

自然海浜における打上げ波の特性に関する現地観測

Evans Waddell*

1. はじめに

砂浜海岸における打上げ波**は海浜地形の変化を惹起する主要なエネルギー源である。海浜の形態とかビーチ・プロファイルの安定性というような問題は、打上げ波の特性ならびに打上げ波と海浜の構成物質との相互作用と密接な関係にある。このように打上げ波の機構が重要であるにもかかわらず、浅海域での動的システム***と海浜における動的システム****との複雑な相互作用を明らかにしようとした研究で、この機構についての考察を試みたものはほとんどない。ここで述べる現地観測の目的は、自然海浜上の波の打上げ過程を支配している重要な特性を明らかにしようとするものである。

複雑で変化に富んだ波の打上げ過程を把握するためには、高い精度で連続観測の可能な測定計器が必要となってくる。今までに、打上げ波に関して突っ込んだ研究が行われていなかった一つの理由は、このような測定計器の開発が遅れていたためである。Emery と Gale¹⁾ は、海浜の砂面上を運動する打上げ波の水塊先端の位置を記録するためシネカメラを用いて写真撮影を行なった。これらの写真から、波の打上げ過程に見られるいくつかの特徴を定性的ではあるが明らかにしている。Dolan ら²⁾ は海浜上、汀線に直角方向に数本の杭を立てておき、ある特定の一つの打上げ波に着目して、それが遡上し、それぞれの杭に到達したときに、目視観測により、一定速度で動く記録紙上にイベントマークを付けるという方法を用いている。そしてマークの間隔から隣接する2本の杭の間を通過する打上げ波先端の平均速度を求めている。

打上げ波に関する実験的研究は、その多くが工学的観点から行なわれているので、主として遡上の問題に限られている。これらの研究の多くは、遡上高を目視あるいは写真撮影による方法を用いて測定している。このような実験では、打上げ波の入力として孤立波あるいは規則波がしばしば用いられている。本研究では、波の打上げ

過程に関係するパラメーターを現地において連続して観測するシステムを開発した。観測計器は一連の容量式ならびに抵抗式水位計、および小型円筒状プロペラ式流速計である。これらを、現地海浜上、汀線と直角方向に1列に設置した。これらの計測器を適当に配置することによって、入力としての波、打上げ波の形状および打上げ波実質部分の流速に関する多くの同時連続アナログ記録をとることができる。これらのデータを解析して、(1) 打上げ波の形状の時間的变化、(2) 波の打上げを引き起こすエネルギーの時間・空間分布、(3) 波の打上げという連続したランダムな自然現象の周波数特性ならびにスペクトル特性を明らかにした。

2. 観測方法

現地観測は、米国 Florida 州 Santa Rosa 島で、1971 年 6 月 27 日～7 月 3 日にわたり行なわれた。なお、この島は堤島 (barrier island) である。観測期間中の海浜には、幅 18 m のパームが発達しており、前浜の幅は 5 m であった。海浜は非常に淘汰のよい平均粒径 0.25～0.30 mm の中粒砂で構成されており、この砂の 95% は石英、残りは重鉱物であり、貝殻はほとんど含まれていない。

前浜勾配は比較的大きく、1/10 より急勾配のときがあった。ほぼ 200 m の波長をもつ、いろいろな発達段階のリズミカルな地形³⁾が見られた。観測期間中の波は、海岸線にほぼ直角に南から進入してくるうねりが卓越し、このうねりで構成される基本的な波の場の上に、毎日繰り返される海風・陸風で発達する局地的な風波が重ね合わさったものであった。砕波波高は 10～80 cm であった。潮汐は 1 日 1 回潮で、ほぼ 2 週間周期の回帰潮および赤道潮をもつ。観測期間中の最大潮差は約 15 cm であった。観測期間中は、水中に浮遊する海藻が流速計のプロペラに巻き付いてしまい、当初計画していた流速の測定ができなかったが、その後はうまく働いている。

この研究のデータは、4 本の打上げ波測定用容量式プローブ (SP#1～#4) と 1 本の入力波測定用の抵抗式プローブ (S₀) (図—1 参照) を用いて得られたものである。観測地点での汀線に対して直角方向に 1 列に置かれたこれらの計測器のうち、4 本の打上げ波測定用のプローブは 1 m 間隔で、また入力波測定用のプローブは最終砕波点 (汀線) から海側に約 5 m の所に配置されている。

