

# 斜め遡上波による波打ち帯の沿岸方向流れの解析

浅野敏之\*

波が斜めに入射するときの平面2次元遡上波を、長波理論によって準1次元的に解析する手法を示した。この数値解析により波打ち帯の沿岸方向流れの特性を調べ、底面勾配・摩擦係数・入射波諸元の結果に及ぼす効果を検討した。その結果、沿岸方向流れは静水時汀線より岸側でも有意な大きさとなること、平面流速ベクトルは遡上時と流下時で方向特性が異なることなど、波打ち帯での流体運動・漂砂運動を議論する上で基礎となる知見が得られた。

**Key Words:** swash zone, obliquely incident wave, longshore current, shallow water equation, quasi-one dimensional analysis

## 1. まえがき

近年、碎波帯を含めた波浪場・海浜流場の数値モデルが活発に研究されており、漂砂モデルと組み合わせて精密な3次元海浜変形予測が可能となりつつある。しかし、波打ち帯については波の遡上・流下に伴って没水・干出を繰り返すため、静水深を中心に水位が変動するとする通常の波動運動の取扱いができるない。そのため波打ち帯の波・流れの場、それに伴う海浜変形の予測は、現在未解明の課題の1つとなっている。最近、Bodge-Dean<sup>1)</sup> や Kamphuis<sup>2)</sup> は、沿岸漂砂量が碎波点近傍のみならず波打ち帯にも別の極大値を持つことを実験・現地観測から明らかにした。汀線の前進・後退には波打ち帯の漂砂が大きく関与する。本研究は、汀線変化をも包括した海浜変形の予測を行うことを最終的な目標とし、まず波打ち帯の流体運動の特性を平面2次元の非線形長波方程式によって明らかにしようとするものである。

周知のように汀線変化モデルは、最近では各等深線の変化まで予測するモデルへと精密化されているが<sup>3)</sup>、沿岸漂砂量の非一様性からマクロな地形変化を予測するものであって、波打ち帯における時間変動する流体力と漂砂の過程を議論するものではない。3次元海浜変形モデルは、前述のように波打ち帯の変形予測に課題が残されている。しかし、従来の波動場の計算からradiation stressを介して海浜流を求め漂砂の計算を行う手続きに対しても、最近ではBoussinesq方程式のような非線形波動理論を用いて波動場と平均水位・海浜流場を同時計算する手法が開発されている<sup>4)</sup>。本研究の基礎式は非線形長波方程式であり、平均水位の上昇・波による流れといった波の非線形性に起因する現象も表現できる。もち

ろん長波理論の限界はあり、3次元の地形変化を議論するためには、波の軌道流速の鉛直分布や戻り流れを含めた海浜流の鉛直分布の取り込みも必要で<sup>5)</sup>、碎波による乱れや渦も考慮する必要がある。

本研究の計算領域は波打ち帯を含む碎波帯全域を対象とした。これは斜め遡上波による汀線付近の沿岸方向流れを求めるためには、碎波帯全域で形成される沿岸流を計算する必要があるためである。碎波に伴う波高減衰を表現するには、運動量方程式中に碎波減衰項を導入する方法もあるが<sup>4), 6)</sup>、本研究では数値粘性項を導入する方法によった。非線形長波理論では非線形性による波峰の突立ちを減衰させるため、また離散化による数値振動を抑えるためにも数値粘性項の導入が不可欠であるが、この方法はこれを積極的に利用したもので、Hibbert-Peregrine<sup>7)</sup> や Kobayashi et al.<sup>8)</sup> によって1次元の碎波後の波高減衰が表現できることが確認されている。

また、遡上波先端を自由境界として平面2次元で計算することは計算時間が長大になるので、著者らは波向線に沿って波を追跡することにより岸沖方向と沿岸方向の運動方程式を分離して計算できるRyrie<sup>9)</sup> の方法を採用した。この理論解析の概要と比較的急な斜面に対する2・3の計算結果については既に報告したが<sup>10)</sup>、本研究では、前報の計算を精密化し広範な条件で計算を行って、波打ち帯における沿岸方向流れの特性を明らかにする。さらに、既往の波浪変形の実験結果との比較から計算結果の実証性を検討する。

## 2. 斜め遡上波の基礎方程式

Ryrie (1983)<sup>9)</sup> は平面2次元長波を、擬時間(pseudo-time)  $\tilde{t}$  を導入し、 $t$ ,  $y$  2つの独立変数を1つの独立変数  $\tilde{t}$  にまとめることによって、1次元的に解析する手法を示した。ここでは、この取扱いに従って遡上端を自由境界とした平面2次元の遡上波を準1次元的に解析す

\* 正会員 工博 鹿児島大学助教授 工学部海洋土木工学科  
(〒890 鹿児島市郡元1-21-40)

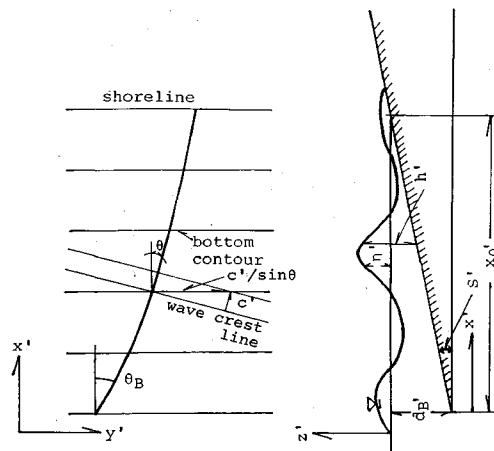


図1 座標系

る。

図1に示すように、沖側端において $\theta_B$ の角度をもつて入射する波峰の平行な波が、平行等深線を持つ勾配 $S'$ の斜面上を伝播する時の汀線付近の運動を考える。汀線に直角方向に $x$ 軸、沿岸方向に $y$ 軸をとり、静水面を起点として鉛直上方に $z$ 軸をとる。連続式および水深方向に積分した $x, y$ 方向の運動方程式はそれぞれ次式となる。

$$\frac{\partial h'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}(h'u') + \frac{\partial}{\partial y'}(h'v') = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'}(h'u') + \frac{\partial}{\partial x'}(h'u'^2) + \frac{\partial}{\partial y'}(h'u'v') \\ = -gh'\frac{\partial\eta'}{\partial x'} - \frac{\tau'_{b,x}}{\rho} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'}(h'v') + \frac{\partial}{\partial x'}(h'u'v') + \frac{\partial}{\partial y'}(h'v'^2) \\ = -gh'\frac{\partial\eta'}{\partial y'} - \frac{\tau'_{b,y}}{\rho} \end{aligned} \quad (3)$$

