波浪に伴う長周期波(サーフ・ビート)の特性(I)

藤 繩 幸 雄*・岡 田 憲 司**・渡 部 勲***

国立防災科学技術センター平塚支所

Some Properties of Surf Beats, Part 1

By

Y. Fujinawa, K. Okada and I. Watabe

Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention No. 9-2, Nijigahama, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254

Abstract

Long ocean waves with periods several minutes (surf beats) have been observed at the marine observation tower which is situated at the point with depth of about 20 m and distance about 1 km from the shore. Analysis of data revealed that:

1) relations between characteristics of long waves are:

 $H_{1/10}^{(l)}/H_{\max}^{(l)} \doteq 1.4, \quad H_{\max}^{(l)}/H_{1/3}^{(l)} \doteq 2.0, \quad H_{\max}^{(l)}/\bar{H}^{(l)} \doteq 4.3,$

and they are somewhat different from those of wind waves.

2) probability distribution of maximum of surf beats is well described by the formula given by Cartwright and Longuet-Higgins (1956) with spectral width about 0.5.

3) theoretical prediction of surf beats amplitude given by Longuet-Higgins and Stewart (1964) agrees well with the result of observations in case of small wave height, but disagrees considerably in case of high wave amplitude.

4) relations between amplitude of long waves $H_{1/3}^{(l)}$ and that of wind waves $H_{1/10}^{(s)}$ are quite well represented by the formula: $H_{1/2}^{(l)}=0.23 (H_{1/10}/h)^{1/2} H_{1/10}$

5) ratios between period of long waves $T_{1/3}^{(l)}$ and that of wind waves $T_{1/10}^{(s)}$ is nearly $T_{1/3}^{(l)} = 7.0 T_{1/10}^{(s)}$

1. 導 入

風の作用によって発生した波は,進行性を持っており,一点に留まることなく四方八方に 発生源から分散して行く.進行する波は,いずれ陸地に遭遇して,そのエネルギーの大部分 を失い,一部は反射して再び大海に帰って行く.波がエネルギーを失うのは,岸における砕

^{*} 沿岸防災第1研究室

^{**} ナカシマプロペラ株式会社 (元東海大学海洋学部)

^{***} 沿岸防災第2研究室

国立防災科学技術センター研究報告 第15号 1976年10月

波過程によるばかりでなく,非常に小さい粘性の作用や海洋表層の乱れ,あるいは,別の嵐 によって発生した波との干渉などにもよる.風浪などが,大陸棚を越え浅海域に入射し遂に 沿岸に達すると,海岸や沿岸構造物に種々の作用を及ぼし,時には,破壊にまで至るのは日 常よく経験するところである.沿岸に強力な作用をなすのは,大抵の場合,周期が10秒程度 の風浪やうねりであって,色々な方面からの研究が積み重ねられている.しかし,我が国に おいても古来よく知られているように,このような風浪に附随して(必ずしも原因というわ けではなく),周期が1分から10分程度の海面の昇降が存在する.静岡県の御前崎では1m 程度の大きさで,周期1~4分のものがよく経験され"やっぴき"という名さえもらってい る.又富山湾の東部地方では周期が5から50分で波高が最大数mにも達するものがある. このような,波浪に伴う海面の昇降は,とくに港湾関係者によって注目されている.という のは,周期が長いので水粒子の水平運動が大きく,停泊中の船を動揺させたり,船の航行の 自由を妨げたりするからである.このようなことを意識して、ロングビーチ港,アプラ港や ケープタウン港では、緩衝水域を作って対策を施している程である.

長周期の波の発生のメカニズムは多岐にわたり, 字野木 (1959)の大規模な調査報告が示 しているように, なかなか一義的な原因を見つけるのは難しいようである. 風浪の大きさと よい相関をもつ場合もあり又ない場合もある. 長波の周期は2大海洋波である風浪と潮汐波 の周期の中間に位置し, しかも波高がこの両者に比べてかなり小さいことが解明の遅れてい る原因である.

相反した報告もあるが、波が岸に近づいて砕けるとき、周期が1分から数分の波(サーフ ビート)が発生するのはどうも確からしく、測定にかからないのは、波そのものが発生しな いのではなく、何か他の原因、たとえば地形の影響のためではないであろうか.この種の波 (サーフビート)は、いわば、風浪やうねりが沿岸域に近づいて砕波するのに伴って生ずる準 平均的な運動形態に属しており、サーフビート以外に沿岸流、リップカレント、暗流などの 沿岸流系がある.それ等は似たようなスケールの運動であるので、統一的に取り扱うことを 必要とするものである.しかし、研究の進め方として、ひとまず個々の現象を単独に解明し、 後に相互の干渉を明らかにし、最終的には総合して全体像を捉える、という行き方が妥当な ものと考えられる.よってここでは、サーフビートの問題に吟味を集中して行くことにす る.

サーフビートの現象そのものに着目したのは、日本の寺田寅彦が最も早い.しかし、本格 的な研究題目としたのは米国の Munk (1949) であった.彼は、カリフォルニア沖において、 津波計と波浪計を用いる測定によって、サーフビートの波高(H^Q, 1/3 有義波高) が波浪 の波高(H^Q)の大きさとよく対応しており、波浪の群(波浪の包絡線)の時間変化がサー フビートの時間変化によい相関を持ち、二つの時系列の位相差は、サーフビートが砕波帯で 生じ沖側に伝播してきたものとして説明できることを示している. Tucker (1950) も似たような測定を行って、サーフビートの振幅 (H_{max}^{oo} ,最大波高) と波 浪の振幅 (H_{max}^{oo}) が近似的に線形の関係で結ばれており、しかも波群の谷部にサーフビート の山部が対応していることを見出した.又、最近我が国の合田 (1975) は、サーフビートを 含めて沿岸波浪現象に関する広範な貴重な報告を出した.その中で合田は、サーフビートの 振幅は浅くなると急に大きくなり、測定した例では、波浪の大きさの半分程度にもなり、サ ーフビートの周期と波浪の周期の比が 6 ~10であることを示している.

この論文でも、サーフビートの振幅と波浪の振幅との関係を、我々の測定したデータ以外 に今までに発表されたデータをも用いて検討する.又、先に示したように、サーフビートの 大きさというとき、どのような特性量を用いるべきかということについては、従来あまり検 討されていないために、Munk は 1/3 有義波を用いているし、Tucker は最大波を用いて論 じている.このような指標のバラバラなデータを扱うためにも、サーフビートの諸特性量、 たとえば最大波高と (1/n) 平均波高との関係を、理論的には無理としても、経験的に求めて おくことは意義のあることである.その結果をサーフビートの性質を示すものとして、波浪 の場合と対比づければ、興味深いものと思われる.

サーフビートの大きさが,波浪のどのような特性量にどのように関係しているかは,サー フビートの発生機構を推定する観点からばかりでなく,実用的にも,最近の海中構造物や港 湾施設の設計に資するという点からも重要な問題である.

Tucker や Munk の測定結果を見ると, いかにも *H*⁽⁴⁾ と *H*⁽⁵⁾ が線形の関係で結ばれる ように見える. 果してこれは正しいのであろうか. 我々の実験の結果は, この予想からずれ た結果を導くであろう.

先に述べたように、合田の測定の結果では、サーフビートの波高は非常に浅い所において、 今まで考えられていたより異常に大きい. このことからわかるように、 あるいは Munk (1962) が主張しているように、 サーフビートの大きさは、 深さ h によってかなり違うよう である. 合田は少ないデータを元にして、 サーフビートの波浪に対する相対的な大きさの、 深さに対する依存関係を導いている. 我々は、 合田のデータをはじめ、 使え得るすべてのデ ータを用いて、 サーフビートの大きさと波浪の大きさの比の、 深さに対する依存関係の経験 式を導くことにする.

サーフビートの周期と通常の波浪のそれとの関係を定量的にもっと明らかにする必要があ る.よく言われているように、サーフビートが波浪の群(包絡線)に関係している。そして、 群の周期は、成分波の周期の差に関係している.よく知られたように、うねりのスペクトル はかなり個々に違っているが、高周波側の落ちこみ方には類似性があるばかりでなく、ある 単期間、たとえば1日や2日の間においては、スペクトルの形はかなりよく似ている.その ような場合には、風浪の包絡線の代表的な周期は、風浪の代表的な周期にかなり良い対応を 示すものと期待される.我々は、波浪の(1/10) 有義周期とサーフビートの(1/3) 有義周期 の関係を見てみることにする.

サーフビートが波浪の砕波帯における変形過程から発生するのが、どうも間違いない事実 のようである.しかし,果していかなるメカニズムによって発生しているのであろうか.サ ーフビートの発生を論じたものに、 Munk (1949), Tucker (1950), 吉田 (1950), 字野木・ 磯崎 (1965), Longuet-Higgins and Stewart (1964), Gallagher (1971) 等がある. Munk (1949)は、波浪による質量輸送量の砕波帯における変動がサーフビートを起こし、砕波帯 は、エネルギーの高い高周波が入射したときに、エネルギーの比較的小さい低周波成分を放 射する,一つの非線形系であるという見解を示している.一方,Tucker (1950) は, サーフ ビートの山には、波高の大きい波群が対応するのではなく、逆に小さい波群が対応するとい う事実から、次のように考えている。波浪が砕波帯に入射すると、質量輸送量が急激に増大 し,これを補償するために,岸に向う長い波と,沖に向う長い波が発生するというものである. Munk の考えに従えば、サーフビートの波高は、波浪の波高の2乗に比例することになる が, Tucker の考えでは, 小さい波群 (H⁽³⁾ 小) の場合には砕波するまでにより岸に近づき, 生ずる長波の波高が相対的に大きくなり、ために2乗側よりは1乗側に近くなる。以上の二 つは,かなり定性的な議論であるが,この種の問題を定量的に扱ったものに吉田(1950)が ある. ここでは波浪のスペクトルが狭いときに、サーフビートの代表的な周期である1分か ら3分の海洋波が発生しうることが述べられている. 一方, Longuet-Higgins and Stewart (1964) は、波が存在するために生ずる応力 (radiation stress) の概念を使ってサーフビート の発生を論じている. それによると、波の大きい所では波の進行方向を向いた radiation stress Szz が大きくなり、この付近の水粒子がはじき出される傾向を持つために、 波浪の波 高の大きい場所が谷となるような長波が発生する,ということである. 定量的には, M を 波の進行方向への質量輸送量とすると,運動量の保存則から,

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (S_{xx} + \rho g h \bar{\zeta})$$

が得られる.ここに、t は時間、x は岸に直角にとった座標、y を岸に平行にとり、z軸は 鉛直上方にとる. ρ は水の密度、g は重力加速度、h は水深、 ζ はサーフビートに伴う水位 変動である.これに、連続の式、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\bar{\zeta}) = -\frac{\partial M}{\partial x}$$

を付け加えて、サーフビートの水位 ζ を radiation stress S_{xx} に結び付ける,

$$\bar{\zeta} = -\frac{3ga^2}{2\sigma^2 h^2}$$

このようにして生ずる長波は、吉田 (1950) の場合と同じく、波浪にしばりつけられた波 (forced wave) であって、風浪が岸に近づいて砕波すると、この長波は自由波 (free wave) として反射してサーフビートと呼ばれる現象となるのであるという. 我々は、主として、長 波浪に伴う長周期波(サーフ・ビート)の特性(I)-藤縄・岡田・渡部

波と短波の関係について論じるときに,この主張を部分的に吟味する機会があろう.