* 正会員 Ph. D. 東京大学外国人研究員 工学部土木工学科
国際交流基金奨学金受給者

** 以下に「打上げ波」(swash)とは、海浜上をはい上がるいわゆる「遡上波」(uprush)と遡上後に引き続いて流れ下るいわゆる「引き波」(backwash)とを包含する。

*** 波あるいは流れ、それらによって引き起こされる物質移動、その結果形成される沿岸砂州などで特徴づけられる浅海域での動的現象。

**** 打上げ波の特性、海浜物質の移動、ビーチ・プロファイルの変化など海浜で見られる動的現象。

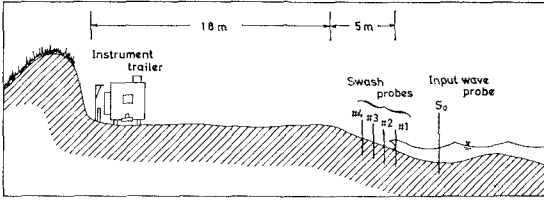


図-1 観測地点の模式的断面図と計測器の配置図

3. 計 測 器

流速計は円筒中に置かれたプロペラが回転する形式のものである。円筒の直径は 5.4cm、長さ 10.2cm である。薄いプラスチック・ファイバーで作られたプロペラは、摩擦の少ないテフロン製の軸受に埋込まれている。それぞれの軸受は円筒から伸びる 3本の支柱で固定されているが、これらの支柱はプロペラの中心位置を調節するために長さが変えられるようになっている。プロペラの羽根の先端に埋め込まれた磁石が、円筒上部のリード・スイッチの個所にくると磁力により、スイッチが閉じて、信号が記録器へ送られる。磁石がスイッチの個所から離れると、接点が切れる。このようにして、信号と次の信号との間の時間間隔で、プロペラの角速度がわかり、それから流速が測定できる。流速の大きさにより、羽根の枚数および磁石の数異なるプロペラを用いる。

打上げ波測定用の容量式プローブは、マルチ・チャンネルの記録器に接続されている。このプローブの出力は、(1) 打上げ波の水塊がプローブに到達したときの打上げの厚さの時系列を表わすと同時に、(2) 波が引いて、次の波が来るまでの間の、ぬれた砂面の高さの時系列をも表わしている。海浜上、汀線に対して直角方向に1列にプローブを設置することによって、これら2つの変数の空間および時間変化を多くの時系列の同時記録としてとらえることができる。

この容量式プローブを用いた観測システムの長所は、従来の抵抗式プローブ⁶⁾を用いたものと比較して、(1) 塩分や水温の変化に対して安定していること、(2) プローブのどこを使用しても完全に線型な応答が得られることである。そのうえ、直径の異なるプローブを用いる場合でも、観測システムをほとんど調整せずに使用することができる。従来の抵抗式水位計を改良したプローブ(直径 1.25cm の塩化ビニールの丸棒に、螺旋状に溝を刻み、その中に抵抗の大きい導線を埋め込んだもの)は入力としての波を観測するために使われているが、これを打上げ波観測用に用いた場合には、プローブの直径が大きすぎるためプローブに作用する水流で水頭差が生じてしまい、打上げ厚さを正確にとらえることができない。