上式中の'は次元量であることを示す。ここに $t'$ は時間、 $g$ は重力加速度、 $\tau'_{b,x}, \tau'_{b,y}$ はそれぞれ $x, y$ 方向の底面せん断応力、 $\rho$ は流体の密度である。 $u', v'$ は、それぞれ水深方向に平均した $x, y$ 方向の流速成分である。 $h'$ は斜面上の水深で、静水面から測った水位 $\eta'$ 、沖側端の静水深 $d_B'$ および斜面勾配 $S'$ と次式で結ばれる。

$$h' = \eta' + (d_B' - S'x') \quad (4)$$

これより、

$$\frac{\partial\eta'}{\partial x'} = \frac{\partial h'}{\partial x'} + S' \quad (5)$$

底面せん断応力の $x, y$ 成分 $\tau'_{b,x}, \tau'_{b,y}$ は次式で表される。

$$\tau'_{b,x} = \frac{1}{2}\rho f' |u'| u' \quad (6)$$

$$\tau'_{b,y} = \frac{1}{2}\rho f' |u'| v' \quad (6)$$

連続式(1)および式(5)を考慮して式(2), (3)

を書き直すとそれぞれ次式となる。

$$\frac{\partial u'}{\partial t'} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + g \frac{\partial \eta'}{\partial x'} + \frac{1}{2} \frac{1}{h'} f' |u'| u' = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} + u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + g \frac{\partial \eta'}{\partial y'} + \frac{1}{2} \frac{1}{h'} f' |u'| v' = 0 \quad (8)$$

入射波高 $H'$ 、入射波周期 $T'$ を用いて、次のような無次元化を行う。

$$u = \frac{u'}{\sqrt{gH'}}; \eta = \frac{\eta'}{H'}; h = \frac{h'}{H'}; t = \frac{t'}{T'};$$

$$x = \frac{x'}{T' \sqrt{gH'}}; c = \frac{c'}{\sqrt{gH'}}; f = \frac{1}{2} \sigma f' ;$$

$$S = T' \sqrt{\frac{g}{H'}} S'; d_B = d_B' / H'; \sigma = T' \sqrt{g/H'}; \dots \dots \dots (9)$$

上式で最後3つの無次元量の意味は次のとおりである。まず、 $S$ はsurf similarity parameter  $\xi$ で表せば $S = \sqrt{2\pi\xi}$ であり、また $d_B$ は沖側境界での比水深の逆数に相当する。また $\sigma/h$ は $L'/h'$ となり、水深・波長比の逆数となる。

沿岸方向に地形・波の条件が変化しない場合を対象としているので、沿岸方向に $C'/\sin\theta$ (Snellの法則から $C'_B/\sin\theta_B$ に等しい)で移動する観測者から見ると現象は $y$ 方向に無関係となる。すなわち、次式のような擬時間 $\tilde{t}$ (psuedotime)を導入すれば、 $t$ と $y$ の2つの独立変数は1つにまとまる。

$$\tilde{t} = t' - \frac{\sin\theta_B}{C'_B} y' \quad (10)$$

ここで、入射角 $\theta_B$ は十分小さいと仮定する。すなわち、

$$\epsilon = \frac{\sin\theta_B}{C'_B} \sqrt{gH'} \quad (11)$$

を微小パラメーターとして以下の解析に用いる。入射角 $\theta_B$ が微小であれば、沿岸方向流速 $v$ は $u$ に比べ十分小さく、また $y$ 方向の現象変化の長さスケールは $x$ 方向に比べて十分大きいから、次の様な拡大・縮小変換を導入し、無次元化を行った後の諸量のオーダーを揃えてやる。

$$v = \frac{v'}{\epsilon \sqrt{gH'}}; y = \frac{\epsilon y'}{T' \sqrt{gH'}} \quad (12)$$

この時、psuedotimeの無次元表示は

$$\tilde{t} = t - y \quad (13)$$

となり( $\tilde{t} = \tilde{t}/T$ )、独立変数は次のように変換される。

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \quad \frac{\partial}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \quad (14)$$

ここで、

$$\frac{\partial}{\partial t'} = \frac{1}{T'} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} = \frac{1}{T'} \frac{\partial}{\partial t} \quad \frac{\partial}{\partial x'} = \frac{1}{T' \sqrt{gH'}} \frac{\partial}{\partial x}$$

$$\frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\epsilon}{T' \sqrt{gH'}} \frac{\partial}{\partial y} = -\frac{\epsilon}{T' \sqrt{gH'}} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \quad (15)$$

を考慮すると、式(1), (7), (8)の無次元形として

次式が誘導される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} = \epsilon^2 \frac{\partial(vh)}{\partial t} \quad \dots \dots \dots (16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} + S + \frac{fu|u|}{h} = \epsilon^2 v \frac{\partial u}{\partial t} \quad \dots \dots \dots (17)$$

$$\epsilon \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{|f|u|v|}{h} \right\} = \epsilon^2 v \frac{\partial v}{\partial t} \quad \dots \dots \dots (18)$$

$\epsilon^2$  以上の高次項を無視すれば、式 (16), (17) の右辺は 0 となり、汀線に直角に入射する長波の式と同型になる。よって入射角をもつて遡上する場合も  $u$  と  $v$  の相互干渉効果は考慮しなくて良いことになる。式 (18) を  $O(\epsilon)$  の範囲で考えると、

$$v_i + uv_x - h_i + \frac{|f|u|v|}{h} = 0 \quad \dots \dots \dots (19)$$

が得られる。数値計算の基礎式は式 (16), (17) で右辺を 0 と置いたもの、および式 (18) の右辺を 0 と置いた式 (19) である。これらは右辺が左辺より  $O(\epsilon^2)$  小さく、入射角  $\theta_B$  が小さいという理論の前提条件は、式 (11) の  $\epsilon$  が 2 次のオーダーで無視できることに使用されている。したがって実際の  $\theta_B$  に関する制約は厳しいものではないことがわかる。