Gallagher (1971) は、従来とは違って、サーフビートを、風浪などが岸近くで砕けること によって生ずる、岸に沿って進む波(エッジ波)として捉えている. この考えは、ざん新なも のであるばかりでなく、我々の測定の結果からもある程度実証されるものと思われるが、そ のことは別の機会に述べることにする. ただ、Gallagher の論旨では、波浪のエネルギーが どのようにサーフビートのエネルギーに移るかという点が明確でないきらいがある. この点 をより明らかにして行く必要があろう.

さてこの問題の解決の方向を若干示しておくことは、今回のデータの解析に際しても無駄 ではあるまい、運動量保存則が,波が砕け空気が混入している砕波帯において Navier-Stokes の方程式で表されるか疑問のない所ではないが、当面はそれが妥当するものと仮定しよう、

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u}\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho}\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{p} + \boldsymbol{\nu}\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{u} \tag{1}$$

u (*u*₁, *u*₂, *u*₃) は流速のベクトル, **u** は水の粘性係数, *p* は圧力である. 物質の保存則を

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u} = 0, \qquad (2)$$

で表せるとする. 自由表面 z=ŋ における運動学的条件は,

$$\frac{d\eta}{dt} = u_3, \text{ at } z = \eta \tag{3}$$

であり、力学的条件は、水面における圧力の連続条件であって、pa を大気圧として、

$$p_{\eta} = p_a$$
, at $z = \eta$ (4)

であり、水底における境界条件としては、法線方向の速度成分がゼロということ、すなわち $u_n=0,$ (5)

ということになる.波が砕波帯に進入してきて砕け,乱れが生じ,サーフビートなどの準平 均的な運動が起こると考えているので,流速場は,

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{\bar{u}} + \boldsymbol{\tilde{u}} + \boldsymbol{u}' \tag{6}$$

をいう風に分けられよう. ここに \overline{u} は, サーフビートに関するものであり, \widehat{u} は風浪に伴う流速, u' は波が砕けて出来た乱れに関するものである. Gallagher (1971) が仮定しているように, 乱れ u' を考えないことにすれば, 流速場はポテンシャル流として近似し得る(うず性の運動を除外して)ので,

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{\phi} \tag{7}$$

であって,

$$\nabla \phi = 0 , \qquad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} - \bar{u}_3 = -\frac{\partial \hat{M}_j}{\partial x_j}, \quad \hat{M}_j = (\bar{u}_j \bar{\eta} + \bar{\eta}^3 \partial \bar{u}_j / \partial x_3) \tag{9}$$

国立防災科学技術センター研究報告 第15号 1976年10月

$$\begin{split} \bar{u}_{J} \frac{\partial h}{\partial x_{J}} + \bar{u}_{3} = 0, & \text{at } x_{3} = -h \end{split}$$
(10)
$$g\bar{\eta} + \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = -\hat{p}, & \text{at } x_{3} = \bar{\eta} \\ \hat{p} = \overline{\tilde{u}_{3}\bar{\eta}} + \frac{1}{2} \overline{\tilde{u}^{2}} + (p \cdot \bar{p} \cdot \bar{u})_{x_{3}} \bar{\eta} \end{aligned}$$
(11)

となる. ここに, —— は波の代表的周期 T とサーフビートの周期 \overline{T} の中間の時間にわたる平均を示しており, (11) 式の右辺の添字 x_8 は微分である.

この方程式系の右辺の強制項がないときは、 ϕ に対する式から自由 edge wave が固有解 として求まることがすぐわかる.サーフビートのエネルギーが風浪のエネルギーをどのよう にして摂取しているかは、右辺の強制項を考察することなしには行えない.そのためには、 浅海域で波がどのように変形をしているか、すなわち \hat{u} などの空間分布がどうあるのかとい うことが知られなければならない.これに関して Hamada (1963)の砕波についての膨大な 室内実験の結果が有益な情報を与えるものと思われる.しかしこのような経験則に訴えるの は、一つの方便であって、本来ならば右辺の強制項を未知量 u に関係づけるか、あるいは 全く無関係なものとして与えるか、すべきものである.この問題は、場を二つ以上に分離す るとき常につきまとうものであり、流体力学をはじめいろいろな分野における普遍的な問題 の一つであって、今後本格的に取り組む必要のあるものである.

乱れ **u**' が無視し得ないときには、問題が実に複雑になるばかりでなく、問題を容易に解決に導く強力な手段たるポテンシャル近似が使えなくなってしまう. このような場合には、 Phillips (1959) が乱れによる波の分散の問題を扱った際に用いた方法、 すなわち、"加速ポ テンシャル"

$$F = \left(p/\rho - gz + \frac{1}{2} u^2 \right) \tag{12}$$

を使って,運動方程式を

$$\nabla^2 \left(p/\rho - gz + \frac{1}{2}u^2 \right) = \nabla u \times \boldsymbol{\omega}$$
(13)

と書き換えて進める方法が有望なものと思われる.ここで、 $\boldsymbol{\omega}=\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{u}$ はうず度ベクトルである.

しかし,これ等の解析の具体的なことは、次の論文で行うことにして,まずサーフビートの実体をより明らかにするために,ここでは測定結果の分析を行う.

2. サーフビートの測定の方法

従来までのサーフビートの測定は、うねりや風浪などに伴う水位変動と長周期波に伴う水 位変動の測定によって行われていた。今回の我々の測定においては、長周期波に伴う水位変 動以外に東西・南北方向の流速成分をも測定したので、情報量が従来のものより多く、サー

波浪に伴う長周期波(サーフ・ビート)の特性(I)-藤繩・岡田・渡部

フビートの性状の把握に一歩を進めることができると期待される.

風波(うねりも含む)の測定にはバイブロトロン型水圧計を用いた.生の水圧出力を帯域 ろ波器に通して長周期波の水位変動の測定を行った.長周期波に伴う流速変動の測定には, 電磁流速計を用いた.この電磁流速計の応答も10Hz程度であるので,そのままでは風波に 伴う流速変動も記録してしまう.そのために水位変動を抽出するのに用いたろ波器と同じ帯 域特性を持ったろ波器に通じた.

バイブロトロン型波高計(鶴見精機)は、深海における水圧計として米国において開発さ れたものであり、弦の固有振動数が弦にかかる張力に依存することを測定原理としている. 弦は恒温槽に入っており、水温の変化が測器の出力に影響を及ぼさないようになっている. 当センターにおいてもここ数年にわたって安定に作動をしている.

電磁流速計(北辰電機製作所)は、ファラデ ーの原理、すなわち磁場内を導電性流体が動く とき磁速密度 B と流速 u の作る面に垂直方向 に電位差が発生することを利用したものであ る.写真1はこの流速計のセンサーを示してお り、小さい四つの点が電極であって、相対する 電極を結ぶ線に直角の方向の流速成分を検出す ることになる.この種の流速計は、あまり用い られていないのでここで少し詳しく紹介してお こう.



写真 1 電磁流速計のセンサー Photo. 1 The sensor of electromagnetic current meter.

この流速計のセンサーは写真1に見るごとく,可動部分が全くない. ローター式の流速計 には,流速計測部と流向計測部に回転部分があって,そのために摩擦による動作不良,時間 経過に伴う検定定数の変化,取扱い時の事故のもとになっている.その点,電磁流速計には 可動部がないので,上記のような心配は全く存在しない.もちろん,超音波流速計やレーザ ー式流速計にも可動部分がないけれども.そのいずれにしてもかなり微妙な原理に基づいて いるので取扱う上で必要とされる慎重度の度合いは大きい.電極があるのみで,これ等は全 て樹脂状のもので固定できるので,かなり乱暴な取扱いにも耐えるようになっている.海洋 計測において重大な問題に付着生物による性能劣化という問題がある.可動部分のあるも の,たとえば,ローター式の流速計を長期(1週間以上)にわたって,生物生産の高い海域 で使うと,生物が付着し,測定値が真の値を示さないばかりか,極端な場合には回転機能そ のものが失われてしまうことも考えられる.

この点,可動部分のない流速計を使う場合には,あまり神経質になる必要はない.勿論, 電磁流速計と言えどもセンサーの表面に生物が付着すれば,測定値が真の姿を反映するもの とはならないことは言うまでもない.それは表面に付着した生物(主に植物)のために磁場





が乱れ、あるいは、表面上に生ずる乱れの境界層が、表面上に生物がない場合と違ってくる からである.この生物付着の影響がどの程度であるかは、センサーの周りの磁場を代表する 長さ $L_{\rm H}$ 、境界層の厚さ δ_b 、海水の電気伝導度 σ_e などで決まる有効厚み L_e と、付着生物 の厚み L_b との相対的な関係で決まってくる.この点についての定量的な議論については別 の機会に述べることにして、ここでは単に実例を示して、生物付着がこの種の電磁流速計に どのような影響を及ぼすかを考察することにしたい.

図1は、比較のために、平塚の観測塔において1ヵ月程流速計のセンサーを水中に設置し た状態での記録と、センサーに付いている生物をきれいに除去した状態での記録を連続デー タとして描いたものである。同時刻での測定結果ではないので確定的なことは言えないが、 生物がセンサーの面に付着すると、かなり長い周期の変動成分については余り大きな影響が ないが、短周期の変動が除去される傾向にある。平均としては2週に1度程度の割合いでセ ンサーの清掃を行えば、満足なデータが取れることがわかった。生物付着を防止する一つの 方法として船底塗料(電極部分は導電性の)をセンサーの面に塗ることが考えられるが、現 在のところでは、海洋汚染のおそれがなく、しかも長期にわたって効果のある決定的な塗料 がないのが実状である。この問題が解決されれば、電磁流速計の利用範囲は、実に拡大する であろう。この電磁流速計の利点としては、先に挙げた以外に、エレクトロニクス上の問題 ではあるが、回路構成がかなり簡単であるので、安定作動をさせ易いという点がある。現に 平塚の観測塔においても連続して約2ヵ年の測流を行っている。ただ時々微小ながら零平衡 をとる必要があったことは付記しなければならないが、これもエレクトロニクス回路の工夫 で改善されるものと期待される。

さてこの流速計は1平面内の流速を2成分に分けて、(原理的には何成分にも分けられる が独立な成分は高々二つ)測定するので、流速や流向を求めるには2成分の流速からベクト ル合成すればよい.図2に示したのはセンサーを流れの方向に関して回転させてセンサーの ある方向に固定した成分の流速値を描 いたものである.この方向特性 $D(\theta)$ は理想的には

 $D(\theta) \!=\! \cos \theta \qquad (14)$

になるべきものであって,実際の測定 値は正にこの理想的な曲線に非常に近 い.かつてパイプ状の流速計を使って, Nagata(1964)が波の方向スペクトルを 測定するアイデアを実行に移したとき に,方向特性の改良のためにセンサー の形状を種々に変えたことがあるが, 今使っているような形状の場合には, この方向特性は100%満足すべきもの となっていることがわかる.これから わかるように,流れが2次元かあるい は2次元に非常に近い場合には,この 流速計によって測流を非常に正確に行





うことができる.しかしながら,電極の面に対して垂直あるいは磁場の方向に平行な流れの 成分があるときには,果して図2に示したように理想的な方向特性が得られるかどうかは疑 間である.というのは,電極のある面が固体壁になっているので,水の流れがその面に強制 的に平行にされてしまい,この面に平行な成分だけでなく,垂直な成分をも加味した値を検 出することになるからである.実際にどの程度の割り合いで垂直成分をとり込むのか,言い かえれば磁場に平行な面内の方向特性がどうなっているかは,理論的には,コイルの作る磁 場,およびセンサーの周りの迎え角のある境界層を計算すれば求まるはずであり,実際には

-167 -

水槽実験を行えば求まろう.しかし,ここで我 々が関心を持つのが,サーフ・ビートなどの長 周期波であって,水の流れはほとんど2次元と 考えていいので,この測器で十分満足な測定が できる.そのため,磁場方向の方向特性につい ては,別の機会に検討することにしたい.