図-2 の模式図に、容量式プローブの構成を示す。プローブは誘電体で被覆した導線からなる。水に浸すと、

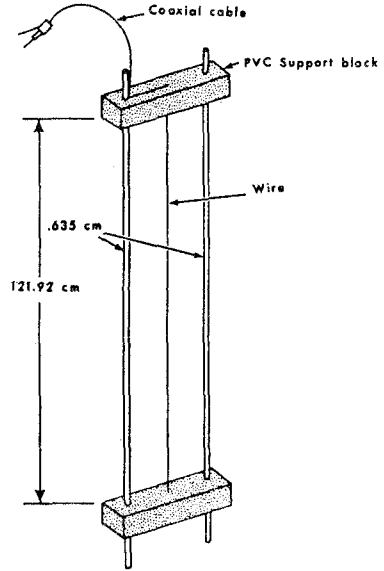


図-2 打上げ波測定用プローブ

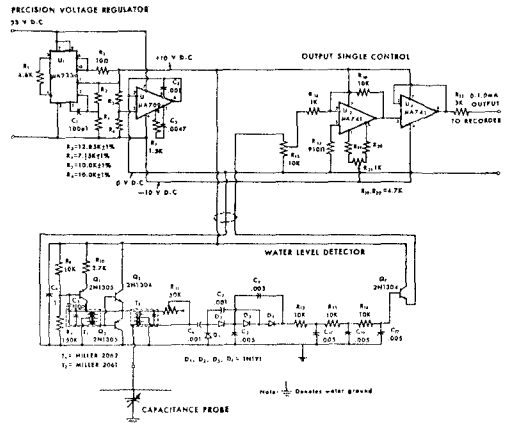


図-3 打上げ波観測用計測器の回路図

この導線がコンデンサーの一方の電極板、水が他の電極板に相当する。コンデンサーの容量 C は

$$C \propto S/d \dots\dots\dots (1)$$

で表わされる。ここに、 S は電極板の面積、 d は電極間の距離である。したがって、誘電体の厚さが一定であるならば、容量は水中に浸したプローブの長さに正比例する。

水流がプローブに作用したときに、そこに水頭差ができるのを防ぐために、導線は十分細いものとした。しかし、繰返し働く打上げ波の衝撃に十分耐えられるような引張強度を持っていなければならない。ここで使用したものは塩化ビニール被覆の、直径 0.7mm (22 番線) の銅線で、上下 2 枚の塩化ビニールの支持板の間に垂直に張ってある。これらの支持板は 2 本のステンレス鋼の丸棒(直径 0.635 cm)で固定されており、2 本の丸棒のう

ち1本は陰極として使われている。

図-3に回路図を示す。回路全体は、(1) 高精度の定電圧装置をもつ電源部、(2) 検出部、(3) 出力信号制御部の3つの部分からなる。検出部の回路は McGoldrick⁶⁾が開発したものと同様のものである。

このシステムを作動させるには、直流 23~37V の電圧(ここでは25V)を電源部の集積回路 U_1 に加え、出力 20V の調整電圧を得る。この出力を、分割器 R_5 および R_6 によって2つの 10V の電源に分ける。この分割器のセンターでソース・フォロアーのオペレーション・アンプ U_2 を駆動させると、バランスのとれた +10V と -10V の出力が得られる。

+10V の出力を検出部にかける。ハートレー発振器のトランジスター Q_1 は 455 kHz の正弦波信号を送り出す。この信号は、 T_1 によってコンプレメンタリー・トランジスター・ペア Q_2, Q_3 と電磁的に結合されている。なお、このトランジスター・ペアには、+10V のバイアスがかかっている。その結果、出力として10V の一定振幅をもつ 455kHz の矩形波が得られ、出力トランス T_2 の1次側を通して、容量式プローブに直列に送られる。

プローブでの水位変動によって生ずる容量変化で、プローブのインピーダンスが変化する。この変化によって T_2 の1次電流が変化し、その結果、2次電圧に変化が生ずる。この信号はプローブの水位により変化する振幅変調波形である。次に、この波形はダイオード D_1, D_2, D_3, D_4 によって復調され、3段の RC フィルターで平滑される。そして得られた直流出力は Q_4 で増幅され出力信号制御部に送られる。

検出部からの出力信号は、ポテンショメーター R_{15} を通り、オペレーション・アンプ U_4 に送られる。このアンプは出力信号レベルを調整するだけのものであり、「フル・スケール調節」用として使われている。ゼロ点調節は R_{21} で行なわれる。

電源部と出力信号制御部は一つのケースに格納されて記録器のそばに、一方、検出部は防水ケースに入れられてプローブのそばに置かれている。プローブと検出部をつなぐコードが長いと、コードの容量のため、プローブからの出力信号の感度および直線性が悪くなる。そこで中継コードの長さを最小にすることが大切である。現地試験の結果によれば、許容長さは 50cm である。

この計測システムの現地試験は 1971年 6月に、Florida 州 Fort Walton で 15 日間にわたり行なわれた。プローブ下部の支持板を砂面から 10cm 埋め込んでプローブを垂直に立てた。現地試験中、繰返しキャリブレーション・チェックを行なった結果、長期間使用しているとプローブのワイヤーがたるむことがわかり、ワイヤーにかかる張力を調節してキャリブレーションをやりなおさな

ければならない。

4. 観測結果および考察

Shen と Meyer⁷⁾ は一様勾配上を伝播する長波の、1 次元非線形の波動方程式を特性曲線法を用いて解いている。彼らの取扱上では、平均海面と海浜との交点 ($x=0$) で定義される初期汀線 ($t=0$) に段波が到達したときに、数学上の特異現象が現われる。物理的には、この現象は、段波が砕け、段波の形状が崩壊することを示している。

