



土木研究所資料

(第916号)

波浪・海浜流に関する現地観測調査

昭和49年3月

建設省土木研究所

ま え が き

人間の生活空間の拡大にともなって、沿岸海域の開発利用がすすめられている。海洋開発として、海洋に存在する各種資源の利用と広大なスペースの開発利用が計画されている。これらの開発利用は、自然条件および社会条件をもとに計画されているが、自然条件のうちで、海洋という特殊性から波浪および海浜流についての情報を必要としている。建設省においても、総合技術開発プロジェクトの一つとして、海洋構造物の建設技術に関する研究開発を推進しており、その一環として海洋測量・調査・観測技術の研究開発が取り上げられている。

上げられている。

波浪に関しては、これまで日本の沿岸で得られている波浪観測資料は、比較的水深の浅い(20 m以浅)地点における観測値であり、水深の増加にともなって来襲波も増大する傾向にある。したがって水深の影響を受けない地点での観測資料を必要としているが、現在のところ確立した観測方法が存在していない。大水深における観測手法としては、波浪観測ステーションが考えられるが、その基本的な特性についての検討は、また十分になされていない。土木研究所は、波浪観測ステーションに関する研究を、協和コンサルタンツに委託した。これにもとずいて、東洋大学本間 仁教授を委員長とする委員会によって研究を行なった。

一方、海浜流については、現地の観測資料も少なく、その機構も明確にはされていない。沿岸をレクリエーション基地として利用する場合などにおいては、その海域の安全性を高めるとともに、海域の汚染を防止するためにも、海浜流についての知識を必要としている。土木研究所は、現在まだ不十分である海浜流の観測手法を開発するとともに、発生機構解明のための現地調査を I N A 新土木研究所に研究委託した。

本資料は、昭和48年度の総合技術開発プロジェクトの一環として行なった「波浪観測ステーション調査」および「阿字ヶ浦海岸海浜流調査」に関する。委託研究の成果は集めたものであり、今後のこの方面の研究開発の参考になれば幸いである。

総 目 次

ま え が き

波浪観測ステーション調査 1

阿字ヶ浦海岸海浜流調査 119

波浪観測ステーション調査

ま え が き

わが国において、海洋開発が世人の関心を集めるようになってから、既に久しい。当初は海洋に将来の夢を託するかの如くに、深海における人類の諸活動が直ぐにでも開始されるかのような錯覚を世人に与えたと思われる。しかしながら、やがてマスコミに煽られた熱も覚め、当然のことながら、現実には沿岸海域での諸活動が先決であること、一步一步と科学、技術の成果を踏まえてこそ、海洋の宝庫はその扉を開くものであることが一般に認識されるようになってきた。

一方において、土木工学の一分野として発展してきた海岸工学では、主として海岸の保全と開発に関心が注がれ、従ってごく浅海における諸現象をその対象としてきた。しかしながら、社会的、技術的な諸要請に伴って、その対象の海域は水深10～20mから、50m、更には100mへと、次第に拡大されつつある。

さて、このような沿岸海洋において何らかの活動を行なうためには、その海域での海象、あるいは気象の諸条件を的確に把握しておく必要がある。その中でも最も重要な要素として波浪の特性、あるいは波浪の予知に関してのわれわれの知識は、過去25年にわたる研究成果の蓄積によって、戦前では想像することも出来なかった程に、極めて豊富になっている。とは言え、波浪の実体はまだまだ未知の世界に属する所が多く、現地における波浪観測の重要性は益々高まっている。従来、わが国において実施されてきた波浪観測の水深は高々10～15mであり、稀に20m程度の水深での観測値が得られているにすぎず、従って観測はごく浅い海域に限定されていると言っても過言ではない。構造物の設置水深が大きくなるにつれて、設計波が益々大きくなって行く、ということがよく話題となるが、このような事からも、如何にわれわれは波の実体を知らないかがわらう。このような現況にあって、より水深の大きな地点での波浪を観測しようとする努力がなされつつあるのは当然である。しかしながら、現在は気象庁および海上保安庁でのブイ・システムによる観測試験が実施されているに止まり、沿岸海洋での建設事業を対象としたものは皆無である。

建設省においては、近い将来に水深50m～200mでの波浪観測を実施することを予測して、波浪観測ステーションに関する調査研究を昭和48年度より開始した。対象水深が50mを越えれば、波浪観測ステーションとしては浮遊式海洋構造物の形式をとるものと考えられる。われわれの調査研究グループは、昭和47年に浮防波堤に関する調査のために組織されたものであり、浮防波堤を浮遊式海洋構造物という視点から捉えて、調査研究を実施した。その成果は「浮防波堤に関する調査報告書、昭和48年3月」に詳述した通りである。今回の調査研究は、その目標

とする対象物こそ異なるとは言え、基本的には昨年度の研究の延長線上にあると理解することが出来る。以上のような経緯から、研究グループの構成員はそれぞれの課題を分担して研究を進め、かつ中間の段階で研究連絡を行いつつ今日に至った。ここにその成果を取りまとめて報告するが、そこには多くの興味ある結果が盛られている。とは言え、なお未解決のままに残された問題も多く、今後の研究にまたねばならない。

本調査を実施するにあたっては、建設省土木研究所の担当官のお世話になった。ここに記して謝意を表する次第である。

昭和49年3月

調査研究グループ

本 間 仁 (東洋大学)
堀 川 清 司 (東京大学)
服 部 昌太郎 (中央大学)
日 野 幹 雄 (東京工業大学)
首 藤 伸 夫 (中央大学)
荻 原 国 宏 (東洋大学)
渡 辺 晃 (東京大学)

株式会社 協和コンサルタンツ

高 柳 義 隆
戸 次 庸 次

目 次

まえがき	
第1章 調査研究の目的	堀川清司 7
第2章 洋上ブイの実施例	首藤伸夫 8
2-1 分類	8
2-2 実施例	9
参考文献	41
第3章 係留円筒浮体の応答特性と索張力	渡辺 晃 43
3-1 はじめに	43
3-2 係留円筒浮体に関する理論	43
3-3 パネ係留円筒浮体の実験	46
3-4 実験結果と理論解の比較	48
3-5 モデル浮体に対する検討	54
3-6 おわりに	64
参考文献	66
第4章 任意断面形状の海洋構造物に働く波力とそれによる波の回折	
— Green関数による解 —	日野幹雄 67
要 旨	67
4-1 はじめに：Green関数を用いる利点	67
4-2 理 論	67
4-3 数値計算	72
4-4 実 験	74
4-5 結果と考察	75
4-6 結 論	76
参考文献	76
第5章 浮体構造物の運動とアンカーに生ずる力	荻原国宏 82
5-1 模型及び実験条件	82

5-2	模型実験結果	84
5-3	理論解析	87
5-4	理論解析の結果を使つての実験結果の検討	91
5-5	ま と め	97
	参考文献	98
第6章	沈設アンカーの引抜き抵抗力	98
6-1	まえがき	98
6-2	従来の研究	98
6-3	本研究のねらい	103
6-4	予備的考察	104
6-5	実験装置と実験方法	105
6-6	予備実験	108
6-7	実験結果	110
6-8	結 論	115
	参考文献	117

第 1 章 調査研究の目的

海洋構造物の設計、施工にあたって、考慮しなければならない外力のうちで、最も重要なものは波浪である。従って、構造物に作用する外力を適確に把握するためには、先づ当該地点での波浪の実体を計測によって明らかにせねばならない。構造物の設置水深が大きくなるに伴って、既往の波浪観測資料は皆無に等しく、近い将来において、大々的に観測網を展開しなければならないことは自明である。

従来、沿岸海域での波浪観測は、水深がたかだか 20 m であったために、水圧式波高計の受圧部や超音波式波高計の発信・受信部を海底あるいは海底上ある高さに固定したり、また階段式あるいは容量式波高計を、海底に打込まれた鋼管に沿わせるといった方法が採られてきた。しかしながら観測地点の水深が 50 m ~ 200 m となれば、上記のような方法は採用し難く、浮遊式波浪観測ステーションとなることは明らかである。

本調査研究の目的は、上記のような浮遊式波浪観測ステーションの設計にあたって考慮すべき波力をいかに評価するか、繫留方式と繫留索に作用する張力をどのように考慮すべきか、浮体系としての波浪動特性はどうか、等々の諸問題を解明し、解析手法を確立すると共に、適当と思われる波浪観測ステーションのタイプを見出すことにある。

そもそも、波浪観測ステーションと一括して称しても、波浪計測の手段によって望ましい条件は異なると考えられる。そこでステーションに期待される機能を大別してみると、次に述べる三種類となるであろう。

(1) 計測された情報を蓄えたり、あるいは陸上への伝送する仲介的な役割を果たす場合。この場合には、浮体が安定していれば十分であると考えられ、その運動に対しては大した制約が加えられない。

(2) 波浪観測ステーションに、波高計を取りつけ、水面の昇降を計測しようとする場合。この場合には、可能な限り、不動点としての役割を果たす必要があり、従って浮体の波浪による動揺を極力小さくするように努力が払われねばならない。

(3) 浮体の動きによって水面変動を計測しようとする場合。例えばマンモス・ブイの如きであり、浮体が海面の昇降に対して忠実に順応することが要求される。

以上から明らかなように、波浪観測ステーションとしていかなるシステムのものを採用するかが先づ大きな問題となる。しかしながら、昭和 48 年度においては、そのような選択の仕方も含めて、出来るだけ多くの問題点を洗い出してみることとした。その成果をふまえて、次年度においては、望ましい、実現可能な波浪観測ステーションを組立てる努力をしたいと考えている。

本年度の調査研究においては、先づ文献調査によって既存のステーション、またそれに関連した調査研究の成果を要約した。つぎに種々の形状の浮遊体を取り上げ、これらをまた種々の形に

繫留したときの、浮体の動的応答並びにアンカー・ケーブルに作用する張力について理論的並びに実験的に検討を加えた。ただし繫留については弾性的なバネによるものに限定されている。繫留力に関連して重要な問題は、アンカーの把駐力をいかに評価するか、あるいは有効な把駐力を確保するためには、いかなるアンカーが有利なのかという命題である。以上多くの問題について、それぞれ势力的に独自の研究を進めて来たのであり、研究連絡会を開催したとは言え、各章は独立した研究情報の形態をとっている。従って統一を欠く所が多いと思われるが、これらは昭和49年度の調査研究の一つの課題とし、討議の積み重ねによって、まとまりを持ったものに統合されて行くものと期待している。

第2章 洋上ブイの実施例

本章においては、洋上での気象海象観測その他の用途で、既に実施された例を各種文献より紹介し、それぞれの大きさ、運動特性、問題点などを記述する。

2-1 分類

ブイは、その形状により

- 1) 板状
- 2) 棒状

に区別される。板状とは、ブイの吃水面での断面の特性長さが、ブイ本体の全高より大きなものである。棒状のものは、その逆である。ただ球状のものは、どちらかという、1)の型に属するものと考えてよいであろう。

一般的に云って、板状のものは、海表面に浮遊する型式のものが多く、海表面の変位によって傾斜しやすい型である。棒状のものは、本体の傾斜、鉛直変動は、板状にくらべ小さいが、流れのある場におかれると、全体に働く抗力が大きくなるという問題点がある。また La Bouée (次節例参照)の場合にみられるような、中心軸まわりの回転運動のような、予期しない運動を行うものもでてくる。

ブイ本体の位置により

- 1) 海面に浮ぶもの
- 2) 潜水しているもの
- 3) 主要部分は水中にあるが、海面上にも頭部が出ているもの

に分類できる。ここに集めた例としては、1)の型および3)の型が多い。2)の型のものでも、計器の場所を示すために、水面にブイを流しているのが普通である。

繫留方法の差により

- 1) 自由漂流
- 2) 緩繫留

3) 緊張繫留

4) 海底固定

に分けられる。1) の型のものは、棒状のフロートの例に多く、本体を鉛直に保持するための錘りなどがとりつけてあっても、海底へ本体を結びつけるものがないものである。2) の型は、ブイを鎖や索で、海底の鉄製またはコンクリート製の錨につなぎとめるが、鎖や索は緩められている型になっている。したがって、ブイはある範囲内では、平面的に可成り自由に動きまわりうる。3) の型では、ブイが設置位置より変位しない状態でも、繫留索にかなりの張力が働く形になっている。したがって、ブイと錨を結ぶ索は、緩みがなく、普通、ほぼ直線になっている。4) 型は、数少く、ELFOCEAN の例、および、海底アンカーが計測器を内蔵する例の2例のみである。

また、

1) 自航性

2) 非航性

という分類もできる。1) の型は、FLIP など、ごく少数のもののみで、殆んどは、埋設にあって作業船を必要とする。

2-2 実施例

以下に、実例をあげながら説明する。

(1) Splashnik¹⁾

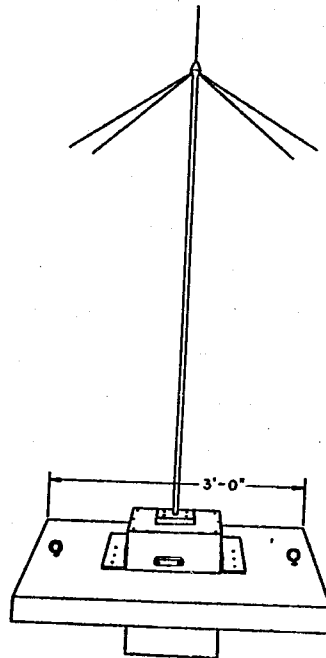


図2-1 The Splashnik

これは、加速度計を内蔵した浮遊型波高計で、テイラー水槽によって開発されたものである。3ft×3ft×4inの筏の中央に、1ft×1ft×18inの木製の箱があり、この箱の中に、加速度計と送信装置が入っている。送信アンテナは、高さ6ftのポールの上にとりつけられている

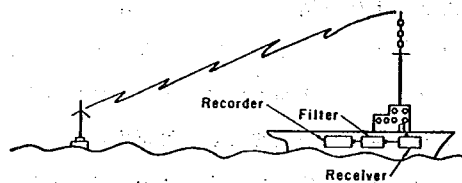


図2-2 Splashnik を用いた測定

チェサピーク湾でおこなった実験の結果、Splashnik は、8時間作動し、最長送信距離は、波のない場合、11mileであった。

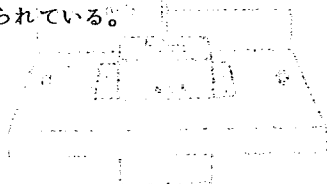
海上状態4ないし5の海でおこなった実験では、数個のSplashnik を使用してみた。1個は、転覆した。3ないし4個は、10分後に、送信してこなくなった。1ないし2個は全く送信しなかった。これらは、バッテリーの震動による事故のようであった。ただし、数個は半時間から3時間送信しつづけた。もし、アンテナをもう1ft 高くすると良い結果がえられただろうと推測される。

この型の波高計は安価であるのが最大の利点である。1960年頃、1個あたり約150ドルであった。

(2) クローバー型波浪計²⁾

九州大学応力研によって開発されたものである。正三角形のフレームの各頂点の近くに、円板状のフロートを2軸シンバルを介してとりつけた大部分アルミ製のクローバー型のブイである。各フロートには傾斜角をはかるポテンショ・メータがついており、傾斜角の差から波面曲率を測定する。フレーム中央部のケース内のジャイロにより、ブイ全体の傾斜角を、ジャイロに固定された加速度計でブイの上下加速度を、さらにブイの上方に固定されているマグネットコンパスでブイの方位角を、それぞれ測定できる。

ブイは観測船に、長さ200mのロープで係留する。ブイに対する電源の供給ならびにブイよりの信号の伝送のため、12芯のケーブルがロープに沿って固定され、ロープには10m間隔で浮子がつけられている。



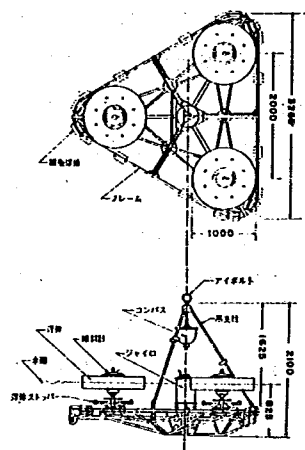


図 2-3 クローパー型波浪計 (単位 mm)

このブイは、周期約 2.5 秒以上の波に対しては、ほぼ正確に追尾する。長周期側の限界は、ほぼ 15 秒である。

昭和 46 年以降、観測の実例がある。

(3) N.I.O. ブイ³⁾

1955 年より、米国 National Institute of Oceanography で開発されたものである。径 5 ft. 6 in の円板状をした、アルミ合金の鋳物でできている。計器類を満載したとき、鉛直側壁部がちょうど全部沈むようになっている。

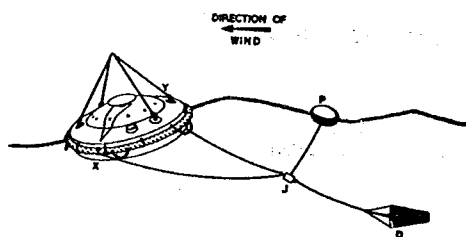


図 2-4 N.I.O.ブイ

計器としては、加速度計が入っており、これを 2 度積分して波高をもとめ、その結果は、内蔵された 12 チャンネルのガルバノメーターを使った記録計に記録される。

縦揺れおよび横揺れを測定するため、2 個のジャイロがとりつけられている。

電源は蓄電池である。

大気圧は、コンデンサー型の微気圧計である。これは、ブイの蓋にとりつけてある。径 0.04 in の 12 個の空気穴を通じて、気圧を測定する。この空気穴の目づまりによる故障を防ぐため、空気穴開口部位置をブイ表面より 2.4 in 高くしたり、また、5 ワットの発熱材料を空気穴にまきつけて水滴の蒸発を促進したりする方法をとっている。

ブイと風の方向を一定とするため、図-2-4にあるように、浮きと、水中の吹き流しをつけた。目視によるかぎり、ブイと風向の関係は一定であった。

ヒービングと縦揺れに対する応答を、実験水槽で $2.1 < \sigma < 4.5$ ラジアン/秒 (周期 1.4 秒から 3 秒) の範囲について調べた所、ヒービングおよび縦揺れとも、 $\sigma = 4.0$ ラジアン/秒 (周期約 1.6 秒) に共鳴点がある事、および、 $\sigma \geq 3.5$ ラジアン/秒 (周期 < 1.8 秒) では、増幅係数は実質上 1.0 としてよい事がわかっている。

(4) Parker drogue buoy ⁴⁾

図-2-5は、送受信アンテナを水中に浮遊させておくものである。電源および通信機は、中央部の円柱に入れてある。この円柱部の下端には上下振動を小さくするための抵抗板が、また、水面近くには浮力をつけ、かつ円柱部ならびにアンテナを直に保持するためのフロートがついている。

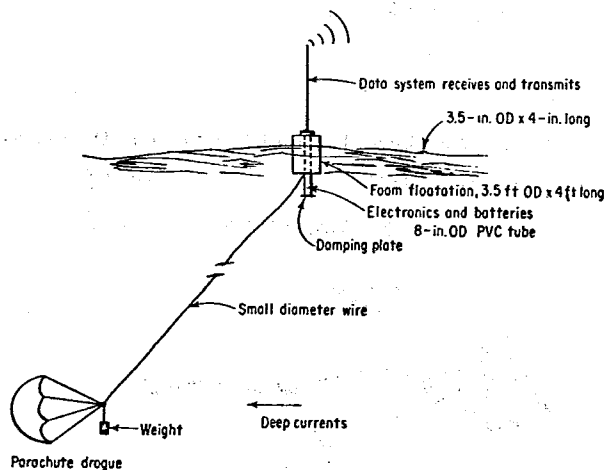


図 2-5 Parker telemetry drogue buoy

(5) NOTS ブイ ⁵⁾

文献 5 は、表面重力波測定用に 4 本の波高桿 (図中、A 部) をとりつけたもので、米国 Naval Ordnance Test Station の NOTS ブイといわれるものである。文献中にはブイの詳細の記述がみあたらないが、写真等からみると、その構造は図の如きものであろう。

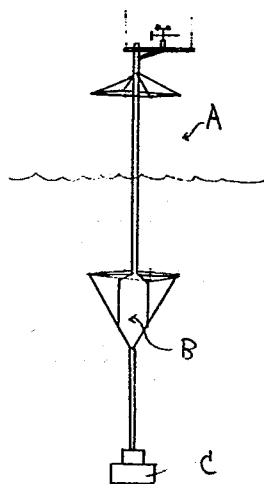


図 2-6 NOTS ブイ

B 部は浮力をうけもつものとみえ、その高さは写真でみると、大約人間の背の高さと匹敵している。A 部の長さは、B 部の 3.5 ~ 4 倍の高さがある。C 部は、錘りである。ブイ上部には風向風速計がついてある。その両側のものは送信用アンテナと思われる。

方向スペクトルをきめるためには、ブイにとりつけてある磁石で、ブイの方向をきめるようになっている。

ブイのヒービングの固有周期は約 20 秒であった。サンクレメンテ島と南カリフォルニア本土の間の海峡に設置された。

(6) Spar platform 6)

米国海軍で開発途上のもので、カリブ海で使用する予定である。用途は射撃訓練用とおもわれ、海表面に衝突する物体の衝撃を調べるためとなっている。

海上に長さ 20 ft 突出しており、この頂部にアンテナがついてある。また、この 20 ft の区間に測定計器をとりつける。当初この部分を PVC で作製したが、これでは剛度が不足したので、この部分はアルミに変更した。径は 3 in である。

このアルミ円柱は、水面上 20 ft、水面下 30 ft、計 50 ft の長さを有する。下端には 40 lb の鉛を入れ、また水面直下部は径 6 in にして浮力をまし、直立しやすいようにしてある。

アルミ棒の下には、長さ 120 ft、径 3 in の PVC 棒がついている。これは、6 つの部

屋にわかれていて、上部2室は空気が封入されて居り、残り4部屋には、水が自由に出入で
きる。

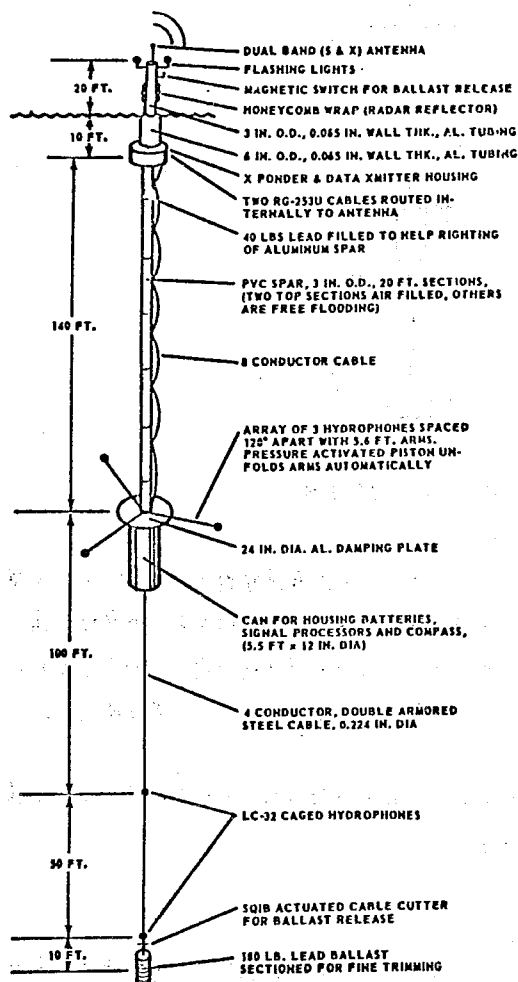


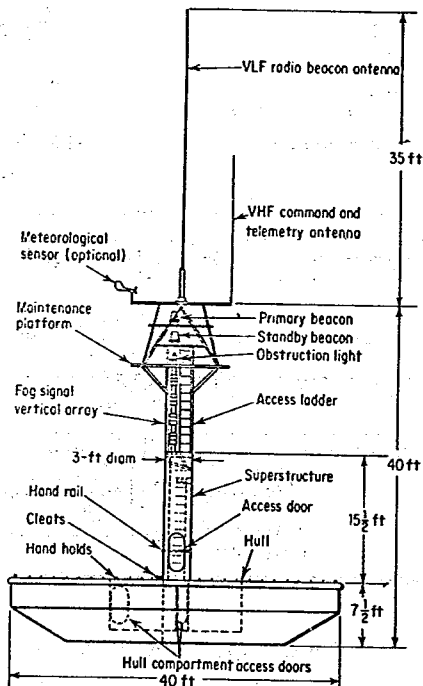
図2-7 Spar platform

その下に、長5.5ft、径12in.の管があり、バッテリー、磁石などが入っている。

このブイの特徴は、その回収方法である。

ブイの近くにボートが近付いて行くと、磁気スイッチが働いて導火線に火がはいり、下部の導火爆管(Squib)の所から、バラストを切りはなす。その他の部分は、ユックリと浮上して海面上に横倒しになった所を回収するのである。

(7) モンスター・ブイ^{4), 8)}



Light-buoy version of Monster Buoy as used by the U.S. Coast Guard as a lightship replacement. (General Dynamics Corporation.)

図 2-8 灯標としてつかわれる時のモンスター・ブイ

このブイは、アメリカ海軍の Office of Naval Research と General Dynamics Corporation により開発されたものである。アメリカの沿岸警備隊は、灯標として採用している。この場合、計器類は一年毎に交換している。なお、ブイ本体の維持補修は三年毎におこなわれているとのことである。電源は円板部分におさめられる。灯標として用いられる場合には、海底上のコンクリート塊に、重い鎖で、緩係留する。この場合、水深 100ft をこえる例は稀である。

このブイの試作期間中に、メキシコ湾流の激しい地点に係留した例がある。ここでは、水深 1,000ft に錨着していた。メキシコ湾流の表層近くの流速は、 $3 \sim 5 \frac{1}{2}$ ノットであった。また、テスト中にハリケーンに会い、最高風速 110 マイル/時、最高波高 50 フィートを記録している。

図-2-9 は、測定用として用いた例である。詳細な説明は与えられていないが、図から察する所、次の通りであろう。

図中 S とした部分には、測定計器のセンサー（おそらく、水温測定用）が入っている。

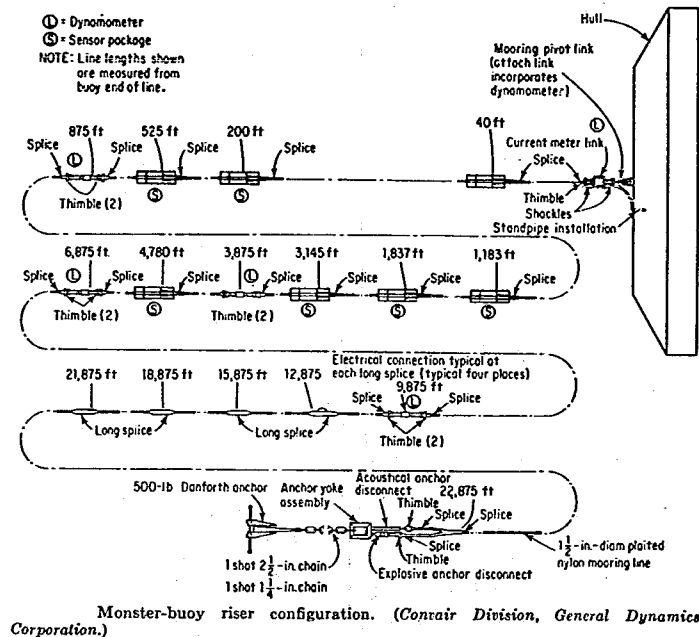


図 2-9 係留索に測定計器をつけたモニター・ブイ

流速計は、ブイ本体直下の環につないだものとみられる。係留索は、全長 22,900 ft にもおよぶナイロン製のもので、おそらく、緊張係留である。この理由は、後の例から推定される（例 4 など）。錨は 500 lb の重さで、音波で作動するスイッチにより切離することができる。

(8) NOMAD 4)

最初のものは、1952 年に建造された。

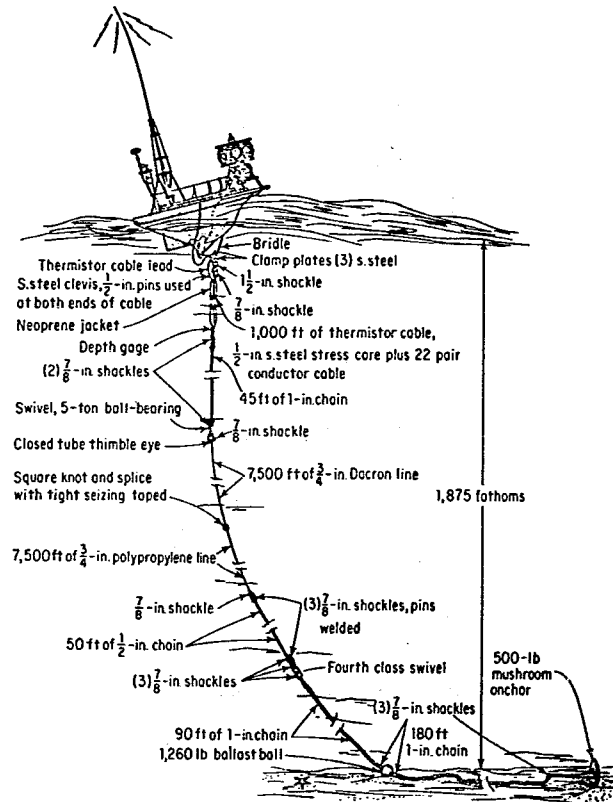
アメリカ海軍の Navy Oceanographic Meteorological Automatic Device である。

深海の海水温測定用のサーミスターは、長さ 1,000 ft の取付索にとりつけられ係留索とは別個になっている。

ブイ上には、風向風速計など気象観測機器がとりつけられている。

係留索は、鎖、ダクロン索、ポリプロピレン索からなり、緩係留である。

このステーションは、後に、温度躍層および混合層での温度測定をも行う、ASWEPSS (Anti-submarine-Warfare Environmental Prediction System) に発展した。



NOMAD automatic weather-station system. (National Bureau of Standards.)

図 2 - 1 0 NOMAD自動気象観測ステーション

(9) Geodyne Model A-820 Buoy 8)

これは、Geodyne社が開発したもので、ここでは、水深200ft前後の水底に設置する差圧式波高計の標識として使用された例を紹介してある。

文献では、ブイ等に関する詳細なデータはないので、本文の記述から推定される所を述べる。

ブイは、径5ftであり、三つのウェルがついている。ここに、Geodyne Model A-856と呼ばれる計器用の防水槽を設置できる。また、このブイは、任意にバラストでき、しかもFlooding balast tanksをもっており、それによって減揺できるという。また、図-2-12からわかる通り、ブイに電源、記録計、送受信装置がとりつけてある。

水圧式波高計は、海底部の錨となるコンクリート塊の中心部におさめられている。ここには、ディジタイザーもあり、ディジタル記録を送る。

コンクリート塊とブイは、水密コネクターを通じて外装4芯ケーブル(長さ300ft程度)

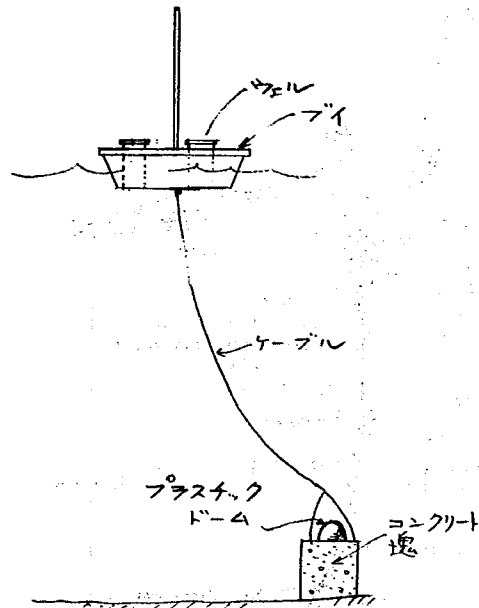


図 2-11 Geodyne Model A-820 Buoy と差圧型波高計想像図

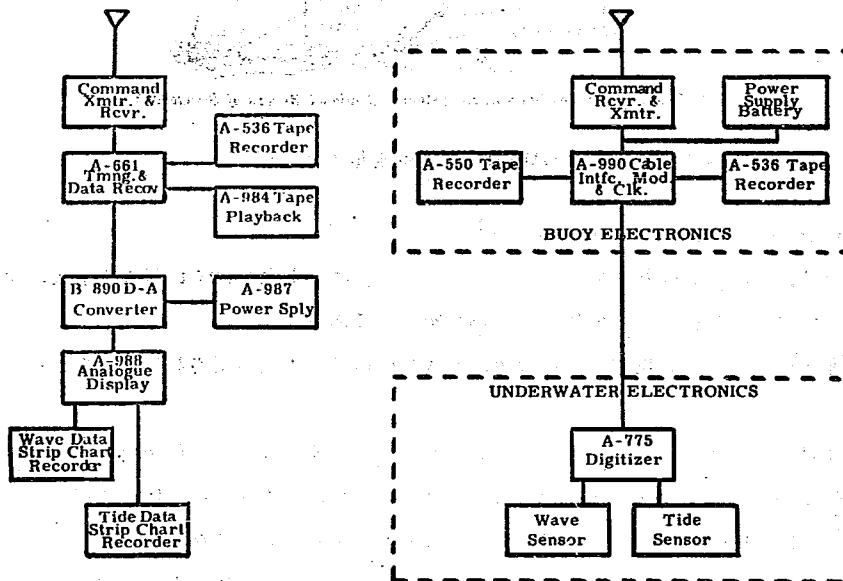


図 2-12 Geodyne波高計のブロック図

で、つながれている。錨部分には、プラスチックの部屋がつけてあり、水が自由に入出入りできる。これは当初は空気が入っており、落下途中に水が入ってくる。押し込まれる空気量を調節しておくことにより、落下速度および、落下姿勢の制禦が出来る。

ブイおよび波高計（錨兼用）の設置は次の通りである。ブイと錨を結ぶケーブルの長さは、予定地水深の1.2～1.5倍とする。予定地点へ航行中、このケーブルを船尾より水中に落しておく。勿論、ブイおよび錨に各錨を結びつけておく。設置場所が近づくと、まず、ブイをおとして行く。ブイは、別のワイヤーで船に係留してあるのだが、このワイヤーを繰り出して行って、ブイが水面に達し船に曳航される状態にする。このとき、巡行速度は5ノット程度以下である。設置場所に来ると、錨を投入する。ケーブルは伸びきった状態になっているから、錨の姿勢および落下速度の制禦は上に述べた通りに自動的になされる。

(10) SEASブイ⁹⁾

Sea Environment Acquisition Systemの最初のものは、南カリフォルニアの沖合に設置され、6ヶ月間の実績がある。海象および気象データを観測し地上局へ送信するものである。

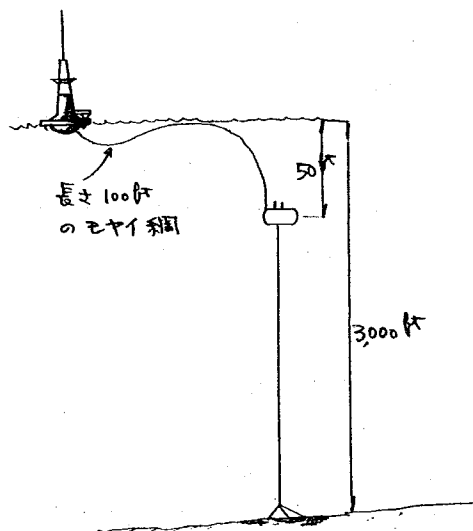


図2-13 SEASブイ

主要部は、海表面のブイと、水中ブイのふたつにわかれ、水中ブイは緊張係留、表面ブイは緩係留である。

図-2-13は、水深約3,000ftの場所に設置した例で、水中ブイは、水面下約50ft

の所にある。この水中ブイから、100ftのモヤイ綱で表面ブイをつなぐ。モヤイ綱は電線用ケーブルを、刃物用鋼材でつくったケーブルにとりつけたものである。モヤイ綱がもつれることのないよう、綱には大きな浮力が働く設計にしてある。

表面ブイ本体は、改良円板型をしている。この点については、のちにふれる。(3-3節参照)。

表面ブイの自重は2,700lbで、本体により6,500lbの浮力をだすことができる。また、ブイの張出部には泡が充填されており、ブイ本体が水中に設した時でも、2,000lbの浮力が働く。

水中ブイにはピンガーが1個ついている。モヤイ綱が切れた時、自動的に作動し、水中ブイの位置を知らせる。

SEASブイは、海象気象測定用に、総計16個のセンサーが取付けられており、最も深いものは、水面下500ftの所にある。

表面ブイの四脚塔には、風速計、風向計、気圧計、温度計が、また、ブイの下面に水温計がついている。

水中ブイには、波高計と水温計がとりつけてある。係留索には、水深75ft,150ft,500ftの点に、流速計、流向計、水温計をとりつけた。

ここで採用した測定計器は、SEASブイのために特別にこしらえたものである。

測定データは、ディジタル化され、6時間分もしくは12時間分はブイ中のコア・メモリーに格納される。地上局からの呼び出しに応じて送信する。ブイ上の電源は、250個のアルカリ2次電池で、取換えなしに約60日間標準作動する。全重は、500lbである。

海底上の錨は、音波で作動するリリースによって切離すことができる。

(1) 深海長周期表面波測定用ブイ¹⁰⁾

水深20,000ftまでの深海で、周期20秒から5分程度の周期の長い表面波を測定するためのものである。水中にほど安定な地点をつくり、そこで水圧変化を測る。そのため、水中ブイは緊張係留、送信器をのせた標船は緩係留とした。

その他の設計条件としては、ブイ・システムの設置が長さ250ft程度の船からできること、および作動日数が30日以上であること等である。

ブイの変位を少なくするため、緊張係留の索としては $\frac{1}{2}$ in.のワイヤ・ロープを使用した。

表面には、ファイバーグラスの標船(長さ14ft)を浮べ、電源部、記録計および通信機器を格納してある。データはFM信号として、40マイル離れた地上局に送信される。標船には、航海灯、レーダー反射板、およびラジオビーコンが積んであり、位置決定が簡単にできるようにしてある。

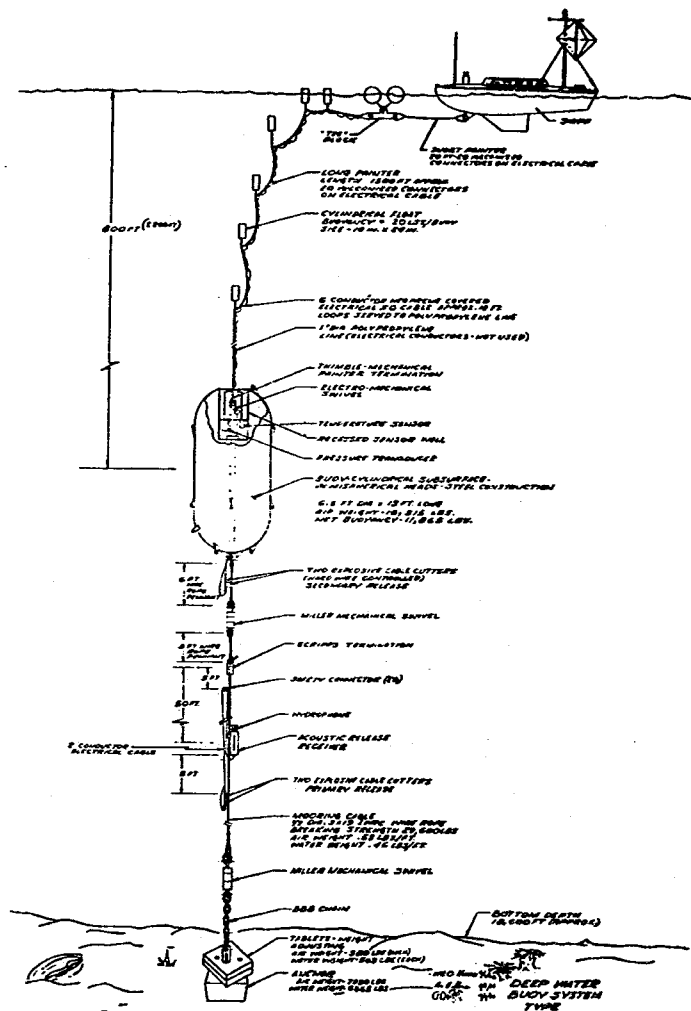


図 2-14 深海長周期表面波測定用ブイ

水中ブイには、圧力計と水温計がとりつけてある。

水中ブイは、径 6.5 ft，長さ 13 ft で、浮力 11,865 lb である。

試作品による経験から、標船と水中ブイを結ぶモヤイ綱は、弾力的であることが望ましいことがわかっている。また、送信線の絶縁を阻害しないことが必要である。したがって、力はポリプロピレンのロープで受持ち、これにネオプレン被覆の電線をそわせ、6 ft 毎に主ロープに縛りつけ、その中間には十分なタルミをもたせた。こうすることによって、電線には力がかかることがなくなった。また、モヤイ綱の中間には図にみられるように、いくつかの浮子をつけた。

設置は、1966年5月、ハワイ島カイルア湾の沖でおこなわれた。設置水深は、2,517ヒロ(15,102ft)、2,528ヒロ(15,168ft)であった。

アメリカ海軍のARS型船を使用した。まず、左舷船尾部に、水中ブイと計測器が水平になるようにする。水中ブイの下部を外側に向けておく。錨に係留索をつけ水中におろし、一度錨を海底につける。ついで、係留索を800ないし900ft捲き上げる。この捲き上げ長さは、水中ブイの水面下の位置と同じ長さとする。こうした作業中、船は風と流れて押しながらされるが、船の向きは変わらないようにする。係留索に作業用ロープをつけ、作業用ロープで力を受持っておいて、係留索をきり、水中ブイの下部に係留索をつなぐ、ついで錨と係留索が水中ブイにつりさげられた形になるまで、作業用ロープをゆるめる。この状態で、作業用ロープを水中ブイの上部につなぎかえる。標船を水面におろし、水中ブイとモヤイ綱でつないだのち、舷外エンジン付のゴムボートで標船を、なるべく遠くへ持って行く。ARS船の主ブームをつかって作業用ロープで水中ブイを直立させ、船外約20ft位まで押し出して離す。全システムは自由落下して設置されることとなる。

水中ブイ回収のため、音波リリースと、索爆破装置(Hard wire actuated explosive cable cutting device)が取り付けられている。後者は予備のものである。しかし、非常事態が生じた時には、水中ブイと標船を結ぶモヤイ綱をたぐってでも回収できる程、モヤイ綱が丈夫であることが望ましい。

水中に投下されたシステムの最終沈降速度は、9ft/secであった。錨が海底についたのち、水中ブイは上下に固有周期で振動した。その周期は 10.8 ± 0.2 秒であると計算されていたが、実測値によると10.7秒であった。

(2) Richardsonブイ・システム⁴⁾

この例は、緩係留と緊張係留の中間的な例である。流速計をとりつけて、コッド岬とバーミュダ島の間の、メキシコ湾流中に設置した。流れが早いので、ブイ背後に激しい後流を生じていた。このような場所では、一週間維持するのが精一杯であった。しかし、他の条件の良い場所では、一年近く維持できる。

今までの例では、100回近い設置と回収の繰返しに耐えたものがある。

記録計を内蔵しており、送信装置はない。記録測得率は50~70%であった。

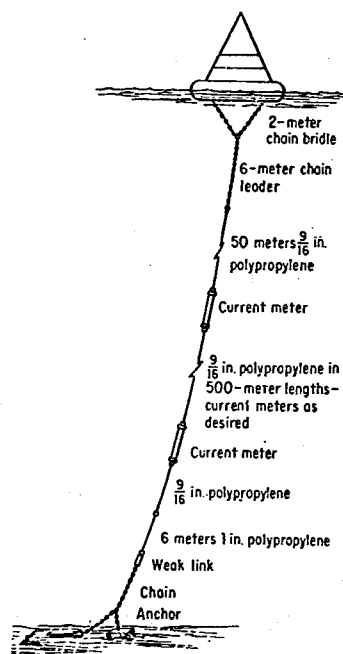


図 2-15 Richardson ブイシステム

(13) U.R.I. ブイ・システム 11)

これはロード島大学海洋工学科によって、エスチュアリーの水質監視の目的で計画・開発

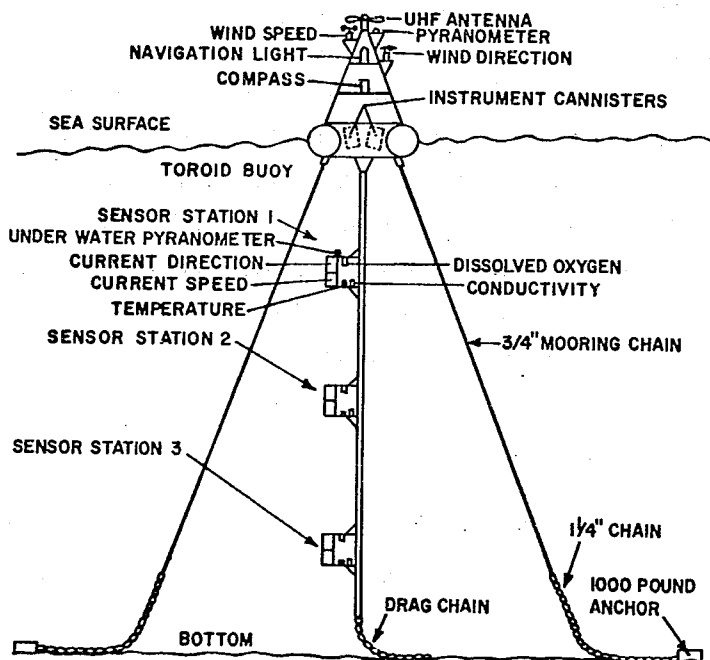


図 2-16 ロード島大学の環境監視システム

され、マサチューセッツ州Narragansett 湾に1972年5月に設置されたものである。

測定は気象海象および水質で、測定場所はブイ上、水面下2 m、水面下7.5 mおよび水面下12 mの所である。

測定対象は次の通りである。

ブイ上では風向、風速、日射量、水面下2 mの場所で流向、流速、日射量、電導度、水温、溶存酸素、水深、である。水面下7.5 m、12 mの所では日射量を測定しない他は、水面下2 mでの測定と同種のものである。

表面ブイは径8 ft、高さ約24 in.のトロイド型ブイである。高さ14 ftの三脚塔の上には219.5 MHzの輪状アンテナがあり、地上局へデータを送信する。三脚塔の各脚柱に、長さ12 in.のアームが一本ずつ取付けてあり、風向、風速、日射計がついている。三脚塔にはプラットフォームが上下ふたつについていて、上甲板には航海灯とケーブルのジャンクション・ボックス、下のものには磁気コンパスがついており、風向および流向の基準値を設定するのに用いられる。

ブイの下部には、径7/8 in.の鋼棒にセンサーがとりつけられている。各センサーは、それぞれが別個に各水深でのジャンクション・ボックスとつながれている。

ブイの金属性の枠の内には、三個のガラス繊維製の箱がある。ひとつには電源用、次は読取時間設定およびデータ変換のための電子装置用である。第三のものには、溶存酸素と電導度の読み出し装置、命令受信装置、警報装置、漏水等の検出装置、遭難信号発信装置、UHFデータ送信装置がおさまられている。

Narragansett 湾ケーシー岬の東北東200 yd、水深60 ftの場所に設置した。係留方法は三点係留である。海底に沈めた各々1,000 lbのコンクリート塊に、長さ90 ftの径 $\frac{3}{4}$ in.の鎖と、長さ20 ft、径 $1\frac{1}{4}$ in.の鎖を介して緩係留してある。測定器具をつるした鋼棒の下には長さ30 ft、径1 in.の鎖をつけて、鋼棒全体の安定をはかった。