本研究では変数の無次元化を式 (9) とすることにより、式 (16), (17) に対応する特性曲線表示の不变量が通常の  $\pm u + 2c$  となるよう改良した (Ryrie の原論文では不变量が  $\pm u + 2c \pm i$  となり、その物理的特性が考えにくい)。また原論文中のいくつかの展開の見透しの悪い点やオーダー評価に関する誤りも修正した。さらに、Ryrie は沿岸流速  $v$  に対する式 (19) を、

$$h(v_i - h_i + uv_x) + v(h_i + (hu)_x) + f|u|v = 0 \quad \dots \dots \dots (20)$$

と書き直し、次式のような保存型の表示式を得た。

$$R_i + S_x = -f|u|v \quad \dots \dots \dots (21)$$

ここに、

$$R = hv - \frac{1}{2}h^2, \quad S = huv \quad \dots \dots \dots (22)$$

である。

しかし、実際に上式で計算を行ってみると、遡上波先端近くでは水深  $h$  や  $u$  が 0 に近づき、 $v$  の算定精度が悪くなることがわかった。本計算では式 (19) を用いて計算を行うことにした。

### 3. 数値計算の手順

1 波長の波を表現するために少なくとも 20 個程度の格子が必要であり、岸冲方向の計算領域を 100 分割とした。数値計算の安定条件として時間刻み  $\Delta t$  と空間刻み  $\Delta x$  の間には  $\Delta x / \Delta t > |u_m| + c_m (|u_m|)$ 、 $c_m$  はそれぞれ計算領域内で予想される水平流速の絶対値の最大値、波速の最大値) を満たす必要がある。さらに時々刻々の遡上波

先端の決定に関しても、 $\Delta t$ ,  $\Delta x$  に対する別途の安定条件が必要であり<sup>7)</sup>、検討の結果、 $\Delta t$  は波の周期の 4 000 分の 1 とした。初期条件は計算領域のすべての点で静水状態を仮定し、 $x$ ,  $y$  方向流速を 0 とした。

沖側境界条件は次式で与えられる。

$$h = d_B + \eta_i(t) + \eta_r(t), \quad \text{at } x=0 \quad \dots \dots \dots (23)$$

ここに、 $\eta_i$ ,  $\eta_r$  は沖側端での入射波、反射波の時間波形である。 $\eta_i$  は与えられた波高、周期、水深から算定される Ursell 数に応じてストークス波またはクノイド波で与えた。沖側境界の位置は、沿岸方向流速の時間平均値  $V$  を 0 で与えることができるよう、碎波点より約 1 波長程度沖方に設定した。 $\eta_r$  は後退特性曲線  $\beta = -u + 2c = -u + 2\sqrt{h}$  より、次式で与えられる<sup>8)</sup>。

$$\eta_r(t) = \sqrt{d_B} \beta(t) / 2 - d_B, \quad \text{at } x=0 \quad \dots \dots \dots (24)$$

$u$  の沖側境界条件は  $\beta$  と  $h$  から自動的に定まる。 $v$  の沖側境界条件は  $u$  の沖側境界値に  $\tan \theta$  を乗じた形で与えた。

岸側端については計算ステップの進行とともに遡上波先端の位置  $x_s$  を定める必要がある。これは汀線での運動学的条件と水深 0 の条件より、次式で与えられる。

$$\frac{dx_s}{dt} = u, \quad h=0 \quad \text{at } x=x_s(t) \quad \dots \dots \dots (25)$$

数値計算を行う上では、汀線位置は  $h=0$  ではなく、微小水深  $\delta$  を定め、 $h_{j,n} > \delta$ ,  $h_{j+1,n} \leq \delta$  となる  $j=s$  の節点を見出すことによって決定される<sup>7)</sup>。 $\delta$  の大きさの設定によって、時間とともに変動する遡上波先端位置が少し異なってくるが、 $\delta$  を数種類に変えた予備検討の結果、 $\delta' = 0.1 \text{ cm}$  として計算した。本解析では平面 2 次元波を、式 (10) で示した沿岸方向に  $C'/\sin \theta$  の速度で進む移動座標系の導入によって、1 次元解析で計算することになる。基礎式 (16), (17) については変数を保存型に直し、数値粘性項を含む Lax-Wendroff スキームで計算した。沿岸方向の運動方程式については前述のように保存型の式 (22) では不都合が生じるので元の式 (19) を風上差分法で計算した。

### 4. 計算結果並びに考察

#### (1) 予備的検討

本研究の目的は波打ち帯における沿岸方向流速  $v$  の特性を明らかにすることにあるから、計算結果の妥当性はこの領域での  $v$  に関する実験結果との比較によらねばならない。しかし、現在のところこれに関する信頼できる系統的な実験結果は見当らない。式 (19) からわかるように、 $v$  は水深  $h$  と岸冲方向流速  $u$  とに関係づけられるから、 $v$  の値が妥当であるためにはまず、 $h$  と  $u$  に関する計算結果が正しいものである必要がある。そこで斜面上を伝播する波の波高変化に関する信頼できる既往の

表-1 検討に用いたデータセットの実験条件

	$S'$	$H_0'$ (m)	$T'$ (s)	$d_B'$ (m)	$1/d_B$	$\xi$	$d_B/\sigma$
Kamphuis (1991)	1/10	0.124	1.15	0.55	0.225	0.408	0.435
Sato et al. (1988)	1/20	0.061	1.18	0.40	0.153	0.298	0.437
Stive-Wind (1982)	1/40	0.159	1.79	0.70	0.227	0.140	0.314