写真2は電磁流速計の取りつけ状態を示した ものであるが、このまま垂直に下して水中で測 定するわけであって、電極面は平均水面に平行 である.







さて, 今までの測定結果 (Munk; 1949, Tucker; 1950) からよく知られ ているように, サーフビートの代表的 な周期は1分から数分程度であって, 風浪の代表的な周期たる10秒程度と潮 汐のそれの数時間との中間に位置す る. しかも、サーフビートの振幅は、 この両者に比べて圧倒的に小さく、潮 汐の振幅は,場所・時期によって変わ るが、日本の太平洋岸では 2m 位で あり,風浪はこれ又吹送距離,吹送時 間,風速によって変わり,十分発達 してしかも吹送距離が数十km で風速 が 15 m 程度だとすると 4 m 位の波 高になる. Tucker や Munk 等が示し ているようにサーフビートの波高が通 常波のそれ 1/10 の程度とすれば、前 記の条件の場合に生ずるサーフビート の波高は, 40 cm 位にすぎない. とい うわけでサーフビートを測定するに は、これ等の2大海洋波である風波と 潮汐を抜き取る必要がある.

図3で示すのが、この実験に用いた 帯域ろ波器の回路図である。 カットオ フ周波数を $f_{e_1}=0.01$ Hz, $f_{e_2}=0.001$



- 図 4 サーフ・ビート測定用帯域ろ波器の利得の周波 数特性. 実線が回路定数から求めた理論値,点線が測定 値を結んだもの.
- Fig. 4 Gain of the band-pass filter. Solid curve shows the theoretical value, and dotted one the mean of the experimental value.



Fig. 5 Phase characteristics of the band-pass filter.

波浪に伴う長周期波 (サーフ・ビート)の特性 (I) 一藤繩・岡田・渡部



Fig. 6 The blockdiagram of the measurement of surf-beats.

Hz と決定した.通常のエレクトロニクスの感覚からするとかなり低い周波数を対象とする ので,抵抗や容量だけからなるろ波器の代りに演算増幅器を用いるものにした.図4はこの 帯域ろ波器の利得の周波数特性図である.この図中の実線は,利得の周波数特性の計算値を 示したものである.低周波発信器を使って測定したこのろ波器の実際のゲインは図で点線で 示してある.少しの差があるがほとんど合っているといえる.図5が位相特性である.

図6は、サーフ・ビートの測定におけるブロックダイヤグラムを示している. 波浪,長周 期波の水位変動,流速変動の四つの信号を観測塔にある A/D コンバーターにつなぎ,海底 ケーブルの通信線を通して陸上にある計算機 NEAC-3200 にて採集した. 最終データは, 時に紙テーブにしたり, 直接 900k ワード磁気ドラムに入れて,計算結果のみを出したり した.

図7は観測塔における流速計,波高計の位置を示しており,それぞれ平均水面から約6m,

約5mの位置に固定した.図7の左側が南に 面しており,相模湾開口部に向いているので, 主として波が入射する方向に面していることに なる.塔を支えている鋼鉄製のパイプ(最大の もので直径が80cm)のために波の場や流れの 場が乱されることは,荒天時に塔上から下を見 下していてわかる.更に,静穏時においても, 小さい円形波が構材の周りから放射して行くの が認められる.しかし,ここで問題としている サーフ・ビートの波長が塔の構材の直径に比べ てはるかに大きいばかりでなく,サーフ・ビー トの生成の元になっていると思われる風浪の波 長もそれ等よりずって大きい場合を扱っている ので,サーフビートの測定に関して言えば,塔 の存在によってもたらされる波の場,流れの場



図 7 水圧式波高計,電磁流速計の設置場所 Fig. 7 A sketch of the marine observation tower.

-169-

国立防災科学技術センター研究報告 第15号 1976年10月

の乱れは、ないとはいえないが、結果の解析に際して無視して差し支えないと考えられる。

流速計,波高計および A/D コンバーターは,塔の観測室に納っており,この部屋は 21°C を中心に年中空調がなされている.更に,除塩装置もつけられている.実際には 21°C ぴっ たりではなく ±3°C 位の変動は許容されている.又,フィルター部分が置いてある陸上施設にも同じ位の性能をもった空調装置があるが,人の出入りがあるために日中の温度変化は,塔におけるよりもっと大きいものと考えられる.

後に,我々の結果が示すばかりでなく,すでに先人の実験結果からわかるように,サーフ ビートの代表的な周期は,1から10分程度である.一方,空調装置が先に述べたようにあま り大きな容量でないため,室温は一定でなく,季節によって異るが,だいたいこの周期(10 分)の変動を示す.検出部に対する外部温度変化が自然に放置した場合に比べて少ないとは いえ,測定器の温度特性が非常に甘いと,出力信号に室温の変化が重じょうされる恐れがあ る.しかしながらいくつかの根拠から,測定データには室温の変化がデータを乱すほどには 入っていなかったと推定された.もっとも大きな根拠として,風浪などには直接関係のない 長周期波(10分程度)をもこれと全く同じ測定システムで測定した(これは通常に振幅が非 常に小さく3cm~10cm 程度である)が,厳冬期の室温変化のもっとも大きい場合にあって も,空調の周期(別に記録した室温のデータからわかる)に応じたひずみが測定データに表



図 8 サーフ・ビート測定記録の1例 Fig. 8 An example of records of surf-beats.

われなかった,ことをあげればよいのであろう.

図8は、今回の測定システムで得られた記録の1部である.上から順に、波浪データ、長 周期波の水位変動データ、長周期波に伴う流速の南北成分データおよび長周期波に伴う流速 の東西成分のデータである.流速データを水位データと見比べると、当然のことながら、三 つの量の変遷にはかなりの類似性が見受けられる.更に、風浪の包絡線と長波の変動の仕方 にも類似性も見受けられよう.

3. 観 測

サーフ・ビートの測定は,相模 湾奥の神奈川県平塚沖約 1km の 地点に設置してある波浪等観測塔 にて行った.観測塔近辺の水深は 約 20 m で,この附近の海底は細 かい砂である.図9は塔近辺の平 面図である.海岸がほぼ東西に走 っており,形状はかなり単純と言 える.図 10 は塔を通って南北に 切る海底の鉛直断面図である.海

岸から2km まではだいたい

3/100 のこう配のかなりゆるやかな傾斜をなし ており、これより以遠では、ずっと急なこう配 (約 8/100) で相模湾最深部に達している. 海岸 に沿って進行する波であるエッジ波を考えると きには、普通直線状の海底地形を考えて問題を 簡単にする場合が多い. 図に示したような地形 の如く、かなり2段階的な構造を持っていると きには、一体どのようなことが考えられるであ ろうか. まず第一に、一様な海底傾斜 b の地域 の大きさ L_h と運動の x 軸方向のスケール l と の比較を行わなければならないであろう. l が L_h よりずっと小さければ、一様な傾角とした 近似がよい精度で成り立つであろうし、l が L_h と同じ位の大きさのときには一様傾角としては 取り扱えないであろうし、l が L_h よりずっと



Fig. 9 A topographical map around the marine observation tower.





-171 -

大きいときには、二つの傾角の中間的な傾角を持った一様傾斜海底を考えればよいと思われる.このような点は、導入部分で示したようなサーフビートの発生を解析するときに十分注 意深く考慮されなければならないであろう.

今回解析の対象とするのは、1974年8月29日20時45分から9月2日6時20分まで約81時間にわたる、途中2時間ほどの中断があるほかは連続したデータである。この時の波は、台風7416号に伴うものであって、周期 ($T_{1/8}$)が約15秒、波高 ($H_{1/4}$)が約3mの大きなものであった。台風は、波の測定点から350km位に近づき950mb程度の大きさであった。この台風は、相模湾のほぼ真南に発生し、北西に進路を取り、四国中国地方に上陸した。そのため、平塚では、台風が日本本土に上陸した頃には、うねりが潮岬や伊豆半島にさえぎられて、波がほとんど終息していた。表1にも平塚における風速・風向を示しておいたが、風向は北よりで最大10m/sec程度であった。すなわち、この時のデータは、波峰の長い典型的なうねりに対するものと言える。我々はこの外に、ほぼ純粋に風浪と言える場合の測定を行っているが、その解析の結果は別の機会に述べるとして、ここでは、うねりの場合のデータを集中的に解析して、しかる後にうねりの場合と風浪の場合との比較をすることにする。うねりと風浪で本質的に違うのは、波峰の長さとか、波の傾きであろう。表1は、今回の測定の結果の集成である。かなり膨大なものであるが今後の用を考え、更に、このデータが台風に伴う波浪の研究にも資することが大であると考えて、のせることにした。

4. 解析結果と若干の議論

必ずしも常にというわけではないが,サーフ ビートの波高は,波浪の波高とかなりより相関 関係にある.しかし,両者のどのような統計量 が相互に密接に関係しているのであろうか.波 浪に関する統計量はかなり調べられている.し かしサーフビートなどのものについてはまだ調 べられていないので,考えられる組合せについ て,おのおの調べてみることにしよう.

4.1 サーフビートに関する統計

図 11 は、サーフビート(長波)の平均波高 $\bar{H}^{(1)}$ と最大波高 $H^{(1)}_{max}$ との関係を示すもので ある. 個々にかなりバラツイているが、

$$H_{\rm max}^{(l)} \doteq 4.3\bar{H}^{(l)} \tag{15}$$

の関係があることがわかる.

図 12 は最大波高 H^(f)_{max} と 1/3 有義波高 H^(f)_%



図 11 サーフ・ビートの最大波高 H^(t)_{max} と 平均波高 *H*^(t) との関係

Fig. 11 Relation between the maximum wave height $H_{\text{max}}^{(l)}$ and the mean wave height $\bar{H}^{(l)}$ of the surf-beats.