ブイの移動は、小さなボート(長さ40 ft)で行うことができる。

作動日数は30日で、4個の鉛蓄電池による。電池の寿命は、2時間毎に3分間の読取りをするようにして設定された。電池の充電は作業船上から行えるようになっている。

ブイの設計外力は述べられていないが、これにとりつけられた計器は、風速45 mph、流速2 knot までとなっている。

(14) C.R.C波高桿用ブイ¹²⁾

長さ20 ftの波高桿を、水深の深い所で使用するためのものである。California Research Corporationにより開発された。カリフォルニア沖の浮遊型油試錐ページとつないで数地点で使用され成功をおさめたといわれる。錨とブイをつなぐ索には大きな張力

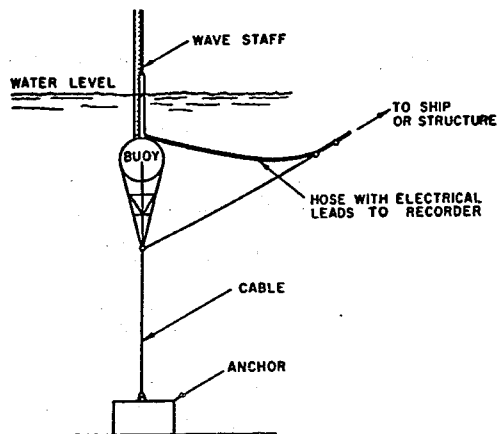


図 2-17 C.R.C. 波高桿用ブイ

が働き、その結果ブイおよび波高桿の横揺れはおおいに減少して満足すべきデータを得たという。電源、記録部などは全てページ上にある。

(14) Isaacs-Shick カタマラン係留⁴⁾

ナイロン・ロープを用いた緊張係留の例である。水面のフロートとして双胴船を用い、これに計器類をとりつけてある。

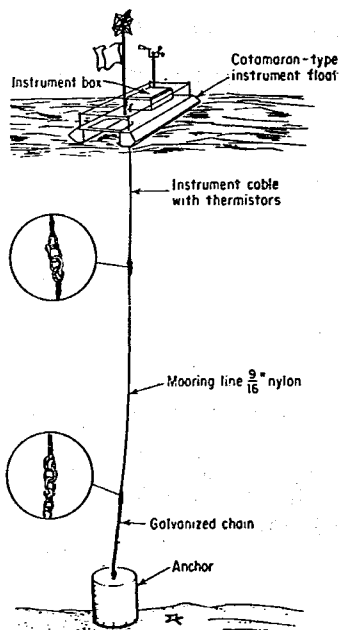


図 2-18 Isaacs-Schick カタマラン係留図

(15) WEBS 4)

米国空軍により使用されているWeapon Effect Buoy System である。

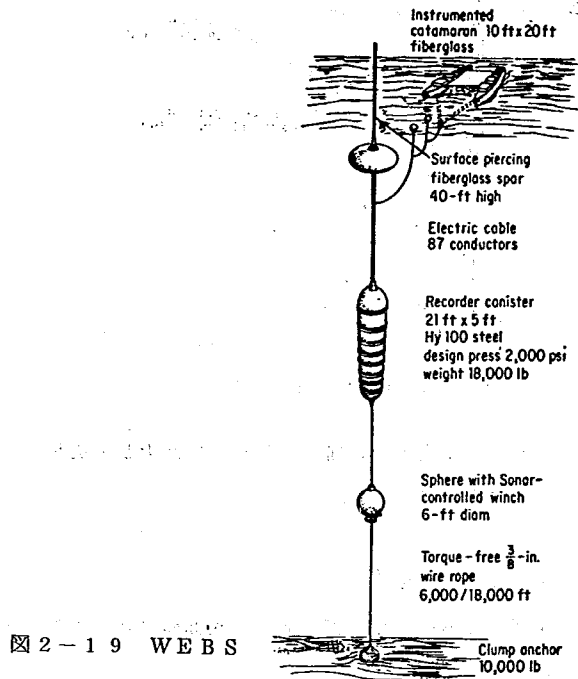


図 2-19 WEBS

実験目的のためには、鉛直なマストを安定に保つことが必要とされた。また、海表面近くのプラットフォームは、海面の上下移動に従って良く移動することが条件のひとつであった。

6,000ft の海底に 1 個設置するのに必要な時間は 24 分との事である。

緊張係留である。

(16) SWATS 13)

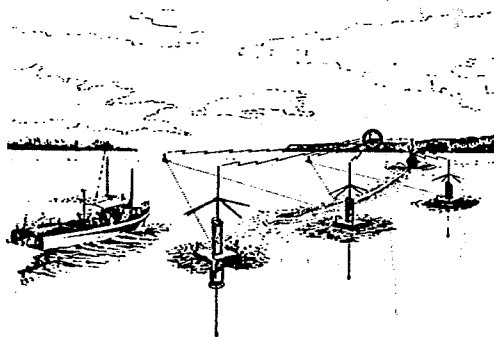


図 2-20 SWATS

米国海軍の練習用に開発された Shallow Water Acoustic Tracking System である。

水中にそなえた音波送受信器により、水中物体までの距離を知り地上局へ送信する。

係留方法は、緊張係留である。合成繊維製の係留索を水深より短い長さに切って、錘りと表面の浮子をつなぐ。浮子として十分浮力のあるようにしておくと、浮子は表面近くにとどまるので結果的に係留索に張力のかかった係留となる。円筒部下端は太くなっており、ここに充電可能なニッケル・カドミウム電池が入れてある。作動時間は 50 時間である。

(17) SACLANTCEN プイシステム¹⁴⁾

NATO の SACLANT ASW 研究センターが、海表層部での音波伝播特性研究用に 5 年がかりで開発したものである。主たる目的は、表層部（特に 200 m 位まで）の水温や流速、海上の気象を測定することである。

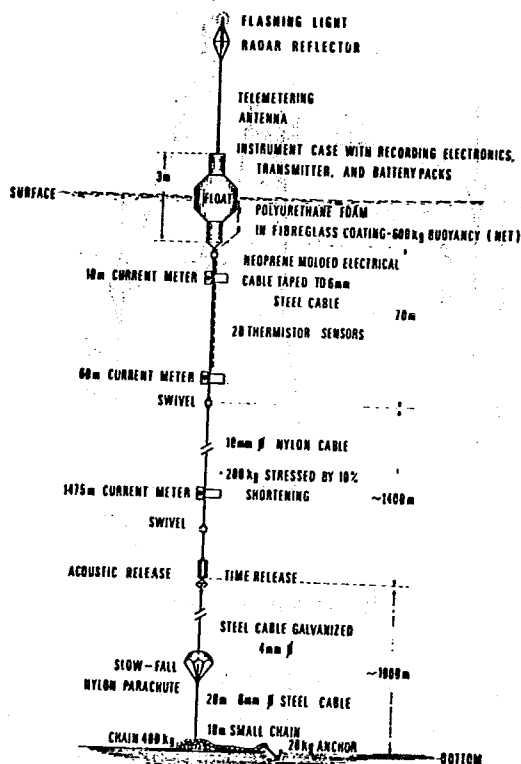


図 2-21 SACLANTCEN プイシステム

図-2-21は、地中海にあるLa Bouée Laboratoire と協力して実測をしたときに使用したブイの例である。主要部は、表面のブイと計器格納箱、サーミスタ支持索、係留索、音波リリース、タイム・リリース、錨である。この例では、サーミスタ取付索は長さ60mであるが、最近の実施例では250mに及ぶものがある。

電気部分は、三分毎にサーミスタを呼び出して温度を測定する計時測定部、磁気FMテープレコーダー、FM送信機および電源からなる。普通の設計では、15分毎に10～15km離れたステーションに信号を送り、約1ヶ月連続的に作動する。

1960年9月におこなわれたCOBLAMED 計画 (Cooperation Autour La Bouée Laboratoire a Méditerranée) でのブイの設置は、次の通りであった (図-2-22 参照)。

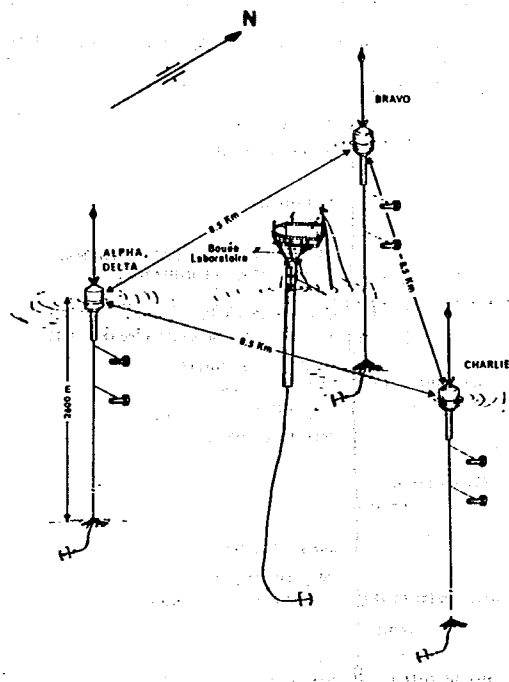


図 2-22 COBLAMED 計画でのブイの配置

まず、設置地点の水深を超音波測深器で何度も測定し、音速変化の影響などを修正した正しい水深をえておく。甲板上においたブイに取付索およびナイロンの係留索をつなぐ。ナイロン・ケーブルの長さは、設置水深が2,350～2,400mの時、予定長さより約100m短くしておく。このため、設置後ナイロンは5～7%伸びて、緊張係留ができることになる。

ブイを最初に水面に投下し、作業船はケーブルを船尾より捲きだしながら、ゆっくりとブイから遠ざかって行く。錨部だけが船尾に残るようになったとき、丁度予定地点の上に作業

船が来ているようにする。ついで錨を投入する。これには小さなナイロン製のパラシュートがついており、落下速度を遅くする役割をする。このことは、とりつけられている流速計やサーミスタ支持索などに働く一時的な抗力を小さくするために効果的である。

ブイの回収のためには、船からの水中音波信号によって作動する音波リリースをつけてある。安全のために、タイム・リリースをも併用し、計画終了予定日に作動するよう時間を設定しておいた。

20ヶのサーミスタは、平均水面より、0.5, 1.0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 50, 60 m づつ下った所にとりつけられていた。

ブイの水平方向最大変位量（平均位置からの）は、LORANをつかって実測した所、約150 mであった。このとき、鉛直変位は、ナイロンロープが伸縮しないとすると、2400 mの0.01%（24 m）であったが、このための温度測定誤差は、0.07°Cと推定された。

設置した西地中海の波浪の周期は、1～8秒であった。実測によると、ブイは常にその上部10～15 cmを水面上に見せていた。つまり、ナイロンの伸縮によって、各サーミスタの位置の水面との相対関係は、殆んど変化しないように保たれていたことになる。

このブイ・システムは、COBLAMED 計画以外には、ジブラルタル海峡（1969年）、シシリー海峡（1971年）、マルタ島近海（1971年）でも用いられた。

このブイでの問題点は、機械的なものよりも、多くは電気的な障害であった。

記録測得率は約95%であった。

参考文献

(8) Fofonoff システム 4)

これは、Fofonoffが海流の流速をはかり、それからエネルギー・スペクトルを求めるために開発したものである。緊張係留となっているが、その詳細は不明である。

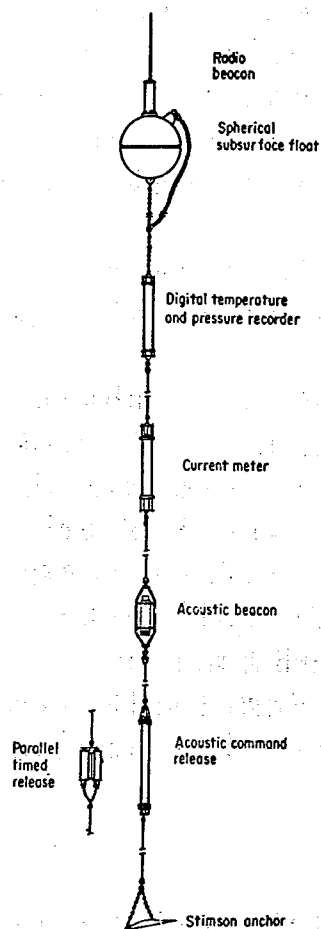


図 2-23 Fofonoff システム

(19) 地磁気測定用水中ブイ⁴⁾

今までの緊張係留は一点係留であったが、これは多点係留である。Environmental Science Service Administration の Alldredge によって設計され、海での地磁気変動を精密に測定するためのものである。

測定計器を入れた水中ブイは、純浮力 3,000 lb が期待でき、水面下約 100 ft の所に設置される。

係留索は、径 $\frac{1}{4}$ in のワイヤ・ロープで、浮力をつけるために、径 10 in のガラス玉をとりつけてある。設置水深は 12,000 ft であるが、設置方法の詳細などは不明である。

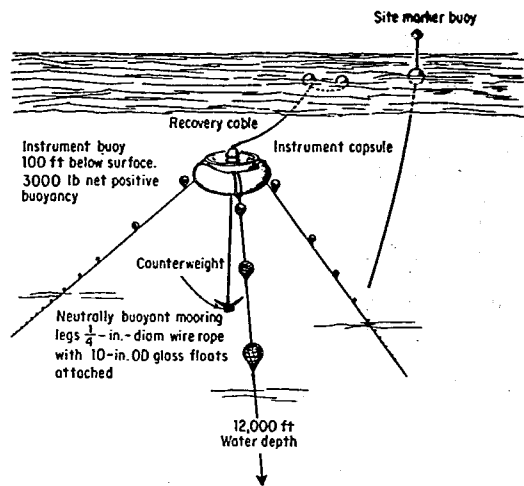


図 2-24 地磁気測定用水中ブイ

(9) ORB 15)

Ocean Research Buoy は、45 ft × 45 ft の正方形断面を有し、中央部に 20 ft × 15 ft の断面をもつウエルのあるブイである。中央部に穴のあいたバージを想像すればよい。高さ 24 ft、吃水は約 2 ft である。乗組員の定員は 10 名、45 日間の継続観測ができる資材をつめる。積載量は 30,000 lb。飲料水 5,000 ガロンで、2 個の発電機を有している。

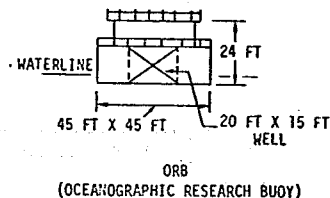


図 2-25 ORB

振動特性などは発表されていないが、おそらく精密測定には不向きであろう。

(20) FORDS2 型 15)

これは Naval Facilities Engineering Command の指導のもとに製作されたものである。基本形状は、大きなドーナツ状のベースの上に高さ 300 ft の塔をのせた形をしている。重さ 400 ton の機械を水面下 6,000 ft につるした状態で、ドーナツ部が水面下 250 ft に潜水する設計となっている。この状態で、周期 10 秒以下の波に対し、波高の 5% 以下のヒービングをするように設計された。



(21) FLIP 15), 16)

The image contains two technical drawings of the USS Nautilus (SSN-586). The top drawing is the 'DECK PLAN', a top-down view of the ship's deck. It shows the conning tower at the bow (left), followed by the main deck area with various structures and equipment. The deck is divided into sections by station markings from 0 to 335. The bottom drawing is the 'INBOARD PROFILE', a side view of the ship. It shows the hull, the conning tower, and the internal compartments, including the pump room, electronics, and air compressors. The profile also shows the ship's length and various dimensions.

☒ 2-27 FLIP

— 32 —

共鳴周期は27秒である。また、8秒の波があたった場合、FLIPの鉛直変位は波高の5%である。

鉛直直立時には、1, 2, 3, 4のタンクは清水、5は空、6, 7, 8はそれぞれ量を避えて水を入れ、9は空にしてある。

鉛直から水平にもどす際には、タンク3Tに圧縮空気を送りながら9Bに水を入れる。船尾が浮かびあがってくると、3Tに入っていた空気が、3Bおよび1Tにも流入して水を排除する。

水平時は、タンク2と4には半分近く水が入り、6, 7, 8, 9は空である。

水平より鉛直に立てるためには、1T, 3B, 3Tの空気口をあけてそのままにしておけば良い。

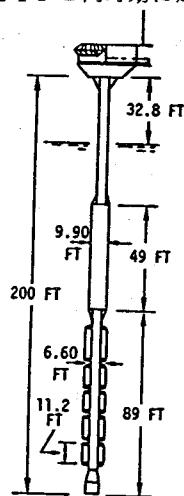
船首部に主要部がある。最上甲板には船員室、次の甲板が実験室、第三甲板には研究員室がある。船首部の最下部には、主機械室があり、三ケのディーゼル発電機、ジャイロコンパスなどがある。エンジン室の下の円筒には、空気圧縮機のある機械室、第二実験室、および住居施設がある。

今迄の実績からみると年間25%は海上で作業している。

鉛直直立時のFLIPの方向制禦は水中のスクリューで行い、20ノットの風にまで耐えられるようになっている。

(2) La Bouee Laboratoire 15), 16)

モナコ海洋研究所によって、FLIPと同時期に建造され、ニースとコルシカ島の中間の、



LA BOUEE-LABORATOIRE

図2-28 モナコ海洋研究所浮遊観測所

水深 2,600 m の地点に設置されている。

地中海では、太平洋と違って周期の長い 15 秒～18 秒の波は、それ程強いエネルギーをもっていないので、設計条件が、かなりゆるやかであった。吃水深は 170 ft である。これは、常に鉛直に保たれており、ほとんど位置を変えないが、変える場合には曳航速度は 1 ノットである。

係留には長さ 3,500 m の合成繊維のロープ 2 本をつかっている。このうち下部 2,000 m は比重 0.95 のポリプロピレン、上部 1,500 m は比重 1.1 のナイロンを使用する。こうしておくと、静穏時に網がもつれなくてすむ。錨としては四枚羽根のプロペラを鎖を介してポリプロピレン網につないでいる。

ナイロン網の上端にはワイヤ・ロープがつけてあり、ワイヤーは天秤につながれている。天秤の一端はブイの下部にとりつけた滑車につながれており、他端はブイの少し上の部分にある滑車とつながれている。網は居住部まで引かれて居り、この網の操作により、係留索の張力を調節できる。

ブイ頂部にはヘリポートがある。ここの面積は 650 ft² である。居住区直下の断面積が変化する部分は機械室で、2 個の発電機とその他の機械が入っている。

吃水は約 170 ft だが、これはバラストを加減して、いくらかは変化させることができる。

吃水線部で径 5.6 ft あり、水面下 26 ft で 6 ft となる。これから下に長さ 49 ft 径 9.9 ft の円筒部がある。ここには居住区からエレベーターで降りてくることができる。6 つの部屋があって、実験資材、食料等の貯蔵に使われる。食料は 3 ケ月分貯蔵できる。

さらに下部は、径 6.5 ft で、下に行くにしたがって径 5.6 ft に減少する。この部分の外側には、100 ton の固定バラスト、10 ton の飲料水を入れるタンク、8 ton の燃料を入れるタンクがとりつけてある。

ブイの固有周期は 22 秒、8 秒の波に対して鉛直変位は波高の 16 % である。

使用した経験から、次のような意見が述べられている。

もともと、係留索を 2 本使用したのは流れによってブイが傾斜するのを防ぐためであった。これには成功したけれども、この係留索をつなぎとめた 2 点が、風でひきおこされたトルクに対するモーメントを誘起して、ブイの方向が絶えずふらつく。水面近くにブイの回転を防止する構造物が必要である。

プラットフォームの設計外力として、流速 2 ないし 4 ノット、風速 120 ノット、波高 2 m、周期 14 秒とすることが望ましい。

曳航速度は 5 メット位が望ましい。これは、維持補修および新計器のとりつけのため、港に曳航する必要が生ずるからである。

外部にとりつけたタンクをなくし、この部分を回転体にする方が良い、等である。

(23) SPAR 15), 16)

米国海軍のNaval Ordnance Laboratory により開発された、水中音波伝播研究用の Seagoing Platform for Acoustic Research である。長さ 355 ft, 鉛直時吃水深 300 ft で、バラストおよび浮力をつけるための 12 の部屋を有する径 16 ft の円筒状のものである。太さを変えなかったため、固有周期は短くなり、約 1.9 秒である。しかし、1.0 秒以下の波に対しては、(21), (22) のものにくらべて、増幅率が小さく、計算上では、8 秒の波に対して、波高の 0.1 % の鉛直変位しかしめさないことになっている。しかし、実測値はない。

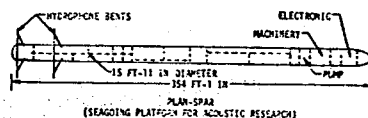


図 2-29 SPAR

船首部の形は、鉛直直立時の風力に対し、ブイの方向維持が容易であるように考えて設計した。ブイの方向は、プロペラによって変更できるようになっている。

SPAR の特徴は、無人であることである。ブイの操作、観測器械の作働は、すべて母船から行う。したがって、SPAR を曳航していった母船が、観測中傍を離れることができない。また、特殊な捲揚機などを要するため、母船として簡単なものを使用することができない。こうした事のため、いまだに SPAR は研究用としては使用されていない。

(24) POP 16), 17)

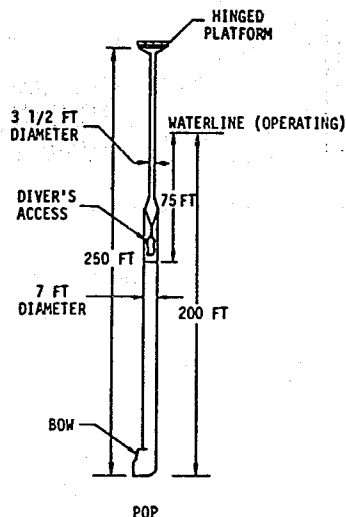


図 2-30 POP

Perpendicular Ocean Platformは、ジェネラル・モーターズによって開発され、1966年に進水したものである。全長234 ft で、上部96 ft は径3 ft 6 in、下部の長さ138 ft の部分は径5 ft 9 inである。上下部の接続部にあたる場所は、直立時に水面下約80 ft にあるが、ここにダイバーの出入りのためのエアロックがある。吃水深は180~200 ft である。

POPは、FLIPとおなじく、バラストタンクに水や圧縮空気を出し入れさせて、水平位置に戻したり、鉛直にたてたりする。

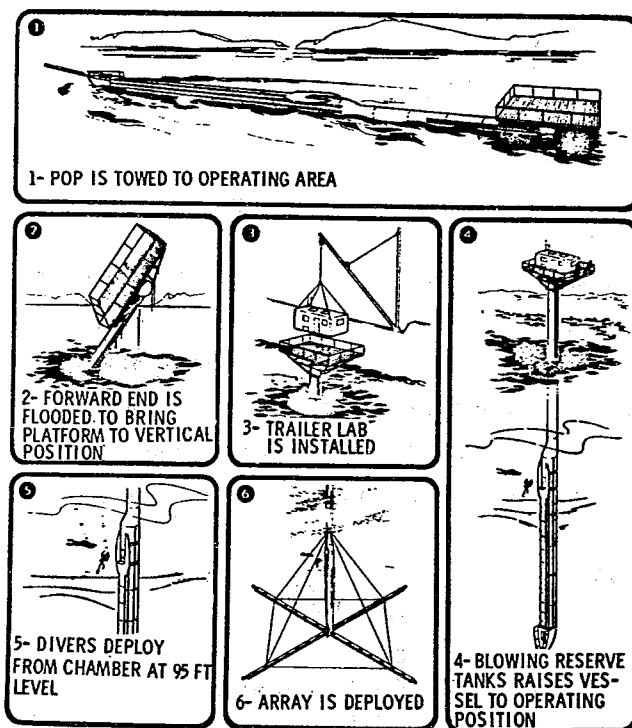


図2-31 POPの当初作業計画

FLIPと異なる所は、水平曳航時に船首となる場所が直立時には下部になることである。こうした構造にしたのには、ふたつの理由がある。ひとつには、船首部は他の船体部にくらべて厚くしたいこと、ついで、水上に出ている居住部は、そんなに頭丈にする必要がないことである。

当初のPOPでは、居住部は永久施設ではなかった。船尾部に、ヒンジでとりつけられたプラットフォームがあり、これはいかなる場合にも水平に保たれる。そこへ、母船から部屋をおろしてとりつけるのである。

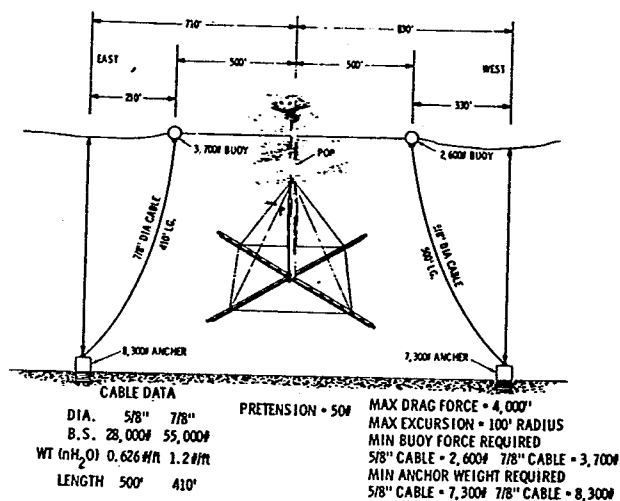


図 2-32 POPを2点係留した例

図-2-32は、カリフォルニア沖サンタクルス島近くでおこなった、水中音波伝播実験にPOPを用いた例である。

POPの下部に一本の長さ100ft、重量400lbのアルミ製の腕が、4本とりつけられ、これにハイドロフォンをつけてある。

設置位置の固定のために、二点係留とした。この地点の水深は2,600ft、予想される流速は1ノットであった。この係留に必要なケーブルの大きさ、錨の重量、ブイの大きさ、ケーブルのプレテンションなどは、多点係留のプログラムを使用して計算した。

1967年5月、第一回テストを開始した。アルミの腕木は3ヶ月半で回収されたが、その間、POPには10回の姿勢転換試験、75マイルの曳航試験、上部プラットフォームの回転試験、エアロック試験および19ヶ月半の係留試験がおこなわれた。

この結果、居住区を母船からPOPに移設するのは、外洋では時間がかかりすぎるので、円筒型のものをPOP本体に永久的にとりつける構造とした方が良いことがわかった。

この間に、平均流速0.5ノット、最大流速2ノット、最高波高12ft.を経験した。

ヒービングモーションは殆んどなかった。ただ、1Hz.程度のピッチングに似た動きが観測されたが、これは推定されたピッチング周期にくらべ、はるかに高周波数であった。この運動の原因は、船体の曲げによるものらしく、振動周期はこの原因と考えると計算値と一致した。

非常に流れの早い時、7度傾いたのが観測された。

第一期テストの結果、問題点はアームの操作、強度などと、POPの深海での係留であることがわかった。

第二回テストのために、若干の改良を行った。居住区はPOPに取付けたものにし、ここに2名の乗組員が数日間泊り込めるようにした。径5 ft 9 in から径3 ft 6 in に断面変化する部分を補強して、荒天時の曳航に耐えられるようにした。

曳航速度は6ノットであった。

第二回テスト中、風速が25ノットから30ノットに増加し、海象状態6になったことがあった。このとき、傾斜角は5度から7度であり、回転率は毎秒1度であった。波高は18 ft であった。

その後、POPは、サントイルス島の太平洋側の沖に、3年半以上にわたって係留されている。全曳航距離は500マイル、位置転倒回数は約30回におよんでいる。

(25) ELFOCEAN 15), 18)

Bureau Commun d'Etude Marine により開発され、1971年4月の時点で、すでに2年半、大西洋側のビスケー湾の水深約100 mの地点に設置されている。

本体は、長さ110 m、径7 mの円筒で、頂部は径10 mの円筒となっている。底部は21 m × 24 mの長方形をした重力式の錨(コンクリート製で重さ800 ton)で、本体部とユニバーサルジョイントで結合されている。浮力は側面上部につけた6個のタンクにより、これで本体を鉛直に保っている。

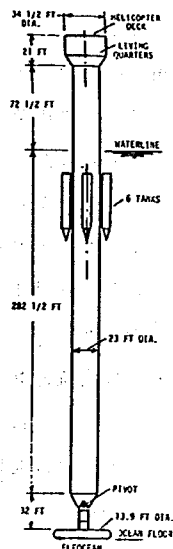


図2-33 ELFOCEAN

最上部は居住区でその屋根は、径10 mのヘリポートとして使用される。各種測定計器、

荷役装置，ユニバーサルジョイント検査用計器がつまれている。

居住区は小さいけれども，快適であった。波高 12 m ，風速 60ノット という云う条件下でも作業できた。同じような条件下で，ヘリポートは 15 m の動きをしめしたが，なお使用可能であった。

試験期間中の 90% は全く動揺のない状態に保たれ，波高 13 ft の状態では， 10 ft 以下しか動揺しなかった。

(26) Quick Reference Buoy 4)

これは観測用ではなく，海中に基準点を設けるためのものであるが，そのアンカーに特色があるので，ここにとりあげることにする。Ocean Science and Engineering 会社によって開発された。係留索はピアノ線であって，最長 $35,000\text{ ft}$ のものまで可能である。ブイが水中におかれると，錨は 50 ないし 60 ft/sec の速度で，ピアノ線を繰出しながら落下して行く。錨が海底につくと自動的にピアノ線の巻きだしが中止され，緊張係留が出来るため，基準点としてのブイの変位は小さい。

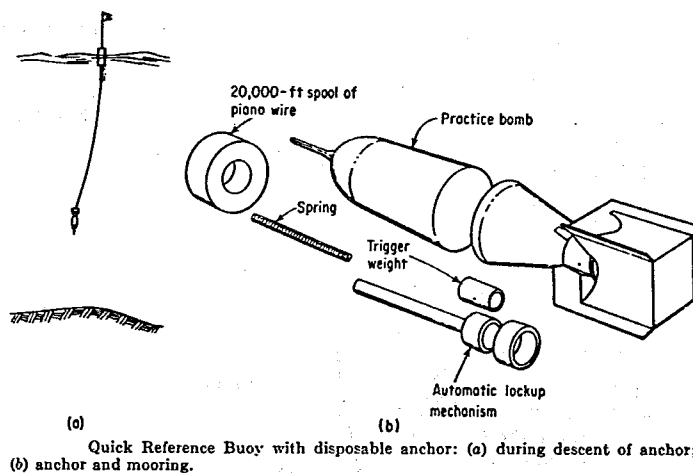


図 2-34 Quick Reference Buoy

ブイの形状に関する，やゝ一般的な比較をおこなっている論文があったので，ここに紹介する。棒状 (Spar) のものは，安定ではあるが抗力が大きいこと，および波運動との共鳴性に難点がある。

修正棒状のものはローリングやピッチングに対しては棒状のものよりも安定であるが，抗力の

点では改良されていない。

BASIC HULL SHAPES

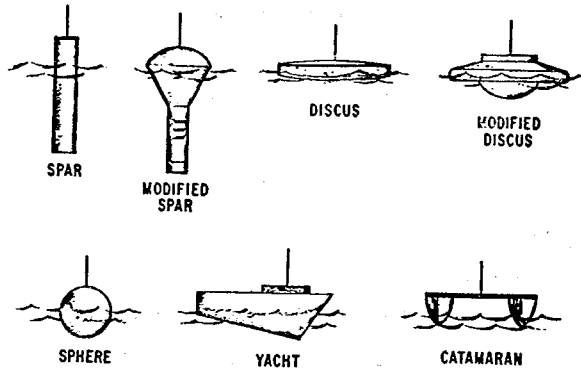


図 2-35 ブイの基本形状

円板は抗力の点では勝るけれども、載荷力が小さいという欠点がある。

球は抗力が大きく、潮流の激しい所には不向きである。

ヨット型のは、場所を屢々変更するブイとして良く使用され、長期間の係留にも耐えるが、建造費用が高いことに難がある。

双胴船は、抗力も小さく、安定なフロートとしての性能が良いが、載荷重に制限がある。

修正円板状ブイは、抗力も小さく、単位建造費あたりの載荷能力が大きい。かなり荒天時の海でも十分安定である。静的安定角は79度（SEASブイの場合）であった。

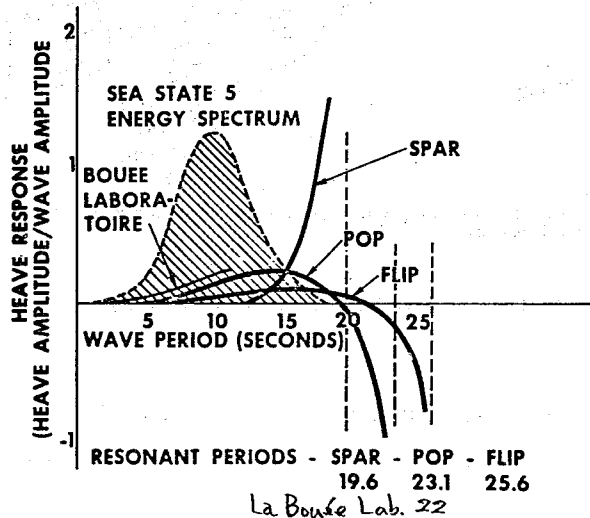


図 2-36 各種ブイの振動特性

図-2-36は、大型棒状ステーションの、La Bouee, SPAR, POP, FLIPの振動特性の比較である。図中、斜線をほどこしたのは、10秒の所にピークのある風波のエネルギースペクトルの模式図である。表-1に、各ブイの大きさをしめす。一般に長さを長くし、しかも水中部分下部の大きさを大きくした方が固有周期は長くなる。特にPOPは、周期を長くするよう意を用いてある。

表-1 各ブイの大きさ

名 称	全 長	水中部の長さ	水面部の半径	水中下部の半径	固有振動周期
FLIP	355ft	300ft	12ft6in	20ft	25.6 sec
La Bouee Lab.	200ft以上	170ft	5.6ft	5.6ft~9.9ft	22 sec
SPAR	355ft	300ft	16ft	16ft	19.6 sec
POP	234ft	180~200ft	3ft6in	5ft9in	23.1 sec

参考文献

- 1) Marks, W. and R.G. Tuckerman; A telemetering accelerometer wave buoy, Ocean Wave spectra, 1963
- 2) 光易はか; 海洋波の方向スペクトルについて, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973
- 3) Longuet-Higgins, M.S. et al; Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy, Ocean Wave Spectra, 1963
- 4) Meyer, J.J. et al; Handbook of Ocean and Underwater Engineering, McGraw-Hill, 1969
- 5) Ford, J.R. et al; A new method for obtaining the directional spectrum of ocean surface gravity waves, The New Thrust Seaward, Marine Technology Society, 1967
- 6) Caron, A.B.; Surface impact location system, Engineering in the ocean environment, 1972
- 7) Bader, J.; Ocean Platform, Offshore Technology Conference, 1970
- 8) Montgomery, W.S.; A new simplified high resolution recorder, The New Thrust Seaward, Marine Technology Society, 1967

- 9) Denton, R.F. et al. ; Concept and design of the SEAS buoy system,
The New Thrust Seaward, Marine Technology Society, 1967
- 10) Metzler, A.R. et al. ; A deep ocean surface wave measuring buoy
system, The New Thrust Seaward, Marine Technology Society, 1967
- 11) Smith, B.L. et al., An estuarine pollution monitoring system utilizing
multivariate prediction techniques, Engineering in the Ocean Environment,
1972
- 12) Russel, T.L., A step-type recording wave gage, Ocean Wave Spectra,
1963
- 13) Franklin, R.S. ; A shallow water acoustic tracking sytem for underwater
targets, Engineering in the Ocean Environment, 1972
- 14) Shonting, D.H. et al. ; The SACLANTCEN temperature profiling buoy
system, Engineering in the Ocean, 1972
- 15) Bader, J. ; Ocean platform — State of the art, Offshore Technology
Conference, 1970
- 16) Brahtz, J.F. ; Ocean Engineering, John Wiley & Sons, 1968
- 17) Swenson, R.C. ; Engineering aspects of a movable surveillance system,
Civil Engineering in the oceans, Vol.2, 1969
- 18) Bellon de Chassy, C. et al. ; Various uses for the articulated
column ELFOCEAN, A new concept, Offshore Technology Conference, 1971
- 19) Buoy Technology, Trans. 1964 Buoy Technol. Symp., Marine Technology
Society, 1964
- 20) Trans. Second Internatl. Buoy Technol. Symp., Marine Technology
Society, 1967
- 21) Smith, J.E. ; Structures in deep ocean engineering, U.S. Naval Civil
Eng. Lab.

などが良いと思われる。

第 3 章 係留円筒浮体の応答特性と索張力

3-1 はじめに

外海における波浪観測用ステーションの構造形式や寸法の選定に際しては、浮遊構造物に作用する波力、構造物の動特性、係留索張力、構造物周辺の水面への擾乱などを考慮する必要がある。外海においては特に波向き範囲が広いので、構造物形状としては、球形、円筒形など波向きの影響の小さいものが基本となると思われる。

本章では、浮遊構造物の波に対する応答特性および索張力に着目して、バネ係留円筒浮体を対象に選び、模型実験と理論計算の両面から検討を加える。波浪観測ステーションの構造形式として、円筒形ないしは円盤形が最適であるとはいえないが、更に複雑な形状の浮遊構造物を扱う上での基本的形状の1つとして基礎データを与えるものと思う。また、既存の浮遊構造物の係留索としてバネが使用された例は少ないが、一般の係留索もある程度までの荷重範囲では近似的にバネとして扱えると考えられること、理論的扱いが比較的容易であること、などから判断して実験・理論計算ともにバネ係留を対象とする。

次節ではバネ係留円筒浮体に対する運動方程式を組立て、浮体の応答特性および係留索張力の理論式を導く。第3節および第4節では、バネ係留浮体の模型実験について説明し、その実験結果を理論解と比較検討する。浮遊式波浪観測ステーションとして、二、三のモデル形状・寸法を設定し、そのモデルについて種々条件を変えた理論計算を行ない考察を加えているのが第5節である。

現在までのところ理論解によって実際現象を十分に説明するに至っていないが、若干の興味ある結果が得られたので以下に説明する。

3-2 係留円筒浮体に関する理論

波運動下の円筒浮体の挙動については、係留されている場合も含め既にいくつかの理論的研究^{1) 2) 3)} 実験的研究^{4) 5)} がなされている。しかしながら係留円筒形浮体に対する理論の実験的検証はなされていない。

本節ではバネ係留円筒浮体に対する理論の概略を説明し、浮体の応答特性、バネ張力の理論式を導く。理論展開の基礎となる仮定を以下に記す。

(1) 波に関して：

- ・流体は非粘性、非圧縮性とする。
- ・一様水深における微小振幅波を扱う。
- ・入射波は単一周期の規則波とする。

(2) 浮体に関して：

- ・浮体は剛で、その運動は微小とする。

これらの拘束力を文献³⁾に与えられた自由円筒浮体の運動方程式と組合わせて解くことにより、バネ係留円筒浮体の運動振幅や位相が求まることになるが煩雑になるので式は省略し、次の近似理論について述べる。

伊藤ら¹⁾は速度ポテンシャル表示中の減衰的定常波に相当する無限級数項を省略して、自由円筒浮体の運動方程式を導いている。それらの式と式(2・2)～(2・4)のバネ拘束式を組合わせると次式を得る。

$$\begin{aligned} \left(\mu_{x_1} - \frac{h H_1}{a H_1^*} \frac{q \lambda_0 f_H^2}{n} \right) C_x + \left(\mu_{\delta_1} + \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q \lambda_0 f_H f_M}{n} \right) C_\delta \\ = -\frac{4}{\pi k a} \left(\frac{h}{a} \right) \frac{f_H}{H_1^*} \end{aligned} \quad \dots\dots (2 \cdot 6)$$

$$\left(\mu_z - \frac{k a}{2 n} f_B^2 \frac{H_0}{H_0^*} \right) C_z = \frac{2 i f_B}{\pi k a} \cdot \frac{1}{H_0^*} \quad \dots\dots (2 \cdot 7)$$

$$\begin{aligned} \left(\mu_{x_2} + \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q \lambda_0 f_H f_M}{n} \right) C_x + \left(\mu_{\delta_2} - \frac{h}{a} \frac{H_1}{H_1^*} \frac{q \lambda_0 f_M^2}{n} \right) C_\delta \\ = \frac{4}{\pi k a} \left(\frac{h}{a} \right) \frac{f_M}{H_1^*} \end{aligned} \quad \dots\dots (2 \cdot 8)$$

ただし、入射波を $\zeta = \zeta_0 e^{i(\sigma t - kx)}$ で表わしたとき、

$$\begin{aligned} C_x = A_x e^{-i\beta x} = \xi / \zeta_0, \quad A_x = |X_0| / \zeta_0 \\ C_z = A_z e^{-i\beta z} = \eta / \zeta_0, \quad A_z = |Z_0 - \bar{Z}_0| / \zeta_0 \\ C_\delta = A_\delta e^{-i\beta \delta} = a \omega / \zeta_0, \quad A_\delta = a |\delta| / \zeta_0 \end{aligned} \quad \dots\dots (2 \cdot 9)$$

$$\begin{aligned} \mu_{x_1} = \frac{\sigma^2 h}{g} - \frac{2}{q} K^* \cos^2 \alpha, \quad \mu_{\delta_1} = -\frac{2}{q} K^* \ell^* \cos \alpha, \quad \mu_{x_2} = \mu_{\delta_1} \\ \mu_{\delta_2} = \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{r}{4} + \frac{1}{96q} \left(\frac{a}{h} \right)^2 + \frac{\bar{q}}{12} \right\} - \frac{1}{4q} + \left(\frac{h}{a} \right)^2 \left(\frac{q}{2} + \frac{\bar{Z}_0}{h} \right) - \frac{2}{q} K^* \ell^{*2} \end{aligned} \quad \dots\dots (2 \cdot 10)$$

$$\mu_z = \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ q + \frac{1}{8q} \left(\frac{a}{h} \right)^2 + \frac{\bar{q}}{3} \right\} - 1 - 2K^* \sin^2 \alpha$$

$$K^* = K / \pi \rho g a^2, \quad \ell^* = \ell / a \quad \dots\dots (2 \cdot 11)$$

である。(他の記号の意味については、図-1および文献^{1), 3)}を参照)

鉛直運動については式(2・7)を解き、水平運動・回転運動については式(2・6)、(2・8)を連立させて解けば、運動の振幅 A_x, A_z, A_δ および各運動の位相 $\beta_x, \beta_z, \beta_\delta$ が求

まる。また、係留バネの変動張力 T は、 C_x, C_z, C_δ を用いて次式で表わされる。

$$\frac{T}{\pi \rho g a^2 \zeta_0} = K^* (\pm C_x \cdot \cos \alpha + C_z \cdot \sin \alpha \pm C_\delta \cdot \ell^*) \quad \dots\dots (2 \cdot 12)$$

ただし、 $+$ は沖側バネ、 $-$ は岸側バネに対応する。式(2・12)は減衰的定常波をも考慮した厳密理論についても成立する。

3-3 バネ係留円筒浮体の実験

前節で述べた理論の妥当性を検証するために、円筒浮体の模型を作り二次元波動水槽中にバネ係留し、各種条件の波を作用させて円筒浮体の応答および索張力の変化を調べた。

(1) 実験装置

実験装置の概要を図3-2に示す。実験に用いた波動水槽は、長さ25m、幅80cm、深さ100cmで、一端にユニバーサル型造波機、他端に消波装置が設けられている。

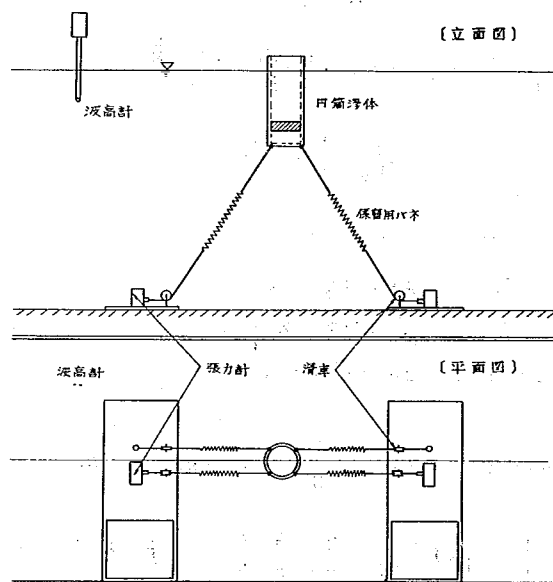


図3-2 実験装置の概要

円筒浮体模型としては、半径5.47cm、肉厚5mmの亚克力樹脂パイプを用い、その内部に鉛の錘を入れて浮体の重量や重心位置を調整した。理論の検証を主目的とした実験であることから、係留用バネは寸法・自重ともに小さく、線形性が良いことが要求される。したがってバネは外径を5mm以内、全長25cm程度とし、これをほとんど伸びのない水系と連結させて所要の長さの係留索とした。模型浮体の諸元および係留用バネの諸元を表-1および表-2に示す。

実験においては図3-2に示すように沖側・岸側各2本のバネにより対称に係留し、そのうち

表-1 模型浮体諸元

浮体番号	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4
全長 (cm)	50.0	24.9	12.8	12.8
半径 (cm)	5.47	5.47	5.47	5.47
質量 (gr)	3384	1692	677	602
慣性能率 (gr·cm)	5.31×10^5	7.41×10^4	1.01×10^4	9.68×10^3
b (cm)	3.87	3.87	3.87	3.87
d (cm)	9.50	4.50	3.50	3.50
係留前吃水深 (cm)	36.0	18.0	7.2	6.4
〃 重心深さ (cm)	26.0	13.0	3.2	2.4
係留後吃水深 (cm)		22.5		11.4
〃 重心深さ (cm)		17.5		7.4

b, d については図3-1 参照

表-2 係留用バネの諸元

バネ番号	1	2	3	4
材質	ステンレス	ステンレス	鋼	鋼
外径 (mm)	4.0	4.5	5.0	5.0
全長 (cm)	25.4	25.4	25.0	25.0
バネ定数 (gr/cm)	5.0	16.7	100.0	40.0
最小荷重 (gr)	45.0	120.0	0.0	0.0

最小荷重は、これ以下の荷重に対する
バネの伸びが0であることを意味する

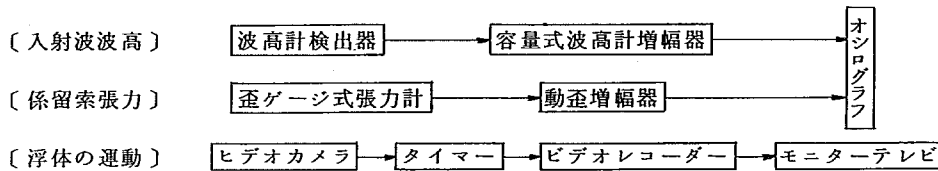
表-3 実験ケース

実験ケース	係留角 (deg.)	バネ定数 (gr/cm)	吃水深 (cm)
係留角の変化	30	40.0	22.5
	60		
	90		
	120		
バネ定数の変化	60	5.0	22.5
		40.0	
		100.0	
吃水深の変化	60	40.0	22.5
			11.4

の各 1 本について索張力を測定した。索は水底面に固定された滑車を通して張力計に連結されている。張力計としては容量 10 kg の防水型 ストレンゲージ式引張圧縮荷重変換器を用いた。また、入射波の測定には容量式波高計を、浮体運動の測定・解析にはビデオシステムを使用した。

(図 3-3)

図 3-3 測定機器システム



(2) 実験条件と実験方法

実験条件としては水深を 80 cm に保ち、入射波の周期を広範囲 (0.8 ~ 4.0 sec) に変えて行った。理論計算では微小振幅を仮定しているが、入射波高を周期とともに変えることは浮体運動の共振点をさがしながら実験を行なっていく上で不便であるので、周期によらず入射波高は 2 cm とした。したがって周期 1.2 sec 以下では通常いわれている微小振幅波理論の適用範囲を若干はずれる。

模型浮体および係留用バネとしては各 4 種類製作したが、初期張力と係留の容易さから、今回の実験では浮体模型としては N_2 および 4、バネは $K=5, 40, 100 \text{ gr/cm}$ の 3 種類を用いた。実験ケースを表-3 に示す。

