

波群性に起因する長周期波と海岸への遡上に関する研究

山本吉道*・谷本勝利**

海には波群性に起因した長周期波（長周期重力波の一種）が存在する。この長周期波の発生因の内、碎波位置の変動によって生じる長周期波成分を汀線付近まで精度良く算定できる理論式を求めた。さらに、水理模型実験および既往文献から、海底勾配が1/20程度より緩い場合に、波群性に起因した長周期波が遡上域で顕著に現れることを明らかにして、長周期波の波高、周期および遡上高の簡単な経験的算定式を求めた。

Key Words: runup waves, long period runup waves, infragravity waves, surf beat, breakpoint-forced long waves

1. はじめに

海の波は不規則であり、海岸への波の遡上においても、これを考慮しなければならない。研究の初期段階においては Battjes¹⁾や榎木ら²⁾などのように、不規則波の個々の波が、同じ波高、周期を持つ規則波と同じ遡上高を示すと仮定して、不規則波の遡上高の確率分布を求める方法が用いられた。

その後、間瀬³⁾、Sawaragi・Iwata⁴⁾などが指摘しているように、海底勾配の急な場合を除けば、次のような影響が顕著に現れ、規則波による結果を用いる方法では、遡上高を正しく表せないことが明らかになった。

a) 戻り流れの遡上への影響

先に遡上した波の戻り流れが、次の波の遡上を妨げる現象は、規則波の場合でも生じているが、不規則波の場合には、それがより複雑になる。すなわち、不規則波の場合には、先に遡上する波が小さければ、その波の戻り流れは弱く、次の波は高く遡上するのに対して、先に遡上する波が大きければ、その逆となるというような現象が生じる。

b) 波の吸収・追い付き現象の遡上への影響

不規則波が海岸へ入射する場合、個々の波の遡上速度が異なるために、先に遡上する波と次に遡上する波の間で吸収または追い付きの現象が生じ、遡上波の波数が減じる場合がある。その場合、遡上波と入射波が一一波の対応をしなくなる。

c) 長周期波の遡上への影響

Surf beatと呼ばれる数十秒～数分の長周期波が碎波帶内で顕著になることが観測されているが、このsurf beatによる遡上波成分が存在するため、短周期波の遡

上だけで、遡上波を評価できない場合がある。

これらの現象が顕著となるのは、間瀬³⁾、久保田⁵⁾、山本・谷本⁶⁾などの研究によると、碎波帶内の平均海底勾配がおよそ1/10程度より緩やかな場合である。つまり、碎波帶内の平均海底勾配が1/10程度から1/20程度までは、surf zoneの岸沖長さが勾配1/10程度以上の場合より長くなるために、短周期波の戻り流れや波の吸収・追い付き現象の遡上への影響が現れ易くなる。しかし、短周期波が碎波後に斜面上でかなり減衰して、長周期波成分（すなわち、surf beatによる遡上成分）のみが目立つほどにはsurf zoneの岸沖長さは長くない。この場合の遡上波形については、間瀬・小林⁷⁾や久保田ら⁸⁾などの研究が、遡上高については Sawaragi・Iwata⁴⁾や間瀬ら⁹⁾などの研究がある。

さらに、碎波帶内の平均海底勾配が1/20程度より緩やかな場合には、surf zoneの岸沖長さが十分に長いため、短周期波はかなり減衰するので、遡上波は長周期波成分が卓越したものとなる。この場合の遡上波については、Sawaragiら⁴⁾、間瀬ら⁹⁾、加藤¹⁰⁾などの研究がある。

ただし、水理模型実験では、長周期波の造波板による多重反射の影響が無視出来ない。そのため、水理模型実験に基づく Sawaragiら⁴⁾の遡上高分布式や間瀬ら⁹⁾の遡上高算定式の内、長周期波成分の卓越する緩勾配海岸に対するものは、この多重反射の影響が含まれていると考えられる。一方、加藤¹⁰⁾の遡上高算定式は現地観測データに基づくため、多重反射の心配は無いが、平均海底勾配が1/60程度に限られたものである。

以上に概説したように、不規則波の遡上について、かなりのことが明らかにされてきたが、surf beatの遡上については、最近注目されるようになったばかりで、一般的で実用的なモデルはまだ確立されていない。本論文では、まず、surf beatの遡上に関する基礎研究として行ったsurf beatの発生理論に係わる研究成果を報告す

* 正会員 工博 アイ・エス・エー 海岸環境部
(〒112 東京都文京区関口1-44-10)

** 正会員 工博 埼玉大学教授 工学部建設工学科

る。次に、遡上波の形態について整理し、著者達の水理模型実験結果と既往の観測結果を用いて、長周期波の遡上について経験的なモデルを構築し、その遡上波形や遡上高を容易に求められる算定法を提案する。

2. Breakpoint-forced long waves の発生理論

(1) 発生理論の概説

surf beat の発生理論には様々なものがあるが、surf beat と冲波の run length との間に強い相関があることから、波群性に起因する長周期波の発生理論は重要であると考えられる。このタイプの発生理論には、二次元的条件下の場合、次の二つがある。

a) BLW (bound long waves) 理論

Longuet-Higgins ら¹¹⁾が指摘したもので、碎波帯の外側では平均水位が波の波群性により周期的に変化するため、波速が群速度に拘束された長周期波が発生する。この長周期波は、波群の伝播速度が碎波帯付近で長波の波速に等しくなるため、碎波後に自由長波として岸へ伝播する可能性がある。

b) BFLW (breakpoint-forced long waves) 理論

Symonds ら¹²⁾が指摘したもので、碎波位置が波の波群性により岸沖方向に周期的に変動するため、碎波帯内の平均水位が周期的に変化することによって、長周期波が発生する。

最近、List^{13), 14)}は両者を含んだ数値モデルを開発し、一様勾配の海岸の場合、長周期波と入射波の周期比が 10 度より小さくなると BLW の方が卓越し、この周期比が 10 度より大きくなると BFLW の方が卓越する計算結果を示している。