-172 -

表1 サーフ・ビートと風浪に関する統計量

	*	<u> </u>	W				IND WAVE							SURF BEATS									- w	Vind			
		Wav	re Height(crest to c	rest)	Tis	Period (cre	st to cres	t) 7.8	P Ts I	eriod(zero	up cross)	TIS	Da VV	ave neis		U Crest)	$\overline{T}_{(l)}$	T(D)	Crest to	T(0)	Tu	Ta Ta	τα up cros	5) T12	Direction	Valacity
Run	Time (w)(m) (d) (h) (m)	H ^{.8}	$H_{1/3}^{(3)}$	H1/10	Hmax		/ 1/3	1/10	max	/ 0	0.1/3	1/10	(0max)	(cm)	(cm)	/71/10 (cm)	(cm)	(sec)	(sec)	(580)	/ max	(sec)	/01/31	0(1/10 (SPC)	(sec)	Direction	(m/s
1	74 8 29 20 45	51.4	R9.7	112.7	172.5	2.7	13.9	16.3	18.0	11.8	15.6	16.7	20.0	2.9	6.3	3.9	11-1	62.4	114.5	152.7	192.0	129.0	188.2	210.7	230.0	N	1
3	74 8 29 22 54	91.5	159.3	204.7	271.2	11.3	15.0	16.3	20.0	13.3	16.0	18.1	38.0	6.7	15.6	22.6	27.4	68.9	124.5	122.3	172.0	141.3	192.4	225.0	228.0	NNE	3.5
4	74 8 30 0 5	92.3	157.8	203.6	249.0	11.4	14.7	16.3	18.0	13.0	15.6	17.2	22.0	5.0	12.2	17.6	24.1	59.4	104.7	139.3	180-0	127.5	185.4	210.0	246.0	NNF	4.0
é.	74 8 30 2 15	86.0	146.8	185.3	254.0	11.5	15.0	16.5	20.0	13.1	16.1	18.4	28.0	3.5	3.6	13.5	21.1	51.8	99.0	140.0	204.0	123.5	196.4	227.3	232.0		4.0
7	74 8 30 3 25	79.5	133.3	160.4	237.3	11.2	14.7	16.3	20.0	12.7	15.4	17.1	22.0	2.9	7.1	10.7	15.5	47.9	90.3 02.0	113.5	132.0	117.9	194.0	219.3	242.0	NNE	4.5
0	74 8 31 5 34	85.a	137.7	172.1	225.7	11.7	14.8	16.6	22.0	13.2	16.2	19.5	32.0	3.5	8.5	11.9	13.6	52.6	03.1	122.8	146.0	118.8	169.1	195.3	214.0	NNE	5.6
10	74 8 31 6 45	80.n	140.2	172.5	245.0	11.9	14.8	16.4	20.0	12.7	15.7	18.2	26.0	3.2	7.6	11.1	17.3	51.4	91•9 90 B	127.1	156.0	129.6	195.8	225.0	236.0	NNE	9.5
12	74 8 30 8 50	99.4	15.9	210.2	326.7	11.6	15.2	16.9	22.0	13.3	16.9	19.5	28.0	A.0	16.7	20.8	22.1	80.0	136.4	156.0	172.0	134.5	202.7	243.0	268.0		0.0
12	74 8 35 10 5	125.6	214.2	241.0	318.5	11.6	15.0	16.8	20.0	13.3	16.7	20.1	34.0	7.4 8.1	16.6	23.R 27.6	32.2	63.8	107.0	131.3	142.0	105.9	164.0	195.3	212,0	INNE	9.0
15	74 8 35 12 1	117.2	199.6	260.4	344.0	11.9	15.5	Î7•3	20.0	13.7	17.1	19.9	24.0	8.1	18.0	28.7	24.6	66.7	110.4	134.3	162.0	122.0	168.8	200.7	274.0	NE	9.0
16	74 8 35 13 25	135.0	230.3	251.5	4-14.7	12.6	15.0	17.1	20-0	14.1	17.4	20.3	34.0	8.7	21.6	33.0	47.7	60.6	107.3	13/./	172.0	126.5	179.8	226.0	252.0	NE	9.0
1 9	74 8 3 15 3	124.7	209.8	264.4	355.2	12.5	15.7	17.3	20.0	14.1	17.2	19.4	24.0	11.6	22.5	29.5	33.5	80.0	179.5	167.6	194.0	127.9	124.0	211.0	226.0	NNE	5.0
10	74 8 3 13 20	139.7	234.4	4/3.5 308.7	451.2	12.1	15.2	16.7	20.0	13.3	16.6	19.7	34.0	12.7	25.7	25•M 35•P	52.3	78.3	120.5	119.1	172.0	128.5	206.0	216.1	256.0		5.0
21	74 8 35 20 33	150.3	259.3	320.4	422.2	12.5	15.4	17.0	20.0	13.9	16.7	18.6	24.0	^R •1	20.3	32.7	43.3	55.5	99.0	129.4	174.0	136.9	208.0	239.0	240.0	NNE	6.0
22	74 8 3 71 40	142.7	245.1	310.2	427.0	12.1	15.0	16.6	18.0	13.4	16.6	19.9	32.0	11.4	26.5	37.0	43.5	64.4	109.9	139.7	152.0	113.5	160.3	180.0	188.0	NNE	7.0
24	74 8 3 3 53	132.4	222.6	285.0	370.2	11.4	14.7	16.3	18.0	13.3	16.4	19.1	24.0	10.1	22•8	32.5	42.9	66.6	114.2	140.7	188.0	124.6	175.0	202.7	212.0	NF	9.0
26	74 8 31 2 6	165.0	246.6	332.3	43.7	12.1	14.8	16.4	18.0	13.1	15.9	18.1	30.0	9.7	20.8	31.1	54.3	62.4	108.9	136.0	164.0	117.7	162.0	190.0	276.0	112	5.0
27	74 8 31 3 13	160.4	261.5	343.1	400.0 506.1	12.0	14.3	16.4	22.0	12.7	15.5	17.5	28.0	9.7	22.7	32.3	53.9	61.5	108.4	135.0	156.0	113.0	150.3	182.7	218.0	II NE	9.0
20	74 8 31 5 24	143.6	225.3	342 9	451.5	12.2	14.4	16.9	22.0	13.2	16.1	19.3	36.0	12.0	25.1	34.7	54.3	70.2	114.9	142.4	158.0	111.7	166.7	737.00	238.0	NE	9.0
30	74 8 31 6 33	157.1	278.7	346.1	471.7	11.7	14.4	15.6	18.0	12.9	15.7	19.7	46.0	9.6	23.9	32.5	41.4	62.5	115.4	154.4	194.0	130.0	191.2	212.7	222.0	NE	10.0
32	74 8 31 8 44	147.6	241.3	3,5.0	411.3	11.4	14.1	15.0	18.0	12•4	15.3	17.7	34.0	N. F.	20.3	30.2	35.5	66.9	113.9	140.7	156.0	122.1	174.2	199.0	198.0		10.0
33	74 8 31 9 33	141.3	231.4	284.7	423.0	11.2	13.6	15.7	20.0	12.1	14.9	17.1	30.0	0.5	20•6 19•7	25.3	21.9	53•1 71•4	99.4	122.0	146.0	122.6	198.0	239.0	254.0	INE	10.0
35	14 6 31 12 6	110.6	211.8	270.3	451.4	10.7	13.3	14.4	18.0	11.7	14.3	16.3	72.0	7.3	15.2	20.0	20.1	74.1	120.1	147.8	160.0	125.7	178.8	218.7	234.0	NE	11.5
36	74 8 31 13 13	93.0	151.6	193.3	331.7	10.8	13.2	14.5	18.0	11.7	14.2	16.2	30.0	4.7	10.0	15.6	23.9	55.5	97.1	122.0	166.0	136.4	203.5	286.0	324.0	NE	9.0
39	74 8 31 15 26	37.5	141.3	174.5	254.9	10.8	13.4	14.0	18-0	11.0	14.3	16.4	26.0	5.1	11.8	15.5	20.2	63.5	115.2	141.7	160.0	135.0	193.3	242.0	254.0	NE	7.0
40	74 8 41 17 40	5.6.0	137.7	172.5	23.).3	10.3	12.7	14.7	16.0	11.3	13.7	16.6	32.0	4.?	5.6	11.3	15.4	67.7	107.7	129.2	146.0	114.6	164.2	190.0	272.0		1.0
41	74 5 31 13 45	74.7	131.4	170.6	252.7	10.1	12.4	13.4	16.0	10.8	13.3	16.1	24.0	3.7	7.7	10.2	13.6	65.3	107.3	126.3	144.0	116.7	163.3	189.7	214.0	NE	8.0
43	74 8 31 21 0	75.1	174.9	164.4	225.2	9.9	12.0	12.9	16.0	10.6	12.9	15.0	28.0	3.2	7.0	10.2	13.0	63.5	100.6	125.0	146.0	107.0	161.3	185.3	196.0	ENE	7.0
44	74 8 31 22 8	71.n 67.1	115.7	14.0.2	217.9	9.6	11.6	12.8	16.0	10.3	12.6	14.4	22.0	2.1	5.6	7.4	9.3	67.7	102.8	125.0	142.0	109.0	150.9	183.3	200.0	ENE	7.0
14 4	74 9 1 6 20	63.5	113.5	145.4	244.7	9.6	11.7	12.9	16.0	10.5	13.3	16.4	36.0	2.0	5.9	6.9	1.7	56.7	99.9	118.6	146.0	112.3	190.5	218.7	226.0	NE	5.0
47	74 9 1 1 26	63.4 55.4	(15.5 (2).6	134.4	145.9	9.2	11.3	12.7	16.0	10.1 9.8	12.0	14.4	20.0	2.0	3.5	5.7	7.3	70.1	93.8 108.8	141.02	138.0	144.6	196.2	248.7	290.0	NE	6.0
40	74 9 1 3 4	55.3	49.7	112.1	143.3	0.2	11.2	12.4	14.0	9.4	12.0	13.7	22.0			E O	(10			150 5						c 0
50	74 9 1 5 53	53.1	35.8	113.4	146.5	0.0	11.0	12.5	16.0	10.2	12.8	15.R	34.0	1.6	3.5	5.0	7.1	54.7	101.3	132.0	158.0	144.5	219.0	244.0	246.0	INC	0.0
52	74.9 1 7 0	51.3	25.7	109.1	155.9	0.0	11.1	12.7	16.0	10.5	13.7	18.0	46.0	1.3	3.0	4.7	5.0	54.9	°1•2	116.6	142.0	102.5	141.3	134.1	200 0	ENE	6.3
54	74 4 1 7 13	45.4	73.2	97.8	141.3	e.o	11.2	12.7	16.0	9.7	12.0	13.4	16.0	1.1	2.5	3.7	5.1	45.5	94.0	112.5	170.0	119.8	171.3	216.7	254.0	E	7.1
55	74 9 1 10 20	48.2	- 0•2 25-3	99.6	130.7	0.1 0.5	11.4	12.P	16.0	9.7	12.0	13.7	20.0	1.0	2-4	3.5	5.0	45.2	5°5°	116.5	150.0	115.5	190.9	239.3	242.0		20
57	74 9 1 12 33	49-1	-1.3	104.0	175.4	9.1	11.1	12.4	16.0	10.6	13.6	17.9	40.0	1.5	3.1	4.5	5.7	65.6	105.2	138.7	196.0	121.3	187.2	226.0	258.0	ENL	5.0
50	74 9 1 13 41	43.0	72.1	92.4. 75.9	157.5	9.0	11.5	12.P	16.0	10.9	14.6	20.1	46.0	1.5	3.0	4.0	4.8	64.5	98.9	123.0	16.0	117.5	169.6	198.7	200.0		0
60	74 9 1 15 53	41.0	+6.0	84.A	112.1	8.9	11.1	12.5	14.0	9.7	11.9	13.2	16.0	1.1	2.1	2.0	3.8	62.5	101.0	118.0	142.0	126.2	199.4	222.0	234.0		0
61	74 9 1 17 0	40.6	67.7	26.2	106.2	R.6	11.1	12.6	14.0	9.7	12.4	14.4	20.0	1.0	2.2	3.3	4.0	60.5 54.5	95.1	131.3	142.0	115.1	167.6	190.1	228-0	_	4 =
63	74 9 1 19 13	47.2	77.0	39.2	120.9	×.7	10.9	17•4	16.0	2.7	12.4	15.4	30.0	1•!	2.4	3.4	4.5	57.6	P8.5	107.7	124.0	115.4	170.6	176.1	98.3	E	4.0
64	74 9 1 20 20	52.4	90.4	107.3	138.8	2.9	10.9	12.4	16.0	9.9	12.3	15.2	28.0	1.5	3.1	4.0	5.0	63.2 59.3	04.2	124.7	136.0	111.2	176.5	212.7	238.0	NNE	4.0
66	74 9 1 22 33	51.3	∀3 •1	107.3	191.6	-) , p	10.5	12.2	14.0	2.2	11.1	12.5	16.0	1.5	2.8	3.7	4.4	67.9	101.9	:26.8	150.0	110.8	164.2	191.3	210.0		0
67	74 9 1 23 40	52.0	45.3	109.9	144.6	н.н н.н	10.8	12.4	16.0	9.7	12.0	14.9	38.0 26.0	1.6	3.2	4.2	4,9	72.8	117.1	143.2	182.0	134.1	205.5	279.0	278.0	N	2
67	74 9 9 1 53	42.0	71.4	89.2	136.2	P.5	10.6	12.0	16.0	0.7	12.4	15.0	26.0	1.1	2.3	3.7	3.9	62.5	100.0	132.3	176.0	104.2	160.0	206.0	230.0	NEN	5
70	74 9 2 3 0	32.1	61.9	79.9	117.2	^R •6	10.7	12.2	14.0	9.2	11.6	14.3	16.0	0.2	1.0	2.7	3.5	57.8	103.2	136.3	1/2.0	121.5	203.5	155.1	26.3	INEIN	J
72	74 9 2 5 13	39.4	63.0	82.4	123.0	8.7	10.7	12.3	14.0	9.2	11.3	13.2	18.0	1 • 1	2.3	3.2	4.0	74.1	116.5	149.4	174.0	134.2	199.3	171.1	54.3	N	5