段波が砕けてから、水塊が海浜上に打ち上げられる。水塊先端の速度が、打上げ初期において有限な正の値 u_0 を持つとすると、 $t>0$ に対して、汀線の移動すなわち水塊先端の運動は次式で与えられる。

$$x_s(t) = u_0 t - (1/2) \gamma t^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに

$$\gamma = g \tan \beta \quad \dots\dots\dots (3)$$

であり、 $x_s(t)$ は水塊先端の位置、 t は時間、 g は重力の加速度、 β は海浜斜面が水平となす角 (=一定) である。このように、水塊先端の運動は初期速度 u_0 と海浜の傾斜角 β とで、一義的に表わされる。

さらに、Shen と Meyer は式 (2) で与えられる水塊先端の近傍においては、砂面からの打上げ厚さ $h(x, t)$ は近似的に次式で表わされると述べている。

$$h(x, t) = \frac{[x_s(t) - x]^2}{9t^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

式 (2) を式 (4) へ代入すると、 x と t の関数として打上げ厚さを求めることができる。

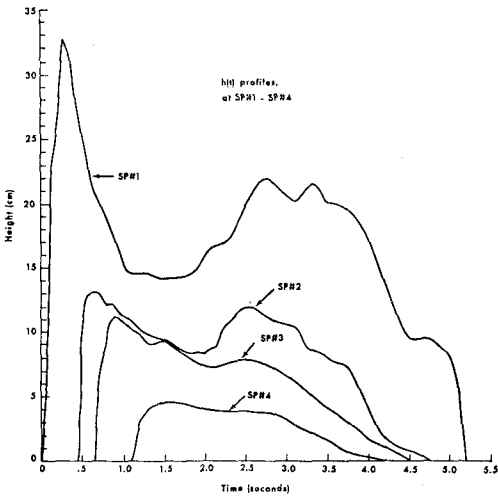
$$h(x, t) = \frac{\left[\left(u_0 t - \frac{1}{2} \gamma t^2 \right) - x \right]^2}{9t^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

上式は遡上波と初期の引き波に対して適用できる。後期における引き波は、Shen と Meyer が指摘しているように、斜面を下りながら、海浜の方を向いた前面をもつ段波を形成している。ここでは、これを「後退段波 (retrogressive bore)」とよぶ。

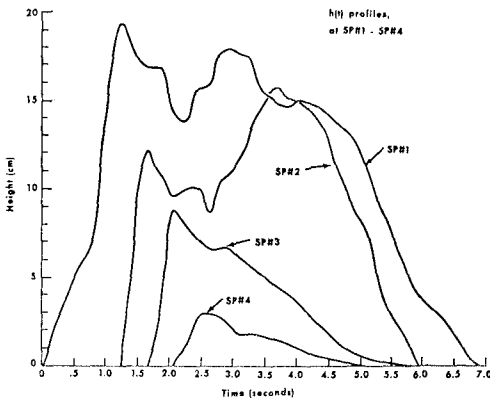
打上げ現象を数学的に取り扱うには、(1) 一つの打上げサイクルは、次の入力波の干渉を受けずに完了する、(2) 沖から汀線に到達する段波は静水中を進行する、(3) 海浜勾配は一定である、という3つの仮定が必要である。

前述のプローブで測定された打上げ厚さの時系列の典型的な一例を図-4 (a) および (b) に示す。先端部から次々と到着し、打上げ厚さの極大値が、斜面上部に向かって伝播していくことがわかる。それぞれの観測地点における、打上げ時の立上りの速さは、引き波時に比べてはるかに大きい。

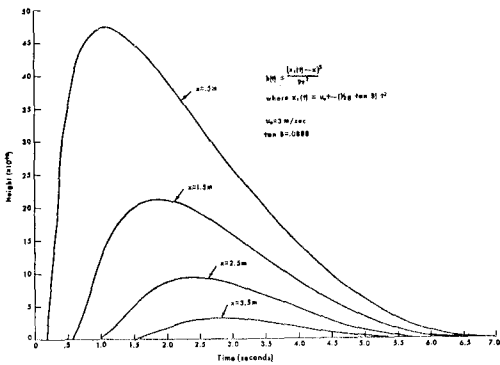
斜面基部の観測地点では、打上げサイクルの後半に、第2の極大値が現われていることがこれらの図からわか