著者らは、List と同様に後述する式(1)を解く数値モデルを開発し、種々の海底地形に適用した結果、碎波帯の外側に浅い水域が広がっている場合は、BLW が碎波帯の中でも卓越し、碎波帯の中に浅い水域が広がっている場合は BFLW が卓越する結果を得た。これについては、別の機会に詳しく発表する予定である。

ここでは、碎波帯内で重要と考えられる BFLW の特性を遡上域近くまで精度良く検討できるように、Symonds ら¹²⁾の理論を改良した結果を述べる。

(2) Symonds らの理論式の改良

Fig.1 は碎波位置の移動と経過時間の関係を示しており、図中の t 軸は時間軸、 x 軸は静水面と海底面との交点を原点とした水平軸、 x_{b1} は岸側碎波位置、 x_{b2} は沖側碎波位置、 H は入射波の波高である。

実際の碎波位置の移動と経過時間の関係は、波の伝播に伴う碎波の時間遅れ t_b が存在するため、Fig.1 の (a) の太実線のようになるが、Symonds ら¹²⁾は図中の時間遅れ t_b を無視した破線の関係を採用したために、定性

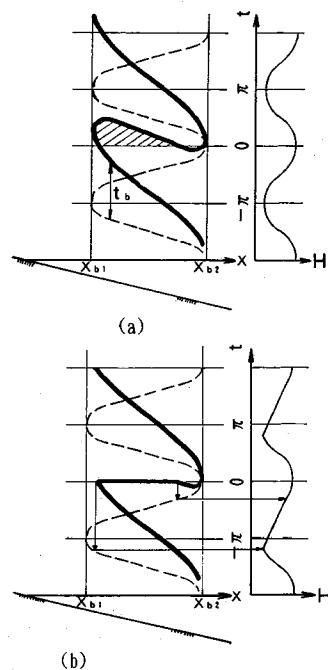


Fig.1 Fluctuation of breaking points.

的な説明しかできなかった。

加藤ら¹⁵⁾および Nakamura・Katoh¹⁶⁾は、この t_b を Symonds ら¹²⁾の理論に考慮することによって、現地海岸で観測した碎波帯内の surf beat が、かなり良く再現できることを示した。

その際、図中の斜線部分では、岸に向かって伝播する小さな波が碎波する前に、後続の大きな波が碎波しているので、この部分の小さな波による碎波は BFLW の発生に寄与していないと考えられる。それゆえ、この部分に対する碎波位置と経過時間の関係は、 $t=0$ の直線経路の方がより現実的であると考えて、Fig.1 の (b) に示す太実線の経路を採用している。

この改良モデルを用いて長周期波の波高の岸沖分布を求めるとき、Fig.2 の破線のようになる。図中の $H_{L1/3}$ と H_{Lm} は各々長周期波の有義波高と平均波高であり、 x は Fig.1 に示す岸沖距離で、 x_{bm} は碎波位置までの平均距離である。そして、本図の上三つのグラフは加藤ら¹⁵⁾が 1989 年に茨城県波崎海岸で観測したデータに対するものであり、下二つのグラフは本論文の第 4 章で述べる実験データに対するもので、 $H_{L1/3}$ は不規則波を、 H_{Lm} は beat 波 (二成分合成波) を入力した場合である。さらに、長周期波と入射波の周期比はどのケースも 10 倍程度である (List の計算によると、この周期比が 10 倍程度の場合、BFLW と BLW の振幅は同程度である)。

計算には入力条件として、碎波帯内の平均海底勾配 (i)、碎波限界の波高水深比の $1/2$ (γ)、冲波の波群周期 (T_L)、碎波水深の最小値 (h_{b1}) および最大値 (h_{b2})

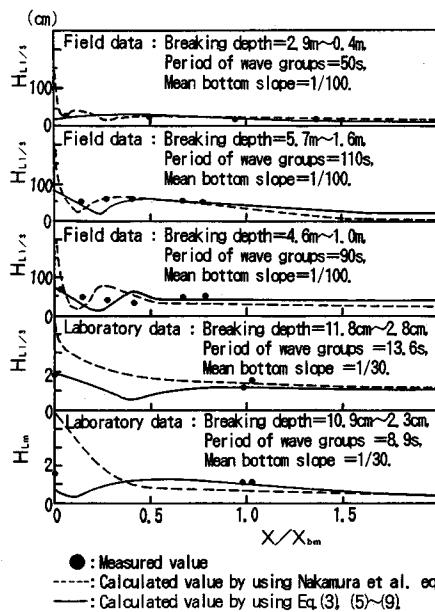


Fig.2 Sample comparison between observed data and predicted curve on the basis of Symonds et al. theory.

が必要である。 T_L , h_{b1} および h_{b2} に何を用いるのが適切かは、beat 波の場合には問題ないが、不規則波の場合には検討を要する。

加藤ら¹⁵⁾は、このことについて現地データを用いて検討している。波群周期には有義波の周期 $T_{L1/3}$ を採用し、 h_{b1} および h_{b2} には、沖波の平均波高 (H_{om}) と有義波高 ($H_{o1/3}$) を用いて、沖波波高の最大値を $H_{om} + 0.4714 H_{o1/3}$ から、最小値を $H_{om} - 0.4714 H_{o1/3}$ から求め、これらの波高に対する碎波指標による水深値を採用する方法を提案しており、この場合の surf beat の波高は有義波高に対応している。

ところが、Fig.2 を見ると判るように、加藤らの方法による計算結果は、汀線近傍で異常に大きな値を与える。著者達の関心は遡上域近くまでの長周期波にあるので、この点について以下に示すような改良を行った。

汀線近傍で異常に大きくなる原因の一つとして、彼らが用いた基本式の水深に水位上昇量が考慮されていないことがある。この点を改善するため、本研究では次に示す平均水位上昇量を含んだ基本式を用いることにした。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho D} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (Du)}{\partial x} &= 0, \quad D = h + \zeta_0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに、 ζ と u は長周期波の水位と流速、 t は時間、 g は重力加速度、 ρ は海水の密度、 D は平均水位上昇量 (ζ_0) を考慮した水深、 S_{xx} は radiation stress である。