との関係を示すものである. これもかなりバ ラッキがあるが,前の図よりわずかにその程 度は小さくなっている. $H_{\text{max}}^{(2)}$ と $H_{\text{fl}}^{(2)}$ とのだ いたいの関係は,

H^(t)_{max}≒2.0H^(t)₂₈ (16) である.図13は,最大波高 H^(t)_{max} と 1/10 有 義波高との関係を示すものである.両者の関 係は,

$$H_{\rm max}^{(l)} = 1.4 H_{1/10}^{(l)}$$
 (17)

である.

これら図からわかるように、以上三つの関係の中で、 H_{max} と $H_{1/10}$ とが、もっとも密接な関係にあることがわかる. これはどういうことを意味するであろうか. 1回の測定時間が 4000 秒であって、平均周期が 60 秒であるからこの時間内に約70波が測定にかかることになり、(1/10) 有義波の対象となるのは約 7 波である. H_{max} と $H_{1/10}$ との間の方がより密接な関係に の近ちの時間内におりであって、 U_{max} と $H_{1/10}$ との間の方がより密接な関係に の近ちのに、これ等の大きい7波はかな の近ちの比率でその大きさが分布していることを示している. いうなれば波高分布 P(H) の H の大きい方の形がかなり一定しているということになろう.

次いで 1/10 有義波高を規準にとっ てみよう.図 14 は 1/10 有義波と 1/3 有義波の関係を示すものである.これ 等の二つの量は非常に密接な関係にあり,



図 12 サーフ・ビートの最大波高 H⁽ⁱ⁾_{max} と (1/3) 有義波高 H⁽ⁱ⁾₁との関係

Fig. 12 Relation between the $H_{\text{max}}^{(l)}$ and onethird significant wave height $H_{1/3}^{(l)}$ of the surf-beats.







$$H_{1/10}^{(l)} \doteq 1.5 H_{1/3}^{(l)} \tag{18}$$

の関係を持つことがわかる. この値は,前に求めた H_{max} を規準にした関係から導かれる, $H_{1/10}/H_{1/3} \approx 1.42$ に相当に近いと言えよう. $H_{1/10}$ と $H_{1/8}$ の関係の方が, $H_{1/8}$ と H_{max} の 関係より,図からわかるように,明らかに相関度が高い. これは, H_{max} にはかなり偶然性 が入るが, (1/10) 有義波にすると試料が多くなって,標本平均が真の平均に近くなるためで



あろう.よって、H1/10/H1/8 の値は 1.42 より 1.50 に近いと考えられる.

図 15 は, 1/10 有義波高 $H_{1/10}$ と平均波高 \overline{H} との関係を示すものである. 両者の間には, 近似的に

$$H_{1/10}^{(l)} = 3.1 \bar{H}^{(l)} \tag{19}$$

の関係が実験則として導かれる.一方, H_{max} を基準とのものからは $H_{\text{CM}}^{(A)}/\bar{H}^{(\alpha)}=3.07$ が導かれ, 両者にはかなりの一貫性があると言えよう. $\bar{H}^{(\alpha)}$ に対する方の関係が $H_{\text{CM}}^{(\alpha)}$ に対する 関係より相関度が低い.それは, P(H)の分布の形が Hの小さい方でかなり不安定なこと すなわち各サンプルごとにかなり大きい変動があるのに,より大きい波の領域では,相対的 にではあるが,分布が安定していることを示している.このことは小さい波が大きい波とは 違ったメカニズムによって生じているか,あるいは両者の発生域が,かなり離れているため





Fig. 16 Relation between $H_{1/3}^{(l)}$ and $\bar{H}^{(l)}$.

なのかも知れない.

最後に (1/3) 有義波 $H_{23}^{(0)}$ と平均波高 $\bar{H}^{(0)}$ との関係を述べてみよう. 図 16 にこの関係 を示す. この両者の関係は, $H_{1/10}$ と $H_{1/3}$ との関係に劣らず密接であることがわかる. こ れも上に述べたような事柄の反映と考えられよう. そして, 両者の関係は,

$$H_{12}^{(l)} = 2.3 \bar{H}^{(l)}$$

(20)

と表現できる. これは, 先に H_{max} や $H_{1/10}$ を基準にして求めた関係から間接的に得られる 値, 2.15, 2.07 に近いと言えよう.

4.2 サーフビートの波高と波浪波高との関係





国立防災科学技術センター研究報告 第15号 1976年10月

さて、長波のどの特性量が、波浪のどの特性量にどのように関係しているのであろうか. 図 17 は、Tucker (1950) が行ったような、最大波高間の関係である。1 点は4000秒間の測 定より求められたものであって、風浪に対しては、400 波位、長波に対しては 60波程度が標 本数であるので、横軸に示した Hmax の方が、縦軸の値に比べて変動幅が2~3倍少ないは ずである. この図から, 従来知られているように H⁽⁰⁾ が H^(s) の1割程度の大きさである ことがわかる。しかし、この 図 17 から H⁽⁰⁾ が単に、H⁽⁸⁾ に比例すると結論するのは早計 であろう. というのは、前に記したように、最大波 H_{\max} は、他のものと関係づけたとき、 サンプル数が60波のオーダーであることなどのために、かなりバラツクこと、あるいは図か らわかるように H. が小さい領域における関係が1次の関係ではないことなどを考慮しな ければならないからである。データのバラッキの原因を解釈する上で、単に統計誤差あるい は、指標の選び方のまずさ以外に、H⁽⁰⁾ が H⁽⁰⁾ と一義的な関係にない、たとえば、サーフ ビートが成長するまでにある時間かかるというようなことも考えられる. Tucker (1950)の 結果では、H⁽¹⁾ を H^(s) との時間推移に、ずれは見当らないが、 Munk (1949) の例では明 らかなずれが見分けられる。図 18 は $H^{(i)}$ と $H^{(s)}$ の時間推移を示したものである。減衰 時において、どちらかというと相対的に、長波が低く出ている。図 18 において、黒塗りが " 減衰 " 過程に対応しており,白抜き印が "成長" 過程に対応している.この図から,波の 大きい領域で、波高の大きさで明らかな相違が見分けられる.しかし、当分は簡単のためこ の種の応答時間を無視して系が準静的な応答をしているとして話しを進めて行くことにす る. 将来この種のシステムがより詳細に吟味されるときにはいずれ問題になる 事柄であろ う. $H_{\max}^{(m)}$ と $H_{\max}^{(m)}$ との関係は全領域で線型で近似できないことは図から明らかである.

次いで 1/10 有義波同志がどういう関係にあるか調べてみると,その結果が 図 19 に示さ れている.この図を前の 図 18 と比較してみると,波の大きい方で 1/10 有義波同志の関係 がより密接であり,波の小さい所では,むしろ最大波高同志の関係がよりよい対応をしてい るようである.波の小さい領域における非線形の関係を示唆している点は共通している.



(1/3) 有義波高間の関係を示したのが 図 20 である. この図は 1/10 有義波高同志の関係

-176-

より比較的バラツキが少ないと 言えよう. バラツキが少ない分 だけ波の小さい方における非線 形関係の存在がきわだってい る.

次いで *中*⁽⁰⁾ と *中*⁽⁰⁾ との関 係を調べてみよう. その結果を 示したのが 図 21 である. 全体 としては (1/3) 有義波高同志の 関係の図よりバラツキが大きい と言える. 波が小さい領域にお ける非線形の関係は, しかし, 1/3 有義波の場合や 1/10 有義波 の場合よりはっきりしているよ うである. 以上まとめてみると



(1/3) 有義波同志の関係が一番密接であると言えるが他の統計量を使った場合より格段の差 があるわけではない.

つぎの段階として (1/n) 有義波同志でなく別種の統計値間の関係を調べてみることにする.

Tucker (1950) や Munk (1949) が示しているように, サーフビートは, 波浪の包絡線に 関係している可能性が強い. 包絡線の大きさを代表させるのが波浪に関するいかなる統計量

-177-

かというと、それは測定期間中の波群 の数をmとし、波の総数とNとすると きに、m/N 有義波高 $H^{(0)}_{(N)}$ であろう。 我々の場合には、測定期間が 4000 秒 で、長波の周期 $T^{(0)}$ が 60 秒程度であ るので、m は 70 程度である。一方、 波の周期が 10 秒ぐらいなので N は 400 のオーダーとなり、m/N は 6 と なる。よってサーフビートの平均波高 $\bar{H}^{(0)}$ が波浪の 1/6 有義波高に関係づ けられそうである。しかし手持ちのブ ログラムではm の最大が 10 であるの で一まず $H^{(0)}_{(N)}$ と $\bar{H}^{(0)}$ との関係を調



べることで満足しよう.その結 果を図示したのが 図 22 であ る.この図を,平均波高同志の 関係を示した 図 21 と比べる と,確かにバラッキが小さくな っている.しかし,1/3 有義波 高間の関係よりは,予想に反し て,バラッキが大きくなってい ることも確かである.なお前に 述べたように時間おくれの影響 を見るために,図では白抜き印 を "発達"過程のもの,黒塗り 印を減衰過程に対応させた(以



後の図でも同じ). 先の最大波高同志だと長波の波高が発達過程で, 明らかに, 減衰過程に おけるより大きかったが, この図の H⁽²⁾ と H⁽³⁾ との関係では, 過程の違いによる差が緩 和されているように見受けられる.

