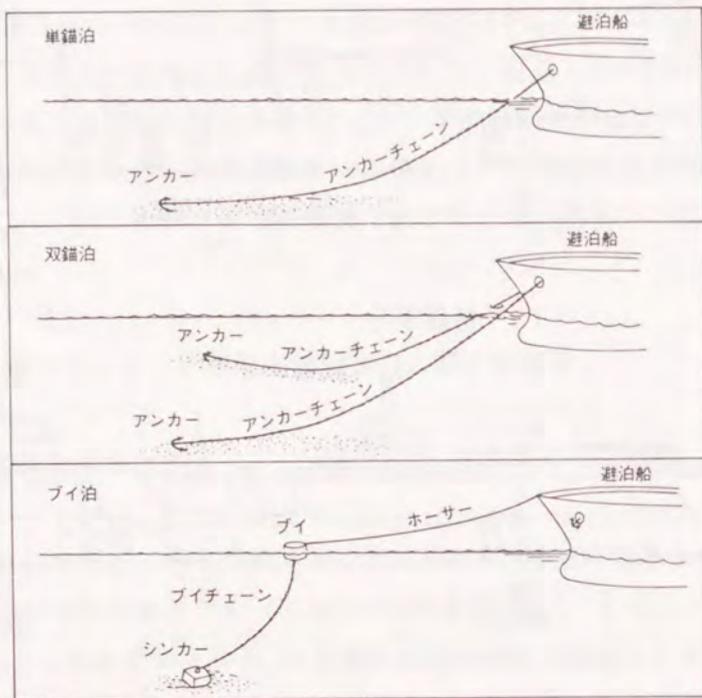


図-5.12 係留方式の模式図

ある275mとした。模型実験結果はフルードの相似則に従う。模型チェーンとしては、実機に対して単位長さ当たりの重量が相似するものを選んだ。表-5.6に模型チェーンと実機チェーンの比較を示す。実機アンカーチェーンの単位長さ当たり重量が68.7kg/mであるのに対して、模型チェーンの単位長さ当たり重量は実機換算値で、86.8kg/mとなり、実機よりも少し重たいものを用いたことになる。

ブイ泊は避泊ブイを用いて、ナイロン製ホーサーによって船首を単点係留する方式で、

表-5.6 実機チェーンと模型チェーンの比較

実機チェーン		模型チェーン		
規格	単位長さ当たり重量	規格	単位長さ当たり重量	実機換算 単位長さ当たり重量
鉄鋼アンカーチェーン	kg/m	マンテルチェーン		
φ 76 mm	126.5	ST 80	56.0	140.0
φ 124 mm	336.7	ST 340	131.7	329.3
φ 56 mm	68.7	ST 318	34.7	86.8

避泊ブイはアンカーチェーンで海底に係留する。避泊ブイは、香港ビクトリア港の避泊ブイを参考にして、直径3.6m、高さ1.8m、吃水1.4mの円筒型とした。ブイに係留するためのブイ係留チェーンは呼径76mm、長さ25mの鉄鋼製とした。一部の実験ケースでは、呼径124mmのものを用いることにした。表-5.6に、模型チェーンと実機チェーンの比較を示す。単位長さ当たりの重量の誤差は、呼径124mmおよび76mmについてそれぞれ2および10%である。

ホーサーはフェリーが所有できる直径135mm、長さ80mのナイロンロープを2本使用するものとした。ナイロン製ホーサーは張力が作用すると伸びる特性を持つ。この伸び率が変化すると、ホーサーによって船首単点係留されている船舶の振れ回り運動が変化し、作用張力も変化するので、実験においてはホーサーの伸びを適切に決定する必要がある(Halliwell A.R. and R.E. Harris, 1988)。ナイロン製ホーサーは伸び率が大きく、実験で伸びを相似させるためには、非常に柔らかい係留索を模型として使わなくてはならない。本実験では、コイルバネを3本繋いで、伸びのない釣り糸につないだものを実験に使用した。ナイロンホーサーの種類および径とその伸び率の関係は、処女ホーサーと一度使用したものとは異なり、一般に一度張力をかけたホーサーの伸び率は最初に張力をかけたときに比べて小さくなる(Wilson, 1967)。本実験では、ホーサーの伸び特性としては、Wilson(1967)が示した使用ホーサーの伸び相関式に従った。

図-5.13に模型ホーサーと実機ホーサーの伸び率の比較を示す。実線で示した実機の伸び率は、ナイロン製ホーサーを2本同時に使ったときの、全体としての伸び特性を示したものである。図-5.13の破線は、模型ホーサーの伸び特性で、伸び率が20%を越えると相似性が悪くなるが、200tf以下の荷重が作用する場合には、模型ホーサーの伸び率は、実機によく一致する。

なお、避泊地の水深は、15mで一定とした。

(2) 実験に用いた波と風の条件

模型実験では、平面水槽内に係留された模型船に風と波を作用させて係留張力と水平運動を測定した。図-5.14に模型船、造波装置および送風機の平面配置の一例を示す。平面水槽は、当所大水深海洋構造物の切れ波造波水槽であり、サーペント型造波装置の35台の造波機をすべて用いたので、造波機総延長は28mである。港内避泊の場合は、避泊地は防波堤で守られるので、風速は大きいけれども波高は小さい。本実験では、石垣および平良港の設計波を参考にして、港内の避泊地において以下の波が作用するものとした。

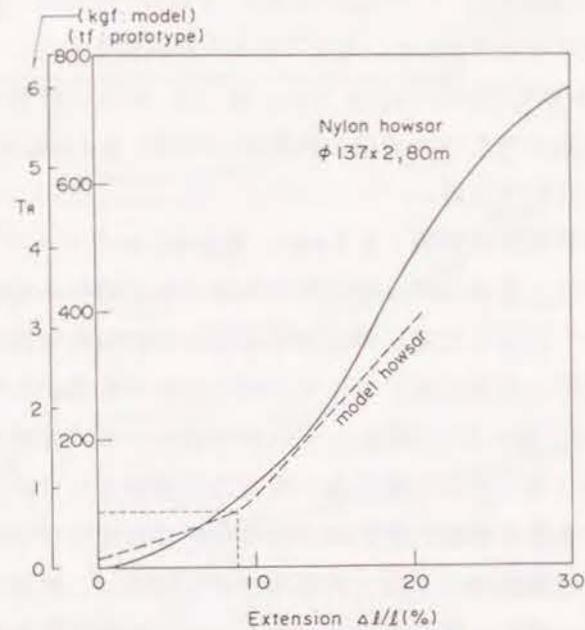


図-5.13 避泊フェリー用ホーサーの伸び率

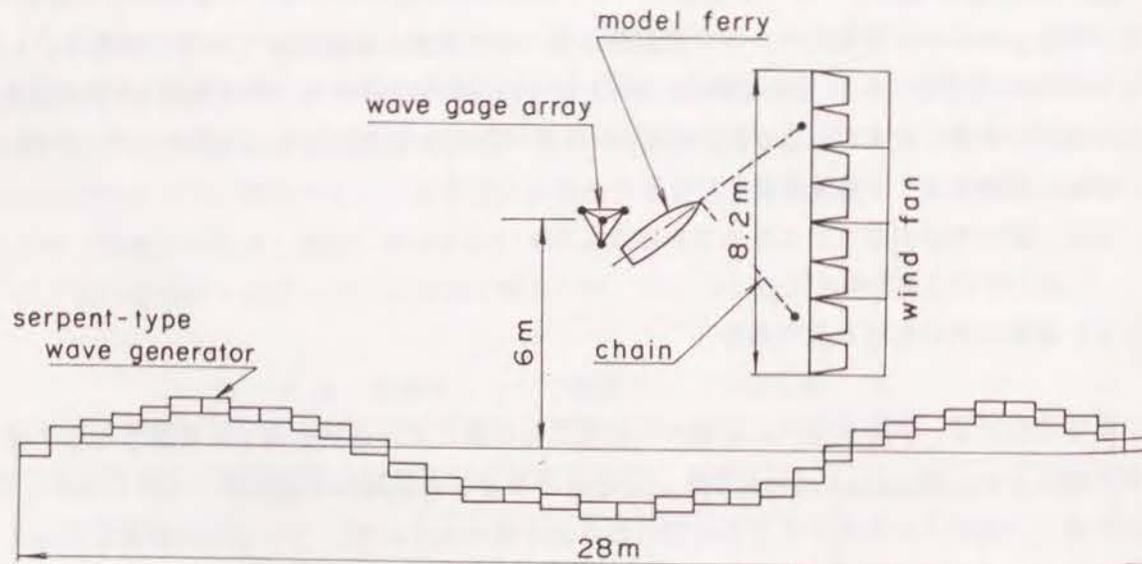


図-5.14 実験装置の平面配置

- 1) 波-1 : 有義波周期 $T_{1/3} : 1.0$ s, 有義波高 $H_{1/3} : 1.5$ m, 一方向不規則波
- 2) 波-2 : 有義波周期 $T_{1/3} : 1.2$ s, 有義波高 $H_{1/3} : 1.5$ m, 一方向不規則波
- 3) 波-3 : 有義波周期 $T_{1/3} : 1.2$ s, 有義波高 $H_{1/3} : 1.0$ m, 多方向不規則波

なお、波-3の多方向不規則波の方向集中度の目標値は $S_{max} = 2.5$ とした。

本実験では、模型船を繋いで係留実験を行う前に、実験波の検定を行った。検定実験では、星型波高計アレイを用いて波を測定した。アレイの中心は造波装置から6m離れた地点に設置した。波高計に収録した水位データは、デジタルデータに変換して計算機で解析した。本実験では、波の解析にはゼロアップクロス法を用いて有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ を求めた。周波数スペクトルは、FFT法によって計算した。また、多方向不規則波の方向関数は4台の波高計の同時記録からBDMを用いて求めた(橋本、1988)。

図-5.15は、波-1の周波数スペクトルを示す。実験波の周波数スペクトルは、目標とするBretschneider-光易型とよく一致し、精度の良い造波ができています。表-5.7は、実験波の有義波高および周期をまとめたもので、連の異なる波を2回造波して測定したものの平均値である。周期は目標値とほぼ一致するが、波高は、多方向波の場合10%程度小さくなり、0.9m程度の波を作用させたことになる。

図-5.16は、エネルギー密度の高いピーク周波数近傍の方向関数の分布形を示したものである。ピーク周波数における方向関数の分布形は、 $S_{max} = 1.0$ の場合の計算結果に近く、目標とした $S_{max} = 2.5$ の分布形よりエネルギーの方向集中度が小さい。本実験では、ダブルサンメーション法で多方向不規則波を造波した。第2章で示したように、ダブルサンメーション法で造波された多方向不規則波は、成分波数が十分ではない場合、成分波間の位相差がクロススペクトルの値に影響を及ぼして(フェイズロック現象(Shelton, 1981))、造波された波の方向集中度が目標値と一致しない。本実験装置で重ね合わせることができる成分波数が不十分であったために、本実験では、表-5.7に示すように、 $S_{max} = 1.0$ 程度の多方向不規則波を作用させて実験を行ったものと考えられる。

送風機は、径70cmのファンを4台横一列に固定したもので、ステンレス製架台上に設置される。そして、このような送風機を2台用いて、実験室内で幅約8mの範囲で風を起こすことができるようにした。電動ファンは、インバーターと呼ばれる一種の抵抗器で制御され、インバーターの周波数を変化させることによって、ファンの回転速度を変化させることができる。実験では、あらかじめフェリー係留地点での風速を検定しておいて、

フェリー係留点に3.0, 4.0および5.0 m/sの定常風が作用するようにファンの回転数を制御した。

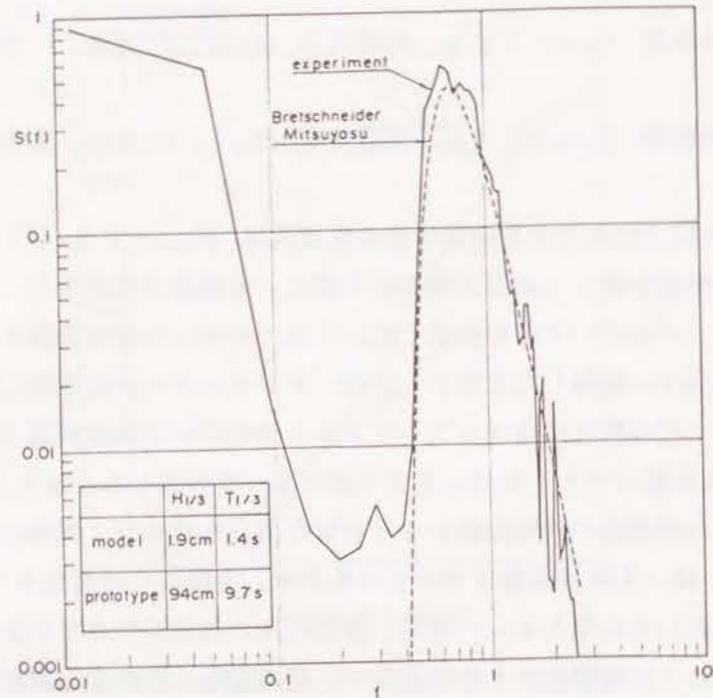


図-5.15 実験波の周波数スペクトル

表-5.7 実験波の波高と周期

条件 種類	周期 $T_{1/3}$ (s)		波高 $H_{1/3}$ (m)		方向集中度 S_{max}	
	目標値	実験値	目標値	実験値	目標値	実験値
波-1	1.0	9.5	1.0	0.93		
波-2	1.2	11.9	1.0	1.00		
波-3	1.2	11.6	1.0	0.90	2.5	1.0

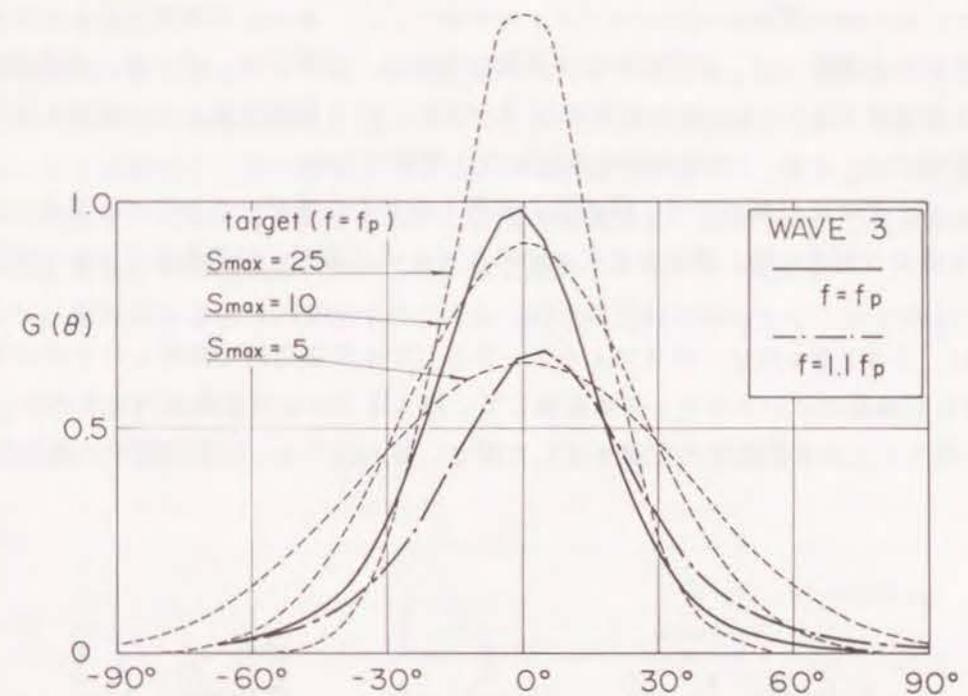


図-5.16 実験波の方向分布関数

(3) 実験条件と解析方法

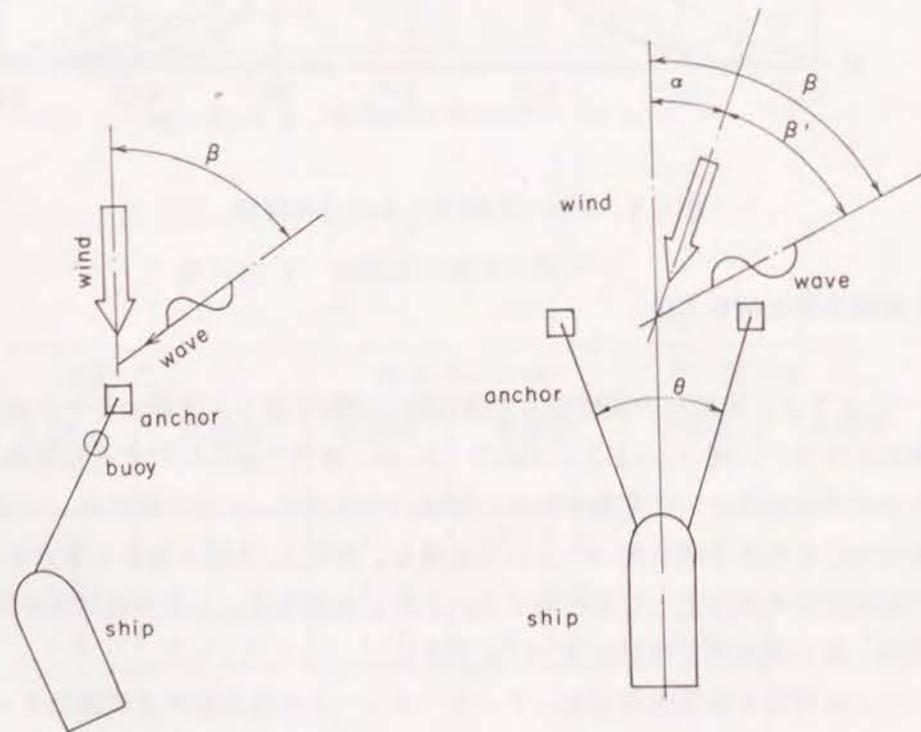
図-5.17に、模型船の係留張力と振れ回り運動を調べる実験における座標の定義と実験の模式図を示す。図-5.17において β は、波向で風向に対する相対角として、反時計まわりの方向を正として定義される。双錨泊の場合は、2本の錨泊チェーンが伸びきったときにつくる角度を開き角 θ' として定義し、風向 α は開き角を2等分する直線を 0° として反時計まわりを正として定義する。このとき波向は、2等分線からの角度 β として定義され、波と風の成す相対角は β' とする。

チェーンに作用する係留張力は、アンカーチェーンの海底側および錨泊チェーンの船側に取り付けられた小型張力形で測定する。ホーサー模型は、伸びを相似するためのコイルバネの部分を船上に固定しバネの重量が影響することを防いだ。張力計は、バネの固定点とバネとの間に取り付け、ホーサー張力を測定した。

作用する風は、あらかじめ検定しているため、実験中は測定しない。波は、模型船の反射波の影響を調べるために、模型船の振れ回り運動の障害とならないように1本の波高計を設置して、振れ回り運動中の波のスペクトルを調べた。また、実験室天井からビデオで模型船の動きを撮影して、模型船の水平運動を調べた。実験では、ブイ泊、単錨泊及び双錨泊の3係留方式を“ぶりんせすおきなわ”と“飛龍3”の2種類のフェリーについて検討した。定常風速は、30、40および50 m/sの3種類とした。

波向は、ブイ泊および錨泊では、係留張力が最も大きくなるケースとして、90°で一定とした。双錨泊の場合には、開き角変化させるとともに、波向、風向を変化させた実験を行った。

実験では、20 kHzのローパスフィルターを介して小型張力計で測定したアナログデータをA/D変換器でデジタルデータに変換して、最大張力および有義張力を求めた。図-5.18は最大および有義張力の定義を示した図で、最大張力は、計測期間中の最大値と



(a) ブイ泊および単錨泊の場合 (b) 双錨泊の場合

図-5.17 風および波の作用角の定義

して求められる。有義張力は、全データを大きい順に並べたときに、大きい方から数えて、全データ数の1/3番目までに含まれるデータの平均値で、変動張力の平均的な値とみなすことができる。

本章の第2節で示したように、係留船舶に作用する張力は、風、潮流および波漂流力に起因する長周期の変動成分と、波により生じる短周期の変動成分を含んでいる。実験データは、30秒間のデータで移動平均して、長周期成分を求めた。最大張力は、移動平均をする前の生データ中の最大値より求めた。短周期成分は、生データより長周期成分を差し引いて計算し、短周期成分については、周波数スペクトルを求めた。

なお、振れ回り運動は、実験室の天井から船の平面的な動きをVTRで観測して求めた。

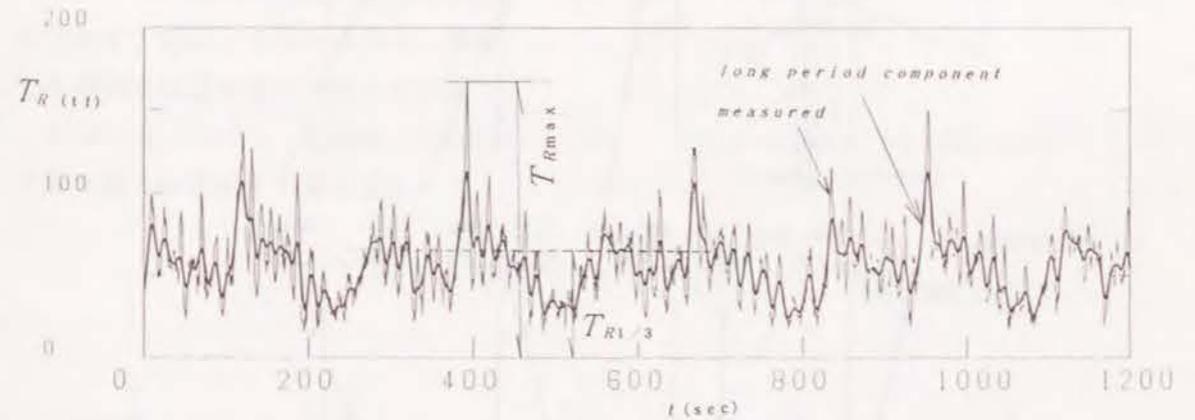


図-5.18 最大および有義張力の定義

第4節 風による係留船舶の運動特性

4.1 風による振れ回り運動と係留張力の特性

(1) ブイ係留タンカーの振れ回り運動

風だけをブイ係留船舶に作用させると、図-5.19に示すように、尾びれを動かしながら流れの上流に向かって泳ぐ魚の姿を連想させるような運動を行う。この長周期の水平運動を振れ回り運動と呼び、“fishtailing”とも言われる。図-5.20は、タンカーを船首

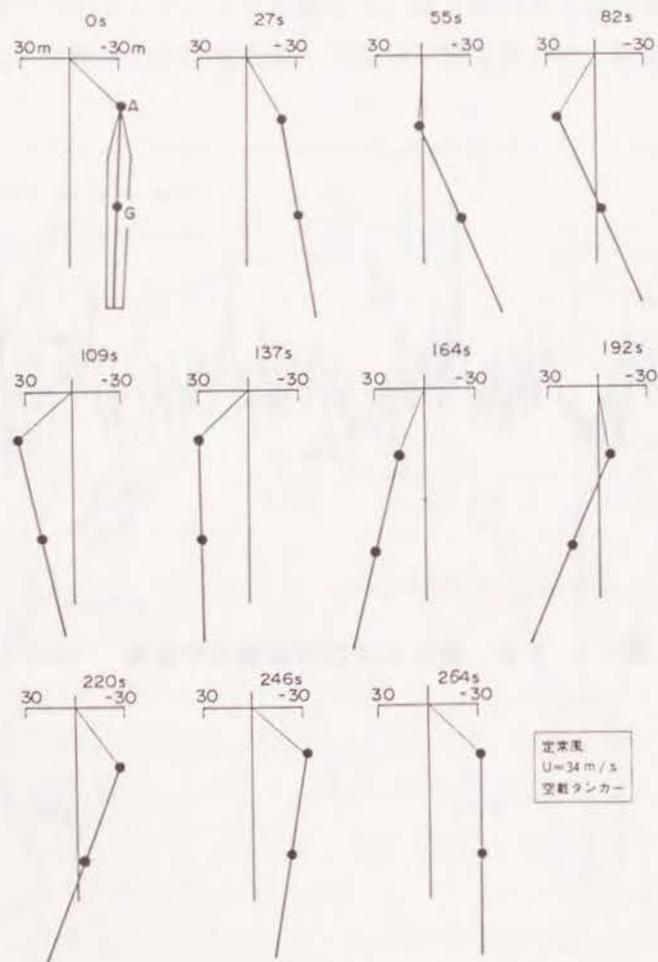


図-5.19 振れ回り運動の様子

単点で係留したときに示される振れ回り運動の、船首と船体重心の運動の軌跡を示す。風向きは、図の上方から下方である。図からわかるように、重心の軌跡がきれいな8の字を描くこと、風向きに対し左右がほぼ対称であること、周期的であることなどが振れ回り運動の特徴である。振れ回り運動は船体の初期状態に影響されない運動である。

図-5.21は、船体がこのような平面運動を行うときに発生する係船索（ホーサー）張力の測定例を示したものである。図に示されるように、係留力も周期的な変動を繰り返していることがわかる。ただし、運動の1周期間に最大張力が2回ずつ現れる。

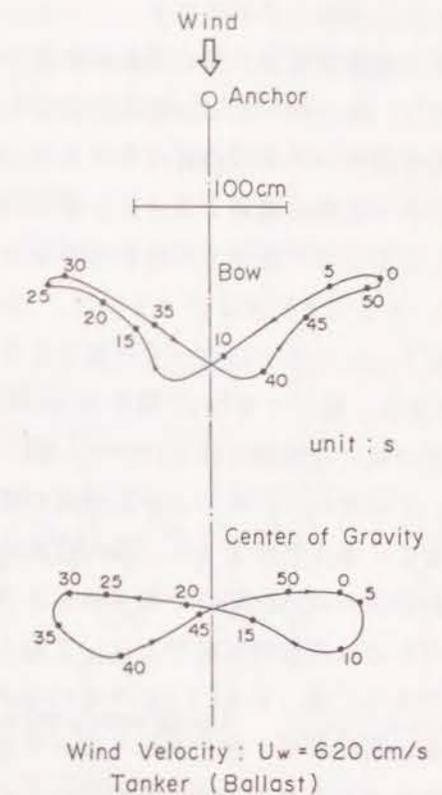


図-5.20 タンカーの運動軌跡 (鈴木・諸石、1982)

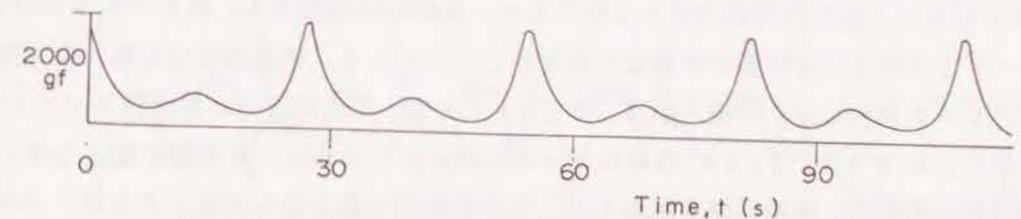


図-5.21 係船索張力の時間変化 (鈴木・諸石、1982)

(2) 避泊フェリーの振れ回り運動と係留張力

(i) 張力の時間変動

図-5.22、23および24は波を作用させない場合の張力の変動を示す。風は、5.0 m/sの定常風である。各図において、左上の図は、運動が定常になってからの実機換算

値で1200秒間のブイ係留チェーン張力の時間変動波形を示す。細い実線が、移動平均をかけない測定波形で、太い実線が移動平均をかけて平滑化した長周期の変動成分を示す。左下の図は、測定データより長周期成分を差し引いた短周期の変動成分を示す。右の図は、短周期成分のスペクトル解析結果である。移動平均は、20個のデータについて2回行った。すなわち実機に換算すると、28.3秒間の張力を重み付き平均して長周期変動成分を求めたことになり、移動平均化することにより滑らかな長周期の変動成分が得られる。

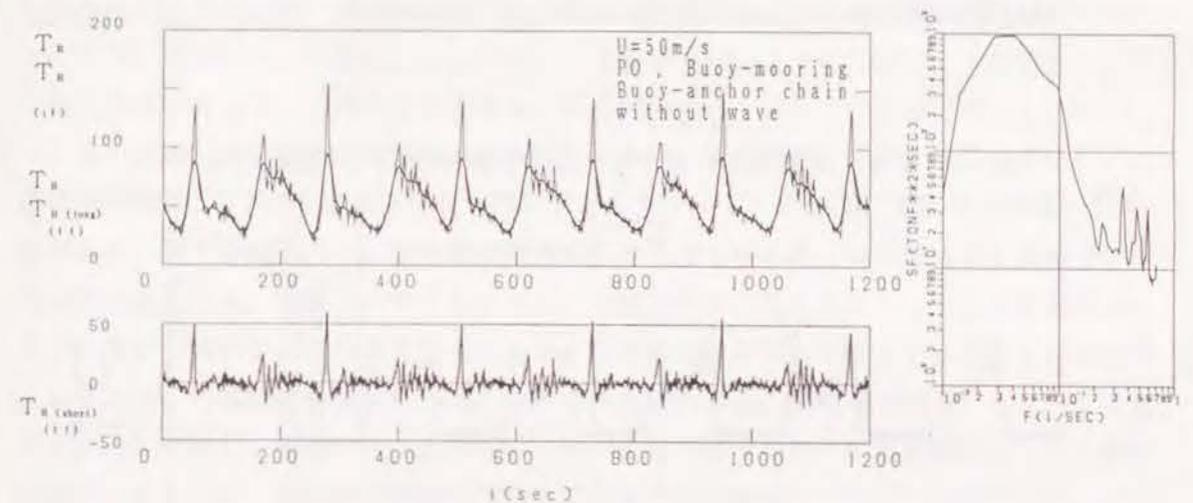
図-5.22(1)および(2)は、“ぶりんせすおきなわ”のブイ泊ケースで、それぞれ、ブイ係留チェーンおよびホーサー張力を示す。係留チェーン径および長は76mmおよび25mである。図-23は、“飛龍3”の単錨泊のケースである。錨泊チェーンは、車両昇降デッキの無い左舷側に取り付けた。図-24(1)および(2)は、“飛龍3”の双錨泊のケースで、それぞれ、右舷および左舷側の錨泊チェーン張力を示す。

図-22に示されるように、張力変動の時間波形は複雑で、(1)タンカー係留の場合に見られたようにsin関数で表されるような対称形を示さない。これは、フェリーが昇降デッキのために左右対称船形となっておらず、風圧力の大きさが右舷および左舷側で異なるためである。図-22(1)に示されるように、ブイ係留チェーンの最大張力は、衝撃張力のように鋭いピーク状の波形となって出現し、その最大値は、160tf程度になる。最大値が出現した後、張力は極端に小さくなる。つまり、チェーンは通常弛緩しているため、引っ張られると衝撃的に張力が作用する。大きな最大張力が作用した後に、110tf程度の第2ピークが生じる。したがって、1周期中に第1と第2のふたつのピークが現れて、第2ピークの後は、振幅5~10tf程度の変動が続く。長周期成分の最大値は、100tf程度で、最大作用張力の62%であり、波がない場合でも、移動平均をかけた後のデータからは最大作用張力が算定できないことがわかる。短周期成分も最大張力発生時に鋭いピークを示し、その最大値は、55tfである。短周期成分の周波数スペクトルを調べると、0.04Hz(25s)程度にピークを持つが、これは、長周期変動成分からの変動部分の周期で、移動平均を細かくし、長周期成分の最大値を大きくすれば、この周期は短くなる。したがって、最大作用張力が発生する近傍の張力変動の周期を正確に表すものではないが、次のケースで、波のある場合との比較を行うので、ここでは、波の影響を受けずに発生する最大作用張力を示すピーク波形の周期を25s程度と考える。

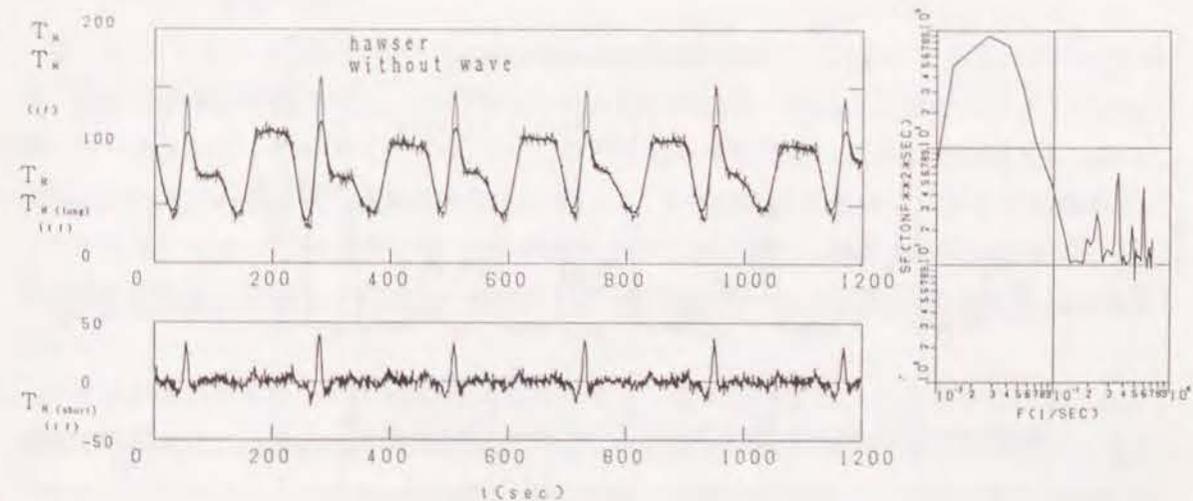
図-5.22(2)に示されたホーサー張力の場合、短周期成分の振幅は、係留チェーン張力の場合より小さい。変動張力の最大値は、係留チェーン張力の場合と同様に衝撃的に発生し、最大作用張力は、長周期成分の最大値の1.3倍程度である。したがって、ナイロンホーサーなどの弾力的な係留ラインを用いても、ピークの鋭い衝撃的な最大張力の発生を

なくすことはできない。

図-23の単錨泊時の左舷係留チェーン張力の場合にも最大張力は衝撃張力として発生し、長周期成分の最大値の1.2倍程度である。ブイ係留の場合と異なり、第2ピーク的位置が不確定で、ほぼ同じ大きさのピークをもつ山が2つ現れる。単錨泊の場合には、係留点が船首ではなく左舷側にあること、船形が左右対称になっていないことから図に示すような複雑な変化を示すものと思われる。短周期の変動のスペクトルにおいては、0.03Hzにピーク周波数が現れる。



(1) ブイ下チェーン張力



(2) 係船ホーサー張力

図-5.22 定常風を作用させた場合の係留張力(ブイ泊の場合)

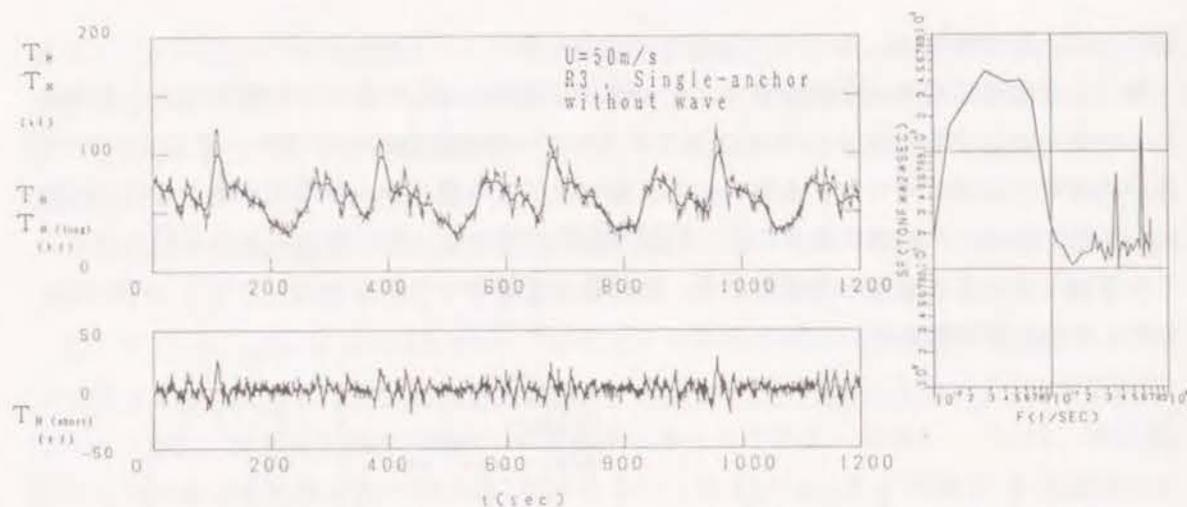
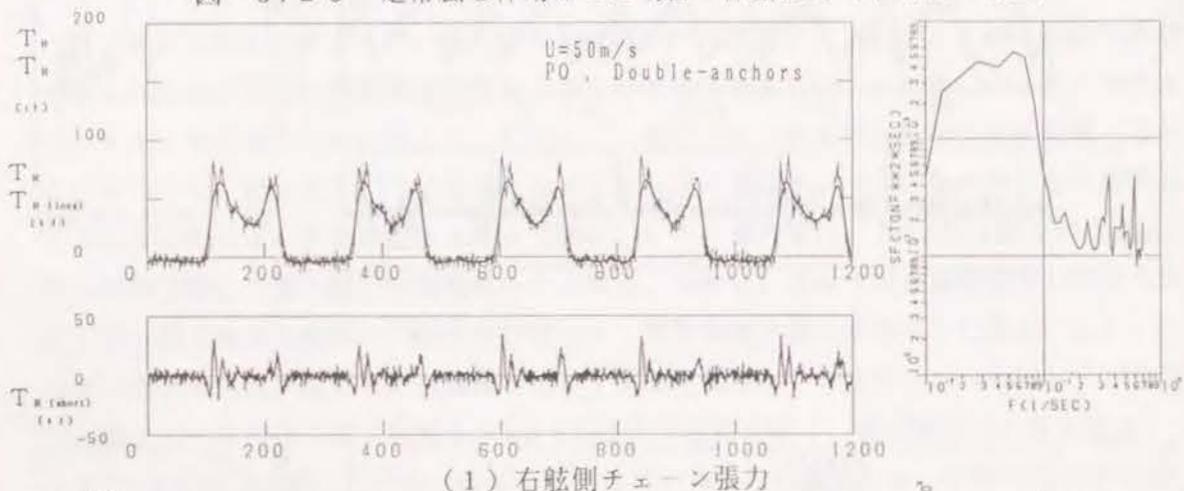
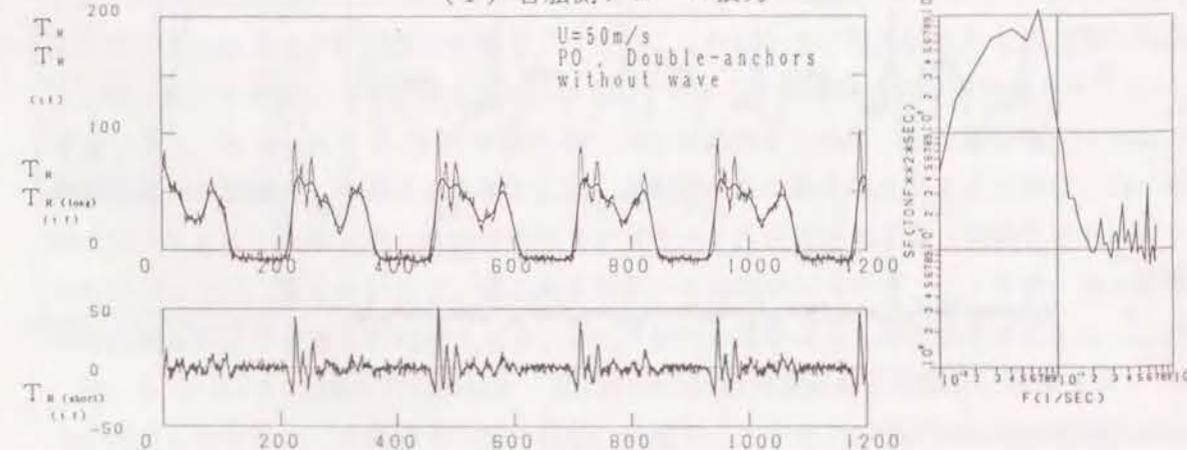


