

波打ち帯底面せん断力に関する基礎的研究

伊 東 啓 勝*・服 部 昌 太 郎**

1. はじめに

海浜上の遡上波運動により wetted bed と dry bed とが交互に出現し, sheet flow 形式の底質輸送が卓越する波打ち帯での底面せん断力特性は, 小川・首藤 (1982) と真野・加藤 (1986) の研究があるが, 海浜面が常に水面下にある場合に比べて十分に解明されていない。

遡上波が dry bed に進入すると海浜面上に境界層が急速に発達するため, 波打ち帯沖側の海浜面に較べて大きな底面せん断力が発生する。海浜変形モデルが波打ち帯地形変動を良好に予測できない原因として, この様な底面せん断力の発生機構と碎波効果がモデルに組み込まれていないためと考えられる。本研究はこの問題を解決するため, 波打ち帯底面せん断力特性の基礎的知見を取得することを目的として行った。

遡上波がもたらす波打ち帯の底面せん断力の基本的特性を解明するため, (1) 非碎波 (重複波): Carrier・Greenspan (1958) [C-G 解] の理論との比較と (2) 碎波: 波面崩壊の影響とに着目して, 1/3 勾配の急斜面に対する波動水槽実験を行った。

2. 実験装置と測定方法

実験は, 両面ガラス張り二次元波動水槽 (13 m×0.3 m×0.6 m) 内に, 1/3 勾配滑斜面 (20 mm 厚塩化ビニール板) を設置し, 規則波を入射させて行った (図-1)。

斜面中心線上にせん断力計 (定格容量 2 gf, 三計エンジ

ニヤリング製) と遡上計を, またせん断力計と同一断面に波高計④を設置し, せん断力 τ_b と水面変動 η の同時計測を, $-25 \text{ cm} < x < 25 \text{ cm}$ (x : 静水汀線から岸向きを正とする水平距離) の区間で行った。

斜面法先の一様水深部 ($h=0.28 \text{ m}$) に設置した分圧式波高計アレー (①~③) の水面変動記録に, SLSM 法 (水口, 1991) により入射波分離を行い, 入射波諸量を算定した。

遡上波内部の断面平均流速を算定するため, 波打ち帯の水面変動をデジタルビデオ (シャッター速度 1/6000 s, 30 コマ/s) で撮影した。水面の静止画像を時間間隔 $\Delta t=1/30 \text{ s}$ と空間格子間隔 $\Delta x=0.5 \text{ cm}$ で測読した水面形状の時空間変動データから, 一次元化した非線形長波の連続式 (1) により, 遡上波内部の断面平均流速 U を算定した (内田・服部, 1998)。

$$U(x, t) = \frac{1}{h(x, t)} \frac{\partial}{\partial t} \int_x^L h(x, t) dx \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで, $h(x, t)$ は水深, $L(t)$ は地点 x から遡上波先端までの距離である。

表-1 に, 実験条件を示す。

表-1 実験条件

実験	H_i (cm)	T (s)	H_i/L	ξ^{**}	備考
1	1.3	1.25	0.007	4.0	非碎波 (C-G 解)
2	2.0	1.25	0.011	3.2	C-G 解適用限界
3	3.0	1.25	0.016	2.6	碎波

$$^{**} \xi = \tan \alpha / (H_i/L)^{1/2}$$

3. 非碎波 (実験 1 : 重複波) の実験結果と考察

波打ち帯波動場と底面せん断力 τ_b の基本的な変動特性を, C-G 解との比較により解明するとともに, 実験精度の確認を行う。

遡上波の最大打下げ (rundown) 時を基準として, 時間間隔 $\Delta t = T/10$ ごとの, 打上げ時と打下げ時の水面形状の実験結果 (実線) と C-G 解 (点線) との比較を図-2 に示す。実験結果には表面張力と粘性の効果により, 遡上波先端部の水面形状に C-G 解と若干の差が, またほぼ直線状である C-G 解の水面形状に対して, 測定形状には僅