(3) 平均水位の上昇を考慮した解

式 (1) の radiation stress を、入力波の振幅 A_{mp} [=

$\gamma(ix + \zeta_0)$] を用いて次式で表す。

$$S_{xx} = (3/4)\rho g A_{mp}^2 \quad (2)$$

そして、式 (1) を次式で無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{a}{x_{bm}}, \quad X = \frac{x}{x_{bm}}, \quad \tau = t \frac{2\pi}{T_L} \\ X_{b1} &= \frac{x_{b1}}{x_{bm}}, \quad X_{b2} = \frac{x_{b2}}{x_{bm}} \\ U(X, \tau) &= \frac{3}{2}\tau^2 \frac{2\pi}{T_L} Xu \\ Z(X, \tau) &= \frac{\zeta(x, t)}{1.5\tau^2 x_{bm} i} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここに、 a は $(x_{b1} - x_{b2})/2$ 、 x_{bm} は $(x_{b1} + x_{b2})/2$ である。

無次元化した基本式から、無次元水平流速 U を消去して、無次元水位 Z に関する微分方程式を求め、さらに、その微分方程式の radiation stress 項をフーリエ級数で表せば、次式を得る。

$$\begin{aligned} X \frac{\partial^2 Z}{\partial \tau^2} - \frac{dX''}{dx} \frac{\partial Z}{\partial X} - X'' \frac{\partial^2 Z}{\partial X^2} \\ = \frac{d}{dX} \left[X'' \frac{dX''}{dX} (a_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\tau)) \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(n\tau) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{ここで, } X' = \left[\frac{2\pi}{T_L} \right]^2 \frac{X}{gi},$$

$$X'' = X + \frac{3}{2}\tau^2 Z_0(X)$$

で、 Z_0 は無次元平均水位上昇量である。また、 a_0 、 a_n および b_n はフーリエ級数の係数、 n は項数で、これらの係数の誘導は Nakamura ら¹⁶⁾の論文に説明されている。

式 (4) の解は次式のように表せる。

$$Z(X, \tau) = Z_0(X) + \sum_{n=1}^{\infty} Z_n(X, \tau) \quad (5)$$

まず、 Z_0 に関しては、無次元化した運動方程式から簡単に求まり、式 (6) の第1式に示す通りである。ただし、 X_{b1} より冲側については、水深に与える平均水位上昇量の影響は小さいと考えて、Symonds ら¹²⁾が求めた Z_0 をそのまま採用している。

次に、 Z_n に関しては、 $X_{b1} \sim X_{b2}$ 間の特解を求める際に、 $dX''/dX = 1$ (実際の物理量を代入して、検討した結果、近似的に成り立つ) と近似することにより、Symonds ら¹²⁾と同様な方法で求められ、次式のようになる。

a) 岸端から X_{b1} まで

$$\left. \begin{aligned} Z_0(X) &= (1 - X + 1.5\tau^2 A)/(1 + 1.5\tau^2) \\ Z_n(X, \tau) &= -(I_{bJ} + I_{an}) J_0(z) \\ &\times \cos(n\tau) - I_{bn} J_0(z) \sin(n\tau) \\ z &= 2n(2\pi/T_L) [x_{bm}/(gi)]^{1/2} \\ &\times (1 + 1.5\tau^2)(X + 1.5\tau^2 Z_0)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここに, $J_0(z)$ はゼロ次の Bessel 関数である。

b) X_{b1} から X_{b2} まで

$$\begin{aligned} Z_0(X) &= \{(1-X)\cos^{-1}[(X-1)/A] \\ &\quad - [A^2 - (X-1)^2]^{1/2}\}/\pi \\ Z_n(X, \tau) &= [- (I_{bj} + I_{an})J_0(z) \\ &\quad + C_n N_0(z) + \eta_{pa}] \cos(n\tau) \\ &\quad + [- I_{bn}J_0(z) + \eta_{pb}] \sin(n\tau) \\ C_n &= 0 \text{ (岸側), } C_n = I_{aj} \text{ (沖側)} \\ z &= 2n(2\pi/T_L)[x_{bm}/(gi)]^{1/2} \\ &\quad \times \{1 + 1.5\gamma^2[\cos^{-1}((X-1)/A)] \\ &\quad / \pi\}(X + 1.5\gamma^2Z_0)^{1/2} \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \eta_{pa} &\doteq 2\pi \left[\int_{xb1}^x X_{an}N_0(z) dX J_0(z) \right. \\ &\quad \left. - \int_{xb1}^x X_{an}J_0(z) dX N_0(z) \right] \\ \eta_{pb} &\doteq 2\pi \left[\int_{xb1}^x X_{bn}N_0(z) dX J_0(z) \right. \\ &\quad \left. - \int_{xb1}^x X_{bn}J_0(z) dX N_0(z) \right] \end{aligned}$$

$$X_{an} = d[(X+1.5\gamma^2Z_0)a_n]/dX$$

$$X_{bn} = d[(X+1.5\gamma^2Z_0)b_n]/dX$$

ここに, $N_0(z)$ はゼロ次の Neumann 関数である。

c) X_{b2} から沖:

$$\begin{aligned} Z_0(X) &= 0 \\ Z_n(X, \tau) &= -I_{bj}J_0(z)\cos(n\tau) \\ &\quad - I_{bj}N_0(z)\sin(n\tau) \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots \quad (8)$$

$$z = 2n(2\pi/T_L)[x_{bm}/(gi)]^{1/2}X^{1/2}$$

式 (6)～式 (8) の I_{aj} , I_{an} , I_{bj} , I_{bn} は, 式 (7) の z , X_{an} より X_{bn} を用いて, 次式から求まる。

$$\begin{aligned} I_{aj} &\doteq 2\pi \int_{xb1}^{xb2} X_{an}J_0(z) dX \\ I_{an} &\doteq 2\pi \int_{xb1}^{xb2} X_{an}N_0(z) dX \\ I_{bj} &\doteq 2\pi \int_{xb1}^{xb2} X_{bn}J_0(z) dX \\ I_{bn} &\doteq 2\pi \int_{xb1}^{xb2} X_{bn}N_0(z) dX \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots \quad (9)$$