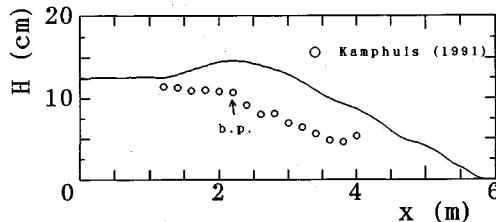


図-2 Kamphuis の実験結果と計算結果の比較

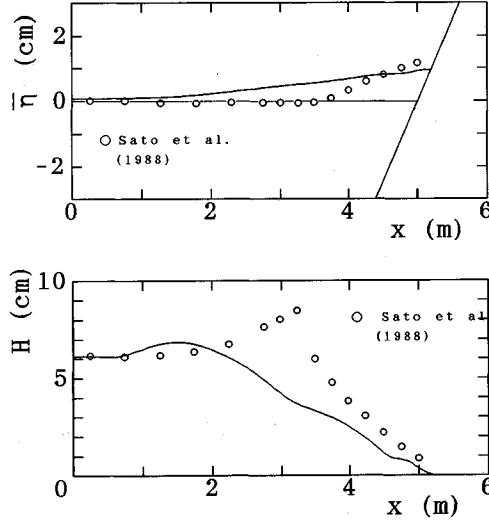


図-3 Sato らの実験結果と計算結果の比較

データセットを選び、本計算結果と比較することにした。第1はKamphuisが、平面水槽内で行った斜め入射波の波高変化のデータである<sup>11)</sup>。彼は初期勾配として1/10の一様斜面を砂で造成し、全部で28ケースの規則波・不規則波を用いた実験を行っている。ただし、波高変化のデータが公表されているのは不規則波を用いた1ケースのみで、この場合の一様水深部における入射角は30°である。この実験は移動床上のものであり、碎波点以前にも波高の減衰があるなど疑問もあるが、数少ない平面2次元の実験データであり、汀線付近の沿岸方向漂砂量に関する興味深い結果も報告されているので、ここで取り上げることにした。第2はSatoら<sup>12)</sup>が1/20の一様勾配斜面上で行った規則波の実験結果のうちのCase-6の結果である。第3はStive-Wind<sup>13)</sup>による室内実験結果のTest-1で、ここでは彼らが示した波形の包絡線をもとにKobayashiら<sup>14)</sup>が読みとった結果を採

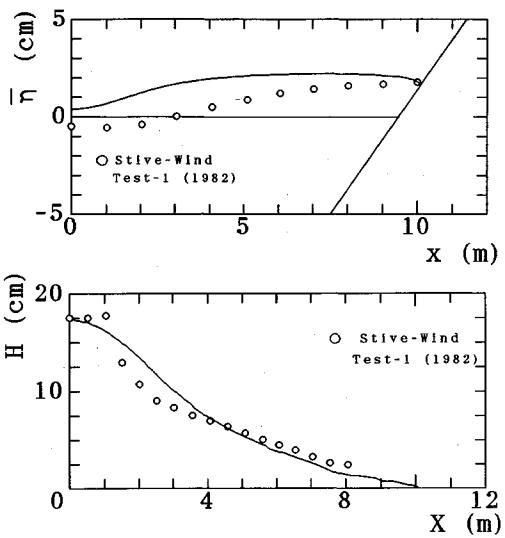


図-4 Stive-Wind の実験結果と計算結果の比較

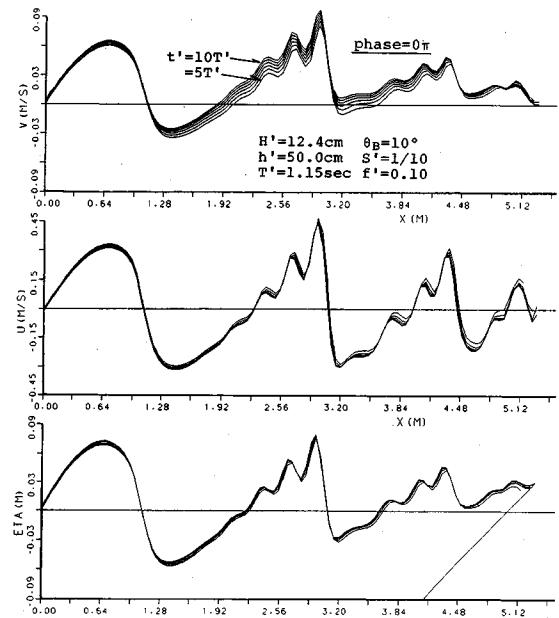
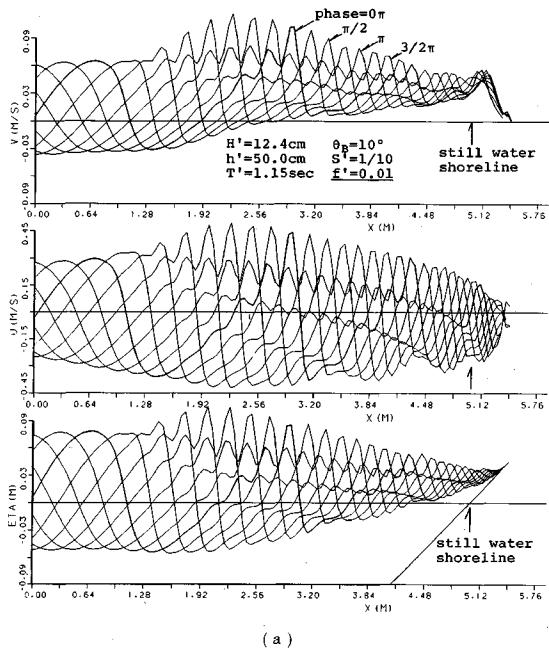


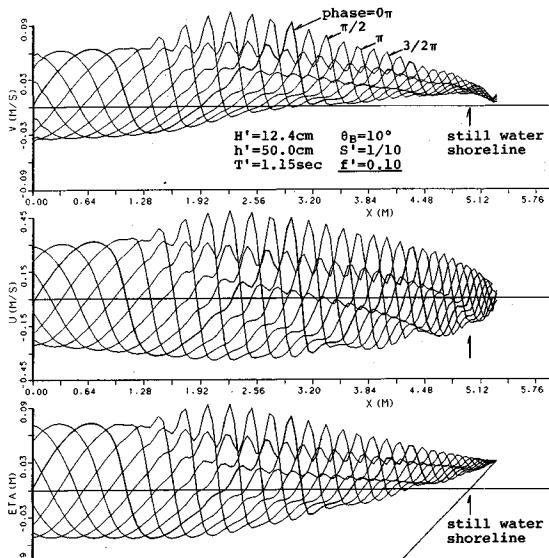
図-5 計算時間に伴う結果の変化

用した。Sato らおよび Stive-Wind の実験は直角入射条件で行われている。以上の3つの実験データの諸元と、比水深  $1/d_B$ 、surf similarity parameter  $\xi$  および水深・波長比  $d_B/\sigma$  を表-1に示す。