図-5.23 定常風を作用させた場合の係留張力(単錨泊の場合)



(1) 右舷側チェーン張力



(2) 左舷側チェーン張力

図-5.24 定常風を作用させた場合の係留張力(双錨泊)

図-5.24の(1)および(2)を比較すると、最大張力は右舷側が10.9、左舷側が9.1tfで、昇降デッキを有する右舷側の方が最大張力が大きくなる。したがって、昇降デッキのような船体表面を不連続にする構造物を設けると、風による空気の渦が多くの箇所に生じ、風圧力が大きくなるため、係留張力がより大きくなるものとおもわれる。図-24(1)および(2)の波形を比較すると、右舷側に張力が作用しているときは、左舷側の張力はほぼ0で、反対に左舷側に張力が作用しているときは、右舷側には張力は作用していない。すなわち、双錨泊にしても同時に2本のチェーンに張力が作用して、係留力が二分されるわけではなく、船の側面が風上になった方の係留チェーン1本で船を係留していることになる。すなわち、本質的には、双錨泊と単錨泊は同じような係留で、1本のチェーンの最大強度によって、係留条件が定まる。右舷側チェーンの最大作用張力は、10.9tfで、この値は、図-23の単錨泊よりも若干小さい。短周期成分の最大値は、5.0tfで、単錨泊の時は、2.5tfであるから2倍に大きくなる。したがって、短錨泊と双錨泊を比較すると、最大作用張力は、双錨泊の場合により小さくなるが、短周期成分の振幅は、2倍程度大きくなる。双錨泊にすると、チェーン張力が0になり弛緩している時間があり、その状態から急に引っ張られて張力が大きくなるので、衝撃的に張力が作用する回数が多くなるので、短周期成分がより大きくなるものと思われる。単錨泊の場合、チェーンには常に張力が作用し、弛緩することがないため、衝撃的な変動が、ある程度チェーンの懸垂で吸収されるため、短周期変動成分が小さくなると思われる。

(ii) 振れ回り運動の軌跡

図-5.25は、各時間毎の船首および重心位置の軌跡を示したものである。図中の数値は、解析開始後の時間を示し、図の場合には、解析開始後、模型での値ではほぼ3.2秒後に船は同一点まで戻ってきたことを示す。このとき振れ回り周期は、模型での値で3.2秒となる。フェリーの振れ回り運動の軌跡は、図-5.20のようなきれいな8の字を描かず、左右非対称である。なお、図-5.25の中で、 X_p で示した、船首の水平移動範囲の最大値を振れ回り幅と定義し、振れ回り範囲を代表する数値とし、運動の周期を振れ回り周期とする。

係留索および係留チェーンの設計に当たっては、最大作用張力が最も重要な要素になる。最大作用張力は、現地観測などでは、ケースによる変化が大きく、1/10最大値などを代表値として用いることもある。本実験においては、定常風を作用させると、張力の極大値は常に等しく最大作用張力を確定できる。波および変動風を作用させた場合でも、速を変化させて実験をしてもほぼ同じ最大作用張力が測定されることから、測定期間中に出現し

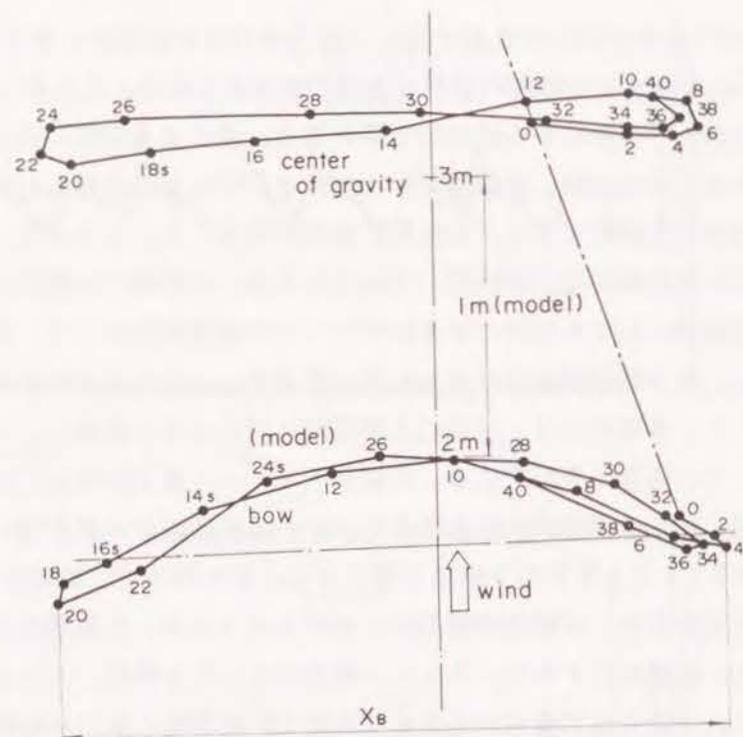


図-5.25 フェリーをブイ泊した場合の運動の軌跡

た最大値を以て最大作用張力として整理した。

(iii) 係留方式による最大張力の変化

図-5.26は、係留方式による最大作用張力の変化を検討したものである。図では、平均風速30、40および50 m/sの定常風を作用させたときの最大張力 T_{Rmax} を示す。ブイ泊の場合には、一般に係留チェーンの引っ張り強度の方がホーサーよりも大きく、また、係留チェーン張力とホーサー張力はそれほど違わないので、チェーン張力が設計条件になることは少ないため、ホーサー張力のみを示した。なお、ブイ係留チェーンの呼径は124 mmである。双錨泊の場合には、張力が大きくなる右舷側のチェーンに作用する張力を示した。黒い記号は、“飛龍3”、白い記号は“ぶりんせすおきなわ”のものであることを示す。“飛龍3”の場合、単錨泊時の張力が最も大きく、風速50 m/sの場合、127 tfである。ホーサー張力はそれよりも小さくなり、114 tfになる。“ぶりんせすおきなわ”の場合ブイ泊時の方が張力は大きく、単錨泊、ブイ泊それぞれについて、最大張力は106、および124 tfである。したがって、“飛龍3”では、錨泊時の方が、ブイ泊時より張力は大きくなるのに対して、“ぶりんせすおきなわ”では、ブイ泊時の方が錨泊時より最大作

用張力は大きくなる。最も係留張力が小さくなる係留方式は、船の形によって異なり、1種類の船のデータだけを使って、他の船型の場合について推測することは難しい。“ぶりんせすおきなわ”の錨泊を除いて、50 m/s風速作用時の最大張力は、ほぼどのような係留方式をとっても、105~125 tf程度である。“ぶりんせすおきなわ”は双錨泊にすると最大作用張力を小さくできて、50 m/sの場合、91 tfである。

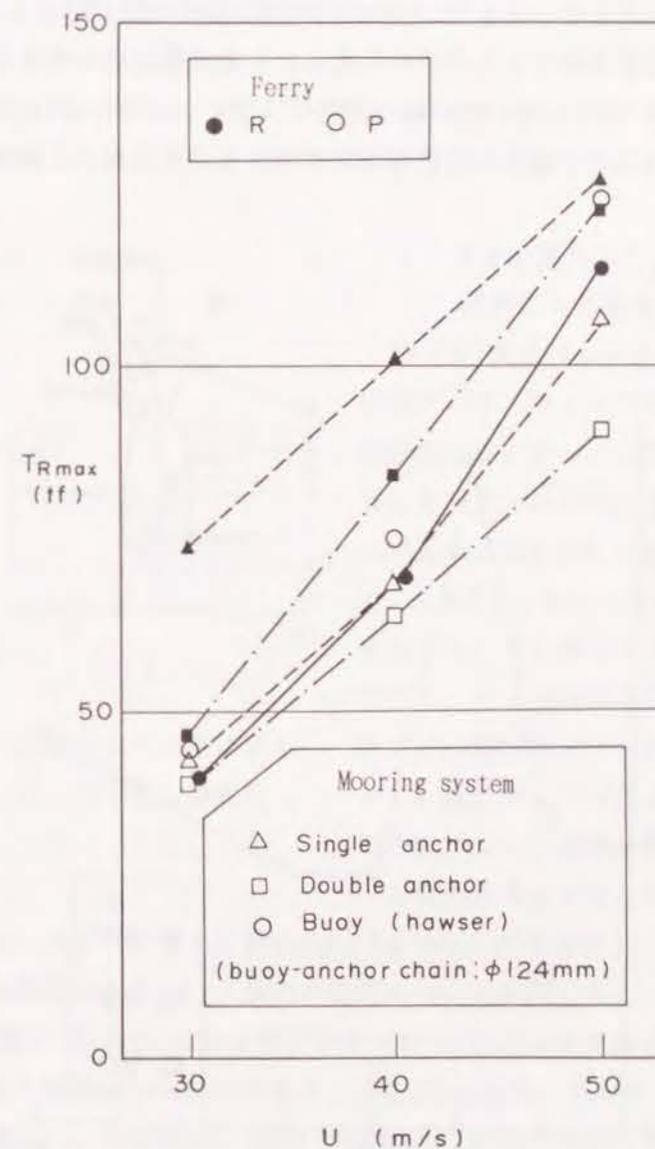


図-5.26 フェリー係留方式による最大作用張力の変化

(iv) 双錨泊時の特性

図-5.27は、双錨泊における、2つのラインの開き角および風向が張力に与える影響を調べたものである。図の θ および α は、それぞれ開き角および開き角の2等分線からの風向を示す。船舶は、“ぶりんせすおきなわ”で、5.0 m/sの定常風を作用させ大きい側の張力を示した。次に、風向を一定として開き角を変化させてみる。 θ が、30、90および45°の時、最大張力は、それぞれ、109.51および156 tfとなり、45°のときに大きくなる。後述するように、45°のときは振れ回り幅が非常に小さく、運動によって、張力の増加を低減することができない。そのために、最大作用張力が大きくなったものと思われる。ただし90°の時も振れ回り幅は非常に小さく、このときは、運動がないために常に2本のチェーンの両方に張力がほぼ等分に作用することになり、張力が小さくなった

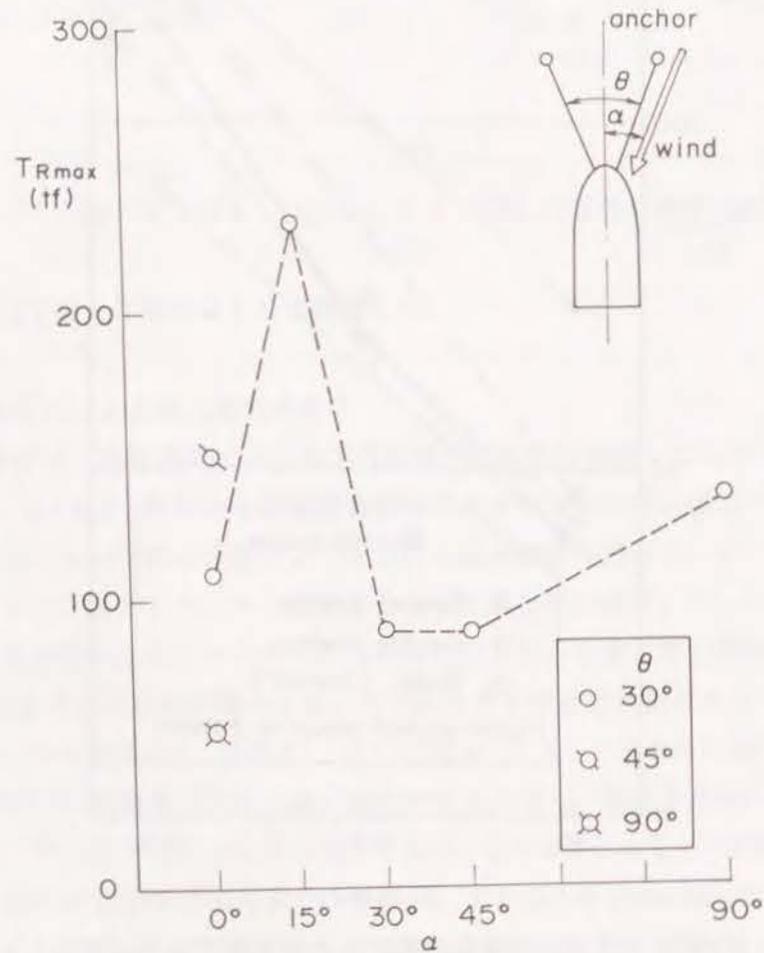


図-5.27 双錨泊における風向および開き角の影響

力が小さくなったものと考えられる。したがって、双錨泊にすると、開き角によっては作用張力を小さくすることができるのがわかる。

次に、開き角を一定にして、風向きを変化させてみる。 $\alpha=15^\circ$ のケースを除いて、最大作用張力は、大きく変化せず、ほぼ $\alpha=0^\circ$ のケースと等しい。 $\alpha=15^\circ$ の場合には、非常に大きな最大張力が発生し、その値は、232 tfである。 $\alpha=15^\circ$ の時は、風がちょうど右舷側のチェーンと平行に作用している。船の初期位置を、船軸が開き角の2等分線と一致し、チェーンが伸びきった状態であるとし、チェーン取り付け点とアンカー点を結ぶラインを係留ラインとして定義すると、風向が係留ラインの方向と一致することになる。このようなときには、風向と一致しないチェーンによって、船の運動がある程度拘束されるので、単錨泊時よりも大きなチェーン張力が作用し危険である。

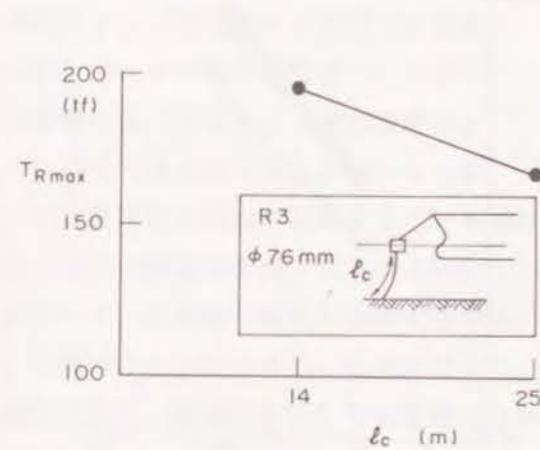
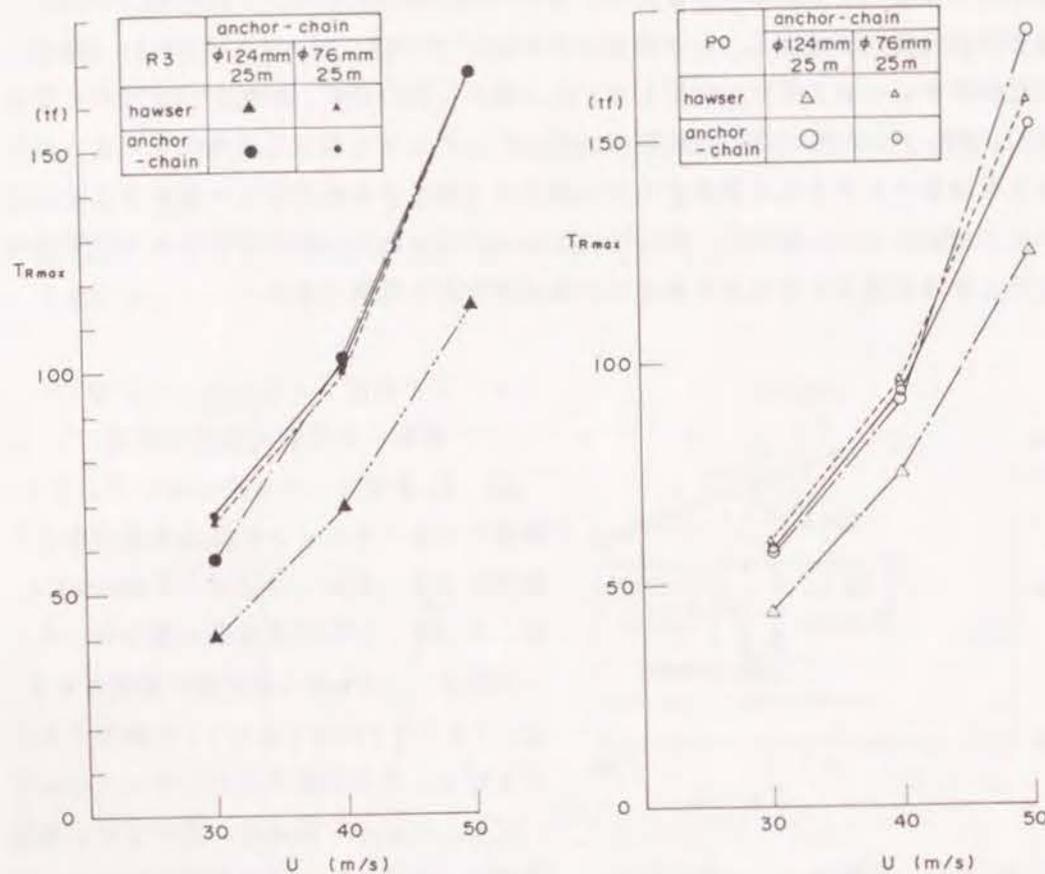


図-5.28 係留チェーン長によるホーサー張力の変化

(v) ブイ係留アンカーチェーンの種類による最大張力の変化

図-5.28は、ブイ泊において、ブイ係留アンカーチェーンの長さを変化させた場合を示す。チェーン径は、76 mmである。ホーサーに作用する最大張力は、チェーン長を、25 mから14 mに変化させると、167 tfから194 tfに増加する。すなわち、ブイ係留アンカーチェーンにおいても、チェーン長は長い方がよい。本実験では、錨泊チェーンは変化させなかったため、錨泊チェーン長およびチェーン径すなわちチェーン重量の相違による係留チェーン張力を考慮できなかった。

ブイ泊においては、チェーン径を124 mmと76 mmに変化させているので、アンカーチェーン重量の相違によるチェーン張力の変化について検討できる。図-5.29(1)および(2)は、“飛龍3”および“ぶりんせすおきなわ”における最大係留チェーン張力およびホーサー張力の変化を検討したものである。径76 mmの時、ホーサーとチェーンに作用する張力はほぼ等しい。その値は、“飛龍3”の場合、風速5.0 m/sで、167 tf程度、“ぶりんせすおきなわ”の場合、155 tf程度である。チェーン径を大きくし、124 mmとした場合、係留チェーン張力は変化せず、径76 mmの場合と同程度である。ホーサー



(1) 飛龍3

(2) ぶりんせすおきなわ

図-5.29 チェーン径によるフェリー係留張力の変化

張力は、係留チェーン張力より小さくなり、風速50m/sで、“飛龍3”および“ぶりんせすおきなわ”それぞれについて、11.4および12.4tfである。したがって、チェーン径を大きくし、水中重量を大きくしてやると、懸垂力によるピーク時の張力を吸収する割合が増加して、ホーサー張力を小さくすることができる。チェーン自体に作用する張力は、チェーン径を変化させても変わらない。したがって、ブイ係留チェーンとしては、水中重量の大きい径124mmクラスのチェーンを用いたほうがよい。

(vi) 張力の最大値と有義値の比較

図-5.30は、1/3最大値と最大作用張力の関係を調べたものである。縦軸は、最大作用張力と1/3最大値の比である。データのばらつきがあるものの次のようなことが推論できる。単および双錨泊の場合は、最大張力は、1/3最大値に比べて、1.5倍以上に大きくなり、張力は、ピークが鋭く尖った分布を示すことがわかる。ブイ係留チェーン張力も、1.5倍以上になり、錨泊チェーンの場合とほぼ同じ変化を示す。ホーサー張力の比は、1.5以下で錨泊に比べて小さく、張力変動のピークはそれほど鋭くならない。したがって、衝撃的な張力が作用することを避けようとするならば、ナイロンホーサーのような伸び率の大きい係留索を使った方がよい。1/3最大値との比は、船形によって大きく異なることはなく、本実験で検討した最大張力は、統計的に不安定な値ではなく、実験の代表値として用いることができる。風速によって、張力の比が大きく変化することはなく、張力の変動波形は、風速が変化しても変化しない。

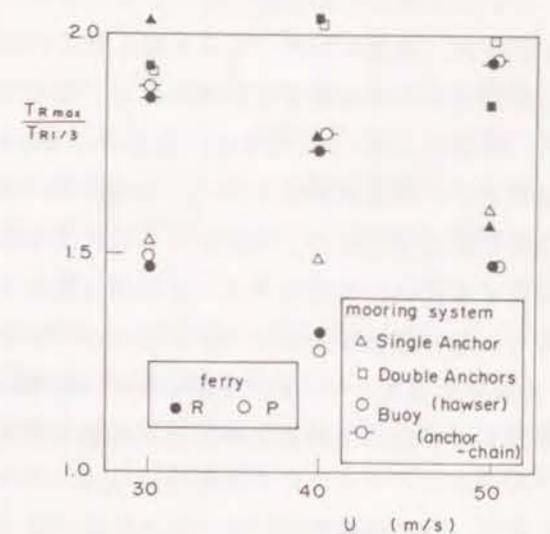


図-5.30 フェリー係留張力の有義値と最大値の比較

(vii) 振れ回り幅および周期の変化

振れ回り運動を規定するパラメーターとして、ここでは、振れ回り周期および振れ回り幅について検討する。振れ回り周期は、船首あるいは重心が同じ位置に戻るまでの時間で、振れ回り幅は、船首の、風向と直角のY軸方向の両振幅として求められる。

図-5.31は、風速による振れ回り周期の変化を調べたものである。図に示されるように、振れ回り周期は、風速に比例して減少する。係留方式の違いによる差を検討すると、“飛龍3”では、単錨泊、双錨泊、ブイ泊の順に周期が小さくなる。“ぶりんせすおきなわ”では、双錨泊、ブイ泊、単錨泊の順に周期は短くなり、その順序は、船種によって異なり、どの係留方式が最適かはっきりしたことはわからない。

図-5.32は、振れ回り幅の変化を示す。振れ回り幅は、風速が変化しても大きく変化することはなく、ほぼ一定である。たとえば、“ぶりんせすおきなわ”のブイ泊では、風速

30, 40 および 50 m/s について、それぞれ、105, 109 および 105 m である。振れ回り周期は、風速が大きくなると短くなるので、このことから、風速が大きくなると、船体の移動速度が早くなることわかる。たとえば、前述の“ぶりんせすおきなわ”のブイ泊の時、風速 50 m/s になると、船首は、 $100 \times 2 / 260 = 0.8 \text{ m/s}$ くらいの早さで移動する。これは 48 m/min で、人間がゆっくり歩く程度の早さになる。錨泊では、単錨泊時の振れ回り幅が、双錨泊時のそれよりも大きい。これは、双錨泊では、交互に張力が作用するため、片方のチェーンが引っ張られているときに、もう片方のチェーンが抵抗となり、船体運動を止めようとするからである。船種を比較すると、どの係留条件でも、“ぶりんせすおきなわ”の方が大きくなり、船種による影響が明らかに生じている。これは、付加質量および流体力係数との数値が両船では異なってくるためである。

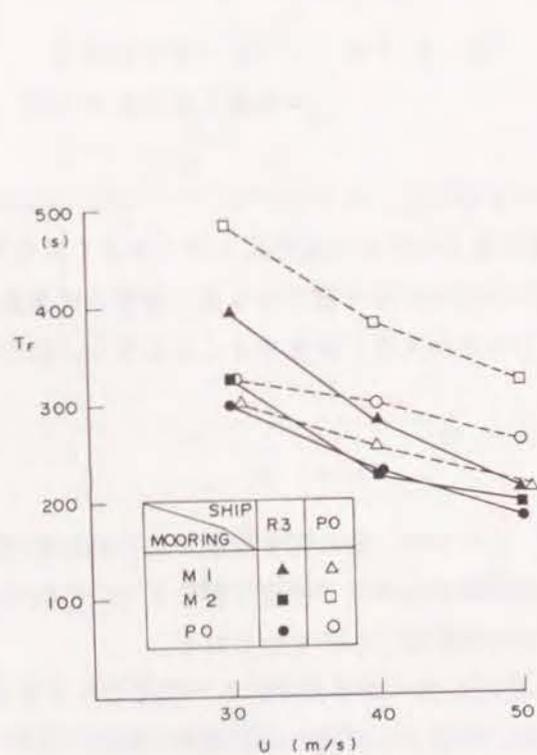


図-5.31 風速によるフェリー振れ回り周期の変化

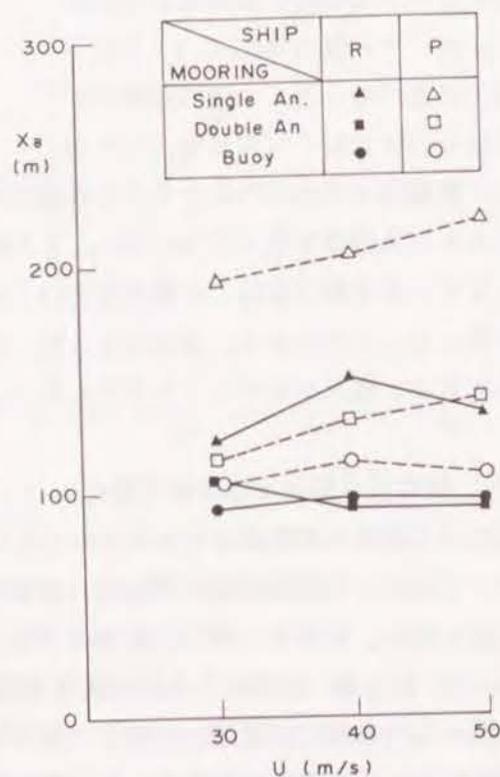


図-5.32 風速によるフェリー振れ回り幅の変化

4.2 振れ回り運動の数値計算法

振れ回り運動においては、風および潮流が外力として支配的になる。風および潮流による長周期の船体の水平運動については、鈴木・諸石(1982)が、定常風が作用した場合のタンカーおよび貨物船の振れ回り運動と係留索に作用する力を求める数値計算法を提案した。そして、船体の流圧力及び風圧力係数を適切に定めることによって、振れ回り運動および係留索張力を計算で求めることができることを明らかにしている。さらに、高山・平石ら(1984)は、変動風が作用した場合でも対応できるように計算手法を改良した。この計算法は、流圧力係数を変化させることによって現地でも適用可能である(高山・平石ら、1985)。

鈴木が提案した手法では、船体に関する運動方程式を時間領域で解いて船体の水平変位と船体に作用する係留力を求めている。この他にも、一点係留システムをブイと船体の複合構造物として複合体に関する運動方程式を時間領域あるいは周波数領域で解く計算法が開発されている(佐尾他2名, 1987, 沼田他2名, 1988)。また、小保方(1987, 1988)は、振れ回り運動の安定判別法を提案し、水槽試験および複雑な数値計算を行わなくても、係留システムの初期計画が可能であることを示している。以上のように、一点係留船舶の振れ回り運動に関しては、多くの研究者が水槽実験および数値計算を実施し、研究成果は設計に役立てられている。しかしながら、いずれの場合も、タンカーおよび貨物船を対象としており、フェリーのような吃水が比較的浅く、車両昇降デッキを片側に有するために左右非対称な船型を持った船に対してこれまでの研究成果が適用できるかどうか明かではない。錨泊については、カテナリーによるチェーン張力を計算する手法は提案されている(上田ら、1981)ものの、錨泊時の船舶の振れ回り運動を取り扱った例はない。また、フェリーの風圧力および流圧力についても調査した例はない。そこで、平石(1991)は、自動車搬送用デッキのために左右非線形な線形を持ったフェリーについて検討し、鈴木が提案したように、運動方程式を時間領域で解き、流圧力係数および風圧力係数を実験的に求めて、ブイ泊および錨泊されたフェリーの振れ回り運動が数値計算で求められることを明らかにしている。このとき、風は定常風だけでなく変動風についても、その効果が検討されている。以下に、平石(1991)が提案した錨泊およびブイ泊されたフェリーの振れ回り運動の計算手法の概略を示す。もちろん、この手法は、風圧力および流圧力係数を適切に定めることによって、タンカーあるいは貨物船へも適用可能である。

この計算法は、ブイ泊されたタンカーの振れ回り運動を検討するために開発されたもので、以下の2つの部分から成り立っている。

- 1) ナイロンホーサーの伸び特性を考慮して、避泊ブイに働く力の静的な釣合方程式を解いて、船首-アンカー距離と、ホーサー張力との関係を求めるプログラム
- 2) 船体に作用する風圧力、流圧力、波漂流力及び係留張力を外力とする船体に関する運動方程式を逐次的に解いて、各時刻毎の船体位置および作用張力を求めるプログラム。

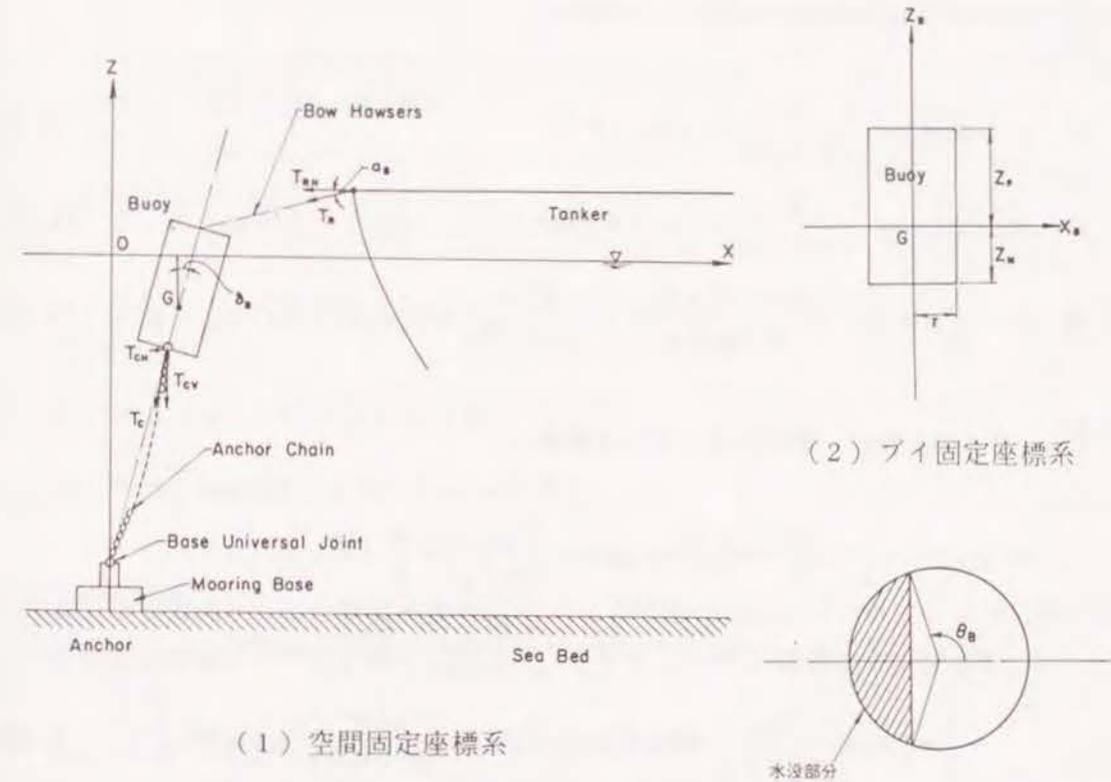
なお、2)のプログラムでは、変動風の場合も計算できる。また、係留ラインが複数本ある場合にも適用できる。

(1) 船舶を係留するラインに作用する張力

(i) ブイ泊時にホーサーで係船した場合

避泊ブイに作用するアンカーチェーン張力およびホーサー張力とブイ復元力の静的な釣合方程式を解いて、船体に作用するホーサー張力を求める。すなわち、船体にかかる外力のうち、係船索張力については、船体における係船索の取り付け点の水平変位と係船索張力との関係をあらかじめ求めておかなければならない。船体が動揺し係船索の取り付け点が移動すると、係船索には張力が働く。この張力によって一点係留ブイは変位と回転を起こす。そのため、係船索張力は係留ブイにかかる静水圧的復元力、ブイ係留チェーン張力および係船索張力との間の釣り合い方程式を解くことによって算定することができる。

ブイ変位を定める座標系を図-5.33のように設定する。係船索張力でブイが引張られると、ブイは係船索張力の方向に傾くと仮定する。座標系としては、ブイ係留チェーンのアンカーを通る鉛直軸と静水面との交点を原点として、水平方向をX軸、鉛直上方をZ軸とする空間固定座標系X-Zと、ブイ重心を原点として、ブイ底面に平行方向を X_B 軸、中心軸の上方を Z_B 軸とするブイ固定座標系 X_B-Z_B をとった。図-5.33において、 T_R が係船索張力、 T_C がブイ係留チェーン張力を示す。また、係船索はブイ上面中央部、ブイ係留チェーンはブイ底面中央部に取り付けられるものとし、ブイ上面とブイ重心との距離を Z_P 、ブイ底面とブイ重心との距離を Z_M とした。また、ブイの半径は r とした。さらに、係船索が水平方向となす角を α_B 、ブイの鉛直方向からの傾きを δ_B 、ブイ係留チェーン張力の水平成分、鉛直成分をそれぞれ T_{CH} 、 T_{CV} 、ブイの質量を M_B とする。そして、ブイに作用する静水圧的復元力のブイ固定座標方向の成分を F_x 、 F_z 、ブイ重心まわりの静水圧によるモーメントを M_y で表すと、ブイに関する釣合方程式は次式のようなになる。ここで角度はすべて反時計回りを正としている。



(1) 空間固定座標系

(2) ブイ固定座標系

(3) 半没水ブイの表面

図-5.33 ブイ変位を求める座標系

$$T_R \sin(\alpha_B + \delta_B) + F_z = M_B g \cos \delta_B + T_{CH} \sin \delta_B + T_{CV} \cos \delta_B \quad (5.6)$$

$$F_x + T_{CH} \cos \delta_B = T_R \cos(\alpha_B + \delta_B) + M_B g \sin \delta_B + T_{CV} \sin \delta_B \quad (5.7)$$

$$M_y + T_R Z_P \cos(\alpha_B + \delta_B) - T_{CH} Z_M \cos \delta_B = -T_{CV} Z_M \sin \delta_B \quad (5.8)$$

ブイにかかる静水圧的復元力やモーメントは、鈴木ら(1982)によると、ブイの上面が完全に水表面上にある場合、ブイの上面の一部が水没している場合およびブイの上面がすべて水没している場合の3種類に分けて、以下のように求められている。なお、式中の θ_B は、図-5.33(3)に示したブイ上面の水没面積を表す角度である。また ρ_w は海水の単位体積重量、 Z_{GB} はブイ重心のZ座標である。

(1) プイの上面が完全に水面上にある場合

$$F_x = -\pi \rho_w g r^2 \left(\frac{Z_{GB}}{\cos \delta_B} + z_M \right) \sin \delta_B \quad (5.9)$$

$$F_z = -\pi \rho_w g r^2 \left(\frac{Z_{GB}}{\cos \delta_B} + z_M \right) \cos \delta_B \quad (5.10)$$

$$M_y = -\frac{1}{2} \pi \rho_w g r^2 \left(\frac{\cos^2 \delta_B + 1}{4 \cos \delta_B} r + \frac{Z_{GB}^2}{\cos^2 \delta_B} - z_M^2 \right) \sin \delta_B \quad (5.11)$$

(2) プイの上面の一部が水没している場合

$$F_x = \rho_w g r \left(r \left\{ z_P \left(\frac{\pi}{2} + \theta_B \right) - z_M \pi + \frac{Z_{GB}}{\cos \delta_B} \left(-\frac{\pi}{2} + \theta_B \right) \right\} \sin \delta_B \right. \\ \left. - \left\{ z_P (2Z_{GB} + z_P \cos \delta_B) + \frac{4Z_{GB}^2 + 3r \sin^2 \delta_B}{4 \cos \delta_B} \right\} \cos \theta_B \right. \\ \left. - \frac{1}{2} r \left(z_P + \frac{Z_{GB}}{\cos \delta_B} \right) \sin \delta_B \sin 2\theta_B + \frac{r^2 \sin^2 \delta_B}{12 \cos \delta_B} \cos 3\theta_B \right) \quad (5.12)$$

$$F_z = \rho_w g r^2 \left\{ \left\{ z_P \left(\frac{\pi}{2} + \theta_B \right) - z_M \pi - \frac{Z_{GB}}{\cos \delta_B} \left(\frac{\pi}{2} - \theta_B \right) \right\} \right. \\ \left. - \frac{2r}{3} \sin \delta_B \cos^3 \theta_B + \frac{z_P \cos \delta_B + Z_{GB}}{2} \sin 2\theta_B \right\} \quad (5.13)$$

$$M_y = \rho_w g r \left[\frac{r}{2} \left\{ \left(z_P^2 - \frac{r^2}{2} \right) \left(\frac{\pi}{2} + \theta_B \right) - \left(z_M^2 - \frac{r^2}{2} \right) \pi + \frac{4Z_{GB}^2 + r^2 \sin^2 \delta_B}{4 \cos^2 \delta_B} \left(\frac{\pi}{2} - \theta_B \right) \right\} \right. \\ \times \sin \delta_B - \left\{ \left(z_P^2 - \frac{r^2}{2} \right) Z_{GB} + z_P \left(\frac{2}{3} z_P^2 - \frac{r^2}{2} \right) \cos \delta_B - \frac{4Z_{GB}^3 + 9r^2 Z_{GB} \sin^2}{12 \cos^2 \delta_B} \right\} \\ \left. \times \cos \theta_B - \frac{r}{4} \left(z_P^2 \frac{3Z_{GB}^2 + r^2 \sin^2 \delta_B}{3 \cos^2 \delta_B} \right) \sin \delta_B \sin 2\theta_B \right]$$

$$-r^2 \left(\frac{Z_{GB} \sin^2 \delta_B}{12 \cos^2 \delta_B} - \frac{z_P \cos \delta_B + Z_{GB}}{6} \right) \cos 3\theta_B \\ - \frac{r^3}{16} \left(\frac{\sin^2 \delta_B}{6 \cos^2 \delta_B} - 1 \right) \sin \delta_B \sin 4\theta_B \quad (5.14)$$