上式中の積分の実行には部分積分法が用いられる。

式 (3) と式 (5)～式 (9) による計算結果を Fig.2 に実線で示す。汀線近傍の計算値が実測値 (BLW による成分も含んでいる) にかなり近づき、理論式がかなり改良されたと判断できる。

(4) 長周期波の波高と主な入力条件との関係

式 (3) と式 (6) から、碎波帯内の長周期波を規定するパラメーターとして、 h_{b1} と h_{b2} , T_L , i および γ が挙げられる。

海底勾配が緩い場合には、 γ はあまり変化しないので無視できる。第4章のデータ整理で得られた長周期波の有義周期と平均周期の関係 $T_{L1/3} \doteq 1.3T_{Lm}$, 加藤ら¹⁵⁾による長周期波と入射波の有義周期の関係 $T_{L1/3} \doteq 9.4T_{1/3}$ および入射波の有義周期と平均周期の関係 $T_{1/3} \doteq 1.2T_m$ を用いて、 T_{Lm} は T_m に関係付けられる。さらに、沖波波長 (L_{om}) $= (g/2\pi)T_m^2$ から $T_{Lm}^2 \propto L_{om}$ と関係付けられる。また、碎波水深 h_b と H_{om} とは比例関係にある。したがって、 h_b の代わりに H_{om} を用いれば、波帶内の長周期波を決定する指標は、近似的に H_{om}/L_{om} と i になる。

Fig.3 に、これらの指標と H_{Lm} との関係を示した。この図で、 $(H_{Lm}/H_{om})_{in}$ は長周期波の無次元波高の碎波帯内の平均値を意味しており、加藤ら¹⁵⁾の現地データと比較するために、彼らの表示方法に従った。そして、 $i = 0.01 \sim 0.1$, $H_{om} = 2 \sim 6$ m, $T_{Lm} = 50 \sim 150$ s の条件に対して、式 (3) と式 (5)～(9) を用いて計算し、図中の三種類の波形勾配に対する各々の平均値をプロットした（なお、 γ については Goda¹⁷⁾の算定図を基に 0.39～0.50 の間で変えた）。式 (3) と式 (6)において、 H_{om} に比例する x_{bm} に注目すれば、 H_{om} が大きいほど H_{Lm} は大きくなることが判るが、本図では H_{Lm} を H_{om} で無次元化しているため明瞭になってない。

式 (6) 中の T_L が大きくなるほど、変数 z は小さくなり、 $J_0(z)$ の振動波形の包絡線は大きくなる。言い換えれば、 $T_{Lm}^2 \propto L_{om}$ から、 $(H_{om}/L_{om})^{-1/2}$ が大きくなるほど、 $J_0(z)$ の振動波形の包絡線は大きくなる。また、式 (3) 中の i は x_{bm} と逆比例の関係があるので相殺し合うが、式 (6) 中の i は大きくなるほど、変数 z が小さくなるので、 $J_0(z)$ の振動波形の包絡線は大きくなる。加藤¹⁸⁾は、長周期波の無次元波高が近似的に碎波相似パラメータ $[\xi = i/(H_{om}/L_{om})^{1/2}]$ で表せるこことを示している。

Fig.4 は、横軸に ξ を取って、Fig.3 を作成する際の計算結果から、時化時の現実的な波形勾配である 0.015～0.06 間に収まるケースの値のみ選びだして、これらの値の存在範囲を二本の曲線で示したものである。長周期波の波高を無次元化して、さらに、碎波帯内で平均化すれば、計算値の存在範囲がこのように限られた範囲にほぼ収まるようになる。なお、図中の破線は、加藤¹⁸⁾が Nakamura ら¹⁶⁾のモデルを用いて計算した汀線位置での長周期波の無次元波高の例で、水深に平均水位の上昇を考慮していないため、かなり大きな値となっている。

3. 遡上波の形態と遡上高の定義

(1) 遡上波の定義および形態

本研究では、汀線に対して直角に入射する不規則波の一様勾配斜面への遡上を対象とする。

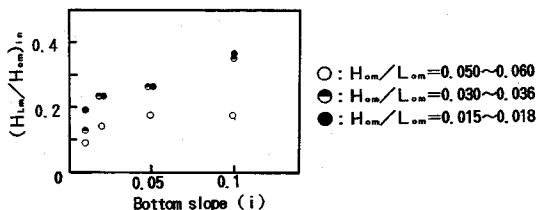
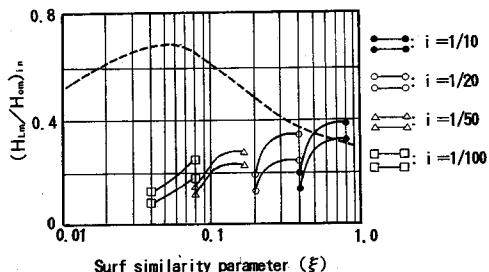
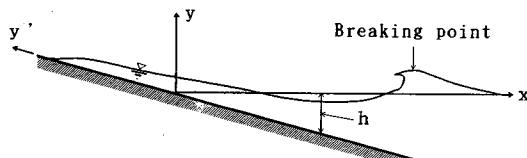
Fig.3 Relation among i , $\frac{H_{Lm}}{H_{om}}$ and $\frac{(H_{Lm})_n}{H_{om}}$.Fig.4 Relation between ξ and $\frac{H_{Lm}}{H_{om}}$.

Fig.5 Definition sketch.