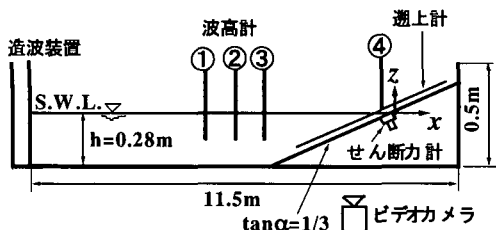


図-1 実験装置の配置概略図

* 正会員 工修 (株)エコー 環境水理部
** 正会員 工博 (株)エコー 顧問 中央大学名誉教授

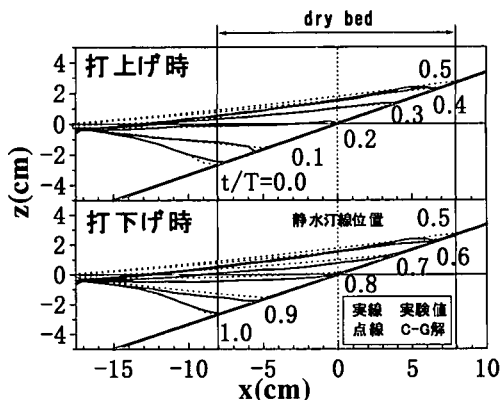


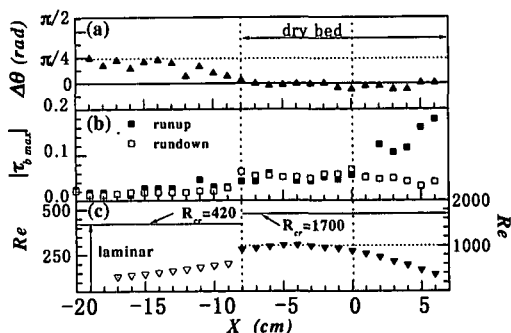
図-2 非砕波時 (実験 1) の水面形状変化

かな曲率が認められる。しかし、全体的に両者は良好な一致を示している。以上の結果から、水面形状画像処理が適切になされていると言える。

図-3は、海浜面が常に水面下にある波打ち帯沖側 $x^*=1.2$ ($x^*=x/R_D$, R_D : 静水汀線から rundown 位置までの水平距離) と, dry bed が出現する静水汀線 $x^*=0$ の, 断面平均流速 U (Δ 印), 水面 η ($\square$ 印) および底面せん断力 τ_b ($\bullet$ 印) の時間変化を示したもので, 図中の実線は U と η の C-G 解を示す。

$x^*=1.2$ での η と U は, 斜面上の重複波に対応してほぼ正弦的に変動し, 実験と C-G 解は良好に一致する。また底面せん断力 τ_b には, 振動流境界層の特徴である流速 U に対する先走り現象が認められる。

$x^*=0$ では, 打上げ時での η と U の測定結果と C-G 解とは良好な一致を示すが, 打下げ時には流下水流が薄層流となり, ビデオ画像の水面測定誤差と式 (1) の遡上波先端位置 L の確定精度の低下により, 断面平均流速 U が C-G 解より若干過大に評価されている。しかし, 1 周期間にわたって両者の一致は比較的良好で, 実験結果の妥当性が確認される。図-3 には, dry bed 域での遡上波先端到達と同時に断面平均流速 U が最大となり, 最大の

図-4 $\Delta\theta$, $|\tau_{b\max}|$, Re の岸沖変化 (実験 1)

底面せん断力が瞬間的に発生する, 興味深い結果がえられている。

図-4(a), (b), (c) に, 最大せん断力 $\tau_{b\max}$ と最大流速 $U_{\max}$ 間の位相差 $\Delta\theta$, $|\tau_{b\max}|$ および境界層レイノルズ数 $Re (= U_{\max}\delta/\nu$, ν : 動粘性係数) の岸沖変化を示す。波打ち帯沖側の境界層厚 δ は Stokes layer 厚 $\delta_s = (\nu T/\pi)^{1/2}$, 波打ち帯には Rayleigh 問題の $\delta_R = 4(\nu t)^{1/2}$ を採用した。ここで, T は入射波周期, t は最大遡上時までの経過時間である。

図-4(c) に見られるように, 波打ち帯外と帯内での Re 数が限界 Reynolds 数 $Re \approx 450$ (波動場の摩擦係数 Jonsson, 1966, から推定) と $Re \approx 1700$ (Schlichting, 1968) より小さく, 本実験での底面境界層は層流境界層であることが確認される。波打ち帯沖側から dry bed 発生地点に向けて, τ_b と U 間の位相差 $\Delta\theta$ は $\pi/4$ から 0 に減少する [図-4(a)]。dry bed 上に発生する打上げ時の最大底面せん断力は, 遡上波モードの遷移をもたらす bore collapse が発生する (内田・服部, 1998) wave setup を考慮した平均汀線付近から岸側に向けて増大している [図-4(b)]。このことは, 打上げ流の流速と水深の低下により流れ場が層流となるため, 摩擦係数が増加することを示唆している (後出図-12)。平均汀線岸側を除いて, 最大せん断力は打上げと打下げに関係なく, ほぼ同程度