(a) 実測例



(b) 実測例



(c) 計算例

図—4 各地点における打上げ厚さの時系列

る。図—4(a)では、第2の極大値は斜面中央部において現われ、それが相対的に大きさを増しながら、斜面の下へ伝播している。これは一般的に見られる現象で、Shen と Meyer が指摘した後退段波であろう。一方、図—4(b)に示される第2の極大値は、これと異なって、斜

面基部で現われ斜面の上部に向かって伝播している。これは打上げサイクルが完了しない前に、次の遡上波が重ね合わさったもので、不規則な入力波によって起こされる典型的な現象である。図—4(c)に示すように、理論的には2つの極大値の出現を予想できない。しかし、実測された打上げ形状は、遡上時から引き波の初期においては、Shen と Meyer の理論で計算した結果と定性的には合うといえよう。

先端部の位置が式(2)で表わされると仮定し、 $x_s(t)=0$ において、打上げサイクルが完了するまでの時間、すなわち打上げ時間 T (図—5) を求めると次式のようになる。

$$T=2u_0/g \tan \beta \quad (6)$$

次に入力波、すなわち段波の波速 c が次式で示されるとする。

$$c=[g(h_0+H)]^{1/2} \quad (7)$$

ここに、 h_0 は静水面から測った水深、 H は段波の波高⁸⁾ である。汀線、すなわち $h_0 \rightarrow 0$ では、式(7)は

$$c=(gH)^{1/2} \quad (8)$$

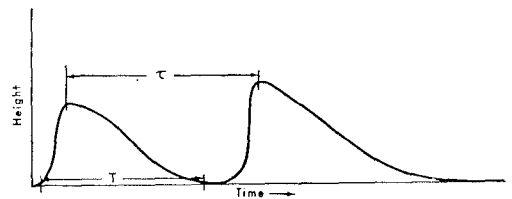
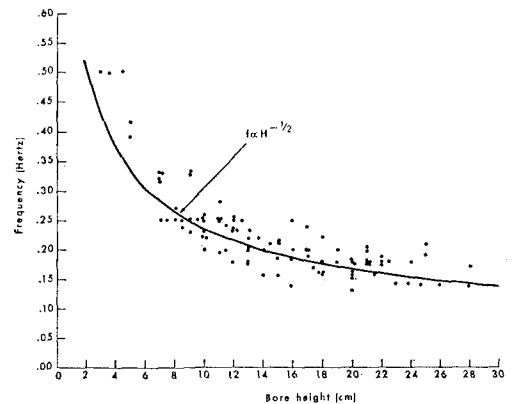
となる。

段波の波速と水粒子速度との関係は明らかでない。そこで、次式が成立するものと仮定する。

$$u_0=Ac \quad (9)$$

ここに、 A は定数である。式(8)、(9)を式(6)に代入すると、

$$T=\frac{2AH^{1/2}}{g^{1/2} \tan \beta} \quad (10)$$

図—5 波の打上げ時間 $T(x=0)$ におけると遡上波の周期 τ 

図—6 波の打上げ周波数と段波の高さとの関係

あるいは

$$f = \frac{1}{T} = \frac{g^{1/2} \tan \beta}{2AH^{1/2}} \dots \dots \dots (11)$$

ここに、 f は周波数である。

図-6 に実測された f と H の関係を示す。これは観測地点 SP#2 で得られた 100 個の記録から描いたものである。なお、この記録の取得中、海浜勾配は変化していない。式 (11) 中の定数 A を $A=3.4$ とすれば、この式は、図に示されるような最適な曲線を与える。

式 (8) で示される波速は、砕波前の段波の位置エネルギーに対応していると考えることができる。砕波のときには、波の位置エネルギーと運動エネルギーとが一緒になって初期運動量を作り出す。これは位置エネルギーのみ考慮して求めた値よりは当然大きくなる。ここで得られた $A=3.4$ という値は、この機構の結果生じたものである。

式 (10) で定義される打上げ時間は、斜面基部において砂が水に浸されている時間を示している。実測された浸水時間と式 (10) で計算された結果の誤差は、最大 30%、ほとんどが 15% 以内であった。

多くのランダム現象の解析は水位変動の時系列とアナログ記録のスペクトル解析とからなる。このような解析で、一つの周期現象を取り出し、自然条件の下では顕著でない、周期現象間の結びつきを明らかにすることができる。

