

中央大学大学院 学生員 伊東啓勝
中央大学理工学部 正会員 服部昌太郎

1. はじめに 波打ち帯での底面せん断力の特性と碎波の影響を評価する目標で基礎的な知見を得るために非碎波条件、滑面斜面上の重複波に対して実験を行った。波打ち帯での水面変動記録から断面平均流速を算定し、測定データの妥当性を Carrier・Greenspan の解との比較で検討する。

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内 (13m×0.3m×0.6m) に一様勾配 1/3 の不透過斜面 (塩化ビニル板) を設置し規則波を入射させて行った。実験条件を(表・1)に示す。波打ち帯の水面変動はデジタルビデオカメラ (30 コマ /s、シャッター速度 1/6000s) の再反射の影響を受けない安定した連続5波に対して静止画像を時間格子間隔 1/30 s、空間格子間隔 0.5cm で読み取った。せん断力計、波高計、流速計と同一断面上に設置し、1cm 間隔ごとに静水汀線沖側 x=20cm から岸側 x=5cm まで測定した。

Hi(cm)	T(s)	H/L	tan α
1.3	1.25	0.0071	1/3

表・1 実験条件

3. 一様斜面上の有限振幅波理論

Carrier・Greenspan(1958)は一様勾配斜面上の有限振幅波理論の解を完全重複波の解(1)~(3) (以下、C・G 解とする) を導いた。

$$\eta = AJ_0\left(\frac{\omega\sigma}{2m}\right)\sin\left(\frac{\omega\lambda}{2m}\right) - \frac{8g}{\sigma^2}A^2J_1^2\left(\frac{\omega\sigma}{2m}\right)\cos\left(\frac{\omega\lambda}{2m}\right) \quad (1)$$

$$u = \frac{4g}{\sigma}AJ_1\left(\frac{\omega\sigma}{2m}\right)\cos\left(\frac{\omega\lambda}{2m}\right) \quad (2)$$

$$x = \frac{\sigma^2}{16m} - \frac{g}{m}AJ_0\left(\frac{\omega\sigma}{2m}\right)\sin\left(\frac{\omega\lambda}{2m}\right) + \frac{8g^2}{m\sigma^2}A^2J_1^2\left(\frac{\omega\sigma}{2m}\right)\cos^2\left(\frac{\omega\lambda}{2m}\right) \quad (3)$$

(η : 水面形, u : 流速, x : 距離, J_0 : 0 次のベッセル関数, g : 重力加速度, $m = s \cdot g$: s は斜面勾配, $A = (A_c/K_s) \cdot (2\pi/s)^{0.5}$: A_c は接点点での振幅, K_s は浅水係数)

図-1 に入射波周期の 1/10 周期毎の水面形 η (t) (実線) と C・G 解による水面形状(点線)を示す。C・G 解による水面形がほぼ直線的に変化するのに対し、測定された水面形は大きな曲率を持っている。

キーワード: 非碎波 波打ち帯 底面せん断力

連絡先: 〒112-8851 東京都文京区春日 1-13-27

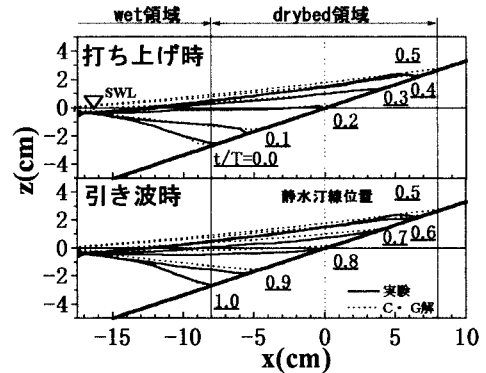


図-1 遡上波の水面波形

4. 断面平均流速の算定方法 斜面遡上波の内部流速は、電磁流速計等による流速測定が困難である。そこで本研究では水面変動の静止画像記録を用いて連続式(4)から断面平均流速 U を算定した。(U : 断面平均流速 h : 全水深 L : 波先端位置)

5. 流速とせん断力の変動挙動 図-2 に断面平均流速

$$U(x, t) = \frac{1}{h(x)} \frac{\partial}{\partial t} \int_x^L h(x) dx \quad (4)$$

U (実線; C・G 解, ▲印; (4)式) とせん断力計による底面せん断力の測定値 τ_b (○印) の断面毎の時間変化を水面変動 η の(点線; C・G 解, □印; 波高計, ■印; 画像) ゼロアップクロスを基準にして示す。