各ケースについて模型浮体を所要の吃水と係留角で係留ののち、入射波の周期・波高を調整する。その際水粒子の動きが微小振幅波理論にできるだけ合致するように、入射波周期に応じて造波板の支点位置を移動させる。浮体応答の共振点付近では入射波周期の微小の変化により浮体運動が大きく変化するので $1/100 \text{ sec}$ のオーダーで周期を調整する必要があった。

3-4 実験結果と理論解の比較

浮体の運動振幅および索張力について、理論解を実験結果と比較検討する。整理に用いた無次元パラメータは、浮体運動については運動振幅と入射波振幅の比、すなわち、 $A_x = |X_0|/\zeta_0$ 、 $A_z = |z_0 - \bar{z}_0|/\zeta_0$ 、 $A_\delta = a|\delta|/\zeta_0$ を、索張力については $A_t = |T|/\pi \rho g a^2 \zeta_0$ を選び、これと $\sigma^2 h/g$ の関係でまとめてある。パラメータ $\sigma^2 h/g$ は $\sigma = 2\pi/T$ であるから、深海波の波長 L_0 を用いると $\sigma^2 h/g = 2\pi h/L_0$ と書き直せる。

(1) 厳密解との比較

図 3-4 (a) ~ (g) に実験値と理論曲線が比較されている。全体的にみると、浮体運動、索張力ともに理論値と実験値はかなりよく一致している。しかしながら、水平運動、回転運動の実験値のピークは理論値に比して $\sigma^2 h/g$ のやや大きいところ (短周期より) に現われており、ま

各図で上は浮体運動振幅

$$Ax = |x_0| / \zeta_0 \quad \text{——} \quad \Delta$$

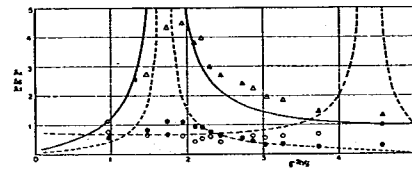
$$Az = |z_0 - \bar{z}_0| / \zeta_0 \quad \text{---} \quad \bigcirc$$

$$A\delta = a |\delta| / \zeta_0 \quad \text{- - -} \quad \bullet$$

下は係留索張力振幅

$$AT = |T| / \pi \rho g a^2 \zeta_0 \quad \text{沖側}$$

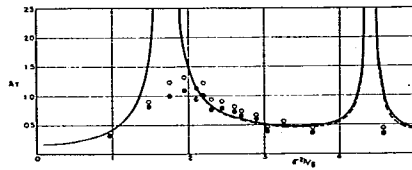
$\bigcirc$, 岸側 $\bullet$



(a) $qh = 2.25 \text{ cm}$

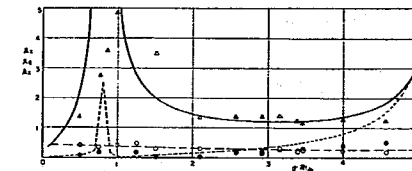
$K = 4.00 \text{ gr/cm}$

$\alpha = 30^\circ$



(b)

$\alpha = 60^\circ$



(c)

$\alpha = 90^\circ$

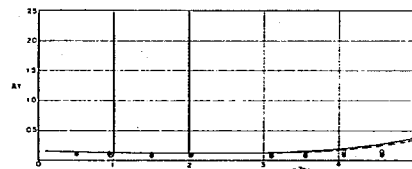
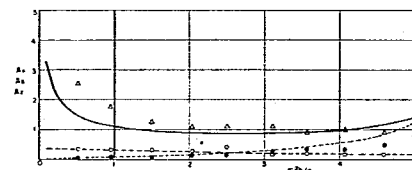
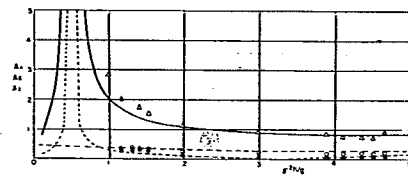
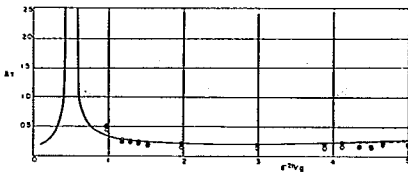


図 3-4 (a)~(c) 実験値と厳密解の比較



(d)

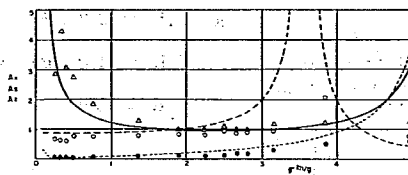
$$\alpha = 120^\circ$$



(e) $qh = 22.5 \text{ cm}$

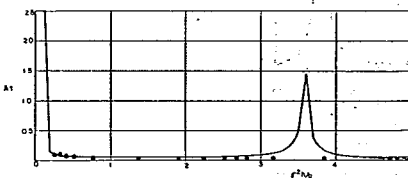
$$K = 5.0 \text{ gr/cm}$$

$$\alpha = 60^\circ$$



(f)

$$K = 100.0 \text{ gr/cm}$$



(g) $qh = 11.4 \text{ cm}$

$$K = 40.0 \text{ gr/cm}$$

$$\alpha = 60^\circ$$

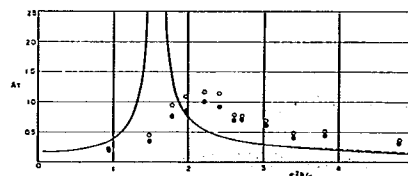
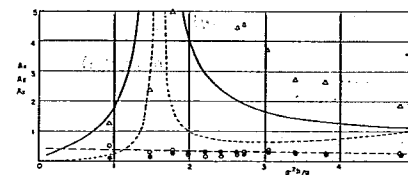
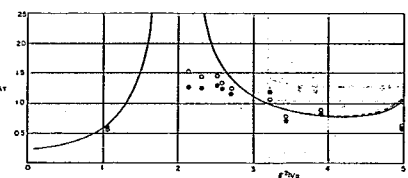
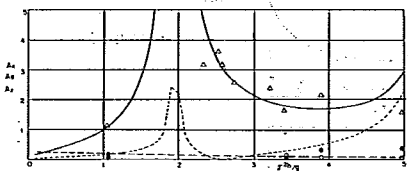


図 3-4 (d)~(g) 実験値と厳密解の比較

たピーク付近の値は一般に理論値より小さめである。前者の理由は現在のところ不明であるが、厳密理論における自由浮体の運動方程式と係留索拘束の組合せのうち、回転運動部分にやや不確かな点もあるので目下検討中である。後者の理由としては、理論解の不十分な点として次の3つが挙げられよう。第一には浮体および波の運動を微小とおいた線形理論であること、第二に流体の粘性を無視していること、第三にバネの減衰性やバネの目重と作用波力を無視していること、である。しかしながらこれらの諸要素を考慮した理論を展開することは極めて難しく、定性的にも推測の域を出ない。

次に個々の実験ケースについてやや詳細に検討を加える。

A) 係留角変化の影響 (図3-4(a)~(d) 参照)

水平・回転運動のピークは係留角 α が増すにつれて次第に長周期側に移動し、 $\alpha = 90^\circ$ では $\sigma^2 h/g = 0$ にピークを生じる。さらに α が増加し $\alpha = 120^\circ$ (cross type 係留) になると再びピークの $\sigma^2 h/g$ は増加してはば $\alpha = 60^\circ$ の場合と一致したところにピークが現われる。この結果からみる限りでは、通常いわれている cross type 係留の有効性は必ずしも明瞭ではない。この点について後節でも触れるが、cross type が有効になるのはある条件の場合に限られるものと思われる。

B) バネ定数変化の影響 (図3-4(b), (e), (f) 参照)

図3-4(e), (f) は(b) が $K = 40 \text{ gr/cm}$ の場合であるのに対して、同一浮体に対しバネ定数を 5 gr/cm と 100 gr/cm に変化させたものである。バネ定数が増加するにつれて共振点は水平・回転運動、鉛直運動ともに、 $\sigma^2 h/g$ の大きい短周期側に移動する。また索張力はバネ定数の増加と共に全体的に増加する。このときに浮体運動に対する拘束は必ずしも増加せず、むしろ運動が大きくなる傾向ともみられる。これは前述のように、ピークの位置がバネ定数の変化とともに移動するためであろう。

C) 吃水深変化の影響 (図3-4(b)(g) 参照)

図3-4(g) は(b) の場合に比して吃水が約半分になっている。吃水の減少もピークをより短周期側に移動させるといえる。これは自由円筒浮体の場合にも認められる現象で、浮体の付加質量、付加慣性モーメントを考慮すれば、ある程度理論的に説明できる。

(2) 近似解との比較

図3-4に対応して実験値と近似理論解を比較したものが、図3-5(a)~(g)である。近似解が厳密解と最も著しく相違する点は、鉛直運動およびそれにともなう係留索張力のピークの現われる $\sigma^2 h/g$ の値がかなり減少していることである。

実験値では相当するピークは現われておらず、この点に近似解の精度の不充分さが顕著にあらわれている。なお水平・回転運動およびそれに対応した索張力については、厳密解よりもむしろ近似解と実験値の一致度がよい傾向もみられるが、前項で述べたように厳密理論の式中、回転運

各図で上は浮体運動振幅

$$Ax = |X_0| / \zeta_0 \quad \text{———} \Delta$$

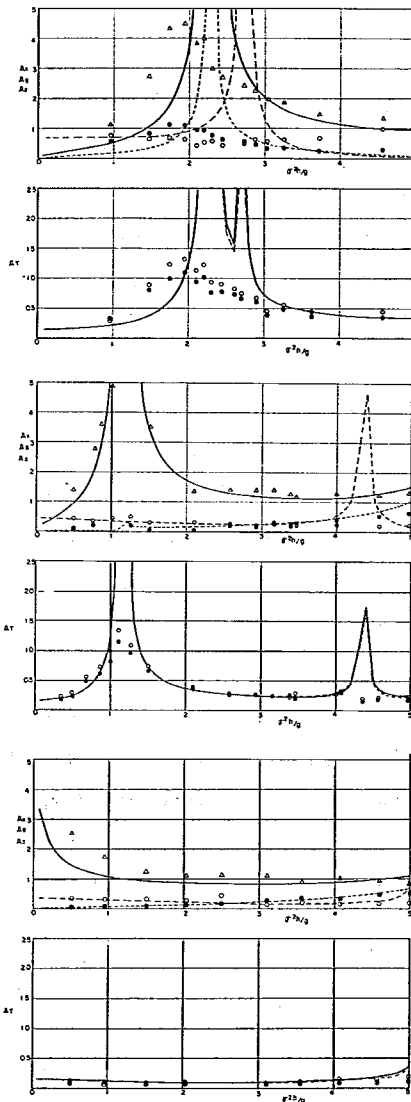
$$Az = |z_0 - \bar{z}_0| / \zeta_0 \quad \text{-----} \bigcirc$$

$$A\delta = a |\delta| / \zeta_0 \quad \text{.....} \bullet$$

下は係留索張力振幅

$$AT = |T| / \pi \rho g a^2 \zeta_0 \quad \text{沖側}$$

$\bigcirc$, 岸側 $\bullet$

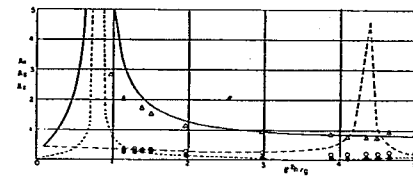


(a) $qh = 2.25 \text{ cm}$
 $K = 40.0 \text{ gr/cm}$
 $\alpha = 30^\circ$

(b)
 $\alpha = 60^\circ$

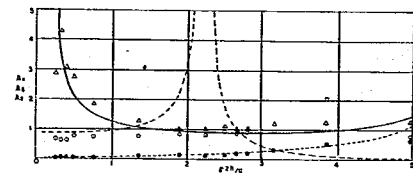
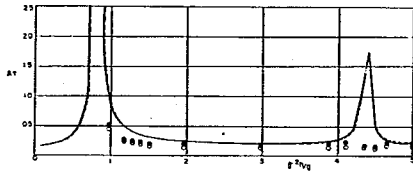
(c)
 $\alpha = 90^\circ$

図 3-5 (a)~(c) 実験値と近似解の比較



(d)

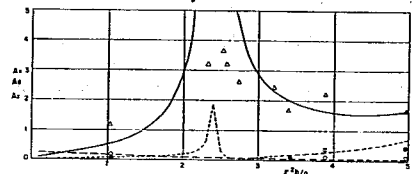
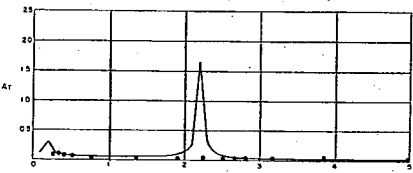
$$\alpha = 120^\circ$$



(e) $qh = 22.5 \text{ cm}$

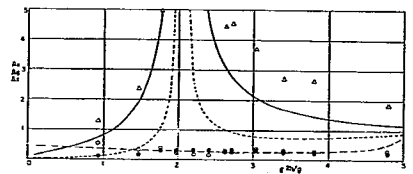
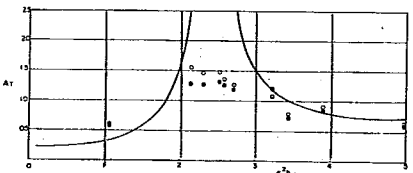
$$K = 5.0 \text{ gr/cm}$$

$$\alpha = 60^\circ$$



(f)

$$K = 100.0 \text{ gr/cm}$$



(g) $qh = 11.4 \text{ cm}$

$$K = 40.0 \text{ gr/cm}$$

$$\alpha = 60^\circ$$

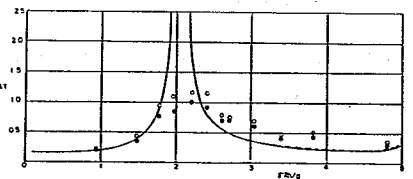


図 3 - 5 (d)~(g) 実験値と近似解の比較

動の運動方程式にやや疑問の点も残されているので、その点を目下検討中である。

伊藤¹⁾は固定円柱に対して厳密解と近似解の比較を行ない、近似解の精度がほぼ満足できるとしているが、浮体のように構造物運動ともなう造波抵抗が大きい場合には、無限級数項の省略は問題がありそうである。

3-5 モデル浮体に対する検討

第3～4節で検討した浮体寸法は、模型実験上の制約から決めたものであるので、波浪観測用ステーションの模型としては必ずしも適切ではない。本節では二、三のモデル浮体を設定して理論計算を試み、それを基に若干の考察を加えることにする。

(1) 浮体モデルの設定

浮遊構造物を波浪観測に利用する場合、根本的に異なる2つの使い方に大別できよう。第一は波浪観測用小型ブイとしての用途であり、比較的小寸法のブイを係留し、その運動を何らかの手段で測定しそれから水面の動きを推算することになる。この場合にはブイの水平・回転運動はできるだけ小さく、鉛直運動は水面変動と一致することが望ましい。第二はいわゆる波浪観測用ステーションとして用いる場合であって、この場合には構造物上である程度の期間の観測作業を行なう可能性があることをも考えると、やや大型の浮体とする必要がある。また構造物の運動は水平・回転・鉛直方向とも最小限におさえなければならない。

これらの事項を考慮して、図3-6に示すようなモデル浮体を想定する。図では設置水深を50mと仮定して、無次元化せずに現地スケールで描いてある。モデル①は前述のブイに、②はステーションに相当する。またモデル③は②と同一浮体を水深10mの水域に設置した場合を参考のために扱うものである。

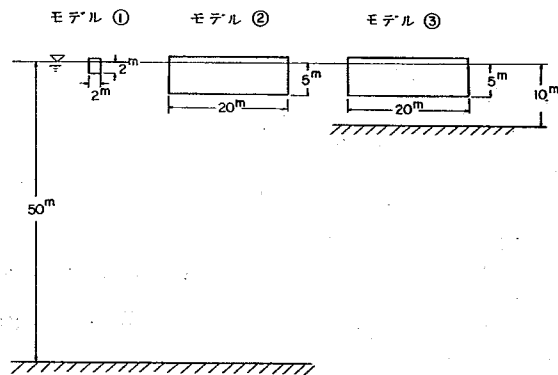


図3-6 円筒形浮遊構造物モデル

これらのモデル浮体に対して、係留条件を変えて理論計算を行なう。近似理論によっても現象の定性的評価は可能であるので、以下の扱いは近似理論によることにする。係留浮体の運動は、波浪条件と浮体寸法(径、吃水)を固定して考えても、浮体重心位置、慣性モーメント、

係留点位置, 係留角, バネ定数などにより複雑に変化する。そこで簡単のために浮体の重心は吃水線下中央の高さにとり, 慣性モーメントは浮体の密度が均一で自由浮体としての吃水が係留時の8割であるとして計算した。また無次元化したバネ定数 $K^* = K / \pi \rho g a^2$ を1とおき, 係留点高さを浮体重心高と一致させた場合と浮体底面高さにとった場合について, 係留角を 30° , 60° , 90° , 120° に変化させた計算を行なった。

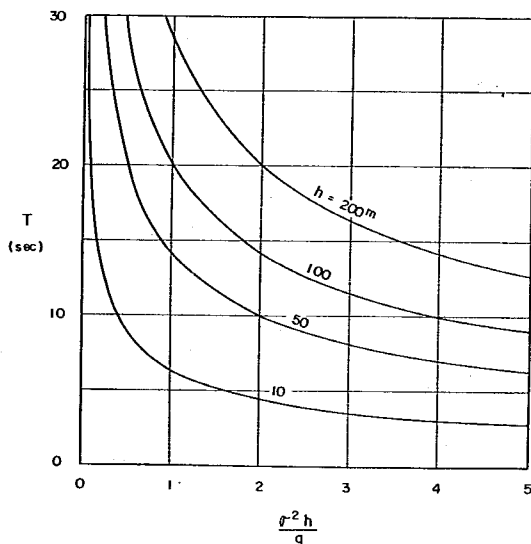


図 3-7 $\sigma^2 h / g$ と波の周期 T の関係

以下の解析結果はいずれも前節と同じパラメータを用いて整理されている。横軸の $\sigma^2 h / g$ の値を直観的に理解しやすくするために, 数種類の水深を定めて周期 T との関係を求めたものを図 3-7 に示しておく。

(3) モデル浮体の応答と係留力

図 3-8 (a) ~ (c) はモデル浮体に対して, 自由浮体としての応答を求めたものである。(吃水は係留後の吃水に一致させている) モデル①と②は $\sigma^2 h / g = 2 \sim 3$ のあたりで鉛直運動が著しい。またモデル③の場合には $\sigma^2 h / g \leq 2$ の領域で浮体の動揺が著しい。

次に各モデルを係留した場合について検討する。

A) モデル①

図 3-9 (a) は重心高で係留した場合, (b) は底面で係留した場合について, 係留角の変化の影響をみたものである。自由の場合に認められた鉛直運動のピークは $\sigma^2 h / g > 5$ の範囲に移動してしまっており, 係留の効果があらわれている。しかしながら自由浮体の場合に極

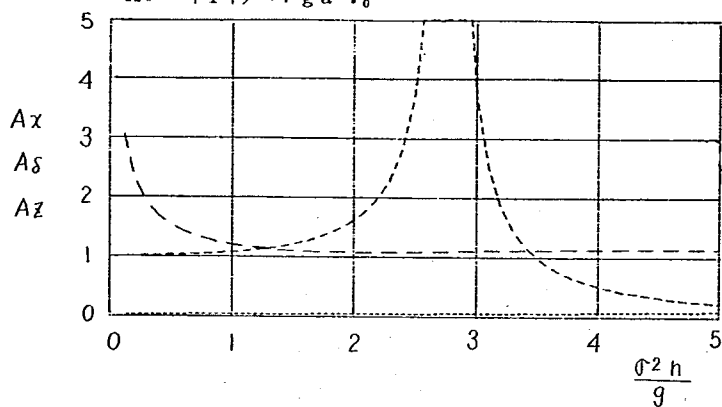
図 3-8 ~ 図 3-11 の記号説明

$$Ax = |X_0| / \zeta_0 \quad \text{--- --}$$

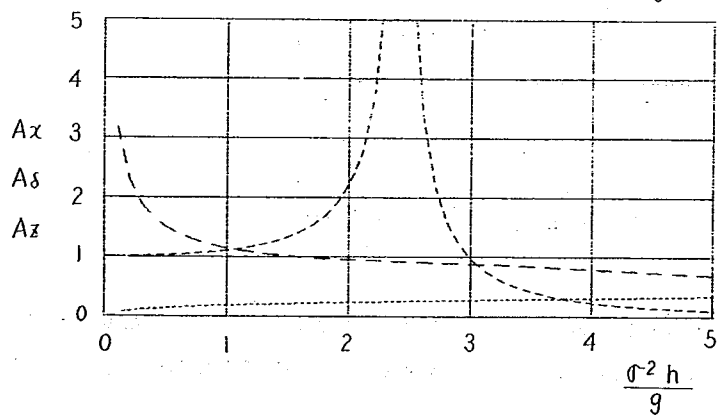
$$Az = |z_0 - \bar{z}_0| / \zeta_0 \quad \text{--- --}$$

$$A\delta = a |\delta| / \zeta_0 \quad \text{--- --}$$

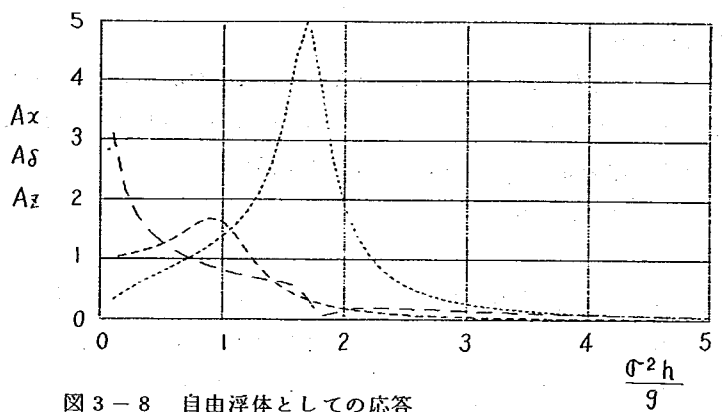
$$AT = |T| / \pi \rho g a^2 \zeta_0 \quad \text{---}$$



(a) モデル①



(b) モデル②



(c) モデル③

図 3-8 自由浮体としての応答

めて小さかった回転運動は全般的にむしろ大きくなっており、係留角 0° 、 120° の場合には水平運動も激増している。これは自由のときに $\sigma^2 h/g=0$ にあった水平・回転運動のピークがより高周波側に移動した結果である。

$\alpha=90^\circ$ の場合すなわち垂直に索を張って係留した場合が鉛直運動・回転運動ともに非常に小さな値を示しており（回転運動の曲線は横軸と一致してしまっている）、一方水平運動の振幅は自由浮体に対するものと一致して、 $\sigma^2 h>1$ （水深 50 m で $T<14\text{ sec}$ 、水深 100 m で $T<20\text{ sec}$ ）の範囲では、入射波の振幅のほぼ $1/2$ になる。したがって(1)のモデル設定の項で述べた条件とは異なるが、ブイに設定した加速度変換器などで水平運動を測定することによって、入射波の波高や周期を求めることはある程度可能といえよう。この際ブイの水平位置のブレは波高以下のオーダーであるから近似的には固定点観測として扱ってよいと思われる。なお $\alpha=90^\circ$ の場合には当然のことながら係留点の高さには関係しない。

B) モデル②

波浪観測用ステーションとして設定したモデル②については、図 3-10(a)、(b)にその結果が示されている。モデル①の場合と全体的な傾向には相違がなく、この場合にも $\alpha=90^\circ$ の垂直バネ係留の場合が最良といえる。ただしステーション上での作業性を考える時、波高の $1/2$ 程度の水平運動が問題となる可能性があるので更に検討を要する。

鉛直係留の場合、水平運動の振幅は係留点の高さやバネ定数とは無関係であるから、浮体の形状・寸法などに立ち戻って考えねばならない。この際、吃水深はこれ以上小さくしても効果は期待できず、逆に吃水を増すことは建設コスト上不利であると共に、 $\sigma^2 h/g$ の大きい領域に新たな水平運動のピークを生じることになる。円筒形構造物とする限りにおいては、水平運動の振幅を小さくするためには、径をさらにかなり大きくするか、鉛直係留と他の係留角との組合せなどによらなければ、これ以上に水平運動をおとすことは困難であろうと思われる。

なお鉛直係留の場合に作用しているバネ張力は $\sigma^2 h/g=0$ で最大で、図 3-6 のモデル寸法にあてはめれば波高を $H(\text{m})$ として索 1 本当り $10H\text{ ton}$ に達する。浮体の径を大きくすれば張力はさらに増大するから、係留索の数を増すか、バネ定数の小さいバネによって係留する必要がある。ただしバネ定数をあまり小さくすると鉛直運動のピークが新たに現われることに留意しておかなければならない。

C) モデル③

この場合についても $\alpha=90^\circ$ の鉛直係留によるものが最も望ましいことを図 3-11 は示している。

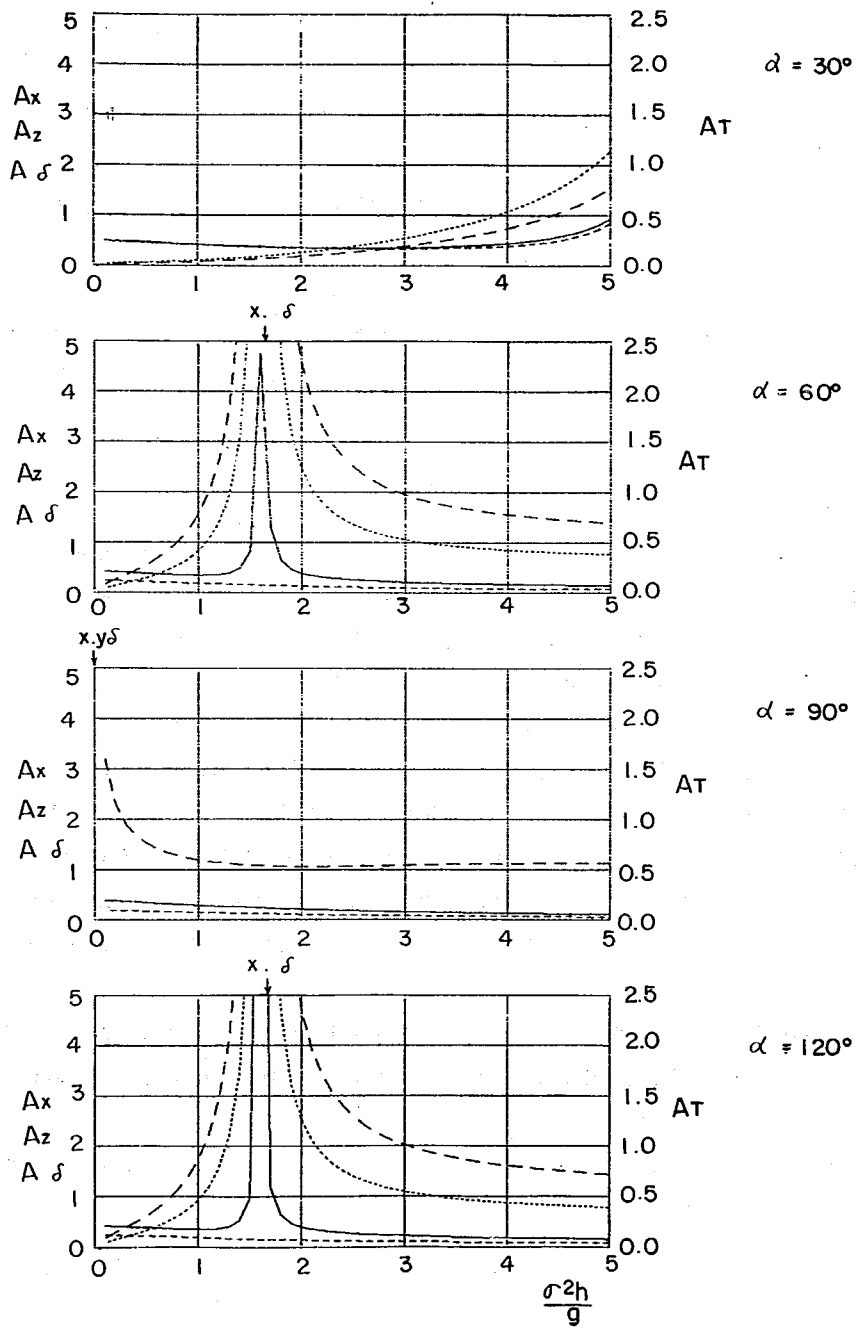


図 3-9(a) モデル① (重心高さ係留)

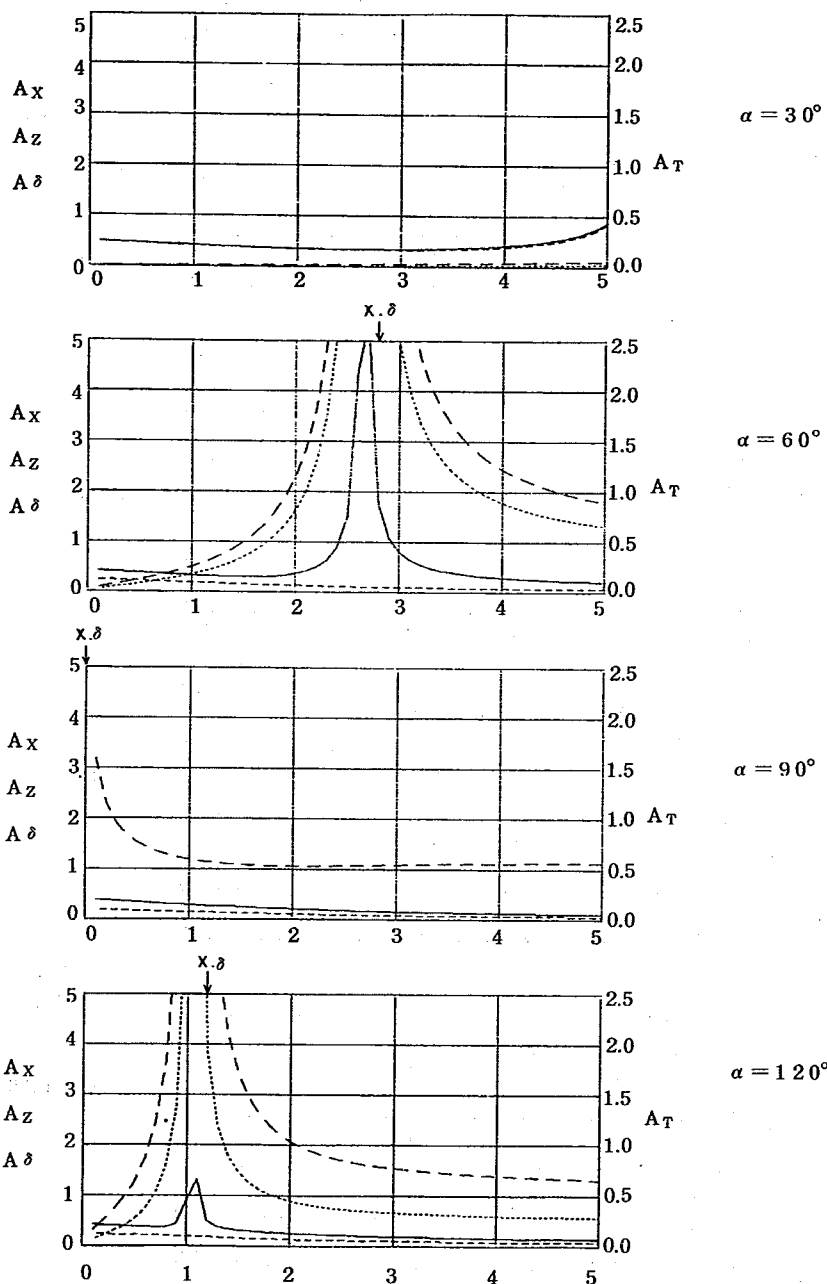


図3-9(b) モデル④(底面で係留)

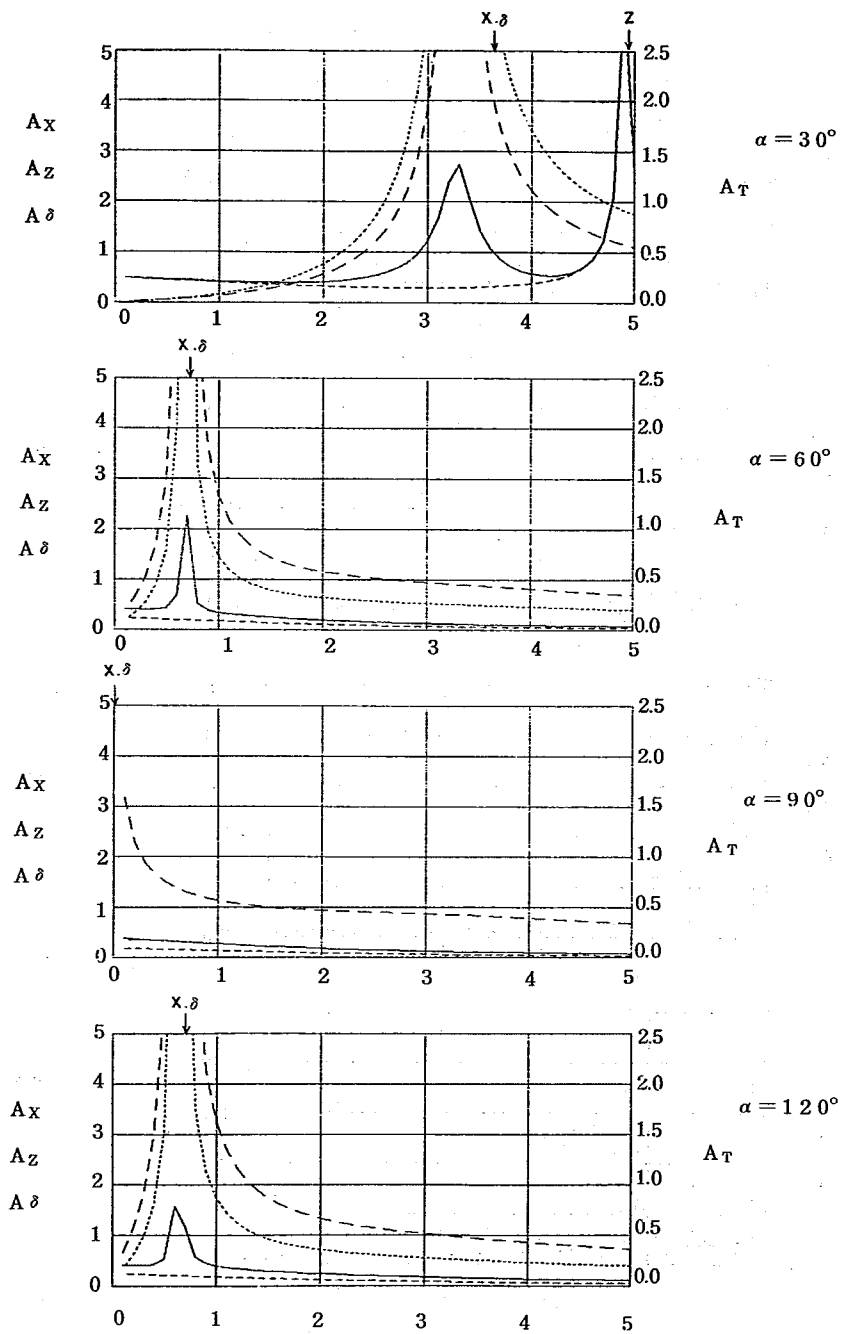


図 3-10(a) モデル② (重心高さ係留)

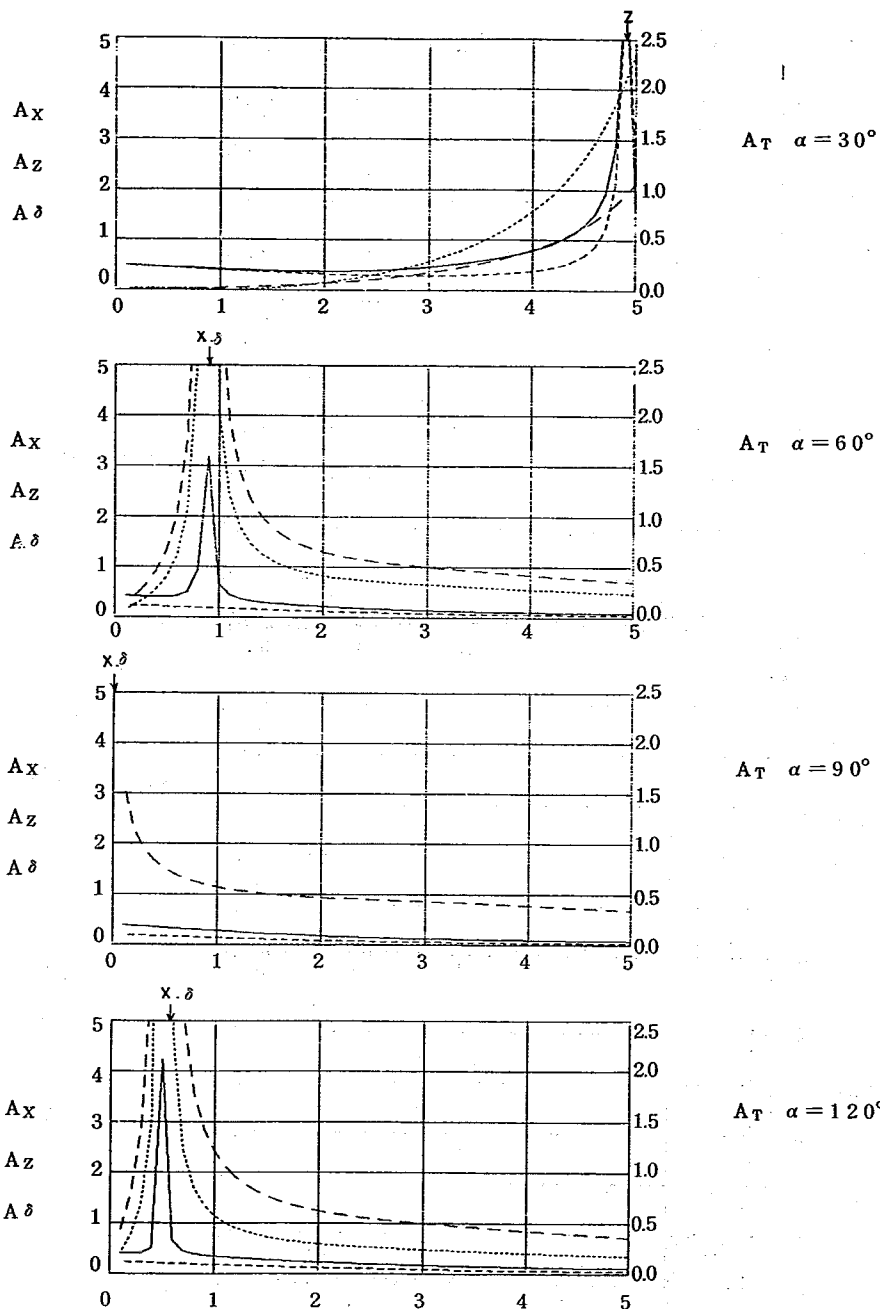


図 3-10 (b) モデル② (底面で係留)

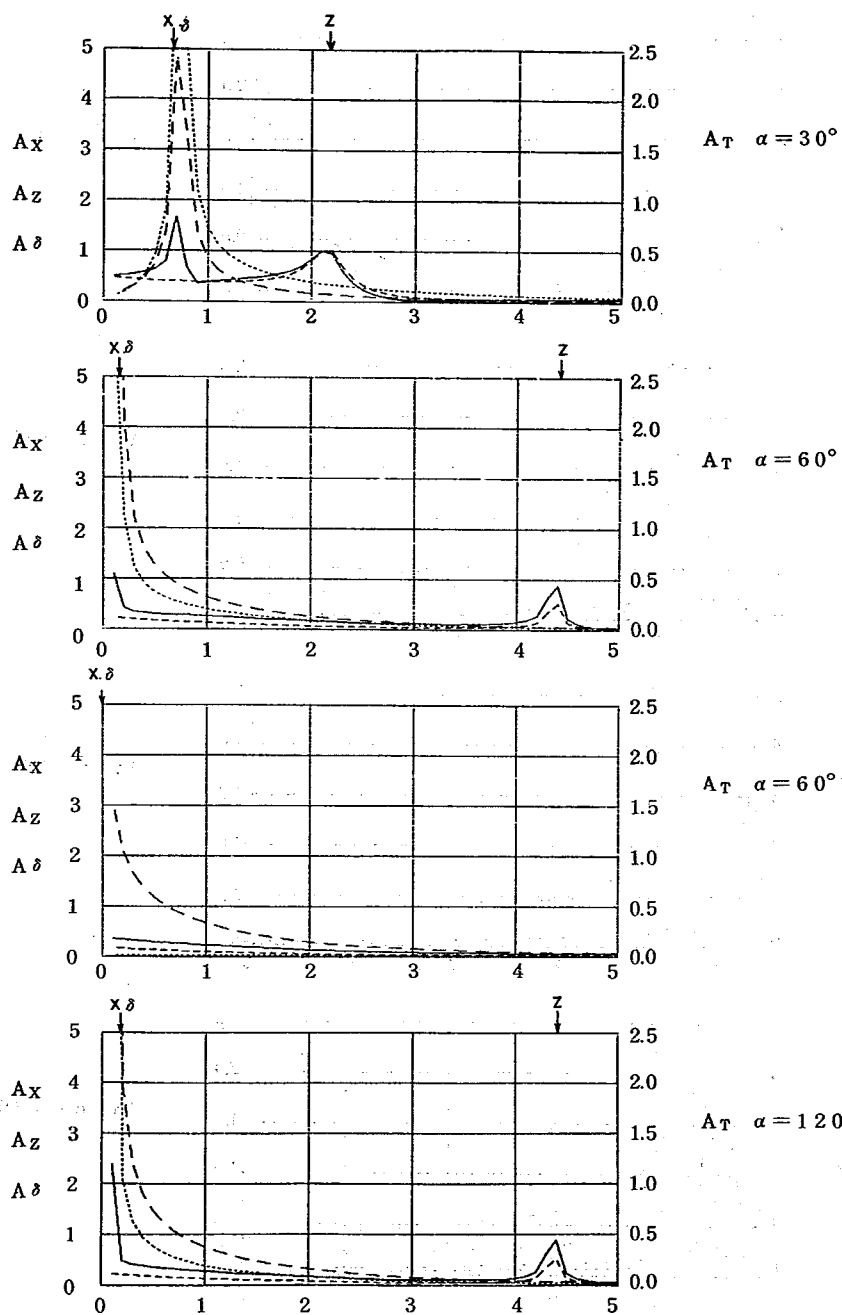


図3-11(a) モデル③(重心高さ係留)

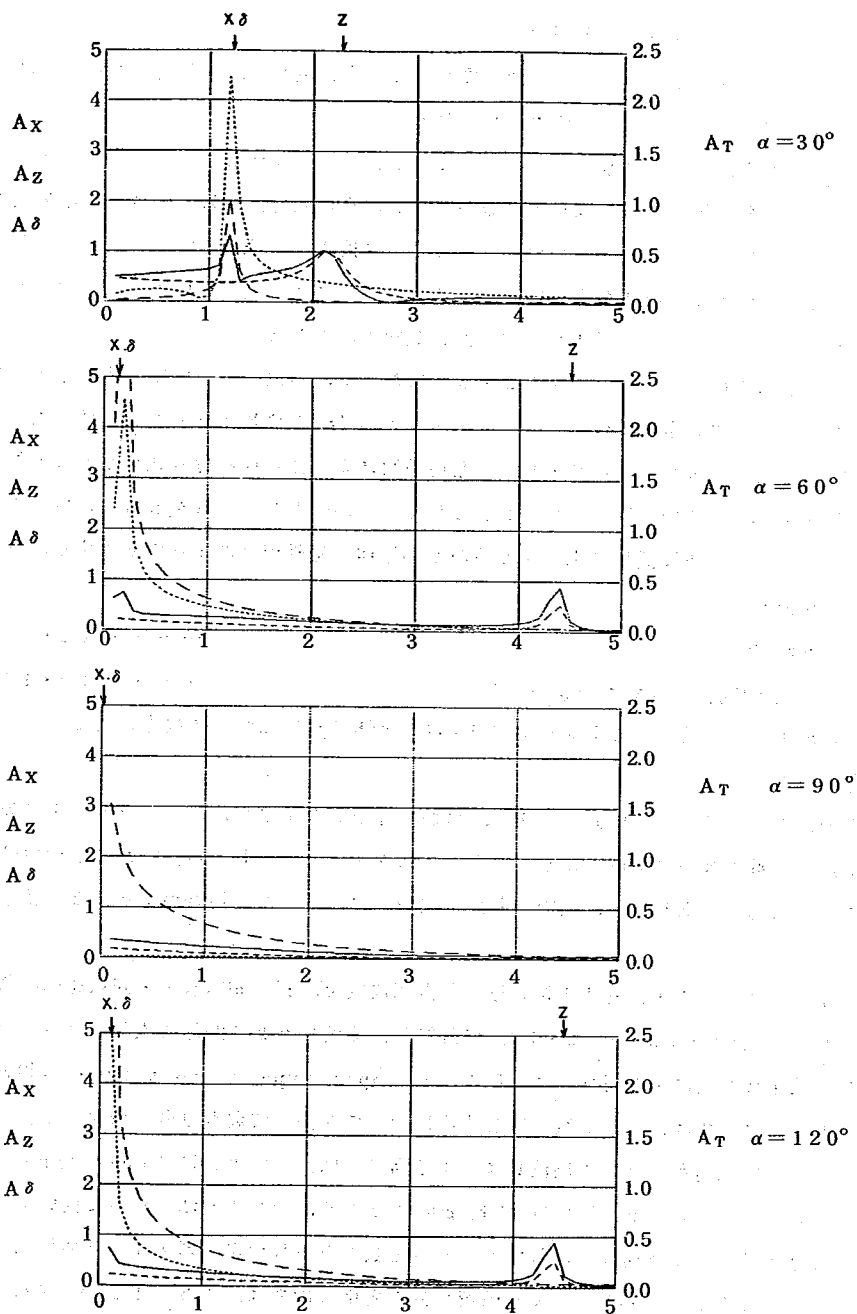


図 3-11(b) モデル③ (底面で係留)

(3) 浮体応答および索張力の共振周期

浮体の水平運動と回転運動のピークは同一周期のところに現われ、索張力のピーク値は水平・回転運動および鉛直運動のピークの位置に現われる。

浮体はそもそも水面ないしは水中に浮んでいることによって浮体としての性質を示すのであるから、通常の振動系のように系の固有振動数が存在し、その固有振動数と一致した振動数の外力との共振現象としてこれらのピークが現われるとしては扱うことはできない。しかしながらここでは共振の意味を拡大し、浮体が水中を運動していることにより生ずる付加質量、付加慣性モーメントを考慮にいたれたバネ係留浮体系の固有振動数を求めることにする。

係留浮体の運動方程式(2・6)～(2・8)において、各式の右辺には浮体の運動成分は含まれていないから、鉛直運動については式(2・7)の C_z の係数が0となる条件、水平・回転運動については式(2・6)、(2・9)の左辺係数により作られる行列式が0となる条件を満たすような $\sigma^2 h/g$ で共振が生じるものと思われる。しかしながらこれを解析的に解くことはできないので、係数中の造波抵抗に相当する項のうち浮体の運動周期によって変化する部分を無視すると次式を得る。

$$\mu_z = 0 \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 13)$$

$$\mu_{x_1} \cdot \mu_{\delta_2} - \mu_{x_2} \cdot \mu_{\delta_1} = 0 \quad \dots\dots\dots (2 \cdot 14)$$

水平・回転運動の共振条件である式(2・14)は、 $\sigma^2 h/g$ に関する2次方程式であり一般に解は2つ存在する。

これらの式を用いてピーク位置の $\sigma^2 h/g$ の値を算出した結果が、図3-9～11に矢印で示してある。近似解のピーク位置とは極めてよい一致を示すことがわかる。ただし近似解は無限級数項を省略したものであるから、実際の共振周波数とは合致しない場合があることに留意しておく必要がある。