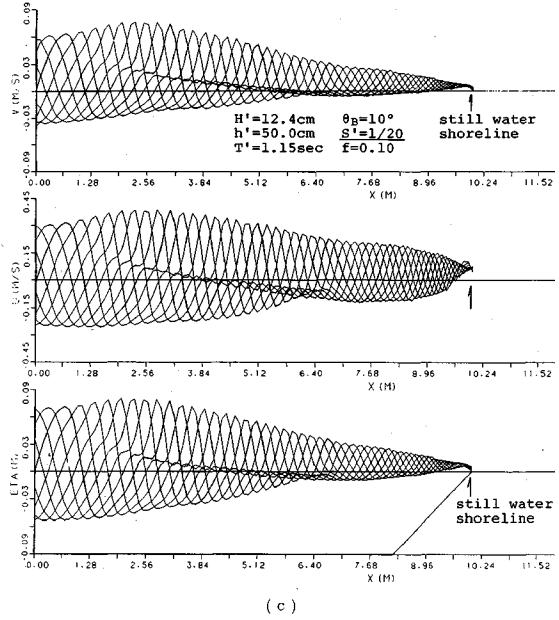
計算における摩擦係数  $f'$  の設定であるが、 $f'$  はもちろんそれぞれの実験で用いた斜面の材質、水理条件によって決まるものである。水口ら<sup>15)</sup>は、小型平面水槽内に4種類の異なる材質の底面を設置して沿岸流速を測定したところ、結果に与える底面粗度の差は有意ではなく、沿岸流速から逆算される  $f'$  として 0.032~0.052 の値を



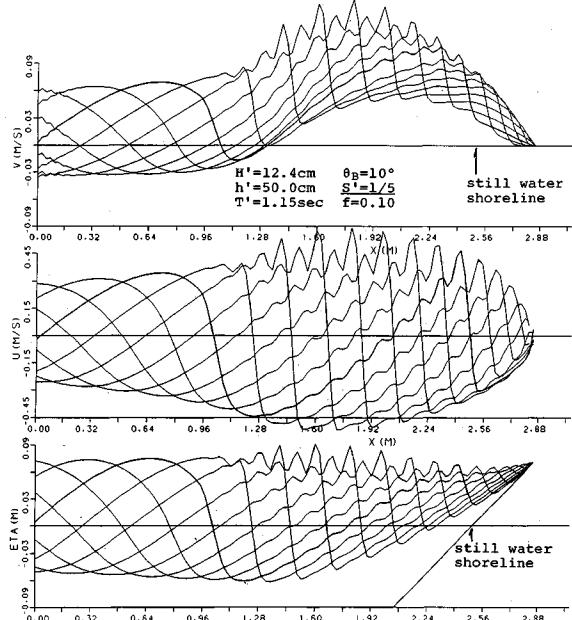
(a)



(b)



(c)



(d)

図-6 沿岸方向流速（上段），岸沖方向流速（中段），水位変動（下段）の空間波形

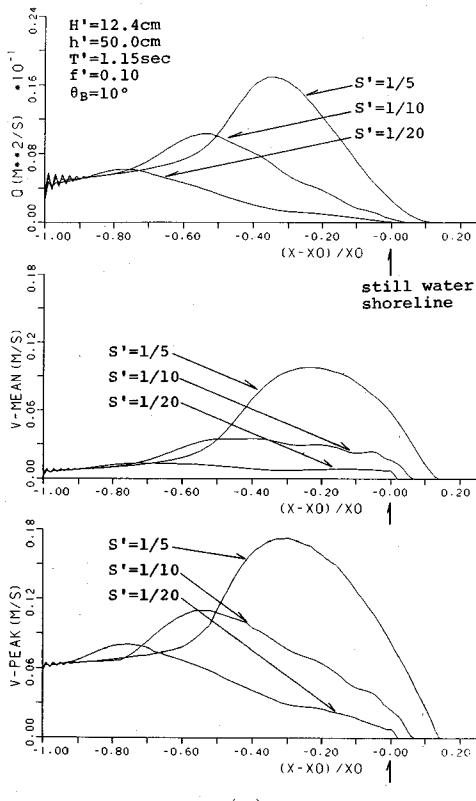
得た。本計算ではこれを考慮して各データセットに対して  $f'$  を変化させることはせず、0.05と一定として計算を行った。

図-2はKamphuisの不規則波を用いた実験結果との比較である。実験結果は原論文中で碎波点と示した点より冲側すでに波高が減少しており、計算結果よりかなり小さな値となった。Kamphuisの実験では移動床のために初期の一様勾配の状態より底面形状が変化していた

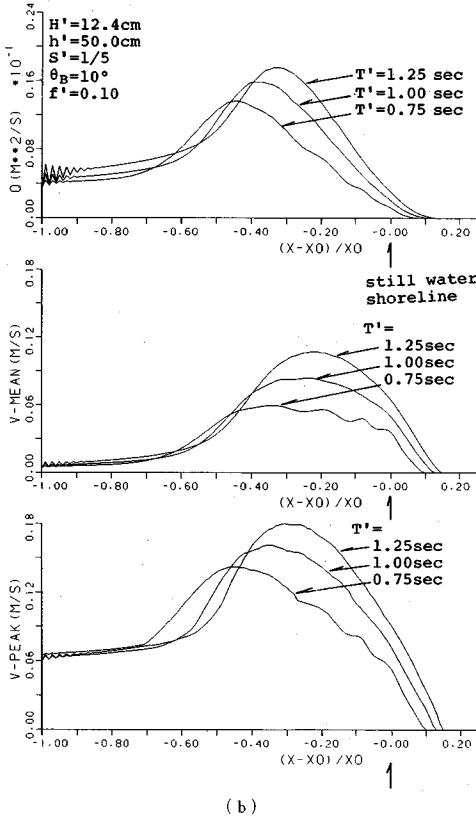
ことも予想される。

図-3はSatoらの実験結果との比較を示したもので、上段が平均水位、下段が波高変化に関するものである。計算結果は実験結果に見られるような波高の増大を示しておらず、碎波により波高減衰し始める点もかなり沖側にある。平均水位に関しては岸側端での最大値についてはほぼ一致している。