(3) プイの上面がすべて水没している場合

$$F_x = \pi \rho_w g r^2 (z_P - z_M) \sin \delta_B \quad (5.15)$$

$$F_z = \pi \rho_w g r^2 (z_P - z_M) \cos \delta_B \quad (5.16)$$

$$M_y = -\frac{1}{2} \pi \rho_w g r^2 (z_P^2 - z_M^2) \sin \delta_B \quad (5.17)$$

ここまで示した式の左辺の復元力は Z_{GB} と δ_B の関数である。プイ係留チェーン取り付け点の空間固定座標における座標を (X_C, Z_C) とすると、 Z_{GB} は次式で表される。

$$Z_{GB} = Z_C - z_M \cos \delta_B \quad (5.18)$$

したがって、 F_x 、 F_z 、 M_y は、 Z_C と δ_B の関数となる。またプイ係留チェーン張力 T_{GV} 、 T_{CH} は、座標 (X_C, Z_C) からカテナリー理論によって計算できるので、 X_C, Z_C の関数となる。さらに、係船索の傾き α_B は、係船索の船首取り付け点の座標を (X_{SR}, Z_{SR}) 、プイ取り付け点の座標を (X_{SB}, Z_{SB}) 、係船索長を l_R とすると次式で与えられる。

$$\alpha_B = \sin^{-1} \left(\frac{Z_{SR} - Z_{SB}}{l_R} \right) \quad (5.19)$$

ここで、 X_{SB}, Z_{SB} は、 X_C, Z_C の関数として

$$X_{SB} = X_C - (z_P + z_M) \sin \delta_B \quad (5.20)$$

$$Z_{SB} = Z_C + (z_P + z_M) \cos \delta_B \quad (5.21)$$

で示される。 l_B は、係船索自体の伸び特性が判明しているものとすれば、 T_R によって定まる。

船首の沈み込みを無視すると、 Z_{SR} は一定となるので、 α_B も Z_C と δ_B の関数となる。以上のことから、釣合方程式(5.6)、(5.7)および(5.8)において、 M_B 、 Z_P 、 Z_M 、 T_R 、 g を既知数とすると、未知数 F_x 、 F_z 、 M_y 、 T_{CH} 、 T_{CV} 、 α_B はすべて (X_{SB}, Z_{SB}) および δ_B のみの関数となる。そこで、まず T_R の値を与えて、釣合方程式の誤差が許容値より小さくなるように X_C 、 Z_C 、 δ_B の最適解を繰り返し計算によって求める。 T_R に対する X_C 、 Z_C および δ_B の関数が求まると、未知数 F_x 、 F_z 、 M_y 、 T_{CH} 、 T_{CV} 、 α_B がすべて求まることになる。その結果、船首の係船索取り付け点からアンカー点までの水平距離 X_{SR} は次式で求められ、 T_R に対する X_{SR} の関係が定まる。

$$X_{SR} = X_{SB} - l_B \cos \alpha_B \quad (5.22)$$

図-5.34 はホーサー張力の実験値と計算値を比較したものである。黒丸で示した実験値は破線で示した計算値とよく一致し、精度よくホーサー張力を計算できることがわかる。

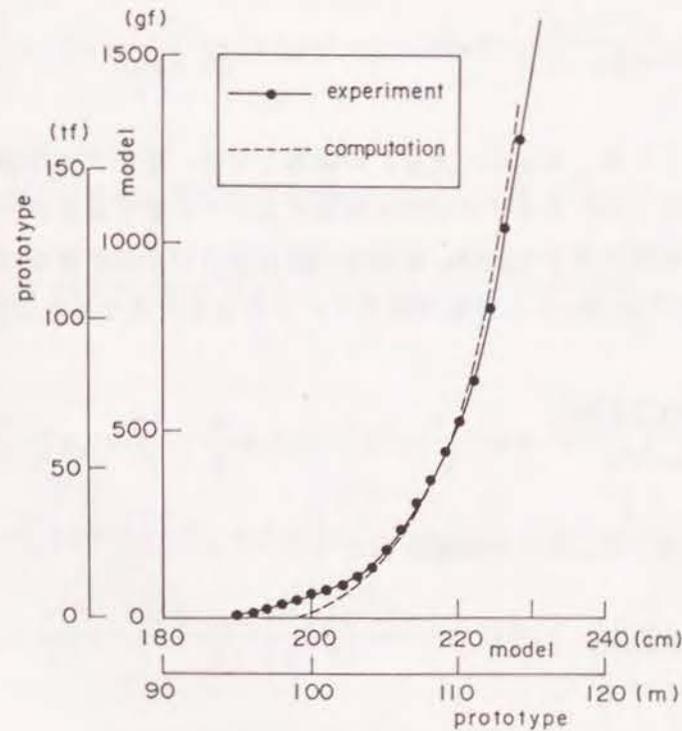


図-5.34 船首～アンカー距離と係留張力

(ii) ブイ泊時にチェーンで係船した場合

ブイ泊時において、係船索としてナイロン系のホーサーを用いず、船舶が所有する錨泊チェーンが用いられる場合がある。係船索としてチェーンを用いた場合の、静的係留張力を求める手法は、高山・平石ら(1984)によって開発されており、以下にその概要を示す。

図-5.35 に係船チェーン張力の算定に用いた座標系およびモデルを示す。座標系は、空間固定座標とし、アンカー点を原点にとり、水平方向に X 軸、鉛直上方に Z 軸を取る。また、ブイに固定された座標系として、重心を原点に取り、水平に x 軸、垂直に z 軸をとった。アンカーとブイ間のチェーンをチェーン1を係留チェーンと呼び、長さを l_1 、これによって作用する係留チェーン張力を T_1 で表す。また、ブイ～船首間のチェーン2を係船チェーンと呼び、空中単位長さ当たりの重量を w_2 、長さを l_2 、ブイ取り付け点において作用する係船チェーン張力を T_2 、その水平成分を T_H で表す。さらに、 h は水深、 X_S および Z_S はそれぞれ船首の X 座標および Z 座標とし、また θ は X 軸と係留チェーンの成す角である。

振れ回り運動は水平面上での運動であるので、計算では、船首の沈み込みを無視している。したがって、振れ回り運動の計算においては、アンカーと船首間の水平距離 X_S と船舶に作用する係船チェーン張力の水平成分 T_H の関係を明らかにしておかねばならない。本計算においては、モデルを単純化するために、係留チェーンは直線状になっており、この直線はブイの中心軸と一致していると仮定する。この仮定は、係船チェーン張力が強く、またブイの浮力が小さい場合に成立すると考えられる。この仮定によって、このモデルでは、直線 l_1 の傾き θ のみによってブイの位置が決定される。

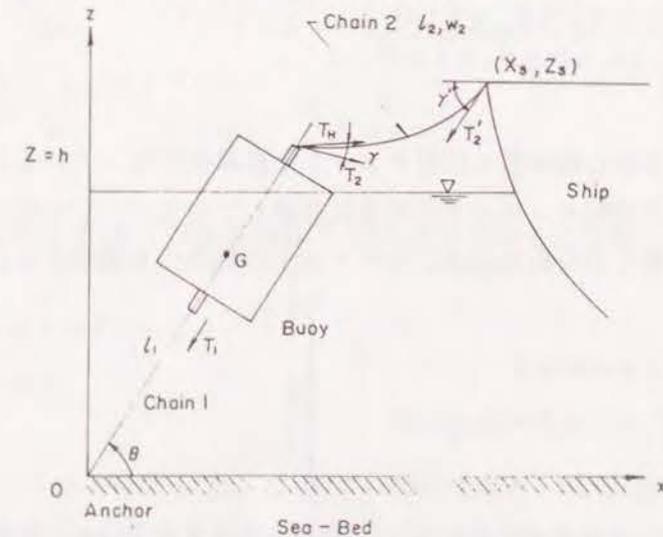


図-5.35 チェーンによる係船のモデル

ブイ上でチェーンは、通常、ブイ面から突出したフックに取り付けられるので、ブイ重心から底面までの距離 z_M と、実際のチェーン取り付け点から重心までの距離とは若干異なる。しかし、ブイの長さに比べて無視し得るとして、本計算では、ブイ上のチェーン取り付け点は、ブイ面上にあるとした。すなわち、ブイの下面からブイの重心までの距離 z_M およびブイ上面からブイ重心までの距離 z_P が、それぞれ、係留チェーン取り付け点とブイ重心との距離および係船チェーン取り付け点からブイ重心までの距離に等しいとする。

ブイの重心の空間固定座標を X_G-Z_G とすると、ブイ底面からのブイ重心までの距離 z_M を用いて、 θ の関数として次式で示される。

$$\left(\begin{array}{c} X_G \\ Z_G \end{array} \right) = (z_M + l_1) \left(\begin{array}{c} \cos \theta \\ \sin \theta \end{array} \right) \quad (5.23)$$

ブイ固定座標 $x-z$ と空間固定座標 $X-Z$ とは、次式で変換できる。

$$\left(\begin{array}{c} X \\ Z \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} X_G + z \cos \theta + x \sin \theta \\ Z_G - x \cos \theta + z \sin \theta \end{array} \right) \quad (5.24)$$

ブイ固定座標系における力 (F_x, F_z) と、空間固定座標系における力 (F_X, F_Z) の変換式は次式のようになる。

$$\left(\begin{array}{c} F_X \\ F_Z \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} F_z \cos \theta + F_x \sin \theta \\ -F_x \cos \theta + F_z \sin \theta \end{array} \right) \quad (5.25)$$

本モデルでは、ブイの中心軸は常に係留チェーンと直線状になっていると仮定しているので、ブイの重心回りの回転モーメントの釣合は考慮していない。したがって、空間固定座標系におけるブイに働く力の釣合式は、モーメントの釣合式を無視すると、次式のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} T_H + F_x - T_1 \cos \theta = 0 \\ -T_V + F_z - T_1 \sin \theta - M_B g = 0 \end{array} \right\} \quad (5.26)$$

ここで、 T_H および T_V はそれぞれ係船チェーン張力の水平および鉛直成分である。 F_x およ

び F_z はそれぞれブイに働く静水圧の和（静水圧的復原力）の X および Z 方向成分である。

ブイに働く静水圧による復原力は、前述の式(5.9)～(5.17)によって表される。式(5.9)～(5.17)の F_x および F_z を式(5.25)によって空間固定座標系に変換すれば、式(5.26)、(5.27)における F_x 、 F_z を θ の関数として表すことができる。

さらに、ブイ上の係船チェーン取り付け点の空間固定座標 (X_P, Z_P) は次式のように表される。

$$\left. \begin{array}{l} X_P = (l_1 + z_M + z_P) \cos \theta \\ Z_P = (l_1 + z_M + z_P) \sin \theta \end{array} \right\} \quad (5.27)$$

係船チェーンのブイ上の取り付け点座標 (X_P, Z_P) と船舶のチェーン取り付け点座標 (X_S, Z_S) を定めると、図-5.35に示したブイに作用する係船チェーン張力 T_2 、船舶に作用する係船チェーン張力 T_2' およびそれらの作用方向と水平面の成す角 γ および γ' は次式によって求めることができる。

$$\left. \begin{array}{l} T_2' = T_2 \frac{\cos \gamma}{\cos \gamma'} \\ l_2 = \frac{T_2 \cos \gamma}{w_2} (\tan \gamma' - \tan \gamma) \\ X_S - X_P = \frac{T_2 \cos \gamma}{2w_2} \ln \left(\frac{(1 + \sin \gamma')(1 - \sin \gamma)}{(1 - \sin \gamma')(1 + \sin \gamma)} \right) \\ Z_S - Z_P = \frac{T_2 \cos \gamma}{w_2} \left(\frac{1}{\cos \gamma'} - \frac{1}{\cos \gamma} \right) \end{array} \right\} \quad (5.28)$$

さらに、 T_2 の水平成分 T_H および鉛直成分 T_V は次式で求めることができる。

$$\left. \begin{array}{l} T_H = T_2 \cos \gamma = T_2' \cos \gamma' \\ T_V = T_2 \sin \gamma \end{array} \right\} \quad (5.29)$$

以上の式(5.28)および(5.29)から T_H 、 T_V も θ の関数となり、式(5.24)より T_1 も θ の関数となる。式(5.26)から T_1 を消去すると、 θ だけにに関する方程式が成立する。 θ の解は次に

示すニュートン・ラフソン法（たとえば篠崎ら, 1975）を用いて求めることができる；いま、 θ に関する方程式 $f(\theta) = 0$ の根を θ とし、 θ_0 を初期近似値とする。 $f(\theta) = 0$ を θ_0 についてテーラー展開すると次式のようになる。

$$f(\theta) = f(\theta_0) + f'(\theta_0)(\theta - \theta_0) + \dots + \frac{f^{(k)}(\theta_0)}{k!}(\theta - \theta_0)^k + \dots \quad (5.30)$$

式(5.30)において2次以上の項を無視すると、

$$f(\theta) \approx f(\theta_0) + f'(\theta_0)(\theta - \theta_0) = 0 \quad (5.31)$$

となる。よって $f'(\theta) \neq 0$ ならば、

$$\theta = \theta_0 - \frac{f(\theta_0)}{f'(\theta_0)} \quad (5.32)$$

を得る。式(5.32)の θ は、式(5.31)で2次以上の項を無視しているため、やはり近似値となる。よって、この θ を次の計算における近似値と考え、再び式(5.31)から、次の近似値を求める。この仮定を繰り返す、 θ_{n-2} 、 θ_{n-1} 、 θ_n を、 $(n-2)$ 、 $(n-1)$ 、 n 回目の近似値とすると、結局、

$$\theta_n = \theta_{n-1} - \frac{f(\theta_{n-1})}{f'(\theta_{n-1})} ; n = 1, 2, 3, \dots \quad (5.33)$$

となる。このような繰り返し計算によって θ の解が求まれば、式(5.26)によって T_H および T_V の値を求めることができる。以上の手法で求めた任意の X_s ($X_s > 0$) に対する T_H の値をプロットしたグラフを船体変位係留力曲線と呼ぶ。

本計算法の妥当性を検証するために、模型実験を行った。図-5.36に示すように、模型を水路内に配置し、船首と係船チェーンとの間に小型張力計を入れて、直接、係船チェーン張力を測定できるようにした。なお、実験では船の代わりに水路面上のレール上を水平移動できる台車を用いた。係留チェーン長は水深と同一である。図-5.37は、係船チェーンの台車上の取り付け位置とアンカーとの距離をチェーンが届く範囲で任意に変化さ

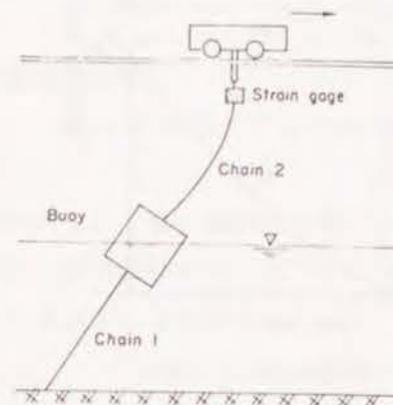


図-5.36 チェーン張力測定用模型の配置

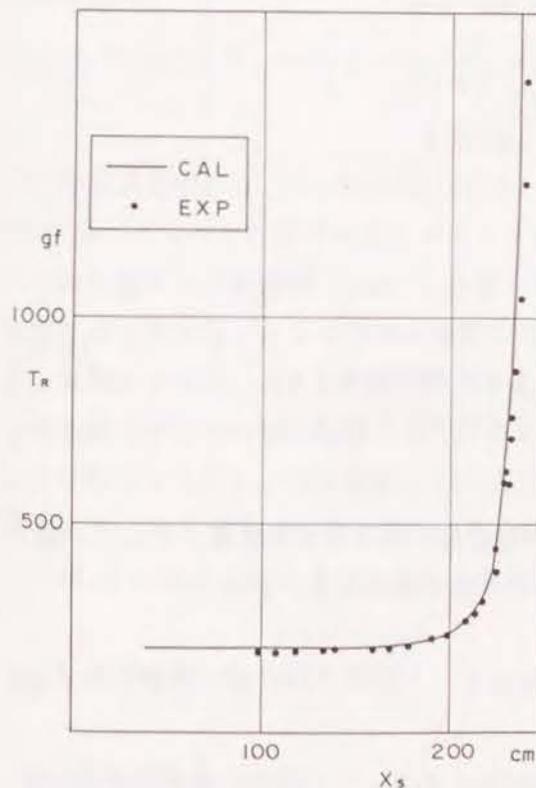


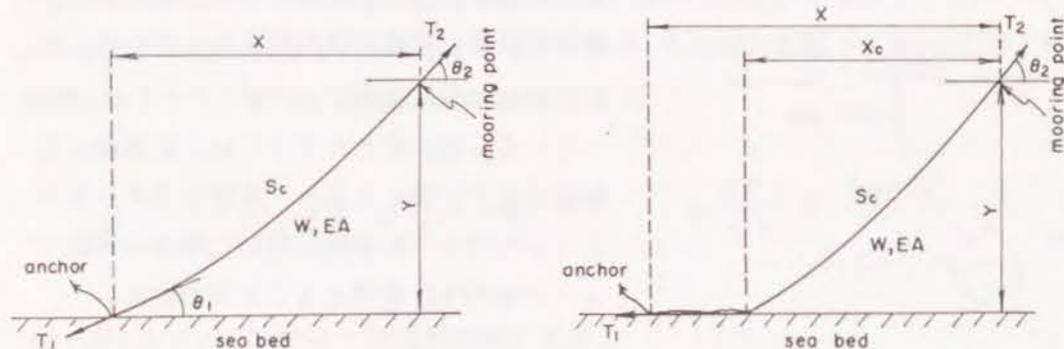
図-5.37 係船チェーン張力の実験値と計算値の比較

せて張力を測定した結果を示す。図において●が実験値、実線が計算値を表している。なお、縦軸は合成張力 $T_n (= \sqrt{T_H^2 + T_V^2})$ を取っている。図に示されるように、計算値と実験値はよく一致しており、本計算モデルでチェーンをブイ～船舶間に用いた場合の係船チェーン張力を計算できることがわかる。

(iii) 錨泊の場合

錨泊チェーン張力は、カタナリーの計算式（上田、白石、1982）から求められる。高山ら（1984）は、チェーンで避泊ブイに係留された避泊船の振り回り運動において、チェーンには、伸びきったときに非常に大きな張力が発生し、チェーン環自信の伸びを考慮しなければならないことを明らかにし、チェーンの伸びを計算する手法を示した。そこで、本計算でもチェーンの伸びを考慮した次の計算法を用いた。

図-5.38に示すように、アンカー点を原点とし、水平方向をX軸、上方を正とする鉛直軸Yを考える。チェーンの一端はアンカーに固定され、もう一端は座標 (X, Y) で船舶に係留されている。チェーンは、アンカー点において、海底面と角度 θ_1 を成すように懸垂されている。このとき、チェーンの適合条件は次式で表される。



(1) チェーンがすべて懸垂されている場合 (2) チェーンの一部が海底に接している場合

図-5.38 錨泊チェーン張力算定のための模式図

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{c}{w^2} \left[\ln \left| \frac{\tan(\theta/2) + 1}{\tan(\theta/2) - 1} \right| \right]_{\theta_1}^{\theta_2} + \frac{c^2}{EA w^2} \left[\frac{1}{w} \tan \theta \right]_{\theta_1}^{\theta_2} \\ Y &= \frac{c}{w^2} \left[\frac{1}{\cos \theta} \right]_{\theta_1}^{\theta_2} + \frac{c^2}{EA w^2} \left[\frac{1}{2w \cos^2 \theta} \right]_{\theta_1}^{\theta_2} \end{aligned} \right\} \quad (5.34)$$

$$\left. \begin{aligned} S_c &= \frac{c}{w^2} [\tan \theta]_{\theta_1}^{\theta_2} \\ &+ \frac{c^2}{2EA w^2} \left[\frac{\sin \theta}{w \cos^2 \theta} + \frac{1}{w} \ln \left| \frac{\tan(\theta/2) + 1}{\tan(\theta/2) - 1} \right| \right]_{\theta_1}^{\theta_2} \end{aligned} \right\} \quad (5.35)$$

ここで、 w 、 S_c 、および θ_{c1} 、 θ_{c2} はチェーンの単位長さあたり水中重量、チェーン長、チェーンが海底面および船首取り付け点の水平軸との成す角である。また

$$c = T_1 w \cos \theta_1 = T_2 w \cos \theta_c = \text{const.} \quad (5.36)$$

であり、 T_1 および T_2 は、アンカー点および船首におけるチェーン張力を示す。力の釣合関係に対しては、水平および鉛直方向についてそれぞれ次式が成立する。

(水平方向)

$$T_2 \cos \theta_2 = T_1 \cos \theta_1 \quad (5.37)$$

(鉛直方向)

$$T_2 \sin \theta_2 = T_1 \sin \theta_1 + w S_c \quad (5.38)$$

海底にチェーンの一部が横たわり、図-5.38(2)のような状態(スラック状態)になるときは、適合条件式は、式(5.34)および(5.35)において、 $X = X_c$ 、 $\theta_{c1} = 0$ とすればよい。釣合式は以下ようになる。

(水平方向)

$$T_2 \cos \theta_{c2} = T_1 \quad (5.39)$$

(鉛直方向)

$$T_2 \sin \theta_{c2} = w \left[S_0 - \frac{(X - X_c)}{(1 + T_1/EA)} \right] \quad (5.40)$$

以上の諸式を解けば、 (X, Y) に対してチェーン張力を求めることができる。上式の中で、 EA は、チェーンの伸びを表すパラメータで、チェーンの弾性係数 (kgf/mm^2) とチェーンの片側リンク断面積 (mm^2) の積として表される弾性軸剛性である。チェーンは、通常伸びるときには、リンク自体の変形のため、弾性係数は、素材の弾性係数よりも低下する。実験によれば、40%程度に低下するときもあり、 EA は素材のヤング率と、引っ張られる前のチェーンの断面積の積で計算される値ではなくて、引っ張り試験結果から推定しなければならない。日本海事協会が発行している“係留システム設計指針”によると、呼径 50.8、63.5 および 76.2 mm の石油掘削装置用チェーンの場合には、 EA の値としては、16.22、25.34、39.48 $\times 10^3 \text{ ton}$ が標準的な値として示されている。

(2) 係留船舶の振れ回り運動

(i) 運動方程式

振れ回り運動の計算法の概要を以下に示す。図-5.39に本計算法における座標系を示す。振れ回り運動に関する座標系としては、空間に固定した座標系 $X-Y-Z$ と船体に固定した座標系 $x-y-z$ を考える。空間固定座標の原点は、係留ブイのアンカーを通る鉛

直軸と静水面の交点に取り、風の進行方向と逆向きに X 軸、それと直角に静水面上に Y 軸、鉛直上方に Z 軸をとっている。また、船体固定座標系の原点は船体の重心とし、水平面内で鉛直方向に x 軸、真横方向に y 軸、上方に z 軸を取った。今、 X 軸と x 軸との成す角を ϕ とすると、船体座標における値からの成分 P_x, P_y, P_z と空間座標における力の成分、 P_x, P_y, P_z との間には、次の関係がある。ただし、 ϕ はここでは、反時計まわりを正とする。

$$\left. \begin{aligned} P_x &= P_x \cos \phi - P_y \sin \phi \\ P_y &= P_x \sin \phi + P_y \cos \phi \\ P_z &= P_z \end{aligned} \right\} \quad (5.41)$$

また、船体固定および空間固定座標における速度の成分、 $\dot{x}, \dot{y}, \dot{\phi}$ および $\dot{X}, \dot{Y}, \dot{\Phi}$ との関係式は次式で表される。

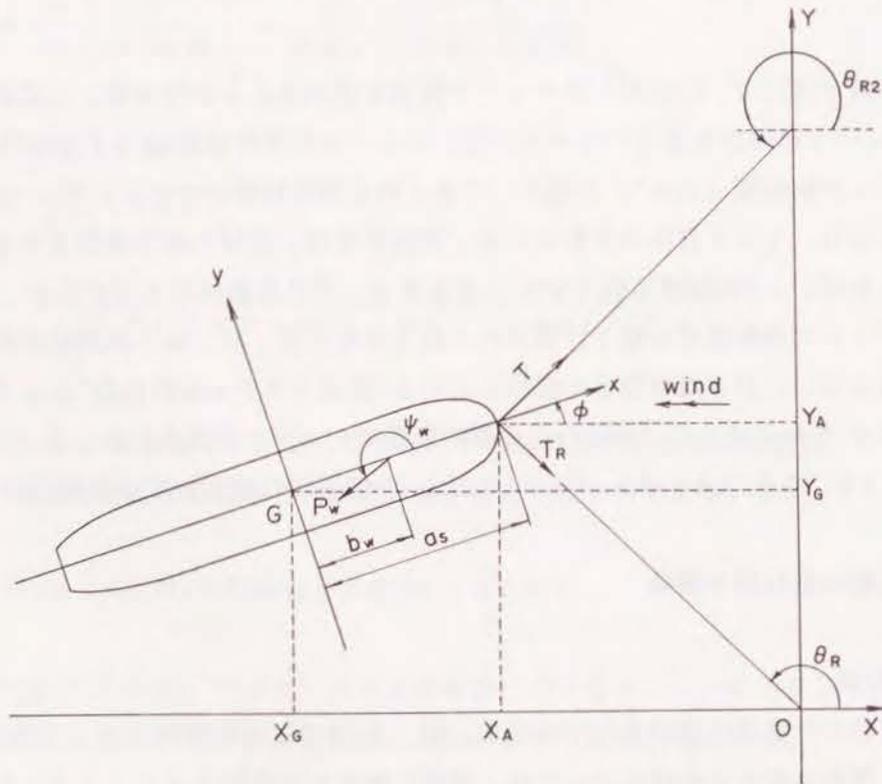


図-5.39 振れ回り運動の数値計算法における座標系

$$\left. \begin{aligned} \dot{X} &= \dot{x} \cos \phi - \dot{y} \sin \phi \\ \dot{Y} &= \dot{x} \sin \phi + \dot{y} \cos \phi \\ \dot{\phi} &= \dot{\Phi} \end{aligned} \right\} \quad (5.42)$$

さらに、加速度の成分としては、上式を微分して次式のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \ddot{X} &= \ddot{x} \cos \phi - \dot{x} \dot{\phi} \sin \phi - \ddot{y} \sin \phi - \dot{y} \dot{\phi} \cos \phi \\ \ddot{Y} &= \ddot{x} \sin \phi + \dot{x} \dot{\phi} \cos \phi + \ddot{y} \cos \phi - \dot{y} \dot{\phi} \sin \phi \\ \ddot{\phi} &= \ddot{\Phi} \end{aligned} \right\} \quad (5.43)$$

船体の質量を M_s 、 z 軸まわりの慣性モーメントを I_z 、空間固定座標 X および Y 方向の外力成分をそれぞれ P_x および P_y 、回転モーメントを P_z とすると、空間固定座標系における船体の振れ回り運動方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} M_s \ddot{X} &= P_x \\ M_s \ddot{Y} &= P_y \\ I_z \ddot{\Phi} &= P_z \end{aligned} \right\} \quad (5.44)$$

上式に、空間固定座標系と船体固定座標系の関係を代入して整理すれば、船体固定座標系における運動方程式が次のように求まる。

$$\left. \begin{aligned} M_s (\ddot{x} - \dot{y} \dot{\phi}) &= P_x \\ M_s (\ddot{y} + \dot{x} \dot{\phi}) &= P_y \\ I_z \ddot{\phi} &= P_z \end{aligned} \right\} \quad (5.45)$$

上式の右辺は船体に作用する外力項で、風圧力、流体抵抗、係留力および波漂流力の和で、式で示すと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} P_x &= (P_{C1})_x + (P_{C2})_x + (P_{C3})_x + P_w \cos \Psi_w - T_H \cos(\theta_R - \phi) \\ P_y &= (P_{C1})_y + (P_{C2})_y + (P_{C3})_y + P_w \sin \Psi_w - T_H \sin(\theta_R - \phi) \\ P_z &= (P_{C1})_z + (P_{C2})_z + (P_{C3})_z + P_w b_w \sin \Psi_w - T_H a \sin(\theta_R - \phi) \end{aligned} \right\} (5.46)$$

ここで、 $(P_{C1})_x$ 、 $(P_{C1})_y$ および $(P_{C1})_z$ は、静水中で周期的に運動することから生じる造波抵抗で、連成項および減衰力の項を無視すると、次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} (P_{C1})_x &= -M_{xx} \ddot{x} \\ (P_{C1})_y &= -M_{yy} \ddot{y} \\ (P_{C1})_z &= -J_{zz} \ddot{\phi} \end{aligned} \right\} (5.47)$$

ここで、 M_{xx} 、 M_{yy} および J_{zz} は、それぞれ船体の前後運動、左右運動に対する付加質量

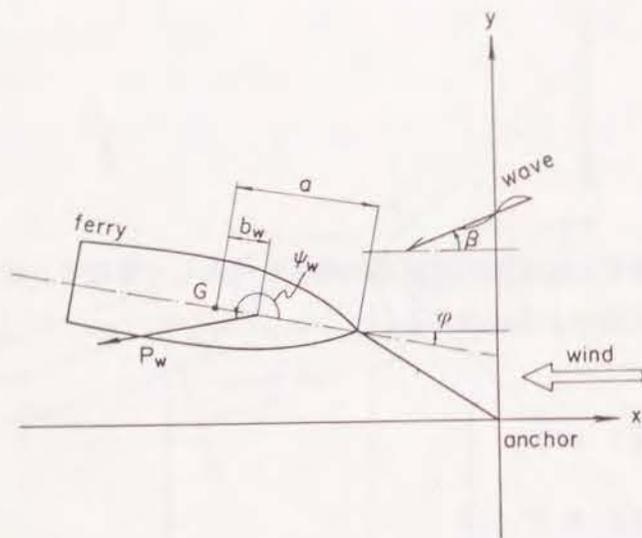


図-5.40 風荷重の作用方向および作用点の定義

および旋回運動に関する付加慣性能率である。これらの値については、元良(1959)がタンカー模型を用いて静水中において数多くの実験を行っている。ここでは、それらの実験結果をもとにして、付加質量および付加慣性能率を与えた。 θ_R は、 X 軸と係船ロープの成す角である。

P_w 、 Ψ_w は風荷重の大きさと作用方向で、本研究では、岩井式(岩井, 1961)に従って、実験式を求めることにした。この手法の最大の特徴は、風荷重を x 、 y 成分に分けてそれぞれ係数を求めるのではなく、図-5.40に示すように、 P_w の力が、重心より b_w だけ離れた点に Ψ_w の方向に作用すると定義することにある。このように定義すれば、 ϕ の範囲によって、風荷重の船体長軸あるいは短軸方向成分が非常に小さくなり、精度よく風圧力係数を求めることができなくなる、というIsherwood型(Isherwood, 1972)の算定式における問題点(平石ら, 1991)が解決できる。

風荷重 P_w は、一般に次式で表される。

$$P_w = \frac{1}{2} \rho_a C_w U_w^2 (A_T \cos^2 \phi_{wr} + A_L \sin^2 \phi_{wr}) \quad (5.48)$$

ここに、 ρ_a : 空気密度(0.00121g/cm³)、 C_w : 風圧力係数、 U_{wr} : 船体と空気の相対速度、 A_T : 水面上船体正面投影面積、 A_L : 水面上船体側面投影面積、および ϕ_{wr} : 船体の軸と風向の相対角である。

1) 風は、 X 軸の正方向から負の方向に吹く、2) 風は船体によって乱されない、3) 船体の速度は船体の重心速度で代表させる、とすると、船体固定座標系の相対速度の成分は次式のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} U_{xr} &= U_w \cos \phi + \dot{x} \\ U_{yr} &= -U_w \sin \phi + \dot{y} \end{aligned} \right\} (5.49)$$

ここで、 U_w は風速である。よって、合成相対風速 U_{wr} と、その方向 ϕ_{wr} は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} U_{wr} &= \sqrt{U_{xr}^2 + U_{yr}^2} \\ \phi_{wr} &= \tan^{-1} \left(\frac{U_{yr}}{U_{xr}} \right) \end{aligned} \right\} (5.50)$$

岩井式では、タンカーおよび貨物船の場合の風圧力係数は次式で求められる。

タンカーの場合；

$$C_w = 1.2 - 0.083 \cos 2\phi_{wr} - 0.25 \cos 4\phi_{wr} - 0.175 \cos 6\phi_{wr} \quad (5.51)$$

貨物船の場合；

$$C_w = 1.325 - 0.05 \cos 2\phi_{wr} - 0.35 \cos 4\phi_{wr} - 0.175 \cos 6\phi_{wr} \quad (5.52)$$

また、船体の風荷重の作用点は船体の長軸上にあり、その点と船体の重心との水平距離 b_w は次式によって求められる。

$$b_w = a - (0.291 + 0.0023 \times |\phi_{wr}|) \times L_{FP} \quad (5.53)$$

ここで、 a ：船首と船体重心のとの水平距離 および L_{FP} ：船体の垂線間距離である。ただし、岩井の式の形では、左右非対称船型の風圧力係数を表現できず、また係数はタンカーおよび貨物船の実験結果から推定されたもので、フェリーに適用できるとは限らない。そこで、平石ら(1991)は岩井の式に形式は準じるけれども、式中の係数を実験結果に合うように定めたフェリーに対する実験式を提案した。

フェリーの場合の風圧力係数 C_w は次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} C_w &= 0.881 - 0.070 \cos 2\phi_{wr} - 0.215 \cos 4\phi_{wr} - 0.005 \cos 6\phi_{wr} ; \phi_{wr} > 0^\circ \\ C_w &= 0.920 - 0.099 \cos 2\phi_{wr} - 0.306 \cos 4\phi_{wr} - 0.021 \cos 6\phi_{wr} ; \phi_{wr} \leq 0^\circ \end{aligned} \right\} (5.54)$$

ただし、上式のままでは、 $\phi_{wr} = 0^\circ$ で不連続点を生じるので、 $-10^\circ < \phi_{wr} < 10^\circ$ では、計算値が連続するように、次式で近似する。

$$\left. \begin{aligned} C_w &= 0.5425 + 0.0105 \phi_{wr} ; 0^\circ < \phi_{wr} < 10^\circ \\ C_w &= 0.5425 - 0.00404 \phi_{wr} ; -10^\circ < \phi_{wr} \leq 0^\circ \end{aligned} \right\} (5.55)$$

図-5.41の実線は上記の実験式を示したものである。計算値と実験値はほぼ一致しており、本計算式を用いて、フェリーの風圧力係数を求めることができる。

図において、四角記号で示した b_w は、“ぶりんせすおきなわ”と“飛龍3”ではそれほど大きな違いはない。 b_w は $\phi_{wr} = 0^\circ$ の時に最も大きく、 ϕ_{wr} の絶対値が増加すると、比例して減少する。 b_w についても、船種間の違いは小さいと考え、両船の平均値を実験の代表値とした。そして、 ϕ_{wr} の正負によってそれぞれ実験式を導くと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{b_w}{a_s} &= 0.522 - 0.00388 \phi_{wr} ; \phi_{wr} > 0^\circ \\ \frac{b_w}{a_s} &= 0.522 - 0.00527 |\phi_{wr}| ; \phi_{wr} \leq 0^\circ \end{aligned} \right\} (5.56)$$

ここで、 a_s は、船首～重心距離である。

図-5.41の破線は、上記実験式の値を示したものである。実験値と計算値はよく一致しており、式(5.56)を用いて風圧力作用点の位置を決めることができる。

図-5.42は、フェリーの場合の風圧力の作用方向 Ψ_w の実験結果を示したものである。黒丸および白丸で示した“飛龍3”および“ぶりんせすおきなわ”の実験結果はほぼ等しく、同一の式で表すことができる。図中の曲線は、鈴木(1982)が提案した風荷重の作用方向を示す式で次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \Psi_w &= \left\{ 3 - \left(1 - \frac{\phi_{wr}}{90} \right)^q \right\} \times 90 ; \phi_{wr} > 0^\circ \\ \Psi_w &= \left\{ 1 + \left(1 - \frac{|\phi_{wr}|}{90} \right)^q \right\} \times 90 ; \phi_{wr} \leq 0^\circ \end{aligned} \right\} (5.57)$$