図3-12(a)はモデル①に対する鉛直運動共振周波数を、(b)と(c)は水平・回転運動の共振周波数を、それぞれ式(2・13)と(2・14)で計算し、係留角 α との関係で表わしたものである。鉛直運動の共振周波数は重心高さにはよらず、またopen type と cross type の相違はない。特に $\alpha = 90^\circ$ 付近では、バネ定数が増加するにつれて共振周波数も急激に増大する。

一方、水平・回転運動のピーク周波数は、重心高さに係留した場合にはopen type と cross type の相違はなく、 $\alpha = 90^\circ$ では $\sigma^2 h/g = 0$ となり、それよりはずれるに従い共振周波数は対称的に増大する。鉛直運動とは異なり、バネ定数がある程度以上増大すると共振周波数はあまり変化しなくなることがわかる。また係留位置の変化の影響は、図3-12(c)に現れている。

3-6 おわりに

以上の扱いは理論的には線形のポテンシャル理論に基づいたものであり、実験ケースも少ない上に、対象をバネ係留円筒浮体に限っている。したがってこれらの結果から一般的な結論を導き

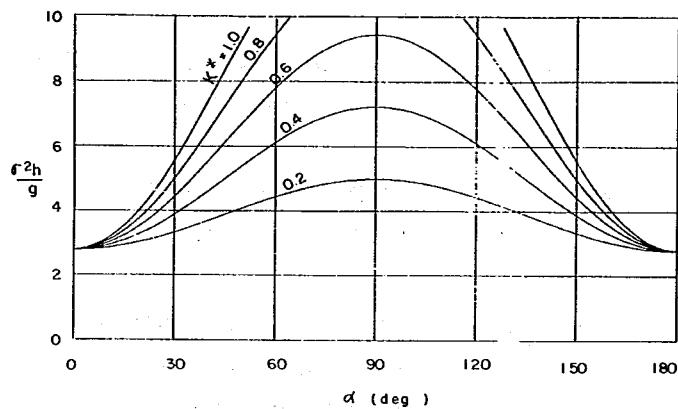


図 3-1 2(a) 鉛直運動の共振波数

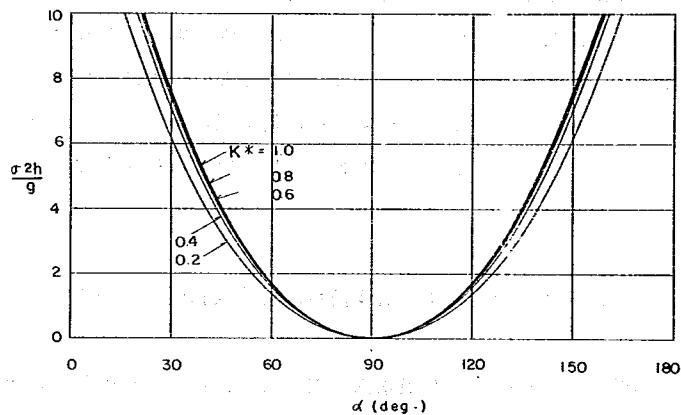


図 3-1 2(b) 水平回転運動の共振波数
(重心高さに係留の場合)

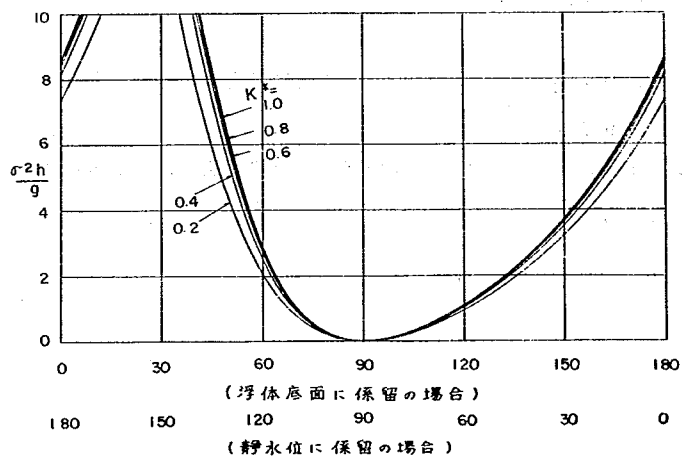


図 3-1 2(c) 水平・回転運動の共振波数

出すことはできないが、主な結論を一応まとめておく。

- 1) 線形ポテンシャル理論により、バネ係留円筒浮体の応答特性および変動張力の大きさは概略求めることができる。ただし近似理論は、バネの拘束力が小さい場合には実験値との差異が無視できなくなる。
- 2) 共振点の入射波周期に対しては、造波抵抗を無視すれば理論的に解析解を与えることができるが、共振点付近の運動振幅や張力の大きさについては、一般に理論解は過大な結果を与える。
- 3) cross type の係留は同一係留角（ただしこの場合の係留角の意味は $|\alpha - 90^\circ|$ ）の open type に比べれば効果が大きい、一般的には $\alpha = 90^\circ$ の垂直係留が最も望ましい。
- 4) バネ係留は浮体の拘束および張力の増大防止に効果が期待できる。しかしながら、条件によってはバネの存在が浮体の運動を増大させる場合があるので注意を要する。

バネ係留円筒浮体に限った基礎的研究としても、粘性の影響や非線形効果、係留バネの減衰性、初期張力以上の変動張力が生じた場合の挙動など、今後に残された課題は多い。さらに波浪観測用ステーションとしては、そもそも円筒形状あるいはバネ係留が最適か否か、不規則波に対していかなる応答を示すか、などの点についても検討を加えていく必要があろう。

参考文献

- 1) 伊藤喜行・木原力：円柱の動揺に伴う造波抵抗，港湾技術研究所報告，第11巻，第3号，1972。
- 2) 井島武士・田淵幹修・湯村やす，有限水深の波による円柱状浮体の運動，土木学会論文報告集，第206号，1972。
- 3) 堀川清司・渡辺晃：円筒形浮体と浅海波の相互作用，第19回海岸工学講演会論文集，1972。
- 4) 堀川清司・渡辺晃・山田恭央：浅海波による円筒形波体の運動，第28回土木学会年次学術講演会講演集，1973。
- 5) 鈴木健治・吉田常松・植松幹夫：円筒形浮体の動揺と係留，第28回土木学会年次学術講演会講演集，1973。

第 4 章 任意断面形状の海洋構造物に働く波力とそれによる波の回折

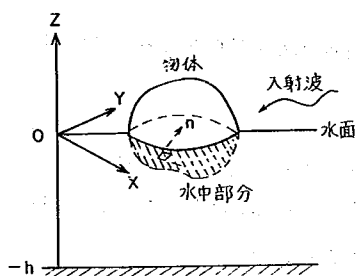
Green 関数による解

要旨

波の運動には速度ポテンシャルが存在し、ラプラスの方程式の解としてこれまでにさまざまな問題が解かれて来た。このうち変数分離は、ポピュラーなものであり、問題が 3 次元になると、境界条件が余程単純でない限り、この解法は適用しがたい。

この論文では 3 次元の、かなり複雑な境界条件をもつ問題に対しても有効と考えられる Green 関数による解法について理論計算と実験によって検証を試み、海洋構造物における波力や波の回折の計算などへの適用性を検討する。

4-1 はじめに：Green 関数を用いる利点



左図のような場合を考える。物体の水中部分が、特殊な形（球面とか円柱など）の場合を除けば、変数分離は、まず不可能であろう。

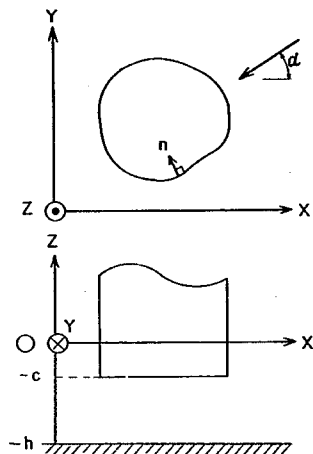
Green 関数による解法がこのような困難を克服する理由は、境界条件をすべて、1 つの積分方程式の中におしこめてしまえるからである。ただし、このためには、別にもう 1 つのポテンシャル解（ $\Delta G = \delta$ デルタ関数、という方程式の解である Green 関数）を求めておかなくてはならない。

積分方程式の積分は、ちょうど物体の水中部分の面積分になり、この面を適当に分割して $\Sigma \Delta A$ で近似し、各面素の法線方向 n を与えてやれば、物体がどのような形をしていようが、ポテンシャルの数値解を得ることができる。つまり、Green 関数を用いる利点は、単に 3 次元の問題が解けるから、というよりも、一たび Green 関数を求めておくと数多くの問題に使える応用性にあるといえよう。

4-2 理論

ここでは物体の形に多少の制限を加えることにする。それは、この論文が海上構造物の問題を想定していること、および、実験との比較につながる理論計算をみちびくためであり、全く任意の場合も、理論展開は、ほとんど変らない。

(1) 問題の設定



図のような任意断面をもつ柱状の物体が水深 h の海面上に、底面の深さが C となるように固定されているところに X 軸と α をなす方向から波が入射する。

このとき入射波に対して、物体の存在による散乱波が発生する。

これらの波は、すべて微小振幅波と仮定する。したがって物体をのりこえるような波はない。

入射波ポテンシャル、散乱波ポテンシャルをそれぞれ $\phi_{in} \cdot e^{i\sigma t}$, $\phi_{sc} \cdot e^{i\sigma t}$ とおく。 σ は角振動数であり、時間要素を分離して考えるため、このような複素形にした。

結局この場の総ポテンシャルは $(\phi_{in} + \phi_{sc}) \cdot e^{i\sigma t}$ であらわされる。 ϕ_{in} は既知だから ϕ_{sc} を求めればよい。

以下、定式化を示すが、 ϕ_{sc} を単に ϕ と書く。

(2) 基礎方程式

波の運動を非圧縮・うずなしとすれば、3次元の Laplace 方程式が成立する。

$$\Delta \{ (\phi_{in} + \phi) e^{i\sigma t} \} = 0 \quad (-h \leq Z \leq 0) \quad \dots\dots\dots (2-1)$$

$\Delta \phi_{in} = 0$ より

$$\Delta \phi = 0 \quad (-h \leq Z \leq 0) \quad \dots\dots\dots (2-2)$$

(3) 境界条件

- ① 底、物体底面で Z 方向の速度が 0
 - ② 物体側面では n 方向の速度が 0
 - ③ 物体の外部の水面（自由表面）についての Bernoulli の式
 - ④ 散乱波の無限遠方での状態を規定する Sommerfeld's Radiation Condition ¹⁾
- ④の物理的意味を大雑把に言えば、水面あるいは水中に物体が存在するときに生ずる散乱波は

無限遠方では、その物体を中心として放射状に、外へ進行していく波になる、ということで、条件式は、この放射状に外へ出ていくエネルギーが非負であることより成立する。

以上を定式化すれば次のようになる。

$$\begin{aligned}
 & \textcircled{1} \quad \phi_z = 0 \quad (Z = -h) \\
 & \quad \phi_z = -(\phi_{in})_z \quad (Z = -C, \text{ 物体底面}) \\
 & \textcircled{2} \quad \phi_n = -(\phi_{in})_n \quad (-C \leq Z \leq 0, \text{ 物体側面}) \\
 & \textcircled{3} \quad \phi_z = \lambda \phi \quad (Z = 0, \lambda = \frac{\sigma^2}{g}, \text{ 物体外部}) \\
 & \textcircled{4} \quad \lim_{R \rightarrow \infty} R^{\frac{3}{2}} (\phi_r + ik\phi) = 0 \\
 & \quad (R = \sqrt{(X-\xi)^2 + (Y-\eta)^2}, (\xi, \eta, \zeta) \text{ は物体内部を除く任意の点})
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots (2-3)$$

(4) 入射波ポテンシャル

微小振幅波理論で得られる解を複素形にして $e^{i\sigma t}$ を分離すると

$$\phi_{in}(X, Y, Z) = \frac{igH \cosh k(h+Z)}{2\sigma \cosh kh} \cdot e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)}$$

(H: 波高 $k: k \tanh kh = \lambda$ の実正根) \dots\dots (2-4)

ϕ_{in} は次の条件をみたす。

$$\begin{aligned}
 & \textcircled{1} \quad (\phi_{in})_z = 0 \quad (Z = -h) \\
 & \textcircled{2} \quad (\phi_{in})_z = \lambda \cdot \phi_{in} \quad (Z = 0)
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots (2-5)$$

(5) Green 関数

Green 関数は、その定義も統一されていないが、ここでは、次のような条件をみたすものとする。

$$\begin{aligned}
 & \textcircled{1} \quad \Delta G = \delta(X-\xi, Y-\eta, Z-\zeta) \\
 & \textcircled{2} \quad G_z = 0 \quad (Z = -h) \\
 & \textcircled{3} \quad G_z = \lambda \cdot G \quad (Z = 0) \\
 & \textcircled{4} \quad G + \frac{1}{4\pi r} \text{ は正則} \\
 & \quad (-h < Z < 0, R = \sqrt{(X-\xi)^2 + (Y-\eta)^2}, \\
 & \quad \quad r = \sqrt{R^2 + (Z-\zeta)^2}) \\
 & \textcircled{5} \quad \lim_{R \rightarrow \infty} R^{\frac{3}{2}} (Gr + ikG) = 0
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots (2-6)$$

ただし、①の右辺は、点 (ξ, η, ζ) を特異点とする3次元のDelta関数を意味している。
特に①、④はGreen関数として、普遍的な性質、②、③、⑤は、今議論している問題について課されるローカルな条件である。

Green関数の物理的意味を簡単に説明する。

(2-3)と(2-6)との比較で、 G が水深 h の場合におけるポテンシャル解であることがわかる。しかし、基礎方程式が $\Delta G = \delta$ なので、速度ポテンシャルと次元は異なる。また点 (ξ, η, ζ) において特異性をもつが、これは、この点にsourceが存在する、ということである。

このような特異解は積分形や、無限級数形などいくつか求められている²⁾。ここではF. Johnのみちびいた無限級数³⁾を、(3-6)の定義に合わせ、 $e^{i\sigma t}$ を分離した形に修正して用いることにした。それは次のようにあらわされる。

$$G\left(\frac{X, Y, Z}{\xi, \eta, \zeta}\right) = \frac{1}{2} C_0 H_0^{(2)}(kR) \cosh k(h+Z) \cosh k(h+\zeta)$$

$$- \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} C_n K_0(\nu_n R) \cos \nu_n(h+Z) \cos \nu_n(h+\zeta)$$

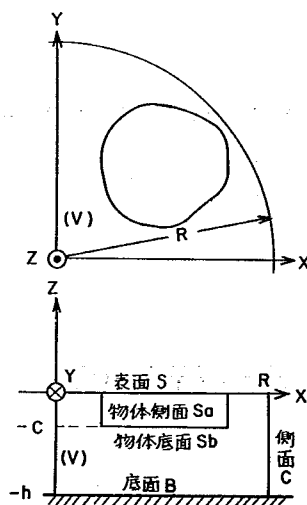
$$(C_0 = \frac{k^2 - \lambda^2}{h(k^2 - \lambda^2) + \lambda}, \quad k: k - \tanh kh = \lambda \text{ の実正根})$$

$$C_n = \frac{\nu_n^2 + \lambda^2}{h(\nu_n^2 + \lambda^2) - \lambda}, \quad \nu_n: \nu_n \tan \nu_n h = -\lambda \text{ の実正根}$$

$$\text{で } 0 < \nu_1 < \nu_2 < \dots \dots \dots$$

..... (2-7)

(6) 積分方程式への帰着



図のように、Z 軸を軸とし、平面 $Z=0$ と $Z=-h$ ではさまれた半径 R (R は十分大きいとする) の円柱から物体の内部を除いた体積領域 V を考える。(図に示してあるのはその $1/4$ 部分)

3次元の Green の公式によれば、一般に、ある体積領域 V の表面を A とすると

$$\int_V (f \cdot \Delta g - g \cdot \Delta f) dV = \int_A (f \cdot g_n - g \cdot f_n) dA \quad \dots\dots\dots (2-8)$$

ここで法線方向 n は、 V の内部より外部へ向かう方向を正にとる。

f , g は V 内部で定義される関数である。今議論している問題に適用するため、 $f \equiv \phi$, $g \equiv G$ にとってやると、(2-8) は、次のようにあらわされる。

$$\begin{aligned} & \int_V (\phi \cdot \Delta G - G \cdot \Delta \phi) dV \\ &= \int_S (\phi \cdot G_z - G \cdot \phi_z) dS \\ &+ \int_B (\phi \cdot G_z - G \cdot \phi_z) dB \\ &+ \int_C (\phi \cdot G_r - G \cdot \phi_r) dC \\ &+ \int_{OC} (\phi \cdot G_n - G \cdot \phi_n) dOC \\ &+ \int_{OB} (\phi \cdot G_z - G \cdot \phi_z) dOB \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-9)$$

(2-9) の左辺は、(2-2), (2-6) ④ によって $\phi(\xi, \eta, \zeta)$ となる。右辺各項について検討してみよう。

第1項は(2-3) ③, (2-6) ③ により 0, 第2項も、(2-3) ④, (2-6) ② より 0 となる。

第3項については R を無限大にもっていくと、

$$\begin{aligned} & \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{-h}^0 (\phi \cdot G_r - G \cdot \phi_r) R \cdot dZ \\ &= \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{-h}^0 R \{ \phi \cdot (G_r + ikG) - G \cdot (\phi_r + ik\phi) \} dZ \end{aligned}$$

で、(2-3) ④, (2-6) ⑤ の Radiation Condition より、これもまた 0 となる。

第4, 5項について、それぞれ、(2-3) ②, ① を用いると結局最終的な積分方程式の形は、次の通りである。

$$\phi(\xi, \eta, \zeta)$$

$$\begin{aligned} &= \int_{S_a} (\phi(X, Y, Z) \cdot G_n(\frac{X, Y, Z}{\xi, \eta, \zeta}) + G(\frac{X, Y, Z}{\xi, \eta, \zeta}) \cdot (\phi_{in}(X, Y, Z))_n) dS_a \\ &+ \int_{S_b} (\phi(X, Y, -C) \cdot G_z(\frac{X, Y, -C}{\xi, \eta, \zeta}) + G(\frac{X, Y, -C}{\xi, \eta, \zeta}) \cdot (\phi_{in}(X, Y, -C))_z) dS_b \end{aligned}$$

..... (2-10)

4-3 数値計算

計算にあたっては、まず変数を無次元化する。無次元化は次のように行なう。～をつけたものが無次元化された量である。

$$\begin{aligned} ① & (\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z}, \tilde{\xi}, \tilde{\eta}, \tilde{\zeta}, \tilde{R}, \tilde{C}, \tilde{h}) \\ &= \lambda (X, Y, Z, \xi, \eta, \zeta, R, C, h) \\ ② & \tilde{t} = \sigma t \\ ③ & (k, \nu_n) = \frac{1}{\lambda} (k, \nu_n) \\ ④ & (\tilde{\phi}_{in}, \tilde{\phi}) = \frac{\sigma^3}{g^2} (\phi_{in}, \phi) \\ ⑤ & \tilde{G} = \frac{1}{\lambda} G \end{aligned}$$

..... (3-1)

入射波ポテンシャル(2-4)は無次元化されると、次の形になる。

$$\phi_{in}(X, Y, Z) = \frac{i\tilde{H} \cosh \tilde{k}(\tilde{h} + \tilde{Z})}{2 \cosh \tilde{k}h} e^{i\tilde{k}(\tilde{X} \cos \alpha + \tilde{Y} \sin \alpha)}$$

$$(\tilde{k} : \tilde{k} \tanh \tilde{k}h = 1 \text{ の実正根})$$

..... (3-1)

波高については線型であるから、ここでは $\tilde{H}=1$ 、すなわち単位入射波高として計算する。

Green 関数(3-7)は次の形になる。

$$\tilde{G}(\frac{\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z}}{\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, \tilde{\zeta}}) = \frac{i}{2} \tilde{C}_0 \cdot H_0^{(2)}(\tilde{k}\tilde{R}) \cosh \tilde{k}(\tilde{Z} + \tilde{h}) \cosh \tilde{k}(\tilde{\zeta} + \tilde{h})$$

$$- \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{C}_n \cdot K_0(\tilde{\nu}_n \tilde{R}) \cos \tilde{\nu}_n(\tilde{Z} + \tilde{h}) \cos \tilde{\nu}_n(\tilde{\zeta} + \tilde{h})$$

$$(\tilde{C}_0 = \frac{\tilde{k}^2 - 1}{h(\tilde{k}^2 - 1) + 1}, \tilde{k} : \tilde{k} \tanh \tilde{k}h = 1 \text{ の実正根})$$

$$\tilde{C}_n = \frac{D_{n+1}^2}{h(\tilde{\nu}_n^2 + 1) - 1}, \tilde{\nu}_n : \tilde{\nu}_n \tan \tilde{\nu}_n \tilde{h} = -1 \text{ の実正根}$$

$$\text{で } 0 < \tilde{\nu}_1 < \tilde{\nu}_2 < \dots$$

..... (3-3)

こうして積分方程式(2-10)は次の形になる。

$$\begin{aligned} & \tilde{\phi}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \\ & = \int_{\tilde{S}_a} \left(\tilde{\phi}(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z}) \cdot \tilde{G}_n(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) + \tilde{G}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot (\tilde{\phi}_{in}(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z}) \tilde{n}) \right) d\tilde{S}_a \\ & + \int \left(\phi(X, Y, -C) \cdot \tilde{G}_z(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) + \tilde{G}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot (\tilde{\phi}_{in}(\tilde{X}, \tilde{Y}, -\tilde{C}) \tilde{Z}) \right) d\tilde{S}_b \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3-4)$$

ただし、 $\tilde{S}_a, \tilde{S}_b$ は、 (X, Y, Z) 空間から $(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z})$ 空間へ写像された積分領域という意味である。

(3-4)を解くのに、 $\tilde{S}_a, \tilde{S}_b$ 面を適当なメッシュに分割し、各メッシュの中点の値を未知数として、積分を Σ で近似することによって連立一次方程式に帰着させる。

メッシュの数を、 $\tilde{S}_a$ 面は m 、 $\tilde{S}_b$ 面は n 、また各面内のメッシュの中点を、積分パラメータとしてとるときにはそれぞれ ia, ib 、特異点としてとるときにはそれぞれ Ia, Ib の添字であらわすことにすると、連立方程式は次の通りである。

$$\begin{aligned} \phi_{Ic} &= \sum_{ia=1}^m \tilde{\phi}_{ia} \cdot (\tilde{G}_n)_{iaIa} \cdot \Delta \tilde{S}_a \\ &+ \sum_{ib=1}^n \tilde{\phi}_{ib} \cdot (\tilde{G}_z)_{ibIa} \cdot \Delta \tilde{S}_b \\ &+ F_{Ia} \\ & \quad (Ia=1, 2, \dots, m) \\ \tilde{\phi}_{IB} &= \sum_{ia=1}^m \phi_{ia} \cdot (\tilde{G}_n)_{ibIb} \cdot \Delta \tilde{S}_{aia} \\ &+ \sum_{ib=1}^n \tilde{\phi}_{ib} \cdot (\tilde{G}_z)_{iaIb} \cdot \Delta \tilde{S}_{b ia} \\ &+ F_{Ib} \\ & \quad (Ib=1, 2, \dots, n) \\ \left(\begin{Bmatrix} F_{Ia} \\ F_{Ib} \end{Bmatrix} \right) &= \sum_{ia=1}^m ((\tilde{\phi}_{In})_n)_{ia} \cdot \left\{ \begin{Bmatrix} \tilde{G}_{iaIa} \\ \tilde{G}_{iaIb} \end{Bmatrix} \right\} \cdot \Delta \tilde{S}_{aia} \end{aligned}$$

$$+ \sum_{i b=1}^n \{ (\tilde{\phi}_{In})_z \}_{i b} \cdot \left\{ \tilde{G}_{i a l a}^{i b l a} \right\} \cdot \Delta \tilde{S}_{i b})$$

..... (3 - 5)

この連立方程式をコンピュータによって解き、物体底面の圧力、及び周囲の波高の模様を出力させた。

圧力の単位はヘッドを無次元化したものとし、次式で計算されるが、出力させたのは、静水圧からの変動部分の、時間要素を分離した解である。

$$\left(\frac{\tilde{p}}{\rho g} \right) = -\tilde{Z} - i (\tilde{\phi} + \tilde{\phi}_{in}) e^{i \tilde{t}} \quad \text{..... (3 - 6)}$$

また、単位入射波高に対する波高は次式による。

$$\tilde{H}_s = | (\tilde{\phi} + \tilde{\phi}_{In}) / \tilde{\phi}_{In} |_{z=0} \quad \text{..... (3 - 7)}$$

今回の計算では、誤差・記憶容量・時間などを考慮して底面を 8×8 、側面を 32×2 のメッシュに分割し、未知数 120 前後の複素係数連立一次方程式を解いた。

任意断面の物体について、その境界部分のデータを与えてやれば解けるようプログラムを作成した。

実際に行なったのは、実験との対応のための、矩形についての 3 計算、及び円を近似した 28 角形と矩形の底面を深くしたときになるかを見る 3 計算である。

4-4 実験

(1) 概 略

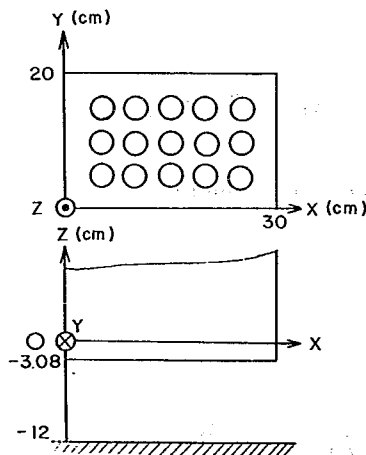


図 4-4(a)

前図のように底に穴のあいたアルミ板の箱をつくり、圧力変換器をとりつけ、この箱を平面水路（下図）上に固定し、波を与えて、動歪計及び、電磁オシログラフによって測定した。

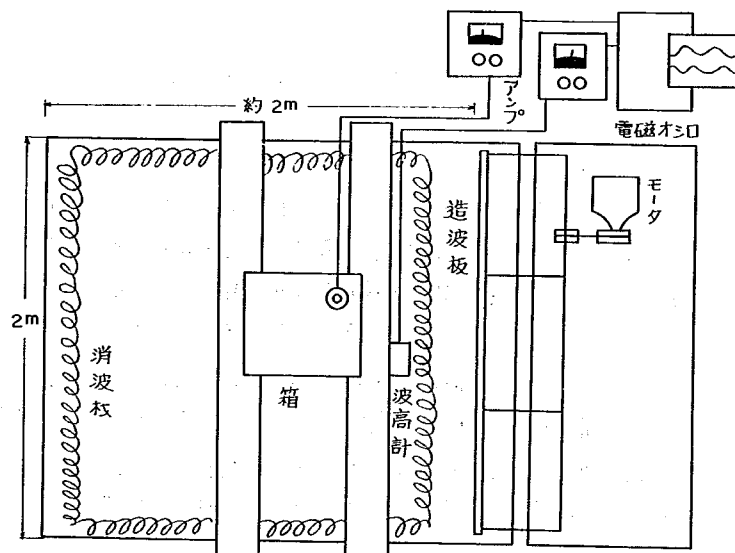


図 4-4 (b)

4-5 結果と考察

得られた結果はすべて図表にまとめたので、これらについて説明する。

図 1…… 圧力変動幅、位相について得られた数値を、横軸に理論値、縦軸に実験値をとってプロットしたもの。なお理論値の方は、各メッシュの値を補間して、実験の場合の測点の中心の値を算出した。

単位は、圧力変動幅の方が、ヘッドを無次元化、位相が θ (ラジアン) を 2π で割って $[0, 1]$ の値に無次元化したもの。

図 2…… 圧力の時間変動をプロットし、位相差をあらわした図。実線が実験値、破線が理論値。なお、理論曲線は、振幅と位相だけを合わせて、曲線定規により引いたものだから、厳密な正弦曲線として描いているわけではない。

計算法、単位は図 1 と同じ。

図3 abc …理論計算により、各メッシュ間の値を補間して求め、これを文字としてプロットした Contour Map。

特にこの3図は、実験と条件を合わせた場合の結果で、矩形の縦横の比は正しくない。

 に数値が記入されているのは、大体の測点位置と、その点における実験値を示す。

各文字は次の範囲にある。

$$\begin{aligned} A \geq 2.0 > B \geq 1.8 > C \geq 1.6 > D \geq 1.4 > E \geq 1.2 > F \geq 1.0 > G \geq 0.9 \\ > H \geq 0.8 > I \geq 0.75 > J \geq 0.7 > K \geq 0.65 > L \geq 0.6 > M \geq 0.55 > N \geq 0.5 \\ > O \geq 0.45 > P \geq 0.4 > Q \geq 0.35 > R \geq 0.3 > S \geq 0.2 > T \geq 0.1 > (\text{空白}) \\ &\geq 0.0 \end{aligned}$$

図4 a, b ……同じく圧力と波高の Contour Map だが、実験の場合とは別に、矩形底面の水深を $\tilde{h}/2$, $3\tilde{h}/4$ と、深くしていったもの。

図-5 ……円を28角形で近似して、実験と同じ底面水深の場合につき描いてみたもの。

4-6 結論

これまでの考察の結果得られた結論をまとめる。

- ① Green 関数による解法は、柔軟性・応用性において他の解法より有利である。
- ② 実験と理論解との一致は満足すべきものであった。

参考文献

- 1) Stoker, J.J.(1956) : On Radiation Conditions, Communications on Pure and Applied Mathematics, Vol. pp.577-595
- 2) Vrooman, J. and Laitone, E.V.(1960) : Surface Waves, §13, Encyclopedia of Physics, Vol.9, Fluid Dynamics III, Springer-Verlag, Berlin Gottingen Heidelberg, pp.478
- 3) John, F.(1950) : On the Motion of Floating Bodies (II), Comm. Pure Appl. Math., Vol.3, pp.45-101
- 4) 犬井鉄郎：偏微分方程式とその応用，応用数学講座，第9巻，コロナ社，pp.252-254
- 5) 日野幹雄・藤崎治男：固定された海上構造物による波の反射と透過 - Green 関数による理論解，第20回海岸工学講演会論文集

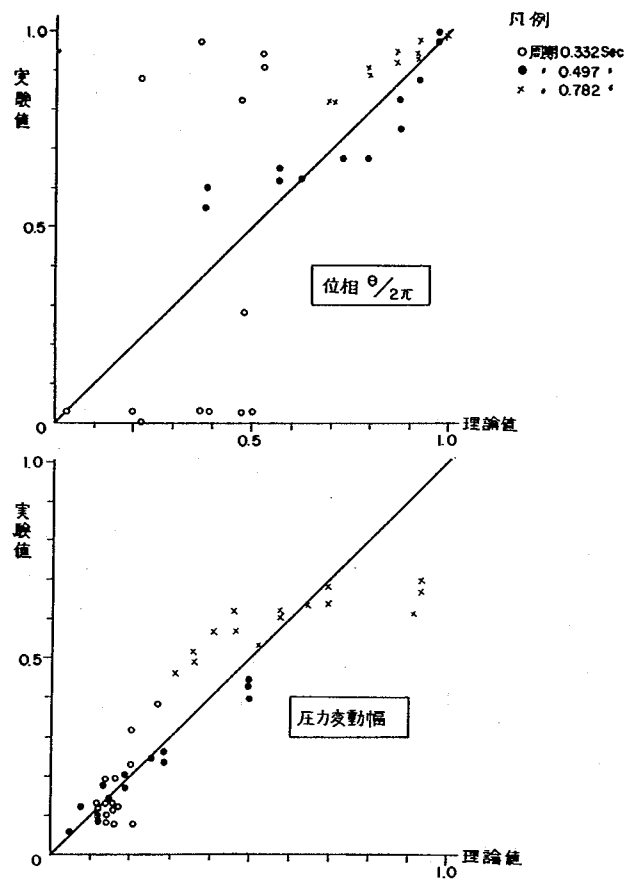


図 4-1 実験値と理論値の総比較図 (圧力変動幅および位相)

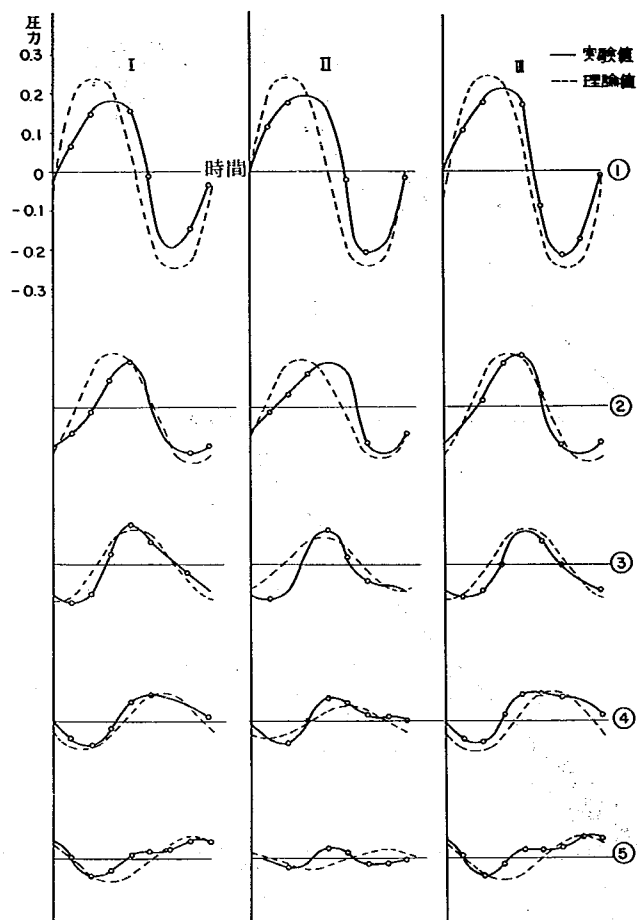


図4-2 圧力位相の実験値と理論値の比較図 周期 0.497 sec 水深 12 cm

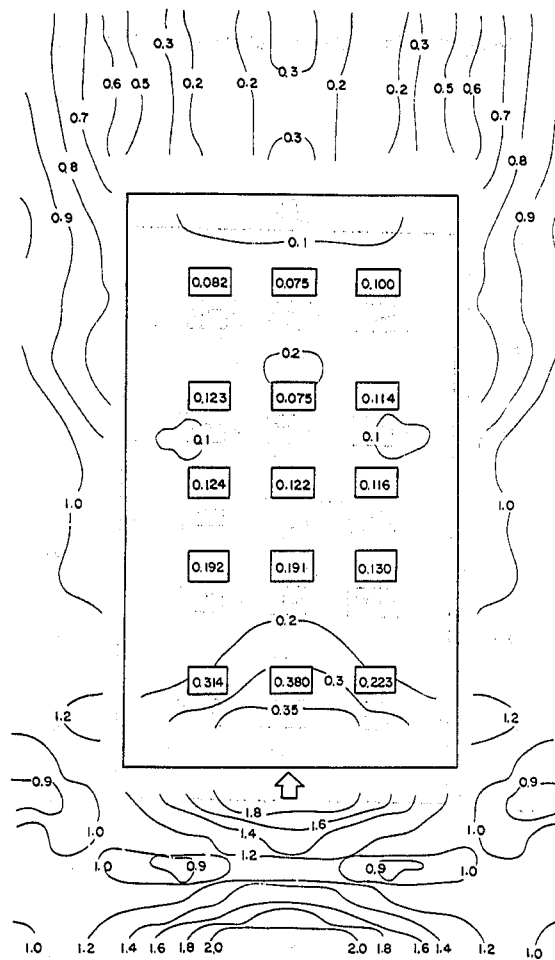


図 4-3 (a) 周期 0.332sec 底面の水深 0.0308 m

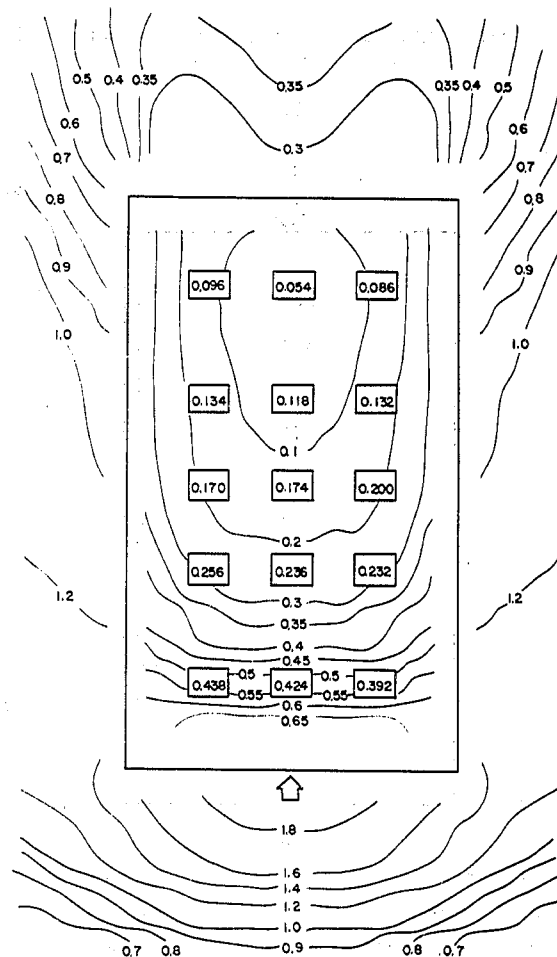


図 4-3 (b) 周期 0.497sec 底面の水深 0.0308m

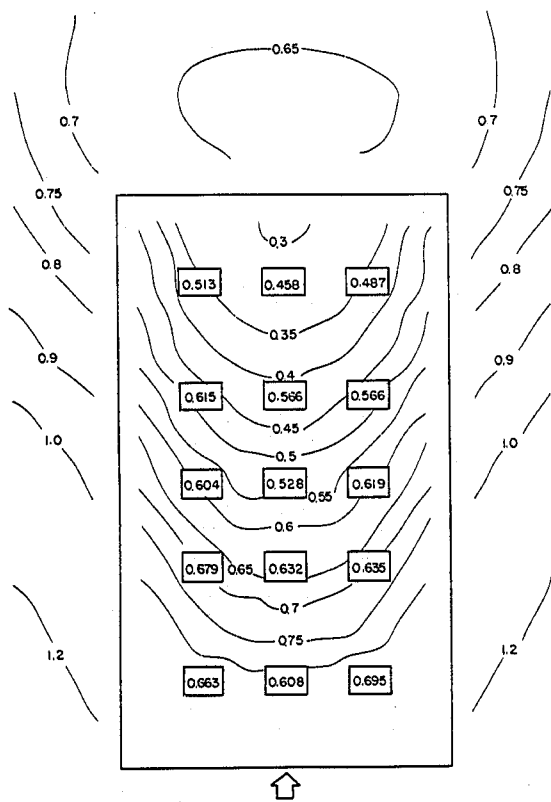


図4-3(c) 周期0.782sec 底面の水深0.0308 m

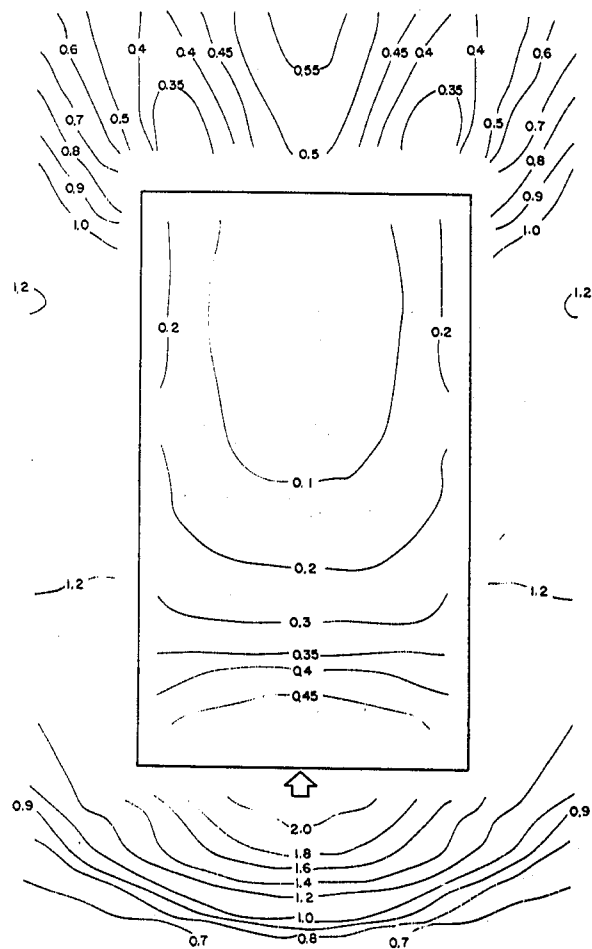


図4-4(a) 周期0.497sec 底面の水深0.06 m

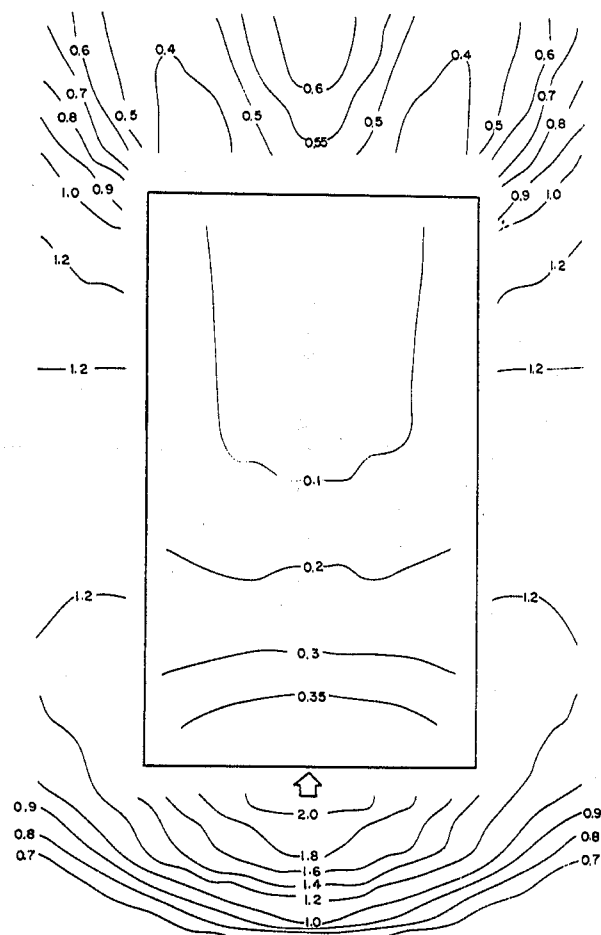


図4-4 (b) 周期 0.497 sec 底面の水深 0.09 m

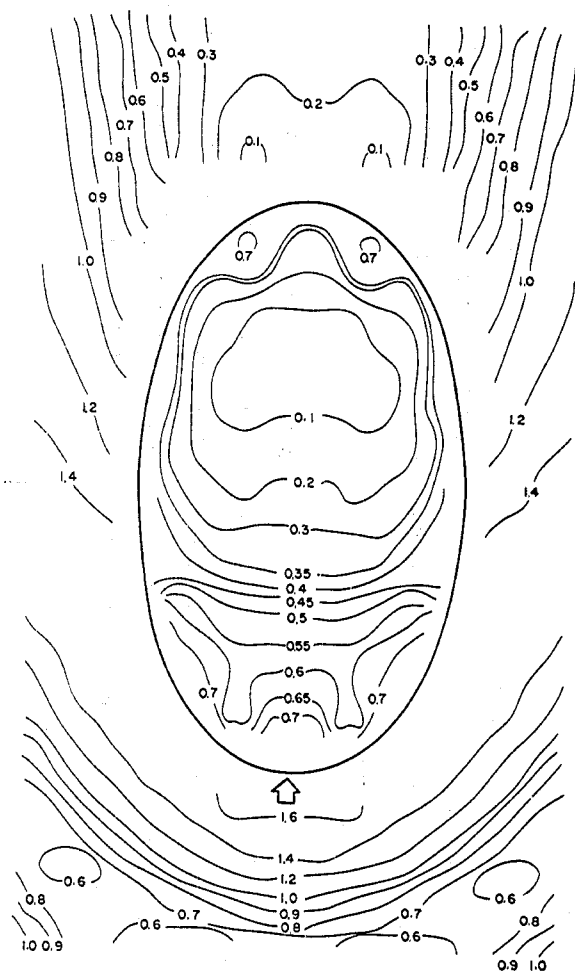


図4-5 周期 0.497 sec 底面の水深 0.0308 m (円形)

5 章 浮体構造物の運動とアンカーに生ずる力

球形構造物を考えて、アンカーの方法を2種類変えて模型実験し、運動を安定化（小さくする）する方法について考案した。この結果について微小振巾波を考え、波力としてモリソンの式の慣性項を考えて理論解析して、解析方法の妥当性について、質量係数 C_M によって検討した。

5-1 模型及び実験条件

1) 模型, 実験方法

本研究で使用した球体は図-5・1のような大きさであり、アンカーの方法は2点繫留で、アンカーワイヤーにプレテンションがかかっている。その方法も球の底部よりワイヤーがでている場合と、球の中心よりワイヤーがでている場合である。いずれもワイヤーとしてはナイロン製の水糸を使用している。以下前者の方法をモデル1、後者の方法をモデル2と呼ぶことにする。アンカーワイヤーに作用する張力は水路底に置かれた板バネの歪によって測定した。

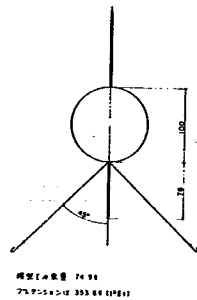


図5-1 (a) 模型-Iの寸法

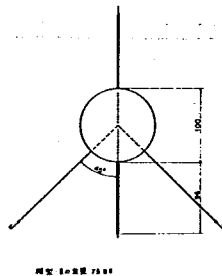


図5-1 (b) 模型-IIの寸法

物体の運動は8mm撮影機によって撮影し、物体上に取りつけられたマーカーの移動量を測定することによって求めた。模型の質量は図-5・1の中に示してある。又安定板の大きさは表-5・1のごとく番号をつける。

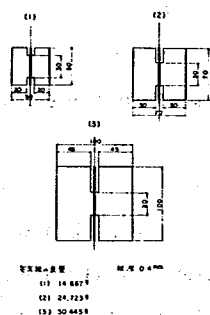


図5-2 安定板の寸法

表-5・1

安定板の種類	なし	(1)	(1)	(2)	(2)	(3)	(3)
安定板の向き	・	+	×	+	×	+	×
模型番号	0	1	2	3	4	5	6

波の方向

2) 波の条件

模型は水深35cmの中で、球の上面が丁度水面下5cmになるようにセットされている(図-5・3)。使用した波は周期を0.44, 0.56, 0.69, 1.03, 1.60 secの5種類とし、各波について波高3~5ケースで構成させた。

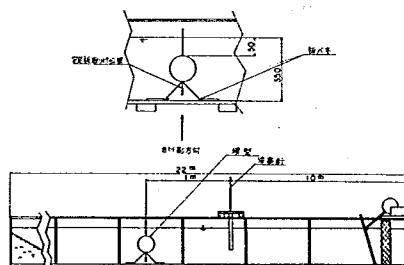


図5-3 模型の設置位置

3) 実験ケースの表示

以下整理の都合上、実験ケースはⅠ-2, Ⅱ-3のごとく表示することにし、前者はモデル1で安定板の向きがNO 2であり、後者はモデル2で安定板の向きがNO 3であることを示している。