断面に関する座標は、Fig.5に示すように、静水面と斜面との交点（以下、これを汀線という）を原点とし、水平沖向きに x 軸、垂直上向きに y 軸、斜面に沿って上向きに y' 軸とする。そして、碎波帯内の平均海底勾配を i 、静水面下の水深を h で表す。

遡上波の経時変化は、 y' 軸上の遡上先端の軌跡 (y'_t) で表されるが、 y'_t の y 方向成分 (y_t) で表す方が、高さを直接表しており便利である。ここでは、この y_t の経時変化を遡上波形と呼ぶことにする。

遡上波形は海底勾配と入射波の条件によって複雑に変化する。Fig.6は既往の研究成果に基づいて、典型的な遡上波形のパターンを示したものである。碎波帯内の平均海底勾配がおよそ $1/10$ 程度より急な場合には、最上段の波形のように、遡上波形の大部分が入射波の一波一波に対応しており、この場合の遡上を「入射波卓越型」と呼ぶことにする。平均海底勾配がおよそ $1/20$ 程度より緩い場合には、最下段の波形のように、遡上波形は surf beat に対応したものになり、この場合の遡上を「長周期波卓越型」、遡上波を「長周期遡上波」と呼ぶ。特に、波群性に起因して発生した surf beat による遡上波を「波群性に起因する長周期遡上波」と呼ぶことにする。そして、平均海底勾配がこれらの中間の場合には、中段の波形のように、遡上波の長周期化により入射波との対応がある程度崩れており、これを「入射波・長周期波混合型」

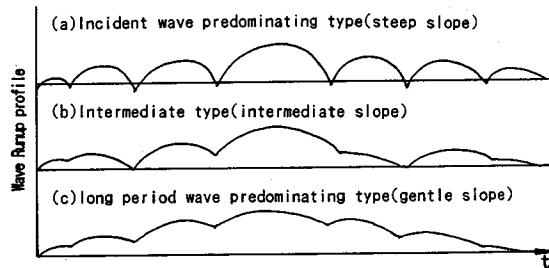


Fig.6 Types of wave runup profile.

と呼ぶことにする。

(2) 個々の遡上高の定義

Fig.6に見られるように、遡上波の形態によって遡上波形は大きく異なり、不規則波の遡上高の一般的な定義は難しい。基本的には次の二つの定義が考えられる。

a) 遡上波における全ての極大値（静水面から上のピークの高さ）を個々の遡上高とする。

b) 静水面を上向きに（あるいは下向きに）相次いで横切る間を遡上波の一波とし、その間での最大値をその遡上波の遡上高とする。

ここでは、前者を「ピーク遡上高」、後者を「ゼロアップクロス遡上高」と称し、各々 R_p 、 R_z で表す。

この研究で注目している長周期波卓越型の場合には、 R_p より R_z を定義する方がより適切である。しかし、この R_z では短周期波成分による小さな遡上高も含まれてしまい、長周期波の波高との対応が完全でないことから、次のような遡上高を新たに定義する。

c) 短周期波成分を除去した長周期遡上波の極大値を個々の遡上高とする。

これを R_L と表記し、「長周期成分遡上高」と呼ぶことにする。なお、setup 量が二次元水路と現地海岸で違ってくることを考へるならば、 R_L の基準水位として平均水位を用いるのが良いと考えられる。しかし、本論文では、引用している他文献データの中に、setup 量を適切に除去できないケースが有ることと、工学的な利便性から静水面を基準水位とした。

4. 水理模型実験とその結果

(1) 実験方法

遡上波について検討するための基礎データを得るために、以下の要領で波の遡上実験を行った。

二次元造波水路には、長さ 18 m、幅 40 cm、高さ 75 cm の鋼鉄製で側面ガラス張りのものを用い、海底模型には、ペニヤ板製の勾配 $1/30$ と $1/10$ の 2 種類を使用した。ただし、勾配 $1/30$ の模型は、水路長の制約から、底から高さ 20 cm までを勾配 $1/5$ にして、長さを節約した。

実験ケースは、Table 1 に示す通りである。不規則波

Table 1 Experimental cases

i	h (cm)	Type of incident waves	H_{s_n} (cm)	L_{s_n} (cm)	j_{2m}	GF
1/30	40.0	Bretschneider-Mituyasu type irregular waves	4.66~ 7.04	192~ 203	4	0.64~ 0.66
		Beat waves	3.39~ 7.24	153~ 389	5~ 14	0.59~ 0.70
1/30	47.3	Bretschneider-Mituyasu type irregular waves	4.02~ 4.48	182~ 333	4~ 7	0.66~ 0.67
		Beat waves	3.87~ 7.11	156~ 701	5~ 13	0.50~ 0.67
1/10	37.0	Bretschneider-Mituyasu type irregular waves	4.24~ 4.73	172~ 196	5	0.59~ 0.74
		Beat waves	3.80~ 4.65	162~ 429	3~ 15	0.28~ 0.70

i : Sea bottom slope. h : Water depth.

には Bretschneider-Mituyasu type のスペクトルを有する波を用い、beat 波には二成分合成波を用いた。

測定した項目は、以下の通りである。

a) 水位波形：水平床部 2 点、碎波帯 2 点および静水時汀線位置の計 5 点で、容量式波高計を用いて測定した。

b) 流速：入・反射分離計算用に、適当な波高計の近傍で、小型プロペラ流速計を用いて測定した。

c) 遷上波形：遡上高の測定のために、SVHS ビデオカメラを用いて遡上部を撮影した。

また、実験データの処理は次のように行った。

まず、長周期波が本水路と共振する可能性のあるケースを除いた。二次元水路の共振周期 T_r は、合田¹⁹⁾によると次式から求まる。

$$T_r = 2(l_0 + 2l_1) / \{m(gh_0)^{1/2}\} \dots \dots \dots (10)$$

ここに、 l_0 と l_1 は各々水平床部と傾斜部の水平長さ、 m は共振モードの次数 (=1, 2, 3, …), h_0 は水平床部の水深である。

次に、水位波形データから長周期波を分離した。具体的には、FFT 法により有限 Fourier 級数に展開し、長周期成分のピーク周期に応じて適当な値 (2~7 s) 以下の短周期成分をカットして再合成した。

波の諸元の計算は、定常状態と見なせる期間のデータを用いて行い、不規則波の波群特性は、基準波高に平均波高を用いた total run length の平均値 (j_{2m}) で評価した。また、遡上高は定常状態と見なせる期間のビデオの再生から読み取った。海底勾配 1/30 の場合は、Fig.8 に示すように、遡上波の長周期化が顕著であるため長周期成分遡上高の平均値 (R_{Lm}) で整理することとした。

(2) 実験結果

実験データをまとめると以下のとおりである。

a) 遷上形態と海底勾配等との関係

Fig.7 は、 j_{2m} が 3 と 7 の beat 波が海底勾配 1/10 の斜面に進入した時の、造波板近くと汀線位置の波形および遡上波形を示したものである。また、Fig.8 は、 j_{2m} が 5 と 7 の beat 波が海底勾配 1/30 の斜面に進入した時の、Fig.7 と同様な位置での波形を示したものである。

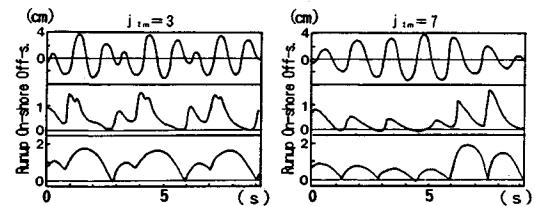


Fig.7 Wave transformation (slope=1/10).