さて我々の予想に反して $\bar{H}^{(i)}$ と $H^{(i)}$ との関係がそれほどよい対応を示さなかったのは 何故であろうか. 図 17, 19, 20, 22 を総合的に 比較すると,長波全体の 平均の大きさ $\bar{H}^{(i)}$ を対象にするのではなく,長波もある程度大きい方に制限した方がよいように考えられる. これは,先にも述べたが,長波の小さいものは,何か別のメカニズムか,あるいは測定点に おける波浪とは"直接"には関係のない原因で生じている可能性があると考えられるからで ある. このことは,長波の流速変動を調べることによってより明らかになると期待される.

以上において各種の統計量間の関係 を調べてきたが. Munk (1949) や Tucker (1950) らが,意識的にかつ無 意識的にか,行っているように, 1/3 有義波同志あるいは最大波高同志の関 係以上に格段に対応のよい組合せは見 出せなかった.そこで当分は 1/10 有 義波を指標として解析を更に進めて行 くことにする.

波浪が小さいときに H⁽⁰⁾ と H⁽³⁾ が非直線的な関係に結ばれること,あ るいは波浪の発達・減衰過程において







長波の振幅に差がありそうなことなどから, $H^{(0)}$ が単に, $H^{(0)}$ に関係しているばかりでな く, 長波が Munk (1949) の言明のとおり砕波帯の非線形過程から発生していることを考え れば, 波浪の非線形度の目安となる量にも関係していることが予想される. まず第一に想い 浮かぶのは波浪の傾度 δ ,

$$\delta = H/L$$

であろう. 合田 (1975) は,長波の大きさと短波の大きさの比に対して

$$\frac{\zeta_{rms}}{\eta_{rms}} \doteq 0.04 \left\{ -\frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'} \right) \right\}^{-1/2} \tag{21}$$

という実験式を提案している.ここに、 ζ_{rms} 、 η_{rms} は、それぞれサーフビートと波浪の標準 偏差、 H_0 は相当深水波高、 L_0 は深水波長、hは水深である.まずこのような実験式で我々 の結果が説明できるか調べてみるのが一つの手順と言えよう. η_{rms} の値を合田の実験結果を 用いて H_0 に書き換えると、この実験式は

$$\zeta_{rms} = 0.01 H_0' \left\{ \frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'} \right) \right\}^{-1/3}$$
(22)

となる、我々の場合には、 $h \doteq 20 \text{ m}$ 、 $H'_0 < 5 \text{ m}$ であるから、 $\sigma^2 = gh$ の関係を使って、

$$\frac{\zeta_{rms}}{H'_{\rm b}} = 0.01 \sqrt{\frac{g}{2\pi h}} T \tag{22'}$$

ということになる、すなわち、波高比は波浪の周期 $T^{(s)}$ に比例するという予想になる、この関係を実際のデータで調べるには ζ_{rms} を有義波高で関係づける必要がある、 波浪の場合には $H_{1/3} = 4\eta_{rms}$ であるが、我々のデータを整理してみた結果、

 $H_{1/3} \doteq 4.3\zeta_{rms}$

という経験式が得られて いるので,これを使うと, 合田の実験式は,*h*≒20m のときに,

H沿≒0.012H部T部 (22") となる. 図 23 は, H沿 と H的T的の関係を図に 示したものである. 両者 にはかなり系統的な関係 があることがわかるが, 前に示した諸統計量間の 関係より格段に密接にな ったわけではなく,更に,





Fig. 23 Relation between $H_{1/3}^{\epsilon_1}$ and $H_{1/3}^{\epsilon_2} T_{1/3}^{\epsilon_3}$. O concerns the developing process and \bullet concerns decaying process.

-179-

小さい波のときの非直線的な関係が改善されたわけでもない.強いて直線的な関係で近似してみると,

$H_{1/3}^{(l)} \doteq 0.006 H_{1/3}^{(s)} T_{1/3}^{(s)}$

となる. T⁽²⁾を乗じても長波と波浪の特性量が直線的な関係を持つに至らなかったのは,表からわかるように,測定期間中の周期 T⁽²⁾の変化の幅が2割程度でしかないためである. 合田の実験式と測定値には2倍程度の差があることがわかる.これは,合田の実験式が,サ ーフビートの大きいデータを基にしているためと思われる.

4.3 サーフビートの振幅や極値の確率分布

次いで,サーフビートの波高や周期の確率分布を調べることにする.これは,それ自身興

味のあることであるばかりで なく, 我々の議論の基礎とな る量が(1/n)有義波に関する 諸量であることから考えて も,得られた結果を解釈する 際に有益な情報源となると思 われるからである. 図24は, 4000秒間における長波の振幅 の分布と周期の分布である. これを少々分析しよう. 波浪 の波高分布については Longuet-Higgins(1952) が研究 し,エネルギー・スペクトル のビークの数が単一であって, Rayleigh の分布,



Fig. 24 An exmple of the probability distribution function of the amplitude and periods of surf-beats.

のビークの数が単一であって、しかも非常に狭いときには、 波高 H の確率分布 P(H) は Rayleigh の分布、

$$P(H) = \frac{2H}{m_0} \exp\left(-\frac{H^2}{m_0}\right) \tag{23}$$

となることを見出している. ここに, mo は波浪の variance

 $m_0 = \overline{\eta^2}$

である. この結果は、合田 (1975) が示しているように、サーフビートのスペクトル幅がか なり広いために、今回の結果に対して当てはめることができない. スペクトルの幅が有限の 場合を対象としたものに Cartwright and Longuet-Higgins (1956) がある. これは. 波浪 に伴う変位 η が無限個の調和波から成り、しかも各成分波の位相がランダムのときには、 極値 η_m の確率分布 $P(\eta_m)$ は、

-180-



図 25 サーフ・ビートの極値の分布例 Fig. 25 An example of the probability distribution of the maximum of surf beats.

$$P(\eta_m) = (2\pi m_0)^{-1/2} \bigg[\varepsilon \exp\left(-\frac{\eta_m^2}{2\varepsilon^2}\right) + (1-\varepsilon^2)^{1/2} \eta_m \exp\left(-\frac{\eta_m^2}{2}\right) \int_{-\infty}^{[\eta_n(1-\varepsilon)^{1/2}]\varepsilon} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx \bigg]$$
(24)

となる結果を見出している. ここに,

 $\varepsilon^2 = (m_0 m_2 - m_2^2)/m_0 m_4$

であって, m。は波浪のパワースペクトル密度 Ø(o) の v 次のモーメント

$$m_{\nu} = \int_{0}^{\infty} \sigma^{\nu} \Phi(\sigma) d\sigma$$

である.

図 25 は、先に振幅分布・周期分布を算出するのに用いたデータの極値の確率分布 $P(\eta_m)$ を示したものである. 点線が測定点を滑らかに結んだもので、横軸と縦軸は、 m_0 を用いて、

$$\xi = \eta_m / m_0^{1/2}, P^* = P(\eta_m) m_0^{1/2},$$

と正規化してある. 実線で示したのが, Cartwright and Longuet-Higgins (1956) の算出し た式から, スペクトル幅 ε の値を 0.53 として求めたものである. この ε の値は, 平滑化し た確率分布曲線の $\xi=0$ における P^* の値と P^* の極値との比から求めたものである. 測 定点が少ないが, 一応, サーフビートの極値の分布は, Cartwright and Longuet-Higgins (1956)の式で記述できると言えよう. 彼等は, スペクトル幅を求める非常に簡単で有益な関 係,

$$\varepsilon^2 = 1 - (1 - 2r)^2 \tag{25}$$

を導いている. ここでrは、全体の極値の数に対する、負の極大の数の比であって、我々の 用いたデータの場合に、r=0.11 であったから、 ε の値として 0.64 を得る. この値は、先 に確率分布から求めた 0.53 に近いと言えよう. 彼等は、 ε に対する今一つの別の算出式、

$$\varepsilon^2 = 1 - (\bar{T}/T_0)^2$$

を求めている. ここで T_0 はゼロアップクロスの平均周期であり, \bar{T} は, 山から山までの 平均の周期である. 我々の場合にこの式から得られる ε の値は, 0.81 である. この ε に対 する第3の評価は,前2者に比べて大き過ぎるようである. 何故そうなったかということは, 振幅の確率分布の図を見ればある程度理解できる. すなわち, H の小さい領域に (T も小 さい)かなりの頻度で波が分布するので, 平均周期 \bar{T} が小さく出るのではないかと思われ る. その点,極値の数から求めたものや分布の形から求めたものは,全体像を基にして算定 している傾向が強いので真の値に近いと考えられる.

 $\varepsilon=0$ となるのがスペクトル幅が無限に狭いとき であり、 $\varepsilon=1$ となるのがスペクトル幅が広く、分布 の形が Gauss 分布となる場合である.サーフビー トのスペクトル幅 $\varepsilon=0.53$ は一応両極端の中間と言 えよう.では実際にサーフビートのスペクトルの形 を調べて見よう.図 26 が Run 19 のサーフビート のスペクトルである.図では生のスペクトルと、フ ィルターの周波数特性を補正して求めた真のスペク トルが示してある.スペクトルの形を波浪のスペク トルと比べて見よう.風浪のスペクトル $\varphi(\sigma)$ は、 よく知られているように、高周波域で

$\Phi(\sigma) \propto \sigma^{-5}$

となる. 図に見るように, サーフビートのスペクト ルも高周波域で,

$$\varPhi(\sigma) \propto \sigma^{-4} \sim \sigma^{-4.5}$$

であって,風浪の場合に非常に近い.低周波側では

$$\Phi(\sigma) \propto \sigma^7$$

(27)

と非常に鋭い. これを風浪の低周波域における

と比べると、やや緩やかであるが実際には似ていると言える. 風浪のスペクトルは藤縄 (1975)の結果からの引用である. 以上調べたように、風浪のスペクトルとサーフビートのス ペクトルは、周波数領域が違うが不思議な程よく似ている. 更に、図に示したサーフビート のスペクトルには、ピートが二つあって、両者の相似性は高い. このようなことは、風浪の 場合によく見受けられることであり、なかなか示唆に富む事柄である. ただ高周波数域にお けるスペクトルの形が σ⁻⁵ に近いのは、風浪の場合のように平衡状態にあるためと言うよ り、何か偶然のなせる業ではないであろうか.