5-2 模型実験結果

このようなアンカーの方法では、回転運動が主体となるので、以下回転運動を主体にまとめてゆくことにする

1) 固有振動

この場合も8mmフィルムに撮影して、そのよみより固有周期、減衰勾配をよみとった。その結果を表5・2に示してある。 T_0 は固有周期、 ω_n は固有角周波数、 r は減衰係数、 h は減衰比である。これからみれば判るごとく、いずれの場合も $h < 1$ となっており減衰振動であることが判る。Model-1の方が減衰が悪いようである。なお、この内Ⅰ-0, Ⅱ-0の振動波形を示すと図5-4のごとくなっている。

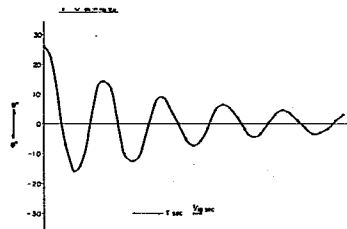


図5-4 (a) Ⅰ-0 固有振動

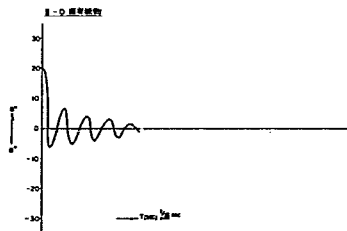


図5-4 (b) Ⅱ-0 固有振動

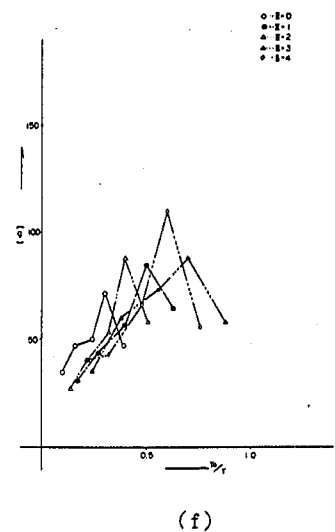
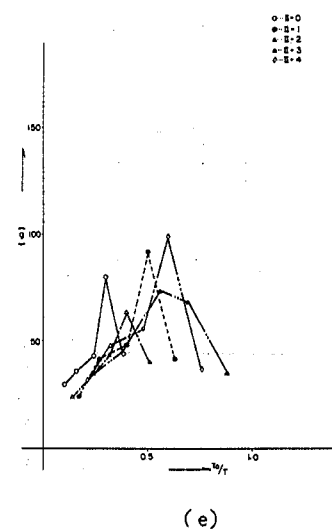
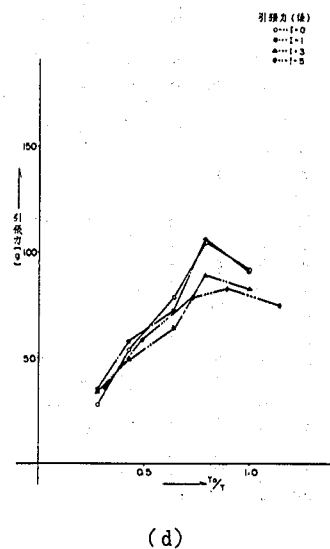
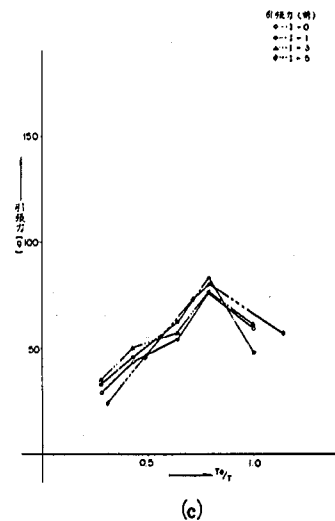
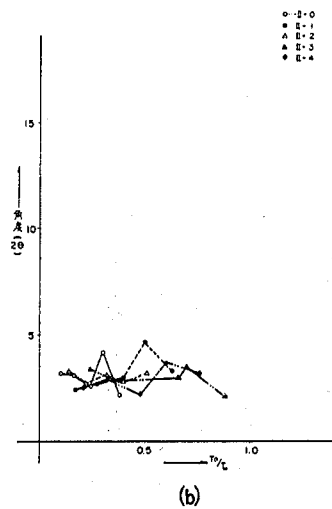
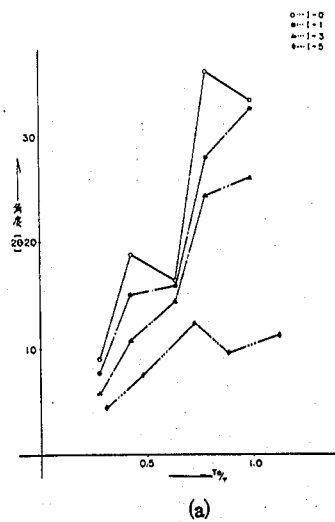
表-5・2

模 型	T_0	ωn	r	h
	sec	1/sec	1/sec	$r/\omega n$
I - 0	0.444	14.15	1.327	0.0938
1	0.444	14.15	1.806	0.128
2	0.444	14.15	1.422	0.104
3	0.444	14.15	2.152	0.152
4	0.444	14.15	1.842	0.130
5	0.500	12.56	2.487	0.198
6	0.611	10.28	1.621	0.158
II - 0	0.167	3.763	1.990	0.0529
1	0.278	2.26	6.321	0.279
2	0.222	2.83	4.532	0.159
3	0.389	1.615	4.753	0.294
4	0.333	1.887	4.569	0.242
5	0.889	7.068	2.561	0.362
6	1.00	6.283	2.561	0.408

2) 波による運動

定常な運動をしている場合の回転振巾とアンカーに働く張力をデーターよりまとめて、波の周期と系の固有周期の比でグラフにしたものが図5-5の一連のグラフである。このグラフの縦軸は張力の変化、回転角も波高に比例するとして、波高 $H=4\text{ cm}$ の場合について整理したものである。張力の関係をみると左側アンカー（波の進入方向、手前側）と右側アンカー（後方側）との値に、いずれの場合にも若干の開きがあって、後方側の方が大きい値を示している。これは実験データーの整理の上でも問題があるが、水平方向、鉛直方向、回転運動の3成分のいずれもがこのアンカーに作用するので、それらの運動の応答のずれによって起ってくるのではないかと想像している。特に水平方向の輸送成分があればこの傾向が著しくなるのではないかと考えられる。

回転運動の複振巾の変化をみるとI型の模型の場合には抵抗板が大きくなる程、振巾が小さくなっていく事が判る。特に5型では0型の1/3程度の振巾になっていることが判る。又II型になるとI-0型の場合に比して1/10にもなっており、小さな抵抗板をつけても余り関係なく、大きな板をつけると逆に振巾が大きくなる事を示している。この場合の運動を観測すると、I型の場合と逆の方向に回転していることが判った。すなわち、抵抗板に働く波力の方が大きくなり、運動が抵抗板を主体とした運動になってしまっていることが判った。



張力の変化をみるとⅠ，Ⅱの両型において余り差がない事を考えるとⅡ型の振巾が，はるかに小さいのでⅡ型のアンカーの方法の方が良いと云える。

いづれの場合も $T_0/T=1$ の点が回転の共振点であり，全体の傾向としては，ここで振巾，張力ともに大きな値を示している。しかし， T が変化すると波長 L が変わるため，波力の大きさが変わるため，これらのグラフでは共振曲線を示しているわけではない。そのためには理論解析との比較が必要となる。

5-3 理論解析

1) 運動方程式

模型Ⅰの場合は回転中心がアンカーのとりつけ部分であるので，この点を中心にした運動方程式を作ると次のようになる。(図5-6, (a))

$$(I + I') \ddot{\theta} + R\dot{\theta} + (wV \cdot r_V - W \cdot r_G) = F(t) \quad (5-1)$$

ここに I ， I' は回転中心に対する模型の慣性モーメント及び付加質量による慣性モーメントである。 V ， W は模型の体積及び重量， r_V ， r_G はそれぞれ体積と重量の中心である。 w は水の単位重量， R は粘性抵抗係数， $F(t)$ は波による外力を示している。又模型Ⅱの場合は球の中心で回転運動するとして次の方程式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (I + I') \ddot{\theta} + R\dot{\theta} + \left(2 \frac{T r^2}{L} + W r_G \right) \theta &= F(t) \\ T &= \frac{(wV - W)}{2} \cdot \frac{1}{\sin \varphi} \end{aligned} \right\} \quad (5-2)$$

T は球が静止している時にアンカーワイヤーに働いている張力である。この方程式では，波力によって張力は $T \pm dT$ となるはずであるが $dT \ll T$ としている。すなわちプレテンションがかなり大きく効いている場合に相当する。

波力の項 $F(t)$ は微小振巾波の波の式を使い，モリソンの慣性力の表示を使用して求める。

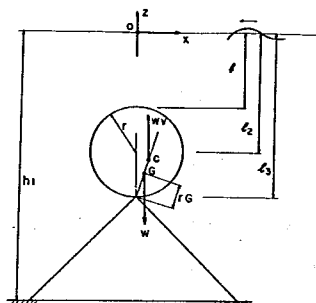
a) 波の表示

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= -\frac{HC}{2} \frac{\cosh k(h+Z)}{\sinh kh} \cos k(x-ct) \\ \eta &= \frac{H}{2} \frac{\sinh k(h+Z)}{\sinh kh} \sin k(x-ct) \\ u &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{Hkc}{2} \frac{\cosh k(h+Z)}{\sinh kh} \sin k(x-ct) \end{aligned} \right\} \quad (5-3)$$

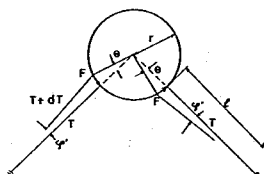
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{Hk^2 c^2}{2} \frac{\cosh k(h+Z)}{\sinh kh} \cos k(x-ct)$$

$$C = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}}, \quad k = \frac{2\pi}{L}, \quad \sigma = kc$$

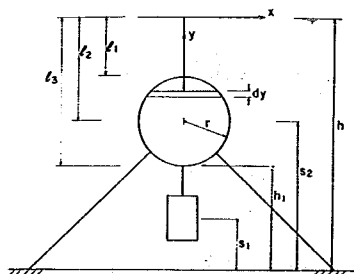
これらの式において、座標の原点を図5-6のごとく、静水面にとり、Z軸を球の原点を通るように決めると、 $x=0$ とおくことができる。



(a)



(b)



(c)

図 5 - 6

b) 波力

球に働く波力については図(5-6. c)のごとく dy の微小部分の波力を積分して求めることにする。 dy の部分に働く波力を dF とすれば

$$dF = \rho C_M \cdot A(y) \cdot dy \cdot \frac{du}{dt} \quad (5-4)$$

この回転中心に対するモーメントを dM で示すと

$$dM = \rho C_M \cdot A(y) \cdot dy \cdot \frac{du}{dt} \cdot (\ell_3 - y) \quad (5-5)$$

$(\ell_3 - y)$ は回転中心よりのうでの長さである。この式は模型 I についてであり、模型 II については、この項が $(\ell_2 - y)$ となる。

$$A(y) = \pi [r^2 - (y - \ell_2)^2] \quad (5-6)$$

(6)を(5)に代入して球のある部分について積分する。

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{\ell_3}{\ell_1} C_M \cdot \rho \cdot \pi [r^2 - (y - \ell_2)^2] \left(-\frac{H}{2} \sigma^2 \right) \cdot \frac{\cosh k(h-y)}{\sinh kh} \cdot \cos \sigma t \cdot (\ell_3 - y) dy \\ &= A_1 \int_{\ell_1}^{\ell_3} (y^3 + a_1 y^2 + a_2 y + a_3) \cosh k(h-y) dy \end{aligned} \quad (5-7)$$

$$\text{但し, } \tilde{A}_1 = \frac{H}{2} a^2 \rho \pi \frac{C_M}{\sinh kh}, \quad a_1 = -(2\ell_2 + \ell_3), \quad a_2 = -(r^2 - \ell_2^2 - 2\ell_2 \ell_3)$$

$$a_3 = (r^2 - \ell_2^2) \ell_3, \quad A_1 = \tilde{A}_1 \cdot \cos \sigma t \quad (5-8)$$

この積分の結果は

$$\begin{aligned} \frac{M_1}{A_1} &= \left[\left(\frac{y^3}{k} + \frac{y}{k^3} \right) + a_1 \left(\frac{y^2}{k} + \frac{2}{k^3} \right) + \frac{a_2 y}{k} + \frac{a_3}{k} \right] \sinh k(h-y) \\ &\quad + \left[\left(\frac{3y^2}{k^2} + \frac{6}{k^4} \right) + a_1 \frac{2y}{k^2} + \frac{a_2}{k^2} \right] \cosh k(h-y) \Big|_{\ell_1}^{\ell_3} = \tilde{M}_1 \end{aligned} \quad (5-9)$$

となる。なお模型 II 型では(9)式において $a_1 \sim a_3$ を次のごとくすれば良い。

$$a_1 = -3\ell_2, \quad a_2 = -(r^2 - 3\ell_2^2), \quad a_3 = (r^2 - \ell_2^2) \cdot \ell_2 \quad (5-10)$$

抵抗板については、球に比して体積が小さいので、その重心での速度によって考慮することにし

て次のごとく表す。

$$\left. \begin{aligned} M_2 &= F_2 \times (s_{11} - h_1) \\ \tilde{F}_2 &= C_M \rho V \left(-\frac{H}{2} a^2 \frac{\cos h k s_{11}}{\sinh k h} \right), F_2 = \tilde{F}_2 \cos \sigma t \end{aligned} \right\} \quad (5-11)$$

ここに、 V は板の体積であり、 s_{11} は水底より板の中心までの距離、 h_1 は水底より球の底までの距離

模型Ⅱ型では $(s_{11} - h_1)$ が $(s_{11} - s_2)$ となり、 s_2 は水底より球の中心までの距離を示す。

2) 運動方程式の解

このようにして求めた外力項をまとめると

$$F(t) = M_1 - M_2$$

と書く事ができるが、 M_1, M_2 の中に $\cos \sigma t$ の項があるので、この項をくくり出すと

$$F(t) = F_0 \cos \sigma t \quad (5-12)$$

と書くことができる。但し F_0 は

$$F_0 = \tilde{M}_1 \cdot \tilde{A}_1 - \tilde{F}_2 \cdot (s_{11} - h_1) \quad (5-13)$$

である。

a) 自由振動の解

式(1), (2)で $F(t) = 0$ としたのが自由振動である。この場合の解は減衰振動であって、 $t = 0$, $\theta = \theta_0$, $\dot{\theta} = 0$ の解は

$$\theta = \theta_0 e^{-\sigma t} \cos \sqrt{\omega_n^2 - r^2} t \quad (5-14)$$

$$2r = R_0 \sqrt{I + I'}, \quad \omega_n^2 = \frac{wV \cdot r_v - W r_G}{I + I'} \quad (\text{I型})$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_n^2 &= \frac{\frac{2Tr^2}{L} + W r_G}{I + I'} \end{aligned} \right\} \quad (5-15)$$

である。

b) 強制振動の解

(12)式を(1)又は(2)式に代入して $f_0 = F_0 \sqrt{I + I'}$ とおくと次のような解を得る。

$$\theta = D_1 \cos (\sigma t - \varphi)$$

$$D_1 = \frac{f_0}{\omega_n^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\sigma}{\omega_n}\right)^2\right]^2 + \left(2h \frac{\sigma}{\omega_n}\right)^2}},$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{2h \frac{\sigma}{\omega_n}}{1 - (\frac{\sigma}{\omega_n})^2}, \quad h = r/\omega_n \quad (5-16)$$

5-4 理論解析の結果を使つての実験結果の検討

1) 質量係数について

模型実験の結果について、6・3での解析を適用してみる。その方法として、通常 C_M の値にそれぞれ球、板の値を使用して D_1 の値を求めて実験値と比較するわけであるが、ここではこの方法とは逆に D_1 の値より C_M の値を求めることにした。ただその場合に球の C_M と板の C_M が f^0 の式の中に未知数として同時に含まれているので、球の C_M は既知の値を入れて、板の C_M を出す方法をとった。この場合の球の C_M の値は、板のついていないケースI-0, II-0の場合の理論解析(13)式で $\tilde{M}_1 \tilde{A}_1$ の項のみを考えて、 $\tilde{F}_2 = 0$ とした解)の結果を使つて求めている。

又II-1~II-6型では F_0 の値がマイナスになり、又実験でも先にのべたごとく、球のみの場合の運動の方向と逆になっているので、実験結果の振幅もマイナスとして結果を求めた。各周期について波高が3~5ケースあるので、それらの平均をとつてまとめてみると表5-3のごとくなる。

表5-3 (a)

T	I-0	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6
sec							
044	0.88					84.3	53.4
056	1.08					119.2	90.7
069	1.21	43.1	52.1	36.5	36.7	52.9	73.1
103	1.62	63.6	46.9	45.6	34.0	57.8	66.1
160	1.60	59.7	50.9	53.3	72.8	41.6	37.1

(b)

T	II-0	II-1	II-2	II-3	II-4	II-5	II-6
044	0.42	188.3	184.1	95.2	113.3	170.9	200.8
056	0.92	42.8	34.9	35.7	36.9	37.5	50.2
069	0.86	24.7	26.4	16.8	14.8	27.8	37.1
103	24.8	13.9	15.0	11.9	14.5	33.7	24.1

これを球の直径 D と波長 L との比でグラフにしたのが図5-7の3枚のグラフである。a)のグラフは球のみの場合でI-0, II-0の場合であり、両方とも波長が短くなる程 C_M の値は小さくなる傾向を示している。これは円柱の場合の傾向とよく似ている²⁾がII-0の方は問題がありそうである。この点については後で一緒に検討することにする。この球の値をもとにして、板の C_M を求めたのがI型ではb)図であり、II型ではc)図である。d)図のI型についてみるとかなりの散らばりがあるが、40~80程度の値の中にすべて入っていると考えて良いようであるが、傾向としては板の大きいI-5, I-6のケースが他の場合より大きい値になっている。

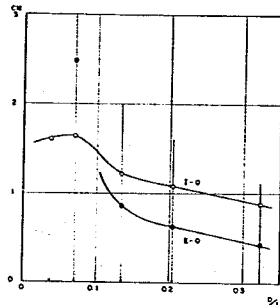


図5-7 (a)

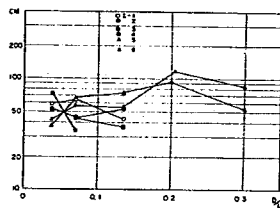


図5-7 (b)

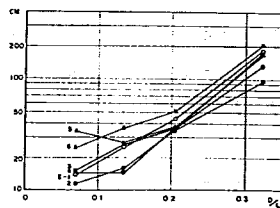


図5-7 (c)

次に c) 図のII型をみると D/L が増加するにしたがって C_M の値が極端に大きくなっていることが判る。この傾向は、a), b) の両図の場合とは全く異った傾向を示している。

本来 C_M の値は板が加速度運動したときに、流体がうける影響を水の体積に換算して求めるファクターであるので、板の形状が決まればいつでも同一の値をとるはずである。逆に流体の運動

が物体へ及ぼす影響も同様に形で決まりいつでも同じ値になると考えられる。ただ波のごとく往復運動する場合には、流体の動きの早さの相違によって、物体へ影響する流体のはんいが相異なる可能性もあると考えられる。すなわち、波長の長い波ではかなり大きな流体範囲が影響し、波長の短い波では小範囲しか影響しないと考えられる。このように考えると図5-7(a)の傾向は理解できる。

又このような考えに立てば b) と c) の図の値は同じ傾向を示さなければならないはずである。

この傾向が相異しているのは実験値より C_M を求める過程において、実験で現われている運動の機構を理論解析が十分にとらえていないのではないことに起因すると考えられる。

すなわち、II型の場合には図5-6 b) に示すごとく球の中心において回転することにして運動方程式を作っている。したがって、この場合の C_M の値は球の表面の流体の摩擦によって動かされる水の量、又は逆に水による球面に働く摩擦力の及ぼす影響程度しか考慮に入れられないことになるので、I型の球の中心が移動する場合の C_M よりはるかに小さいはずである。図5-7 a) の傾向はこのような事を示しているようであるが、波長の長いケース $T = 1.03 \text{ sec}$ の場合にはかなり大きい値 $C_M = 2.48$ を示している。

この点より考えると、II型の場合には球の中心で回転運動をしているのではなく、回転運動と同時に水平運動もしているのではないかと想像される。実験値は球の上につけられた棒にあるマーカーの移動より回転角を出しているので、そのよみの中には図5-8のごとく水平と鉛直移動を伴う回転角 θ を測定していることになる。図のごとく微小な中心の移動によってマーカーは大きく動く事が判るので、運動方程式を、水平、鉛直方向で考え、それに伴う回転を考えるようにする必要がある。

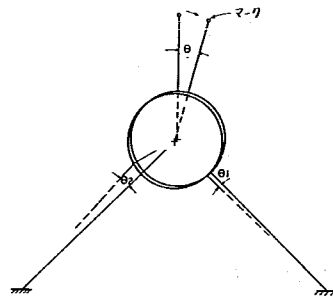


図5-8

2) 応答曲線について

I-0型の場合について応答関係を検討してみた。他のケースには理論解析、 C_M の値等に問題点があるので、一番問題のないこのケースを選んだ。式(6-16)を書きなおして

$$M = \frac{\omega_n^2 D_1}{f_0} = \frac{1}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\sigma}{\omega_n}\right)^2 + \left(2h \frac{\sigma}{\omega_n}\right)^2\right\}}} \quad (5-17)$$

$$f_0 = \frac{F_0}{(I + \tilde{I})} = \frac{\tilde{M}_1 \cdot \tilde{A}_1}{(I + \tilde{I})}$$

$\tilde{M}_1, \tilde{A}_1$ は波と物体の形によって決まる値であり (6-8), (6-9) 式によって決まる。 C_M の値は (5-8) 式をみれば判るごとく $\tilde{A}_1$ の中に含まれている。ここで実験結果より D_1 (拡巾), ω_n (固有角周波数), 波の条件より $\tilde{M}_1$ の値及び $\tilde{A}_1$ の値を求めて, (5-17) 式の関係をグラフにしてみた。この場合先に求めたごとく, C_M の値が σ/ω_n の値, すなわち d/L の値で異っていたので, その値を使用してプロットしたのが図 5-9 の中の白丸の点であり, C_M が σ, L に関係なく一定であるとして, $C_M = 1.5, C_M = 1.3$ としたときの値が黒丸及び, 四角印で示した値である。なお図中に実線で示されている応答曲線は, 減衰比 $h = 0.1$ の場合のものである。この場合の実験値では $h = 0.0938$ であった。このグラフをみれば判るごとく, 白丸印が最も応答曲線に近い値を示している。

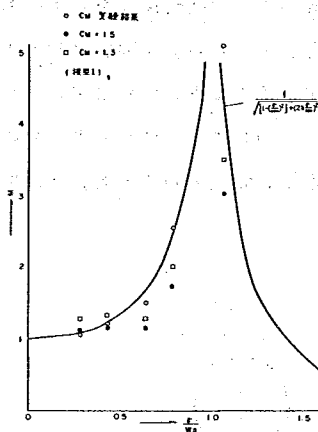


図 5-9

これは当然の事で, このグラフは図 5-7 a) を求めた場合と, 丁度, 裏表の関係になっているからである。いづれにしろ C_M の値は d/L の値によって変えるのが解析上は便利なようである。

3) アンカーワイヤーに働く張力について

アンカーに働く張力については運動方程式の各項を考えて求めなければならないが, ここでは次のような簡略な方法によって求めることにする。図 5-9 のように球が θ の変位をしたときに各アンカーに働く張力の増加がどのようになるかを求める。力 F は浮体全体に働く波力とすると, 模型-I の場合には鉛直, 水平方向の力のつり合いより

$$\left. \begin{aligned} T_2 \cos \zeta - T_1 \cos \zeta + F \cos \theta &= 0 \\ T_2 \sin \zeta + T_1 \sin \zeta + F \sin \theta &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5-18)$$

となり、さらに $\zeta = 45^\circ$ 、 θ が微小変化であるとする $\sin \theta \doteq \theta$ 、 $\cos \theta \doteq 1$ とおけるので (5-18) より T_1, T_2 は次のごとく求まる。

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= F(1-\theta) \frac{\sqrt{2}}{2} \\ T_2 &= -F(1+\theta) \frac{\sqrt{2}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5-19)$$

模型Ⅱの場合には

$$\left. \begin{aligned} T_2 \cos(\zeta-\theta') - T_1 \cos(\zeta+\theta') + F \cos \theta' &= 0 \\ T_2 \sin(\zeta-\theta') - T_1 \sin(\zeta+\theta') + F \sin \theta' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5-20)$$

ここで θ' は微小とし $\zeta = 45^\circ$ として T_1, T_2 を求めると

$$\left. \begin{aligned} T_2 &= -F(1+\theta') \frac{\sqrt{2}}{2} \\ T_1 &= F(1-\theta') \frac{\sqrt{2}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5-21)$$

となり、結果はⅠ、Ⅱの両ケースとも同じ式になっている。 θ, θ' の値が1に比して小さい場合には両式とも、もっと簡単になって

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= -F \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \\ T_2 &= F \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5-22)$$

となる。この場合には、 F が $\cos \sigma t$ 、又は $\sin \sigma t$ で変化するので、 T_1, T_2 も同様に $\cos \sigma t$ 、 $\sin \sigma t$ で変化することになる。 θ, θ' が無視できない場合には、 θ, θ' も $\cos \sigma t, \sin \sigma t$ で変化するので、 $\cos \sigma t \cdot \sin \sigma t = \frac{1}{2} \sin 2\sigma t$ の形となり、波の周期の半分の周期をもつ変化も生じてくることが判る。したがって変位が大きい程、張力の変動も複雑になってくることが判る。

次に模型実験値より得られた、波高、周期、回転角、質量係数等を使用して、各場合の波力 F を計算して (5-19)、(5-21) によって張力の最大値を求めた。この場合 θ は $\theta_0 \sim -\theta_0$ まで変化するので、 T の最大値は、(5-19)、(5-21) の () の中は+になる場合で、その値は T_1, T_2 とも同じである。この計算値と、実験での値を合せて表に示したのが表5-4である。ここに示したのは抵抗板のないⅠ-0、Ⅱ-0型の場合のみであるが、抵抗板をつけた場合も、この結果とほぼ同様な結果を示している。

この表の値をみると周期の短い場合には実験値と計算結果はかなりかけはなれているが、周期が $T \geq 1.03$ となるとこれらの値の相違がかなり小さくなって来ており良好な結果を示している。この傾向は I-0, II-0 の双方について云えるが、I-0 型の方がより良好である。

又、 $T \geq 1.03$ の場合には前方アンカーの張力と後方アンカーの張力の間に、大きな差がなくなっている。逆に周期が短い場合にはその差がかなり大きく、ほとんどの場合に後方の張力の方が大きくなっている。

このような傾向をもとにして考えると、第1に波長の長い場合には水平方向の速度 u は鉛直方向の v に比してかなり大きいものに対し、波長の短い波では、 u と v は同程度にもなる可能性がある。しかし本解析では u を主体に考えていて、 C_M を求めるときも、 T を求めるときも v の影響

表 5-4

模 型	周 期 T_{sec}	張 力			波 高 cm	回転角 複振巾(度)
		後 g	前 g	計算値 g		
I-0	0.44	50.1	33.1	10.9	2.21	18.0
		88.8	67.6	22.1	3.07	13.0
		94.5	72.7	28.3	3.66	22.0
		122.2	83.1	39.2	4.71	32.5
	0.69	28.3	22.8	17.1	2.10	7.0
		115.4	88.5	55.0	5.52	34.5
		195.1	100.1	80.3	8.04	35.0
		171.4	150.0	88.1	8.47	38.0
		198.5	97.3	86.3	8.60	39.0
	1.03	15.3	7.8	10.8	1.15	5.0
		43.3	26.0	35.0	3.61	12.0
		78.9	57.4	69.1	6.66	17.5
		108.9	100.4	103.3	8.46	41.0
		142.8	132.1	133.6	10.47	48.0
	1.60	8.2	8.5	7.8	1.26	4.0
		29.1	20.1	21.1	3.36	6.0
		30.4	31.6	27.2	4.31	7.0
		33.9	40.4	37.9	5.69	13.5
II-0	0.44	30.8	28.9	5.3	2.60	1.5
	0.56	52.6	38.1	11.7	2.89	1.5
		55.4	62.4	14.1	3.44	2.5
	0.69	25.8	21.4	12.6	2.14	1.5
		79.6	65.9	35.7	5.95	4.0
		112.2	82.0	51.3	8.26	5.5
	1.03	11.8	7.2	14.2	1.05	1.5
		38.3	29.3	54.1	3.58	2.0
		78.9	57.1	90.9	6.54	4.5

は全く考えに入れていない。特に張力については、測定値は鉛直方向の力が加わっても記録には出ることになっているので、実験値は ν による影響も入っている可能性は十分ありうる。しかし計算値はそれを無視しているので波長の短い場合には、実験値よりかなり小さくてくる事は理解できる。

したがって波長の短い場合には(5-19), (5-21) 式のFには ν の項をも含める必要がある。

5-5 まとめ

理論解析の上でまだ考慮しなければならないことがあることはすでにのべて来たが、ここで実験の結果をも考慮に入れてまとめをしておく。

i) 水中にプレテンションをかけて繫留した場合の浮体の運動を小さくする方法をみいだした。I型では抵抗板を使用することによって小さくすることができるし、さらにII型のような方法をとれば動きは非常に小さくすることができることが判った。

ii) アンカーワイヤーに働く張力は抵抗板をつけると大きくなる傾向を示し、I, II両型の間では大差がないが、アンカーの波の進入方向、前方のものは後方のものより小さい値を示している。しかし、この場合の張力と云うのは変動張力の大きさを云っているもので、プレテンションを含めた張力では前方のものが大きいかもしれない。

iii) 本解析で物体の運動を説明できるとして、質量係数 C_M の値を求めたが、I型, II型でかなり違う値が得られたが、この点については本文でのべてあるごとくII型の運動方程式のたてかたに問題があるためと考えられる。I型についてはこの方法でも良いと考えられる。

iv) 張力の変動値を計算で求める場合には、波長の長い場合には、この方法でも良いが、波長の短い場合には鉛直方向の波力も考えないといけない事が判った。この場合に鉛直方向の運動方程式をも考えてすべきかは今後の検討事項にしたい。

v) 特にII型のようにフィルム上では球の中心の移動が極く小さいとしても、図5-9のようにマーカーの回転が大きくでる事を考えると、回転の運動方程式より解を求めるよりは、水平、鉛直方向の運動方程式の解より回転を出す方向へ解析方法を変えた方が良いと考えられる。

vi) このような方法をとると実験値の解析の方もマーカーより回転角をよみとるのではなく、2~3コのマーカーの移動より、球の水平、鉛直、回転の各運動成分を求めることを考えると同時に、波形をもよみとるような方法にすべきと考える。

このようないくつかの反省点に立って、これに引続き現象の解明にとりくんでゆきたいと考えている。

なお本解析及び実験結果の大部分は本学大学院生江森担也君の修士論文及び学部卒論生の水野仁君の論文より引用させていただき、それに若干の追加解析と考察を加えてここにこの文をまと

めました。

参考文献

- 1) 本間 仁 水 理 学 丸 善
- 2) 堀川清司 海岸工学 東京大学出版会

第6章 沈設アンカーの引抜き抵抗力

6-1 まえがき

波浪観測用ステーションが外洋域に進出するに従って、ステーションの構造は浮遊式のものが使用される傾向を強める。浮遊式観測ステーションは、若干の水平および鉛直移動は許容されるとは云え、係留システムによって海上または海中のほぼ一点に固定されることになる。

波などによる観測ステーションの動揺とアンカーケーブル系の挙動については、本調査報告書でも取上げられている他に、若干の研究も見受けられる。しかし、アンカーケーブルの固定点となるアンカーの、引抜き抵抗力とその発生機構に関しては、未だ十分なる解明がなされていない。

海洋構造物用、特に観測ステーション用のアンカーは、その自重に較べて引抜き抵抗力が大きく、しかも設置および撤去が簡単である必要がある。この事は、観測ステーション用のアンカーは従来の船舶用アンカーとは機能の異なるものであることを意味し、近年、海底々質中に沈設されるプレート・アンカーが上述の性能を供えていることから注目されつつある。

本研究は、沈設アンカーの引抜き抵抗力の発生機構を解明するための基礎として、沈設アンカー上方部の海底々質の引抜き抵抗力への寄与を知る上に必要な、底質内のすべり面形状とそこに働く剪断力について検討を行なったものである。

6-2 従来の研究

沈設アンカーの引抜き抵抗力 (break out force または holding capacity) についてなされた研究は、非常に数が少ない。この問題に深い関係があるものとしては、沈没船の引上げなどがあげられる。しかし、この分野では工事報告程度の発表文献で、系統的な研究はあまりなされていない。サルベージ関係の従来の報文は、Muga がまとめている。¹⁾

海底面下に沈降した物体を引抜くに要する力は、その物体の形状・大きさ、海底々質の性質、沈降深さなどに関係する。また、海底下に放置された時間にも関係する計りか、引抜くための力 (荷重) の特性とその作用位置にも関係する。以上の様に、アンカーの引抜き力に関係するパラメータは非常に数が多い。

NECL (U. S. Naval Civil Engineering Laboratory) では、海底面下に完全または一部沈設した物体の引抜き力に関して、1965年以来、研究を行なっている。²⁾

Muga³⁾ は、物体の引抜きに要する力 F は、

$$F \doteq kCA \quad (6-1)$$

で表わされると仮定した。ここに、 C : 粘着力係数、 A : 物体の水平投影面積、 k : 物体の形状・大きさ、引抜き力の作用時間などに関係する常数である。そして、式 (6-2) のような、最大引抜き力 F に関する式をえている。

$$F = Q A_{\max} q_d \cdot e^{-R(t-t_0)}, \quad 0 < t < t_0 \quad (6-2)$$

ここに、 q_d : 底質土の強度を示す量、 R : 破かい曲線 ($t \sim F/q_d A_{\max}$) の勾配、 Q : 無次元パラメーター、 t_0 : F の減小が認められなくなる時間、 t : 時間である。Muga は、San Francisco 湾で行なった実測結果より、

$$F = 0.20 A_{\max} q_d e^{-0.00540(t-260)} \quad (6-3)$$

の経験式を得た。

Liu⁴⁾ は、海底面下に一部または完全に自重で沈設した物体の引抜き力について、研究を行なっている。自重沈設と云う事から、沈設深さは物体の形状・大きさ・重量と底質の性質、そして物体の海底の海底面上への放置時間などに関係する。Liu は、底質土の粘性、透水性とクリープ効果が引抜き力に対して無視しうる場合には、

$$\left. \begin{aligned} f(F, F_r, T, T_{in}) &= 0 \\ F_r &= F_r(A_m, D, C) \end{aligned} \right\} \quad (6-4)$$

なる関係があるとし、これより

$$F/F_r = g(T/T_{in}) \quad (6-5)$$

で与えられる引抜き力と引抜き時間 T との関係を検討している。ここに、 F_r : 物体の静的抵抗 ($F_r = CA_s + \sigma + Ax$)、 T_{in} : 放置時間、 D : 沈設深さ、 A_m : 海底面下にある物体の最大投影面積、 C : 底質土の剪断強度である。

San Francisco 湾と Mexico 湾での実測および室内実験の結果より、以下の事項が明らかにされた。

1. F/F_r に及ぼす T/T_{in} の影響は非常に小さい。
2. 角ばった物体 (square-edged bodies) はより大きい引抜き力を必要とする。
3. 物体が引抜けるための最低必要条件は、 $F/F_r = 5.0$ 。

また引抜きが生じない条件は $F/F_r \leq 0.6$ である。Lui のえた実験・実測結果は非常にばらついているが、平均引抜き力 F_m に対する、実験式 (6-6) を示している。

$$F_m/F_r = 1.5 (T/T_{ln})^{-0.07}, 10^{-3} < T/T_{ln} < 10 \quad (6-6)$$

Vesic⁵⁾ は、深基礎に関する研究より、プレート・アンカーの引抜き力の式として、

$$F = c\bar{F}_c + r D\bar{F}_q \quad (6-7)$$

を与えている。ここに、 $\bar{F}_c$ 、 $\bar{F}_q$: plate breakout factor, r : 底質の見掛けの単位重量, D : 沈設深さである。そして、陸上アンカーについて行なわれた引抜き実験との比較より、 $\bar{F}_q$ は相対沈設深さが増大するに従って増大することを示した。

Bemben と Kalajiam⁶⁾ は、平板よりなるいかりずめをもったアンカーについて、底質が砂の場合の実験を行っている。

一方海洋構造物用の沈設アンカーの引抜き力に関連する研究としては、鉄塔などの基礎工の引抜き抵抗力に関する研究が、土質力学の分野で行われている。

土中基礎の引抜き抵抗力の算定方法としては、1. アンカー直上の円柱土塊の重量とすべり面(円柱面)に作用する剪断力の和とする earth pressure method (friction cylinder method) (図-6・1 a), 2. アンカー上面端より頂角が $90^\circ + \phi$ で拡がる円すい面をすべり面とし、この部分の重量を抵抗力とする (earth load method (weight of cone method) (図-6・1 b), 3. Balla 松尾の方法がある。

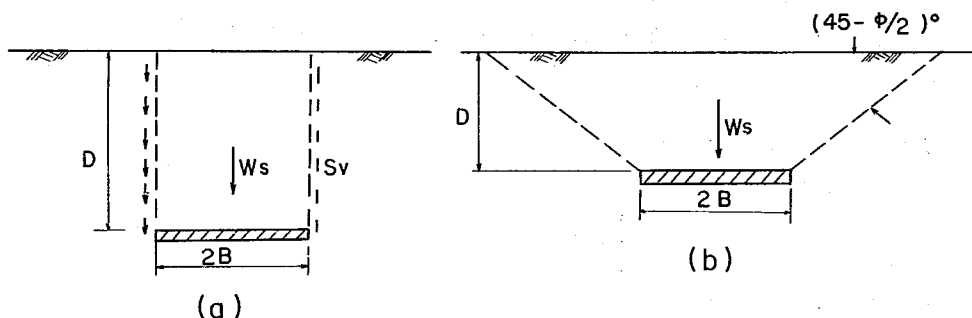


図-6・1 (a) earth pressure method のすべり面
(b) earth load method のすべり面

Balla と松尾は、アンカーの引抜き抵抗力が Terzergy の支持力の式と同等な式で与えられるとし、アンカー引抜き時に発生するすべり面上の土塊重量、すべり面に作用する剪断抵抗合力の鉛直分力とアンカー重量との和とした。

Balla⁷⁾ は、密な砂中に埋込まれたアンカーについて実験を行い、すべり面が図-6・2 で示される円弧で与えられることを確めた。そしてこのすべり面に Kötter 方程式を適用し、円板アンカーの引抜き抵抗力を与える理論式 (6-8) をえた。すなわち、

$$F = D^3 r \left[F_1(\varphi, \lambda) + \frac{C}{r} \frac{1}{D} F_2(\varphi, \lambda) + F_3(\varphi, \lambda) \right] + G \quad (6-8)$$

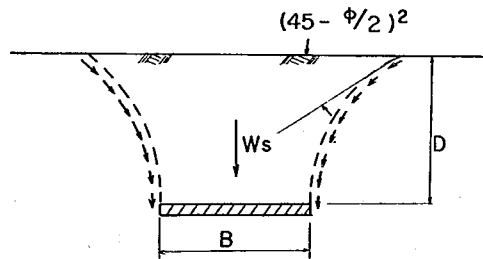


図-6・2 Balla の方法のすべり面

ここに、 φ ：土の摩擦角、 $\lambda = D/B$ ：相対埋設深さ、 C ：粘着力、 r ：土の単位重量、 G ：アンカー重量、 F_1, F_2, F_3 ： φ と λ とに關係する関数で、 F_1 はすべり面上の土塊体積、 F_2, F_3 はすべり面上の剪断力に關係する関数である。式(6-8)に見られるように、アンカーの引抜き抵抗力は埋込み深さの3乗に比例することが判かる。非粘着性の土に対しては式(6-9)のように簡単となり、Ballaは計算用の図表^{*}を与えている。

$$F = D^3 r \left[F_1(\varphi, \lambda) + F_3(\varphi, \lambda) \right] + G \quad (6-9)$$

Baker と Kondner⁹⁾は模型実験を行い、 $D/B < 6$ の場合(浅いアンカー)にはBallaの方法が適用しうるが、 $D/B > 6$ の場合にはアンカーの引抜き挙動が変化することを確めた。

松尾¹⁰⁾はアンカー引抜き時に生ずるすべり面が、図-6・3のようにアンカー外端直上にある地表面上の点を通る直線を動径とする対数線と、Rankineの受動状態における直線とを合成したものと仮定し、引抜き抵抗力の計算を行った。

^{*} VesicはBallaの論文中に与えられている図表には誤りのあることを指摘している。

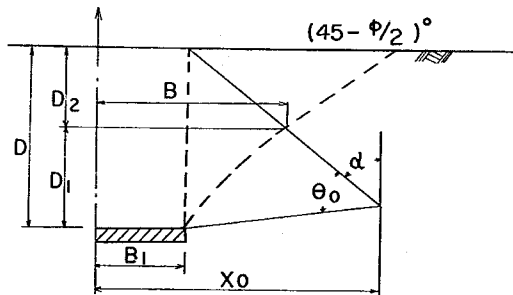


図-6・3 松尾の方法のすべり面

松尾はアンカー形状が円板または円柱の場合について、次式を与えた。

$$\left. \begin{aligned} F &= G + K_1 r + K_2 c \\ K_1 &= \pi B^3 \{ (a-1)(a^2 F_1 + a F_2 + ab F_3 + b F_4 + F_5) + b \} \\ K_2 &= \pi B^2 \{ (a-1)(a F_6 + F_7) + b(b \tan \alpha + 2) \} \end{aligned} \right\} \quad (6-10)^*$$

ここに、 $a = x_0/B$, $b = D_2/B$, $X = (\pi/4 + \varphi/2)$, $F_1 \sim F_7: \varphi$ と対数らせんの中心角 θ_0 の関数, r , C , φ : 土の単位体積重量, 粘着力, 剪断抵抗角である。松尾は, $F_1 \sim F_7$ の計算図表を与えている。また松尾は,¹¹⁾

$$\left. \begin{aligned} D_2 &= \alpha_1 D \\ B &= B_1 + \alpha_2 D \\ x_0 &= B_1 + \alpha_3 D \end{aligned} \right\} \quad (6-11)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \left\{ \sin(\alpha + \theta_0) - \frac{\sin \alpha}{e^{\theta_0 \tan \varphi}} \right\} \\ \alpha_2 &= \alpha_1 \tan \alpha = \frac{\sin \alpha}{\sin \theta} \left\{ \sin(\alpha + \theta_0) - \frac{\sin \alpha}{e^{\theta_0 \tan \varphi}} \right\} \\ \alpha_3 &= \frac{\sin \alpha \sin(\alpha + \theta_0)}{\sin \theta_0} \end{aligned} \right\} \quad (6-12)$$

ここで、相対沈設深さを $\lambda = D/B_1$ で定義すると、(6-11)と(6-12)とより、

$$\left. \begin{aligned} a &= (1 + \alpha_3 \lambda) / (1 + \alpha_2 \lambda) \\ b &= \alpha_1 \lambda / (1 + \alpha_2 \lambda) \end{aligned} \right\} \quad (6-13)$$

となり、式(6-9)はつぎのように書換えられる。

$$\left. \begin{aligned} F &= G + K_1 r + K_2 c \\ K_1 &= B_1^3 (\alpha_4 \lambda^3 + \alpha_5 \lambda^2 + \alpha_6 \lambda) \\ K_2 &= B_1^3 (\alpha_7 \lambda^2 + \alpha_8 \lambda) \end{aligned} \right\} \quad (6-14)$$

ここに、 $\alpha_4 \sim \alpha_8$ は φ と θ_0 の関数である。

松尾の方法によると、すべり面の決定は厳密には作図法によるが、砂質土では $\theta_0 = 60^\circ$ としたすべり面形状が計算および実験結果と良く一致する。したがって、式(6-9)で $\theta_0 = 60^\circ$ と

*) 沈設アンカーでは柱体基礎に相対する部分がないので、松尾の式を若干変形している。

して計算を行う。

非粘性土に対しては、式(6-14)はつぎのように書直される。

$$F = G + rB_1^3 (\alpha_4 \lambda^3 + \alpha_5 \lambda^2 + \alpha_6 \lambda) \quad (6-15)$$

松尾¹²⁾は、砂および粘性土中に埋込まれた基礎について、引抜き抵抗実験を行って、理論の妥当性を検討している。

6-3 本研究のねらい

沈設アンカーの引抜き抵抗力は、

1. アンカーの有効重量、形状寸法
2. アンカー引抜き時におけるアンカー上方にある土塊の重量
3. すべり面に働く剪断力の鉛直成分
4. アンカー表面と底質との間に働く粘着力の鉛直成分
5. アンカー上下面の圧力差、すなわち吸着力 (suction force)

などに関係するばかりでなく、アンカー沈設による底質の攪乱に起因する底質の強度低下、引抜き荷重の種類と荷重速度、および荷重の偏心度(モーメントの存在)にも関係する。

この様に数多くのパラメータに依存する沈設アンカーの引抜き抵抗力に対して、従来の研究成果で与えられる経験式や実験・実測結果は、未だ十分信頼するにたる定量的な結果を与えるには致っていない。¹³⁾

そこで本研究では、複雑な沈設アンカーの引抜き抵抗の機構を解明するため、アンカー引抜き時に発生するすべり面形状とそこに働く剪断力に着目して、模型実験を行う。実験条件を単純化するため、図-6・4に示されるように、アンカーは水平海底面下に沈設され、これに作用する鉛直引抜き荷重作用線はアンカー重心を通るものとする。したがって、本研究では底質土の粘着力効果は考慮しない。

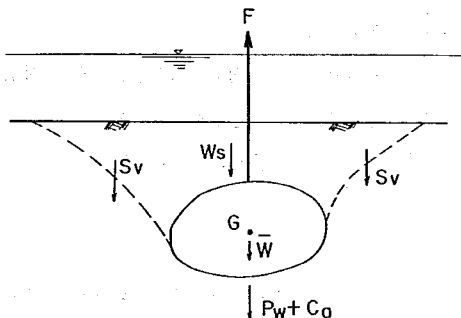


図-6・4

6-4 予備的考察

沈設アンカーを鉛直に引抜く場合の抵抗力の成分については、前節でその主なるものを掲げてある。その中より、本研究の対象とする実験条件下での引抜き抵抗力の成分とそれに関係する因子を以下に記する。

1. アンカー水中重量（ケーブルを含む） G
2. アンカー上の底質重量 W_s

$$W_s = W_s(A_m, L, b, r_s', c, \varphi, D)$$

3. アンカー下面に働く吸引力（suction force） P_w

$$P_w = P_w(A_m', dF/dt, d_0, e, k, D, h, t)$$

4. すべり面に働く剪断力の鉛直成分 S_v

$$S_v = S_v(A_m', L, r_s', c, \varphi, D)$$

5. アンカー表面に働く粘着力・摩擦力 C_a

$$C_a = C_a(A_m' L, b, r_s', \mu_s, c, \epsilon, dF/dt, t)$$

ここに、 A_m, L, b ：アンカーの最大水平投影面積と水平・鉛直方向の代表寸法、 $r_s' = (r_s = r_w) / (1 + e)$ ：底質の水中における見掛けの単位体積重量、 c, φ ：底質の粘着力と内部摩擦角、 d_0 ：底質の平均粒径、 μ_s, e ：底質の粘性係数と間げき率、 ϵ ：アンカーの表面粗度、 D ：沈設深さ、 t ：時間

いま、沈設アンカーの引抜き抵抗力として、作用引抜き荷重とアンカー水中重量との差 $F - G$ をとると、

$$\begin{aligned} R = F - G &= W_s + P_w + S_v + C_a \\ &= (A_m, L, b, r_s', c, \varphi, e, k, d_0, \frac{dF}{dt}, h, \epsilon, D, t) \end{aligned} \quad (6-16)$$