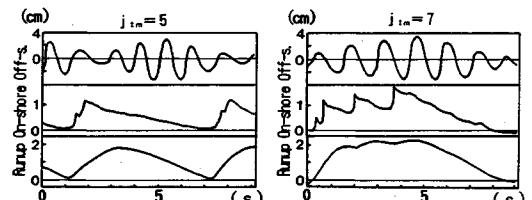


Fig.8 Wave transformation (slope=1/30).

海底勾配 1/10 の場合は、波群に対応した長周期成分がわずかに認められるものの、特に、Fig.7 に示す $j_{2m}=7$ の遡上波形では短周期成分が卓越している。しかし、 $j_{2m}=3$ の場合は、遡上波形の短周期成分の波数の減少率が高くなるという傾向を示す。これは、戻り流れや波の吸収・追い付き現象によるものと考えられる。一方、Fig.8 の遡上波形に見られるように、海底勾配 1/30 の場合は、 j_{2m} の値に関係なく波群に対応した長周期波成分が顕著になる。

本実験の他に、間瀬³⁾、Sawaragi ら⁴⁾、久保田⁵⁾、間瀬ら⁷⁾の実験データを加えて整理した結果、海底勾配および j_{2m} と遡上形態の関係を表す Fig.9 を得た。この図より、海底勾配が 1/10~1/20 程度の間の遡上波形は、混合型であり、短周期波の戻り流れや吸収・追いつ現象の遡上への影響が顕著になる領域に対応している。海底勾配が 1/20 程度より緩い場合の遡上波形は、長周期波卓越型であり、短周期波が斜面上で減衰するために長周期遡上波になる領域に対応している。ただし、これらのこととは、海底勾配が 1/20 程度より急になれば、長周期波が小さくなることを意味しているのではない。海底勾配が急になるほど、短周期波が減衰しにくくなるため、遡上波形の中で長周期波成分が目立たなくなることを意味している。

また、間瀬³⁾による実験データは、波形勾配と遡上形態との間にも何らかの相関があることを示している。

b) 長周期波の代表値間の関係

Fig.10 に不規則波の $H_{L1/3}$ と H_{Lm} の相関を、Fig.11 に $T_{L1/3}$ と T_{Lm} の相関を示す。図中の点線と破線はそれぞれ山口・畠田²⁰⁾と広瀬・橋本²¹⁾の現地観測データに対する回帰線であり、本実験による有義値と平均値の比は、これらの現地観測データの比に良く一致している。

また、長周期波の反射率を、碎波帯外の水平床部では

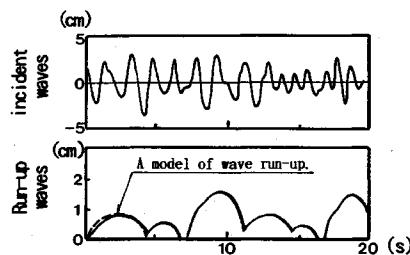


Fig.12 A model of wave runup.

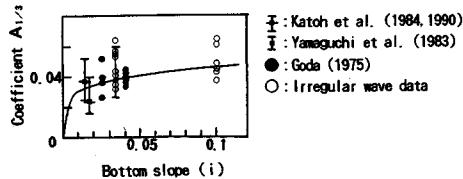


Fig.13 Relation between $A_{1/3}$ and bottom slope.

その分布幅を縦棒で表し、分布の重心に■印を付けた。海底勾配が非常に緩くなれば、波高は底面摩擦により小さくなると考えられることから、次の関係式が得られる。

$$A_{1/3} \doteq 0.066 i^{1/6} (1/10 \geq i \geq 1/70) \dots \dots \dots \quad (18)$$

次に、実験データのばらつきの原因の一つである長周期波の多重反射の影響を弱めるために、波諸元の平均値に対する係数 A_m と平均海底勾配の関係を明らかにする。

まず、第4章の実験から得られた $H_{L1/3} \doteq 1.5 H_{Lm}$ 、短周期波の関係 $H_{01/3} \doteq 1.6 H_{0m}$ 、 $L_{01/3} \doteq 1.2^2 L_{0m}$ および $h = 0$ を、式(18)に代入すれば、次の関係式が得られる。

$$A_m \doteq 1.01 A_{1/3} (1/10 \geq i \geq 1/70) \dots \dots \dots \quad (19)$$

式(18), 式(19)による曲線と平均値諸元の判つて
いる第4章の不規則波に対する実験データを, Fig.14
に示した。これらの式による計算値と実験データとの対
応は非常に良い。

(3) 長周期波の周期と定式化

式(16)に基づき、碎波帯内の平均海底勾配が1/20程度より緩い場合の、碎波帯内の T_L^2 と H_L/g の関係を Fig.15 に示す。この図は、碎波帯内の長周期波の波高および周期は概ね等しいと考えて、第4章の海底勾配1/30の実験データに、合田¹⁹⁾および加藤ら²⁵⁾の現地データの内、碎波帯内に在るデータを、長周期波の平均値に換算 ($H_{Lm} \doteq H_{L1/3}/1.5$, $T_{Lm} \doteq T_{L1/3}/1.3$ 、また加藤ら²⁵⁾の T_{Rout} は加藤ら¹⁵⁾の研究から $T_{Rout} \doteq 0.425 T_{L1/3}$) して補充したものである。

Fig.15 から次の関係式が得られる.

$$\left. \begin{aligned} (T_{Lm})_{in}^2 &\doteq 288.0^2 (H_{Lm}/g)_{in} \\ C_{1m}C_{2m}/C_{3m} &\doteq 144.0i \\ (1/20 > i \geq 1/60 \text{かつ } H_{om}/L_{om} \geq 0.015) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(20)$$

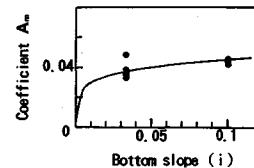


Fig.14 Relation between A_m and bottom slope.