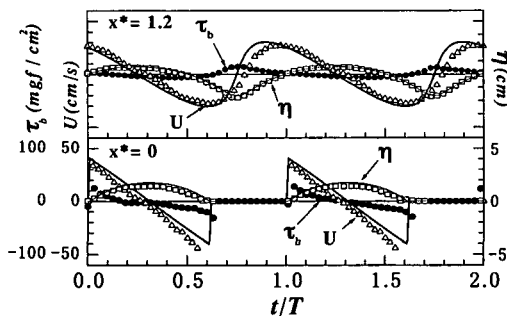
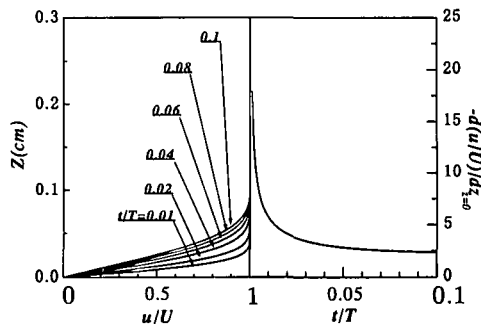
図-3 U , τ_b , η の時間変化 (実験 1)

図-5 境界層内流速と速度勾配

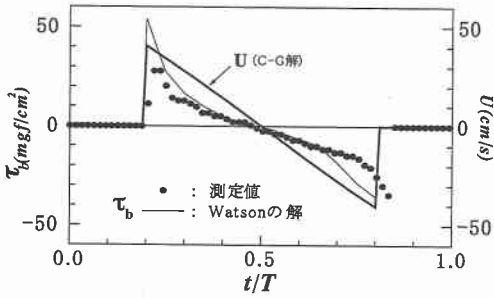
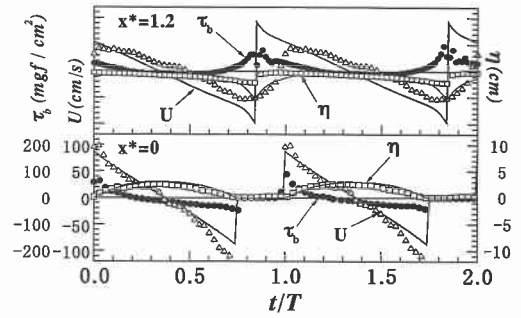


図-6 底面せん断力の測定結果と計算結果

図-8 碎波時の η , U , τ_b の時間変化 (実験 3)

の値をとる。

Carrier・Greenspan (1958) の理論は完全流体を前提としている。そこで、C-G 解による算定流速 U を境界層外縁流速として、Watson (1959) の非定常層流境界層の時間発展算定法を用いて、dry bed 域の境界層流速 u と底面せん断力 $\tau_b = \mu(du/dz)_{z=0}$ (μ : 粘性係数) を算定した。

図-5 は、静水汀線 ($x^*=0$) での境界層内の流速分布と底面 ($z=0$) での速度勾配、また図-6 は τ_b の測定値 (●印) と計算値 (細実線) とを比較したものである。

遡上波先端到達直後は底面境界層厚が非常に薄く、底面せん断力が極めて大きくなることから、せん断力計は τ_b の急激な変動に追従しえない。dry bed が出現する直前の引き波時 $0.7 < t/T < 0.8$ に見られる、測定結果と計算とに差が生ずる原因に対して、さまざまな検討を行ったが現段階では解明されていない。

4. 碎波時 (実験 3) の実験結果と考察

写真-1 は入射波の碎波状況を示す連続写真で、 $x^*=1.1$ (白抜き破線) で同時測定をした底面圧力変動が画像内に示されている。斜面勾配が急であるため、入射波の碎波形式は巻き寄せ波碎波で、先行波の打下げ流れにより入射波の先端が巻き込んでいる (写真-1c)。ビデオ画像から読み取った巻き込み先端形状を図-7 に、時間間