沈設アンカーの引抜き抵抗力 R は、式（6-16）に見られるように非常に数多くの因子に関係するが、先きに述べたように、本研究では式（6-16）中の W_s と S_v の引抜き抵抗力 R に対する効果を把握することを目的としている。

そこで、本研究では以下に掲げる理由から、海底々質として砂を使用することとする。

1. 砂は粘性土に較べて粒径が大きく、付着力は殆んどない。
2. 砂の透水係数が大きいため、アンカー下面に発生する吸引力は、比較的速やかに解消しうる。
3. 砂の粘着力は殆んどない。
4. 模型アンカー沈設時の、アンカー周辺土の攪乱による強度低下の回復が速やかで、しかも底質の堆積状態の均一性と再現性が良い。

また、圧力容器を使用した De Hart・Ursell¹⁴⁾ の実験結果によると、海底面上の水深の引抜き抵抗に及ぼす効果は殆んどないことから、実験時の水深は 40 cm と 20 cm にした。

以上のような本実験の条件を考慮すると、式(6-16)は非常に簡単となり、次式で与えられる。

$$f(R, A_m, L, b, r_s', \varphi, D) = 0^* \quad (6-17)$$

式(6-17)より、次元解析によって式(6-18)の関係がえられる。

$$\frac{R}{r_s' AD} = f\left(\frac{D}{L}, \frac{b}{L}, \varphi\right) \quad (6-18)$$

いま、半径Bの円板状の沈設アンカーに対する引抜き抵抗力のBallの式(6-9)と松尾の式(6-15)を、それぞれ式(6-18)の形式に書直すと、つぎのようになる。

$$\frac{R}{r_s' A_m D} = \frac{\lambda^2}{\pi} [F_1(\varphi, \lambda) + F_3(\varphi, \lambda)], \quad (\text{Ballの式})^{**} \quad (6-19)$$

$$\frac{R}{r_s' A_m D} = \frac{1}{\pi} (\alpha_4 \lambda^2 + \alpha_5 \lambda + \alpha_6), \quad (\text{松尾の式}) \quad (6-20)$$

ただし、 $\lambda = D/B$ 。

6-5 実験装置と実験方法

実験は、写真-6・1に示されるような、断面1m×1m、高さ2mの実験水槽を用いて行った。この実験水槽は、アンカー引抜き時の挙動を直接観察・記録するため、実験水槽の上部1mの部分は、4側壁をすべて透明プラスチック製とした。

模型海底々質としては、豊浦標準砂を使用した。図-6・5は、実験にした豊浦砂の粒径加積曲線であり、その諸性質は表-6・1に示されている。表-6・1中の内部摩擦角は、直接剪断試験によって測定し、間げき率は実験を行った沈設深さ(D=0~20cm)にわたって、試料採取を行ってえた平均値である。本実験の範囲では、沈設深さ方向の間げき率の変化は、殆んど認められない。

*) 式(6-17)を導びくにあたって、後に述べるように荷重速度を一定として実験を行うため、 dF/dt 、 t の効果を無視した。これらの効果を入れると、式(6-18)に $r_s' AD / (\frac{dF}{dt})$ なる量が入ってくる。

**) 式(6-9)と(6-19)での λ の定義が異なっている。

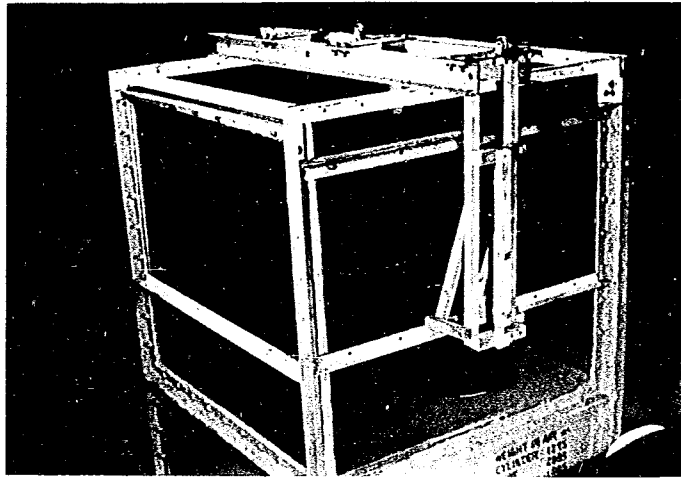


写真-6・1

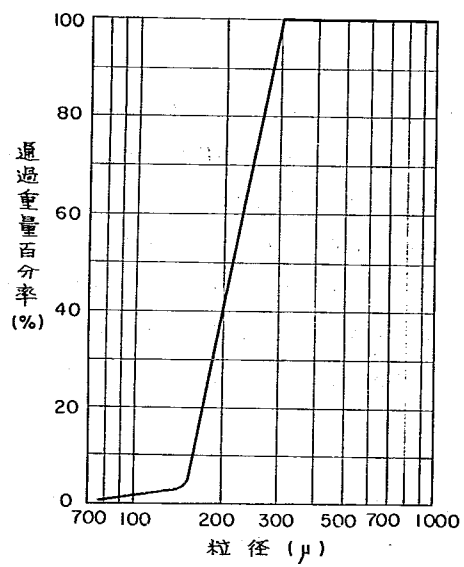


図-6・5 模型底質の粒径加積曲線

表-6・1 実験に使用した底質の諸性質

平均粒径	比重	内部摩擦角	間げき率	見かけの単位重量
220 μ	2.63	33° 42'	39.1%	1.17 gr/cm ³

模型アンカーは、直方体、球、および正方形の3種類で、それらの寸法、重量は表-6・2に示される。模型アンカーは鉄製で、その表面は平滑に仕上げてある。

表-6・2 模型アンカー寸法

形状	寸法	水中重量
直立体	7.0 ^{cm} ×7.0 ^{cm} ×7.0 ^{cm}	2.48Kg
球体	8.0 ^{cm} φ	1.72Kg
正方形板	25 ^{cm} ×25 ^{cm} ×8 ^{mm}	3.80Kg

模型アンカーは(A)、ステンレス・ワイヤーで引抜き荷重用水槽(T)に連結し、その間に力計(L)、バランス用鍾り(C)が挿入されている。アンカーに作用させる引抜き荷重は、定水頭式水槽より水槽(T)に送られる水によって载荷し、荷重は力計(L)によって検出し電磁オシログラフによって記録する。沈設アンカーの変位は、ダイヤルゲージ(d)で読みとる。(図-6・6参照)

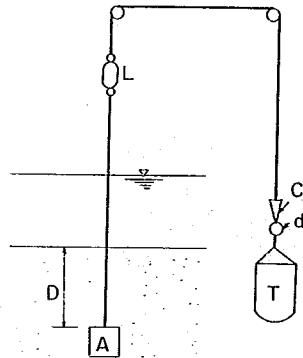


図-6・6 静的引抜き試験装置

実験は、模型アンカーを所要の沈設深さに設置するため底質面を掘下げ、アンカー設置後水面より砂を投下して埋戻しを行い、海底面を水平にする。

模型アンカー周辺の攪乱底質の強度を回復させるため、一定時間放置した後、引抜き荷重を作

用させて実験を行う。

写真-6・2は、動的引抜き荷重を沈設アンカーに作用させる場合の実験装置を示したものである。

動的引抜き荷重は、1/4 HP の可変速モータ(M)を動力源とする回転板(直径25 cm)と模型アンカー(A)とを引張り荷重索で結合し、図-6・7に示すように引張索にコイルバネ(S)と力計(L)を挿入する。模型アンカーの変位は、ポテンシオメータ(P)によって検出する。

動的引抜き荷重は、

$$F = F_0 + \Delta F \sin \omega t$$

で与えられる周期的引抜き力で初期引抜き荷重 F_0 と変動荷重 ΔF を、回転板上の引張り索取付け位置を調節して生ぜしめる。また、可変速モータの回転数を調節して、所要の荷重変動周期に調節する。模型アンカーに作用する引抜き荷重とアンカーの変位は、電磁オシログラフによって、同時に記録する。

6-6 予備実験

模型アンカー沈設によって、アンカー周辺の底質が乱され、このためアンカーの引抜き抵抗力が低減する。攪乱による底質の強度低下の影響を検討するため、一連の予備実験を行った。

図-6・8は、一様な引抜き荷重速度(dF/dt)でアンカーに引抜き荷重を載荷重を載荷した場合の、アンカーの変位-時間曲線を示す実験結果例である。この実験結果にも見られるように、

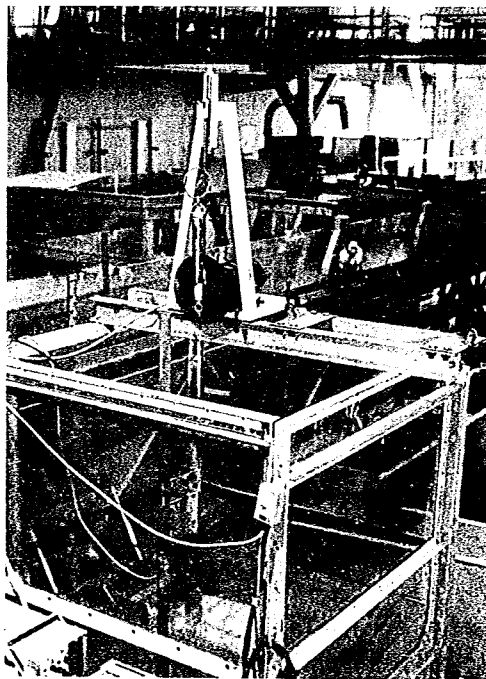


写真-6・2

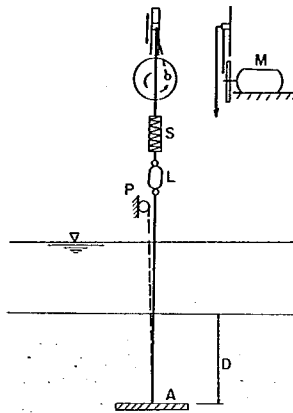


図-6・7 動的引抜き試験装置

アンカー沈設後の放置時間 T_s が1時間の場合と20時間の場合の実験結果には、大きな差異が認められない。したがって、本実験では模型アンカー沈設1時間以後に、引抜き実験を行うこととする。

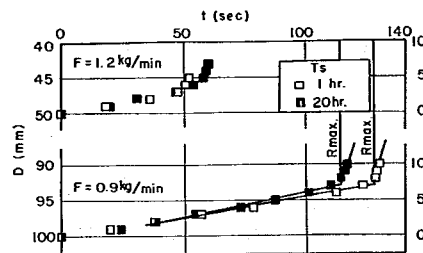


図-6・8 アンカー設置後の放置時間と引抜き抵抗
(アンカー変位-時間曲線)

図-6・8に見られるように、引抜き荷重が増大するにつれて、模型アンカーの変位は徐々に増大し、或る引抜き荷重に達すると、アンカーの変位は急増し海底面より引抜かれる。

そこで、本研究では図-6・9に示すような時点でのアンカーに作用する引抜き荷重^{*}をもって、アンカーの最大引抜き抵抗力とする。

沈設アンカーの引抜き抵抗力が、アンカーに働く引抜き力の性質と荷重速度とに関係することは、従来より数多くの研究がなされている。(ひずみ速度効果)

単純な静的引抜き力をアンカーに作用させる場合、荷重速度が大きいと、アンカー下面に発生する吸引力のため、アンカーの引抜き抵抗力が増大する。¹⁵⁾

*) アンカーの引抜き実験では、模型アンカーの水中重量と引抜き装置系の重量の和に相当する荷重を、実験開始以前に載荷して、実験を行っている。

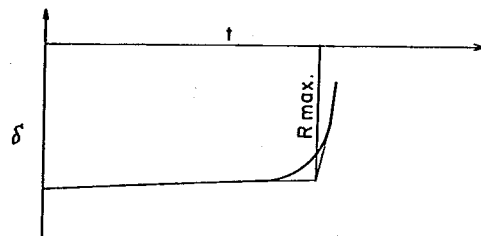


図-6・9 静的引抜き試験結果による、アンカー
の最大引抜き抵抗力の決定法

図-6・10は、直立体アンカー（沈設深さ $D=7.0\text{ cm}$ ）の最大引抜き抵抗力 R_{max} と引抜き荷重速度 dF/dt との関係を示す、実験結果である。*)

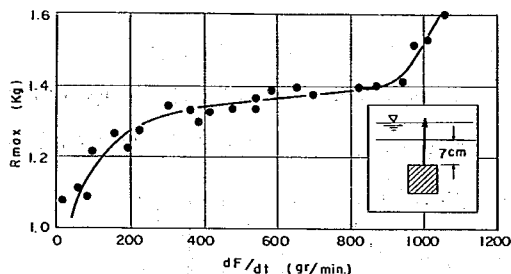


図-6・10 引抜き荷重速度と最大引抜き抵抗力との関係

図-6・10に見られるように、アンカーに作用する引抜き荷重速度が大きくなると、アンカーの最大引抜き抵抗力は増大する。

本実験の範囲内では、荷重速度が $400 \sim 600\text{ gr/min}$ の範囲内でのアンカーの最大引抜き抵抗力がほぼ一定であることから、引抜き試験の荷重速度を 600 gr/min として実験を行うこととする。

6-7 実験結果

(1) 静的引抜き試験

前節の予備試験結果より、引抜き荷重速度を 600 gr/min として、アンカー引抜き実験を行った。図-6・11は、アンカーの最大引抜き抵抗力と沈設深さとの関係を示す実験結果である。

図-6・11に見られるように、アンカー最大引抜き抵抗力は、沈設深さに比例して増大することが認められる。

$D=0$ ，すなわちアンカー上面が海底面と一致する場合の、アンカーの引抜き抵抗力は、アンカー表面に働く土圧による摩擦力、アンカー下面の吸引力の発生などによって、比較的大きくな

*) ひずみ速度効果（載荷速度効果）は粘性土ばかりでなく、非排水の状態の砂にもあることが幾多の実験より認められている。¹⁶⁾

っている。アンカー形状が直立体と球体の場合、その最大水平面積が正方形のその約 $1/1.28$ であるにもかかわらず、 $D=0$ では正方形と同程度の引抜き抵抗力が生じていることは、式(6・18)中の b/L の効果が比較的大きいことを意味している。

本研究の目的は先に述べたように、沈設アンカー上方部に生ずるすべり面内の海底土質重量と、すべり面上に働く剪断力鉛直成分の、アンカー引抜き抵抗力への寄与の程度を解明することである。そこで、実験結果よりえられる $R_{max} - R_0$ (R_0 : $D=0$ でのアンカーの最大引抜き抵抗力) が、式(6・19)と(6・20)の R に等価であるとして、実験結果と Balla および松尾の理論との比較を行った。

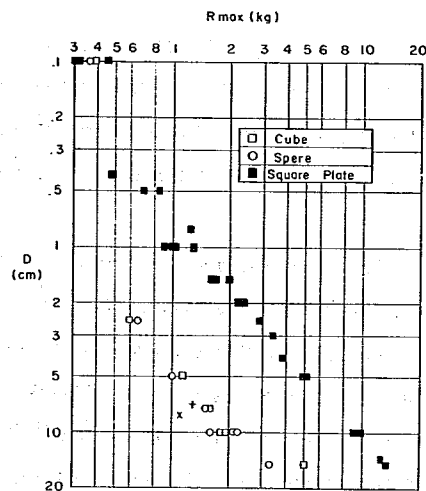


図-6・11 アンカー沈設深さと最大引抜き抵抗力

図-6・12は、実験結果と Balla および松尾の理論との比較を行ったものである。横軸は相対沈設深さ、また縦軸はアンカーの最大引抜き抵抗力とアンカー上方部の海底土質重量との比で表わした、相対抵抗力である。

*) アンカー面に働く摩擦力は、アンカーの沈設深さによって変化するものと考えられるが、アンカー下面の吸引力との分離が困難であるため、第1近似として、 R_0 に相当する成分は、沈設深さに関係なく一定として取扱った。

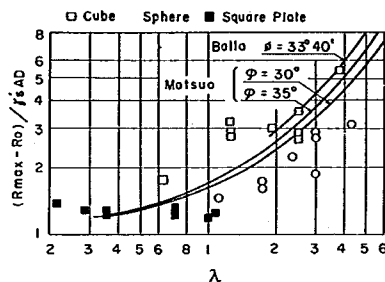


図-6・12 実験結果と理論 (Balla と松尾) との比較

Balla および松尾の理論計算は、アンカーの水平投影形状が円形のものについて行われている。したがって、図-6・12中の直方体と正方板アンカーの相対沈設深さは、それぞれ等価水平面積の円に換算した半径を用いて計算した。また、球体のアンカーでは、アンカー上端が海底面と一致する $D=0$ の場合でも、アンカー上方に海底土質が載っている効果を考慮して、 λ の計算を行った。

図-6・12に見られるように、直方体および正方板アンカーの最大引抜き抵抗力は、球体のものより大きく、また松尾・Ballaの理論に近い値を示している。球体アンカーの最大引抜き抵抗力は、松尾らの理論値に較べて小さい値を示している。球体アンカー引抜き時に発生する底質すべり面は、アンカーの最大水平端より発生せず、図-6・13に示されるような位置よりすべり面が発生していることが、観測の結果より認められた。松尾の実験¹⁷⁾では、正方板アンカーの引抜き抵抗が円板のものより10%程度大きいことが認められているが、これはアンカー水平面積が等しい場合の両者の周長比にほぼ相当する。これに対して、本実験では、直方体と球体アンカーの最大引抜き抵抗力の比が1.5倍程度であることは、アンカーの最大水平面積の周端よりすべり面が発生していないことに起因すると考えられる。以上の事から、沈設アンカー形状は、角ばったものが適しているとするLiu¹⁸⁾と同じ結果がえられた。

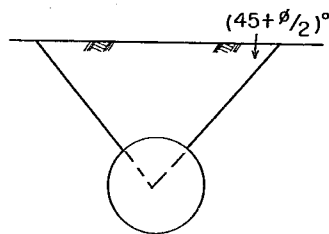


図-6・13 球体アンカーのすべり面発生位置

(2) 繰返し引抜き試験*

繰返し引抜き荷重が加えられる場合の実験を行った。本実験で採用した繰返し引抜き荷重の載

荷方式は、アンカーの変位が0.3～1mmに達するまで引抜き荷重を連続的に増加させ（荷重速度は $dF/dt = 600 \text{ gr/min}$ ）、定変位に達した後全載荷荷重を除去する。

このような、繰返し引抜き荷重を載荷させた場合の実験結果例が、図-6・14および15である。これらの実験結果に見られるように、引抜き荷重除去後のアンカー残留変位量は、球体アンカーの方が直方体アンカーに較べて大きい。この事は、アンカー変位にともなう生ずるアンカー下面への空けきへの底質の流動が、球体の場合により容易に行われることを示している。したがって、アンカー下面に発生する吸引力（suction force）は、球体アンカーの方が速やかに解消する。

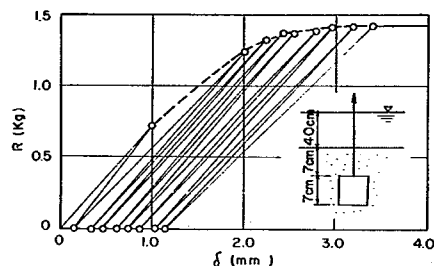


図-6・14 繰返し引抜き実験結果例(直方体アンカーの場合)

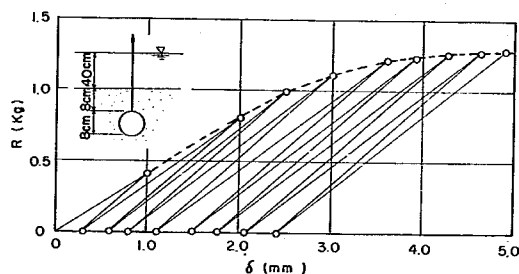


図-6・15 繰返し引抜き実験結果例(球体アンカーの場合)

図-6・16と17は、それぞれ直方体と球体のアンカーについて行った実験結果をプロットしたものである。これらの実験結果より、図-6・16と17に示されるようにしてアンカーの最大引抜き抵抗力を定義し、図-6・11の静的引抜き実験結果中に、+および×印でプロットした。

本実験での最大引抜き抵抗力の定義より、静的引抜きと繰返し荷重による場合との引抜き抵抗力の関連がつくものと認められる。

*) 繰返し引抜き試験は、直方体および球体アンカーについて行った。

(3) 動的（周期的）引抜き試験

動的な繰返し引抜き荷重を載荷した場合の実験結果例が図-6・18に示される。この実験結果は、荷重変動と沈設アンカーの変位変動（鉛直方向）とを同時に記録したものである。実験は辺長25cmの正方板アンカーを、沈設深さ40cmに設置して行った。この場合の静的引抜き試験による、アンカーの最大引抜き抵抗力は、図-6・11の実験結果より、 $R_{max} = 3.8 \text{ kg}$ である。

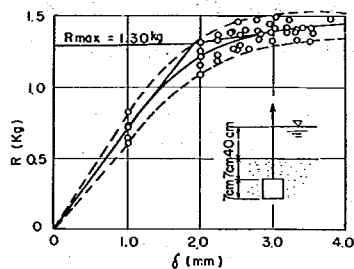


図-6・16 繰返し引抜き実験による最大引抜き抵抗力（直方体アンカーの場合）

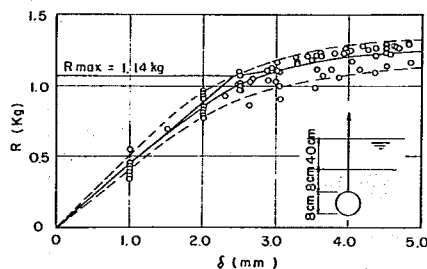


図-6・17 繰返し引抜き実験による最大引抜き抵抗力（球体アンカーの場合）

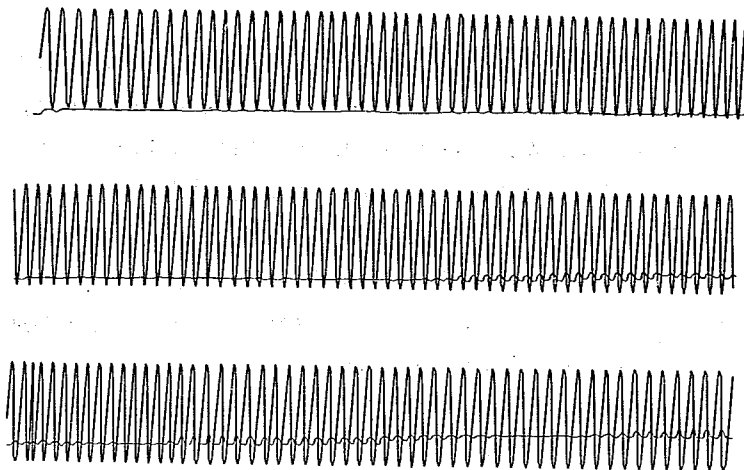


図-6・18 動的引抜き実験結果例

($F_0 = 8.1 \text{ Kg}$, $\Delta F = 3.4 \text{ Kg}$, $T = 1.8 \text{ sec}$, $D = 4.0 \text{ cm}$)

図-6・18に見られるように、変動引抜き荷重が、20サイクル程度載荷した状態では、沈設アンカーの変位は殆んど認められない。変動荷重90サイクル付近よりアンカーの鉛直変動が認められ95サイクル付近で急にアンカーは上方へ0.2mm程度変位して、再び変位が小さくなる。このようなアンカーの変位の積重ねによって、アンカーは徐々に引抜かれ、アンカーの変位が数mmに達すると急激に引抜かれる。

図-2・18に見られるように、アンカーの鉛直変位が急増する前後では、アンカーの引抜き荷重による変動変位量が大きくなっている。

このような現象は、周期的荷重変動によって生ずる微小なアンカーの運動で、アンカー周辺の砂層が流動化し、このため地盤の引抜き抵抗力が低下したものと考えられる。

Seed¹⁹⁾によると、砂の液化化現象に関係するファクターは、(1)砂の粒径分布、(2)砂の相対密度(間げき比)、(3)初期拘束力、(4)地層の振度、(5)振動の継続時間、があげられる。

従来の研究¹⁹⁾によると砂地盤の液化現象は、粒径が均一な場合程またゆるぎの砂層発生し易いと云う定性的な事柄が認められている。本実験での模型海底地盤は、図-6・5に見られるように平均粒径が 220μ の比較的均一な砂で、しかも間げき率は40%のゆるぎの砂層である。したがって、周期的引抜き荷重によってアンカー周辺の砂が流動化する可能性は、きわめて大であると云える。

先に述べたように、砂の流動化現象には数多くの要因が関係するため、今後数多くの実験の積重ねによって、アンカー周辺での砂の流動化現象の実態を把握する必要がある。

6-8 結論

沈設アンカーの引抜き抵抗力の発生機構を解明するため、三種類のアンカーについて模型実験

を行った。

沈設アンカーの引抜き抵抗力については、従来より若干の研究が行われ、引抜き抵抗力の定性的な性質や経験式が発表されてきた。しかし、引抜き抵抗力の発生機構について、系統的な研究がなされていないため、定量的な引抜き抵抗力の推定は、現在の処不十分なものである。このことは、土木学会によって提案されている 海洋鋼構造物設計指針²⁰⁾にも見られる。

本研究は、沈設アンカーの引抜き時に海底々質内に発生する、すべり面形状とその上に働く剪断力およびその土塊重量について、基礎的な実験を行ったものである。

実験は、実験条件の単純化などのため、細砂を用いて行ったものであり、当然海底々質の粘着力などの効果は、本研究の結果には考慮されていない。

本研究の範囲内で認められた、主なる事柄は以下のようである。

1. アンカーの引抜き抵抗力は、荷重速度の増加と共に増大する。これは、アンカー下面に発生する吸引力 (suction force) による。
2. アンカー変位一時間曲線より、図-6・9に示す方法で定義した、アンカーの最大引抜き抵抗力は、アンカーの沈設深さに比例して増大することが認められた。(図-6・11)
3. Balla および松尾の土中円形基礎工の引抜き抵抗力の理論と本実験結果は、ほぼ同様の傾向を示している。また、直方体と正方板アンカーの実験値は、理論値と良好な一致を示すが、球体アンカーはそれらの値より70%程度小さい抵抗力を示している。
4. 球体アンカーの引抜き抵抗力が直方体および正方板アンカーより小さい事は、アンカー引抜き時に発生する海底々質内のすべり面が、アンカーの最大水平面積周端より生じないことに起因する。以上の事から、沈設アンカー形状としては、アンカー周辺部が鋭角端であることが望ましいことが認められた。
5. 繰返し引抜き荷重によるアンカーの最大引抜き抵抗力は図-6・16と17のように定義すれば、静的引抜き時のものとほぼ同一のものとなる。
6. 繰返し引抜き荷重を受けるアンカーで、球体アンカーの残留変位量は、直方体の場合に比較して大きい。このことは、アンカー下面に発生する吸引力の解消が、直方体の場合に較べて速やかに生ずることを意味している。
7. 動的引抜き荷重によるアンカーの引抜きは、アンカー周辺の底質の流動化によるものと認められる。

以上のような事柄が判ったが、本研究は問題解明のための端緒となつたものであり、今後数多くの実験と共に、投設アンカー引抜き抵抗のモデル化を行う必要がある。このためには、アンカー下面に発生する吸引力 (suction force) の分布と大きさの測定、底質材料 (非粘性と粘性) の効果、動的引抜き時の抵抗力の低減効果など、未だ数多くのなすべき課題が残されている。

参考文献

1. Muga, B. J. :Bottom breakout forces, Proc. of Conf. on Civil Engineering in the Oceans, ASCE, 1967, pp. 569-600.
2. Liu, C. L. :Ocean sediment holding strength against breakout of embedded objects, Tech. Rept. R 635, U. S. Naval Civil Engineering Laboratory, Aug. 1969, pp. 2-5.
3. Muga, B. J. :Bottom breakout forces, Proc. of Conf. on Civil Engineering in the Oceans, ASCE, 1967, pp. 569-600.
4. Liu, C. L. :Ocean sediment holding strength against breakout of partially embedded objects, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Oceans, ASCE, 1969, pp. 105-116.
5. Vesic, A. S. :Breakout resistance of objects embedded in ocean bottom, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Ocean, ASCE, 1969, pp. 137-165.
6. Bembien, S. M. and E. H. Kalajian :The vertical holding capacity of marine anchors in sand, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Ocean, ASCE, 1969, pp. 117-136.
7. Balla, A. :The resistance to breaking out of Mushroom foundation for pylons, Proc. of 5th Intern. Conf. Soil Mech. Found. Engi., Vol. 1, 1962, pp. 569-576.
8. Vesic, A. S. :Breakout resistance of objects embedded in ocean bottom, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Ocean, ASCE, 1969, p. 145.
9. Baker, W. H. and R. L. Kondner :Pullout load capacity of a circular earth anchor in sand, Highway Research Record, 108, 1966, pp. 1-10.
10. 松尾 稔 :送電用鉄塔基礎の引揚抵抗力について, 土木学会論文集, 第105号, 昭和39年, pp. 9~18.
11. 松尾 稔 :基礎の引揚抵抗力算定式の新しい展開と斜面内基礎の抵抗力について, 土木学会論文集, 第149号, 昭和43年, pp. 27~35.
12. 松尾 稔, 新城俊也 :粘性土中の基礎の引揚抵抗力に関する研究, 土木学会論文集, 第137号, 昭和42年, pp. 1~12.
13. Vesic, A. S. :Breakout resistance of objects embedded in ocean bottom, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Ocean, ASCE, 1969, p. 161.

14. De Hart, R.C. and C.R. Ursell: Force required to extract objects from deep ocean bottom, Contract Nonr-3363(00)FBM, Southwest Research Institute, Sept. 1967.
15. Bembien, S.M. and E.H. Kalajian: The vertical holding capacity of marine anchors in sand, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Ocean, ASCE, 1969, pp. 117-136.
16. 最上武雄編著: 土質力学, 土の動的強度, 技報堂, 昭和44年, pp. 685-686.
17. 松尾 稔・新城俊也: 粘性土中の基礎の引揚抵抗力に関する研究, 土木学会論文集, 第137号, 昭和42年, p. 6.
18. Liu, C.L.: Ocean sediment holding strength against breakout of partially embedded objects, Proc. of 2nd Conf. on Civil Engineering in the Ocean, ASCE, 1969, pp. 105-116.
19. Seed, H.B. and I.M. Idriss: Simplified procedure for evaluating soil liquefaction potential, Proc. ASCE, Vol. 97, SM. 9, 1971, pp. 1249-1273.
20. 土木学会編: 海洋鋼構造物設計指針案, 昭和48年8月, pp. 109-111.

阿字ヶ浦海岸海浜流調査

は し が き

当報告は建設省土木研究所の委託により(株)I.N.A.新土木研究所が実施した茨城県阿字ヶ浦海岸の海浜流に関する現地観測の概要である。

昭和47年度には同海岸において、海浜流の規模に関する調査を予備調査として実施したが、本年度は気球を用いた海浜流の流速場の観測と海浜流の発生機構に関連して edge wave 計の開発とその観測等を実施した。

調査の実施にあたっては東京大学工学部土木工学科工博堀川清司教授および港湾研究室の方々、建設省土木研究所海岸研究室橋本宏室長および同研究室の方々、東京都立大学工学部土木工学科水理研究室堀田新太郎助手より御指導ならびに御協力をいただいた。また、気球の作業については(株)T.I.A.の御協力をいただいた。ここに記して深甚の謝意を表する次第である。

昭和49年3月

(株)I.N.A.新土木研究所

代表取締役 高 居 富 一

目 次

は し が き

第1章 概 説	125
第2章 現地調査概要	125
2-1 調査日程と調査区域	125
2-2 調査日の気象・海象	127
第3章 離岸流の発生間隔とトランシットによるフロート追跡	130
3-1 離岸流の発生間隔調査 (R I P S)	130
3-2 トランシットによるフロートの追跡	137
第4章 気球カメラ・システム (B A C S) を用いた栈橋付近の流速場観測	139
4-1 B A C S について	143
4-2 観測ケース	144
4-3 観測結果	147
第5章 Edge Wave の観測	154
5-1 Edge Wave について	154
5-2 観測装置	154
5-3 観測方法	155
5-4 観測結果	155
5-5 汀線で反射する定常波について	156
第6章 海浜流の発生機構に関する考察	160
6-1 海浜流の発生に関与する因子	161
6-2 離岸流の発生間隔と碎波帯の幅	161
6-3 離岸流発生間隔と edge wave	162
参 考 文 献	165

第1章 概 説

本調査は沿岸海域のスペース利用計画に必要な基礎資料の1つである海浜流を研究し、最終的には外力および境界条件を与えれば、海浜流を予測できるモデルを確立するのが目的である。

茨城県阿字が浦海岸には建設省の研究用栈橋があるため、当海岸をモデル海岸として昭和47年度には離岸流の発生間隔等の現地調査を行った。

本年度は昨年度に引きつづき同様の調査を行うと共に、新たに気球カメラ・システム(BACS)を用い、昭和48年12月と昭和49年2月の2回にわたり栈橋付近の流速場の観測を実施した。更に海浜流の規模の尺度となる離岸流発生間隔に深い関係があると考えられているedge waveの観測法を開発すると共に、当海岸においてedge waveの観測を試みた。

BACSは東京大学港湾研究室において昭和45年度に開発され、以後各種の改良を加えられて今日に至ったが、今回の観測はBACS観測史上最も素晴らしいデータを得ることができた。

edge waveについては岸に近い程振幅が大きくなり、沖へは指数関数的に減少するedge waveと考えられる振動の観測に成功し、海浜流の規模とオーダー的に妥当な結果を得た。

日野(1973)は碎波帯の幅を離岸流のパラメーターとして挙げているが、ほぼ日野の理論は妥当であると考えられる。

データの範囲、パラメーターの範囲等、まだ一般化するには充分ではなく、今後更にデータの積み重ねを必要とするが、本年度の調査によってかなり明るい見通しが得られたと云えよう。

今後の課題として、栈橋の碎波帯沖への延長、春～秋季の南寄りの波向の場合の観測、および水深5～6mまでの精密な深浅測量などが実施されることを期待したい。

第2章 現地調査概要

2-1 調査日程と調査区域

本年度は1回の予備調査と2回の現地観測を実施した。調査区域は図-2.1に示す延長約1.5Kmの海岸の碎波帯である。第1回現地観測は昭和48年12月12日より15日の4日間、第2回現地観測は昭和49年2月19日より22日の4日間にそれぞれ実施した。各調査の日程概要を表-2.1.に示した。

日程表に於いて、離岸流発生間隔調査(RIPS)とは、ロープ付のフロートを汀線に沿って、20m間隔に投入し、その流向とロープが張る時間から流速を求め離岸流(rip current)の発生間隔を知る調査である。

フロート追跡(FLOAT)とは、碎波帯内に投入した1個のフロートを2台のトランシットで一定時間間隔(例えば30秒)ごとに追跡し、平面的な流れの場をとらえようとする調査である。

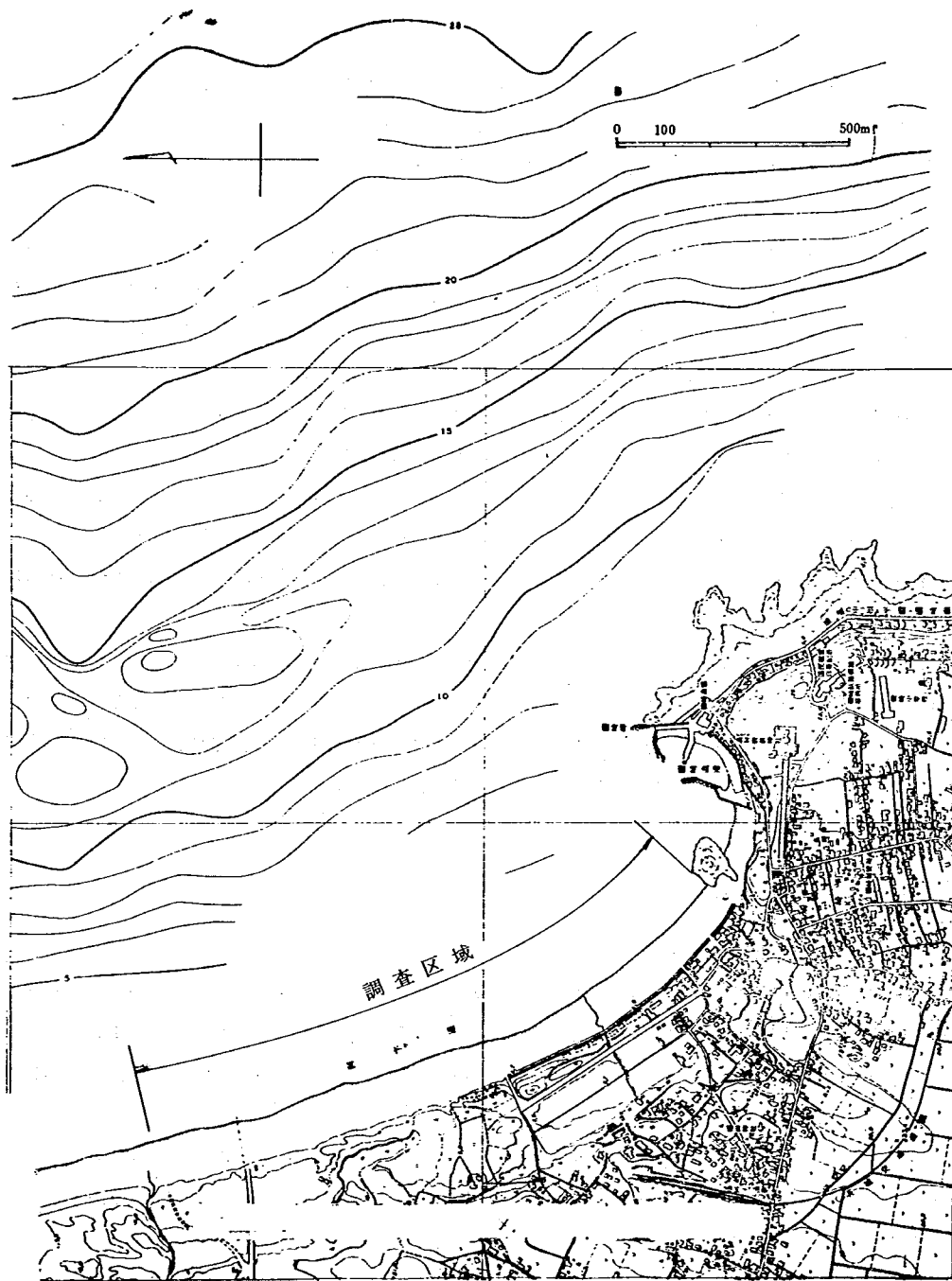


図-2.1 調査区域

汀線測量 (LINE) は、トランシット 2 台によりその時刻に於ける汀線 (shore line) を求める調査である。

表一 2.1. 調査日程表

項 目	記 号	第 1 回 調 査				第 2 回 調 査			
		昭和 4 8 年 1 2 月				昭和 4 9 年 2 月			
		12日	13日	14日	15日	19日	20日	21日	22日
離岸流発生間隔	RIPS	○				○	○		
フ ロ ー ト 追 跡	FLOAT	○	○		○	○			○
汀 線 測 量	LINE		○		○		○		
気 球 観 測	BACS		○	○				○	○
edge wave	EDGE		○	○	○	○	○	○	○

BACSとは気球にカメラを吊して海浜流観測を行なうシステムであり、本年度調査の中心となる調査項目である。この方法で砕波帯内に数10個(60~70個)のフロートを投入し、卵型気球に吊り下げたHasselblad 500EL モーター・ドライブ・カメラをリモート・コードで作動させ数秒間隔で連続撮影する。現像した写真より、フロートの軌跡等を判読し、流速のベクトル場、波向、波長、砕波帯の幅などを同時観測する方法である。気球には不燃性のヘリウムガスを使い、現地では入手困難の為、東京から運搬した。

edge wave 観測 (EDGE) には、予想される edge wave の周期 (30 秒 ~ 数分) 用に検潮儀を改良して観測を行なった。

2-2 調査日の気象・海象

第1回調査日(昭和48年12月12日~15日)と第2回調査日(昭和49年2月19日~22日)の気象と海象を表一2.2, 表一2.3に示した。なお、砕波帯の幅は第1砕波帯の幅であり、周期は10波平均で求めた。また砕波波高は汀線にポール又は箱尺を立て、水平線を見とる事により求めた値である。

第2回現地調査に於いては、砕波帯の幅はトランシットで伏角と汀線に立てた箱尺の目盛りを読みとり計算して求めた。又波向もトランスシットにより求めたものである。

表-2.2 調査日の気象と海象(第1回調査)

年月:昭和48年12月

観測地点:阿字ヶ浦栈橋付近

日付	時刻	項目		天候	風向	風速 (m/sec)	気温 (℃)	水温 (℃)	砕波タイプ	砕波波高 (m)	周期 (m)	砕波帯 の幅(m)	波向 (栈橋に対し)
12日	10時30分			晴	NNE	3.0	11.0	11.2	崩れ波	0.6 ~ 0.8	7.5	110	—
"	14時			曇	SSW	2.8	12.0	11.0	"	0.6 ~ 1.0	7.6	95	南 9°
13日	8時			晴	SW	1.7	3.0	9.6	"	0.8 ~ 0.9	5.9	65	南 9°
"	12時			晴	NNW	5.6	11.0	10.7	"	0.8 ~ 1.1	7.2	90	
14日	7時			曇	NW	3.3	0.5	9.5	巻き波	0.5 ~ 0.6	7.5	65	
"	12時			快晴	SSW	2.6	15.0	11.0	"	1.2 ~ 1.3	8.0	80	
"	15時20分			快晴	WSW	2.5	11.0	10.5	"	0.6 ~ 0.9	6.5	40	
15日	9時30分			晴	—	0.0	11.0	10.1	崩れ波 (うねり)	0.4 ~ 0.6	10	50	
"	11時30分			晴	SSW	0.0	—	—	"	0.8 ~ 1.0	11	30	

表-2.3 調査日の気象と海象(第2回調査)

年月:昭和49年2月

観測地点:阿字ヶ浦棧橋付近

日付	時刻	項目									
		天候	風向	風速 (m/sec)	気温 ($^{\circ}C$)	水温 ($^{\circ}C$)	砕波タイプ	砕波波高 (m)	周期 (m)	砕波帯 の幅(m)	波向 (棧橋に対し)
19日	14時30分	曇	NNE	5.7	9.0	8.3	崩れ波	2.4 ~ 2.7	10.6	200	北 $9^{\circ}40'$
20日	11時20分	雨	NNW	0.5	11.8	8.7	"	1.5 ~ 1.6	12.3	380	南 $6^{\circ}10'$
21日	9時	晴	NW	3.3	2.9	7.8	"	1.7 ~ 1.9	10	370	北 $12^{\circ}20'$
"	13時	快晴	SSE	3.3	4.6	8.9	"	1.7 ~ 1.8	9.2	240	北 $5^{\circ}10'$
"	16時20分	晴	S	2.9	8.3	8.5	"	1.4 ~ 1.6	10.1	350	北 $2^{\circ}30'$
22日	8時	曇	WNW	1.9	3.5	8.3	巻き波	—	—	150	北 11°
"	13時	曇	ENE	3.0	11.0	9.4	"	1.5 ~ 1.9	10.5	150	南 6°

第3章 離岸流の発生間隔とトランシットによるフロート追跡

昭和47年度に実施した2回の調査と同様の要領で本年度も表記の調査を実施した。

3-1 離岸流の発生間隔調査(RIPS)

3-1-1 調査方法

昨年度と同様の方法で実施したが、本年度は2回共ストップウォッチを用いて流速を測定した。用いたフロートは後述するBACSのフロートとは異り、浮子を小さく、抵抗板を大きくしたもので波によるサーフボーディングを避けることができる構造を有している。

3-1-2 調査ケース

昭和48年12月12日に第1回、昭和49年2月19日に第2回を実施した。第1回、第2回共うねりであったが、第1回は波高が小さかったのに比し第2回は3mに近い波であった。

表-3.1に調査日の気象・海象を示した。表中には昨年度の観測も入れCASEとしては続き番号とした。参照の便のため、今後、離岸流発生間隔調査をRIPS(RIP current Spacing)と略することとする。

潮時はCASE-1~4をみると大潮高潮時が4回中3回を占めている。離岸流は沿岸方向の水深変化が最も強調される大潮低潮時に非常に鮮明に規則的になるが、低潮時が冬期は夜中になるので止むを得ない。

3-1-3 調査結果

表-3.2~3にフロートの流向と流速を示した。CASE-3においては各測点で2回ずつ測定を実施した。図-3.2~3は沿岸方向成分を概算し、プロットしたものである。流速ゼロの軸上の丸印は離岸流の発生位置を示している。破線の丸印は流速の変化から推定される離岸流の位置であるが、CASE-3の場合、それを加えると1.2kmの区間に約200m間隔に非常に規則的に離岸流が配列している様子を観察することができる。

図-3.1は昨年度、昭和48年2月15日に実施したCASE-2であるが、CASE-3, 4に比し、若干流速が小さい。また、CASE-2は今回に比べ波高が小さかったためと考えられるが、隣り合ったセルがはっきりと分離されていることが特徴である。今回のCASE-3, 4ではセル間に流量があり、Inman et al(1968)のAsymmetric cellとなっている。CASE-4の場合は流れの場は蛇行しているのではないかと思われる。

図-3.4にはCASE-1, 2, 図-3.5にはCASE-3, 4の離岸流発生間隔を示した。測点28付近の大きな離岸流の位置は変わっていない。(図-3.6)ここは非常に大きなrip channelが存在している。またchannel付根の浜には粒径の粗い底質が分布しているので、栈橋の上から見た場合、一目でrip channelの位置を確認できる。

図-3.6の離岸流の表示の矢印の大きさは夫々のCASEにおける離岸流の規模を大, 中, 小

表-3.1 離岸流発生間隔調査ケース (RIPS)

観測ケース RIPS		CASE-1 721128	CASE-2 730215	CASE-3 731212	CASE-4 740219
観測日		19721128	1973. 215	19731212	1974. 219
観測時間 自 至		9:50 10:50	10:30 13:15	11:20 13:07	15:00 16:30
碎波	(Hb) $\frac{1}{3}$ (m)	0.8~1.3	0.6~1.0	0.6	2.4
	(Hb) _{max} (m)	1.5	1.2	0.8	2.7
	T (sec)	10	7	7.5	10.6
	(Xb) $\frac{1}{3}$ (m)	90	50	(70)	(130)
	(Xb) _{max} (m)			110	200
タイプ		巻き波	崩れ波		
波の状態 入射角*		うねり	うねり	うねり (80°N)	うねり卓越 (4.5°N)
潮時		小潮 低潮時	大潮 高潮時	大潮 高潮時	大潮 高潮時

* 流れから推定した沖波の栈橋法線に対する角度

表-3.2 海浜流の方向と流速 (RIPS-731212, CASE-3)

調査日時：昭和48年12月12日 11時20分～13時7分

(測点番号は栈橋より北200m地点より南方向へ20mビッチ)

測点 番号	1 回		2 回		平均流速 (cm/sec)	備 考
	方 向	流 速 cm/sec	方 向	流 速 cm/sec		
1	→	33	→	33	33	
2	→	44	→	27	36	→: 南向
3	→	31	↗	22	27	
4	↻		↗	8	8	←: 北向
5	→	40	→	57	49	↑: 沖向
6	→	44	→	44	44	
7	→	36	→	50	43	↗: 南沖向
8	→	21	→	27	24	
9	→	22	→	57	40	↻: 停滞
10	→	29	→	50	40	
11	↗	19	↗	17	18	
12	↗	13	↑	10	12	
13	→	16	→	27	22	
14	←	16	↻		16	
15	→	15	→	31	23	
16	→	33	→	27	30	
17	→	44	→	25	35	
18	→	50	→	40	45	
19	→	36	→	25	31	
20	→	33	→	36	35	
21	→	50	→	29	40	
22	→	40	→	25	33	
23	↑	11	↑	8	10	
24	←	10	←	27	19	
25	←	11	←	27	19	
26	←	33	←	40	37	
27	←	33	←	27	30	
28	←	50	←	36	43	
29	←	36	←	27	32	
30	←	57	←	44	51	