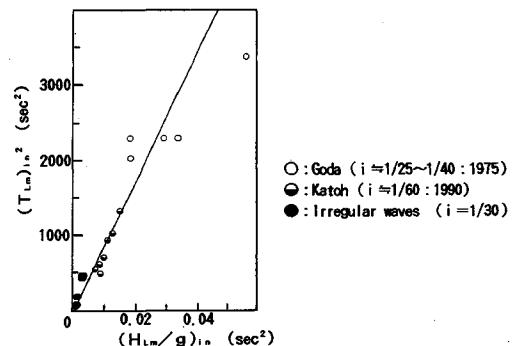


Fig.15 Relation between T_{Lm} and H_{Lm} in surf zone.

ここに、添字 in は碎波帯の中を、添字 m は平均値を意味する。

また、前出の換算式を用いて有義値に対する関係式を求めるに次式のようになる。

$$(T_{L1/3})_{in}^2 \doteq 305.7^2 (H_{L1/3}/g)_{in}$$

$$(1/20 > i \geq 1/60 \text{かつ } H_{om}/L_{om} \geq 0.015) \dots \dots \dots \quad (21)$$

(4) 遷上高の定式化

Mase²⁶⁾は碎波相似パラメータを用いて、海底勾配 $1/5 \sim 1/30$ を対象とした不規則波の遡上高を求める簡単な算定式を提案している。ここでは、長周期波成分が卓越する海底勾配が $1/20$ 程度以下の場合の長周期波遡上高を求める算定式を提案する。

過上高の基本式には式(13)または式(15)を、式中の長周期波の波高算定には式(17)～式(19)を用いる。

次に、式(13)と式(15)の係数を定式化する。海底勾配が1/20程度以下では、波群性に起因した長周期潮流上波が卓越しており、他の研究者が測定した潮流高の内、この場合の測定値は、実質上、 R_L に等しいと見なせる。それゆえ、定式化には、第4章の実験データに、榎木ら²⁾、岩田ら²⁷⁾、間瀬ら^{7), 9)}の実験データおよび加藤¹⁰⁾の現地データを加えた。ただし、不規則波データに対する長周期波の多重反射の影響を弱めるためや、不規則波データの不足をbeat波データで補うために、平均値を用いている。

式(13)と式(15)の係数は主に海底勾配の関数になると考えられ、この係数と平均海底勾配の関係をFig.16に示す。なお、図中の●データを結んでいる縦棒は、縦棒上にこのデータが分布していることを示して

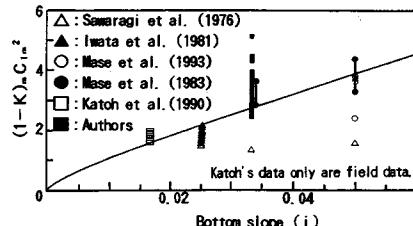


Fig.16 Relation between coefficients and bottom slopes.

いる。本図から係数と海底勾配の間に相関が認められ、次式を得る。

$$(1-K)_m C_{Lm}^2 = (C_{2m}^2 / C_{3m}) C_{1m}^2 \approx 46.0 i^{5/6} \quad \dots \dots \dots (22)$$

よって、長周期波遡上高の算定式として次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} R_{Lm} / H_{om} &\approx 1.52 i / (H_{om} / L_{om})^{1/2} \\ R_{Lm} / H_{01/3} &\approx i / (H_{01/3} / L_{01/3})^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (23)$$

$(1/20 \geq i \geq 1/60)$

ここで、沖波の平均値から有義値への換算には、前出の関係式を用いた。また、他の研究者の遡上高データを平均値へ換算するためには、下記の現地データ等から求めた関係式を用いた。

$$R_{Lmax} / R_{Lm} \approx 2.4, \quad R_{L1/3} / R_{Lm} \approx 1.5$$

(遡上波 100 波程度に対して) \dots \dots \dots (24)

ここに、 R_{Lmax} は長周期波の最大遡上高である。

ちなみに、田中ら²³⁾によると、平均海底勾配約 1/30 の海岸で、 $R_{L1/3} / R_{Lm} \approx 1.66$ であり、久保田⁵⁾によると、平均海底勾配 1/20～1/60 程度の 3 海岸の長周期遡上波高 (100～200 波程度) に関して、最大値／有義値 ≈ 1.60、有義値／平均値 ≈ 1.40。また、Rayleigh 分布が成り立つならば、遡上波 100 波程度に対して、 $R_{max} / R_m \approx 2.66$ である。

式 (23) による算定式と実測データの相関を Fig.17 に示す。両者の相関はかなり良いと判断される。また、この式は、海底勾配 1/20～1/60 の間で、長周期波遡上高が規則波に対する Hunt の遡上高の 1.52 倍になることを示している。

さらに、式 (14) の諸係数が式 (20) と式 (22) から求められるので、最終的に遡上波の斜面上の軌跡 y'_r の平均値は汀線位置の長周期波の平均波高 (H_{Lsm}) を用いて次のように表せる。

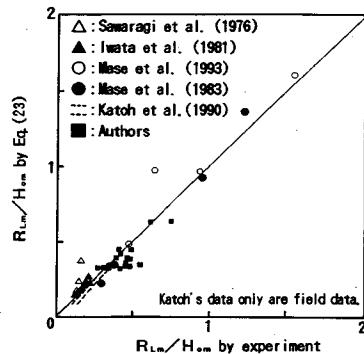
$$y'_r \approx [0.319 (g H_{Lsm})^{1/2} t - 0.00111 g t^2] / i^{1/6} \quad \dots \dots \dots (25)$$

$(1/20 \geq i \geq 1/60)$

6. む す び

本研究の主要な内容をまとめると次のとおりである。

(1) 入射波が波群性を有する限り、遡上波は長周期波成分を有している。そして、海底勾配が 1/10 程度より緩くなると、短周期波成分の戻り流れや吸収・追い付

Fig.17 Comparison of R_{Lm} calculated by Eq.(23) with measured data.