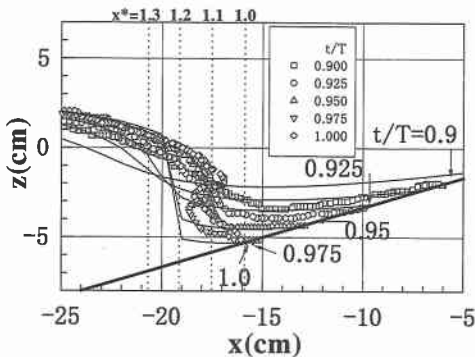


図-7 波面の崩壊変形

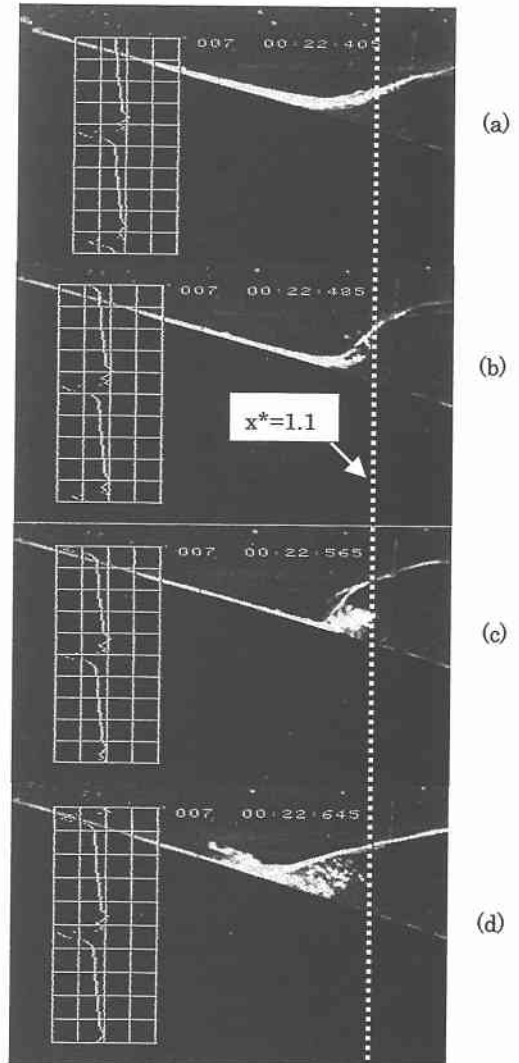


写真-1 入射波の碎波状況 (実験 3)

隔 $\Delta t/T = 0.025$ で示す。図中の実線は C-G 解である。

$x^*=1.2$ と $x^*=0$ での η (□), U (△) と τ_b (●) の時間変動を図-8 に示す。参考として C-G 解を実線で示す。

rundown 近傍の $x^*=1.2$ では、空気泡を巻き込んだ波面(図-7と写真-1c)により、波高計の水面変動出力精度が低下している。 η と U の測定値は、適用限界外であるためC-G解と一致しない。また τ_b には、砕波波面の打ち込みと空気連行がもたらす変動が発生している。このような状況下では、急速な水面の低下と上昇に加え、砕波の効果により水底圧力が静水圧則から外れるだけでなく、水面勾配の影響が底面せん断力に現われる。この効果を調べるため、水底圧力と水面の同時測定実験を行った。

図-9は、 $x^*=1.1$ での静水面を基準とした水底圧力水頭 H_{pb} と水面 η の変化で、図中には、写真-1(a~d)の撮影時が示されている。打下げ時($t=20.0\text{ s}\sim 20.6\text{ s}$)では打下げ水流速度の効果により、水底圧力(p_b)は若干静水圧則を下回るが、水面に追従して低下する。入射波面の曲率により p_b は静水圧を上回る(写真-1a~b)。 p_b は波面崩壊と同時に急激に降下した後、波面の打ち込みで急上昇し(写真-1b~c)、砕波直背後の渦によって(写真-1d)変動する。このような底面圧力変化に対応して、図-8に見られる底面せん断力の変動が誘起されている。

$x^*=1.3$ の実験結果(図-10)には、打下げ時には水底

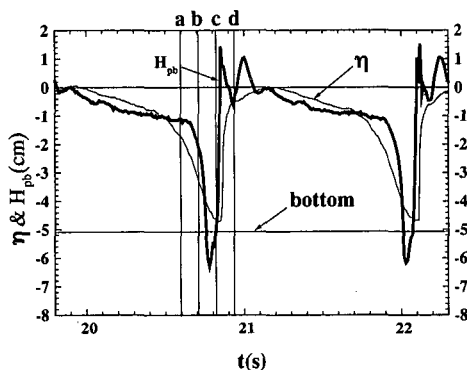


図-9 水底圧力と水面変動 ($x^*=1.1$)