测点 番号	1 回		2 回		平均流速 (cm/sec)	備 考
	方 向	流 速	方 向	流 速		
31	←	36 ^{cm/sec}	←	44 ^{cm/sec}	40	
32	←	33	←	24	29	
33	←	25	←	22	24	
34	←	18	↻		18	
35	←	30	←	50	40	
36	←	30	←	22	26	
37	→	16	→	44	30	
38	→	29	→	57	43	
39	→	44	→	33	39	
40	→	30	→	50	40	
41	→	21	→	36	29	
42	→	50	→	44	47	
43	→	40	→	20	30	
44	→	25	→	14	20	
45	→	10	→	20	15	
46	→	40	→	16	28	
47	→	29	→	27	28	
48	→	36	→	44	40	
49	→	36	→	33	35	
50	→	44	→	44	44	
51	→	67	→	50	59	
52	→	67	→	40	54	
53	→	57	→	44	51	
54	↑	36	↑	24	30	
55	→	36	→	57	47	
56	→	44	→	40	42	
57	→	29	→	27	28	
58	→	29	↗	10	20	
59	→	24	→	22	23	
60	→	29	→	44	37	
61	→	36	→	20	28	
62	→	16	→	8	12	
63	→	15	→	15	15	

表-3.3 海浜流の方向と流速 (RIPS-740219, CASE-4)

調査日時: 昭和49年2月19日 15時~16時30分

(測点番号は栈橋より北200m地点より南方向へ20mピッチ)

測点番号	方 向	流 速	沿岸方向の流速	備 考
1		(cm/sec)	(cm/sec)	
2				
3				
4				
5	←	50	50	
6	↓	17	0	
7	↓	100	0	
8	↘	25	18	
9	→	60	60	
10	→	23	23	
11	→	43	43	栈橋
12	↻		0	
13	←	13	13	
14	↑	25	0	
15	→	50	50	
16	↘	17	12	
17	→	33	33	
18	→	50	50	
19	→	43	43	
20	→	38	38	
21	→	60	60	
22	↑	60	0	
23	↑	不 能	0	水深大きく危険なため
24	↗	45	32	
25	→	33	33	
26	→	27	27	
27	→	38	38	
28	↖	不 能		水深大きく危険なため
29	←	43	43	
30	←	60	60	

測点番号	方 向	流 速	沿岸方向の流速	備 考
31	←	43	43	
32	←	33	33	
33	↻		0	
34	↙	25	18	
35	↘	60	42	
36	←	43	43	
37	←	60	60	
38	↙	13	9	
39	↻		0	
40	→	17	17	
41	↘	23	16	
42	→	33	33	
43	←	13	0	
44	↙	11	8	
45	←	38	38	
46	←	21	21	
47	←	30	30	
48	←	14	14	
49	↻		0	
50	→	38	38	
51	→	30	30	
52	→	38	38	
53	→	30	30	
54	→	33	33	
55	↘	50	35	
56	→	43	43	
57	→	38	38	
58	↗	43	30	
59	↘	50	35	
60	→	43	43	
61	→	30	30	
62	↗	60	42	
63	→	33	33	
64	↑	27	0	

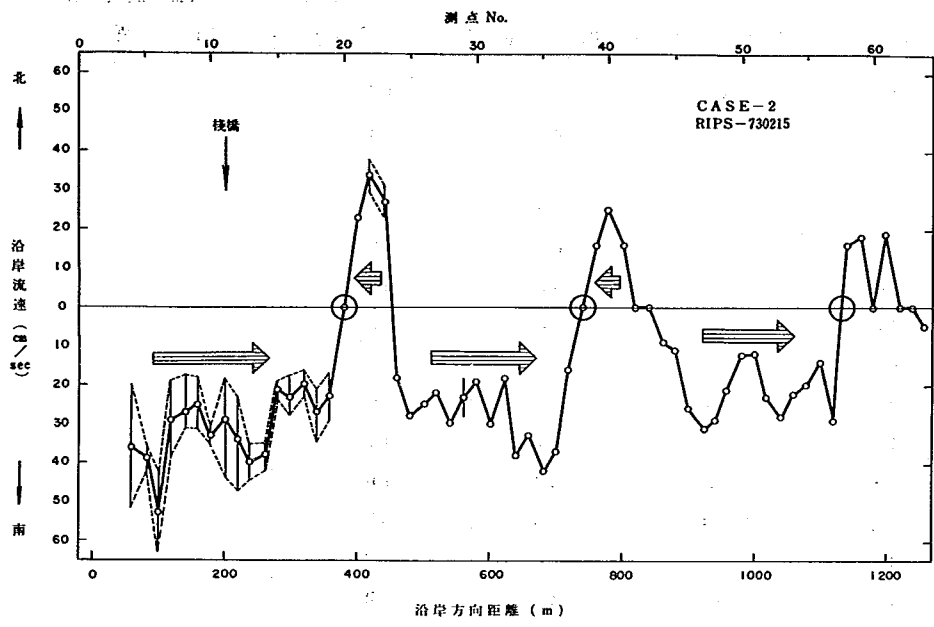


図-3.1 沿岸流速の沿岸方向分布 (RIPS-730215)

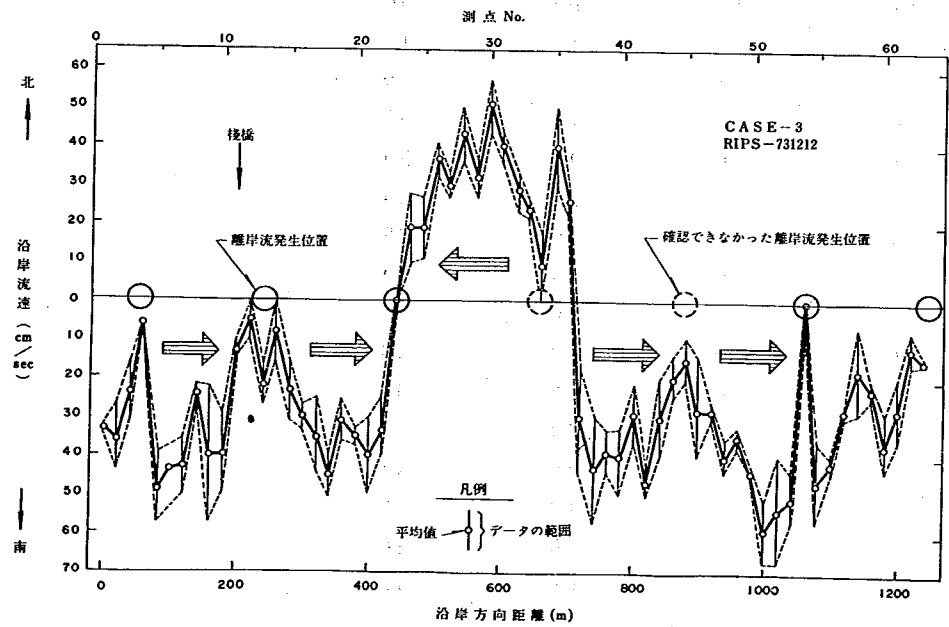


図-3.2 沿岸流速の沿岸方向分布 (RIPS-731212)

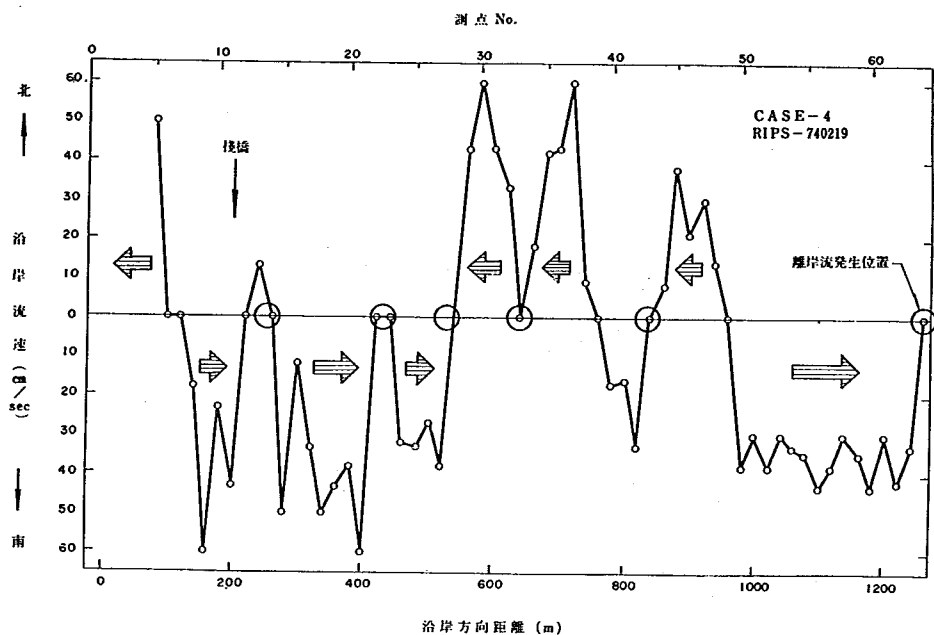


図- 3.3 沿岸流速の沿岸方向分布 (RIPS-740219)

に分けて相対的に示したものである。塗りつぶした矢印は発生間隔を測定するのに用いた離岸流である。

表- 3.4 に離岸流の発生間隔をCASE-1~4を通してまとめた。

表- 3.4 離岸流の発生間隔

CASE RIPS	1 721128	2 730215	3 731212	4 740219
離岸流の発生 間隔 (m)	420		190	480
	420	360	200	410
	400	390	220	410
			220	
			180	
			190	
平 均	413	375	200	433

3-2 トランシットによるフロートの追跡

昭和47年度にも実施した様に栈橋付近で2回の表記調査を行った。調査方法は昨年度に準じた方法であるが、今回は2回のうち1回を栈橋を利用して沿岸流速の離岸方向分布を観測するの

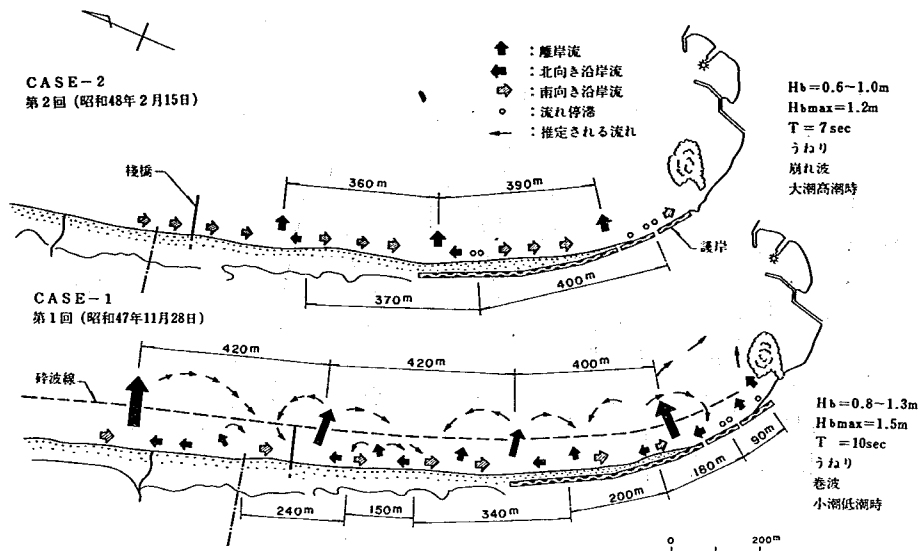


図-3.4 離岸流の発生間隔調査 (CASE-1, 2)

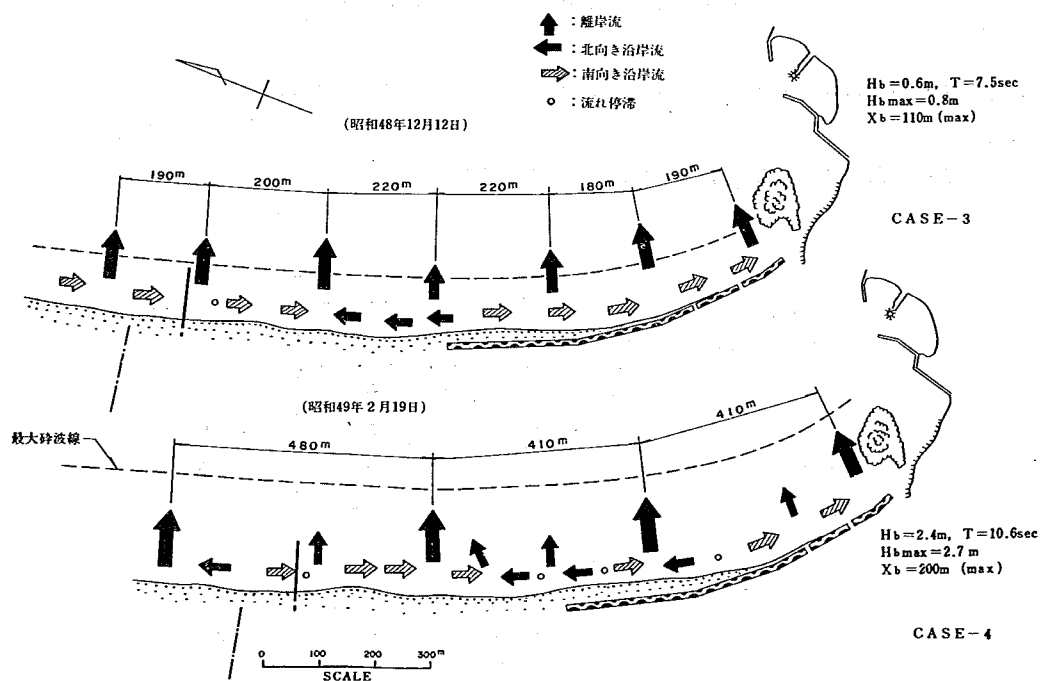


図-3.5 離岸流の発生間隔調査 (CASE-3, 4)

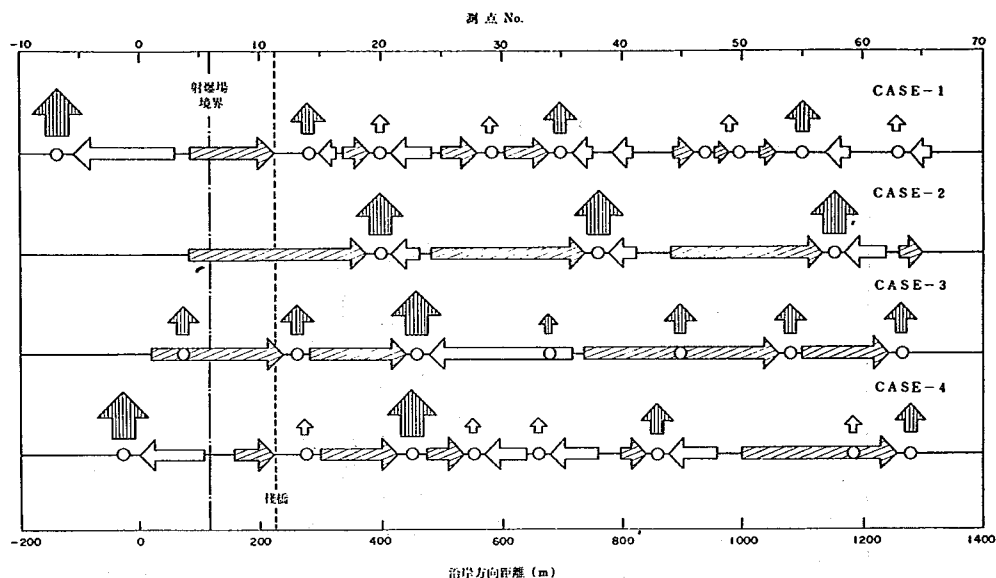


図-3.6 離岸流の位置

にあってた。(昭和48年12月13日)。もう1回は栈橋から約200m南地点に発生していた離岸流にフロートを投入しその軌跡を砂浜に設置したトランシットで追跡したものである(昭和48年12月15日)。フロートの軌跡は図-3.7.1, 図-3.7.2に示した。また, 図-3.8は図-3.7.2より流速を計算し, ベクトル表示したものである。海浜流のcirculationを見事に捕えていると言えよう。図-3.9は図-3.7.1から沿岸方向成分を求めたベクトル表示である。この流速分布は, 観測に2時間以上も要しており同時性は保証されないが, 流れの傾向はみることが出来る。図-3.10は図-3.9から沖方向への6本の測線について流速をプロットしたものであり, 実線で平均流速を示した。これより, 沿岸流の流速は, 汀線付近より次第に増大し, 相対距離0.3付近で最大となり漸次減少していく傾向がわかる。

第4章 気球カメラ・システム(BACS)を用いた栈橋付近の流速場観測

昭和48年12月14日に第1回, 昭和49年2月21日および22日に第2回の観測を行った。季節的には風に弱い気球を用いるこの観測法は, 冬にはかなりの困難を覚悟せねばならないが, 幸いに天候に恵まれ, よい成果を得ることができた。

気球カメラ・システム(BACS)は東京大学港湾研究室において昭和45年度に開発された海浜流の野外観測システムであるが, 開発されて以来, 最良のデータを今回(第1回)得ることができた。

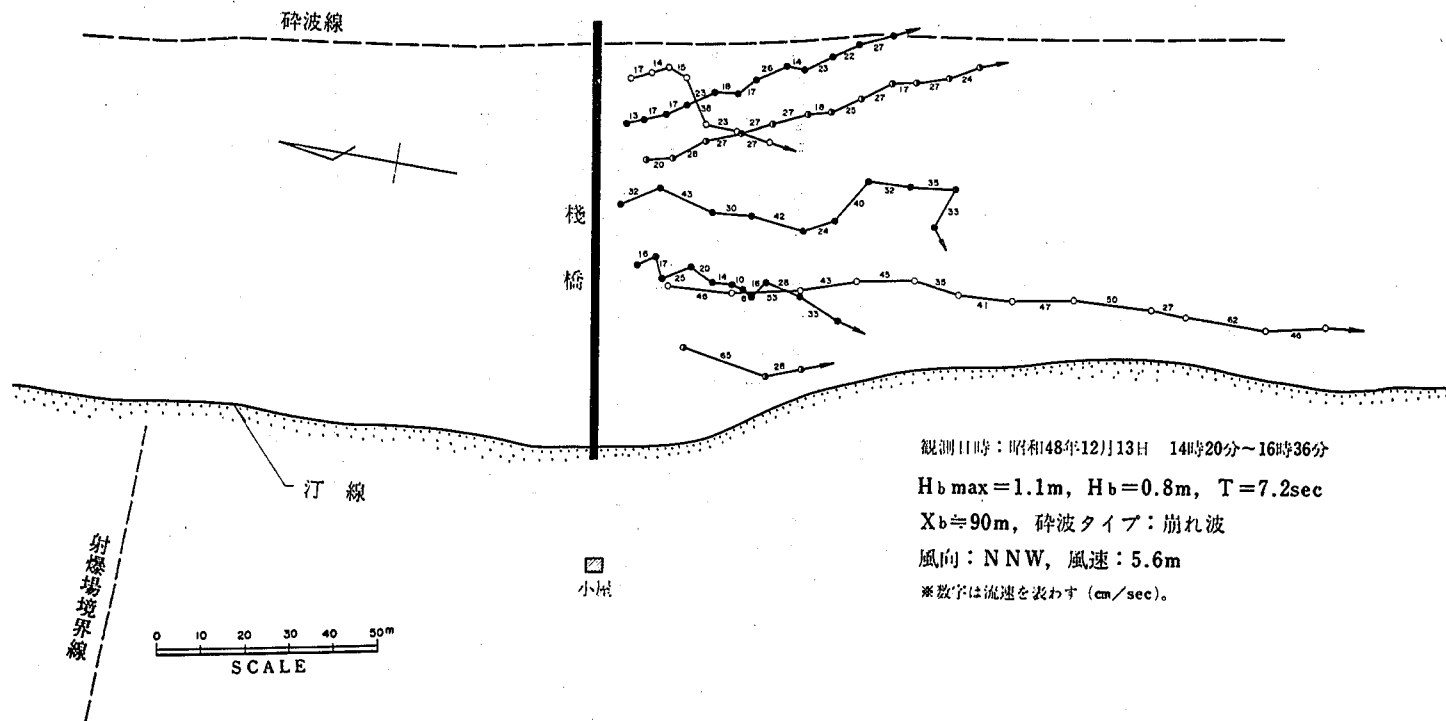


図-3.7.1 フロートの軌跡

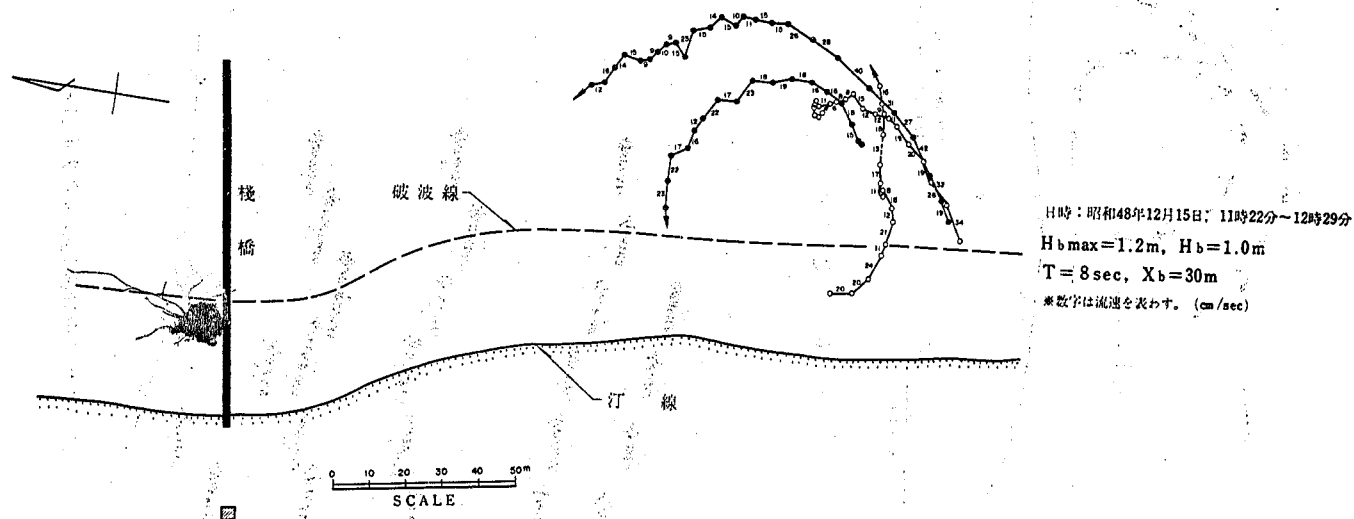


図-3.7.2 フロートの軌跡

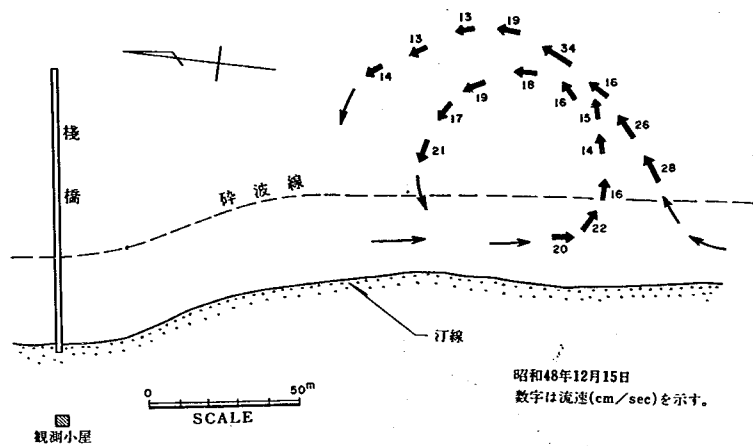
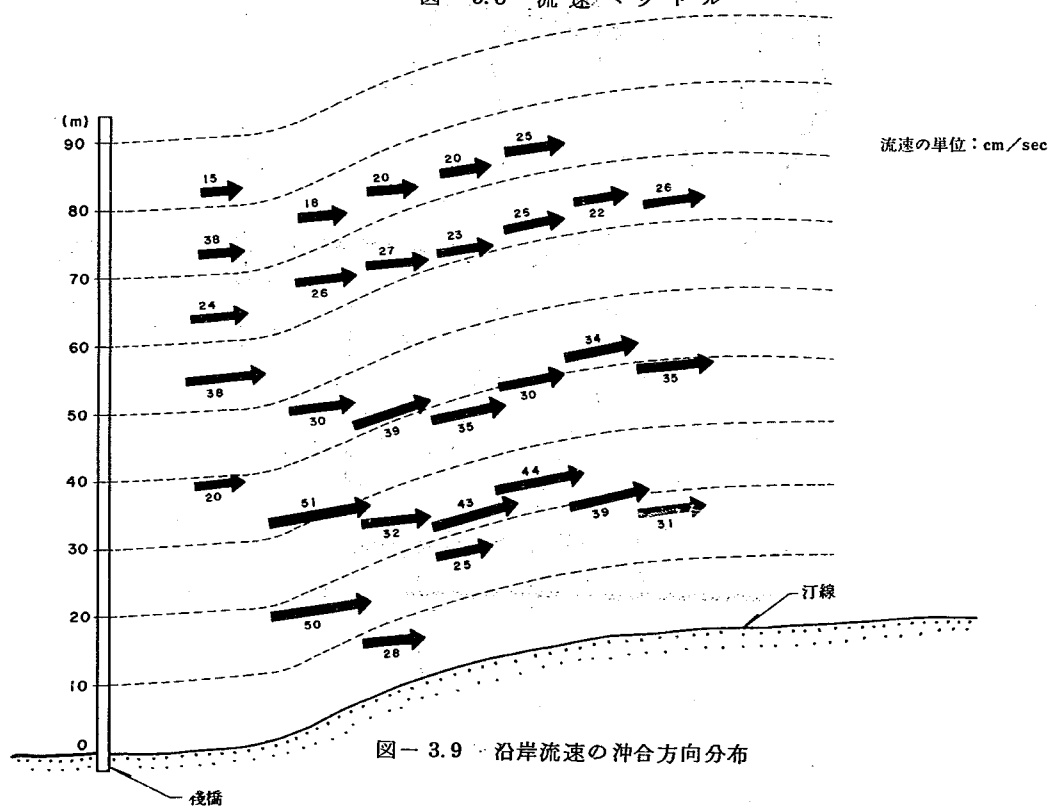


図-3.8 流速ベクトル



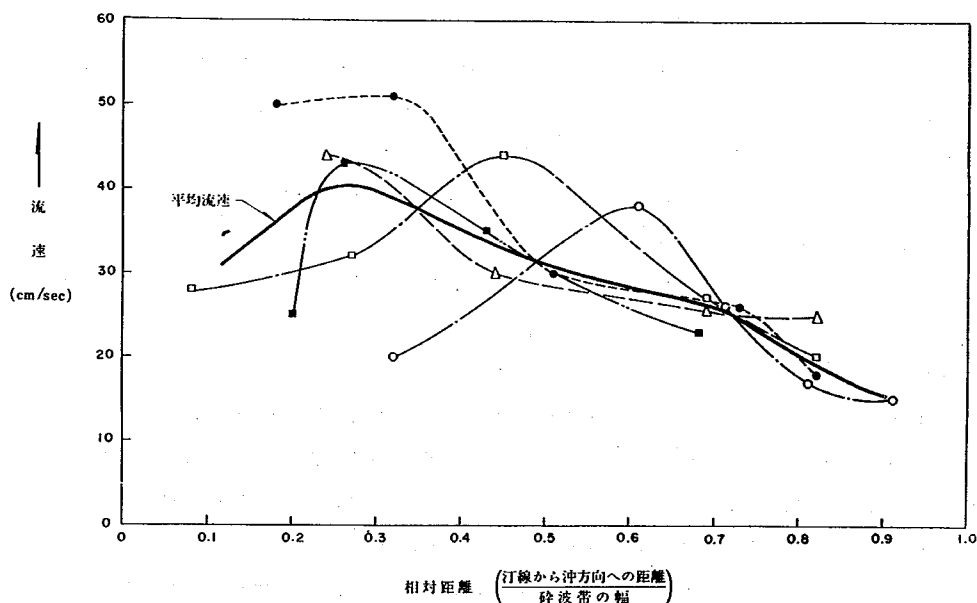


図-3.10 沿岸流速の分布

4-1 BACSについて

海浜流の研究が遅れている最も大きな原因はその流速場を観測するのが非常に困難であったことである。

そのために開発されたのが気球カメラ・システム (BACS) である。BACSはBalloon Camera Systemの略称である。このシステムは既に色々な文献に発表されているが、最初に気球を海浜流の観測に応用したのはルイジアナ州立大学の鮮干 (C. J. Sonu) である。

Sonuは主として流れのパターンに関心があったのでカメラは35mmを用いたのに対し、われわれは流速場を観測することを目的としたので70mmカメラを用いたのが大きな相違点である。

現在用いているカメラはHasselblad 500EL モーター・ドライブであるが、レンズは当初のZeiss 50mm Distagon (広角) に代えて、現在は同40mm (超広角) を用いている。

フィルムはKodakのポジカラーの15ft (70枚撮) を用いている。これはその後の解析にプロジェクターを用いる便のためである。

気球は容積33m³の卵形気球である。この形は球形よりも風に強く、風速5~6m/sec以下の風ならば使用可能である。ガスは当初は水素ガスをしていたが今回は安全のためにヘリウムを用いた。ヘリウムは7m³タンク (ポンプ) 6本用意し、4.5本で充てんし、残り1.5本は夜間係留によるガスもれに対する予備とした。これによって得られる浮力は条件のよい時で16~17

Kgである。(係留ロープやカメラの荷重を除く)。

係留ロープはφ3~6mmのポリエステルであるが、風向・風速を考慮して1~2本用いている。カメラの作動は地上より長さ200m以上のリリース・コードにより行いが、このコードは15m毎にガム・テープで係留ロープに固定してコードに張力がかかるのを防止している。シャッターをラジオ・コントロールする方法もあるが、使用できる周波数帯が法律によって限定されているのでミス・ファイアーする欠点がある。

フロートの大きさがフィルム上で識別できるか、コードやロープ、風等の荷重にガスの浮力が耐え得るか等の条件によって気球の高度は制限されるが、従来100m程度の高度で行っていた観測を、今回は最高200m以上に上げることができた。

高度200mの場合フィルム上には約300m×300mの範囲が写し込まれる。

フロートは当初一辺33cmの発泡ポリウレタンの立方体を用いていたが、今回は一辺20cmのものを用い、更に段波による波のり(サーフボーディング)をさけるためにABS樹脂製の十字板を取りつけた。十字板の寸法は20×20cmと30×30cmの2種類とした。十字抵抗板を取りつけても崩れ波の場合、波のりを完全に防止するのは困難であり、今回は解析の途上で波のりの影響を除去することとした。巻き波の場合には良好である。

フロートは表層用と中層用として色をかえ、抵抗板の位置を夫々水面下25cm、60cmの2種類用いた。

フロートの投入は栈橋上、砕波帯中、および沖合のボート上から行った。用いたフロートの数は40~50コである。

栈橋上および地上には25m間隔に対空標識を設置して解析の便を計った。標識は栈橋上では白いガム・テープを用い、地上では0.9×0.9mのベニヤ板を用いた。

観測要員は条件により8~13人である。

気球の操作については陸風の場合は容易であるが、海風の場合は海中にSCUBAによってオーガー(支柱)を入れたり、船に係留したりするのが常であるが、これらは時間もかかり、かなり骨の折れる仕事である。今回は栈橋を利用できた点、気球の係留のみでなく、フロートの投入に際しても非常に便利であった。

4-2 観測ケース

第1回、第2回共天候は晴で、風はほぼ3m/sec以下、波はうねりであった。第1回では2回、第2回では3回の観測が成功したので都合5ケースのデータが得られた(表-4.1)。

第1回では12月13日にも試みたが、カメラのリリース・コードのコネクターの故障により、データが得られず、又風が強くなってカメラが海水に触れる事故に出会った。第2回では2月22日の午後にも試みたが強風のためリリース・コードが切断しデータが得られなかった。

表-4.1 BACS 観測ケース

CASE	1	2	3	4	5
観 測 日	第 1 回		第 2 回		
	1973. 12. 14		1974. 2. 21		2. 22
天 候	快 晴	快 晴	快 晴	快 晴	晴
風 向	海岸に平行 NW~NNW	陸 風 SSW~WSW	海 風 ENE~E	海 風 SE~SSE	陸 風 WSW
風 速 (m/sec)	1.1~3.3	2.5~2.6	3.3	2.9	2.9
波 向	N	S			
波 の 状 態	うねり	うねり	うねり	うねり	うねり
潮 汐	中 潮		大 潮		新 月
潮 位	ほぼ満潮	昼間の干潮 時, 平均潮 位に近い	昼間の干潮 時	満潮時	昼間の干潮 時
潮 位 の 順 位	②	③	④	① 最高	⑤ 最低
砕波帯の地形	rip channel あり		平坦, 2つの rip channel の中間		
気 球 の 係 留	栈橋中間	砂 浜	栈橋先端	海中オーガー と岸より2本 ロープ使用	栈橋中間
シャッター間隔 (sec)	15	12	20		

表-4.2 BACS 観測日の気象・海象

観 測 ケ ー ス		CASE-1 731214-1	CASE-2 731214-2	CASE-3 740221-1	CASE-4 740221-2	CASE-5 740222-1
観 測 日		1973. 12. 14		1974. 2. 21		1974. 2. 22
観 測 時 自 至		9:25 9:53 (28)	13:45 14:00 (15)	11:36 11:58 (22)	15:42 16:07 (25)	10:26 10:48 (22)
風	風 向	NW~NNW	SSW~WSW	ENE~E	SE~SSE	WSW (11:20)
	風 速 (m/sec)	1.1~3.3	2.5~2.6	3.3	2.9	2.9
砕 波	波 高 (m)	1.2~1.3		1.7~1.9	1.4~1.6	1.5~1.9
	周 期 (sec)	12.7	8.0	9.2	10.1	10.5 (13:00)
	入射角* (°)	8.5N	8.5S			
	波 長* (m)	50	32			
砕 波 帯 幅 (m)		60	60			
潮 汐 の 状 態		中潮, ほぼ満潮時	中潮, 昼間の 干潮時, 平均 潮位	大潮, 昼間の 干潮時	大潮, 満潮時	新月, 大潮, 昼間の干潮時

* 桟橋先端付近, 入射角は桟橋法線に対する角度

風向については第1回では陸風が卓越し、第2回では海風が若干卓越した。第2回は気圧配置が冬型から春型に移行する時期にあったので非常に天候は変わり易く、風向も時々刻々変化するので気球をあげる作業にはかなりの手間を要した。第2回の前日の2月20日は無風で霧と雨であり、BACSの終わった翌日の2月23日には春一番の強風が吹き荒れた。

波は碎波々高にして第1回では1.0～1.5 m程度であったが、第2回は1.5～2.0 mと大きかった。周期は8～13 sec と比較的長いうねりであった(表-4.2)。波形勾配からみるとCASE-1が最も小さい。

碎波帯の幅は第1回は約60 mで栈橋先端は碎波点(有義)の沖合へ出ていたが、第2回では150 m程度あり栈橋先端は碎波帯中にあった。従って、フロートの投入は第1回では碎波帯沖へも可能であったが、第2回では碎波帯の中に限定された。

碎波帯の地形は第1回では栈橋付近はトラフを形成しrip channelを栈橋がまたいでいる形になっていたが、第2回では非常にflatであった。これは栈橋の位置が大きな2つのrip channelの中間にあったためである。

潮汐については第1回は小潮から大潮に移行する途中の中潮であったが、この時期は最も潮位が低くなるのが夜間であったため、昼間の潮位はほぼ平均潮位より高いと考えられる(潮位表、小名浜より推定)。第2回は大潮であり、2月22日は新月であった。表-4.1の「潮位の順位」は5ケース中の相対的な潮位であるが、CASE-4が最も高く、CASE-5が最も低かった。

カメラのシャッターは予めメトロノームの音を吹き込んで用意した数種のカセット・テープを聞きながら、手でリリースを操作した。シャッター間隔は15～20 secであるが、CASE-1では23コマより30 secにした。

4-3 観測結果

第1回のCASE-1とCASE-2は約4時間離れているが、この間に波向が約17°(栈橋先端付近)北から南へ変化したため流れの様子が全く変わってしまったのは興味深いことであった。

図-4.1.1～2は写真から読みとったフロートの軌跡である。標識S3付近は浅くフロートがサーフボーディングしているデータは除去してあるが、流れのパターンから考えても岸向きのnet flowのある場所と考えられる。岸の極く近くでは水深が浅いので、フロートが着底し、真の流速が得られていないと考えられる。

図-4.2.1～2はフロートの軌跡から読みとった流速ベクトルである。図-4.3.1～2は更に図-4.2をもとに作成した等流速線図である。図-4.3には波向、有義碎波線*、最大碎波線をも

* 大部分の波が碎ける碎波線を有義碎波線と定義し、写真から読みとったものである。これに対して最大碎波線は大きな波のみが碎ける碎波線とした。

NW~NNWの風



1.1~3.3m/sec

0 10 20 30 40 50 m
流速の単位はcm/sec

BACS-731214-1
昭和48年12月14日
9:25~9:53
H_b=1.2~1.3m
T=12.7sec

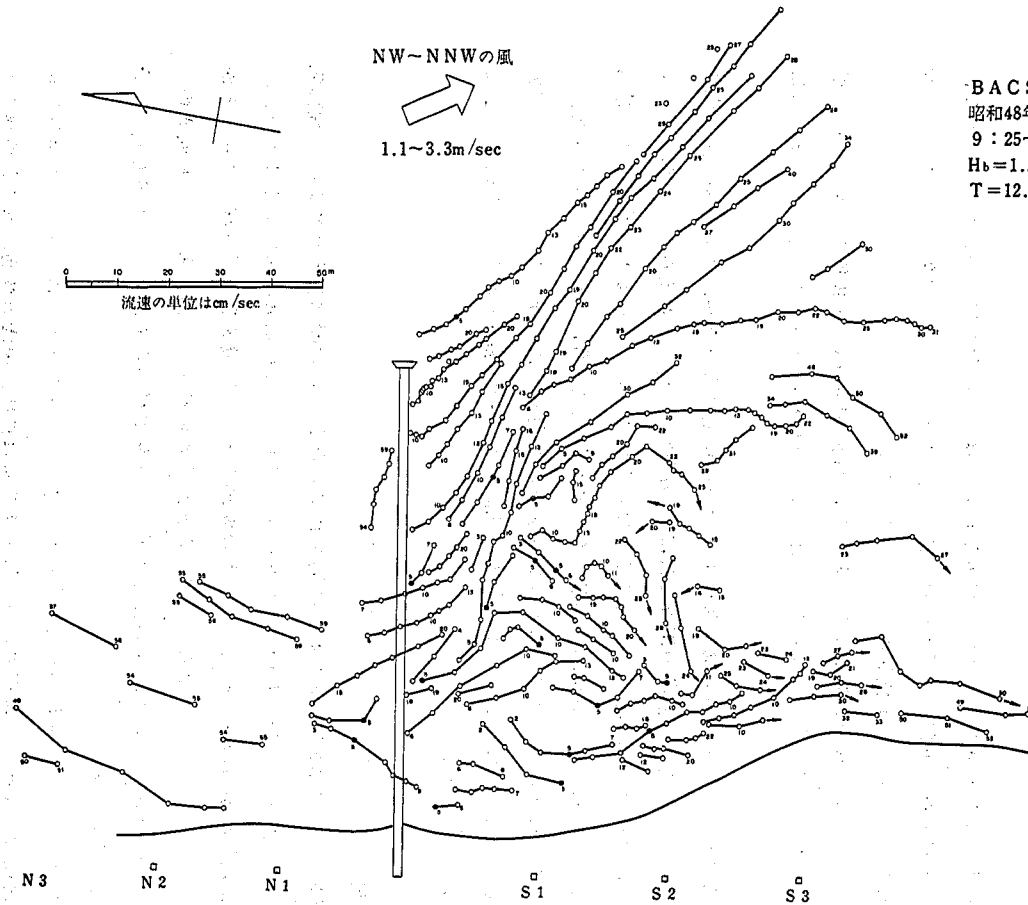


図-4.1.1 フロートの軌跡 (CASE-1)

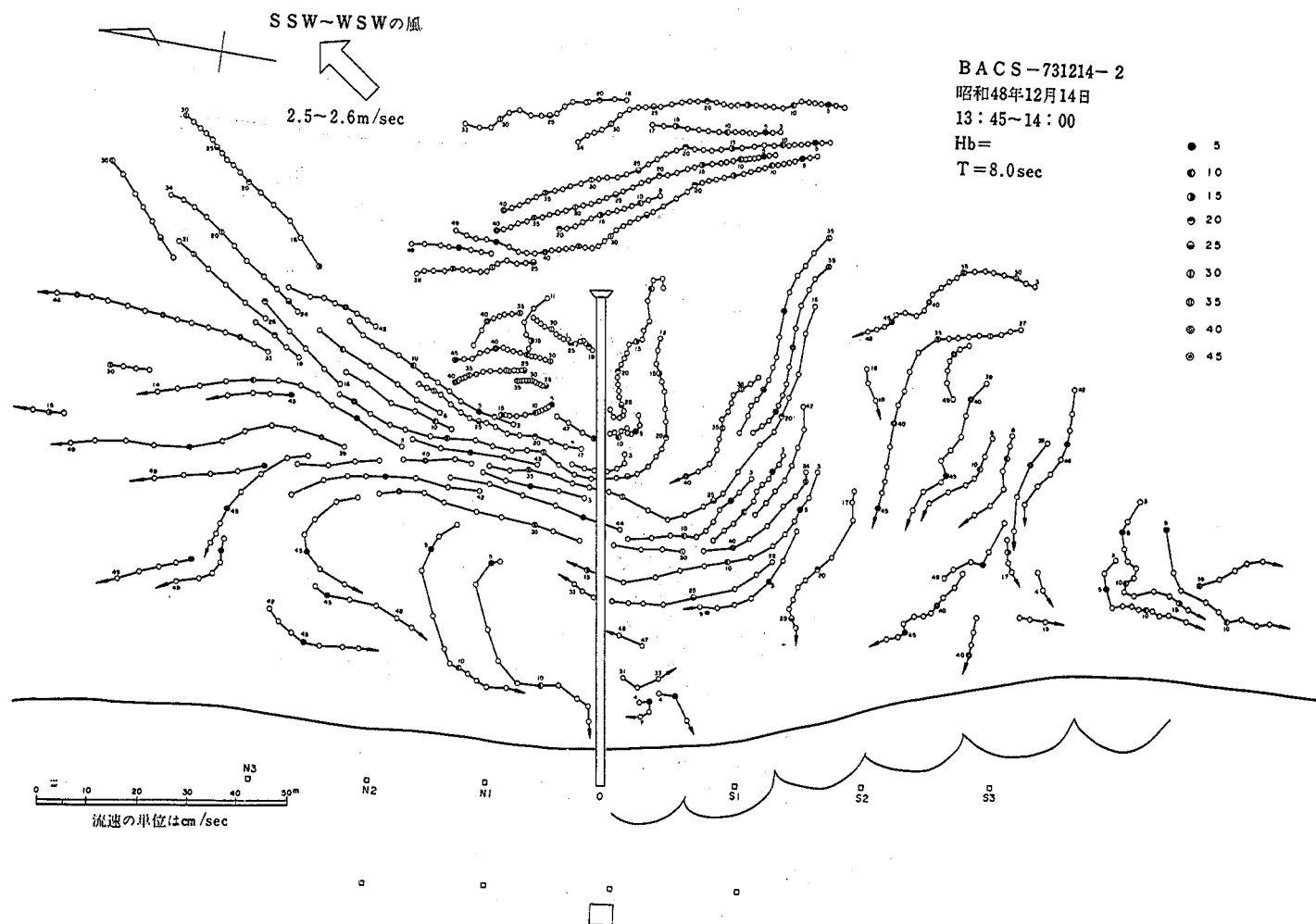


図-4.1.2 フロート軌跡 (CASE-2)

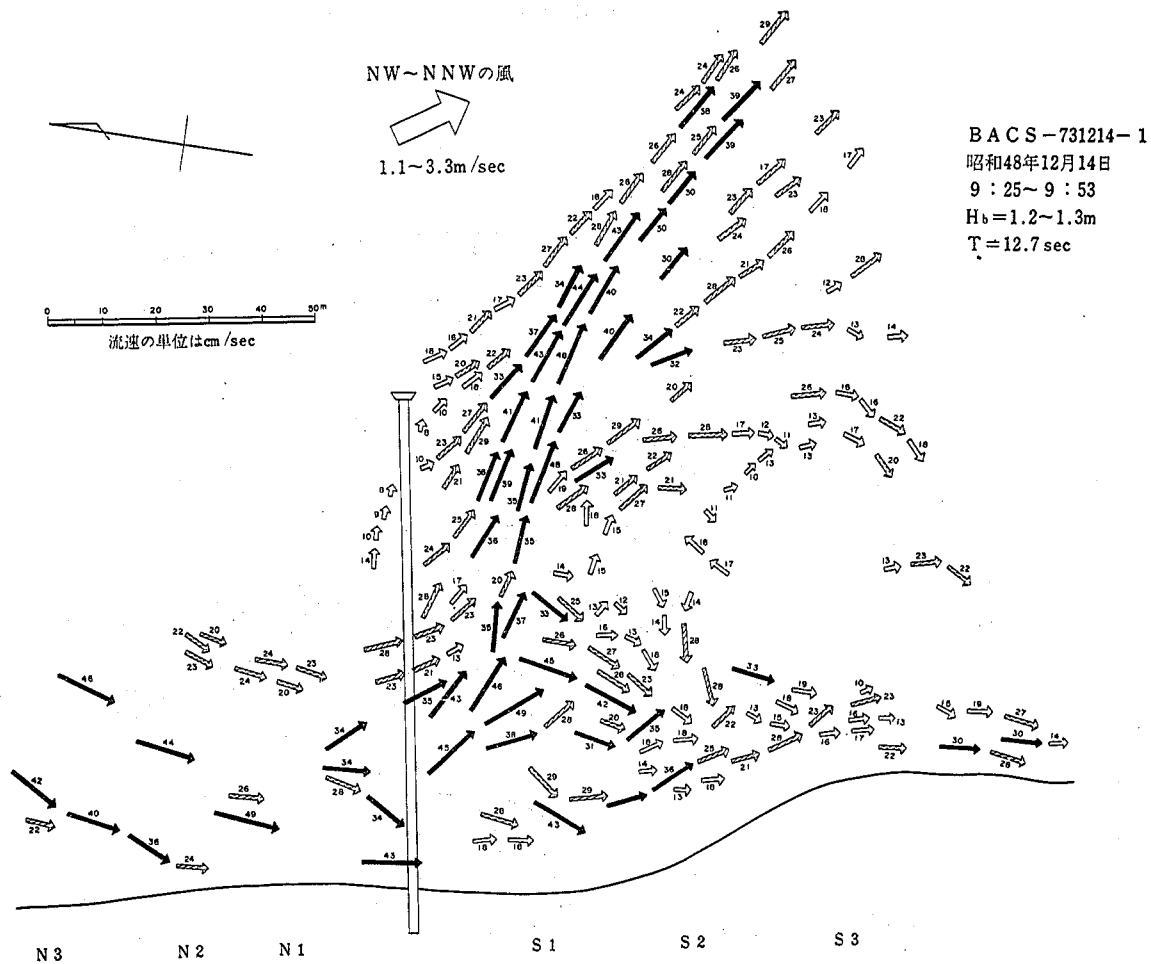


図-4.2.1 流速ベクトル (CASE-1)