き現象の影響が強くなって、遡上波の波数が相当減少する。さらに、海底勾配が 1/20 程度より緩くなると、短周期波成分は斜面上で碎け消失するために、長周期波成分の卓越した遡上波形となる。

(2) Symonds のモデルに、平均水位上昇量や加藤らの改良点を考慮することにより、BFLW を汀線付近まで精度良く算定できる理論式を求めた。

(3) 長周期波をモデル化し、現地および実験データを用いて、長周期波の波高、周期および遡上高の簡便な算定式を求めた。

ただし、これらの結論は二次元的な視点の基に得られたものであり、三次元的な展開が今後の課題である。

最後に、本研究に貴重な助言を賜った埼玉大学長堀川清司博士、実験に多大な助力を賜った埼玉大学助手中村廣昭氏と現熊谷組技師山口武士氏に対して、深く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- Battjes, J.A. : Run-up distributions of waves breaking on slopes, Proc. ASCE, WW 1, pp.91～113, 1971.
- 榎木 亨・岩田好一郎・森野彰夫：緩斜面上への波の遡上特性について、第 23 回海講論文集, pp.164～169, 1976.
- 間瀬 肇：不規則波による遡上波のスペクトル、土木学会論文集、第 357 号、II-3, pp.197～205, 1985.
- Sawaragi, T. and Iwata, K. : A nonlinear model of irregular wave run-up height and period distributions on gentle slopes, Proc. 19th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.415～434, 1984.
- 久保田 進：現地遡上波の機構解明とその予測に関する研究、中央大学博士学位論文、232 p, 1991.
- 山本吉道・谷本勝利：不規則波の遡上・打ち上げ形態の研究、第 48 回年講概要集、II-366, 1993.
- 間瀬 肇・小林信久：Swash oscillation の長周期変動、土木学会論文集、第 461 号、II-22, pp.49～57, 1993.
- 久保田 進・水口 優・竹澤三雄：遡上・反射波分布の予測モデル、海岸工学論文集、第 39 卷、pp.21～25, 1992.
- 間瀬 肇・土居宏行・岩垣雄一：不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究、第

- 30回海講論文集, pp.114~118, 1983.
- 10) 加藤一正:漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究, 東京工業大学博士学位論文, pp.85~110, 1990.
 - 11) Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W. : Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "Surf Beat", Jour. Fluid Mech., Vol.13, pp.481~504, 1962.
 - 12) Symonds, G., Huntley, D.A. and Bowen, A.J. : Two-dimensional surf beat : long wave generation by a time-varying breakpoint, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.492~498, 1982.
 - 13) List, J.H. : A model for two-dimensional surf beat, Jour. Geophys. Res., Vol.97, No.C4, pp.5623~5635, 1992.
 - 14) List, J.H. : Breakpoint-forced and bound long waves in the nearshore : A model comparison, Proc. 23rd Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.860~873, 1992.
 - 15) 加藤一正・中村聰志・池田直太:波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定, 港湾技術研究所報告, 第30-1号, pp.137~163, 1991.
 - 16) Nakamura, S. and Katoh, K. : Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, Proc. 23rd Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.990~1003, 1992.
 - 17) Goda, Y. : Random Seas and Design of Maritime Structures, Univ. of Tokyo Press, pp.71~72, 1985.
 - 18) 加藤一正:緩勾配海岸と急勾配海岸の前浜に作用する外力の違い, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.421~425, 1993.
 - 19) 合田良実:浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14-3号, pp.59~106, 1975.
 - 20) 山口正隆・畠田佳男:波浪に伴う長周期波の統計的特性について, 第30回海講論文集, pp.148~152, 1983.
 - 21) 広瀬宗一・橋本典明:田子の浦港における長周期波の特性, 第30回海講論文集, pp.163~167, 1983.
 - 22) 久保田進・水口優・堀田新太郎・竹澤三雄:現地遡上域における反射波の特性, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.119~123, 1989.
 - 23) Freeman, J.C. and Le-Mehaut, B. : Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol.90, No.HY 2, pp.187~216, 1964.
 - 24) 加藤一正:長周期波と多段砂州の成因について, 第31回海講論文集, pp.441~445, 1984.
 - 25) 加藤一正・中村聰志・池田直太:波の連なりと長周期波の関連に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.101~105, 1990.
 - 26) Mase, H. : Random wave runup height on gentle slope, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., ASCE, Vol.115, No.5, pp.649~661, 1989.
 - 27) 岩田好一郎・榎木亨・信田亘:緩斜面における不規則波の遡上高さと遡上周期, 第28回海講論文集, pp.330~334, 1981.
 - 28) 田中則男・加藤一正・灘岡和夫・小山内英雄・近藤隆道:大洗海岸における碎波帯内の総合観測, 港湾技術研究所報告, 第18-2号, pp.27~54, 1979.

(1993.8.20受付)

A STUDY ON LONG PERIOD RUNUP WAVES CAUSED BY IRREGULAR INCIDENT WAVES

Yoshimichi YAMAMOTO and Katsutoshi TANIMOTO

Runup of irregular waves on beaches has been studied on the basis of field and laboratory data. The long-period waves called infragravity waves predominate in an inner surf zone, when the slope of a sea bottom is gentler than about 1/20. They result in long-period runup waves on a beach. In the present paper, the breakpoint-forced long wave generation theory by Symonds et al. is modified so that the height of long-period waves can be calculated reasonably at the shoreline. Empirical formulae to estimate the height and period of long-period runup waves are also proposed for given conditions of the sea bottom slope and deep-sea waves.