パラメータ q は、3および5である。実験値は ϕ_{wr} が正の範囲では、 $q=3$ として求めた

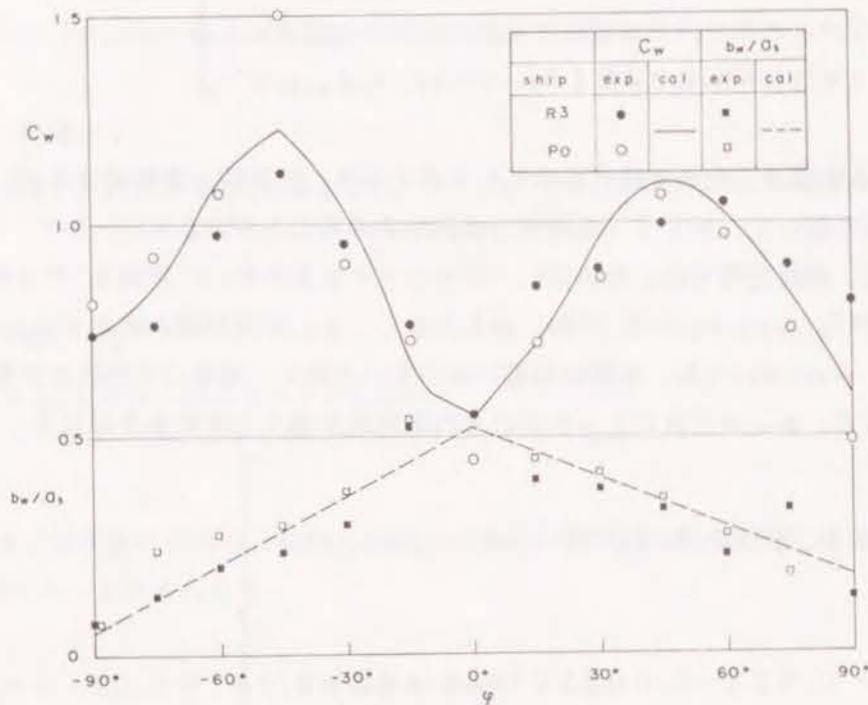


図-5.41 フェリーの風圧力係数と作用点距離

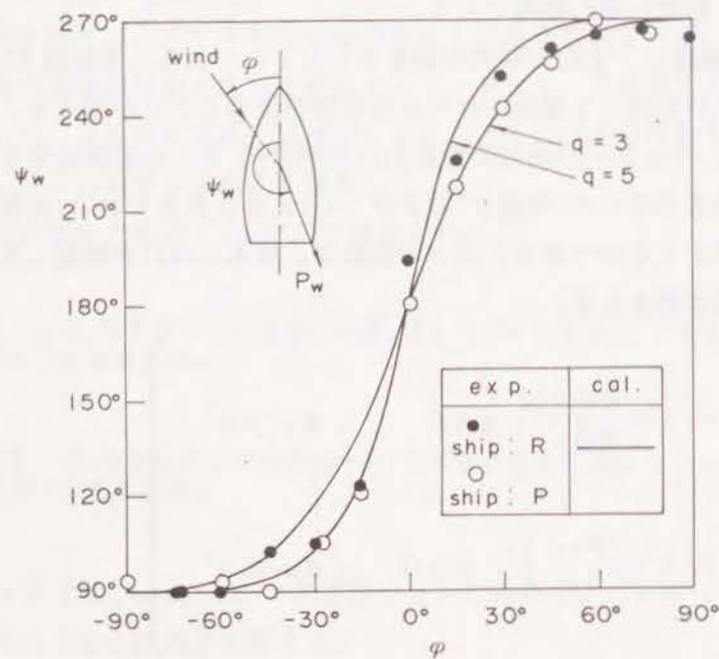


図-5.42 フェリーの風荷重作用方向

計算式とより一致する。 ϕ_{wr} が負の時には、実験値は $q=5$ として計算した値に一致する。したがって、風圧力の作用方向は、鈴木(1982)の式を用いて、 $\phi_{wr} > 0^\circ$ 、 $\phi_{wr} \leq 0^\circ$ それぞれについて、 $q=3$ および 5 として計算することができる。鈴木は、空載時のタンカーには $q=5$ を、空載時の貨物船には $q=3$ を採用している。フェリー船の場合、右舷側は、タンカーに近い値、左舷側は貨物船に近い値を取るようになる。

T_w は前項で計算されたホーサー張力あるいは、係留チェーン張力の水平方向成分である。双錨泊の場合には、図-5.39に一点鎖線で示した方向にもう1本の係船ラインが生じる。その張力の大きさを T_{R2} 、 x 軸と係船ラインの成す角を θ_{R2} として、同様の運動方程式が成立する。

(P_D)は、波漂流力成分で、船体の真横から作用する成分だけを考え、合力の作用点は重心に近いものとして、波漂流力による x 方向の力および重心まわりのモーメントは無視する。波を考慮した場合の波漂流力については、上田ら(1987)が、簡単な丸尾の実験式(Maruo, 1960)によって評価できることを明らかにしている。

波向きと船体との相対角を考慮すると、丸尾の実験式は次のようになる。

$$P_D = \frac{1}{2} \rho_w g a_1^2 K_R^2 (1 + 2kh \operatorname{cosech} 2kh) L_{pp} \sin^2 \phi_D \quad (5.58)$$

ここに、 ρ_w : 水の密度、 a_1 : 入射波の振幅、 K_R : 船体側面での波の反射率、 k : 入射波の波数、 ϕ_D : 波の相対角($= \phi + \beta$) および h : 水深である。

式(5.45)は常微分方程式の形を取っているため、ルンゲ=クッタ法(磯田ら, 1971)に数値積分ができる。したがって、各計算ステップ毎に右辺の外力を式(5.46)にしたがって計算すれば、そのときの船体の変位を順次求めることができる。

式(5.46)中の $(P_{C2})_y$ 、 $(P_{C2})_z$ 、 $(P_{C3})_y$ 、 $(P_{C3})_z$ は、流体抵抗力の成分で次項で説明する。

(ii) 流体抵抗力の評価

定常流は働かないものとする、相対流速はそれぞれ次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} V_{xr} &= -\dot{x} \\ V_{yr} &= -\dot{y} \end{aligned} \right\} \quad (5.59)$$

合成流速 V_r および相対流向 ϕ_{cr} は、次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} V_r &= \sqrt{V_{xr}^2 + V_{yr}^2} \\ \phi_{cr} &= \tan^{-1} \left(\frac{V_{yr}}{V_{xr}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5.60)$$

これらの相対流速によって、船体には流圧力が作用するが、潮流力は方向性がきわめて大きく、潮流の方向に関わらず、常に船体の真横方向の成分が支配的である。このことから、 x 方向の流体抵抗力成分は考慮しないこととする。一方、 y 方向の流体抵抗力成分は次式で表される。

$$(P_{c2})_y = \frac{1}{2} \rho_w C_{vw} (1 + \Delta k_y) V_{yr}^2 A_{SL} \sin \phi_{cr} \quad (5.61)$$

ここに、 C_{vw} ：真横からの流れに対する流体抵抗力係数、 Δk_y ：浅水影響係数 および A_{SL} ：水面下の船体の側面投影面積である。

船体の直角方向から作用する流れに対する流体抵抗力係数 C_{vw} については、明確な実験結果がないので、まだ確定できない。鈴木(1982)は、タンカーおよび貨物船の振れ回り運動の実験結果と計算結果がよく合う値として、1.5を採用している。高山ら(1989)は、振れ回りタンカーの実船観測の結果から、現地においては流圧力係数の値はそれほど大きくなく0.3程度であるとしている。フェリーの場合には、実験結果と計算結果が合うように適当な値が提案されている(平石ら, 1991)。浅水影響係数は、水深 h と船体の吃水 d_s との比 h/d_s の関数であり、 $h/d_s > 5$ の範囲では0であり、 $h/d_s < 2$ の範囲では急増し、流向による差が大きくなる。ここでは、“港湾の設計に関する技術規準”上に示された表をもとに0.1で一定とした。

次に、 y 方向の流圧力成分による重心まわりの回転モーメントは、次式で求められる。

$$(P_{c2})_z = (P_{c2})_y \times b_c \quad (5.62)$$

ここで、 b_c は $(P_{c2})_y$ の作用点の座標であり、次式を用いた。

$$b_c = \begin{cases} a_s - (0.2 + 0.0035 |\phi_{cr}|) \times L_{pp} & ; |\phi_{cr}| < 135^\circ \\ a_s - 0.67 \times L_{pp} & ; |\phi_{cr}| \geq 135^\circ \end{cases} \quad (5.63)$$

船体の旋回に対する流体抵抗は、船体各部分に作用する流体力の合力として、近似的に次式によって求められる。

$$\left. \begin{aligned} (P_{c3})_y &= - \int_{-L_{pp}/2}^{L_{pp}/2} \frac{1}{2} \rho_w C_{CR} \frac{A_{SL}}{L_{pp}} \{ (\dot{\phi} x - V_{yr}) |\dot{\phi} x - V_{yr}| + V_{yr} |V_{yr}| \} dx \\ (P_{c3})_z &= - \int_{-L_{pp}/2}^{L_{pp}/2} \frac{1}{2} \rho_w C_{CR} \frac{A_{SL}}{L_{pp}} (\dot{\phi} x - V_{yr}) |\dot{\phi} x - V_{yr}| x dx \end{aligned} \right\} \quad (5.64)$$

ここに、 $(P_{c3})_y$ ： y 方向の旋回抵抗、 $(P_{c3})_z$ ：旋回抵抗モーメントおよび C_{CR} ：旋回抵抗係数（旋回流体力抵抗係数）である。 C_{CR} に関する測定データは今までのところほとんど無い。鈴木(1982)は、実験値と計算値を比較して $C_{CR} = 3.0$ を用いている。

(iii) 係留力作用点係数の導入

ブイ泊の場合は、係船ホーサーは船首に取り付けられるので、計算においても係船索張力は船首に作用し、その大きさを、各時刻ごとの船首位置から、あらかじめ求めた船首位置—係船張力の関係を用いて、求めることによって、計算することができた。錨泊の場合には、チェーン取り付け点（錨鎖孔）は、通常船首部分ではなくて、船首より船体表面に沿って船尾方向へずれた位置にある。

図-5.43にチェーン取り付け点の位置関係を示す。このとき、チェーンとアンカーを結んだ直線、すなわち係留力の作用方向を示す直線と船体長軸との交点 Q は、船首の位置ではなくて、船首より船体重心へ近い点となる。したがって、船体重心まわりのモーメントの釣合を解く方程式において、係留力は、点 Q に作用するものとしてモーメントを計算しなければならない。 Q の位置は一定しておらず、係留ラインと船体長軸の成す角によ

て、 Q' 、 Q'' のように変化する。計算において、各ステップごとに Q の位置を求めていくと計算が煩雑になる。また、振れ回り幅が小さいときには、 Q の位置は大きく変化しない。したがって、振れ回り1周期間の Q の位置変動の平均的な値を用いて、係留点が船首と異なったときの計算ができるようにした。つまり、振れ回り1周期間の Q の位置変動を平均し、係留力は、つねに Q_0 に作用するものとして計算する。このとき、 Q_0 の位置を表す係数が、係留点作用点係数 C_{SA} で、 Q_0 と船首間距離の船首重心間距離 a_s に対する比として定義される。

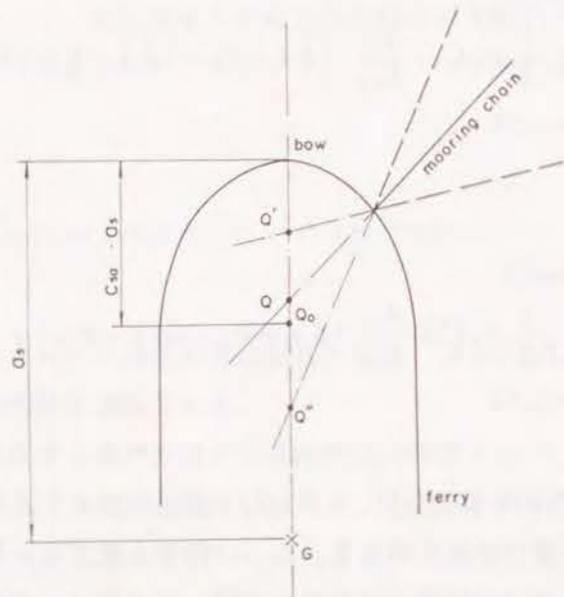


図-5.43 係留力係留力作用点係数 C_{SA} の定義

(iv) 変動風の導入

変動風のスペクトルとしては、代表的なものとして、Davenport(1967)および日野(1965)の提案式を挙げるができる。これらのエネルギースペクトルは、橋梁、給水塔などの構造物の耐風性の検討に広く用いられている(清宮, 1980)。以下に、Davenportと日野が提案したエネルギースペクトルを示す。

1) Davenport(1967)の提案したエネルギースペクトル

$$\frac{f F_w(f)}{U_{10}^2} = K_{fr} \frac{X_D^2}{(1+X_D^2)^{4/3}} \quad (5.65)$$

ここに、 $X_D = 1200 f / U_{10}$ 、 U_{10} : 基準高度10mにおける平均風速(m/s) および K_{fr} : U_{10} を用いて定義した表面摩擦係数である。

Davenport(1967)は表面摩擦係数については、地表の状況に応じて0.001~0.002の値が提案されている。Davenportのエネルギースペクトルでは高度の影響が入らないので、日野(1965)は高度のパラメータを導入し、また高周波数領域においてエネルギー密度が一定となるように次のようなエネルギースペクトルを導入した。

2) 日野(1965)の提案したエネルギースペクトル

$$F_w(f) = 0.238 \frac{\bar{u}^2}{\beta_w} \left\{ 1 + \left(\frac{f}{\beta_w} \right)^2 \right\}^{-5/6} \quad (5.66)$$

ただし

$$\begin{cases} \beta_w = 1.169 \times 10^{-3} \times \frac{U_{10} \alpha_w}{\sqrt{K_{fr}}} \left(\frac{Z_w}{10} \right)^{2m_w \alpha_w - 1} \\ \bar{u}^2 = 6 K_{fr} U_{10}^2 \end{cases} \quad (5.67)$$

ここに、 Z_w : 高度(m)、 α_w : 平均風速の鉛直分布のべき指数 および m_w : 気層の安定度を示す修正係数(暴風時には、 $m_w = 2$ を用いるのがよいとされている)である。

図-5.44は、Davenportと日野のパワースペクトルを比較したもので、計算条件としては、 U_{10} を50m/s、表面摩擦係数を0.003、高度を15m、べき指数を1/8とした。風速の変動成分の時系列データは、次式で作成できる。

$$u(t) = 2 \sum_{i=1}^N \sqrt{F_w(f_i) \Delta f} \cos(2\pi f_i t + \epsilon_i) \quad (5.68)$$

ここに、 N : 考慮する周波数領域中の周波数の個数、 Δf : 周波数のきざみ幅 および ϵ_i : 位相である。

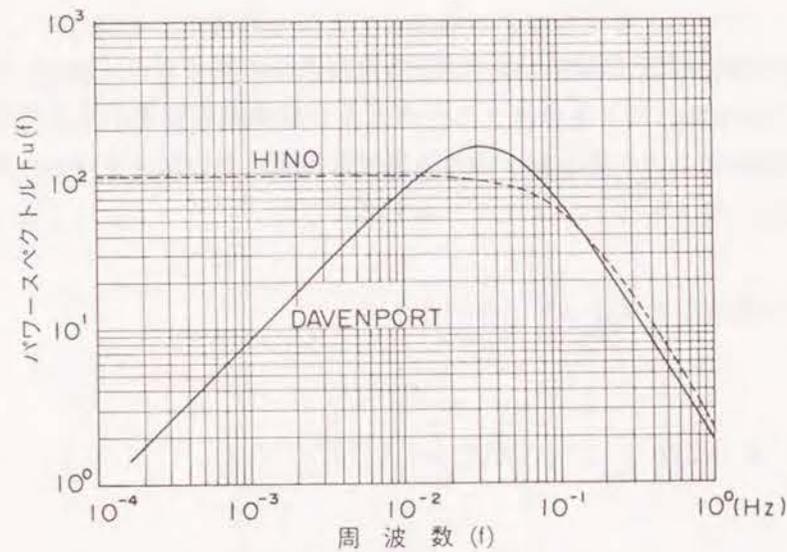


図-5.44 Davenport と日野の風スペクトル

4.3 数値計算法の適用性

(1) 実験結果との比較による流圧力係数の決定

振れ回り運動の計算においては、4.2で示したように、流体抵抗力係数を各船型ごとに、適切に定める必要がある。すなわち、横方向の流れに対する流圧力係数 C_{vw} および旋回に対する流圧力係数 C_{CR} を、実験値と計算値が合うように定めなければならない。さらに、錨泊時には、係留力作用点係数 C_{SA} をも定める必要がある。ここでは、実験値と計算値との比較による係数の決定法について、フェリーの場合を例にとって述べる。

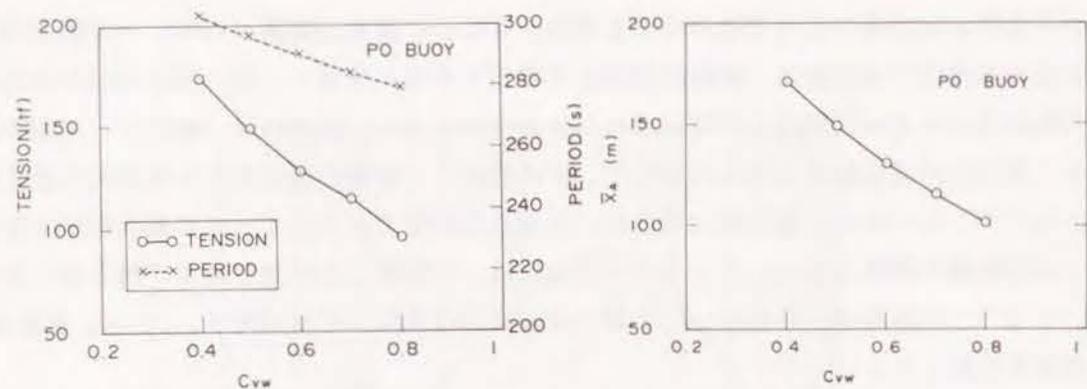
計算値との比較に用いる実験値としては、波および風の変動性が実験結果に影響を与えない定常風を作用させたときの、ブイ泊、単錨泊および双錨泊のケースを用いた。風速は、50 m/sの場合だけでなく、30, 40 m/sの場合についても比較を行い、風速が変化しても精度のよい計算ができるようにした。比較をする項目としては、主に、最大作用張力、振れ回り周期、回頭角とした。最大張力は、係留システムの設計において最も重要な要素となり、計算において非常に精度よく求められることが望まれる。振れ回り周期は、

張力の変動および振れ回り運動の様子を検討するために重要な要素である。一定時間内に最大張力が発生する回数は、地盤応答などを考察する際に重要で、振れ回り周期すなわち最大値の発生する時間間隔を正確に求めなければならない。回頭角は、船首が、初期の位置から最大で何度回転するかを示す値で、具体的には、船軸の風向からの旋回角の最大値である。タンカーおよび貨物船の場合は、左右対称船型であるので、 ϕ の最大値は右舷側および左舷側で変化しない。フェリーの場合には、左舷側と右舷側では ϕ の最大値は異なる。そこで、左舷および右舷の ϕ の最大値の平均値を持って回頭角 ϕ_{max} とし、実験値と計算値を比較した。

(i) 流体抵抗力係数に対する係留張力と振れ回り周期の変化

係数の合わせ方としては、鈴木ら(1982)が示したブイ泊タンカーに適用できる値を標準値とし、各係数が変化すると、最大係留張力がどのように変化するかをあらかじめ検討しておいて、その後実験値と合うように、流体抵抗力係数を変化させた。図-5.45(1)は、横方向流体抵抗力係数 C_{vw} を変化させたとき、計算最大張力および振れ回り周期がどのように変化するかを調べたものである。係留条件は“ぶりんせすおきなわ”ブイ泊で、風速50 m/s、旋回方向流体抵抗力係数 C_{CR} は3.0で一定である。ブイ係留チェーンは124 mm径で、長さ25 mとした。横方向流圧力係数 C_{vw} が0.4から0.8まで増加すると、最大張力は175 tfから95 tfへ低下する。振れ回り周期 T は300 sから280 sまで小さくなるが、張力の変化に比べるとそれほど変化しない。すなわち、最大張力は、 C_{vw} が100%増加すると、1/3近くに小さくなるが、振れ回り周期はあまり変化せず、その変化の割合は10%程度である。図-5.45(2)は振れ回り幅の変化を調べたものである。横方向流圧力係数 C_{vw} が1/2になると、振れ回り幅も線形的に減少し、170 mから100 mになる。

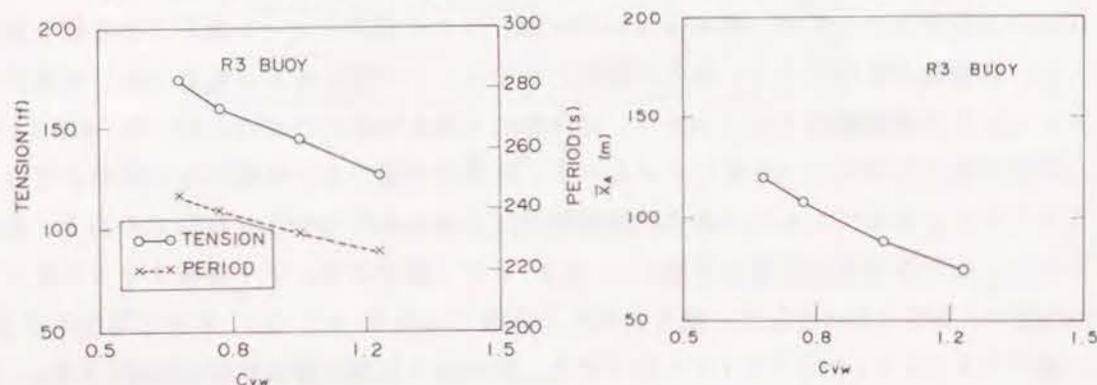
図-5.46(1)は、“飛龍3”ブイ泊のケースで同様に最大張力の変化を示したものである。 C_{CR} は同様に3.0で一定とし、 C_{vw} を0.7から1.25まで変化させた。“飛龍3”のホーサーに作用する張力は、170から120 tfまで減少する。振れ回り周期は240から225 sまで、変化するが、その割合は10%以下である。したがって、“ぶりんせすおきなわ”の場合と同様に、係留張力は、横方向流圧力係数 C_{vw} にしたがって大きく減少するが、振れ回り周期はあまり変化しない。図-5.46(2)は、“飛龍3”の振れ回り幅の変化を示したものである。振れ回り幅は大きく減少し、 C_{CR} が0.7から1.25まで変化すると120 mから70 mまで小さくなる。以上の結果から、横方向流体抵抗力係数 C_{vw} は作用張力に大きな影響を与えることがわかる。したがって、最大張力の実験値と計算



(1) 係留張力と振れ回り周期

(2) 振れ回り幅

図-5.45 横方向流体抵抗力係数の影響(“ふりんせすおきなわ”)



(1) 係留張力と振れ回り周期

(2) 振れ回り幅

図-5.46 横方向流体抵抗力係数の影響(“飛龍3”)

値を一致させるには、おもに横方向流体抵抗力係数 C_{vw} を変化させればよい。

図-5.47は、 C_{CR} の値を変化させたときの、“ふりんせすおきなわ”ブイ泊における最大張力と、振れ回り周期の変化を示したものである。風速は50m/sで一定で、横方向流体抵抗力係数 C_{vw} は0.8とした。 C_{CR} が1.8から3.0まで増加すると、張力は130から100tfに変化した。しかし、横方向流体抵抗力係数 C_{vw} に比べると、その変化率は小さい。つまり、 C_{CR} が50%

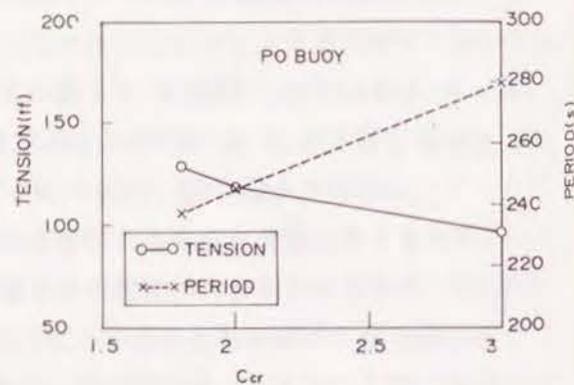


図-5.47 C_{CR} に対する係留張力と振れ回り周期の変化

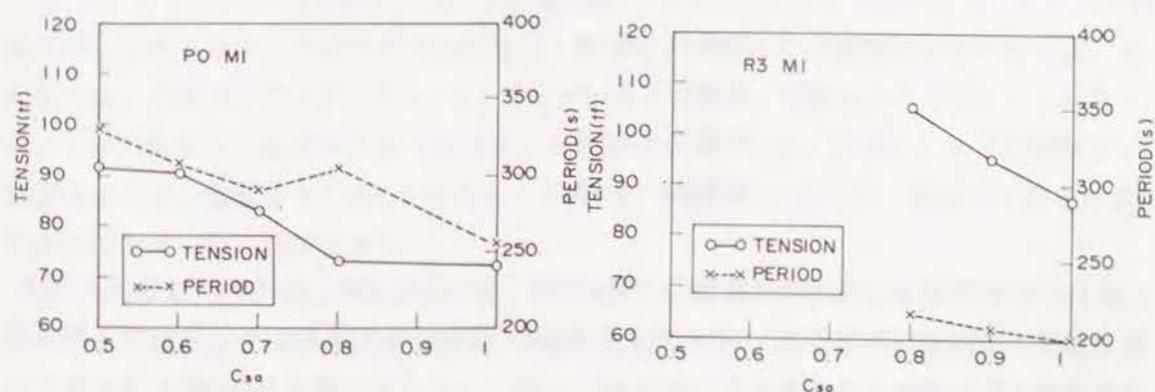
大きくなっても、張力は10%程度しか減少しない。振れ回り周期は、 C_{CR} が1.8から3.0に増加すると、それにしたがって、230から280sに20%増加する。振れ回り周期の変化率は、横方向流体抵抗力係数 C_{vw} の場合に比べて大きく、振れ回り周期の計算値と実験値を一致させるためには C_{CR} を主に変化させればよいことがわかる。

“ふりんせすおきなわ”および“飛龍3”それぞれのブイ泊について、実験値と計算値で、最大張力、振れ回り周期が一致するように流体抵抗力係数の値を求めたところ次のようになった；

- “ふりんせすおきなわ”： 横方向流体抵抗力係数 $C_{vw}=1.0$
 旋回方向流体抵抗力係数 $C_{CR}=1.5$
 “飛龍3”： 横方向流体抵抗力係数 $C_{vw}=1.8$
 旋回方向流体抵抗力係数 $C_{CR}=1.7$

(ii) 係留力作用点係数の影響

次に、錨泊時に必要になる係留力作用点係数 C_{SA} が係留張力および振れ回り周期に与える影響を検討した。図-5.48(1)は、“ふりんせすおきなわ”単錨泊時における最大張力と、振れ回り周期の変化を示したものである。流体抵抗力係数は前述のように決定した値を用いた。図では、 C_{SA} を0.5から1.0まで変化させた。 $C_{SA}=1.0$ は、チェーンが船首に取り付けられている場合を示す。 C_{SA} が大きくなれば、最大張力は小さくなる。振れ回り周期も、増加する場合もあるが全体として減少していき、300sから250s程度に変化する。したがって、最大張力および振れ回り周期の計算値が実験値に一致するように、 C_{SA} を適切に決定すればよい。



(1) “ふりんせすおきなわ”

(2) “飛龍3”

図-5.48 C_{SA} に対する係留張力と振れ回り周期の変化(単錨泊)

図-5.48(2)は、“飛龍3”単錨泊時の最大張力と振れ回り周期を調べたものである。係留力作用点係数 C_{SA} が増加すると、係留張力および周期ともに減少する。たとえば、 C_{SA} を0.2程度変化させると最大張力は1.5tf程度変化する。したがって、錨泊時には、ブイ泊時を対象にして決定した流体抵抗力係数を用いて計算を行い、係留力作用点係数 C_{SA} を変化させて、錨泊時の張力および周期が一致するようにする。

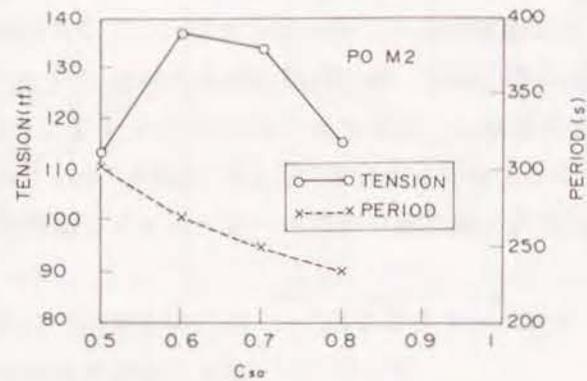


図-5.49 C_{SA} に対する係留張力と振れ回り周期の変化(双錨泊)

図-5.49は双錨泊時の“ぶりんせすおきなわ”について、最大張力と振れ回り周期を検討したものである。単錨泊時の張力の変化に比較すると、双錨泊の最大張力は、それほど単純には変化しない。 C_{SA} が0.5から0.6に増加すると、張力は112から138tfへ増加する。しかし、 C_{SA} がさらに増加すると、最大張力は減少していく。振れ回り周期は、 C_{SA} が0.5から0.8まで増加すると、それにつれて減少し、 C_{SA} のとき230s程度である。上記のように、単錨泊、双錨泊それぞれの場合に C_{SA} が変化すると、振れ回り時の最大作用張力および振れ回り周期の値は両者の場合にそれぞれ異なる。したがって、単錨泊および双錨泊のそれぞれの場合について、別個に係留力作用点係数 C_{SA} を定める必要がある。

フェリーの振れ回りに関する実験結果から求めた係留力作用点係数 C_{SA} は次のようになる。

“ぶりんせすおきなわ”	： 単錨泊	0.5
	： 双錨泊	0.8
“飛龍3”	： 単錨泊	0.8
	： 双錨泊	0.8

これらの結果から、錨泊時の係留力作用点係数 C_{SA} としては、ほぼ0.8~0.5の値を用いればよいことがわかる。“ぶりんせすおきなわ”単錨泊時の係数のみが他のケースに比べて小さくなる理由ははっきりとはわからないが、“ぶりんせすおきなわ”のようにスリムな船型を持つ船の場合には、作用点を重心よりにした方がよいことがわかる。

(iii) 実験および計算結果の比較

計算は実機換算値で4000s間行い、運動および張力の変動が定常になってから最大張力および振れ回り周期を検討した。タイムステップは1sである。

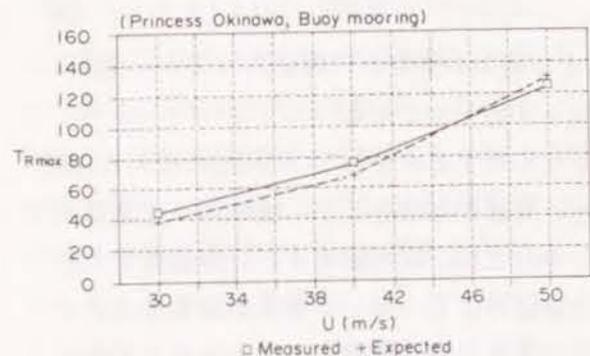
図-5.50(1)、(2)、(3)は、それぞれ“ぶりんせすおきなわ”ブイ泊時の最大作用張力、振れ回り周期および回頭角に対する実験値と計算値の比較を示す。横軸には定常風速を取った。図の中で、四角い記号および十字印がそれぞれ、実験値および計算値を示す。最大張力および振れ回り周期において計算値と実験値はよく一致し、本実験結果から定めた流体力抵抗係数が適切であることがわかる。回頭角は、風速が変化しても大きく変化せずほぼ一定値を取る。その値は、実験値、計算値それぞれ、30および35°で、実験値の方が5°小さい。しかしながら、回頭角の実験値は、ビデオ画面から読みとった値であり精度が張力に比べて低い、また左舷右舷の平均値でもあるので5°程度の差であれば、ほぼ等しいとみなすことができる。

図-5.51(1)、(2)および(3)は、それぞれ“飛龍3”をブイ泊したときの最大張力、振れ回り周期および回頭角を示す。計算値と実験値はよく一致しており、“飛龍3”についても本実験結果から定めた流圧力係数が適切であることがわかる。図-5.52(1)、(2)および(3)は、単錨泊時の“ぶりんせすおきなわ”の最大作用張力、振れ回り周期および回頭角を示す。風速50m/sのときの最大作用張力は、実験および計算値において、それぞれ106および95tfで、実験値の方がわずかに大きい。しかし、その差は実権値の10%以下で小さく、計算によって、最大作用張力を十分精度よく導ける。振れ回り周期は、風速50m/sのとき計算値の方がわずかに大きく、50s程度である。この差は、実験値の10%以下である。回頭角は、風速30m/sの場合を除き、実験値は計算値に等しい。

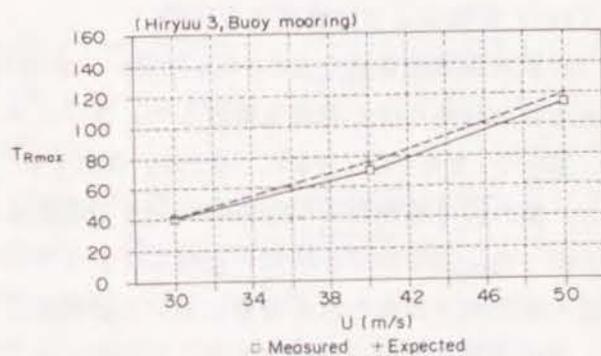
図-5.53(1)、(2)および(3)は単錨泊時の“飛龍3”における最大張力、振れ回り周期及び回頭角を示す。回頭角および振れ回り周期は、実験値と計算値はよく一致する。最大張力は、実験値の方が約17~18tf大きい。その差は、実験値の50%近くにもなる。しかしながら、風速が大きくなると、その差は小さくなり、風速50m/sのときは、計算値の方が、実験値より5tf程度小さいだけである。したがって、風速が大きくなると誤差の少ない値を計算できる。

図-5.54(1)、(2)および(3)は、双錨泊時の“ぶりんせすおきなわ”に作用する張力、振れ回り周期および回頭角の実験値と計算値の比較である。最大張力、振れ回り周期および回頭角は、実験値と計算値ではよく一致し、係留力作用点係数 C_{SA} が“ぶりんせすおきなわ”双錨泊の場合には、0.8が適切であるといえる。

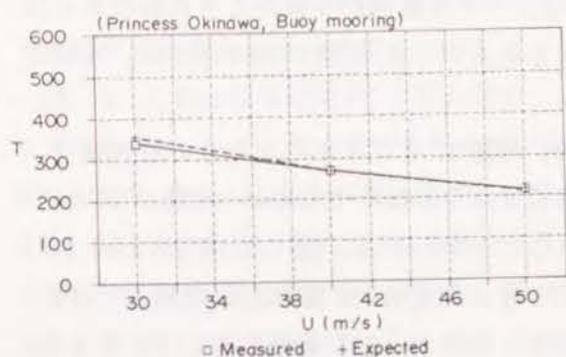
図-5.55(1)、(2)および(3)は“飛龍3”双錨泊時の比較を示す。最大値の力の誤差



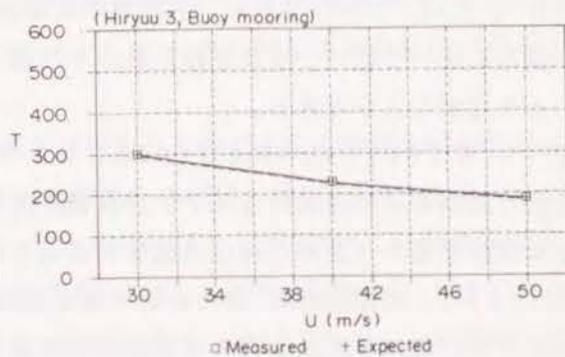
(1) 最大張力



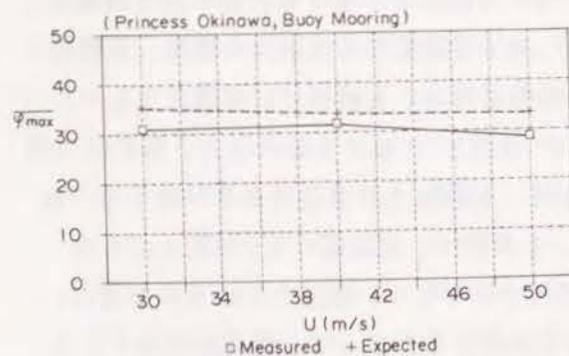
(1) 最大張力



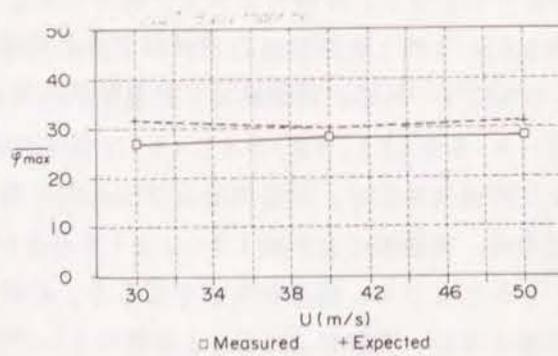
(2) 振れ回り周期



(2) 振れ回り周期



(3) 回頭角

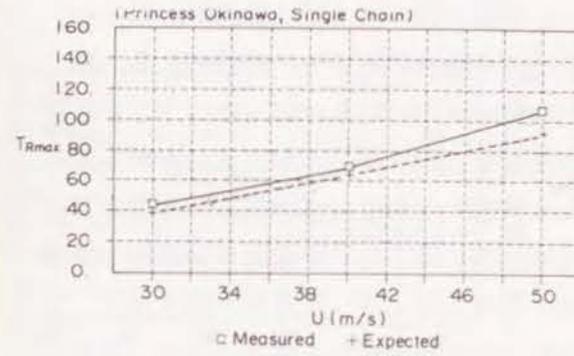


(3) 回頭角

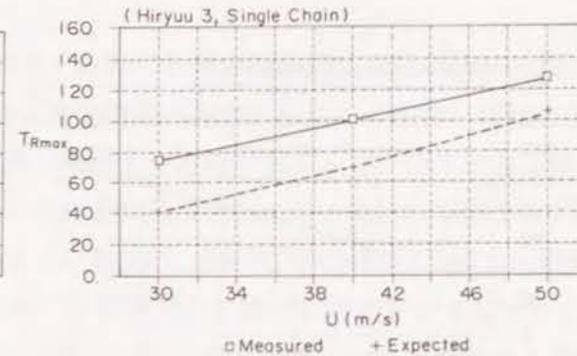
図-5.50 実験値と計算値の比較
("ぶりんせすおきなわ", ブイ泊の場合)

図-5.51 実験値と計算値の比較
("飛龍3", ブイ泊の場合)

は、最大で15tf ならずである。回頭角は、風速40m/sのとき26°で、計算値とは10°程度異なる。しかし、その他の場合には、計算値と実験値の誤差は4°より小さく、