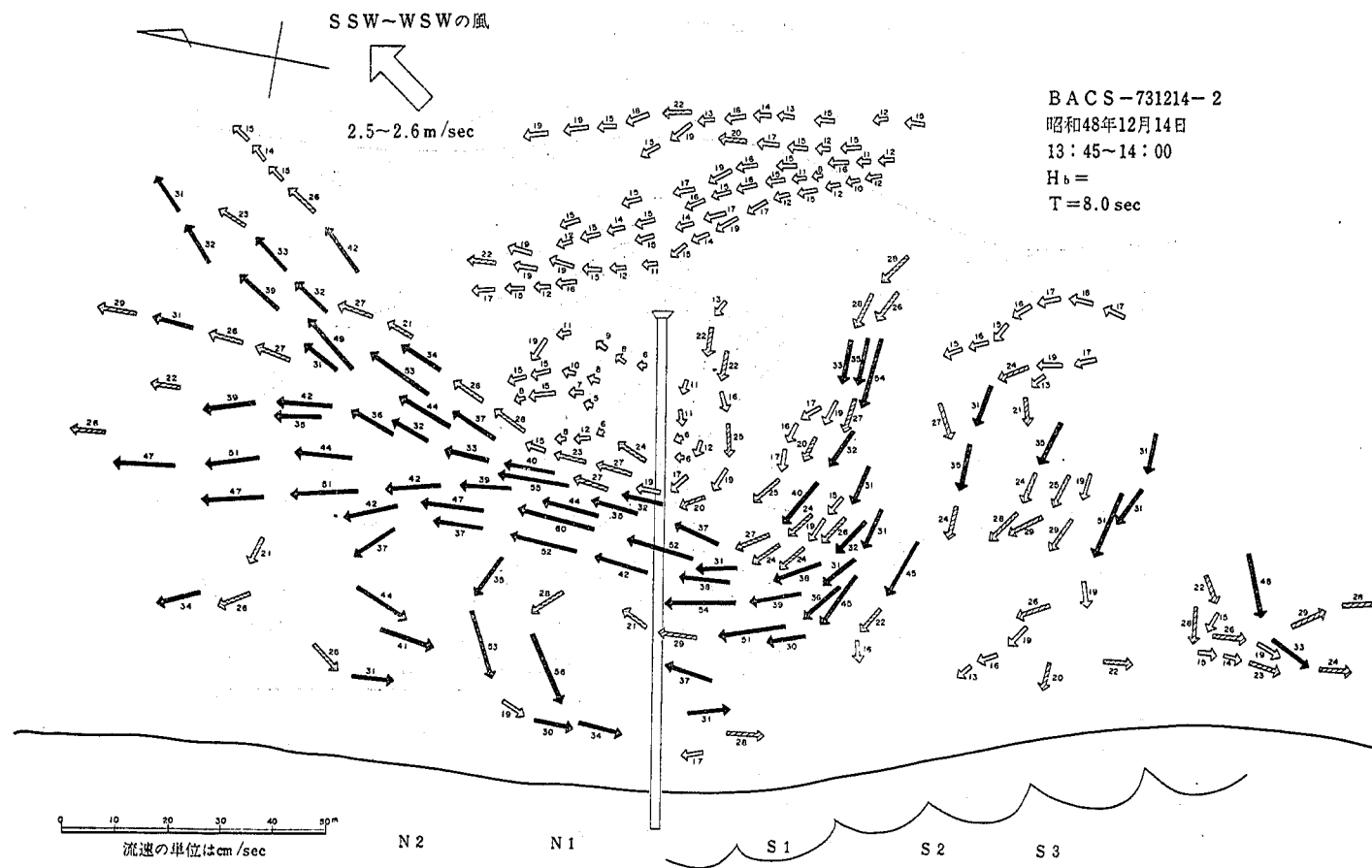


図-4.2.2 流速ベクトル (CASE-2)

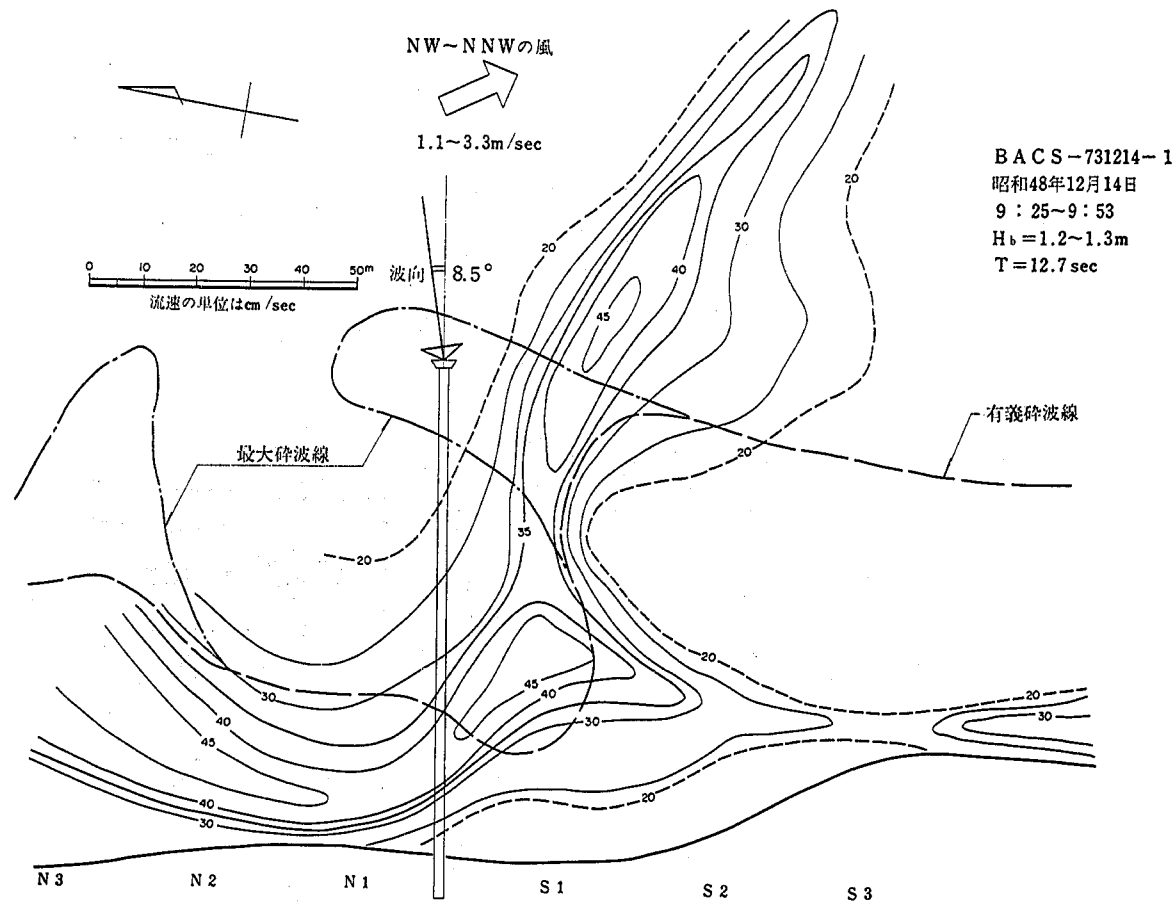


図-4.3.1 等流速線図 (CASE-1)

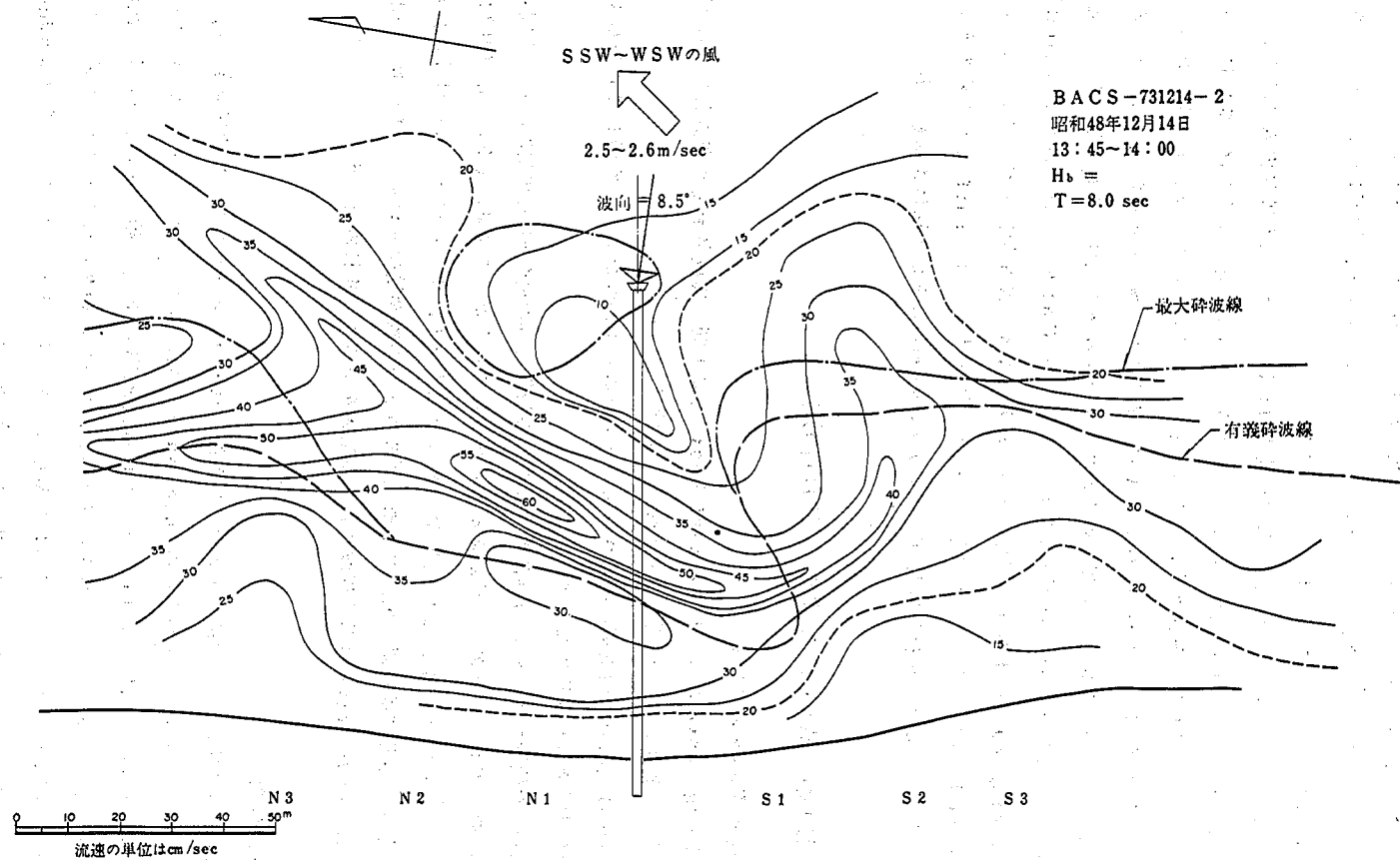


図-4.3.2 等流速線図 (CASE-2)

併記してある。波向は碎波帯の中ではトラフ等の地形によって場所的に一様ではない。

この様な等流速線を描ける事が出来たことはかつてないことであり、BACSの観測史上でも初めてであるが、これは一重に栈橋の存在に負っている。

図-4.3で流れのパターンをみると、流れは碎波帯沖合に出るまでは有義碎波線にほぼ沿って流れていることがわかる。これは波高が沿岸方向に大きくならないと仮定すれば等深線に沿って流れている。つまり、地形的影響が非常に大きいことを示しているのではないと思われる。

流速をみるとCASE-1では49 cm/sec, CASE-2では60 cm/secであり、CASE-2の方が流心の流速が大きい。35 cm/sec以上の流速コンターをみると大体の流れの形をみることができる。CASE-1では比較的典型的な離岸流の形に近いが、CASE-2はいわゆるSonu(1972)のいうmeandering currentのタイプであろう。流れの先端(N3付近)が二股に分れているのは観測時間の15分間のうちに、流れの方向が斜め沖向きから岸に平行にshiftしたためである。

また、CASE-1, 2共に栈橋先端付近で流速が10 cm/sec以下の停滞域が観察される。

第5章 Edge Waveの観測(EDGE)

5-1 Edge Waveについて

ここで云うedge waveとはうねりとsurf beatとの中間の周波数をもつ碎波帯付近の海水振動と定義する。即ち、その周期は30 secより数分になろう。

edge waveは波高計や検潮儀に記録されたこともあるかも知れないが、意識して観測しようとしたのは今回が恐らくはじめてと思われる。

edge waveを観測する意味は海浜流の規模のうち沿岸方向の規模を規定する離岸流の発生間隔がedge waveの卓越モードと深い関係があると考えられているからである。(Bowen, 1972)。

しかしながら現在のところこれは理論的な推測に止まり、実測資料による裏付けは得られていない。今回の観測では震研(東京大学地震研究所)型の検潮儀のリシャールを改良しedge wave計とし、edge waveの卓越周波数とその振幅を計ることを目的とした。

5-2 観測装置

edge waveの観測には検潮儀を用いた。潮汐波記録用のリシャール(12時間巻き)を、1時間巻きのリシャールに変え、予想されるedge waveの周期に適応させようとしたものである。今回用いたedge wave計は図-5.1に示すように水銀を用いて圧力変動をリシャール上の記録紙にペン書きする装置である。短周期成分はガラス管、ゴム管内の摩擦により自ずと削除されるが、ピンチ・コック(A)を絞ることによりさらに短周期成分を除くことが可能である。今回はedge waveの振幅が求まる様に波浪の記録も含めて観測を実施した。

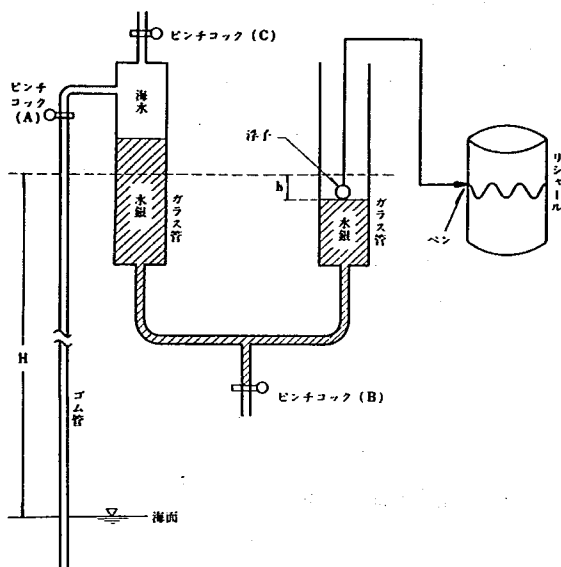


図-5.1 携帯用 edge wave 計の原理

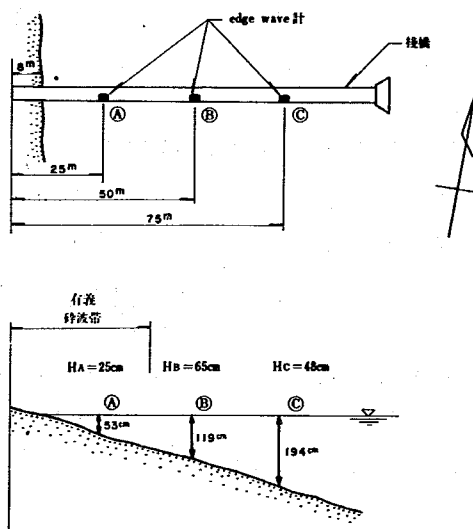
5-4 観測結果

3台の edge wave 計による記録の一部を図-5.3に示した。残念ながら3台同時に良好な記録をとることができなかったので図-5.3の記録には同時性がない。(A), (B)および(C)は、夫々、栈橋付根より沖合に25, 50および75m地点の記録で汀線からの距離は夫々17, 42および67mとなる。

この時の碎波帯の幅は約30mであり、(A)のみが碎波帯内にある。図-5.3の記録には波浪も含まれ、この周期は約11secである。

解析の便のために波浪成分を視察により平滑して除去した結果を図-5.4に示す。

この波形から視察により(A)の卓越周期として124secを選び、その2倍の248secのデータを調和分解してみた(表-5.1, および2)。



昭和48年12月15日
11時30分より観測

図-5.2 edge wave 計の設置位置

5-3 観測方法

栈橋上に3台の edge wave 計を設置して観測を実施した(図-5.2)。栈橋上の検潮儀は海面上5m程度の位置にある。そのため、前もって準備した海水を満たしたバケツにゴム管の口を結び、錘りを入れロープで徐々に海面下へ降す方法をとった。碎波帯内での観測のため、数時間も経ると巻き上げられた砂がバケツに溜まりゴム管の口が塞がれてしまう事がある。その場合には再びセットしなおした。リシャール上の記録紙には、波高計算のためのキャリブレーションや時刻等を記入しておいた。

248 sec を 20 等分したので $\Delta t = 248/20 = 12.4$ sec である。この範囲の結果からは振幅のオーダーは数 cm であり、振幅の最大は砕波帯内の (A) において 7.2 cm である。その倍周期の 248 sec の振幅は (A)(B)(C) で夫々 3.2, 4.9 および 4.2 cm である他は約 2.3 cm 以下である。

周期 12.4 sec の振幅は沖方向に減少しているの、これは edge wave と考えてよいと思われる (図-5.5)。図-5.6 をみると砕波帯外の (B), (C) では更にデータを長くにとって解析する必要があることがわかる。

edge wave 計を 3 台しか用意できなかったが、edge wave をとらえるという目的の第一段階は一応成功したのではないと思われる。

* 表-5.1 フーリエ解析結果について

任意の波動関数 $\eta(t)$ を

$$\eta(t) = \frac{A(0)}{2} + \sum_{k=1}^{N-1} \left\{ A(k) \cos \frac{\pi}{N} k t + B(k) \sin \frac{\pi}{N} k t \right\} + \frac{A(N)}{2}$$

という形の級数で表わされるものと仮定する。

今回の解析では視察による卓越周期の 2 倍の範囲 (0 ~ 248 sec) に於いて、 $N=10$ とした。

上記級数の和が 2N 個のデータ点では、関数 $\eta(t)$ の値に一致するようにすべての $A(k)$, $B(k)$ を求めた結果が表-5.1 である。なお、 $A(1)$, $B(1)$ によって表わされる基本波に対する高調波の振幅を百分率で表示した。

5-5 汀線で反射する定常波について

Suhayda (1972) によれば斜面上の線型のな波の場においては汀線から X_1 のところに節をおく定常波の周波数 f_1 は次式で与えられる。

$$f_1 = \frac{2.4 \sqrt{g \tan \beta}}{4 \pi \sqrt{X}}$$

ここで $\tan \beta$ は斜面勾配である。今回の各観測点における f_1 を計算した結果は表-5.3 に示す様に (A), (B), (C) に対して夫々 0.0229 Hz, 0.0146 Hz, および 0.0115 Hz である。図-5.6 をみると、(A) を除き、(B), (C) ではこの付近の周波数で振幅の極小値がみられる。

Waddell (1973) もメキシコ湾岸の海岸で汀線に腹をもつこの様な定常波を観測している。土屋ら (1973) は大潟海岸の栈橋で行った 83 分間にわたる容量式波高計群による観測から、各波高計における高周波側のピーク周波数が沖方向へ増大している (図-5.7) 理由を、その波高計位置に腹をおく汀線からの反射波であると指摘している。

尚、低周波側には (6 ~ 8) 10^{-3} Hz のピークを観測しているが、その振幅は沖へ向って減少しているので (図-5.8), 土屋ら (1973) は surf beat としているが、edge wave をとら

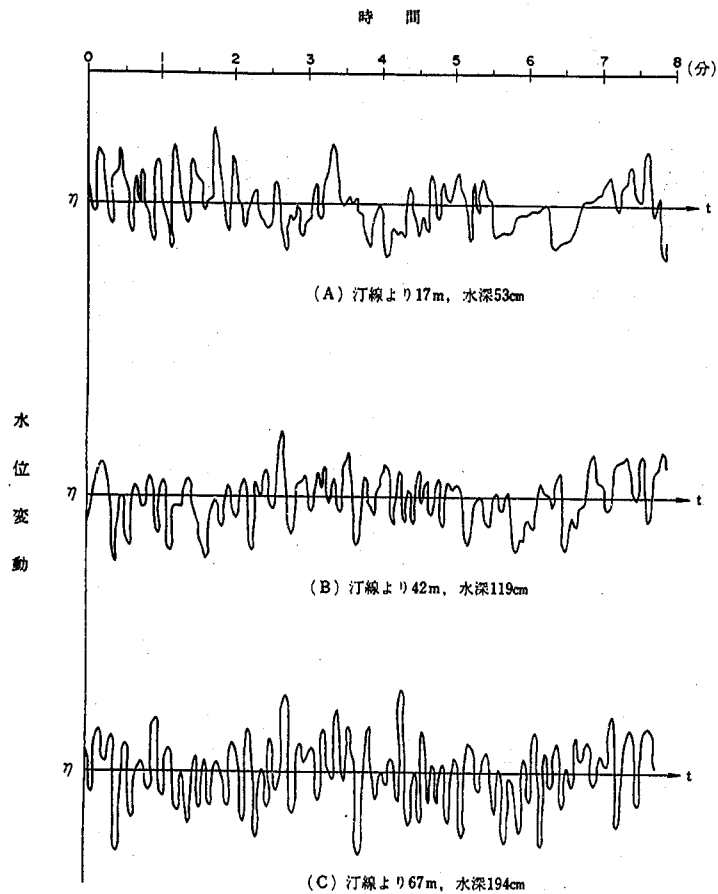


図-5.3 水位変動記録

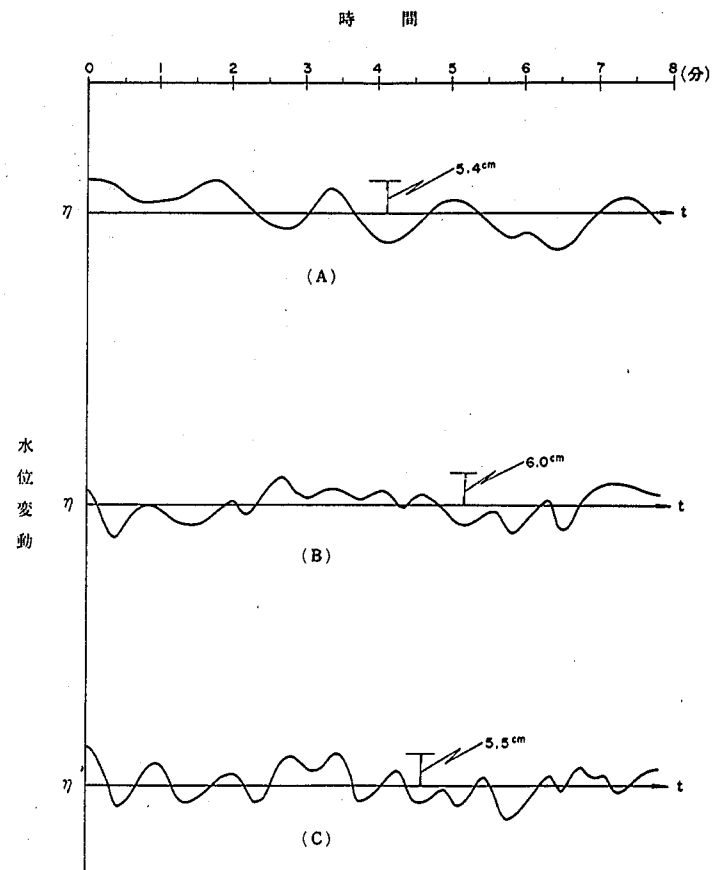


図-5.4 水位変動

表-5.1 フーリエ解析結果 (昭和48年12月15日)

N = 10 POINTS = 19		
A(0) = -2.80799		
A(1) = 1.20017	B(1) = 1.07510	FUNDAMENTAL = 100.00 PER CENT
A(2) = 3.09009	B(2) = -1.84209	HARMONIC 2 = 223.59 PER CENT
A(3) = 0.89802	B(3) = 0.65031	HARMONIC 3 = 68.81 PER CENT
A(4) = -0.53073	B(4) = 0.16226	HARMONIC 4 = 34.44 PER CENT
A(5) = 0.00540	B(5) = 0.53860	HARMONIC 5 = 33.43 PER CENT
A(6) = 0.24253	B(6) = -0.00605	HARMONIC 6 = 15.06 PER CENT
A(7) = -0.17376	B(7) = -0.00529	HARMONIC 7 = 10.79 PER CENT
A(8) = -0.03801	B(8) = 0.10750	HARMONIC 8 = 7.08 PER CENT
A(9) = -0.02534	B(9) = -0.01668	HARMONIC 9 = 1.88 PER CENT
A(10) = -0.01080		

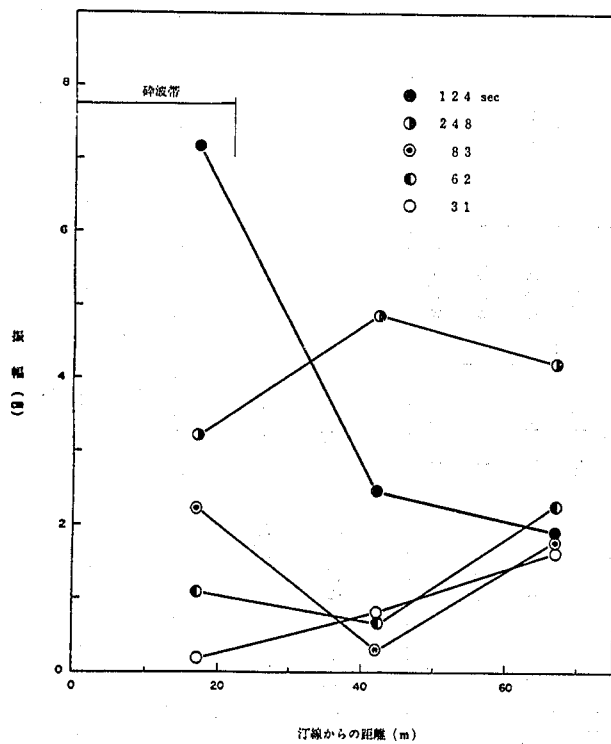
(A)

A(0) = 1.19700		
A(1) = -1.79245	B(1) = -1.65455	FUNDAMENTAL = 100.00 PER CENT
A(2) = 0.91276	B(2) = -0.85027	HARMONIC 2 = 51.03 PER CENT
A(3) = 0.02428	B(3) = 0.15129	HARMONIC 3 = 6.27 PER CENT
A(4) = 0.26831	B(4) = -0.21617	HARMONIC 4 = 14.10 PER CENT
A(5) = -0.03010	B(5) = 0.70591	HARMONIC 5 = 29.07 PER CENT
A(6) = -0.68122	B(6) = -0.35220	HARMONIC 6 = 31.37 PER CENT
A(7) = 0.43297	B(7) = 0.48583	HARMONIC 7 = 26.62 PER CENT
A(8) = -0.11505	B(8) = 0.38805	HARMONIC 8 = 16.56 PER CENT
A(9) = 0.31981	B(9) = -0.07222	HARMONIC 9 = 13.41 PER CENT
A(10) = 0.13840		

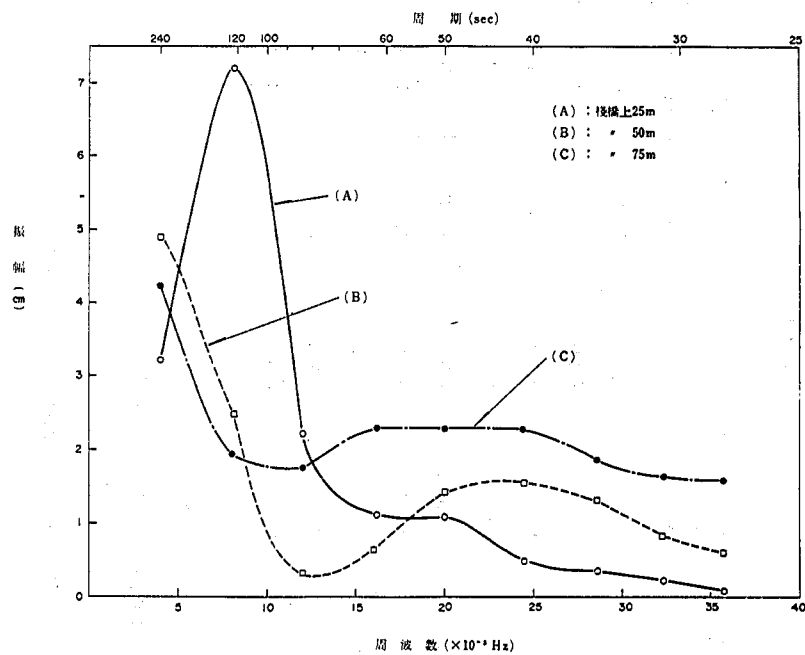
(B)

A(0) = 0.72840		
A(1) = -1.97770	B(1) = 0.72225	FUNDAMENTAL = 100.00 PER CENT
A(2) = 0.95902	B(2) = -0.10809	HARMONIC 2 = 45.84 PER CENT
A(3) = -0.49794	B(3) = 0.72347	HARMONIC 3 = 41.71 PER CENT
A(4) = 0.94684	B(4) = -0.63577	HARMONIC 4 = 54.17 PER CENT
A(5) = 0.82199	B(5) = -0.78320	HARMONIC 5 = 53.92 PER CENT
A(6) = -0.03311	B(6) = 1.36352	HARMONIC 6 = 64.78 PER CENT
A(7) = 0.88343	B(7) = -0.29430	HARMONIC 7 = 44.23 PER CENT
A(8) = 0.81246	B(8) = 0.09680	HARMONIC 8 = 38.86 PER CENT
A(9) = 0.77027	B(9) = -0.15487	HARMONIC 9 = 37.74 PER CENT
A(10) = -0.07080		

(C)



図— 5.5 振幅の距岸方向分布



図— 5.6 周波数と振幅

表- 5.2 周期・周波数と振幅との関係

周 期 (sec)	周 波 数 ($\times 10^{-3}$ Hz)	振 幅 (cm)		
		(A) 地点	(B) 地点	(C) 地点
248	4.0	3.22	4.89	4.21
124	8.1	7.20	2.49	1.93
83	12.0	2.22	0.31	1.75
62	16.1	1.11	0.69	2.28
50	20.0	1.08	1.42	2.27
41	24.4	0.48	1.53	2.27
35	28.6	0.35	1.30	1.86
31	32.3	0.23	0.81	1.63
28	35.7	0.06	0.65	1.59

えている可能性もあると考えられる。

この時の入射波は約10 secのうねりであった。

表- 5.3 観測点で節を形成する定常波の周期

観 測 点	距 岸 x (m)	f_1 (10^{-3} Hz)	T (sec)	備 考
(A)	17	22.9	43.6	碎波帯内
(B)	42	14.6	68.6	
(C)	67	11.5	86.6	

第 6 章 海浜流の発生機構に関する考察

海浜流，特にそのセル状循環の発生要因に関する議論はここ数年盛んになりつつあるが，まだ決定的な結論が出るには至っていない。

海浜流を予測する立場からみれば，外力条件と境界条件を与えた時，対称区域の流速場が得られることが望まれる。現状では①離岸流の発生間隔と碎波帯の幅によって海浜流セルの規模を知り，②1つのセル内の流速場が予測できることが具体的には目標と云えるであろう。

本年度の調査の内①に対応するものは3-1に述べた離岸流発生間隔調査(RIPS)と5.の edge

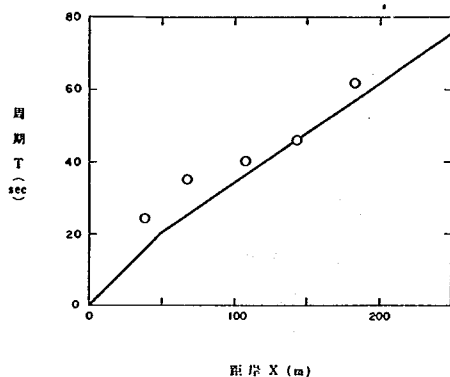


図-5.7 ピーク周波数の沖方向変化
(土屋・山口・芹沢, 1973)

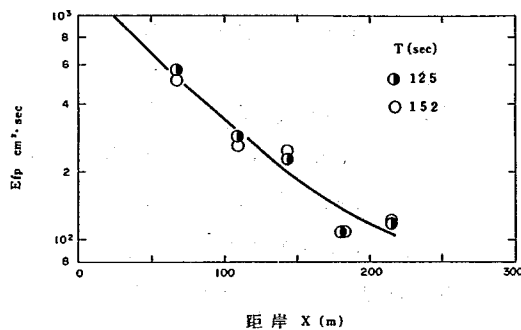


図-5.8 Surf beat の沖方向変化
(土屋・山口・芹沢, 1973)

wave の観測である。

6-1 海浜流の発生に関する因子

現在のところ、海浜流の発生に関与すると考えられる因子は次の5つに要約されるのではないと思われる。即ち、① edge wave (Bowen, 1972), ② 碎波帯の存在 (Ingle, 1966) と碎波帯の幅 (日野, 1973), ③ 碎波帯の地形 (Sone, 1972; Komar, 1972), ④ 波向 (Inman et al, 1968; Harris, 1969), および ⑤ 潮位 (Ingle, 1966; Sonu, 1972) である。

ここでは観測成果の制約から全ての項目にわたって検討することができないが以下には碎波帯の幅と edge wave について若干の考察を行うこととする。

6-2 離岸流の発生間隔と碎波帯の幅

碎波帯の幅は現在までのところ海岸工学上あまり登場しなかったパラメーターであるため、その資料に乏しい上、観測も困難である。

不規則波が一様傾面で碎波する場合、碎波点は一波一波異り、海底勾配が緩い程、碎波点の位置の変動は激しい。従って、波に対すると同様に碎波帯幅に対しても“有義碎波帯幅”や“最大碎波帯幅”という概念が必要となる筈である。

われわれは精度は高くないが目視や航空写真で得られた碎波帯幅を用いて、各地のデータを離岸流の発生間隔に対してプロットしてみた(図-6.1)。

図中の直線は日野(1973)の理論である。データのばらつきはかなりあるが、一応大略の予測を行うには

$$Y_R = 4 \cdot X_B$$

を用いてよい様に思われる。ここで X_B は碎波帯の幅で、一応は、上記の有義碎波帯幅を考えればよいであろう。沖合に bar がある場合には bar 上で強制的に碎波が生ずるが Harris (1969) の指摘する様に“outer breaker”を貫通する循環と碎波帯内の“inner breaker”で生ずる小さな循環が重ね合わされるので複雑になる。 Y_R は離岸流の発生間隔である。即ち、碎波帯の

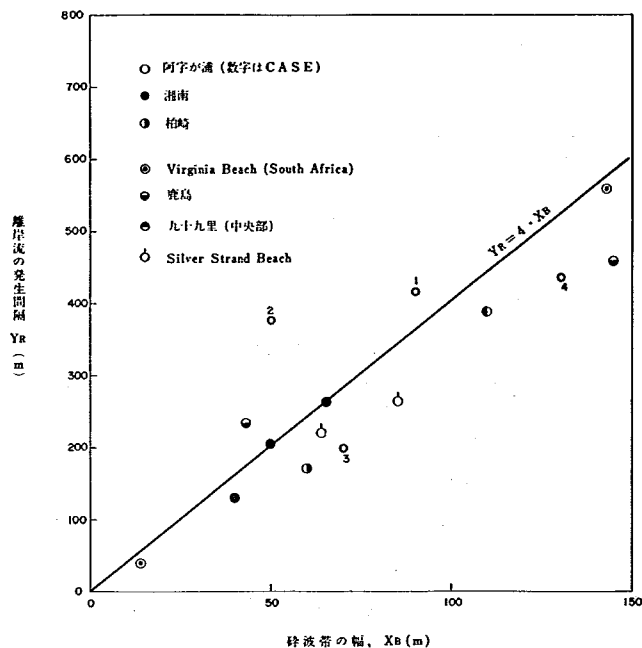


図-6.1 砕波帯の幅と離岸流の発生間隔

昭和48年12月15日の観測結果では約2分(124 sec)であった。edge waveの式として Eckart (1951) の式

$$Le = \frac{g Te^2}{2\pi} (2n+1) \tan \beta$$

を用い edge wave の波長 Le を試算してみると, $Te = 124 \text{ sec}$ (edge wave の周期), $n = 0$ (modal number), $\tan \beta = 1/55$ (砕波帯沖合の海底勾配) として

$$Le = 436 \text{ m}$$

となる。 $\tan \beta$ はこの値に敏感であり $\tan \beta = 1/70$ (水深0~6 mの平均) とすれば $Le = 343 \text{ m}$ となる。残念ながら、水深1~5 m程度までの深浅図がないので $\tan \beta$ を確定することはできない。

この Le が YR に等しいとすれば表-3.4 に示した $YR = 400 \sim 480 \text{ m}$ (入射波周期が edge wave 観測時に近い CASE-1 と 4) にオーダーとしてはよく一致していると思われる。離岸流発生間隔調査と同時に edge wave が観測できなかったのは残念である。

edge wave は汀線付近に trap される振動と考えられているから入射波と関係がある筈である。edge wave のデータは少ないため、一つの試みとして YR と入射波周期とをプロットしてみた (図-6.2)。

データのばらつきはあるが、周期 T の増大につれて YR が増大している傾向はみられる。今後

幅の約4倍を以て離岸流の発生間隔、つまり海浜流の規模を推定できることを示している。

但し、離岸流の位置は海岸端部の構造物や、時化で以前に出来た rip channel 等によって規定され、現地で流れを調べても局地的な砕波帯内の地形によって理論で推定される位置に離岸流が存在しない場合もある。

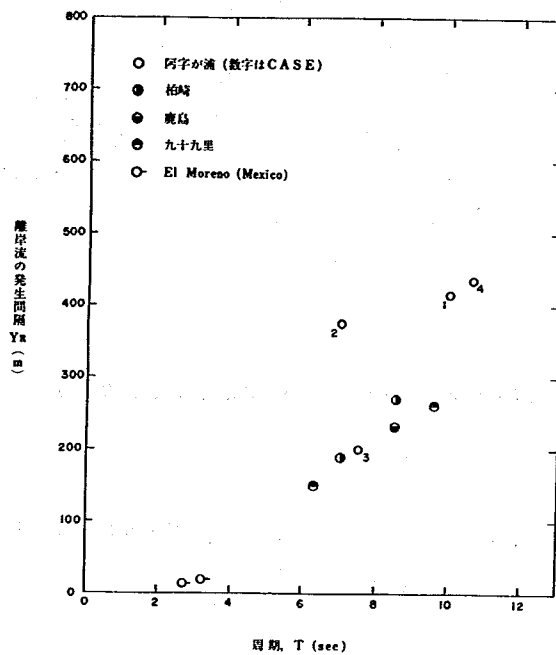
6-3 離岸流発生間隔と

edge wave

5.に述べた様に今回開発した edge wave 計によって、edge wave と思われる振動を観測することができた。

入射波周期 T と T_e の関係も検討してみる価値があろう。

尚、参考に edge wave の表面波形を図-6.3.1~2 に示した。振幅最大の辺が汀線で、波の進行方向は汀線に平行である。modal number n は波形の沖方向へのゼロ・クロッシングの数に等しく、振幅は沖に向かって指数関数的に減少する。



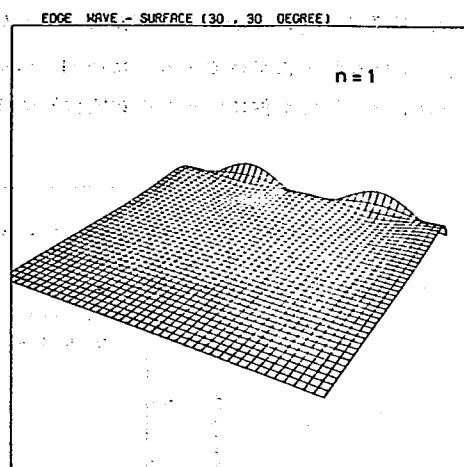
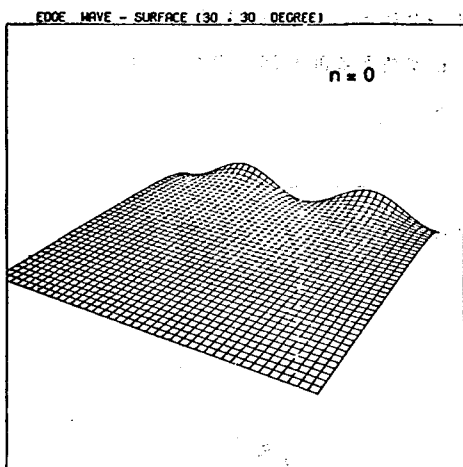


図 - 6.3.1 edge wave の波形 ($n = 0.1$)

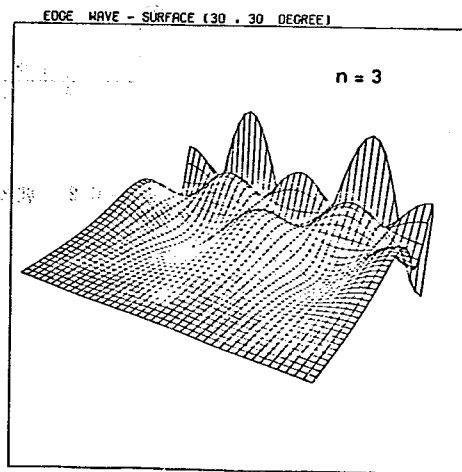
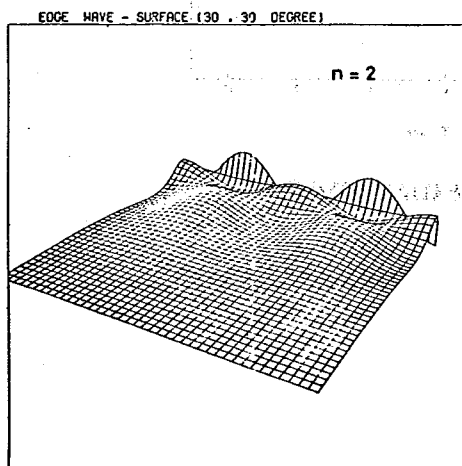


図 - 6.3.2 edge wave の波形 ($n = 2.3$)

参考文献

I) 海浜流の理論

- 1) 日野幹雄・林直樹：リップ・カレントの発生理論，第19回海講^{*}，1972.
- 2) 日野幹雄：海浜流系の発生理論(3) —単純化された理論—，第20回海講，1973.
- 3) Tam, C.K.W. : Dynamics of rip currents, J.G.R.^{**}, Vol. 78, №12, 1973.
- 4) Longuet-Higgins, M.S. : Recent progress in the study of longshore currents, R.E.Meyered., Waves on Beaches, Academic Press, 1972.

II) 海浜流の現地観測

- 5) Horikawa, K. and T. Sasaki : Field observation of nearshore current system, 13th, I.C.C.E.^{***}, 1972.
- 6) Sonu, C.J. : Field observation of nearshore circulation and meandering currents, J.G.R., Vol. 77, №18, 1972.
- 7) Inman, D.L., R.J. Tait, P.D. Komar, and C.E. Nordstrom : Dispersion of water and sediment in the surf zone, SIO Reference 69-10, UCSD. Scripps Inst of Oceanography, 1968.
- 8) Harris, T.F.W. : Nearshore circulations ; Field observations and experimental investigations of an underlying cause in wave tanks, Symp. on Coastal Eng., South Africa, 1966.
- 9) Bowen, A.J. : Rip currents, 2, J.G.R., Vol. 74, №23, 1969.
- 10) 土屋義人・芝野照夫・中村重久：大潟海岸における沿岸流の特性，第28回年学^{****}，Ⅱ-51, 1973.
- 11) 岩田憲幸・田中孝紀：碎波帯内の沿岸流，防災科学技術総合研究報告，№28, 1972.

III) 海浜流の数値計算

- 12) Bowen, A.J., and D.L. Inman : Rip currents, 1, J.G.R., Vol. 74, №23, 1969.
- 13) Noda, E.K. : Rip currents, 13th I.C.C.E., 1972.
- 14) O'Rourke, J.C., and Le P.H. Blond, : Longshore currents in a semicircular bay, J.G.R., Vol. 77, № , 1972.

IV) Edge wave その他の海岸の長波

* 海講：海岸工学講演会論文集

** J.G.R. : Journal of Geophysical Research.

*** I.C.C.E. : International Conf. on Coastal Eng.

- 15) Bowen, A.J., and D.L. Inman : Edge waves and crescentic bars, J.G.R., Vol. 76, № 36, 1971.
 - 16) Waddel, E. : The dynamics of swash and its implication to beach response, Ph. D dissertation, Louisiana State University, 1973.
 - 17) Waddel, E. : 自然海岸における打上げ波の特性に関する現地観測, 第20回海講, 1973.
 - 18) 柿沼忠男・二ツ谷敏雄・川合茂 : 大潟海岸における波浪の変形について(2), 第20回海講, 1973.
 - 19) 高橋智晴・鈴木嘉実・佐々木弘・中井徹也 : 田子の浦港における長周期波の観測, 港湾技研資料, №130, 運輸省, 1971.
 - 20) Bowen, A.J. : Edge waves and the littoral environment, 13th I.C.C.E., 1972.
 - 21) Koontz, W.A. and D.L. Inman : A multi-purpose data acquisition system for instrumentation of the nearshore environment, U.S. Army CERC. TM-21, 1967,
- V) 碎波帯内の set-up
- 22) Iwata, N. : A note on wave set-up, longshore currents and undertows, Jous of Oceanographical society of Japan, Vol. 26, №4, 1970.
 - 23) 佐伯浩・佐々木幹夫 : Wave Set up に関する研究, 第28回年学, II-11, 1973.
- VI) 海岸微地形に関連して
- 24) Komar, P.D. : Nearshore currents and the equilibrium cusped shoreline, Oregon State University, Technical Report, №239, 1972.
 - 25) Komar, P.D. : Nearshore cell circulation and the formation of giant cusps, Geol. Soc. Amer. Bull., Vol. 82, № , 1971.
 - 26) Dolan, R. : Coastal landforms ; crescentic and rhymic, Geol. Soc. Amer. Bull. Vol. 82, №1, 1971.
 - 27) Sonu, C.J. : Three dimensional beach changes, Jour of Geol., Vol. 81., 1973.
 - 28) Gorycki, M.A. : Sheetflood structure ; mechanism of beach cusp formation and related phenomena, Jour of Geol., Vol. 81, 1973.
 - 29) Lau, J., and B. Travis : Slowly varying stokes waves and submarine longshore bars, J.G.R., Vol. 78, №21, 1973.

**** 年学 : 土木学会年次学術講演会講演概要集。

30) 玉井佐一・上森千秋・荒井正博：カスプの形成に関する実験的研究，第28回年学，Ⅱ-43，1973.

31) Hayes, M.O. : Forms of sediment accumulation in the beach zone, R.E. Meyer ed., Waves on Beaches, Academic Press, 1972.

Ⅶ) BACSについて

32) 堀川清司・佐々木民雄・五十嵐元・鬼頭平三：海浜流観測用気球カメラ・システムの開発，第26回年学，1971.

33) Sonu, C.J. : Tethered balloon for study of coastal dynamics, Proc. Synp. on Earth observations from balloons, Amer. Soc. of Photogrammetry, 1969.

34) Whittlesey, J.H. : Tethered balloon for archaeological photos, Photogrammetric Eng., Vol. 36, No. 2, 1970.

35) 東京大学工学部土木工学科港湾研究室・(株) I.N.A. 新土木研究所：神奈川県海岸侵蝕調査報告書，1971.

36) 佐々木民雄：海浜流のモデルとその観測方法に関する研究，東京大学工学部土木工学科修士論文，1972.

37) 堀川清司・佐々木民雄・福井直治・五十嵐元・鬼頭平三：海浜流に関する研究（第1報）—観測法と湘南海岸における観測例—，第18回海講，1971.

38) Horikawa, K., and T. Sasaki : Field observations of nearshore current system, Coastal Eng. in Japan, Vol. XV, 1972.