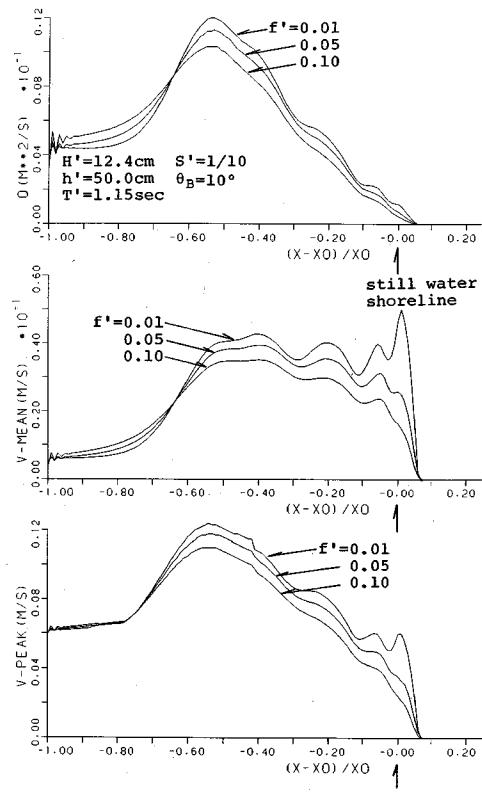
図-4はStive-Windの実験結果との比較を示したも



(a)



(b)



(c)

図-7 沿岸流速の極大値  $v_{\text{peak}}$  (下段), 平均値  $v_{\text{mean}}$  (中段), 沿岸流量  $Q$  (上段) の岸沖方向分布

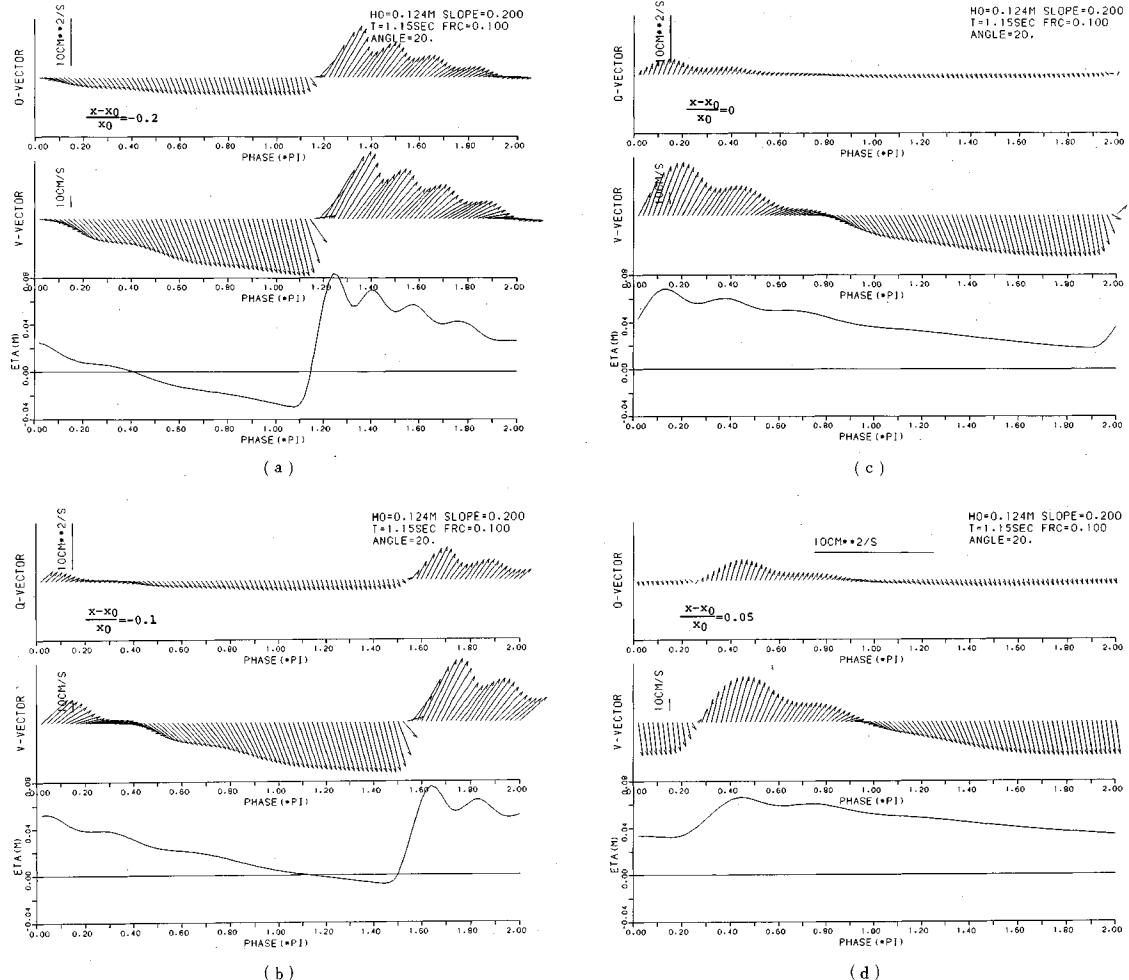
ので、波高変化および平均水位の大きさについて比較的良い一致を見ている。図-3に比べ図-4の一致が良いのは、Stive らの実験結果の再現が水深・波長比が小さい条件で行っていることに起因すると考えられる。非線形長波理論によって水深の大きい沖側から浅水変形・碎波減衰の全領域にわたってこれを厳密に表現する事はできず、静水圧近似の可能な範囲に適用が限定される。本研究は汀線付近の沿岸方向流れに注目したものであり、非線形長波理論の適用範囲を十分に踏まえた上で、汀線付近の流れ場を議論する必要がある。