(1) 最大張力



(1) 最大張力



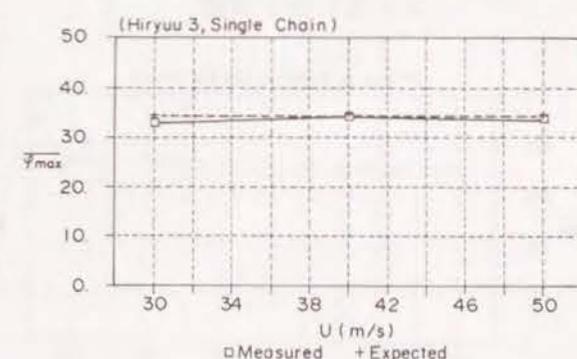
(2) 振れ回り周期



(2) 振れ回り周期



(3) 回頭角



(3) 回頭角

図-5.52 実験値と計算値の比較
("ぶりんせすおきなわ", 単錨泊の場合)

図-5.53 実験値と計算値の比較
("飛龍3", 単錨泊の場合)

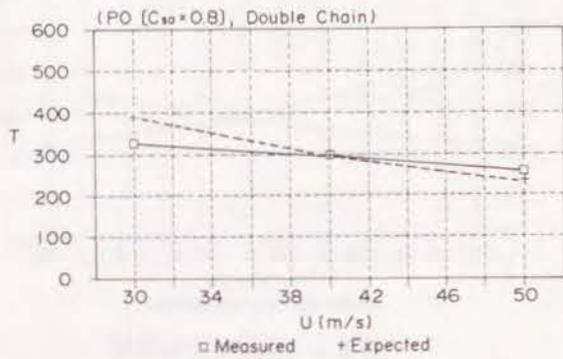
ほとんど一致する。以上の図から、流圧力係数 C_{vw} および係留力作用点係数 C_{SA} を適切に考慮すれば、精度よく実験値を再現できることがわかった。



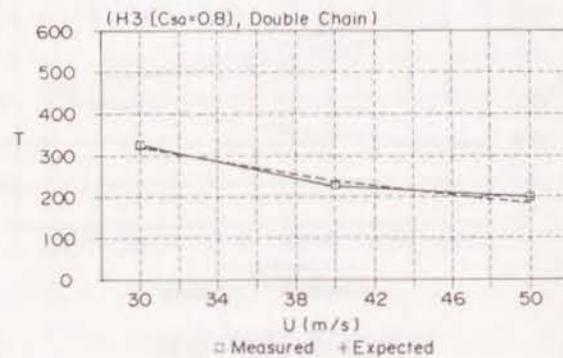
(1) 最大張力



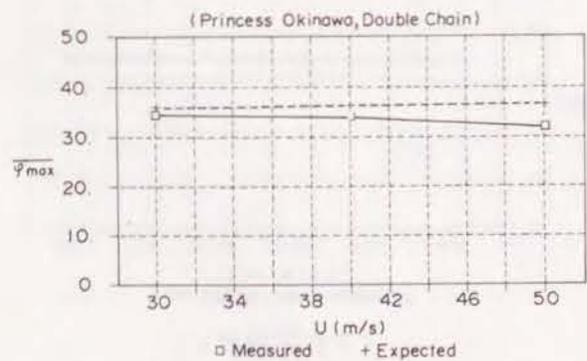
(1) 最大張力



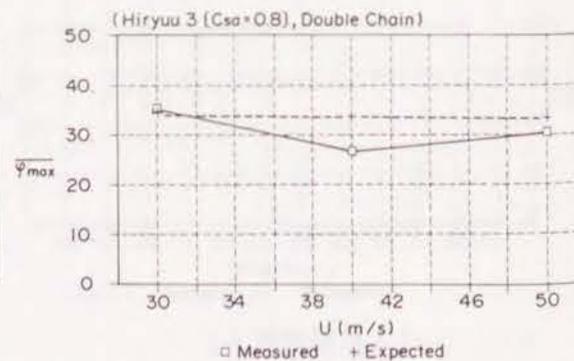
(2) 振れ回り周期



(2) 振れ回り周期



(3) 回頭角



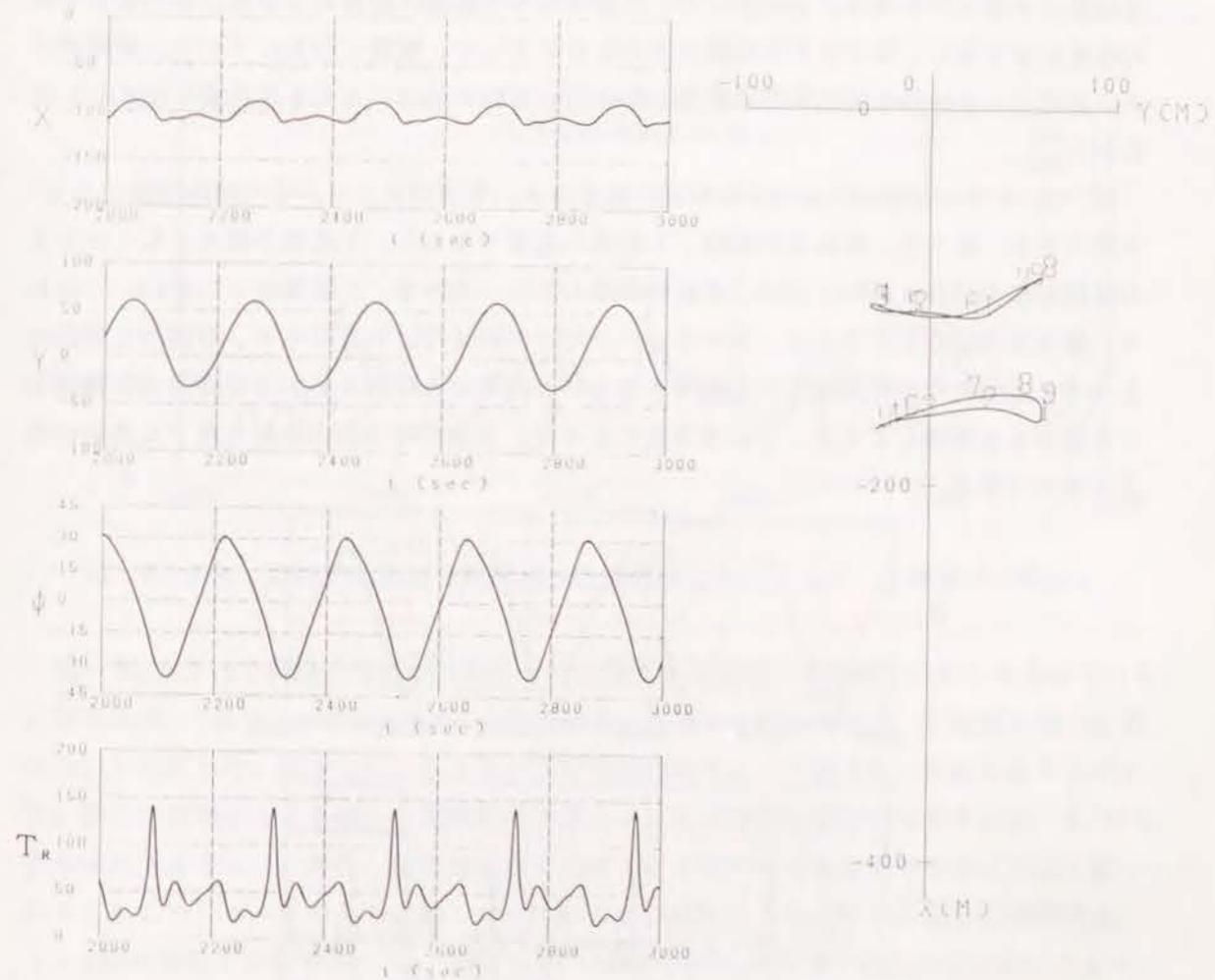
(3) 回頭角

図-5.54 実験値と計算値の比較
("ぶりんせすおきなわ", 双錨泊の場合)

図-5.55 実験値と計算値の比較
("飛龍3", 双錨泊の場合)

(iv) 張力の時間変動と振れ回り運動

図-5.56は、"ぶりんせすおきなわ"のブイ泊時における振れ回り運動の計算結果の一例を示している。図-5.56(1)は、上段より船首のX座標、船首のY座標、船軸と風との成す角 ϕ_{wr} およびホーサ-張力の時系列波形を示したものである。X、Y座標とも規則的な変化を示しており、主に、Y座標と ϕ_{wr} との規則的な変化から、船は、周期200s程度の振れ回り運動を行っていることがわかる。船首のY座標の平均値は、+20m程度で、正の方向へずれている。 ϕ_{wr} の平均値は-5°程度で少し負の方向へシフトしている。つまり、船が左右対称に運動振れ回り運動を行っていないことがわかり、実験結果と同様の結果が得られた。ホーサ-張力は、 ϕ_{wr} が極値を取るときに極値を示す。た



(1) 船首位置・船軸傾き・係留張力の場合

(2) 振れ回り運動の軌跡

図-5.56 ブイ泊フェリーの数値計算結果

だし、 ϕ_{wr} が負の場合、すなわち右舷側から風が吹いてくるような位置にあるとき、その値は大きく140 t f程度になる。 ϕ_{wr} が正の時には、張力の絶対値は小さく60 t f程度である。したがって、船体が左右対象でないために、風が右舷側と左舷側からのどちらから吹いてくるかによって、張力の極大値の値は異なる。風が右舷側から吹いてくるような船体の位置にあるとき、張力の極大値は最大値を示す。この傾向は、実験結果とよく一致し、これまでに検討してきた計算手法および抗力係数によって、フェリーの振れ回り運動をほぼ検討できる。

図-5.56(2)は船首および重心の水平運動の軌跡を、最大張力発生時から1周期間だけ示したものである。図中の数値1は、1周期を9等分したときの1番目の時刻における位置であることを示す。したがって、1番で示した位置に船首および重心があるとき張力は最大値を取る。振れ回りの軌跡は左右対象ではなく、複雑な形をしており、昇降デッキの有無による船体の非対称性の影響が振れ回り運動の軌跡にも大きな影響を示すことがわかる。

図-5.57は双錨泊時における船軸の傾き角 ϕ_{wr} およびチェーン張力の時間変化を示した図である。張力は、右舷側が破線、左舷側が実線で示した。左舷側が最大となったとき右舷側の張力は0に近い。逆に、右舷側が最大となったとき、左舷側は0に近い。すなわち、最大張力は左右どちらか1本のチェーンだけで耐えなければならず、単錨泊の場合に比べて1本当たりの作用張力を低減できるという長所はみられない。この傾向は実験結果の考察からも判明しており、本計算方法によって、双錨泊時の張力変動の様子も適切に知ることができる。

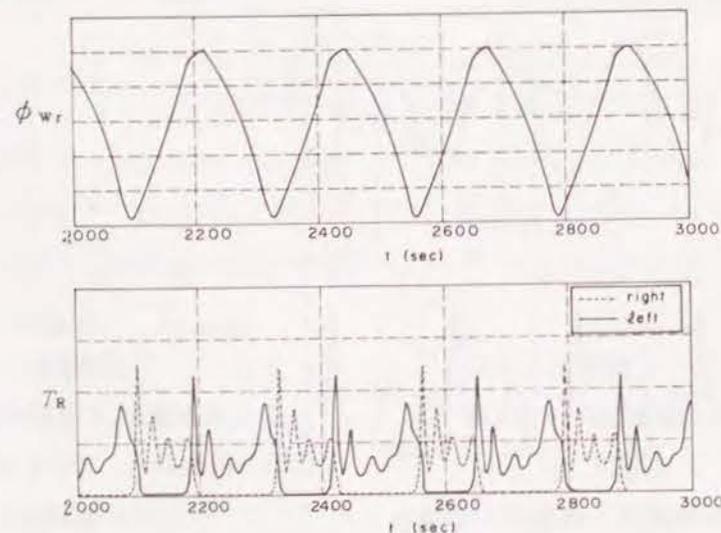


図-5.57 双錨泊フェリーの船軸傾きと係留張力の計算結果

(v) 時間変動の比較

図-5.58は、実験結果と計算結果において、張力の時間変動を比較したケースである。船種は“ぶりんせすおきなわ”の単錨泊のケースで、50 m/sの定常風を作用させた場合に、前述の流体抵抗係数を用いて計算を行った。図-5.58の実線が錨泊チェーン張力の計算値、破線が実験値を示す。ただし実験値は、14.1 s間のデータの移動平均値を用いているので、ピークの値が計算値よりも少し小さくなっている。実験値、計算値ともに、鋭いピークを示した後に張力は小さくなり、やがて2つめの山が現れる。この2番目のピークに出現する時刻は、第1ピークを基準にすると、計算値の方が10数秒早いようである。それを除くと、計算値と実験値の時間変動の様子はよく一致しており、流体抵抗係数の係数を適切に定めることにより、張力の時間変動についても計算で求めることができることがわかる。

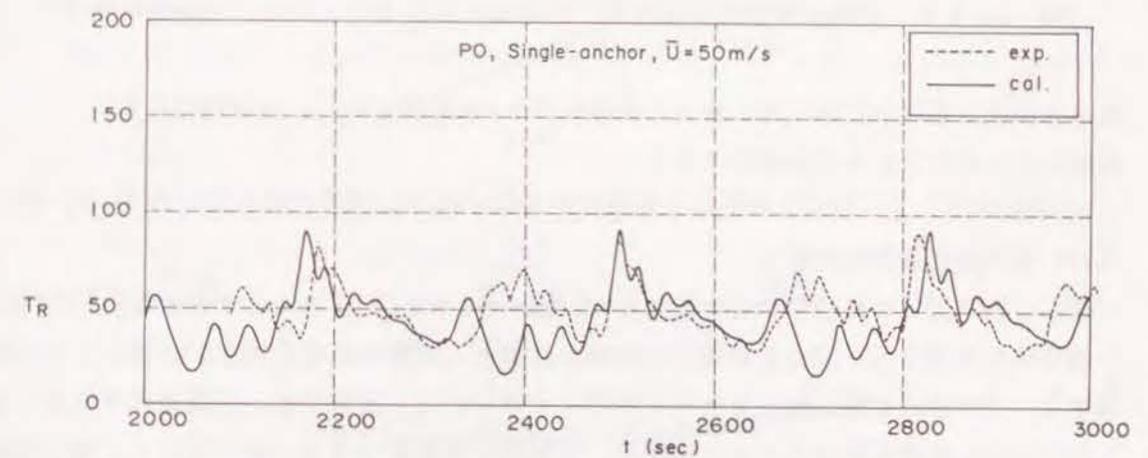


図-5.58 変動係留張力の実験値と計算値の比較(フェリー, 単錨泊の場合)

図-5.59は、双錨泊時におけるチェーン張力を実験値と計算値で比較したものである。計算条件は、“ぶりんせすおきなわ”の双錨泊で、風速は50 m/sとし、左舷側の張力変動について比較した。図からわかるように、双錨泊時のチェーン張力は、0になることがある。張力が作用するときは、1周期間にほぼ2こぶ型の時間変動波形を示す。図-5.59に示されるように、計算値、実験値ともにほぼ2こぶ型の時間変動波形を示し、よく似ている。ふたつのピークのうち、第1ピークの方が値は大きく最大張力となる。実験値は、14 s間の移動平均値を示しているため、ピークの値は、計算値の方が大きい。第1ピークの方が第2ピークよりも大きく、計算波形は実験波形をよく再現している。第1ピークと第2ピークの間隔は、計算値で220 s、実験が約200 sで、実験

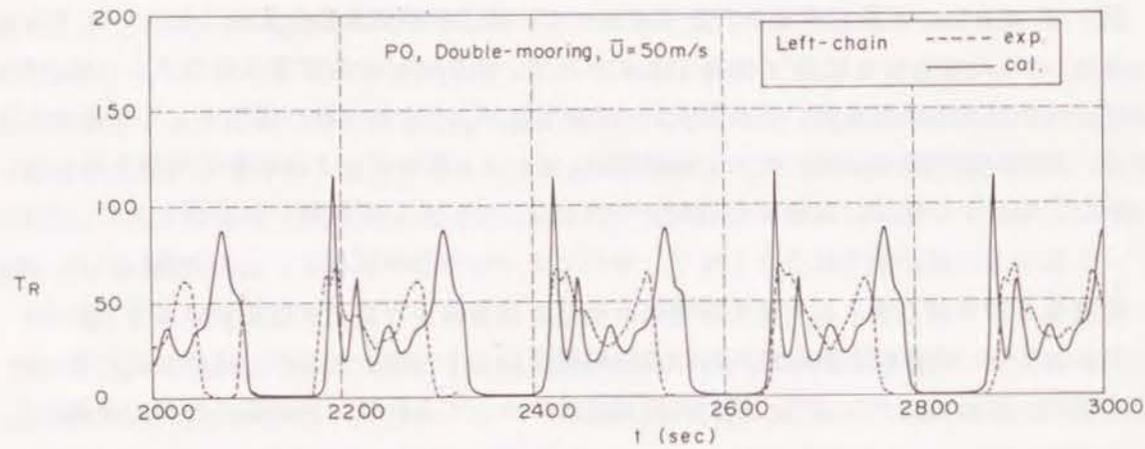


図-5.59 変動係留張力の実験値と計算値の比較 (フェリー, 双錨泊の場合)

値の方が少し短い。しかしその差は、実験値の10%程度であり、ほぼ類似した波形が得られているものと判断できる。

(vi) 振れ回り運動の比較

次に、振れ回りの軌跡について検討した。図-5.60は”ぶりんせすおきなわ”ブイ泊時の船首係船索取り付け点および重心の軌跡の計算と、実験の比較を示す。計算における軌跡では、その中心が中心軸より大きく右側にずれている。実験では、計算値ほど大きくずれていない。船首軌跡の形および横幅は、計算値と実験値ではほぼ一致している。重心軌跡は、中心軸より右側では、計算値と実験値がよく一致しているものの、左側では、実験値はx軸方向に広がった形を示すのに対して、計算値は、x軸方向に広がりを示さない。

図-5.61は、錨泊した場合の振れ回り軌跡を示す。条件は、”飛龍3”の単錨泊で、風速は50m/sである。破線で示した実験値の軌跡のy軸方向の幅は実線で示した計算値よりも大きく、振れ回り幅は実験と計算では少しずれていることがわかる。しかし、係留力と振れ回り周期および回頭角が正確に計算でき、さらに振れ回り幅については、ブイ泊時はほぼ正確に、錨泊時は30%の誤差内で計算できる本計算法はフェリーの振れ回りによる避泊を検討するために非常に有用である。

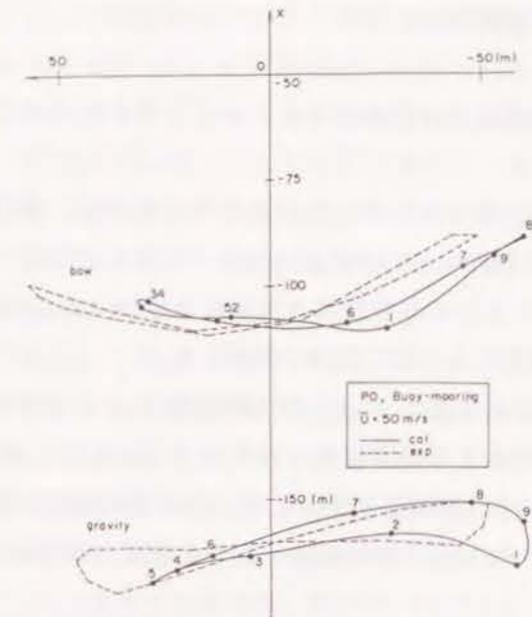


図-5.60 振れ回り運動の軌跡に関する実験値と計算値の比較 (ブイ泊の場合)

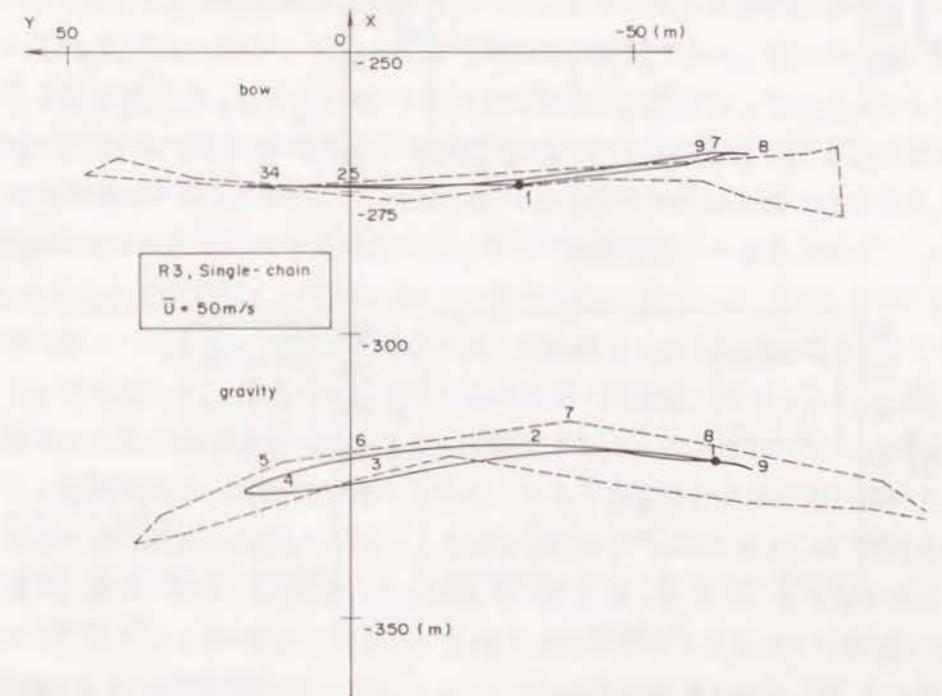


図-5.61 振れ回り運動の軌跡に関する実験値と計算値の比較 (錨泊の場合)

(2) 現地観測における適用性

ここでは、数値計算法の妥当性を検討するために、第2節で示した現地観測結果との比較を行う。

船体の振れ回り運動を計算するためには、流圧力係数 C_{vw} 、風圧力係数 C_w 、風圧力の作用方向を決める指数パラメータ q の値を適切に定めなければならない。ここでは風圧力係数 C_w および q の値としては、それぞれ式(5.51)および(5.57)を用い、流圧力係数の値について現地観測結果から検討した。 C_{cr} は 3.0 とする。

図-5.6.2は、最大係船索張力 T_{smax} と平均風速 U_w との関係を示した図である。横軸に U_w を取り、各風速に対する係船索張力の最大値 T_{smax} を示した。そして、流圧力係数 C_{vw} の値を変えて計算を行い観測値と比較した。白ぬきの記号は観測値を示し、 \square が係船索取り付け点 Z_{sr} が 1.4~1.6 m と高いとき、 \triangle が中程度で 1.0~1.4 m の場合、 \circ はそ

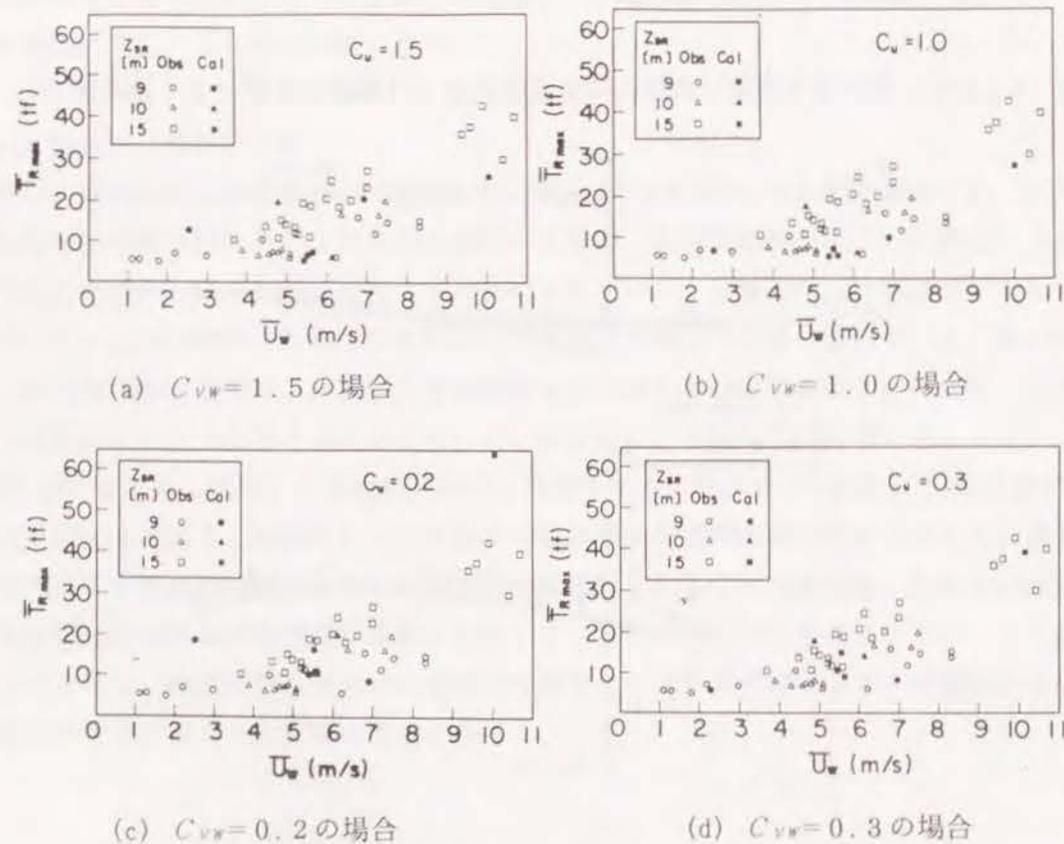


図-5.6.2 タンカー係留張力に関する計算値と観測値の比較

れより取付高さが低い場合を示している。観測値としては、10分間平均風速と10分間における最大係船索張力 T_{smax} の値を取っている。黒塗りの記号は計算値を示す。計算値は各計算ケースにおける最大値を取った。計算開始時の船軸の向きは、前述したレーダースクリーンを撮影した写真およびレーダースクリーンからの目視観測から得られた船軸の向きと一致させた。なお、図では C_{vw} は C_v として表示されている。流体抵抗力係数 C_{vw} の値については、流れが円柱の側面に作用する場合、その値が 1.0~1.5 程度であることが示されている。また、「海洋土木事典」では、立方体の場合の標準値として $C_{vw}=1.3\sim 1.4$ 、球の場合には $C_{vw}=0.2\sim 0.5$ が標準値として示されている。船体の側面からの流れに対する流圧力係数の値としては、「港湾の施設の技術上の基準・同解説」では、(水深/吃水) > 7 の場合 $C_{vw}=0\sim 1.0$ の値を用いるとしている。このような値から判断して、今回の観測ケースの場合も、 C_{vw} の値は 0.2~1.5 の間にあるものと推定できる。そこで、 C_{vw} の値を 0.2~1.5 の間で 0.1 ずつ変化させて計算を行い、計算結果と観測結果を比較した。図-5.6.2(a)は、 $C_{vw}=1.5$ の場合の比較図である。 $U_w=10\text{ m/s}$ のとき、観測値の T_{smax} は 30~42 tf であるが、計算値は 25 tf であり観測値の下限より小さくなった。

図-5.6.2(b)は、 $C_{vw}=1.0$ の場合の比較図である。図においても、(a)と同様に、 $U_w=10\text{ m/s}$ のとき計算値は観測値の下限より小さく、計算結果と観測結果はあまり一致していない。図-5.6.2(c)は、 $C_{vw}=0.2$ の場合の比較図である。図において、 $U_w=10\text{ m/s}$ のとき計算値の T_{smax} は、64 tf になり観測値の 2 倍になっている。さらに、図-5.6.2(d)は、 $C_{vw}=0.3$ の場合の比較図である。 $U_w=10\text{ m/s}$ のとき、計算値は観測値の中間値にほぼ一致しており、 $U_w=2.3\text{ m/s}$ の場合にも、観測値と計算値はよく一致している。 $U_w=4.5\sim 7\text{ m/s}$ の場合には、若干不一致の部分もあるが、 $C_{vw}=0.2\sim 1.5$ と変化させて計算した中では、図-5.6.2(d)の $C_{vw}=0.3$ のときが、計算値と観測値が最もよく一致した。そこで本計算では、流体抵抗力係数の値として 0.3 を用いるものとした。前に示した「港湾の施設の技術上の基準・同解説」の中では、流体抵抗力係数 C_{vw} が船舶と流れの相対流向 ϕ_{cr} によって変化することが示されている。各観測ケースにおいて、観測期間中、船軸の向きは一定で、ブイの方位角とほぼ一致していると仮定すると、前述の表-5.2に示したように、船軸は磁北にたいして約 150° 程度傾いていることになる。潮流の向かう方向は、Case N-2、Case N-4を除いてはほぼ南向きであるので、 ϕ_{cr} は 30° 程度になる。「港湾の施設の技術上の基準・同解説」によれば、(水深/吃水) > 2.5 の海域では、 $\phi_{cr}=30^\circ$ の時 C_{vw} の値としては、0.5~0.6 程度になる現地観測結果から推定した流体抵抗力係数の値は 0.3 であり、上記の 0.5~

0.6の値とは若干異なっている。

次に現地観測において、観測値の時系列変化を計算値と比較した。前出の第2章の図-5.7においては、12月14日のCase K-4の場合について、1時間分の観測値から得られた長周期変動成分 T_R およびブイの傾き角 δ が示されている。図に示されるように T_R の変動周期は4~6分、変動幅は12~25tf程度である。 δ は T_R が大きくなると大きくなり、 δ の変動は T_R の変動によく対応している。しかし、時刻13:45付近のように T_R が約25tf以上になると、 T_R の変動ほどには δ は変動せず、10~12°程度で一定である。

図-5.63は、図-5.7のケースと同一ケースについて船体運動および係船索張力を計算した結果を示す。図-5.63の最上段に風速、最下段に係船索張力 T_R の変動を示した。 X_A, Y_A は磁北をX軸の正として、アンカー点を原点とした空間座表系X-Yにおける船首のX座標およびY座標である。 P_A は船軸とX軸との傾きで、計算時間中一定であり、船舶は大きな振り回り運動をしていないことがわかる。これは観測結果とも一致する。計算された T_R の変動周期は6~7分で、その値は最大で40tf、最小で10tf程度である。図-5.7の観測結果では、変動周期は4~6分になっており、数値計算による変動周期がやや長い。しかし、観測値は15~40tfであるので、計算結果はほぼ一致している。以上のことから風お呼び名がれによる長周期の張力変動は、適切に係数の値を設定することによって数値計算で推定できることが判明した。

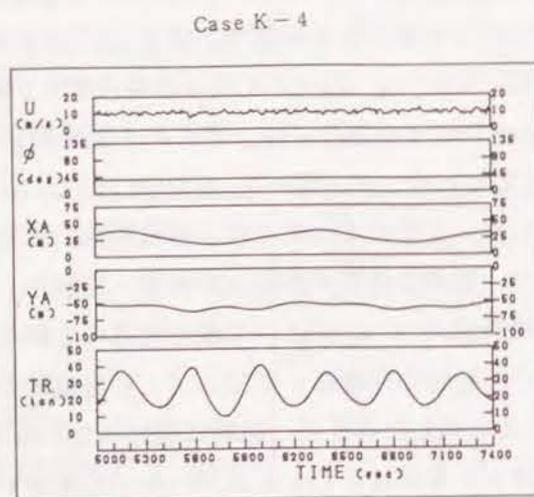


図-5.63 タンカー振り回り運動の推算結果

4.4 数値計算の応用

(1) 波漂流力の影響

水深が浅い泊地に係留された大型船舶は波の漂流力の影響をうける場合がある。船舶あるいは海洋構造物に働く波漂流力は、式(5.58)で評価できる。上田(1987)は、式(5.58)中の波の反射率は、伊藤の係留浮体あるいは自由浮体の動揺を求める近似式(伊藤ら, 1972)から計算してもよいことを提案している。ここでは、避泊フェリーを対象とした条件について、波漂流力を検討した。

避泊船舶は振り回り運動を行っており、運動はほとんど拘束されないで、自由浮体として計算できる。伊藤の近似式において、浮体の幅を20m(船腹)、水深、吃水をそれぞれ、15および5.37m、浮体重心は水面上にあり、入射波周期を10sとする。計算を行うと、透過波高(a_T)と入射波高(a_I)の比で表される透過率 $|a_T/a_I|$ は1.0となってしまう、反射率は0である。ゆえに、第3節で示したような避泊条件では波漂流力を考慮しなくてもよい。しかし、さらに水深が浅くなり、波の周期が短くなった場合には、反射率が大きくなっていくので、波漂流力についても検討しなければならない。その一例として、反射率 K_R が0.4となったときの漂流力の影響を検討した。吃水が水深の1/2程度で、波周期が8s程度のときに K_R は0.4程度になる。

図-5.64は、 $K_R=0.4$ として計算したブイ泊および単錨泊時の作用張力および振り回り周期を示す。 β は波向で風向に対して、0および90°の2種類を検討した。図の結果は、すべて、漂流力を考慮しない場合の計算結果に対する比を示し、上段が作用張力、下段が振り回り周期を示す。振り回り周期は、波向および係留方法に関係なく一定で、ほぼ漂流力を考慮しない場合に比べて変化しない。ブイ泊時の係留張力は、波向と風向が一致したときに、“飛龍3”の場合20%大きくなる。“ぶりんせすおきなわ”の場合には変化しない。波向が風向と直角になると、ホーサー張力は、小さくなる場合もあり、漂流力の方角によっては、最大張力が小さくなる場合があることがわかる。単錨泊の場合、“飛龍3”では、チェーン張力は変化しないが、“ぶりんせすおきなわ”では、直角方向から波が作用した場合に、最大張力は1.45倍に大きくなる。したがって、漂流力を考慮すると、必ずしも最大張力が大きくなるとは限らず、漂流力による振り回り運動が風圧力による係留張力の最大値を低減させる働きをするときもある。逆に、最大張力が大きくなっていくケースもあるが、船種および波向きによって大きくなるケースは異なり、一つずつ検討する必要がある。全体としては、ブイ泊の場合には、漂流力を考慮しても係留張力が大きく変

動することはない、といえる。しかし、20%増加する場合もあるので、反射率 K_r の値が無視できない場合には、漂流力を考慮した計算を行う必要がある。なお、反射率 K_r を1.0とし0°の方向から波を作用させると、“ぶりんせすおきなわ”ブイ泊に場合でも、最大張力は、1.42.8 tfになり、波漂流力を考慮しない場合の1.1倍に増加する。

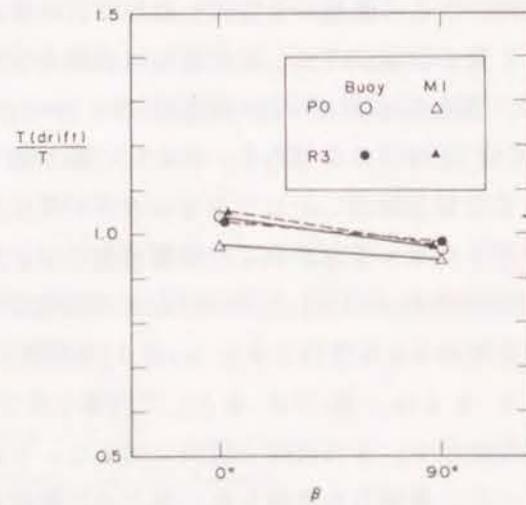
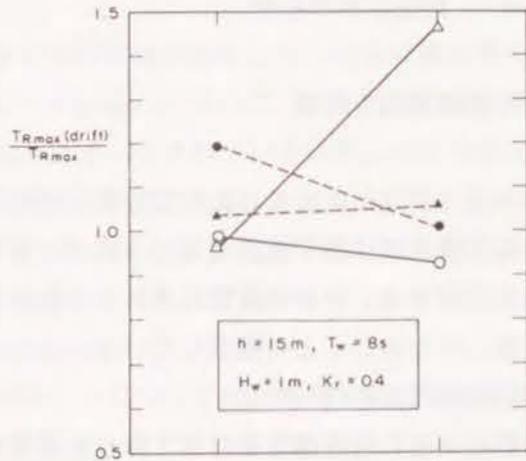
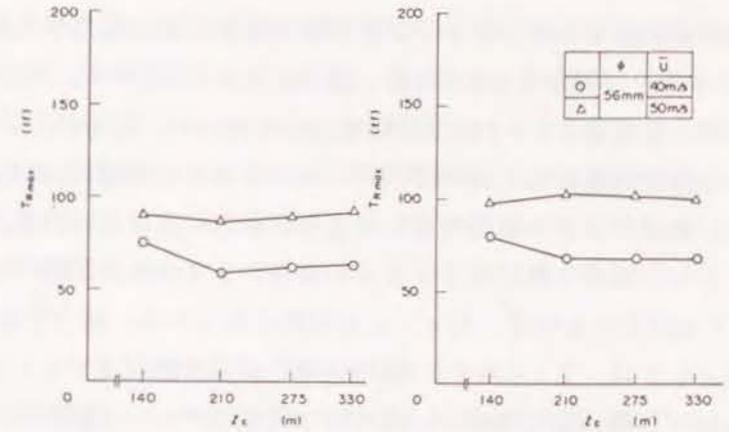


図-5.64 波漂流力の影響

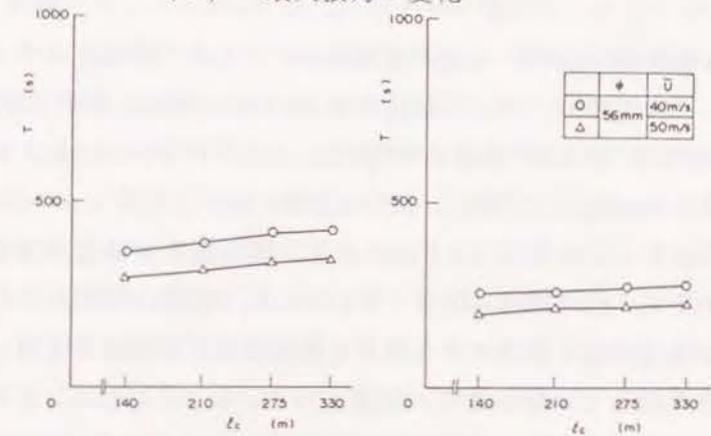
(2) チェーン長およびホーサー長に対する検討

(i) チェーン長の影響

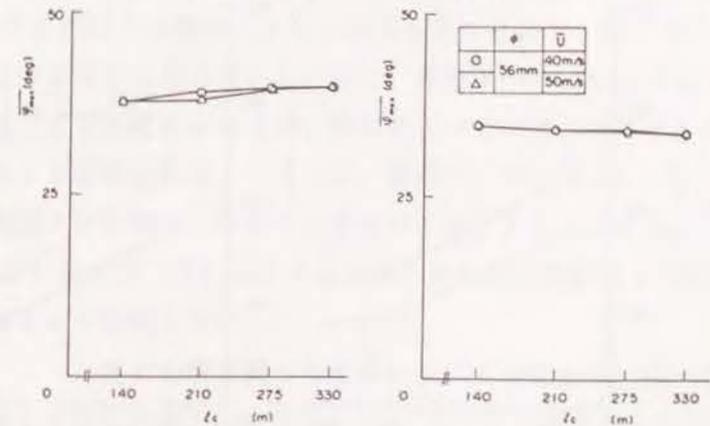
図-5.65は、単錨泊時におけるチェーン長を変化させた場合の(1)最大作用張力、(2)振れ回り周期、(3)回頭角の変化を“ぶりんせすおきなわ(PO)”および“飛龍3(R3)”の場合について示したものである。(1)の張力の変動を検討すると、チェーン長 l_c が140mから330mまで変化しても、張力は大きく変化しない。“ぶりんせすおきなわ”の場合、風速50m/sでは、チェーン長が210mの時に張力は最小で、87tfである。チェーン長が長くなると、張力は若干増加するがその差は小さく、チェーン長が275mの時、最大張力は90.0tfで3tfしか変わらない。“飛龍3”の場合には、反対に210mの時に最大となり103tfが作用する。チェーン長が長くなると、張力は減少し、275mの時は、110.2tfである。差はわずか1tfである。したがって、風速が強い場合には、チェーンは伸びきってしまい懸垂力で張力を低減させることができないので、チェーン長を変えても張力を著しく低下させることはできないことがわかる。つまり、振れ回り用の避泊地を小さくする、あるいは、費用を小さくするためには、チェーン長としては、140mが適当である。