図-7 は、縦軸に周波数、横軸に観測地点をとり、それらの関数として表わしたスペクトル密度の代表的な一例である。海側の境界は入力波のスペクトルを示し、陸側の境界は最も内陸にある打上げ波測定用プロープ (SP#4) で得られたスペクトルである。

入力波のスペクトルには 3 つのピークが見られる。すなわち、 A_1 : 風波および沿岸砂州上での砕波によって作られる 2 次擾乱と関係のあるピーク、 A_2 : 入力波のうねりと関係のあるピーク、 A_3 : 低い周波数をもつビート・タイプの沿岸水位変動と関係のあるピーク。打上げ斜面上においても、3 つのスペクトル・ピークが現われている。すなわち、 B_1 : 斜面の基部における高い周波数の変動と関係のあるピーク、 B_2 : 遡上波の周期と関係のあるピーク、 B_3 : 斜面の基部に限られる、低い周波数の変動と関係のあるピーク。

入力波と打上げとの基本的な関係は A_2-B_2 によって示されている。 A_2 から B_2 へと低い周波数領域に、エネルギーが非線型的に移行していることは注目に値する。これは多くの海浜でよく見られる現象である。式 (6) で定義される打上げ時間が入力波の周期よりも長いときには、常に打上げ波間に相互干渉* が起こっている。この

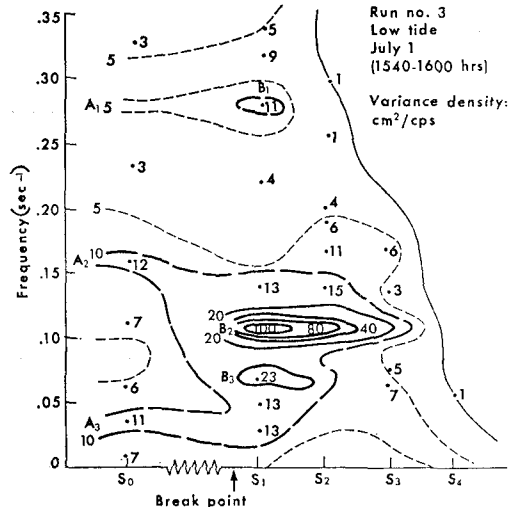


図-7 スペクトル密度の空間分布

相互干渉で遡上波の周期 (図-5) が増大するため、 B_2 は A_2 よりも低周波領域に位置している。

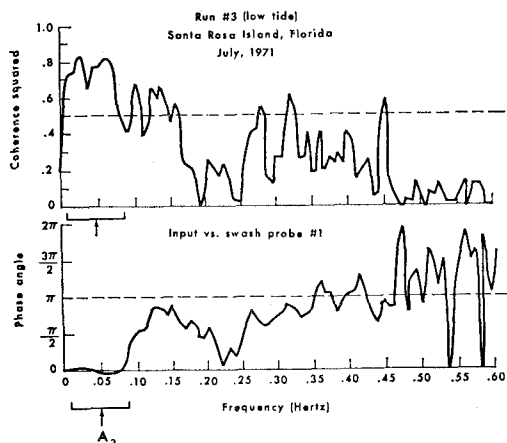
ピーク B_1 のような、斜面基部における高周波の水位変動も主としてこの相互干渉で生ずるものである。

ピーク B_2 に見られる重要な特徴は、それぞれの観測地点でのスペクトルのピークの周波数が一定に保たれていることである。最大遡上高さの変動性⁹⁾のため、この周波数は斜面上方にゆくにつれて、低周波領域に移行するであろうことが予想されるにもかかわらず、不変であることは、いったん遡上を開始した波はそのほとんどが打上げ作用が及ぶ上限付近まで到達していることを示している。

A_3 , B_3 のような低い周波数をもつビート・タイプの変動は、すべてのケースにおいて本質的には同じであった。Munk¹⁰⁾ は沿岸における波の場で 1~5 分の周期をもつビート振動の存在をはじめて明らかにした。引続き Tucker¹¹⁾ は、サーフ・ビートとよばれるこの現象が一連の入射波に含まれる高波高群および低波高群と関連のあることを見いだした。のちに Longuet-Higgins¹²⁾ は、サーフ・ビート中のゆっくりした平均海面の上下振動を、浅海波中の radiation stress の変動とバランスするものとして説明している。