(28)

(26)

岩田ら (1971) は、スペクトル幅 ε と波浪の各種特 性量との関係を測定データを用いて解析している. そ れによると、 $H_{1/3}$ と \bar{H} の比は、スペクトル幅 ε によ ってほぼ決まり、 $\epsilon=0$ の Rayleigh 分布のときの値 1.6 と $\epsilon=1$ の Gauss 分布のときの値 2.6 の間に分 布している. 一方、サーフ・ビートの場合には. $H_{3/2}^{(1)}$ $\bar{H}^{(1)}$ = 2.3 であって、サーフ・ビートのスペクトル幅 $\epsilon=0.5\sim0.6$ の領域にはこの 2.3 という値の風浪のデ ータ点が存在しない (図 27 参照). この点、サーフ・ ビートの性質が、統計的にも風浪とかなり違っている ことがうかがわれる.

4.4 サーフ・ビートの波高と波浪の波高との関係 ---その2---

図 20 からわかるように,波高の小さい領域では, 長波の波高は,単なる線形関係から予想されるより, 傾向的に小さくなるようである.合田(1975)の実験 式が我々の測定結果に合わないのは,その実験式が, サーフ・ビートの波高が異常に大きい(たとえば,波



図 27 サーフ・ビートの H(½/用⁽¹⁾ とスペクトル幅 ε との関係.曲 線が風浪の場合の測定結果で岩 田ら (1971) から引用したもので ある.

Fig. 27 Relation between $H_{1/3}^{(t)}/\bar{H}^{(t)}$ and the spectrum width ϵ . Solid curve shows the case of wind wave (Iwata et al.)

浪の波高の 20 から 60% に達する) データに基づいているからと考えられる. 合田の実験式では、長波と風浪の振幅の比が、波の傾度 H'_{h}/L_{0} と深水度 $(1+h/H'_{h})$ の積の平方根に比例 することになり、 h/H'_{h} が大きい場合には、 $(h/L_{0})^{1/2}$ に比例する形となる. 合田の測定は、

岸から極く少ししか離れていない浅い場所で得られたもので、h/H6が1の桁のものであって、 彼の実験式が、今回の測定の場合のように、 h/H6が1に比べて大きいときにも妥当すると 考えるのが無理かも知れない. Munk (1949)の 測定結果が提案された実験式に合わないこと を、フィルターの特性に帰することができるか も知れないが、我々の場合にサーフ・ビートの スペクトルの図26を見てもわかるように、フ ィルターのゲインの小さい領域におけるエネル ギーが小さいので、それは妥当ではない.

非線形性を考慮するときに、一番簡単なもの として、長波と波浪の大きさの比が波浪の傾度



図 28 サーフ・ビートの波高 H 1½ と波浪 の H 1½(H 1½/L 13%) との関係

Fig. 28 Relation between $H_{1/3}^{(l)}$ and $H_{1/3}^{(s)}$ $(H_{1/3}^{(s)}/L_{1/3}^{(s)})$



図 29 サーフ・ビートの波高 H^(t)_{max} と波浪の H^(s)_{max}(H^(s)_{max}/L^(s)_{1/3}) との関係 Fig. 29 Relation between H^(s)_{max} and H^(s)_{max}(H^(s)_{max}/L^(s)_{1/3})

にも関係しているという仮説が考えられる. 波浪の傾度として, $H_{\rm Sl}^{0}/L_{\rm Sl}^{0}$ を採ることにし て,長波の波高 $H_{\rm Sl}^{0}$ と $H_{\rm Sl}^{0}(H_{\rm Sl}^{0}/L_{\rm Sl}^{0})$ との関係を調べて見よう. その結果を示すのが図 28 である. 確かに,波高の小さい領域における二つの量の関係は,線形に近くなっている. し かしながら,全体としてのバラッキは,より大きくなった(特に波の大きい領域で)ことは 否めない. 選択した特性量によって様子が違う可能性があるので, $H_{\rm sl}^{0}$ と $H_{\rm sl}^{0}(H_{\rm sl}^{0}/L_{\rm sl}^{0})$ との関係を調べたのが 図 29 である. この図のバラッキは前のバラッキよりむしろ大きいと 言わなければならない,図 28,29 において,自抜き印が波の成長過程に対応するものであ り,黒塗りが減衰過程に対応するものである. 過程の違いによって測定点がかなり明確に分 かれることに気付く. そして,減衰過程のサーフ・ビートの波高が,相対的に小さめに出て いる.二つに分かれたのが沿岸域の応答の時間遅れとするならば,むしろ逆のセンスになる べきものである.

—radiation stress 仮説—

次いで, Longuet-Higgins and Stewart (1964) が, radiation stress の概念を用いて導い たサーフ・ビートと波浪との関係

$$\bar{\zeta} = -\frac{2g}{3h^2} \left(\frac{a^2}{\sigma^2}\right) \tag{29}$$

を測定データと照し合せて見よう.まず,我々は,長波に対しても波浪に対しても,統計量を用いているので,どの統計量を指標とするべきか考える.彼等の理論では,波浪運動に伴う radiation stress に平衡 する水面 変位としてサーフ・ビートを捉えているので,波浪に関する統計量は,群としての波の大きさを表すものでなければならない.長波の特性値として $(1/n_i)$ 有義波に関するものを使うことにすると, T_i , T_s を長波,短波の代表的周期とし

て,波浪の特性値は, $\{1/n_i(T_i/T_s)\}$ 有義波とするのが妥当と 考えられる.今回の測定データ では, $T_s = 60 \sec$ であるから $n_i = 3$ とすれば, $n_s = 18$ とな る.しかし,便宜上,我々は, $n_i = 3, n_s = 10$ という組合せを使うことにす る.このようにすると Loguet-Higgins and Stewart (1964)の 関係は,

 $H_{1/3}^{(l)} = 9.3 H_{1/10}^{(s)} \left(\frac{H_{1/10}^{(s)} T_{1/10}^{(s)2}}{h^2} \right)$



という形になる. この関係を調べる前に, Hધ と Hb との関係を見ておこう. その結果が 図 30 である. 両者の関係は, 一応かなり密接なものであることがわかるが, 前に示した

-185 -

(1/3) 有義波同志の関係に比べると、後者の方がむし ろ密接という気がする.次いで、上式の関係を示した のが図 31 である.まず第1に気付くことは、予想に 反して,両者の関係が線形でないということである. 表からわかるように, 波浪の周期 Tig が期間中わず かしか変化していないので,サーフ・ビートの波高 H(2 が H(2) の1.0 と2.0 の中間のべき乗に比例して いることが示唆される.又,比較した相互の関係が, 従来のものに比べて格段に密接になったというわけで はない. 図中の直線は, Longuet-Higgins and Stewart (1964)の関係 (式(29'))を示したものである。 波の 小さいときには、彼等の予想が測定結果と定量的にも 合っていることがわかる.しかし,波が大きくなると 彼等の予想と測定結果には次第に大きな差が出てく る. 波が小さいときにしろ砕波帯での水の運動が, radiation stress の概念を使って定量的にも正しく記述 できるという一つの証拠が挙げられたということは、 重要なことである.このように、測定データと理論の

(29')



- 図 31 radiation stress によるサーフ ビート発生説と測定との比較.実 線が測定点を結んだもので,点線 が Longuet-Higgins and Stewart (1964)の理論から予想される関 係である.
- Fig. 31 Comparison between the observational result and the theoretical one predicted from the radiation stress hypothesis (Longuet-Higgins and Stewart)

予想がある範囲においてであれ一致してくると,我々が先に風浪の大きさの指標として(1/18) 有義波に関するものの代りに, (1/10) 有義波に関するものを使ったことが問題となる可能性 がある.その影響がどの程度かというと. 簡単のためスペクトル幅 ε がゼロの Rayleigh 分 布を採用すれば,

$H_{1/20}^{(s)}/H_{1/10}^{(s)} = 1.10$

となって,波高の方で1割程度の違いということになる.一方,周期については,従来あま り取り立てて論じられた例はないが,今回のデータでは, $T^{(2)}/\bar{T}^{(3)} = 1.14$, $T^{(2)}_{(2)} = 1.12$ であるので, $T^{(2)}/\bar{T}^{(2)}_{(2)} = 1.1$ としても大きな違いはないであろう.よって,風浪の特性量と して (1/18) 有義波に関する量を用いた場合には 図 31 において測定点が3割ばかり右に移行 することになる.その結果,Longuet-Higgins and Stewart (1964)の予想値と実験値のず れが更に拡大することになる.波が大きいときに測定値が小さく出るのは,砕波帯における 混合などのために,radiation stress が減少するのかも知れないが,今の所はっきりとした原 因はわからない.

4.5 サーフ・ビートの波高と水深との関係

前に述べたように、サーフ・ビートの波高 $H^{(3)}$ は、波浪の波高 $H^{(3)}$ の 1.0 と 2.0 の間 のべき乗に比例するようである。今度は、そのべき指数を求めて見よう。図 32 は、 $H^{(2)}_{32}$ と $H^{(3)}_{33}$ の関係を両対数グラフで示したものである。この図から、

$H_{1/3}^{(l)} \propto (H_{1/10}^{(s)})^{1.5}$

であることがわかる. この図には、合田 (1975) のデータ及び、Munk (1949) のデータも





示してある. 合田の実験式では, h/H_0 が小さいとき $H^{(0)}$ が $(H^{(0)})^{-0.5}$ に比例することに なっているので, 我々の結果は, ある意味で逆センスになっている. 上に求めた実験式を更 に精密化しよう. 次元解析から,

 $H_{1/3}^{(t)}/H_{1/10}^{(s)} = \alpha (H_{1/10}^{(s)}/\lambda)^{1/2}$ (30)

となることが予想される.ここに、 α は定数であり、 λ は長さの次元を持つ量である. λ と して考え浮かぶのは、波長か深さであろう.しかるに、合田(1975)の測定結果は、サーフ・ ビートが浅い所で異常に大きいことを明確に示している.よって λ として水深 h を採るべ きことが強く示唆される.

$$H_{1/3}^{(t)}/H_{1/10}^{(s)} = \beta (H_{1/10}^{(s)})^{1/2}$$
(31)

とおいて、 β のhに対する関係を調べて見ることにする. 用いるデータは 図 32 に示したも のである. ただ、図 32 の作製にあたって、著者によっては、用いられている特性量がまち まちなので、長波の場合には我々が今回求めた経験的な関係を使い、波浪の場合には、波高 の分布が Rayleigh の分布をする場合の通常よく用いられる関係を使って変換をした. Tucker (1950) のデータは、水深が明示してないので残念ながら使用しなかった. この図か ら β の値を計算してhに対する関係を示したのが 図 33 である. この図からわかるように、 予想された通り β は $h^{-1/2}$ に比例している、実際には.

$$\beta = 0.23/\sqrt{h}$$

となり、結局、長波と波浪の大きさの間には,

$$H_{1/3}^{(l)}/H_{1/10}^{(s)}=0.23\sqrt{H_{1/10}^{(s)}/h}$$

(32)

という関係があることがわかった.

Munk (1962) は, サーフ・ビ ートの波高がエネルギー流束一 定

 $H^2\sqrt{gh} = \text{const}$ (33) という仮定から導かれる関係,

 $H \propto h^{-1/4}$ (34) (Green の法則) よりもっと強く 深さ h と共に減衰すると予想 しているが,我々の求めた実験 式は正にそのような形になって いる.更にその上,Munk は深 さ h が ($H^{(s)}/h$) という形のパ ラメーターとして入ってくるこ とも予想している.上の実験式



図 33 係数 β の深さ h に対する関係. 用いたデータは, Munk (1949), 合田 (1975) のものと今回の測定によって 得られたものである.