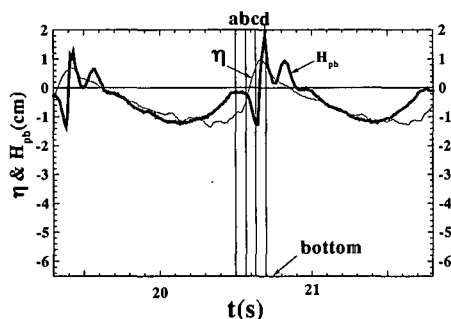


図-10 水底圧力と水面変動 ($x^*=1.3$)

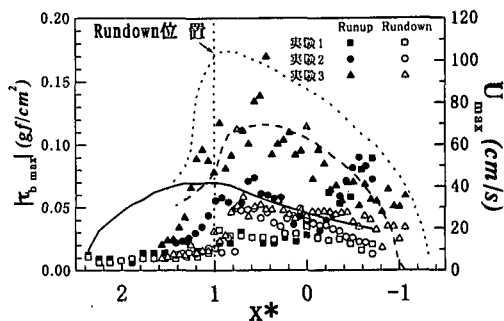


図-11 $|\tau_{bmax}|$ の空間変化

圧力は静水圧則に従い、底面せん断力に及ぼす砕波の効果は、図-9に較べて僅かであることが認められる。

せん断力に直接影響をもたらす砕波の効果は、rundown 近傍の領域に限られることが明らかにされた。

$x^*=0$ では、 η と U はともにC-G解と比較的良好な一致を示す。また、砕波による η と p_b の変動は $x^*=1.1$ に較べて小さく、この結果 τ_b も非砕波の場合(図-3と6)と同様な変動挙動を示す。このように砕波効果がrundown 近傍に限定される原因として、砕波形式が巻き寄せ波砕波で砕波に伴う乱れが弱く、また遡上波の流れ場が層流であることが考えられる。

以上の事を確認するため、最大底面せん断力の絶対値 $|\tau_{bmax}|$ の岸沖方向変化を、打上げ時と打下げ時に分けて図-11に示す。図中の実、破、点線は最大流速 U_{max} 変化を示す。実験結果にばらつきが見られるが、入射波が非砕波から砕波へと移行するに従い、打上げ流速とともに $|\tau_{bmax}|$ も増大し、その最大値が $x^*\approx 0.6$ 付近で発生している。特に、入射波条件が砕波限界(実験2)と砕波(実験3)では、 U_{max} が最大となる地点とほぼ一致している。遡上波のdry bedへの打上げと共に、 U_{max} と $|\tau_{bmax}|$ は低減するが、bore collapseが発生する平均汀線 $x^*\approx -0.2$ から最大遡上点に向けて $|\tau_{bmax}|$ は再び増大する。この現象は、非砕波時にのみに認められる。これまで底面せん断力におよぼす砕波の効果は、rundown 地点付近に限定されることを指摘してきたが、平均汀線岸側のdry bed上を遡上する段波が、turbulent boreであることを示唆している。

打下げ時には、打下げ流速がrundown 地点に向けて増大するため、 $|\tau_{bmax}|$ は $x^*\approx 0.8$ 付近まで緩やかに増加し、rundown 地点沖側で減少している。

5. 摩擦係数による底面せん断力の評価

海浜地形変化モデルでは、底面せん断力を算定流速と底面摩擦係数とから計算する。しかし、波打ち帯域での摩擦係数に対する確度の高い知見が少ないことを考え、

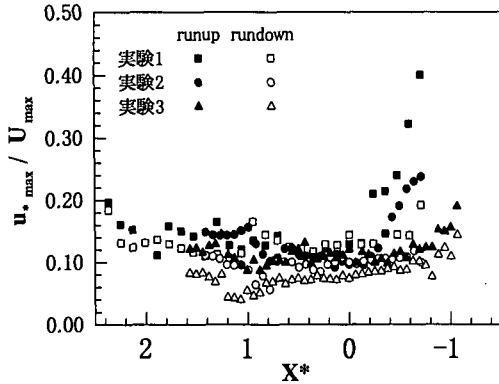
図-12 $u_{*max}/U_{max} [= (f/2)^{1/2}]$ の岸沖方向変化