もし、上述した低周波数のビート・タイプの変動がサーフ・ビートと同じであるならば、入射波記録のバイ・コヒーレンスを調べることにより、スペクトル・ピーク間の非線型な相互作用が現われるはずである¹³⁾。すべてのケースについて、バイ・コヒーレンスを計算してみたが、このような証拠は見いだせなかった。事実、観測された低周波の変動は、汀線での入力波の条件が異なっているにもかかわらず、ほとんど同じようなスペクトル特性を持っていた。このことは、このような長周期の変動は少なくとも砕波や shoaling の影響をほとんど受けていないことを意

* 以下に「相互干渉」とは、斜面基部における (1) 引き波と次の遡上波が衝突する現象のみならず (2) 前の遡上波に次の遡上波が乗上げる現象をも包含する。



図—8 入力波とSP#1のスペクトルの
コヒーレンスおよび位相角

味している。

S_0 (入力波) と SP#1 (観測地点 No. 1 の打上げ波) のクロス・スペクトルを調べれば、 A_3 の特性が明らかになるであろう。図—8 に示すように、 A_3 付近の低周波領域では、 S_0 と SP#1 の間には高いコヒーレンスが認められるが、実際これら 2 つの時系列の間には位相差がないことがわかる。このことは、海岸に腹をおく定常波が存在することを示している。もし入力波用プローブ S_0 、打上げ波用プローブ SP#1 がともに汀線から $1/4$ 波長以内の所にあるならば、位相差はなくなる。そしてこの定常波が本質的に正弦的であるならば、高いコヒーレンスを示すであろう。以前に Sonu⁽⁴⁾ はリップカレントの流速がビート振動を示すことを報告し、これは汀線付近に生ずる定常波に起因するものであると説明している。この場合では、線型理論からわかるように、流速の位相は水面変形より $\pi/2$ だけ遅れる。また Thornton と Calhoun⁽⁵⁾ は、捨石傾斜式の防波堤から反射してくるエネルギーに関係のある長周期の水面変動が存在することを見いだしている。

Suhayda⁽⁶⁾ は、浅海波の線型波動方程式を用いて、波のスペクトルの低周波領域について研究している。彼によれば、斜面上での線型のな波の場においては、汀線から x m 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。

$$f_1 = \frac{2.4(g \tan \phi)^{1/2}}{4\pi x^{1/2}} \dots \dots \dots (12)$$

ここに、 x は汀線からの距離、 $\tan \phi$ は斜面勾配である。

実測された $\tan \phi$ の値の範囲に対し、5 m の沖に節をもつ定常波として計算した式(12)中の周波数 f_1 は 0.090 ~ 0.10 Hz である。したがって、この周波数よりも低いものに対しては、 S_0 と SP#1 のプローブはともに一つの定常波内に、これよりも高い周波数に対しては、一方

のプローブは隣接した定常波内にあったものと考えられる。したがって、この周波数を境にして位相が 0 から π まで変化するであろう。

実際、観測された位相の変化は、図—8 に示すケースおよび他の 2 つのケースにおいて、この周波数を境にして起きている。解析の結果はこの周波数でコヒーレンスが低下していることも示している。このことは、定常波の場における節を含むコヒーレンスの特性から予想できる。すべての線型定常波がほぼ同じ波高をもっていると仮定するならば、この周波数 f_1 のところでパワーが極小になるはずである。これは各ケースで認められる。

打上げ斜面上の低周波スペクトルを調べてみると、上述してきた低い周波数の変動の影響は斜面上部には伝達されていないことがわかる。打上げ斜面上の低周波のスペクトル・ピーク B_3 は斜面の基部に限られている。

5. 結 論

自然海浜で起きている波の打上げ現象は、一見、無秩序なように見えるが、上述したデータが示すように、この現象には規則性が存在する。この規則性の本質には時間および空間に依存する 2 つの変数が関係している。そのため、打上げという複雑な機構からそのもの本来の特性を見いだすことは非常にむずかしい。

相互干渉のない打上げ波先端の運動は重力のみの影響をうけて緩傾斜面をはい上がる物体の運動に類似したものであるという Shen と Meyer の解析結果の妥当性を、この研究で得られたデータは示している。したがって、波の打上げ時間は初期の打上げ速度の関数となり、波の打上げ速度は汀線で起こる最終碎波の波高の関数と考えられる。