(a) PO (b) R3
(1) 最大張力の変化



(a) PO (b) R3
(2) 振れ回り周期の変化



(a) PO (b) R3
(3) 回頭角の変化

図-5.65 単錨泊における係留チェーン長の影響

ただし、風速が40 m/sの時、チェーン長が短い場合には、張力が大きくなる。“飛龍3”の場合には、チェーン長が140 mの時、張力は80 t fである。チェーン長が200 m以上の場合には、張力は70 t f以下になる。したがって、風速が小さくなるとチェーンの懸垂力がある程度効果を与えるので、チェーン長を200 m以上にした方がよい。安全性を考えれば、風速が小さい場合でも作用張力が小さい方がよいので、避泊面積がどうしても大きくとれない場合を除いては、チェーン長としては、200~300 m程度が適当である。200 m以上であれば、チェーン長が長くなっても、張力を低減できないので、錨泊チェーン長としては、210 mまたは275 mを採用すればよい。

(2) は振れ回り周期の変化を示す。振れ回り周期はチェーン長が長くなればそれにつれて長くなる。(3) は、回頭角の変化を示す。回頭角は、チェーン長に関係なく一定で変化しない。

図-5.66は双錨泊時のチェーン長の影響を調べたものである。“ぶりんせすおきなわ”、“飛龍3”両ケースにおいて、チェーン長が140 mのときは、張力は非常に大きくなり、“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”の場合、それぞれ225および243 t fになる。チェーン長が200 m以上になると、張力は急激に減少し、チェーン長が変化してもそれほど変化しない。チェーン長が275 mのとき、作用張力は“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”でそれぞれ、136および123 t fになる。双錨泊の時は、一方のチェーンに張力が作用している場合は、他方のチェーンは運動を妨げる働きをする。このチェーンには張力がほとんど作用していないので、懸垂されていることになる。この場合チェーン長が長いと運動を拘束する力が余り働かず、運動が強く拘束されることはないので、張力の作用している側のチェーン張力を低減するように、振れ回り運動を続けることができる。チ

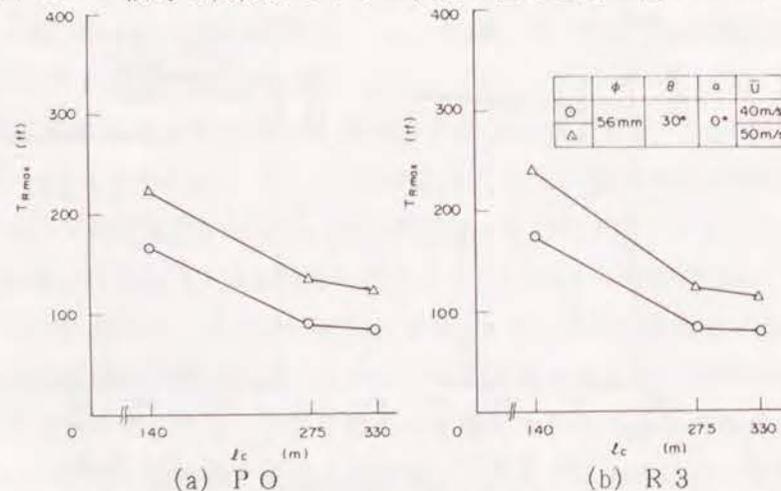


図-5.66 双錨泊における係留チェーン長の影響(最大張力の変化)

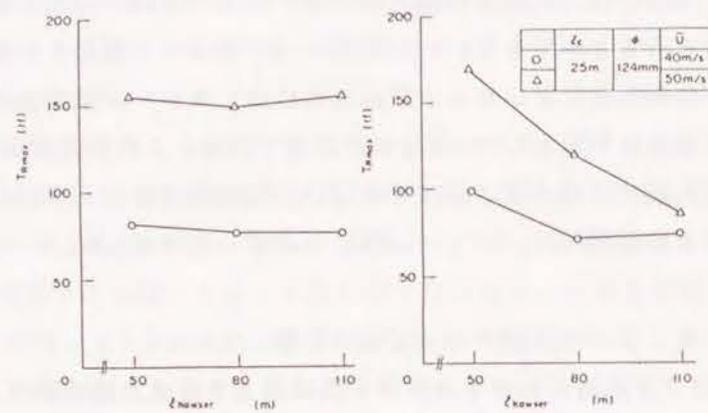
チェーン長が短い場合には、拘束される力が大きくなるために、自由に振れ回り運動をして最大張力を低減することができない。したがって、チェーン長が140 mの場合は、非常に大きな張力が作用することになる。双錨泊時には、チェーン長をある程度長くする必要があり、条件設定時に対象とした275 mが最適である。これ以上チェーン長を長くしても、最大張力を大幅に低減することはできない。なお図では示していないが、双錨泊時の振れ回り周期および回頭角は、チェーン長によらず一定であった。

(ii) ホーサーおよびブイ係留チェーン長の影響

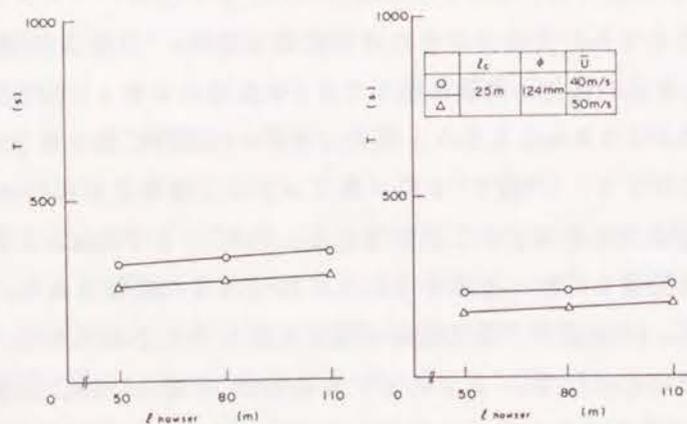
図-5.67はブイ泊時におけるホーサー長の長さを変えた場合の(1)張力、(2)振れ回り周期、および(3)回頭角の変化を示す。(1)に示されるように、“ぶりんせすおきなわ”の場合は、実験で用いた80 mの場合にわずかに他のケースより小さくなるものの、ホーサー長が変化しても最大張力はそれほど変化しない。“飛龍3”の場合、ホーサー長が50 mで短い場合には、張力は実験に用いた80 mの場合より40%増加し、168 t fになる。ホーサー長が110 mになると、張力は80 mの場合に比べて30%減少し、85 t fになる。したがって、“飛龍3”タイプのフェリーは標準より長いホーサーを装備することによって係留張力を低減することができる。ただし、110 m以上長いホーサーを装備することは、現有装備を大幅に改良することになり非常に困難である。ホーサー長を長くするという事は、係留張力-変位曲線の傾きを緩くすることであり、伸び率の大きい係留系を取り入れたことになる。“ぶりんせすおきなわ”の場合には、流体抵抗力係数が“飛龍3”よりも小さく振れ回りをしやすい船型となっているので、係留系の伸び率が大きくなって、ある決まった張力が作用するまで船体は移動してしまい、張力は低減されない。“飛龍3”の場合には、流体抵抗力係数が大きく、抵抗も大ききので、伸び率が大きくなるとある程度張力が低減できるのかも知れない。一般に、係留系の伸び率を大きくし、緩い係留を行うと張力は低減できると考えられるが、線形によっては張力がほとんど変化しない場合があるので、注意する必要がある。ここでは、最適ホーサー長として、“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”の場合、それぞれ80および110 mとする。

図-5.67の(2)および(3)に示すように、振れ回り周期および回頭角は、ホーサー長が変化してもほとんど変化しない。

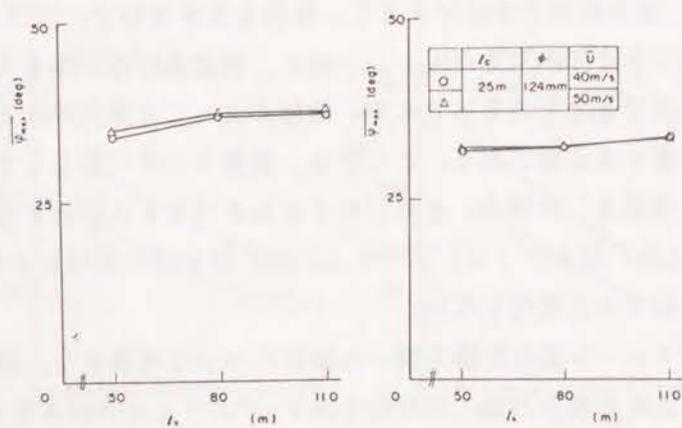
次に、ブイ係留チェーン長の影響を調べた結果について考察する。図-5.68は、ブイ係留チェーン長を変えた場合の張力の変化を示す。“ぶりんせすおきなわ”の場合、チェーン長が変化しても張力は大きく変化しない。“飛龍3”の場合には、チェーン長が実験で用いた25 mより短くなり、14 mとなると、最大張力は30%増大する。この傾向は実



(a) PO (b) R3
(1) 最大張力の変化



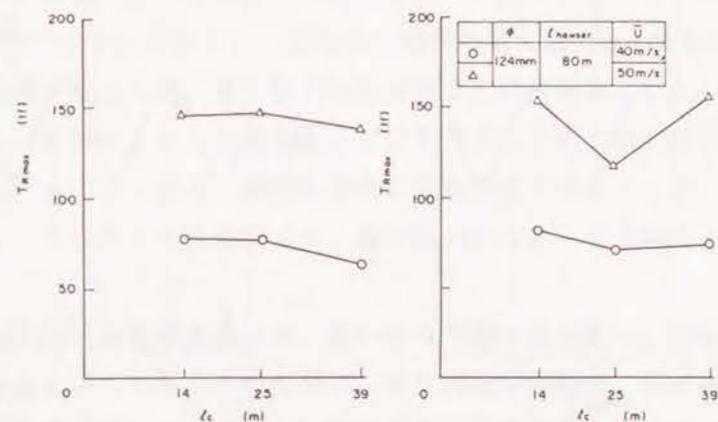
(a) PO (b) R3
(2) 振れ回り周期の変化



(a) PO (b) R3
(3) 回頭角の変化

図-5.67 ブイ泊における係船ホーサ-長の影響

験でも現れており、計算手法の妥当性が確認できた。“飛龍3”の場合、チェーン長を長くしても張力は大きくなり、39mのときは156tfとなり、チェーン長が14mの場合とほぼ同じである。チェーン長が39mに長くなったときに張力が大きく原因はよくわからない。結論としては、本実験で用いた25mが本係留条件ではほぼ最適であると判断できる。



(a) PO (b) R3

図-5.68 ブイ係留チェーン長の影響(最大張力の変化)

(3) 変動風の影響

ここでは、変動風の影響を計算によって調べたが、変動風としては、ダーベンポートのスペクトル型を持つ変動風を与えた。図-5.69はブイ泊における船首x-y座標、船軸傾き角および係留張力の時間変動を定常風と変動風で比較したものである。平均風速は40m/sで一定とし、“ぶりんせすおきなわ”の場合を示す。(1)が定常風、(2)が変動風を作用させた場合を示す。図-5.69(1)と(2)を比較すると、船首のxおよびy座標にはほとんど変化がみられない。 ϕ_{wr} の時間変化もほとんど同じであるが、変動風の場合には波形が少しひずみ、滑らかではなく、定常風を作用させたときほど、滑らかに一様に運動しているわけではない。張力の時間変動波形には、大きな違いがみられる。最大張力とともに、70tf程度で変化していないが、第2および第3ピークの値が異なり、変動風を作用させた方が大きくなる。たとえば、図の中で2番目に現れるピークの値は、定常風の場合40tf程度であるが、変動風になると55tf程度になる。したがって、50tf以上の張力が作用する回数が問題になるときは変動風に対する検討が必要になる。最大張

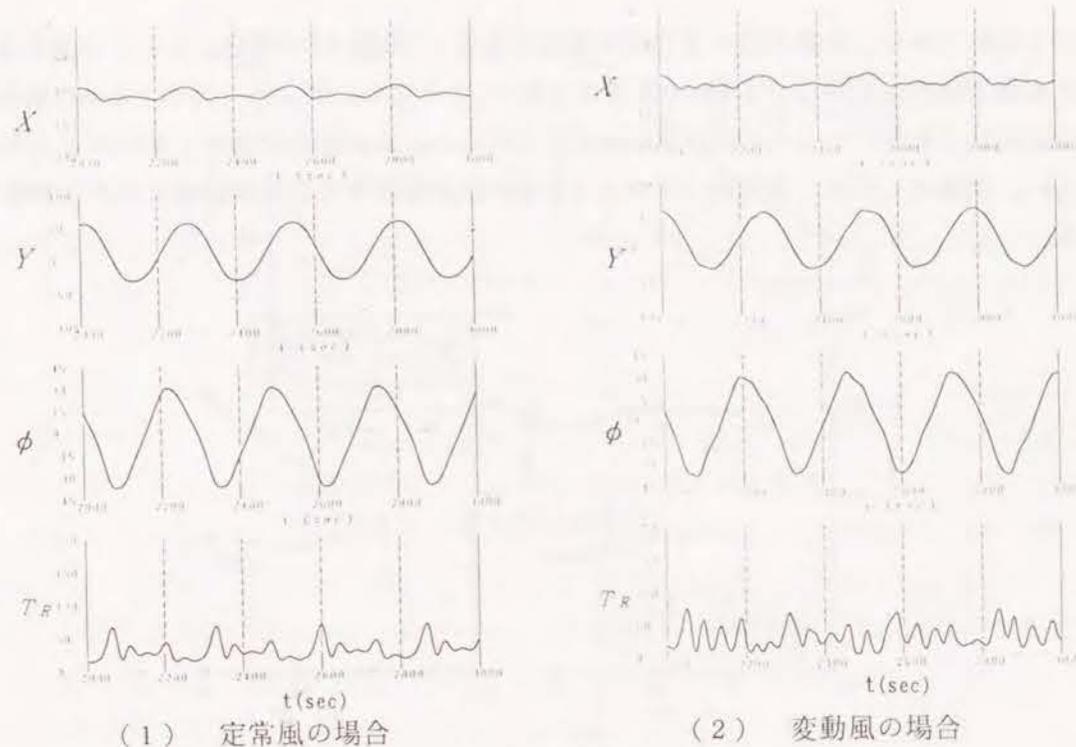


図-5.69 ブイ泊の場合の振れ回り運動と係留張力

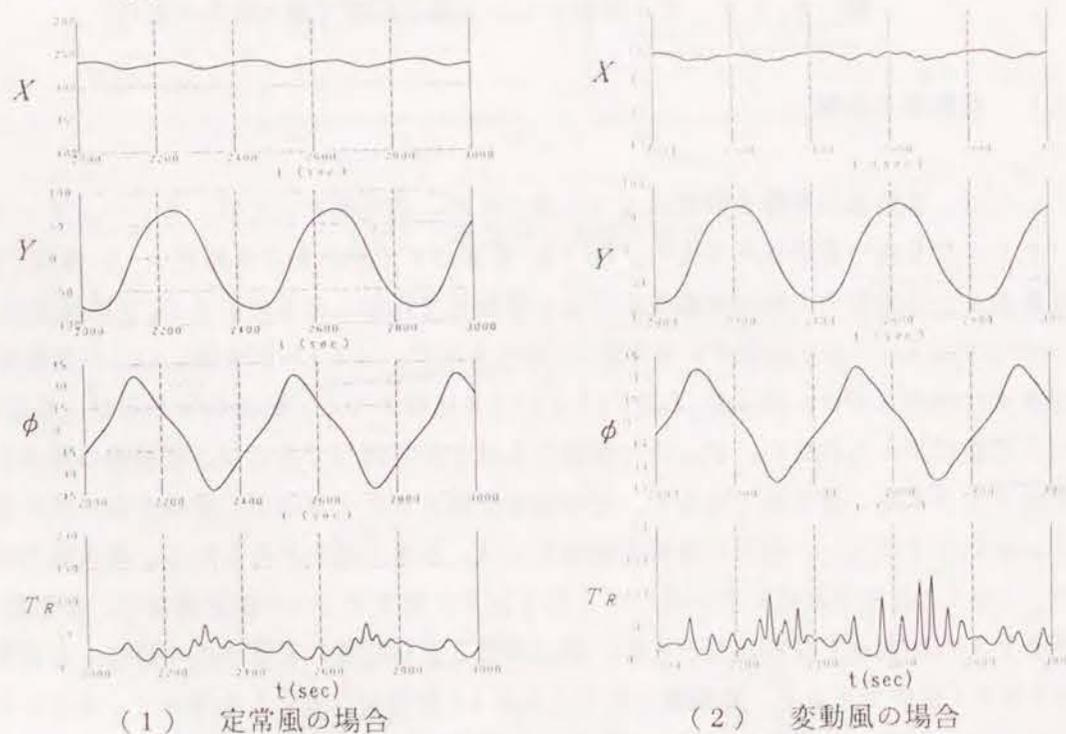


図-5.70 単錨泊の場合の振れ回り運動と係留張力

力を主に検討するのであれば、定常風として風を取り扱えばよい。

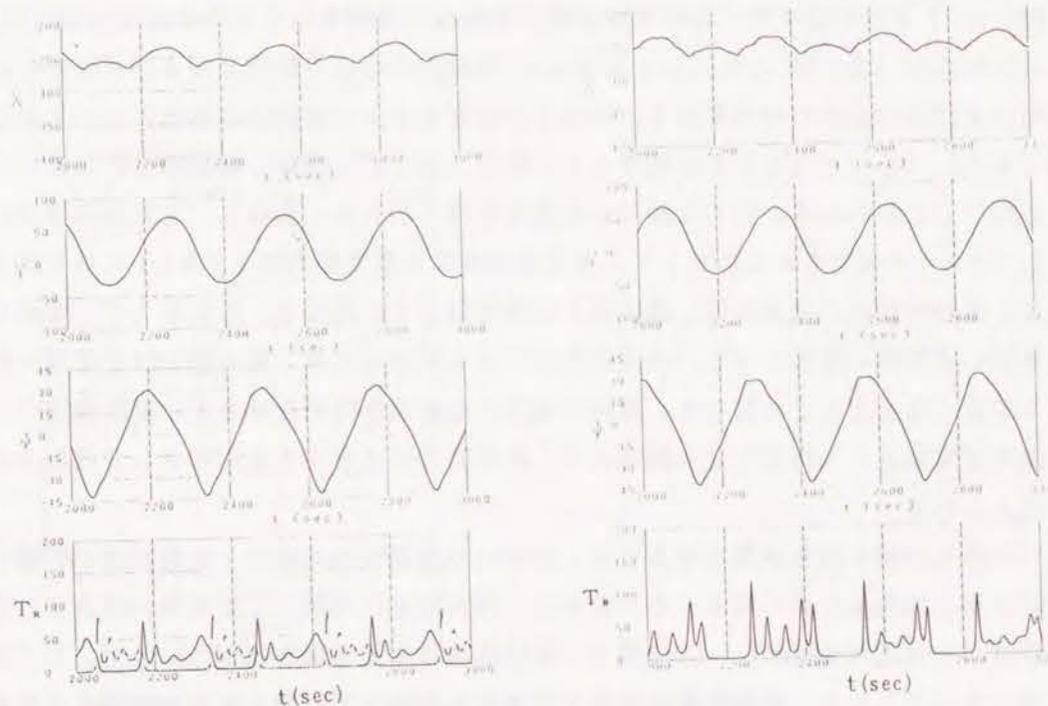
図-5.70は単錨泊時における定常風と変動風の比較をしたものである。図-5.71(1)および(2)は“ぶりんせすおきなわ”単錨泊の場合の船首 x および y 座標、船軸傾き角および張力変動の時間変化を、それぞれ定常風および変動風の場合について示したものである。(1)と(2)を比較すると、船首 x および y 座標、船軸傾き角はほとんど変化しないことがわかる。張力変動はその変化の様子が大きく異なり、定常風の場合の最大張力が64tf弱であるのに対して、変動風の場合の最大張力は125tfになり大きくなる。また変動風の場合には、最大張力は各周期ごとに異なる。したがって、錨泊の場合には風の変動性の影響により、長周期成分だけを考慮しても、最大張力は定常風に比べて、80%近く増加することになる。錨泊の場合に変動風を作用させると、変動風速中の最大風速を定常風として作用させた場合より、最大張力が大きくなる原因としては以下のことが考えられる；

フェリーが振れ回り運動をするとき、振れ回り運動の加速度は、変動風速の影響を受けて定常風の場合より早くなる。そのために、最大風速作用時に、定常風の場合より若干移動距離が大きくなる。チェーンの張力-変位曲線は非常に傾きがきついので、わずかの変位量の差が生じて、張力の差は大きくなる。したがって、最大張力を検討するとき、錨泊の場合には変動風に対する考察が必要になってくる。

図-5.71は双錨泊の場合に、定常風と変動風の場合を比較したものである。船舶は“ぶりんせすおきなわ”で、平均風速を40m/sとした。船首の座標および船軸の傾き角は変動風の場合でも変化しない。変動風では左舷側の張力変動のみ示したが、定常風に比べると最大値も大きく、第2ピークの値も大きくなり、単錨泊の場合と同様に、風の変動性により長周期の変動でも大きく変化し、最大値が増加することがわかる。変動風作用時の双錨泊における最大張力は、“ぶりんせすおきなわ”の場合115tfで、40m/sの定常風を与えたときより、5.4%大きくなった。この値は、50m/sの定常風を作用させた場合とほぼ一致する。

以上のことから、風の変動性を考慮しても、振れ回り周期、振れ回り幅などの水平運動については変化が生じないことがわかる。しかし、張力の大きさは、係留方式によって異なり、ブイ泊の場合は、それほど変化しないが、単錨泊および双錨泊の場合には、大きく変化する。

図-5.72は、振れ回り幅、振れ回り周期および係留張力に対する風の変動性の影響をまとめたものである。この図-5.72の上段および中段に示す結果は、それぞれ、ブイ泊、単錨泊および双錨泊の場合における振れ回り幅および振れ回り周期を定常風の場合に対す



(1) 定常風の場合 (2) 変動風の場合

図-5.71 双錨泊の場合の振れ回り運動と係留張力

る比で表したものである。それぞれの計算結果による比は1.0で、風の変動性を考慮してもほとんど変化しない。また、図の下段に示す結果は、変動風作用時の最大張力を、定常風作用時の最大張力に対する比で表したものである。ブイ泊の時、“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”の場合に、変動風作用下の最大張力は、定常風時のそれぞれ、1.0および1.3倍である。絶対値は、両船とも50m/sの定常風を作用させた場合に比べて小さくなり、最大張力だけを検討するのであれば、変動風速の最大値に近い定常風を作用させることによって、検討することができる。単錨泊の場合、“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”の場合に、変動風を作用させることによって、最大張力は、ともに2.1倍になる。この値は、50m/sの定常風を作用させたときの最大張力、91.5tf(“ぶりんせすおきなわ”)、105tf(“飛龍3”)より大きい。したがって、単錨泊時には、風の変動性によって、最大張力が非常に大きくなる。

双錨泊の場合には、定常風の場合に比べて、変動風を作用させると、最大張力は、1.3~1.5倍に増加し、“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”の場合にそれぞれ、115およ

び109tfになる。50m/sの定常風を作用させた場合には、最大張力は、それぞれ、115および127tfであるから、40m/sを平均風速として、変動風を作用させると、その最大値は、50m/sの定常風を作用させた場合の結果とほぼ等しいといえる。すなわち、双錨泊の場合には、変動風速のほぼ最大値に近い風速を定常風として作用させることによって、最大張力を見積もることができる。双錨泊時に、単錨泊時と異なり風の変動性の影響が小さくなる理由としては、張力が作用していない側のチェーンが一種の拘束力になって、風の変動性によって船体の位置が変動して張力が大きく変化するのを防いでいるためと思われる。

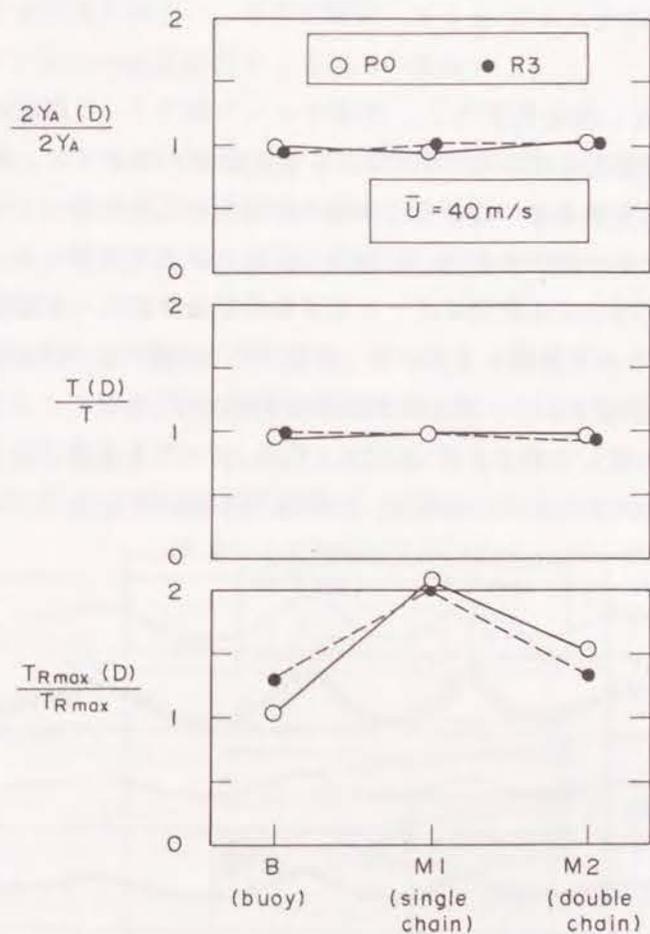


図-5.72 振れ回り運動に対する風の変動性の影響

第5節 一方向不規則波による 係留船舶の運動特性

5.1 S A L M型ブイ係留タンカーの運動特性

(1) 係留張力の時間変動特性

模型実験の風と波の条件は、荒天時を想定して、風速15~40 m/s、有義波高1.5~5 mとし、風と波の相対角は90°とした。実験は主に、一方向不規則波を用いて行っている。

図-5.73は、水位 η 、係船索張力 T_H 、係留チェーン張力 T_C の測定結果の一例である。ただし、 T_C は初期張力も含まれた値である。図に示されるように、張力の変動には、周期2~3分の長周期の変動と波の周期と同程度の短周期の変動が重なりあっている。短周期の変動は波の周期とほぼ同じであり、短周期の変動は主として波によって起こされていると推測される。そこで、30秒間のデータの移動平均を2回行って短周期の変動成分を除去した。図-5.73の1段目、3段目は、移動平均の結果で、それぞれ係船索張力の長周期変動成分 \bar{T}_H と、係留チェーン張力の長周期変動成分 \bar{T}_C を示す。 \bar{T}_H と \bar{T}_C を比較すると、変動特性はほぼ一致しており、 \bar{T}_C が大きくなると、 \bar{T}_H も大きくなる。また、 \bar{T}_C には37 tfの初期張力が含まれているので、初期張力成分を除くと \bar{T}_C と \bar{T}_H の値はほ

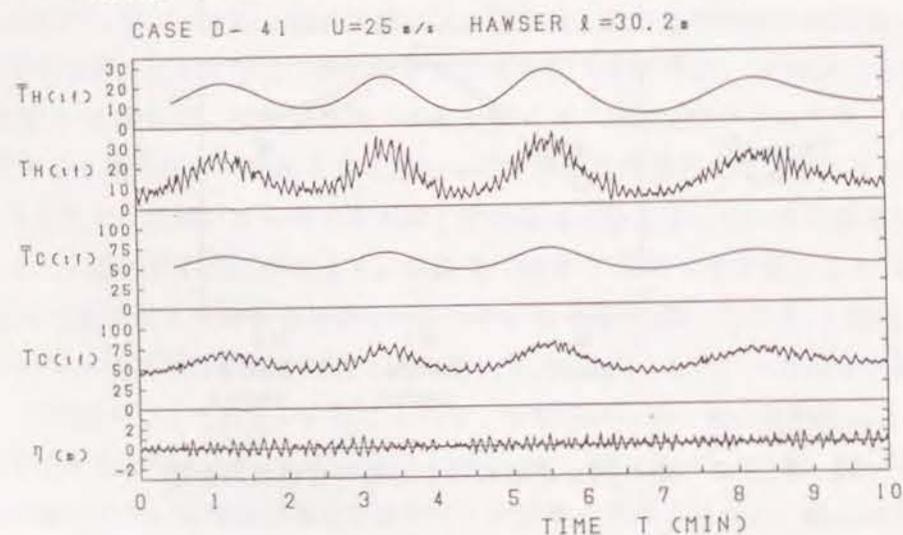


図-5.73 ブイ係留タンカーの係留張力の変動

ぼ等しい。

T_C および T_H の短周期変動の振幅は、長周期変動張力が大きくなると増大する傾向にある。これは、係船索および係留チェーンに小さな張力しか作用していない場合には、係留系の伸び特性曲線の傾きが緩やかであり、波によってブイが連動しても張力は大きく変動しないが、大きな張力が作用している状態では、伸び特性曲線の傾斜がきつくなるため、係船索の伸びが少し変化すると、張力が大きく変化するためである。

このように、張力変動には長周期変動と短周期変動が重なりあっているため、以下においては、最大係船索張力および最大係留チェーン張力をそれぞれ T_{Hmax} 、 T_{Cmax} として整理するとともに、長周期変動張力の最大値を \bar{T}_{Hmax} および \bar{T}_{Cmax} として示した。

(2) ブイタイプおよび係船索長による張力の変化

図-5.74は、ブイタイプの変化による最大張力の変化を示した図である。横軸に、初期アンカーチェーン張力 T_0 を、縦軸に初期張力を引いた最大係留チェーン張力と最大係船索張力を示した。有義波高 $H_{1/3}=2.9$ m、風速 $V=35$ m/sおよび $H_{1/3}=4.2$ m、 $V=25$ m/sの2ケースについて、ブイタイプAおよびBの場合の最大張力を比較すると、長周期変動張力の最大値は、 $H_{1/3}=2.9$ mのときタイプAで、 $T_{Hmax}=73.8$ tf、 $T_{Cmax}=81.7$ tf、タイプBのブイの場合には、タイプAのブイに比べて T_{Hmax} が7%、 T_{Cmax} が10%程度増加している。また、 \bar{T}_{Cmax} は25%、 \bar{T}_{Hmax} は7%増加している。したがって、S A L M型ブイの径を太くし、初期張力の大きなブイを用いた場合には、初

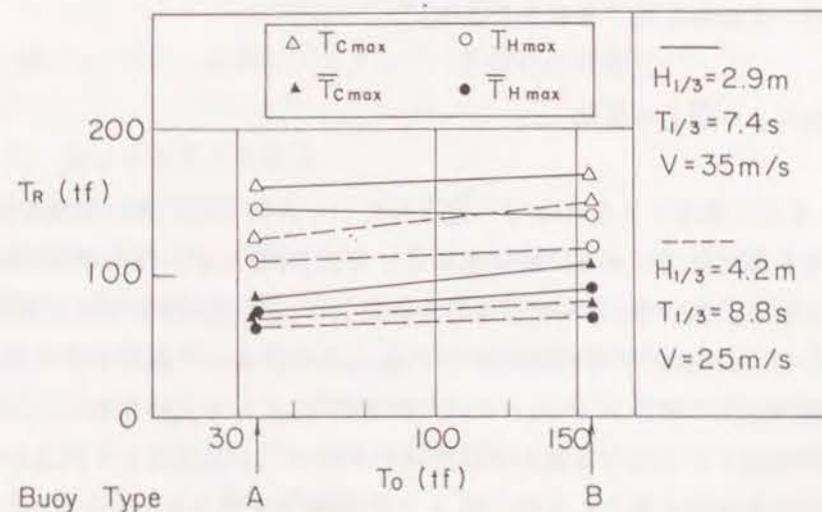


図-5.74 ブイタイプによる係留張力の変化

期張力が小さい細長いブイに比べて作用張力はわずかに増大しているだけである。このことは、SALM型ブイを用いた係留システムでは、ブイ径を大きくして初期張力を変えても、係船索張力や係留チェーンを小さくすることはできず、作用張力の大きさはほとんど変化しないことを示している。

図-5.75は、係船索長を変化させたときの最大張力の変化を調べた図である。ただし、係留チェーン張力は初期張力を含んだ値で示している。図-5.75で示すように係船索長 l_H は30.2 mから60.4 mと2倍に変化させたが、長周期変動張力の最大値 T_{Hmax} および T_{Cmax} はほとんど変化しない。一方、最大値 T_{Cmax} 、 T_{Hmax} は係船索長を長くすると減少する傾向にある。したがって、タンカーのブイ避泊においては、係船索長を長くすると最大張力が小さくなるので、SALM型ブイシステムの係船索としては長くするのがよい。ただし、長い係船索を用いると船舶の振れ回り運動領域が広くなり、その結果、避泊水域を広く取る必要が生じる。そのため、最大張力が許容範囲にある限りは短い係船索を用いるほうがよい。

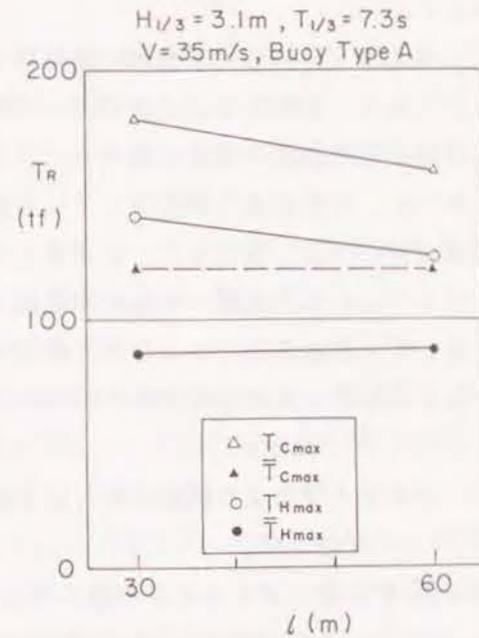


図-5.75 係船索長によるタンカー係留張力の変化

(3) 波高による張力の変化

図-5.76は、風速を25 m/sで一定として、一方向不規則波の波高を変化させて最大張力の変化を調べた図である。図において、 $H_{1/3} = 0$ は波を作用させずに風だけを作用させた場合を示す。図-5.76で示された範囲では、 $H_{1/3}$ が増加すると最大張力はいずれも増加する。 $H_{1/3} = 0$ のときの最大張力 T_{Hmax0} を風によって起こされる張力変動成分と考えると、最大張力の値から $H_{1/3} = 0$ における値 T_{Hmax0} を引いたもの $(T_{Hmax} - T_{Hmax0})$ は、波の漂流力によって生じる長周期変動成分を示すことになる。 $(T_{Hmax} - T_{Hmax0})$ の値は、 $H_{1/3} = 1.5$ mのとき14 tf、 $H_{1/3} = 2.9$ mのとき30 tf、 $H_{1/3} = 4.3$ mで50 tfとなり、波高に比例して増加することがわかる。 $(T_{Hmax} - T_{Hmax0})$ の値も、それ

ぞれ32, 69, 92 tfとなり、波高に比例して増加している。 $T_{Hmax0} = 16$ tfであるから、風によって起こされる張力の割合は、 $H_{1/3} = 1.5$ mのとき33%、 $H_{1/3} = 2.9$ mのとき19%、 $H_{1/3} = 4.3$ mのとき15%となり、波高が増大するにつれて小さくなる。

波の漂流力によって起こされる長周期変動張力と、短周期変動張力を比較するために、 $(T_{Hmax} - T_{Hmax0}) / (T_{Hmax} - T_{Hmax0})$ を求めると、 $H_{1/3} = 1.5$ mの時0.44、 $H_{1/3} = 2.9$ mのとき0.43、 $H_{1/3} = 4.3$ mのとき0.54となりほぼ一定している。以上のことから、風速が一定の場合、波高が増大すると張力は大きくなり、風による長周期変動張力の割合は風速と波高の関係で変化すること、波による長周期変動張力と最大張力との比はほぼ一定で0.5程度であることがわかった。

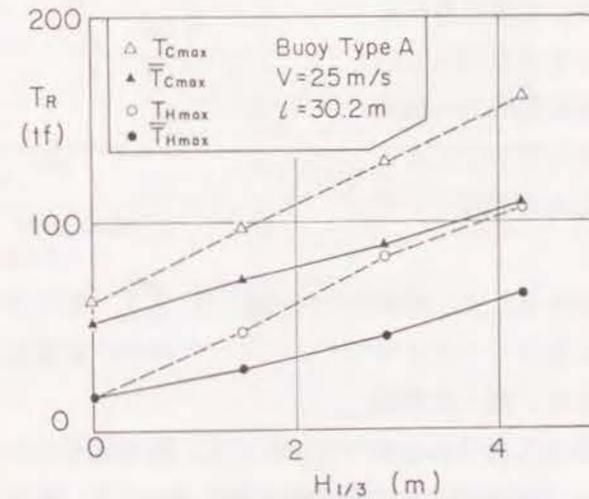


図-5.76 波高によるタンカー係留張力の変化

(4) タンカー長による張力の変化

次に、3海象条件について、係留タンカーを30,000 DWT、5,000 DWT および 3,000 DWTと変化させた場合の最大係船索張力 T_{Hmax} の変化を調べた。図-5.77は、横軸に各タンカーの船長を取り縦軸に T_{Hmax} を示し、タンカーの大きさが係船索張力に及ぼす影響を示した図である。3,000 DWT タンカーの場合には、 $H_{1/3} = 2.9$ m、3.8 および 5.7 mの時、 T_{Hmax} はそれぞれ85 tf、170 tfおよび285 tfとなり、その差は100 tf程度になる。すなわち、いずれの海象条件においても、タンカーが大きくなれば作用張力は増加し、海象条件の変化に対する張力の変動も大きくなる。したがってSALM型