Fig. 33 Relation between coefficient β and the observational depth h.

-187-

は,その点でも Munk の予想に合っている.

上に導いた長波と波浪の大きさを結びつける実験式の形は,明らかに合田 (1975)の式の 形とは異っている.しかしながら,合田氏の試みがこの実験式を導く最大のきっかけになっ たことは,幾ら強調してもし過ることはない.正しい仮説を提示することは,勿論貴重なこ とである.しかしながら,仮説を立てること自体が研究の進展にとって,より重要なのでは ないであろうか.そういう意味から言って,合田の式も Munk (1962)の言明に大きな影響 を受けていることも又否定できない.

我々は、H铅が H岛 の1.5 乗に比例するという関係に到達した.一方、相田ら (1970) は、H⁽⁴⁾ が H⁽⁴⁾ の3 乗に比例する結果を出している.データのバラツキがかなりあるけれ ども、どう見ても1.5 乗ではこう配が小さすぎる.ただ、彼等の対象としている波の周期が 10分程度であって、我々のものとは大分異るので、扱っている現象そのものが違う可能性が ある.この種の波は、Tucker (1950) も言及しているように、沿岸の砕波帯で発生したもの ではなく、低気圧の真中で発生し沿岸域に伝播してきたのかも知れない.あるいは、宇野木 (1959)の長周期波に関する研究が示すように(より直接には、我々の求めた実験式が暗示す るように)、砕波帯の地形によっては相田ら (1970) が導いたような関係になるのかも知れ ない.最後に Tucker (1950) の H⁽⁶⁾ が H⁽⁴⁾ に線形に関係しているという実験結果につい て、若干述べよう.彼の図から確かに両者の関係が直線的であるような印象を受ける.しか し、データのバラツキがかなり大きく、べき指数を1の代りに1.5 としてもそれほど不自然 でなく、更に彼の測定では波浪の波高の範囲がかなり狭い.Tucker 自身も文中で "approximotely linear" という表現を使っていることに注目しよう.1.5 乗則は、Tucker (1950) が 2 乗則の代りに 1 乗則となる理由として挙げた、砕波点の波高による違いから、ある程度説 明されるのかも知れない.

4.6 サーフ・ビートの周期

サーフ・ビートの振幅についての議論はこの辺で止めて、サーフ・ビートの周期について 調べて見よう.よく知られているように、サーフ・ビートは波浪の包絡線に関係しているら しい.包絡線の周期を決めるのは何かと言うと、たとえば波浪が二つの単一波から合成され ている場合には、成分波の周期の差である.ところが、我々の場合の波浪のスペクトルは、 かなり連続したスペクトルであった.波浪のエネルギー・スペクトルがこのような構造を持 っているときに、波浪場の包絡線の極値間隔がどのような確率分布に従うかという問題は、 非常に興味深いものであるが、筆者の知る限り、あまり調べられていないようである.ここ では測定結果を示すにとどめよう.

図 34 は、波浪の周期 $T_{12}^{constructure}$ とサーフ・ビートの周期 $T_{12}^{constructure}$ との時間変化を示したものである。風浪の周期 $T_{12}^{constructure}$ は、波浪の波高が最大となるまでは、ほぼ一定であるが、以後次第に小さくなって行く、そして、 $H_{12}^{constructure}$ が 1m 程度から以下では再びほぼ一定となっている。こ

の波浪の周期の変化そのものも台
 風内の波の構造や伝播特性という
 問題の観点からして興味深いもの
 であるが、ここではサーフ・ビー
 トの周期との関係がどうなってい
 るかという点に視点を置いて行
 このからわかるように、波浪の
 周期に比べてサーフ・ビートの周
 期の変動が随分大きい、これは、
 主に測定期間中の標本数(波の数)
 の違いに由来する、図では、長波
 Fig
 の周期のデータの10個平均も示し



図 34 波浪の周期と,長波の周期の推移図 Fig. 34 Evolution of the periods of the wind wave and surf-beats.

てある. この平滑化されたものは、かなり波浪の周期 $T^{(3)}$ の変化に対応している. 図 35 は、 $T^{(3)}$ と $T^{(1)}$ の関係を示すものである. 周期の変動幅が小さいこと、点のバラッキが大きいことを考えればあまり確定的なことは言えないが、このデータに関する限りは、サーフビートの周期が波浪のそれに線影に関係していると言え、定量的には、

 $T_{1/3}^{(l)} = 7.0 T_{1/10}^{(s)}$

という関係にある.これは合田 (1975) の結果に矛盾しない.ただ,サーフ・ビートの周期 が成分波の周期の差に依存していると考えられるので,長波の周期 **T**⁽⁴⁾ は,波浪のスペク トルの構造に依存しているであろう.そして,波浪のスペクトルの形が同じで,単に周波数

軸をずらしただけで重なるような場合には, T^{co} と T^{co} の対応は1対1であろう.うねりや風浪などのエ ネルギー・スペクトルは, 減衰あるいは成長過程で, その形をかなり系統的に変える. そのような状況下で は, サーフ・ビートの周期 T^{co} は, 波浪の周期 T^{co} とかなり密接な関係があることになる. 波浪のスペク トルを介するより, 波浪の包絡線の統計そのものにつ いて調べてみる方がより直接的な情報が得られるかも 知れない.

5. 注 意 点

今回の解析では,重点をサーフ・ビートの統計解析 に置いた.測定方法で述べた今回の観測の最大特長た る流速変動の測定結果については,この稿では言及で



きなかった.次の機会には、サーフ・ビートなどの長波に伴う流速変動の統計解析やスペク トル解析を行って、サーフ・ビートや波浪に伴う長波の実体をより明らかにするつもりであ る.サーフ・ビートの発生に関する理論的な考察を導入部で若干しておいたが、より具体的 な展開も又別の機会にしたい.測定の方法に関して言うならば、今回の測定が、1点におけ るものであったが、これを岸から沖の方に、あるいは岸に沿って測定点を設けた観測を行え ば、サーフ・ビートを始め、沿岸域における力学的な運動形態に対する認識が格段に深まる と思われる.しかしそれを行うのは、かなり多額の費用と人員を必要としよう.当分は1測 定でのデータを徹底的に解析し、あるいは、機知を最大限に働かせて沿岸過程の解明を行う のが賢明かも知れない.

Longuet-Higgins and Stewart (1964) の radiation stress を用いた理論から導かれるサ ーフ・ビートの波高は,波浪の波高の小さい領域で,測定結果に合っている.しかし,彼等 の理論では式(29)からわかるように,サーフ・ビートの波高は深さの2乗に逆比例すること になっている.これは,我々の求めた実験式と,矛盾する.この点の吟味も今後に残された 課題である.

6. 結 論

サーフ・ビートを,80 数時間のほぼ連続した測定データを用いて,研究した.波浪は, 遠方の台風からやってきたうねりであった.うねりが成長して,最大に達し,減衰に至る過 程をカバーする測定であった.測定した量は,波浪の水位変動,長波の水位変動・水平2成 分の流速変動である.水位変動はバイブロトロン型水圧計を用いて,流速変動は電磁流速計 を用いて計測した.この論文では,水位変動の統計解析を行い,次のような事柄を明らかに した.

1) サーフ・ビートの水位変動の統計量の間には,

$$\begin{split} H^{(t)}_{\text{max}}/H^{(t)}_{1/10} &\doteq 1.4 \\ H^{(t)}_{\text{max}}/H^{(t)}_{1/8} &\doteq 2.0 \\ H^{(t)}_{\text{max}}/\bar{H}^{(t)} &\doteq 4.3 \end{split}$$

の関係がある.

2) サーフ・ビートの時系列の極値の分布は, Cartwright and Longuet-Higgins (1956) の与えた式でスペクトル幅を 0.53 としたものにほぼ合う.

3) radiation stress の概念を用いた Longuet-Higgins and Stewart (1964) のサーフ・ビ ート理論の結果は, 波の小さいときによく測定結果と合うが, 波が大きくなると次第にずれ が大きくなる.

4) サーフ・ビートの振幅 H端 と波浪の振幅 H端 との間には,

 $H_{1/3}^{(t)}/H_{1/10}^{(s)}=0.23(H_{1/10}^{(s)}/h)^{1/2}$

波浪に伴う長周期波(サーフ・ビート)の特性(I)-藤繩・岡田・渡部

の関係がある.

5) サーフ・ビートの周期 T²² と波浪の周期 T²² の間に,

 $T_{1/3}^{(l)} = 7.0 T_{1/10}^{(s)}$

の関係がある.

以上である.

7. 謝辞

都司嘉宣氏には計算上において種々の便益をいただいた.ここに記し感謝します.

参考文献

- 相田 勇,伊達大喜,小山盛雄(1970): 宮城江の島において観測される長周期海面動揺. 地震 研究所彙集,48,983-997.
- Cartwright, D.E. and M.S. Longuet-Higgins (1956): The statistical distribution of the maximum of a random function. Proc. R. Soc. A, 237, 212-232.
- 藤繩幸雄(1975): 風浪の方向スペクトルの測定。国立防災科学技術センター研究報告,第11号, 1-30.
- 4) 岩田憲幸・稲田 亘・渡部 勲(1971): 波浪のスペクトル幅と統計量(Ⅱ). 国立防災科学技術 センター研究報告,第5号,81-87.
- Gallagher, B. (1971): Generation of surf beat by non-linear wave interactions. J. Fluid Mech., 1-20.
- 6) 合田良実(1975): 浅海域における波浪の砕波変形.港湾技術研究所報告,第14巻.第3号,59-106.
- Hamada, T. (1963): Breakers and beach erosion. Ref. Docu., Port and Harbour Res. Inst., No. 1.
- Longuet-Higgins, M.S. (1952): On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. mar. Res., 11, 245-266.
- 9) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart (1964): Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications. *Deep-Sea Res.*, **11**, 529-562.
- 10) Munk, W.H. (1946): Surf beats. Trans. A.G.U., 30, 849-854.
- 11) Munk, W.H. (1962): Long ocean waves. The Sea, 647-663. Interscience Pub.
- 12) Nagata, Y. (1964): An electromagnetic current meter. J. Oceanogr. Soc. Jap., 20, 21-30.
- 13) Phillips, O.M. (1959): The scattering of gravity waves by turbulence. J. Fluid Mech., 5, 177-192.
- 14) Tucker, M.J. (1950): Surf beats: sea vaves of 1 to 5 min. period. Proc. R. Soc. A. 202, 565-573.
- 15) 字野木早苗 (1959): 港湾のセイシュと長周期波について、第6回海岸工学講演会講演集, 1-17.
- 16) 宇野木早苗・磯崎一郎 (1965): 湾内の水面傾斜とサーフ・ビートの発生について, 第12回海岸 工学講演会講演集, 7-13.
- Yoshida, K. (1950): On the ocean wave spectrum, with special reference to the beat phenomena and the "1-3 minute waves". J. Oceanogr. Soc. Jap., 6, 49-56.

(1975年12月12日原稿受理)