## (2) 計算結果とその特性

数値計算の基礎式は無次元量で誘導したが、計算結果の表示は理解の容易さから次元量に戻して表示することにする。

まず、計算結果の沖側端での無反射性を検討した。図-5は入射開始から5周期～10周期目までの同一位相時の水位変動  $\eta'$ 、岸沖方向流速  $u'$  および沿岸方向流速  $v'$  の結果を示したものである。 $\eta'$  と  $u'$  については同一位相で時間的にほぼ変動の無い結果となるが、 $v'$  には沖側端での反射が少し見られる。

次に入力パラメータを系統的に変えた結果を示す。本

図-8 水位変動  $\eta'$ , 流速ベクトル  $v'$ , 流量フランクス  $Q'$  の時間変化

計算は、図-2に示した Kamphuis の実験条件に近い諸元で行った。すなわち、沖側端の水深  $d_b$  を 0.5 m とし、入射波は波高  $H' = 12.4$  cm, 周期  $T' = 1.15$  s, 入射角  $\theta_B = 10^\circ$ , 海底勾配  $S' = 1/10$  を基本条件とした。図-6 (a), (b) はその計算結果で海底摩擦係数  $f'$  をそれぞれ 0.01 と 0.10 としたものである。上段から順に沿岸方向流速  $v'$ , 岸沖方向流速  $u'$ , 水位変動  $\eta'$  の空間波形を示している。両図より、 $\eta'$ ,  $u'$  については摩擦係数による結果の差異がほとんど見られないのに対し、沿岸流速については特に汀線附近において差異が生じ、摩擦係数が小さいほど沿岸流速は大きくなることがわかる。

図-6 (c) や (d) は、図-6 (b) と同じ条件で海底勾配  $S'$  のみをそれぞれ  $1/20$  と  $1/5$  に変化させた結果である。ただし、横軸は勾配によって縮尺を変化させて表示している。式 (18) からわかるように、 $v'$  の方程式に斜面勾配  $S'$  は含まれず、変動水深  $h'$ 、岸沖流速  $u'$  の変化を通じて間接的に  $S'$  の効果が  $v'$  に関与す

る。図 (c) から勾配が緩くなると、汀線近くの  $v'$  の値が小さくなることがわかるが、これは斜面勾配が緩ければ、汀線到達時の波向角が  $0^\circ$  へより漸近するためである。一方、図 (d) のように勾配が急になると静水時汀線よりも陸側でも大きな沿岸流速が生じることがわかる。また、斜面勾配  $S' = 1/10$  の図 (a), (b) の結果にも見られるが、静水時汀線付近で沿岸流速  $v'$  は波の谷位相においても正の値を示し、この性質は斜面勾配が大きい図 (d) の結果ではその領域が広がり特に顕著となる。すなわち遇上波の up rush 時のみならず down rush 時を通じても水粒子塊は沿岸方向の一方向に運ばれる。

次に計算された沿岸流速  $v'$  の特性を調べるために、時間変動する  $v'$  の極大値  $v_{peak}$ 、 $v'$  の平均値  $v_{mean}$  および次式で定義される単位奥行き当たりの沿岸流の流量  $Q$  の岸沖方向分布を調べた。

$$Q = \frac{1}{T} \int_0^T h' v' dt' \dots \dots \dots (26)$$

図-7 (a) は、斜面勾配  $S'$  をパラメターとした結果で、横軸は静水時の計算対象海浜幅  $x_0 = d_b/S'$  で無次元化している。図より、斜面勾配が大きくなるとすべての沿岸流速の特性量は大きくなり、その極大値は初期汀線に近づくことがわかる。また無次元遡上距離も大きくなる。図-7 (b) は周期  $T'$  をパラメターとした結果で、周期が長いほど沿岸流速の特性量が増加し、その極大値は初期汀線に近づくことがわかる。以上の特性は、斜面上の碎波形式や碎波後の波高減衰の違いに依拠していると考えられる。図-7 (c) は摩擦係数  $f'$  をパラメターとした結果である。 $f'$  が大きいほど  $v'$  の特性量は減少することは当然であるが、その減少量は後述する既往の公式から予測される値に比べて小さい。

なお、入射角  $\theta_B$  については  $v'$  を無次元化した式(12)に微小パラメター  $\epsilon$  が用いられていることからわかるように、 $\sin \theta_B$  に比例して上記の特性量は増減する。

Longuet-Higgins (1970)<sup>16)</sup> の沿岸流速の理論解は水平拡散項を考慮しなければ次式で与えられる。

$$V' = 1.57 \sqrt{gh_b} S' \sin \alpha_{br} / f' \quad \dots \dots \dots \quad (27)$$

これより、沿岸流速  $V'$  は碎波水深  $h_{br}'$  の  $1/2$  乗、斜面勾配  $S'$ 、碎波時の波の入射角  $\sin \alpha_{br}$  に比例し、摩擦係数  $f'$  に反比例することがわかる。上式を基に図-7 に示した結果を検討すると、 $v'$  は斜面勾配の増加にほぼ比例して増加するが、 $f'$  の  $-1$  乗に比例するような急激な減少は示さない。また、 $v'$  の絶対値自身も水平拡散項を無視した Longuet-Higgins の解の  $1/5 \sim 1/10$  程度となる。