打上げ時間が最終碎波波高に依存する結果、相互干渉のない場合の打上げ時間は、入力波の周期とは異なる。もし打上げ時間が入力波の周期よりも長ければ、打上げ波間に相互干渉が生じている。海岸近くの通常の波浪条件下では、入力波の周期の不規則性がさらにこの相互干渉を促進している。実際、相互干渉は主として打上げ斜面の基部で生じているが、この相互干渉により、打上げ斜面全域にわたって明らかに遡上波の周期は入力波の周期より長くなっている。

汀線およびその付近においては、低い周波数の定常波が存在することは明らかである。このような沿岸水位変動の打上げ波に及ぼす影響は、打上げ斜面の基部に限られているといえよう。

本研究を発表するにあたり、東京大学工学部土木工学科教授堀川清司博士に御助力をいただいた。研究を遂行する際、Choule J. Sonu (鮮干 徹) 博士 (前 Louisiana 州立大学教授、現 Tetra Tech, Inc.) からは激励と多くのアイディアを与えられ、種々の討論をしていただいた。

た。東京大学港湾研究室の砂村継夫博士をはじめ皆様には面倒な翻訳の仕事をお願いした。ここに記して、これらの方々に謝意を表する。

この研究は SALIS (Sea-Air-Land Interaction System) 計画の一部であり、Louisiana 州立大学海岸研究所において行なわれた、Office of Naval Research との契約に基づく地理学研究計画 (N00014-69-0211-0003, Project NR. 388-022) の研究費によるものである。

参 考 文 献

- 1) Emery, K. O. and J. F. Gale (1951): Swash and Swash Marks, Trans. A. G. U., Vol. 32, pp. 31~36.
- 2) Dolan, R., J. C. Ferm and D. S. McArthur (1969): Measurements of Beach Process Variables, Outer Banks, North Carolina, Tech. Rep. No. 64, Coastal Studies Institute, Louisiana State Univ., 79 pp.
- 3) Homma, M. and C. J. Sonu (1962): Rhythmic Pattern of Longshore Bars Related with Sediment Characteristics, Proc. 8 th. Conf. Coastal Eng., pp. 248~278.
- 4) Sonu, C. J., S. P. Murray, S. A. Hsu, J. N. Suhayda and E. Waddell (1973): The Sea Breeze and Coastal Processes, EOS, Trans. A. G. U. Vol. 54, pp. 820~833.
- 5) Truxillo, S. (1970): Development of Resistance Type Wave Gauge for Shallow Water Wave and Water Level Investigations, Coastal Studies Bull., No. 4, Louisiana State Univ., pp. 73~76.
- 6) McGoldrick, L. F. (1969): A System for the Generation and Measurement of Capillary Waves, Tech. Rep. No. 2, Submitted to Office of Naval Research under Contract N00014-67-0285-0002.
- 7) Shen, M. C. and R. E. Meyer (1962): Climb of a Bore on a Beach, Part 3, Run-Up, J. Fluid Mech. Vol. 16, pp. 113~125.
- 8) Wiegand, R. L. (1964): Oceanographical Engineering, Prentice Hall, New York, 532. pp.
- 9) Battjes, J. A. (1971): Run-Up Distribution of Breaking Waves on Slopes, A. S. C. E., J. Waterways, Harbors and Coastal Eng. Div. WW1, pp. 91~114.
- 10) Munk W. H. (1949): Surf Beats, Trans. A. G. U., Vol. 30, pp. 374~424.
- 11) Tucker, M. J. (1950): Surf Beats: Sea Waves of 1 to 5 Minute Period, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 202, pp. 565~573.
- 12) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation Stress and Mass Transport in Gravity Waves with Application to "Surf Beats", J. Fluid Mech. Vol. 13, pp. 481~504.
- 13) Hasselman, K., W. H. Munk and G. MacDonald (1964): Bispectra in Ocean Waves, Time Series Analysis, Wiley, New York, pp. 125~139.
- 14) Sonu, C. J. (1972): Field Observations of Near-shore Circulation and Meandering Currents, J. Geophys. Res., Vol. 77, pp. 3232~3247.
- 15) Thornton, E. B. and R. J. Calhoun (1972): Spectral Resolution of Breakwater Reflected Waves, A. S. C. E., J. Waterways, Harbors and Coastal Eng., WW4, pp. 443~460.
- 16) Suhayda, J. (1972): Experimental Study of the Shoaling Transformation of Waves on a Sloping Bottom, Unpublished Ph. D. Dissertation, Scripps Institute of Oceanography, Univ. of California, San Diego, 106 pp.