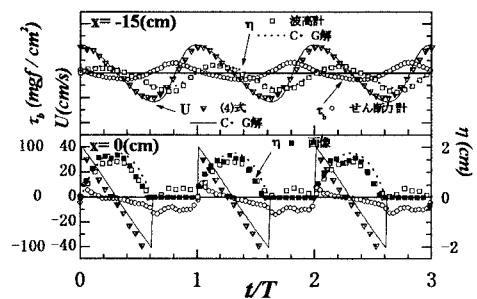


図-2 各断面での η , U , τ_b の時間変化

TEL 03-3817-1812 FAX 03-3817-1803

(4)式によるの算定流速は引き波時の末端部付近を除いて C・G 解とほぼ一致する。C・G 解の流速とせん断力計の測定値の変動から、wet 領域の水深が深い所では流速と底面せん断力の時間変動はほぼ正弦的であり、図-3-a の流速と底面せん断力の位相差の空間分布に見られるように、層流境界層において底面せん断力が流速より $\pi/4$ 位相が先行する事を確認できた。wet 領域で $\pi/4$ 先行していた位相差は drybed 領域ではほとんど同位相となる。また、drybed 領域に近づくにつれて流速は最大値に達するまでの時間が短くなり、せん断力は打ち上げ時に大きな変動を示し、drybed 上では波先端付近でせん断力が瞬間的に発生する。図-3-b と c に最大せん断力 $\tau_{b\max}$ とレイノルズ数の空間分布を示す。レイノルズ数として wet 領域では Stokes layer $\delta_1 [= (\nu T/\pi)^{0.5}]$ を用いたレイノルズ数 $R_\delta [= U_{\max} \cdot \delta_1 / \nu]$ (ν : 動粘性係数)を、drybed 領域では $\delta [= 4(\nu t)^{0.5}]$ (t : 最大遡上時までの継続時間)を用いたレイノルズ数 $Re [= U_{\max} \cdot \delta / \nu]$ で示した。wet 領域では R_δ は 420 (限界レイノルズ数)以下であり、drybed 領域での Re も 1000 以下であり、層流である事が確認できた。

打ち上げ時の波先端部で τ_b が急増する事は境界層が非常に薄く底面近傍での速度勾配が急であるためせん断力が瞬間的に増大するからである。一方、引き波時は薄い層状になって緩やかに斜面を流下するためせん断力の急激な変動は無い。以下に Watson の解を用いた検討を行う。

6. Watson の解 Watson(1958)は瞬間的に運動を始めた平板上の流れを代表として微小時間で非定常層流境界層の流速分布 F と速度勾配 $dF/d\eta$ の理論解を導いている。図-4 に微小時間で流速分布 F と速度勾配 $dF/d\eta$ を示す。又、Watson は静止した流体が $t=0(s)$ に急激にある流速で動き出す非定常な流れの解を導いた。静水汀線位置での流速変動を用いた底面せん断力の計算結果を図-5 に示す。Watson の τ_b (実線)は動き出す瞬間を含め実測値(*印)とほぼ一致する。

7. まとめ 非砕波条件での波打ち帯における水面形と流速について C・G 解の妥当性の確認と底面せん断力の変動挙動について実験的に把握する事ができた。

【参考文献】 1) Watson, J. The two dimensional laminar flow near the stagnation point of a cylinder which has an arbitray transverse motion. Quart. J. Mech. Appl. Math. 12, 175-190 (1959)

2) 仲山高志・水口優 (1991): 斜面上の有限振幅重複波理論解の実用性と越波問題への適用, 中央大学紀要, 第 37 巻, pp77-94
 3) Carrier, G.F. and H.P. Greenspan (1958): Water waves of finite amplitude on a sloping beach, J. Fluid Mech, Vol. 4, pp97-109

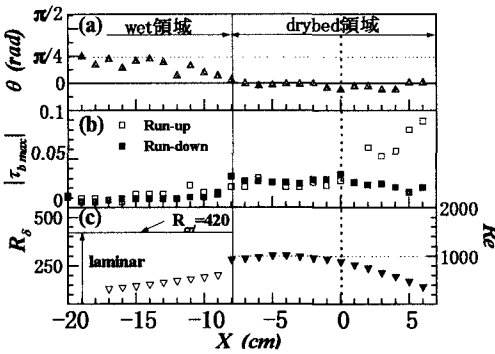


図-3 U と τ_b の位相差と $\tau_{b\max}$ 及び R_δ の空間分布

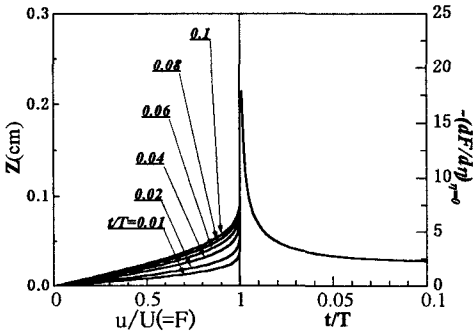


図-4 微小時間での F と $dF/d\eta$

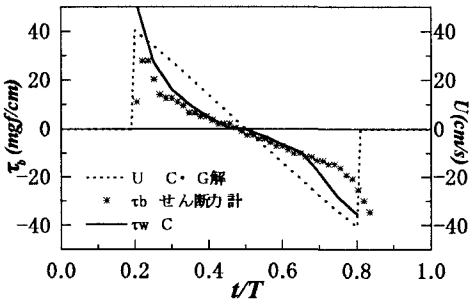


図-5 Watson の流速分布と底面せん断力