図-8 は初期汀線からの距離  $(x-x_0)/x_0$  の点における水位変動  $\eta'$  (下段)、流速ベクトル  $v'$  (中段) および単位幅当たりの流量フラックス  $Q'$  (上段) の時間波形を示したものである。計算条件は結果の特性を明示するため、斜面勾配  $S'=1/5$ 、波の入射角  $\theta_B=20^\circ$  とし、他の諸元はこれまでと同じとした。図の (a) は初期汀線から計算対象領域の長さ  $x_0$  の 20% 沖側地点での結果で、(b), (c) の順に岸側となり、(d) は初期汀線より  $0.05 x_0$  だけ岸側の結果である。これらの図の中段の  $v'$  の結果を見ると、峰位相では波は汀線に角度を持って遡上するが、谷位相では沿岸方向成分は小さくほぼ汀線に直角下方に流下することがわかる。遡上時には水深  $h'$  が大きく、流下時には  $h'$  が小さくなるため、上段に示した流量  $Q'$  の結果では、遡上時と流下時で方向のみならず  $Q'$  の絶対値も差が大きくなる。この性質は岸側の地点に行くほど顕著で、(d) の結果においては流下時には微少な  $Q'$  の値しか得られないことがわかる(図 (d) では  $Q'$  の表示スケールを変えて示している)。

漂砂を考える場合、掃流状態であれば流速ベクトル  $v'$  が、浮遊状態であれば流量フラックス  $Q'$  が底質移動

の基本的外力となろう。以上の遡上域の流れの性質は、波打ち帯のジグザグ漂砂を記述する上での基礎的知見となると考えられる。

## 5. 結 語

本研究はこれまでほとんど研究がなされなかった斜め遡上波による平面 2 次元流体場を、Ryrie の方法に従って岸冲方向と沿岸方向の独立な方程式系に分離し、これを準 1 次元的に計算することにより波打ち帯における流れの特性を考察したものである。

その結果、沿岸方向流れは静水時汀線より沖側でも有意な大きさを持ち、斜面勾配、入射波周期の増大とともに沿岸流速の特性量は増大することがわかった。

平面的な遡上波の流速ベクトルおよび流量フラックスを調べたところ、遡上時には波は汀線に斜めに進行するが、流下時には重力の作用により、斜面にそって直角に降下する傾向が明らかになった。流下時には水深が小さくなることから、流量フラックスは方向のみならず絶対値も遡上時と流下時で大きく異なる結果となった。これらの性質は波打ち帯でのジグザグ漂砂を記述する上でも重要と考えられる。

本研究では遡上端を自由境界として解析するために非線形長波理論を用いたが、この理論は水深・波長比が十分小さい領域が適用範囲であり、碎波帶内で発達する沿岸流を精度良く表現するには、冲浜帯・碎波帯を通じて適用できる波動理論を開発する必要がある。また実現象では碎波あるいは先行の遡上波の引き波との干渉の結果生じる乱れによる減衰が生起する。波動モデルの高精度化は今後の課題である。さらに平面水槽で波打ち帯の水粒子速度の測定実験を行い、数値計算結果と併せて平面 2 次元の遡上波の特性を実験的にも明らかにする必要がある。

## 参 考 文 献

- 1) Bodge, K.R. and R.G. Dean : Short-term impoundment of longshore transport. Proc. of Coastal Sediment '87, pp.468~483, 1987.
- 2) Kamphuis, J.W. : Alongshore sediment transport rate distribution, Proc. of Coastal Sediment '91, pp.170~183, 1991.
- 3) 宇多高明・山本幸次・河野茂樹：沿岸漂砂による 3 次元海浜地形変化の予測法、海岸工学論文集、第 38 卷、pp.386~390, 1991.
- 4) 佐藤慎司・M. Kabiling : Boussinesq 方程式を用いた波浪・海浜流・海浜変形の数値計算、海岸工学論文集、第 40 卷 (1), pp. 386~390, 1993.
- 5) de Vriend H.J. and J.A. Ribberink : A quasi-3 D mathematical model of coastal morphology, Proc. of 21 st Inter. Conf. of Coastal Engrg., pp.1689~1703, 1989.
- 6) Karambas, Th. V. and C. Koutitas : A breaking wave

- propagation model based on the Boussinesq equations, Coastal Engrg., Vol.18, pp.1~19, 1992.
- 7) Hibberd, S. and Peregrine, D.H. : Surf and run-up on a beach; A uniform bore, J. of Fluid Mech., Vol.95, pp.323 ~345, 1979.
  - 8) Kobayashi, N., A.K. Otta and I. Roy : Wave reflection and run-up on rough slopes, J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE, Vol.113, No.3, pp.282~298, 1987.
  - 9) Ryrie, S.C. : Longshore motion generated on beaches by obliquely incident bores, J. Fluid Mech., Vol.129, pp.193 ~212, 1983.
  - 10) 浅野敏之・中野武：斜め週上波の数値解析，海岸工学論文集，第39卷，pp.26~30, 1992.
  - 11) Kamphuis, J.W.: Wave transformation, Coastal Engineering, Vol.15, pp.173~184, 1991.
  - 12) Sato, S., M. Fukuhama and K. Horikawa : Measurements of near-bottom velocities in random waves on a constant slope, Coastal Engrg., in Japan, Vol.31, No.2, pp.219~229, 1988.
  - 13) Stive, M.J. F. and H.G. Wind : A study of radiation stress and set-up in the nearshore region, Coastal Engrg., Vol.6, pp.1~25, 1982.
  - 14) Kobayashi, N., G.S. DeSilva and K.D. Watson : Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes, J. of Geophysical Res., Vol.94, No.C1, pp.951~966, 1989.
  - 15) 水口 優・小林敬一・奥山勝人・森田靖則：沿岸流における粗度の効果に関する実験，中央大学理工学部紀要，第22巻，pp.205~219, 1979.
  - 16) Longuet-Higgins, M. S. : Longshore current generated by obliquely incident sea waves, J. Geophys. Res., Vol.75, pp.6778~6801, 1970.

(1994.2.7 受付)

## LONGSHORE FLOWS IN SWASH ZONE DUE TO OBLIQUELY INCIDENT WAVES

Toshiyuki ASANO

A numerical model is developed to predict the flow characteristics in a swash zone for obliquely incident wave trains. The two-dimensional shallow water equations are de-coupled into independent equations each for on-off shore motion and for longshore motion. A front of swash wave train is treated as a moving boundary to predict the motion for landward region of the still water shoreline. The results show non-vanishing longshore velocities and volume flux at the still water shoreline. These quantities are found to increase with the beach slope and incident wave period. The two-dimensional uprush and downrush motion near the front are found to be skew symmetric both in direction and in magnitude which may cause zig-zag longshore sediment transport inherent in swash zone.