ブイの設計に当たっては、避泊対象船舶の内最も重量トンの大きい船舶を対象とした模型実験を実施し、設計荷重を求める必要がある。

係留チェーン張力と係船索張力は、数分の長周期変動および名目周期とはほぼ等しい短周期変動からなっている。長周期変動は風による船体の振れ回りや波漂流力による船体の長周期同様にともなう張力変動で、風による船体運動および係船索張力については、すでに述べたように、数値計算によってある程度推定できることがわかっている。また、波による長周期変動張力は短周期の変動張力と密接に関係している。ここでは、短周期変動張力の分布特性について調べた。

張力の時系列に移動平均を施して、時系列値から移動平均値を差し引くことによって長周期変動成分を取り除き、残った短周期変動成分に関して張力の極大値分布を調べた。ただし、短周期張力には、さらに短い変動成分が加わっているため、そのままの状態では極大値を求めると、非常に多くの極大値が現れるので、波とほぼ同じ周期の間における最大値の極大値を用いて張力の分布を調べた。解析は、図-5.77に示した3ケースについて行い、超過確率の平均値で張力の分布を示した。

図-5.78は解析した3ケースの平均超過確率の分布を示しており、図中には、波高の超過確率分布も示している。図の横軸は張力あるいは波高を平均値で無次元化した値を示している。図-5.78において、波高分布はレーリー分布と非常によく一致している。しかし、係留チェーンや係船索張力の分布は、レーリー分布から大きくずれ、張力が増大しても、超過確率は穏やかにしか下がらない。特に、平均張力の2倍以上の張力の超過確率はレーリー分布から推定されるものより非常に高い。たとえば、超過確率0.05つまり20波に1回現れる程度の波高は平均波高の2倍程度であるのに対して、張力の場合は平均張力の3倍になっている。短周期変動成分が波高に比例する場合には、張力は波高と同様に

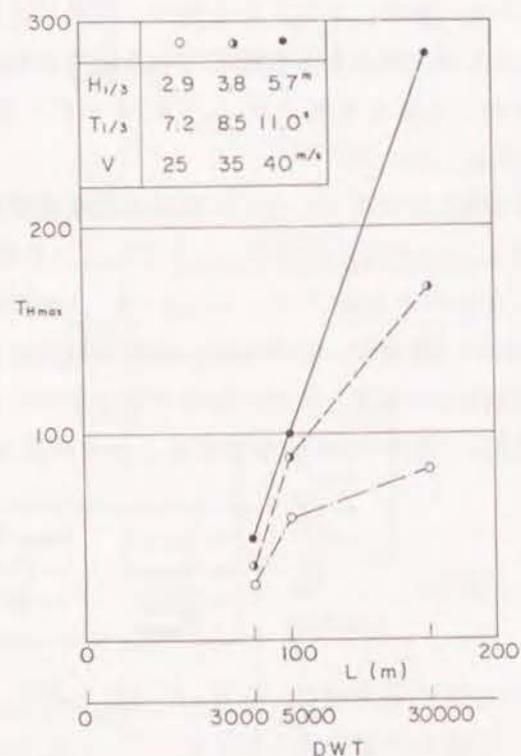


図-5.77 船の大きさによる係留張力の変化

レーリー分布に従うはずであるが、図に示されるように、張力の分布はレーリー分布から大きくずれており、大きな張力の出現確率が高い。つまり、張力は波高の2乗あるいは3乗に比例するような非線形関係にあると思われる。そのため、短周期変動成分の最大値を、波に関してレーリー分布から求まるような最高波高と平均波高の比をそのまま用いて推定したのでは、過小評価することになる。

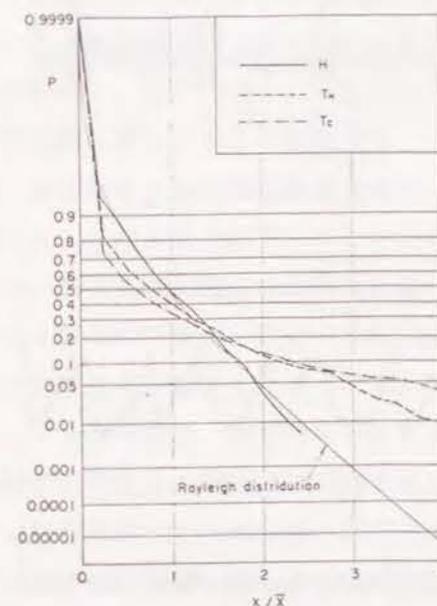
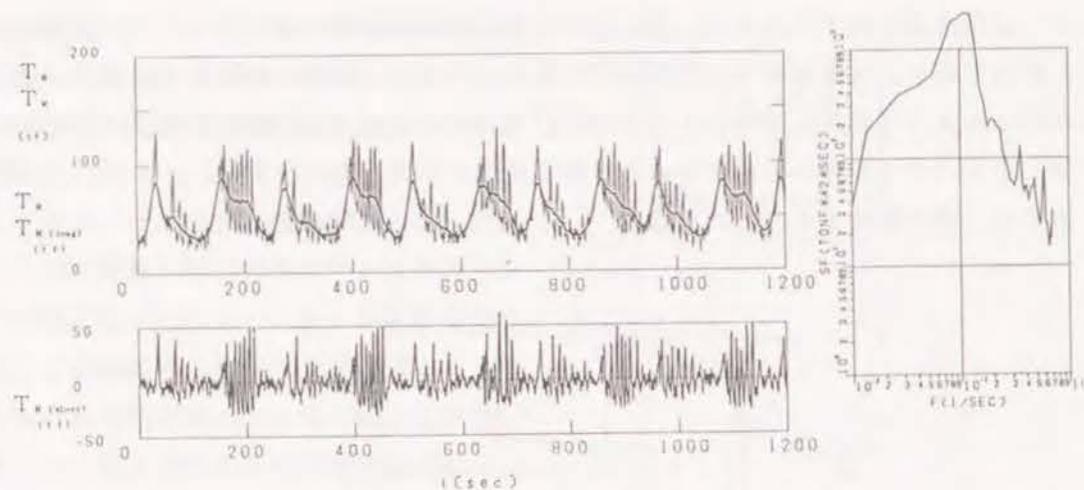


図-5.78 短周期変動成分の超過確率

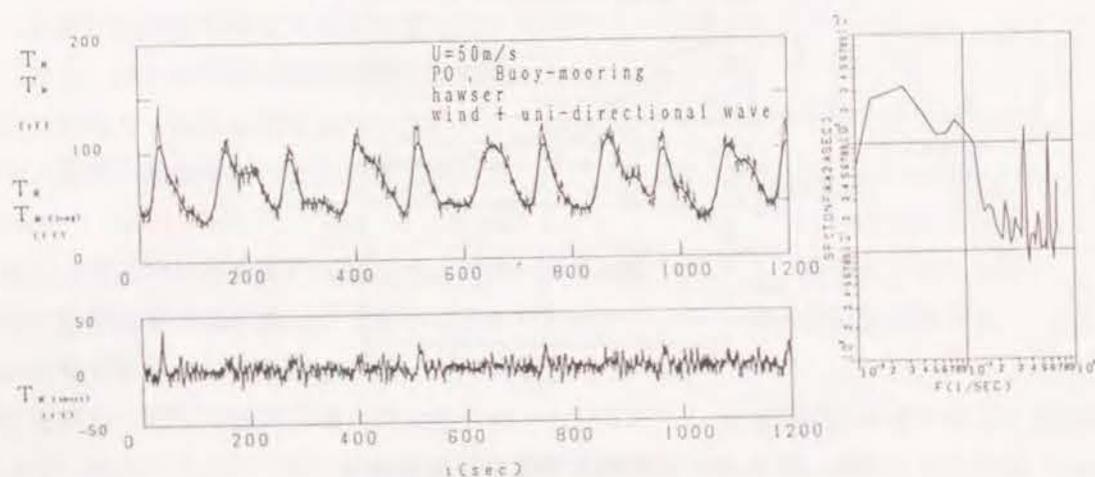
5.2 避泊フェリーの運動特性

(1) 係留張力の時間変動特性

図-5.79および80は、波を作用させたときの係留張力の変化を示したものである。なお、実験は、波の連を変えて2回行ったが、連の差による張力の差はほとんど無かった。図-5.79は、“ぶりんせすおきなわ”ブイ泊の場合に周期10秒の一方向波(波1)を作用させたケースを示す。図の(1)および(2)はそれぞれ、ブイ係留チェーンおよびホーサー作用張力を示す。図-5.79(1)を波のない場合の図-5.22(1)と比較するとわかるように、ブイ係留チェーンの最大作用張力は、大きく変化していない。波の無い場合と



(1) ブイ下チェーン張力



(2) ホーサー張力

図-5.79 波と定常風が作用した場合の係留張力の変動とそのスペクトル特性(ブイ泊)

ある場合では、それぞれ、159および132 tfで波を作用させたときの方が少し小さくなる。長周期成分を比較するとその時系列波形はほぼ等しく、最大値は、波の無い場合とある場合で、それぞれ、95および90 tfでほとんど変化しない。短周期成分の最大値も両者ともほぼ50 tfで等しく変化しない。大きく変化するのは、短周期変動成分の時系列波形で、波の無い図-5.22では、ピークの値は、最大値のときだけ20 tf以上になるのにたいして、図-5.79(1)の波を作用させた場合には、20 tf以上の極大値を持つ波形が多数現れている。

短周期成分のスペクトル波形を見るとその差はよく現れ、波の無い場合には、最大エネ

ルギー密度は10の3乗程度であるが、波を作用させると最大エネルギー密度は、約3倍になる。エネルギーのピーク周波数も変化し、図-5.79(1)では、0.11Hzで、波のピーク周波数とはほぼ一致する。すなわち、短周期の変動成分は、波によって大きな影響を受け、波を作用させることによって、波と同様の周期を持つ変動が起こされる。波の無いケースで示された0.02~0.04 Hzのピーク周波数のエネルギー密度は少し小さくなり波の無い場合の1/2程度である。最大張力が大きく変化せず、波を作用させた方が少し小さくなる理由としては、係留チェーンが25mで、最大張力作用時には伸びきってしまうことが考えられる。チェーンが伸びきってしまうと、非常に大きな張力が作用しない限りそれ以上伸びることはないので、波が作用しても張力はあまり大きくならない。波を作用させると、張力は、波の周期に従って大きく変動する。この変動によって、張力は、長周期成分より小さくなる、すなわち、短周期変動成分は正になったり負になったりするけれども、最大張力発生時には、前述のようにチェーンが伸びきっているため、ほとんど正になることがない。そこで、最大張力が発生する時と、波による変動成分が負になるときが一致すると、張力は小さくなる。つまり、変動の位相によっては、生データの最大作用張力が、波をかけた方が小さくなる可能性もある。ただし、いつも小さくなるとは言えないので、設計においては、ブイ泊の場合、波を作用させても最大張力は変化しないと考えた方がよい。短周期の変動成分が大きくなるということは、チェーンが同一時間内で引っ張られる回数が非常に多くなるということになり、設計上の問題としては、金属の疲労を考慮しなければならなくなる。たとえば、図-5.22の場合、チェーンに100 tf以上のチェーン張力が作用する回数は、100秒間に1回である。波を作用させた場合には、100秒間に3,4回になり、疲労を考慮すると、耐用期間は1/3程度に小さくなる。ただし、実際にはチェーンは破断強度の1/2.8を許容張力として使用することになっているので、許容応力に近い荷重が何日にもわたって作用することがない限り、チェーンの疲労が重要な課題になることは少ない。もう一つの問題は、ブイを係留しているアンカー部周辺の地盤挙動である。近年、砂質および軟弱性の海底地盤が波などによる繰り返し荷重を受けると、液状化現象が生じ地盤の支持力が減少することが明らかにされている(前野, 1990, 善, 1987)。振れ回り運動によるブイ係留チェーンの周期的な変動は周辺地盤に対し繰り返し荷重を与えることになり、アンカーおよびシンカーに対する地盤の支持力を弱くすることになるかも知れず、ブイ係留点が移動する、あるいは係留チェーンが切断される等の事故につながる危険性がある。今後、ブイ係留点周辺の地盤応答を考慮した研究も重要になってくるとと思われる。地盤支持力が小さくなった場合には、アンカー形状を改良するなどの対策が考えられる。改良型アンカーとしては、支圧型アースアンカー等が考えら

れている(高谷ら,1987)。反対に、地盤の応答を考慮した場合には、係留チェーンが弾性板につながれたような状態となり係留力が減少する可能性もあり、設計に対して有利な結論が導かれる可能性もある。

図-5.79(2)は、波を作用させたときのホーサー張力を示す。図-5.79(1)の係留チェーン張力に比べると、短周期の変動は小さく、短周期変動成分の時系列波形は、波の無い場合の図-5.22(2)とよく似ている。スペクトル形には、0.08 Hz付近に波によると考えられるピークがみられるが、そのエネルギー密度は、0.03 Hzにおけるピークのエネルギー密度の1/2程度で小さく、波の影響が顕著には現れないことがわかる。最大作用張力は、140 tf程度であるが、図中には、最初の周期の時にのみ、140 tf以上のピークが生じている以外は、極大値の値は140 tf以下である。図-5.22(2)の波の無い場合には、常に150 tfの極大値が生じていたので、波をかけることによって、最大張力が10~20 tf小さくなると考えられる。この理由も変動成分の位相から説明できる。すなわち、波によって、フェリーの位置が変化しても、ホーサーの伸び率が大きいいため、張力がそれほど大きくなりません。逆に、波によって生じる変動成分のために、変動成分の位相によっては、最大張力がわずかであるが小さくなること有り得るのである。

図-5.80は、単錨泊の場合に一方向波(波-1)を作用させたケースを示す。最大作用張力は、149 tfで、波の無い図-5.23の場合と比較すると、23 tf程度大きくなる。長周期の変動成分の最大値は、波をかけた場合もかけない場合もほぼ等しく100 tfである。このことから、波の影響により最大張力は大きくなったと考えられる。ただ

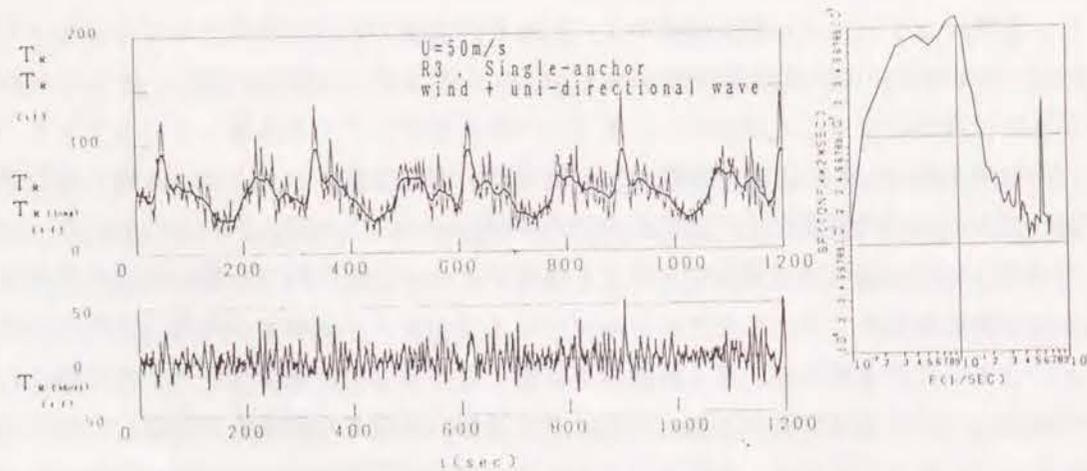


図-5.80 波と定常風が作用した場合の係留張力の変動とそのスペクトル特性(単錨泊)

し、図-5.80に示されるように、最大張力の値は、各周期において一定であるわけではない。たとえば、最初の周期内の最大値は120 tf、2番目の周期内の最大値は130 tf、3番目は125 tf、4番目が149 tfとなっている。すなわち、波の無い場合の最大値126 tfと比較すると、4番目に出現する最大張力以外は、波の無い場合と等しいか、若干小さい。次に、短周期成分を比較すると、明らかに波の影響を受け、変動の幅が大きくなる。短周期成分の最大値は、52 tfで、波の無いケースの2倍以上になる。スペクトル形のエネルギー密度を見ると短周期成分のエネルギーが増大していることは明かだ、そのピーク周波数は、波の周波数と同じ、0.1 Hzに現れ、ピーク密度は、波の無い場合の2倍以上になる。したがって、単錨泊の場合にも、波を作用させると、波によって生じる短周期の変動成分の幅が大きくなることわかる。

短周期成分を波の変動と同様に取り扱い、有義波高と同様の計算を行って、変動成分の有義値を求めてみる。波の無い場合には、その値は、16.9 tf程度でその有義周期は、6.7 s程度である。波を作用させると、図-5.80の(波-1)の場合には、有義波高を36.9 tfで波の無い場合の2.2倍になる。有義周期は、11.05 sで波の有義周期より少し長くなるが、これには、波がない場合に生じるスペクトルのピーク周波数の影響も含まれるので、有義周期は、波とほぼ等しいと考えることができる。最大張力の大きさが周期によって変化し、波の無い場合よりも小さくなる原因としては、ブイ泊の場合と同様に、波による短周期変動の位相の影響が考えられる。すなわち、波による短周期変動が正になるときに、振れ回り運動による最大値が発生すると、最大張力は、波の無い場合より大きくなる。逆に、変動成分が0または負であると、最大張力は、波の無い場合に比べて小さくなる場合がある。ただし、ブイ泊の場合に比べてチェーン長が長いので、チェーンには懸垂力によって外力の影響を減少させる働きがある。懸垂力の余地が多少残っているために、波が作用すると、フェリーの位置が少し変化すれば最大張力はさらに大きくなることできる。そのため、ブイ泊と違って、最大作用張力は、短周期成分の影響のため、波の無い場合より大きくなること多い。

設計上の問題は、上記で説明した最大張力のほかに、ブイ泊と同様に繰り返し荷重の問題が考えられる。たとえば、チェーン張力が、100 tf以上になる回数を検討してみると、波の無い場合には、1周期間に1回だけであるが、波が作用する場合には、1周期間に少なくとも2回作用する。50 tf以上の張力を考えれば、その差はさらに大きくなる。すなわち、波が作用し、短周期成分が大きくなると、チェーンは繰り返し加重を受ける回数が増え、許容張力が小さい場合には疲労あるいは海底面との摩擦による消耗もある程度考慮する必要がある。そのほかに、ブイ泊の場合と同様に、アンカー周辺地盤の応答につい

でも考慮しなければならない。繰り返し荷重によりアンカーの把駐力が小さくなってしまうと、走錨などの危険性があり、アンカーの改良が必要になってくる。ただし、アンカーチェーン張力と地盤支持力の対応については今後の研究課題であり、現在のところそのような考察は行われていない。

図-5.81は、波周期の影響を比較するために、周期の長い一方向波(波-2)を作用させたケースである。最大作用張力は、139tfで、波の無い場合より大きくなっているけれども、短周期の(波-1)の場合に比べると、10tf程度小さい。短周期の変動幅は、大きくなり、短周期変動の振幅の有義値は、45.5tfで、(波-1)の場合の有義値の1.2倍くらいである。ただし、(波-2)は有義波高が(波-1)より10%程度大きいので、短周期成分が大きくなる原因としては、周期が長くなったこと以外にも波高そのものが大きくなったことが原因ともなっている。短周期変動成分の有義周期は、13sである。短周期変動成分のエネルギーレベルが振幅の2乗と周期の積に比例するものとする。(波-1)の場合、 $36.9 \times 36.9 \times 11 = 1.50 \times 10^4$ 、(波-2)の場合、 $45.5 \times 45.5 \times 13 = 2.69 \times 10^4$ となり、(波-2)の短周期変動成分のエネルギーレベルは(波-1)の場合の、1.80倍になる。作用する波そのもののエネルギーレベルは1.5倍であるから、波のエネルギーレベルに比例するとは言えないけれども、作用する波のエネルギーレベルが大きくなることによって、短周期変動成分のエネルギーが大きくなることは確かである。最大張力は、これまで考察したように、変動成分の周期、位相と、振れ回り運動による張力の変動の極大値の発生する時刻との関係から決まるので、波のエネルギーが増大

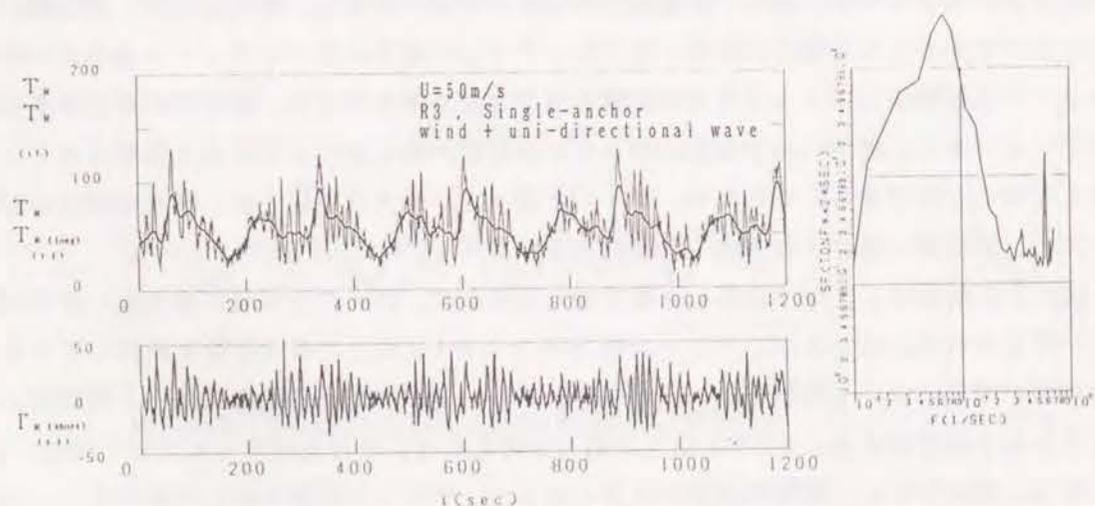


図-5.81 (波-2)と定常風作用下における係留張力の変動とそのスペクトル特性(単錨泊)

しても大きくなるとは限らない。ただし、チェーンの繰り返し荷重による疲労を考えた場合、短周期変動成分の増大による影響は大きく、100tfを越える荷重が作用する回数では、(波-1)が2回であったのに対して、(波-2)の場合は、少なくとも1周期間に3回作用し、その分チェーンおよびチェーン接続部の摩耗と金属疲労が増大する可能性がある。

(2) 波向による作用張力の変化

図-5.82および83は、単錨泊および双錨泊の場合における波向の影響を示したものである。図-5.82は、波と風の相対角の影響を示す。最大張力は、相対角90°の場合に対する比として示した。相対角が、90°以下のケースでは、いずれの場合も、最大作用張力は、相対角90°の場合に比べて小さい。最大張力に最も大きく影響する波向は、風向に対して90°である。本研究で示した実験では、ほとんどのケースにおいて、相対角90°を用いて実験を行っているので、実験としては、最も悪い条件下のケースを検討したことになり、実験結果を、最も危険な側のケースにおける値として用いることができる。

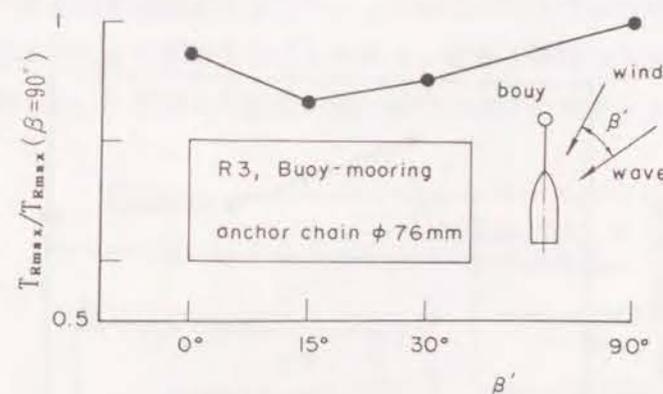


図-5.82 風と波の相対角の影響

図-5.83の双錨泊の場合、開き角および風向は一定で、ともに30°である。波向 $\beta = 90^\circ$ の場合、波は、船体の真横方向から作用しており、最大値は250tfで非常に大きい。 $\beta = 120^\circ$ の時、相対角は90°であるが、船体に対しては、斜め後方から作用しており、最大値は130tf程度である。したがって、波向としては90°を用いて実験した方がよい。図-5.83では、相対角が90°となる場合が最も厳しいと考えたが、船舶

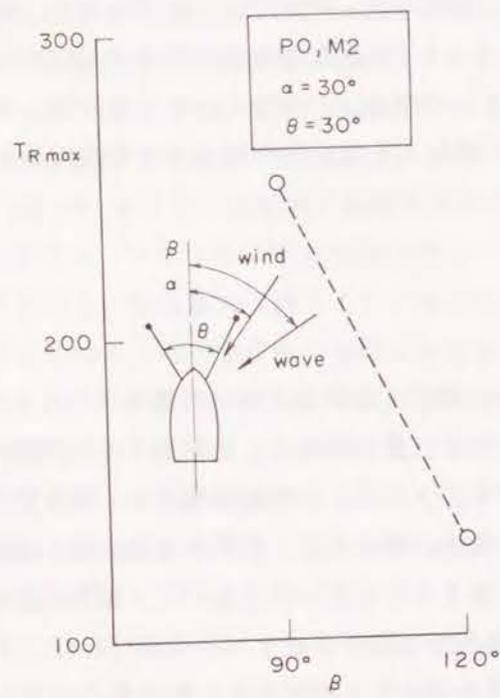


図-5.83 双錨泊における波向の影響

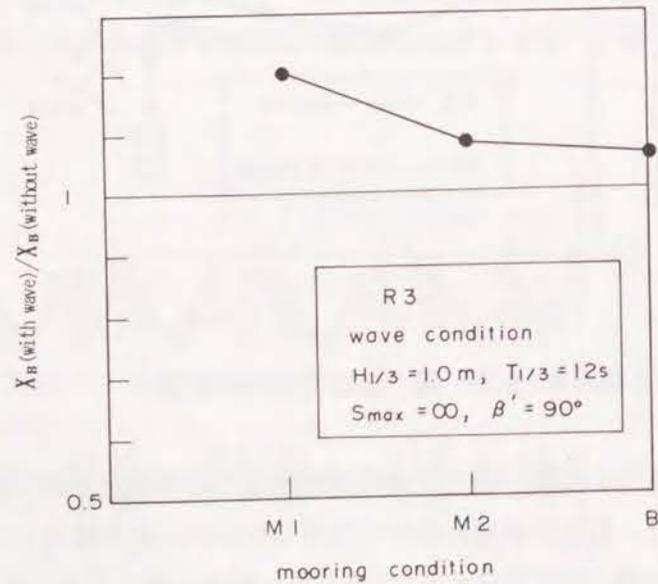


図-5.84 振れ回り幅に対する波の影響

が、風向きの方角を中心として振れ回り運動を行うため、船体を規準とすると、波が船体に対してほぼ真横から作用する場合に、最大張力が最も大きくなるのがわかる。

(3) 水平運動の変化

図-5.84は、振れ回り幅に対する波の影響を調べたものである。横軸に係留条件、縦軸に、波を作用させない場合に対する振れ回り幅の値を無次元で表した。単錨泊の時には、振れ回り幅は、1.2倍になっているが、双錨泊およびブイ泊時は、1.1倍以下であり、大きな変化はない。したがって、波の影響を受けて振れ回り幅が大きくなるとは言えない。

第6節 多方向不規則波による係留船舶の運動特性

6.1 SALM型ブイ係留タンカーの場合

図-5.85は、一方向不規則波と多方向不規則波を作用させたときの最大張力の変化を示した図である。図-5.84の横軸の S_{max} は方向集中度パラメータを示し、 $S_{max} = \infty$ が一方向波、 $S_{max} = 10$ が多方向不規則波の場合であることを示す。 $H_{1/3} = 2.6$ m、 $V = 3.5$ m/s および $H_{1/3} = 1.9$ m、 $V = 2.5$ m/s の2条件について最大張力を比較すると、多方向不規則波を作用させた場合の最大張力は、一方向不規則波の場合より小さくなる。たとえば、 $H_{1/3} = 2.6$ m のとき、 T_{Hmax} は一方向不規則波を作用させた場合、75 tfであったが、多方向不規則波を作用させると57 tfになり、 T_{Cmax} は144 tfから85 tfに減少した。このことから、長周期変動張力は、多方向不規則波の場合でも一方向不規則波の場合と比べてそれほど大きく減少しないが、最大張力は一方向不規則波の場合の60%程度に減少することがわかる。

実際の海の波は多方向不規則波であるから、一方向不規則波を作用させて得た実験結果は作用張力を実際より大きく見積もることになる。従来、係留システムの設計条件を求めるための模型実験では、一方向不規則波が用いられてきているが、一方向不規則波を用い

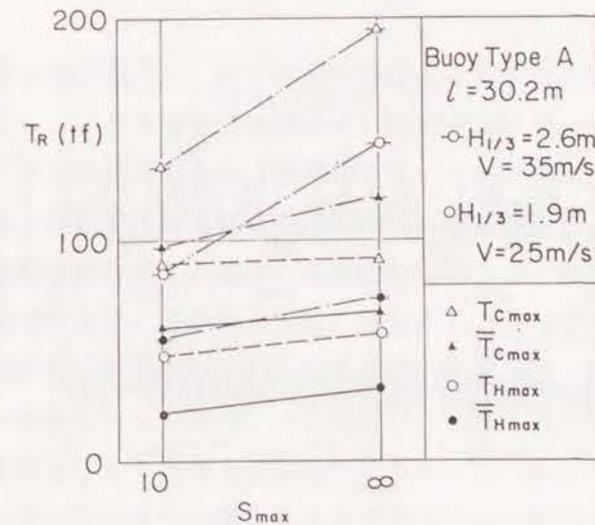


図-5.85 一方向および多方向波によるタンカー係留張力の変化

た模型実験から導かれた設計荷重は、危険側ではないが、過大設計となる可能性がある。以上のことから、実際の海の波における作用張力をよりの確に算定し、適切な設計荷重を得るためには多方向不規則波を用いた模型実験が必要と思われる。

6.2 避泊フェリー係留張力における多方向不規則波の影響

ここでは、一方向波の場合と比較して、多方向不規則波を作用させた場合の張力の変動の違いを調べる。

図-5.86は多方向波である(波-3)を作用させたケースについて検討したもので、周期11.6s、有義波高を0.9mの多方向波を作用させた場合の“飛龍3” 錨泊時の張力の変動を示す。短周期の変動成分の有義振幅および周期は、それぞれ53.5tf および1.4sである。したがって、短周期成分のエネルギーは、 $53.5 \times 53.5 \times 1.4 = 4.01 \times 10^4$ に比例するので、(波-1)の場合と比較すると2.7倍、(波-2)の場合の1.5倍になる。(波-3)のエネルギーは、 $0.9 \times 0.9 \times 11.6 = 9.40$ で、(波-1)の1.14倍、(波-2)の0.79倍である。すなわち、波の持つエネルギーの増加した比率よりも、短周期変動成分の大きくなる率は高い。このため、1周期間に100tfを越える張力の作用する回数は、他のケースより多くなり、少なくとも1周期間に4回作用する。全データ中の最大張力は、163tfで、(波-1)の場合より10tf程度大きい。

以上のことから、多方向波を作用させると、一方向波に比べて、短周期変動成分の振幅

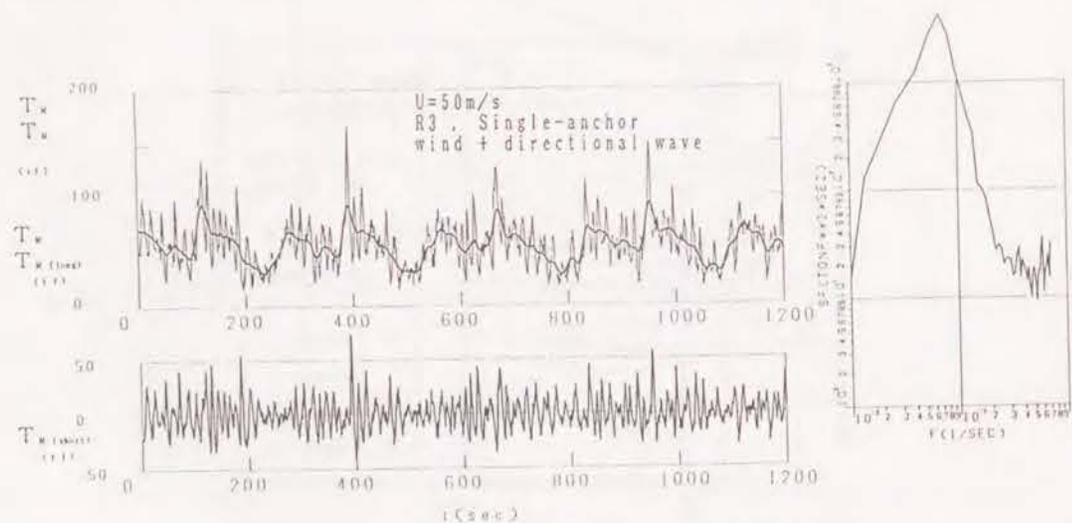


図-5.86 多方向波と定常風作用下における係留張力の変化とスペクトル特性

が大きくなることが予想される。最大張力もこのケースでは大きくなるが、最大張力は変動の位相、周期との関係によっては、前節で考察したように、短周期変動の振幅が増大しても大きくなることもあり、多方向波をかけることによって、最大張力が一方向波の場合より大きくなるとは限らない。

多方向不規則波の影響を他のケースでも検討するために、(波-2)と(波-3)を、他の係留条件を同じにして作用させた場合について、短周期変動成分の統計値を調べた。表-5.8は、一方向波と多方向波を作用させたときの張力変動の統計値をまとめたものである。 T_{max} 、 $[T_{RS}]_{1/3}$ 、 $[T_{RS}]_{1/3}$ は、それぞれ、最大作用張力、短周期変動張力の有義振幅および有義周期を示したものである。ブイ泊の場合(B)は、波による影響がより大きいブイ係留チェーン張力を示した。Wave-2 および Wave-3はそれぞれ、一方向波(波-2)および多方向波(波-3)を作用させたときの値であることを示す。表の最上段は、これまでに説明した“飛龍3”単錨泊(M1)のケースである。2段目の双錨泊の時、右舷と左舷では、数値の差があるものの、ともに、最大作用張力は、一方向波の時の方が大きい。短周期変動成分の有義振幅の2乗と周期をかけて求まる変動のエネルギーの代表値は、多方向波をかけたときの方が小さく、一方向波の場合に比べて、右舷および左舷の場合、ともに85%程度である。一方、波のエネルギーは Wave-3 は、Wave-2 の79%程度であり、それを考慮すると、短周期の変動成分のエネルギーは、波のエネルギーが減少するほどは小さくなっていないことがわかる。“飛龍3”および“ぶりんせすおきなわ”のブイ泊の場合、最大作用張力は、いずれの場合も、多方向波を作用させたときの方が小さい。短周期変動成分の有義周期および有義振幅は、波のエネルギーが小さくなるにもかかわらず、ほとんど変化しない。

以上のことから、最大作用張力は、多方向波を作用させても大きくなるとは限らず、変動成分の位相によっては、小さくなることもあり、多方向波を用いた実験を必ず行う必要はないことがわかる。本実験結果からは、単錨泊を除いて、一方向波に比べて小さくなる傾向があり、一方向波で実験することは安全側の実験を行うことになる。

短周期変動成分の変動振幅を考えた場合、本実験結果からは、多方向不規則波を作用させた方が大きくなる傾向があることがわかった。係留チェーンの繰り返し荷重による地盤支持力の変化などを設計の上で考慮しなければならないときには、短周期の変動成分のエネルギーを考慮しなければならないので、一方向波だけで作用張力を検討した場合には、荷重加重の繰り返し回数を小さく見積もる可能性がある。したがって、今後、海洋構造物の係留問題等を扱うために外力条件が厳しくなり変動成分の振幅が大きくなる場合には、地盤の支持力も含めた総合的な安全性を検討する必要があり、多方向波を用いた実験がよ

り重要になってくるのではないかとと思われる。

表-5.8 一方向および多方向不規則波を作用させた場合のフェリー係留張力の統計値の変化

	wave-2			wave-3		
	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	S_{max}	T_{Rmax}	$T_{RS 1/3}$	$T_{RS 11/3}$
$T_{1/3}$	11.9s					
$H_{1/3}$	1.00m					
S_{max}						1.0
condition	T_{Rmax}	$T_{RS 1/3}$	$T_{RS 11/3}$	T_{Rmax}	$T_{RS 1/3}$	$T_{RS 11/3}$
case No. : 5, 6 ship : R3 mooring : M1 chain : ϕ 56,275m U : 50m/s B : 90°	136.0	46.3	13.4	170.6	55.1	14.0
case No. : 13,14 ship : R3 mooring : M2 chain : ϕ 56,275m U : 50m/s B : 90°	right 171.2	28.3	7.6	160.9	26.9	7.2
	left 188.7	23.4	6.7	160.5	21.7	6.6
case No. : 19,20 ship : R3 mooring : B chain : ϕ 76,25m U : 50m/s B : 90°	188.5	44.7	10.4	172.4	43.6	10.2
case No. : 35,36 ship : P0 mooring : B chain : ϕ 76,25m U : 50m/s B : 90°	166.2	56.9	11.7	152.7	56.3	11.7