図-11の実験結果から $u_{*max}/U_{max} [= (f/2)^{1/2}]$ [u_{*max} : 最大せん断速度, f : 摩擦係数] と x^* との関係を図-12に示す。いずれの実験も、打上げ時(黒塗り記号)の u_{*max}/U_{max} が打下げ時(白抜き記号)に較べて大きく、また非碎波条件では $-0.2 > x^*$ で増加する。入射波条件が非碎波から碎波へ移行するにしたがって、 u_{*max}/U_{max} すなわち底面摩擦係数が低下する。このことは、本実験での流れ場が層流であることが原因である。

本実験での底面摩擦係数 f は $0.0016 < f < 0.010$ であり、滑平面の摩擦係数としては妥当な値と言える。

6. 結 論

入射波が $1/3$ 斜面上で重複波(非碎波)と碎波である条件に対して実験を行い、波打ち帯での底面せん断力特性を検討した。非碎波遡上波動場は Carrier・Greenspan (1958) の理論と、また底面せん断力を Watson (1959) の非定常層流境界層計算と比較し、その結果に基づき碎波下の底面せん断力特性の解明を行った。

以下に、本研究からえられた主要な事柄を記す。

- (1) 斜面上に重複波が形成する非碎波条件では、遡上波先端近傍以外の水面形状と内部断面平均流速は、Carrier・Greenspan (1958) の理論と、また底面せん断力測定結果は、Watson (1959) の非定常層流境界層計算結果と良好な一致を示す。
- (2) 波打ち帯沖側の海底面が常に水面下にある地点での底面せん断力と流速間には $\pi/4$ の位相差、せん断力の先走り、が認められ、rundown 地点に向けて減少する。dry bed 上では遡上波先端通過と同時に最大せん断力が発生し、遡上波通過後急速に減少する。
- (3) 斜面上で入射波が碎波する状況下での、rundown 付近を除く dry bed 域の波打ち帯遡上波特性には碎波の影響が認められず、Carrier・Greenspan の

理論と一致する。この波動場特性を反映して、底面せん断力は非碎波時とほぼ同様の変動挙動を示す。

- (4) rundown 付近 $0.6 < x^* < 1.2$ の水面の急激な変動、および碎波の巻き込みと打ち込みによる底面圧力変動の効果、すなわち内部圧力場が静水圧則から外れるため、底面せん断力に顕著な変動が誘起される。
- (5) 遡上波の打上げ位相での底面せん断力は打下げ位相より大きく、特に非碎波条件では bore collapse が発生する平均汀線から岸側 ($-0.2 > x^*$) では、せん断力は増大する。打下げ位相では流下流速が増加することにより、せん断力も沖方向に漸増する。
- (6) 底面せん断力の算定に採用する摩擦係数は、入射波条件が非碎波から碎波へと移行すると共に若干低減する。また非碎波時では、遡上波の打上げと打下げに殆ど関係せず $f = 0.0016 \sim 0.010$ 程度である。碎波時では打上げ時の摩擦係数が打下げ時より若干大きく、波打ち帯全域にわたってほとんど変化しない。

本実験では、波打ち帯の底面せん断力の基礎的情報を取得するため、海浜地形として勾配 $1/3$ の急斜面を採用した。この結果の碎波形式は巻き寄せ碎波であり、遡上波にともなう流れ場が層流場となる、極めて特殊な条件下の実験である。今後、崩れ碎波と巻き碎波に対する、より一般性の高い実験によって、波打ち帯底面せん断力の研究を進める必要がある。

参 考 文 献

- 内田一裕・服部昌太郎 (1998): 波打ち帯波動場と底面せん断力特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 171-175.
- 小川由信・首藤伸夫 (1981): 波打ち帯の水理特性について, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 212-216.
- 真野 明・加藤聡也 (1987): 段波の陸上遡上時の摩擦特性, 第 34 回海岸工学講演会講演集, pp. 16-20.
- 水口 優 (1991): 浅海域における入・反射波の分離手法について, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 31-35.
- Carrier, G. F. and H. P. Greenspan (1958): Water waves of finite amplitude on a sloping beach, J. Fluid Mech., Vol. 4, pp. 97-109.
- Jonsson, I. G. (1966): Wave boundary layer and friction factors, Proc. 10th ICCE, pp. 127-148.
- Schlichting, H. (1968): Boundary-Layer Theory, 6th edition, McGraw-Hill, 747 p.
- Watson, J. (1959): The two dimensional laminar flow near the stagnation point of a cylinder which has an arbitrary transverse motion, Quart. J. Mech. Appl. Math., 12, pp. 175-190.