図-5.87は、波が作用した場合の最大張力の変化を示す。図では、波がないときと比較するために、波を作用させた場合の最大張力を、波が作用しない場合の最大張力に対する比として表した。Wave-1およびWave-2は一方向波、Wave-3は多方向波である。ブイ泊の場合、“飛龍3”では、Wave-2 および Wave-3 が作用すると、ホーサ張力は、1.12および1.06倍になる。係留チェーン張力は、1.11および1.02倍である。いずれの場合も、波の無い場合より少し大きくなっているが、その差は小さい。“ぶりんせすおきなわ”の場合にも、ホーサ張力は、1.05および0.99倍、係留チェーン張力は、1.06および1.0倍になり波の無い場合とほとんど変化しない。したがって、ブイ泊の場合には、波による最大張力の変化は小さい。特にホーサ張力は、有義波高1m程度の波であればほとんど変化せず、波の影響を考慮しなくても求めることができる。ただし、“飛龍3”のブイ泊で、Wave-2 が作用したときのように、10%大きくなるときもあるので、波による短期の同様による影響を考慮せずに係船索張力を求めた場合には、船型によっては、10%程度大きな値になることを検討しておいた方がよい。Wave-2 に比べて、多方向波である

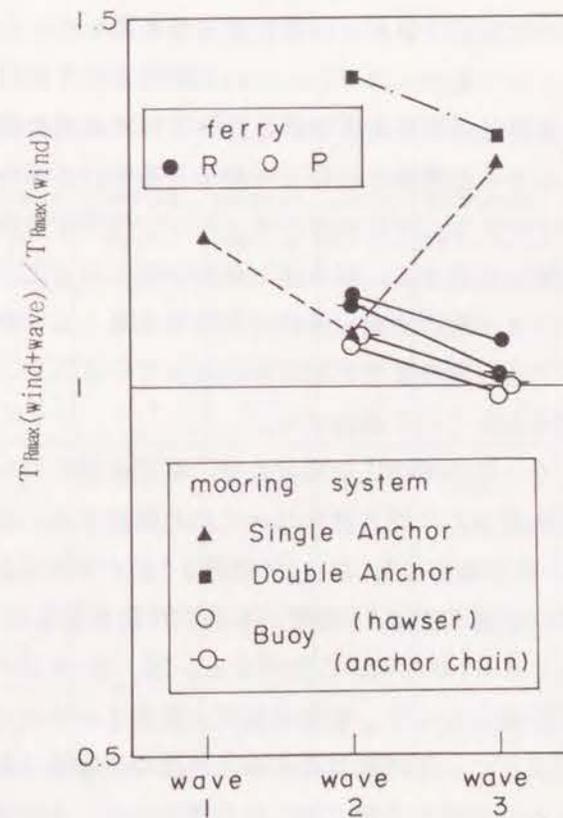


図-5.87 波の種類による最大フェリー係留張力の変化

Wave-3 を作用させたときには、最大張力が小さくなるのは、Wave-3 の波高が Wave-2 より小さいためと思われる。単錨泊の時は、“ぶりんせすおきなわ”については実験データがない。“飛龍3”の場合には、Wave 1, 2 および 3 の場合について、最大作用張力は、それぞれ 1.20, 1.07 および 1.30 倍となり、明らかに波を作用させない場合より大きくなる。単錨泊の場合には、Wave-3 を作用させたときが、その増加率は最も大きい。双錨泊の時は、Wave-2 の場合に増加率が大きくなり 1.42 である。Wave-3 の場合には、1.34 となり、錨泊の場合には、波の種類による増加率が一定の変化を示しておらず、最大張力については、一方向波、多方向波の相違を見いだすのは困難である。はっきり言えることは、錨泊時には、波の影響が大きくなり、チェーン張力は、波をかけない場合より大きくなることである。その割合は、波によって一定していないが、おおむね、1.1~1.4 倍程度である。

6.3 避泊条件の検討

最後に、第4節で述べた数値計算および第5および6節で示した波を作用させた模型実験結果を活用して、フェリー避泊システムについて設計条件を検討した例を示す。

第4節の検討から、変動風は第2および第3ピークの大きさには大きく影響し、荷重の繰返しによる係留システムと地盤との相互干渉などを検討するのであれば、詳しく検討されなければならないといえる。すなわち、チェーンに作用する繰返し荷重は、アンカーを通してそのまま地盤に作用する。繰返し周期が短くなると、地盤内には、周期的な応力の変動が伝わりアンカー周辺地盤の液状化現象等を起こして把駐力が著しく低減される可能性がある。ここでは、現在までに明らかになっていること、および現在装備できる備品を対象として避泊方法について検討する。

避泊する船舶が少なく、堤内地が広い場合には、避泊面積について強い制限をすることがないので、ここでは係留張力の最大値についてのみ検討する。泊地水深は、1.5mで一定で、船舶は、“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”タイプの長距離外洋型フェリーである。風は変動風で、平均風速 50 m/s 程度のものが作用するものとする。波は周期 12 s の多方向波が風に対して 90° の方向から作用する。図-5.83 の検討から、波向が 90° のときに最も厳しい係留条件となる。有義波高は、港内であるために小さく、1 m である。これまで検討してきたように、作用張力は波および風の変動性の影響を受けて定常風作用時の計算値より増加するので張力の割り増しが必要である。波の漂流力は考慮しなくてもよい。係留系の長さは最適長とする。すなわち、ブイ泊時のブイ係留チェーンは、径 12.4

mm、長さ 25 m、ホーサーとしては径 13.5 mm のナイロンホーサーを 2 本同時に 1 本のホーサーとして用いる。ホーサー長は“ぶりんせすおきなわ”および“飛龍3”の場合それぞれ 80 および 110 m である。ホーサーおよびブイ係留チェーンには、同じ張力が作用するものとする。単錨泊および双錨泊時には、径 56 mm、長さ 275 m のチェーンを 1 あるいは 2 本用いる。

風の変動性による張力の割り増し率としては、図-5.73 を参考にブイ泊、単錨泊および双錨泊に対して、それぞれ 1.3, 2.0, 1.5 とする。風向は、時間につれて変化しているとする。ブイ泊および単錨泊時には風向の変化を考慮しなくてもよい。双錨泊時には風向が係留ラインと一致したときに大きな張力が作用するので、風向きによる張力の割り増し率を考慮する。その割り増し率を図-5.27 を参考にして、1.9 とする。最期に波による短周期成分の影響による張力の増大について、実験結果より検討する。図-5.87 などを参考にすると、ブイ泊時には、波による張力の増大を考慮しなくてもよい。単錨泊および双錨泊時には、データにばらつきはあるものの、多方向波の場合ほぼ 1.4 を割り増し率とする事ができる。以上の結果をまとめ、割り増し係数をかけた計算結果を表-5.9 に示す。

表-5.9 避泊条件における係留張力の最大値と許容値の比較

		作用張力計算結果				最大期待作用張力 $T_R = \kappa_w \kappa_D \kappa_H$	切筋試験荷重 (t)	安全率 (許容張力)
		変動風割り増し 係数: κ_w	風向割り増し 係数: κ_D	波割り増し 係数: κ_H				
ブイ泊 ホーサー $\phi 137\text{mm}$ ×2 ブイ係留チェーン $\phi 124\text{mm}, 25\text{m}$	プリンセス おきなわ (1h=80m)	129.7	1.3	—	—	168.6	(ナイロンタフレ) 379	3.8
	飛龍3 (1h=110m)	85.0	1.3	—	—	110.5	×2=758 ×1.5=569	(199) ^{1/2} (150) ^{1/2}
単錨泊 チェーン $\phi 56\text{mm}, 275\text{m}$	プリンセス おきなわ	91.5	2.0	—	1.4	256.2	(第3種) 248	2.5 (99.2)
	飛龍3	105.1	2.0	—	1.4	294.3	(第2種) 174	(69.6)
双錨泊	プリンセス おきなわ	115.2	1.5	1.9	1.4	459.6	アンカー把駐力	
$\phi 56\text{mm}, 275\text{m}$ ×2	飛龍3	126.8	1.5	1.9	1.4	505.9	軟泥 8 $W_A^{2/3}$ 硬泥 5 W_A 砂 3 W_A 平岩 0.4 W_A	

表-5.9に示すように、割り増し係数をかけた期待作用張力は錨泊の場合に非常に大きなものとなる。これらの張力が作用するものと考えて現在考えられる儀装で耐えられるかどうかを検討する。表-5.9の右側に係留ラインの許容張力を示した。ホーサーは137mmナイロンタフレを対象としている。引っ張り強度試験結果によると、引っ張り強度は、1本当たり379tfである。合成繊維ホーサーの場合には、安全率を3.8として許容荷重を算定するように推奨されている。張力が2本のホーサーに均等にかかるものとする、引っ張り強度は、758tfとなり、許容荷重は199tfである。最大期待荷重は“ぶりんせすおきなわ”の場合の168.6tfであり、許容値以下になる。ただし、2本のホーサーに均等に張力が作用するという保証はない。ロープに常に張力が作用し、弛緩する時がない場合には、均等にかかるものと判断してもよいが、何らかの支障が生じて完全に均等に作用しない場合があると仮定する。この場合、合成強度が1本のロープ張力の何倍になるか定かではない。ここでは、1本あたりの引っ張り強度の、1.5倍しか引っ張り強度は増加しないものとする。このときは、ホーサー全体の引っ張り強度は569tfで、許容値は150tfとなり作用荷重より少し小さい。すなわち、137mmのホーサーを2本装備しておけば、今回の係留条件下で避泊が可能であるものの、ホーサーが絡まる等の支障が生じ二本のホーサーに不均等に荷重がかかった場合には、作用張力は許容値より少し大きくなることもあり注意を要する。現場においては、ホーサーおよび係留装置等の点検を行い、ホーサーに不均一な荷重が作用しないようチェックしておく必要がある。

ブイ係留チェーンについては、径124mmの第2種チェーンスタッド付きのものを考えれば、破断強度は734tfになる。チェーンに付いては、破断強度の2.5倍以下の荷重が作用する範囲で使用するように推奨されている。124mmチェーンの場合は、許容値が294tfとなり、本係留条件で使用可能である。

次に、錨泊時のブイ係留チェーンを検討する。径56mmのチェーンは第2種および第3種スタッド付き鉄鋼製のものがあり、破断強度はそれぞれ、174および248tfである。チェーンは安全率2.5として使用するよう推奨されているので、許容荷重は、それぞれ69.9および99.2tfとなる。最大作用張力は、単錨泊の場合でも、250tf以上で、作用張力は許容荷重以上になり本係留条件では錨泊する事ができない。本係留条件で錨泊するためには、チェーン張力だけを考えると、もっと径の大きいチェーンが要求される。たとえば、単錨泊時には、径102mmの第3種スタッド付きを用いると、破断荷重746tfに対して、許容値が298tfとなり係留可能である。双錨泊の場合には、径111mmのスタッド付きを用いると、破断荷重および許容荷重は、それぞれ865および346tfとなり係留できる。しかし、径の大きいチェーンを錨泊用として備えるため

には、チェーンの重量が現有の56mmのものに比べ3~4倍となり、チェーン巻き上げ器、甲板強度等の改良が必要になる。また通常の停泊時にも、従来より3倍以上の重さを持つチェーンを取り扱わねばならなくなり、業務に支障をきたす恐れがある。

錨泊時には、アンカーの把駐力も検討しておかなければならない。アンカー把駐力については、定量的に検討した資料が少なく、現在では、現場試験によって求められることが多い。“けい船浮標、設計基準と標準設計(昭和40年 運輸省港湾技術研究所)”では、従来の試験値をもとに、アンカー把駐力および地鎖の水平力に対する抗力に付いて次のようにまとめている。

アンカー把駐力

軟泥の場合	$T_A = 8W_A^{2/3}$	}	(5.69)
硬泥の場合	$T_A = 5W_A^{2/3}$		
砂の場合	$T_A = 3W_A$		
平岩の場合	$T_A = 0.4W_A$		

ここで、 T_A : アンカー把駐力 (tf)、 W_A : アンカーの水中重量 (ton)である。

地鎖の抗力

軟泥	$t_c = 0.3W_c^{2/3}$	}	(5.70)
硬泥	$t_c = 0.3W_c^{2/3}$		
砂	$t_c = 0.25W_c^{2/3}$		
平岩	$t_c = 0.4W_c$		

ここで、 t_c : 地鎖1mあたりの抗力 (tf)、 W_c : 地鎖1あたりの水中重量 (ton)である。

本研究で対象とした錨泊の条件では、錨泊チェーンは延びきってしまうので、地鎖による水平抗力は期待しにくい。まず、アンカーの重量による把駐力のみを検討する。海底の地質は、沖縄周辺ということ考虑すれば、砂あるいは平岩が相当する。ここでは、砂地盤を仮定する。アンカー把駐力はアンカー水中重量の3倍となる。現有アンカーの水中重量は、“飛龍3”および“ぶりんせすおきなわ”で約3.5および3.6tfであり、アンカー把駐力は高々、10.8tfにしかない。チェーンが延びきらずに、一部が海底に横た

わるものとする。海底面上に接しているチェーン長を200m、水中重量を59kgとすると、抗力は全体で7.58tfとなり、アンカー把駐力と加えても、全体としての把駐力は20tf足らずにしかない。したがって、割り増し係数をかけない錨泊張力だけを検討しても、この係留条件では、走錨してしまうことになり非常に危険である。

破断荷重に対する考察で検討した径の太いチェーンについて考えてみる。単錨泊時に、径102mmのチェーンを使うものとする。チェーン重量は、約195kg/mである。海底面に接している長さを200mとすると、水平抗力は、16.8tfとなる。作用張力を、290tfとすると、走錨を防ぐために必要なアンカー重量は、90tonとなってしまう、通常の船舶で装備する事は不可能である。割り増し係数を考慮しない場合でも、作用張力が105tfであるので、所要アンカー重量は29.4tonとなる。現有のものが数トンであることを考慮すると、30ton近いアンカーを装備するためには、甲板設備の大幅な改良が必要で、本研究で対象としている定期航路用フェリーでは、非常に困難である。したがって、本研究で考慮したような係留条件では、単錨泊および双錨泊は、走錨の危険があるので、避泊する事はできない。避泊方式としては、ホーサーを避泊ブイに取り付けるブイ泊を主に考えるべきである。

第7節 結 語

本章では、港内避泊を目的としたブイ係留システムにおける係留船舶の運動特性と係留張力の変動特性を現地観測および模型実験から明らかにした。そして、係留船舶の振れ回り運動を求める数値計算法を示し、数値計算結果と模型実験結果から避泊するために必要な設備などについて考察した。さらに、単一方向不規則波と多方向不規則波を用いた模型実験結果を比較して、多方向不規則波を用いた実験によって明らかになる事象および多方向不規則波模型実験の必要性を検討した。まず、むつ小川原石油備蓄基地のSALM型ブイに係留されたタンカーについて、振れ回り運動と係留張力の現地観測を行い、現地におけるブイ係留船舶の運動と係留張力の特性を明らかにした。ついで、SALM型ブイ係留タンカーの避泊時の運動および避泊フェリーの運動に関する模型実験の実験装置および実験手法を示し、波を作用させずに定常風のみを作用させた場合におけるブイ係留タンカーおよび避泊フェリーの運動特性を実験で明らかにした。そして、船舶の運動と係留張力を求める数値計算法を提案し、数値計算によって係船索長などが変化した場合の運動特性を

検討した。最後に、風と単一方向不規則波が作用した場合のブイ係留タンカーおよび避泊フェリーの運動特性を明らかにするとともに、多方向不規則波を作用させた場合の実験結果をまとめ、単一方向不規則波を作用させた場合と比較して、多方向不規則波を用いる必要性を検討した。

本章で得られた主な結論を要約すると、次のようになる。

- (1) SALM型ブイに係留されたタンカーの係留張力の現地観測を行った。係留張力には、周期4～5分の長周期変動成分と、周期10数秒以下の短周期変動成分が含まれる。長周期の変動は主に、風によって起こされる船舶の振れ回り運動によるもので、短周期の変動は波による船舶およびブイ自身の運動とブイの固有振動が増幅されることによって生じる。
- (2) 左右対称船型を持ったタンカーの振れ回り運動の軌跡はきれいな8の字を描くのに対して、自動車昇降デッキのために左右非対称船型になっているフェリーの場合には、振れ回り運動の軌跡は左右対称とはならない。
- (3) 張力変動の時間波形は、タンカーの振れ回り運動時にはsin関数のような滑らかな変化を示す。これに対して、フェリーの場合には、フェリー船軸が風向に対して、左および右側に傾くことによって、張力の極大値は異なる。これも、フェリーが右舷側に昇降デッキを有して、左右非対象な船型をしているためである。
- (4) 双錨泊時には、左舷および右舷側のチェーンに交互に張力が作用し、2本のチェーンに均等に張力が作用するわけではない。したがって、双錨泊も本質的には単錨泊と同じような係留となり、1本のチェーンの強度によって係留条件が定まる。
- (5) 振れ回り運動の数値計算においては、横方向および旋回に対する流体抵抗力係数を適切に定める必要がある。さらに、錨泊時には、チェーン取り付け点を船首より重心よりに変化させる係留力作用点係数 C_{SA} を導入した。横方向流体抵抗係数 C_{vw} が大きくなると、最大張力は減少し、振れ回り周期はあまり変化しない。旋回方向流体抵抗係数 C_{cr} が増加すると、振れ回り周期を大きく増加させることになる。係留力作用点係数 C_{SA} が増加すると、“飛龍3”単錨泊の場合は、最大張力および振れ回り周期ともに減少する。そのほかのケースでは一様に変化するわけではない。
- (6) 横方向流圧力係数 C_{vw} 、旋回方向流圧力係数 C_{cr} および係留力作用点係数 C_{SA} を適切に定めると、計算結果と実験結果を一致させることができ、フェリーの場合にも振れ回り運動の計算によって、振れ回り運動の様子と係留張力の変動を求めることができる。計算された変動張力の最大値は実験値とよく一致する。時間変動波形も実験結果とよく一致

し、本数値計算法を用いて精度のよい計算ができる。

(7) 数値計算において、単錨泊時のチェーン長が変化しても、振れ回り周期および回頭角はほとんど変化しない。作用張力はチェーン長を長くしても著しく低下させることはできない。“ふりんせすおきなわ”の場合には、チェーン長による張力の変化はなかった。双錨泊の場合には、チェーン長が140mで短いと張力が非常に大きくなった。チェーン長が200m以上になると、張力は小さくなる。ただし、チェーン長を長くしてもそれほど変化しないので、チェーン長としては275m程度が適当である。

(8) ブイ泊時のホーサー長が変化しても、振れ回り周期および回頭角はほとんど変化しない。ホーサー長が80m以上であれば、ホーサー長が長くなっても最大張力はあまり小さくならない場合もあり、ホーサー長としては80mが適当である。

(9) ダーベンポート型のスペクトルを持つ変動風を作用させると、ブイ泊時のホーサー張力は変化しないが、単錨泊時の最大チェーン張力は、定常風に比べて、2倍程度に大きくなる。単錨泊時の作用する最大張力は、変動風速の最大値を定常風として作用させた場合の最大張力よりも大きい。したがって、単錨泊時には、変動風を考慮した検討をすべきである。

(10) 実験によって波を作用させた場合、ブイ泊時のブイ係留チェーン張力の最大値が、波を作用させない場合より大きくなることはない。しかし、短周期の変動張力の振幅は大きくなる。短周期変動のスペクトルのピーク値を比較すると、波を作用させることによって、約3倍になる。また、ホーサー張力の最大値は、波を作用させることによって若干小さくなる。短周期変動成分の振幅も変化しない。

(11) 単錨泊時に波を作用させると、最大作用張力は大きくなる。張力の短周期変動成分の振幅も増大し、スペクトル形のピーク周波数は波のピーク周波数と一致する。短周期変動成分のエネルギーは波のエネルギーが増加すると、それとともに増大する。波を作用させたときの最大張力の絶対値を検討すると、ブイ泊時には波の無い場合に比べても増加しない。錨泊時には、データのばらつきはあるものの、概ね1.1~1.4倍になる。

(12) 振れ回り運動の振幅は、波を作用させても大きく変化せず、波の影響をほとんど受けない。

(13) ブイ係留の場合に、単一方向および多方向不規則波を作用させた場合を比較すると、係留系に作用する最大張力は大きく変化せず、一方向不規則波を作用させた場合の方が若干小さくなる。したがって、一方向不規則波を用いた実験結果から設定した設計条件は安全側ではあるが過大設計になることがある。

(14) ブイ泊時および錨泊時に多方向波の影響を検討したところ、最大張力は、一方向

波を作用させた場合に比べてほぼ同じか若干小さくなった。張力の短周期変動成分は、多方向波を作用させると、一方向波の場合より大きくなる傾向がみられた。係留アンカーの把駐力は大きな繰返し荷重を受けると低減するため、地盤支持力等の問題では、今後、多方向不規則波を用いた実験を行う必要がある。

(15) 最大風速50m/sとして、フェリーの避泊条件を検討したところ、ブイ泊時の最大作用張力は、定常風を用いた計算によって推定することができる。錨泊時の最大作用張力は、定常風を用いた計算結果に波の影響で生じる張力の短周期変動成分による割り増し係数をかけて求めなければならない。また、錨泊については、風速の変動性による割り増し係数をかけておく必要がある。双錨泊時には、風向の変化による張力の割り増しを考慮する。これらの検討の結果、ブイ泊であれば、径135mmのナイロンホーサーを2本平行して同時に使うことで、避泊可能になる。錨泊の場合には、最大張力は、現有錨泊チェーンの許容荷重より大きいので、チェーン径を太くする必要がある。しかし、チェーン径を太くしても、30ton以上の大きなアンカーを使わないかぎり走錨してしまい、避泊できない。

本章で検討した避泊条件では、太いナイロンロープをホーサーとするブイ泊によって避泊可能であることがわかった。しかし、実際の避泊ブイの設計に当たっては、さらに厳しい海象条件での避泊が要求されるものと思われる。また、小型フェリーの避泊においては、ボラードの強度等の関係から、太いナイロンホーサーを装備することが困難である。したがって、ホーサー張力を大きく低減するような係留手法を今後開発していく必要がある。その一例としては、張力低減型ブイの開発、ホーサー取り付け点への緩衝材の挿入などが考えられ、錨泊時の衝撃張力の低減とともに今後の研究課題となりうる。衝撃張力のような短周期の変動成分に対しては、波の多方向性は大きな影響を持つことが予想されるので、今後の研究においては、外力として多方向不規則波を取り入れて行かなければならない。

〈参考文献〉

- Aghamohammadi, F. and J. M. T. Thompson, 1990: An experimental study of the large amplitude fish-tailing instabilities of a tanker at a single point mooring, Applied Ocean Research, Vol. 12, No. 1, pp. 25-33.
- Davenport, A. G., 1967: Gust loading factor, ST, ASCE, pp. 11-34.

Halliwell A.R. and R.E.Harris, 1988: A parametric experimental study of low-frequency motions of single point mooring systems in waves, Applied Ocean Research, Vol.10, No.2, pp.74-86.

Isherwood, R.M., 1972: Wind resistance of merchant ships, Bull. the Royal Institute of Naval Architects, pp.327-338.

Maruo H., 1960: The drift of a body floating on waves, J. Ship Research, Vol.4, No.3, pp.1-10.

Wilson B.W., 1967: Elastic characteristics of moorings, J. Waterways and Harbors Division, Vol.3, No.WW4, pp.27-56.

伊藤喜行・千葉 繁, 1972: 浮防波堤の水理に関する近似理論と応用、港湾技術研究所報告、Vol.11, No.2, pp.137-166.

岩井 聡・矢島澄夫, 1961: 繫泊船に働く風圧について、日本航海学会第26回講演会、pp.86-93.

上田 茂・白石 悟, 1981: カテナリー理論による最適係留鎖の選定法および計算図表、港湾技研資料, No.379, 55p.

上田 茂・板生孝司, 1987: 箱型浮体に作用する波漂流力の実験的考察、港湾技研資料、No.597, 24p.

運輸省港湾局, 1984: 浮体工法開発調査ワーキンググループ報告書(部内資料), pp.508-557.

沖縄総合事務局開発建設部港湾計画課, 1988: 港内避泊技術調査報告書、237p.

小保方 準, 1987: 一点係留システムの基本計画手法について(その1) - 振れ回り運動の安定判別式を用いた初期計画 -、日本造船学会論文集、第161号、pp.183-195.

清宮 理, 1980: 海上風の性質とそれによるく(矩)形浮体の動揺解析、港湾技術研究所報告、Vol.19, No.2, pp.115-167.

合田良実, 1982: 港湾構造物の耐波設計、鹿島出版会、p.145.

佐尾邦久・沼田敏晴・菊野 敏, 1987: 一点係留システムの解析法(その1)(基礎方程式とSALMブイの運動)、日本造船学会論文集、第162号、pp.257-266.

鈴木康正・諸石一幸, 1981: 風と波の中におけるブイと係留船舶の応答、第28回海岸工学講演会論文集、pp.145-151.

鈴木康正・諸石一幸, 1982: ブイ係留船舶の荒天時の振れ回り運動、港湾技術研究所報告、Vol.21, No.2, pp.107-150.

善 功企・山崎浩之・渡辺 篤, 1987: 海底地盤の波浪による液状化および高密度化、

港湾技術研究所報告, Vol.26, No.4, pp.125-180.

高山知司・平石哲也・永井紀彦・古川正美, 1984: 一点係留ブイにチェーンで係留された船舶の振れ回り運動の特性、港湾技研資料, No.508、28p.

高山知司・平石哲也・古川正美・佐尾邦久・立野信一郎, 1985: 一点係留ブイと係船索張力に関する現地観測、港湾技研資料, No.542, 38p.

高山知司・平石哲也・古川正美・佐尾邦久・奥野直哉, 1986: SALM型ブイ係留タンカーの避泊実験、海洋開発論文集, Vol.2, pp.169-174.

高谷富世・北村泰寿・桜井春輔, 1987: 多段式支圧型アースアンカーの動的変位挙動について、舞鶴高専紀要, No.22, pp.17-28.

竹沢誠二・小林顕太郎, 1989: 方向スペクトル波中における海洋構造物の応答(その2 非線形応答)、日本造船学会論文集, 第166号, pp.139-150.

沼田敏晴・菊野 敏・佐尾邦久, 1988: 一点係留システムの解析法(その2)(周波数領域での応答特性)、日本造船学会論文集, 第163号, pp.244-251.

橋本 進, 1949: 黒汐丸の振れ回りと錨鎖張力、航海訓練所調査時報第1号, pp.2-12.

橋本典明, 1987: ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定、港湾技術研究所報告、Vol.26, No.2, pp.97-125.

日野幹夫, 1965: 瞬間最大値と評価時間の関係 - とくに突風率について、土木学会論文集, 第117号, pp.23-33.

平石哲也・本城智, 1991a: 避泊フェリーの係留張力と振れ回り運動、海岸工学論文集、Vol.38, pp.731-735.

平石哲也・本城智, 1991b: 避泊フェリーの係留張力と振れ回り運動に関する検討、港湾技術研究所報告、Vol.30, No.2, pp.3-41.

平石哲也・高山知司, 1991c: ブイ係留チェーンに作用する衝撃張力に関する模型実験、海洋開発論文集, Vol.7, pp.195-200.

藤井照久・橋本進・大木直広・松原昭一・岡辺光邦・古荘雅生・新井康夫, 1980: 錨泊中の実船の振れ回り軌跡について、日本航海学会論文集, 第62号, pp.145-151.

前野賀彦, 1990: 海中構造物とその周辺地盤の相互作用に関する基礎的研究(昭和63年度~平成元年度文部省特別研究経費研究成果報告書), pp.50-60.

間瀬 肇・酒井哲朗・西村喜弘・前野賀彦, 1989: 多孔質弾性対理論による防波堤に作用するよう圧力および周辺地盤内の変動間隙水圧の解析、土木学会論文集, 第411号(II-12), pp.2-15.

元良誠三, 1959: 船体運動に対する付加質量及び付加慣性モーメントについて、-その

1-、旋回に対する関する付加慣性モーメント-、造船協会論文集，第105号，pp. 83-92.

元良誠三，1959：船体運動に対する付加質量及び付加慣性モーメントについて、-その2-、前後動に対する付加質量-、造船協会論文集，第106号，pp. 59-62.

元良誠三，1959：船体運動に対する付加質量及び付加慣性モーメントについて、-その3-、左右動に対する付加質量-、造船協会論文集，第106号，pp. 63-68.

第6章 結 論

海岸・海洋構造物の設計において主要な外力となるのは波である。海の波は、海岸線から沖を見るとわかるように、峰が短くきれいな短頂波として伝播している。これは、様々な進行方向を持つ波が重なりあったために生じる現象と考えられ、海の波は多方向不規則波と考えることができる。従来、海岸構造物の設計に関する模型実験および大多数の数値計算では波は一方向に進行する単一方向不規則波として取り扱われてきた。これは、実験室内で多方向不規則波を造波できる装置が開発されていなかったためである。しかしながら、浅海域においては屈折により各成分波の進行方向は汀線に直角となってしまうので、単一方向不規則波として取り扱っても、十分精度のよい設計を行なうことができた。近年になり、釜石湾口防波堤のように水深60m以上の海域においても港湾構造物が設置されるようになってきている。さらに深い海域においても、沖合い人工島や海底資源探査用プラットフォームの建設が計画されている。このような沖合いの海域においては、海の波を単一方向不規則波として取り扱うことができず、多方向不規則波としての取扱が必要になってきている。そこで、多方向不規則波を実験室内で再現する装置として、世界および国内の主要な水理研究所で多方向不規則波造波装置が開発され、設置が進められている。

本研究では、多方向不規則波を造波するための造波板への指令信号について検討し、所定の多方向不規則波を造波するために適切な造波信号作成法を提案した。さらに、運輸省港湾技術研究所における多方向不規則波造波装置の開発について詳述し、発生波の特性を検討した。そして、浅海域における多方向波の砕波変形、小型定置海象観測ブイの多方向不規則波中の運動特性および避泊ブイに係留された船舶の挙動に関する研究を対象として、具体的に多方向不規則波を用いた模型実験の結果を示し、海の波の多方向性を考慮した場合の波の変形特性および係留浮体の運動特性を明らかにした。また、単一方向不規則波中での実験結果と比較して、多方向不規則波を用いた模型実験の必要性を論じた。以下、この研究の主要な結果をまとめて、本論文の結論とする。

第2章では、主に、多方向不規則波の発生方法について理論的な検討を行ない、実際に水槽内に発生した多方向波の特性について調べた。まず、造波信号作成法として提案されているシングルおよびダブルサンメーション法について検討したところ、それぞれの手法で造波された多方向波のクロススペクトルは、理論計算で求められることがわかった。そして、ある代表周波数の近傍において、 N 個の周波数で平滑化を行なうと、平均クロスス

ベクトルが求められ、 N_c が十分大きい場合には、シングルおよびダブルサンメーション法のいずれの場合でも、平均クロススペクトルは、同一の目標クロススペクトルに収束し、両手法には本質的な差が無いことが明らかになった。さらに、代表周波数について、平均クロススペクトルの値が目標値に収束するために必要な成分波数を両手法で比較したところ、ダブルサンメーション法では、シングルサンメーション法で必要とする数の30倍の成分波数が必要であることが判明した。したがって、造波信号作成法としてはシングルサンメーション法が優れており、シングルサンメーション法における最小の所要成分波数は450波であることがわかった。

次に、水槽内に造波された多方向不規則波の方向分布特性を理論計算で求めた。その結果、水槽の中央線上の測点では、設定した方向分布特性を持った多方向波を造波できることがわかった。測線が中央線から離れると、方向関数形はひずみ、設定値とはずれてくる。

さらに、運輸省港湾技術研究所に設置した多方向不規則波造波装置を用いて実際に斜め方向不規則波および多方向不規則波を造波し、その特性を調べた。その結果、多方向不規則波造波装置で造波された斜め方向不規則波は、直方向不規則波に比べて波のエネルギーが広く分布する傾向を持ち、多方向不規則波に近い性質を持つことがわかった。また、ダブルサンメーション法で造波した多方向波は、成分波数が十分でないときには理論計算による推定値とずれる場合があり、模型実験においては予備実験として方向分布特性の検定を行なう必要があることがわかった。一方、成分波数を500波以上としてシングルサンメーション法で造波した多方向波の方向分布関数形は、理論推定値とはほぼ一致し、精度のよい造波ができた。

多方向不規則波の造波における問題点の一つは、造波装置の全長が有限であるために、所定の多方向不規則波を造波できる範囲が限定されることである。そこで有限長の反射板からの反射波を利用して有効な造波領域の広域化を図る手法が提案されている。第2章の最後では、この有効造波領域の広域化を図る手法の適用性を数値計算と水槽実験で検討した。その結果、有限な反射板を造波装置の両端に設けることによって、有効造波領域の広域化が図れることがわかった。このとき、直方向不規則波を造波すると、反射板間で発生するクロスモード波の影響が大きくなり、造波機幅方向の波高分布が一様とはみなせない場合があるが、不規則波を造波すると、その影響を低減することができた。

第3章では、一様海浜上および円形リーフ上における多方向不規則波の浅水・砕波変形に関する問題を取り上げた。最初に、一様海浜における単一および多方向不規則波の波高変化を実験的に検討したところ、 $h/H_0' > 1.1$ の比較的水深の深い範囲では、屈折現象

のために多方向波の波高は一方向波より小さくなった。 $h/H_0' < 1.0$ の範囲では、多方向波は単一方向波に近い性質を持つために、多方向波の波高は単一方向波のそれと一致し、合田の砕波変形計算結果ともよく一致することがわかった。斜め入射の場合にも、 $1.0 < h/H_0' < 2.0$ の区間では成分波の屈折のため、多方向波の波高は単一方向波より小さくなるが、水深が浅くなり $h/H_0' < 1$ になると、成分波の波向が 0° に近づくため、その波高は単一方向波と一致し、合田の計算値とも一致した。ゆえに、相対水深が小さい水域では、従来の計算法によって砕波帯内の波高を算定することができるけれども、地形が複雑で屈折が生じ易い海域では、多方向波としての検討が必要であることがわかった。

円形リーフ上における単一方向波と多方向波の波高変化を調べたところ、屈折によって波のエネルギーが集中するリーフ頂点より後方の中心線上の測線において、多方向不規則波の波高は一方向波の場合より小さくなった。したがって、屈折あるいは回折の影響が大きくなる水域における波の変形に関する模型実験においては、多方向不規則波を用いなければならないことが明かとなった。

なお、各種の波浪の浅海域における変形に関する計算法の検証においても、多方向不規則波による模型実験は有用である。

第4章では、水深100m以上の外洋における定置海象観測ブイとして、科学技術庁・運輸省によって開発された船型ブイを対象として、多方向不規則波中における観測ブイの挙動を模型実験によって検討した。さらに、試作機を用いた現地観測を行なって、現地の海域における観測ブイの挙動を求めるとともに、現地観測結果と実験結果を比較して、模型実験結果の妥当性を検討した。最初に、単一方向不規則波を用いた模型実験によって、周期4s以上の波について船型ブイのHeavingから作用波の波高・周期を求めることができたことがわかった。次に平面水槽で、多方向不規則波と風を作用させた場合の船型ブイの運動を調べたところ、多方向不規則波中においても、船型ブイは水面変動によく追従し、波浪応答特性については、単一方向不規則波による試験だけで検討できることがわかった。さらに、波の方向集中度が低くなると、係留索に作用する張力は小さくなる傾向にあり、係留張力について精度のよい考察をするためには、多方向不規則波を用いて実験したほうがよいことが示唆された。なお、ブイの平面運動は、波だけでなく風の影響を強く受けるために、船軸の方向は波向と一致せず、船型ブイの船軸方向から波向を推定することは困難であった。

第5章では、港内避泊を目的としたブイ係留システムにおける係留船舶の運動特性と係

留張力の変動特性を現地観測および模型実験から明らかにするとともに、多方向不規則波を用いた避泊システムに関する模型実験の必要性を検討した。最初に、むつ小川原石油備蓄基地のSALM型ブイに係留されたタンカーについて、振れ回り運動と係留張力の現地観測を行った。その結果、タンカー係留張力には、風によって起こされる船舶の振れ回り運動による周期4～5分の長周期変動成分と、主に波によるブイの運動とブイの固有振動による周期10数秒以下の短周期変動成分が含まれることがわかった。

多方向不規則波と風を平面水槽内で作用させて、避泊タンカーおよびフェリーに関する模型実験を行った結果、左右対称船型を持ったタンカーの振れ回り運動の軌跡はきれいな8の字を描くのに対して、自動車昇降デッキのために左右非対称船型になっているフェリーの場合には、振れ回り運動の軌跡は左右対称とならないことが判明した。なお、振れ回り運動の振幅は、波を変化させても大きく変化せず、波の影響をほとんど受けなかった。

ブイ係留および錨泊の場合に、単一方向および多方向不規則波を作用させた場合を比較すると、係留系に作用する最大張力は一方向波を作用させた場合のほうが若干小さくなったので、単一方向不規則波を用いた実験結果から設定した設計条件は、安全側であるが過剰設計になることがあることが判明した。係留張力の短周期変動成分は、多方向波を作用させると、一方向波の場合より大きくなる傾向がみられた。係留アンカーの把駐力は大きな繰り返し荷重を受けると低減するため、地盤支持力等の問題では多方向不規則波を用いた実験が必要になることが言えた。

本研究で得られた結果により、多方向不規則波造波装置の制御方法が確立され、今後この装置を新たに設置する場合には大いに参考にすることができる。また、多方向不規則波を用いた波の砕波変形および係留浮体の運動に関する模型実験の実験および解析手法がまとめられているので、多方向不規則波造波水槽における実験を行う際に有効活用できる。さらに、単一方向不規則波を用いた場合の実験結果との比較がなされており、どのような場合に、どのような目的で多方向不規則波を用いた模型実験を行うべきかについて考察することができる。

最後に、本研究のとりまとめに当たり終始一貫してご指導頂きました京都大学防災研究所土屋義人教授に深く感謝の意を表します。また、著者が運輸省港湾技術研究所に昭和57年に入所して以来、海岸工学の基礎から丁寧にご教示頂いた港湾技術研究所高山知司水工部長に深謝いたします。横浜国立大学工学部合田良実教授、九州大学工学部入江功教授ならびに埼玉大学工学部谷本勝利教授には、著者の全研究範囲にわたって数々の御助言を

頂いたことに感謝いたします。本研究で触れた実験ならびに現地観測については、港湾技術研究所水工部波浪研究室の諸氏の多大な助力をいただいております。深く感謝いたします。本研究の一部は、著者が科学技術庁長期在外研究員としてカナダ国立研究協議会(National Research Council Canada)に留学中になされたものであり、水槽実験および数値計算の便宜を図っていた J. Ploeg 機械工学部長を始め関係者の皆様に謝意を表します。