

段波の陸上遡上時の摩擦特性

真 野 明*・加 藤 聡 也**

1. はじめに

沖合いで砕波した波が汀線に到達する時には、底面の摩擦の影響が大きく働くことが知られており、陸上遡上時の波の変形を予測するうえでこの摩擦力を正しく評価することが重要である。著者らは可視化の方法を用いて汀線での流速を測定し、水深と境界層の外側の流速を使って無次元化した流速分布形が時間の経過によって変化しないことを示した¹⁾。ここでは、汀線と波の先端の間で積分された運動方程式を用いて、平均的な摩擦係数を推定した。しかしこの解析では先端付近の水深の小さなところでの誤差が大きいこと、また求められる係数が平均値であることなど問題点が残されていた。この底面摩擦の推定の精度を上げるため著者らは流速分布を考慮した特性曲線の方程式を導き、水理実験との比較を行っているが²⁾実験値が少ないため、検証が汀線付近の比較的狭い範囲で短い時間に限られていた。

本論文では、流速や水位を測定する計測器の作動時刻を精度良く制御することにより、測定精度を上げ、また測定範囲を広げている。これによって得られた実験値をもとに特性曲線法による数値解析を行い、底面の摩擦特性の解析を行っている。

2. 実験方法

実験装置及び測定装置は文献 1) とほぼ同じである。すなわち図-1に示すように、幅 80 cm、長さ 20 m、高さ 50 cm の水槽に 1/30 の一様な勾配を設け、水路一端よりプランジャー型造波機で周期 1.92 sec、波高 1.1 cm の周期波を造波し、汀線より 30 cm 沖側で砕波する第 1 波の遡上現象を対象とした。測定項目は流速と水面変位で、すべてストリークカメラを用いた写真撮影によった。流速の測定には、水素気泡発生装置とスリット型ストロボスコープを用い、白金線から得たタイムラインの間隔を読み取って求めた。文献 1) では 2 つの装置にそれぞれ付属している、発振器をもちいて別々のタイミングで作動させていたが、この方法だと、ストロボ発光

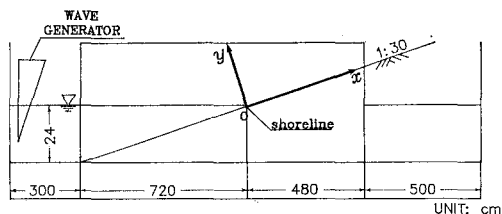


図-1 実験装置

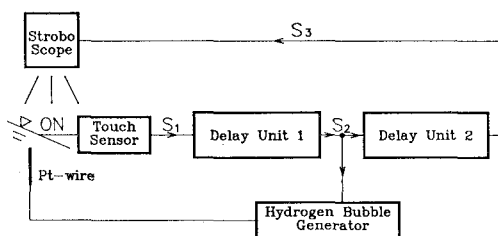


図-2 計測器の制御

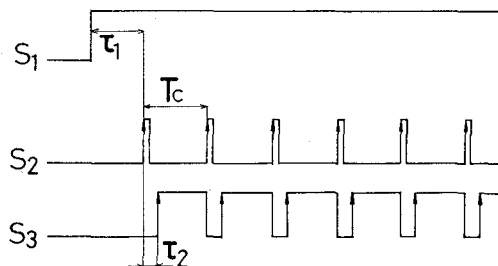


図-3 タイムチャート (信号 S_1 は水面タッチセンサーの出力信号、遅延装置 1 への入力信号を表す)

時のタイムラインの位置が制御できない。流速を求めようとする、2本のタイムラインが白金線から離れている場合には、境界層の底面付近では、各々のタイムラインの区別が難しく、精度が上がらないという問題点があった。そのため本研究では図-2に示すような信号の遅延装置を用いて各装置を同期させ制御した。この信号のタイムチャートを図-3に示す。ここで τ_2 は白金線に電圧をかけてから、ストロボを発光させるまでの時間差であり、これは電圧をかけて水素気泡が白金線から剥離するまでの時間より長ければよい。検討の結果本実験では $\tau_2 = 8 \text{ msec}$ とした。撮影例を写真-1に示す。一

* 正会員 工博 東北大学講師 工学部土木工学科

** 学生会員 東北大学大学院工学研究科

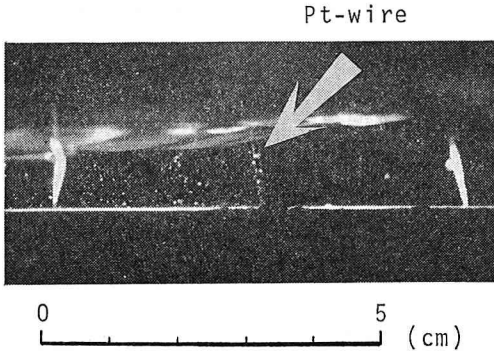


写真-1 タイムラインの撮影例

番最後にでたタイムラインが白線とほぼ平行に写っており、底面付近でもタイムラインの間隔が精度良く読み取れる。 T_0 は 25 msec とした。1本のフィルムで 500 msec 程度しか撮影できないので、汀線にタッチセンサーを置き、遅延装置を使って t_1 を調整して、数回に分けて撮影し、後で合成した。波の先端の位置は、カメラを離して撮影する事により求めた。

3. 実験結果

座標系は静水時の汀線を原点として、底面に沿って上方に x 軸をとり、これと直角に y 軸をとった (図-1 参照)。汀線での x 軸方向の流速 u の y 軸に沿う分布を、境界層の外側の流速 $\tilde{U}$ と y 軸方向に測った水深 D を使って無次元化したものを図-4に示す。また $x=30$ cm での流速分布を図-5に示す。いずれも比較的良くまとまっていることが分かる。文献 1) と比べると底面付近での流速の y 軸方向の勾配が大きくなっており、これはおもに前述の計測方法を改良したことの結果によるものと考えられる。

これらの分布形が時間とともにどの様になるかを、

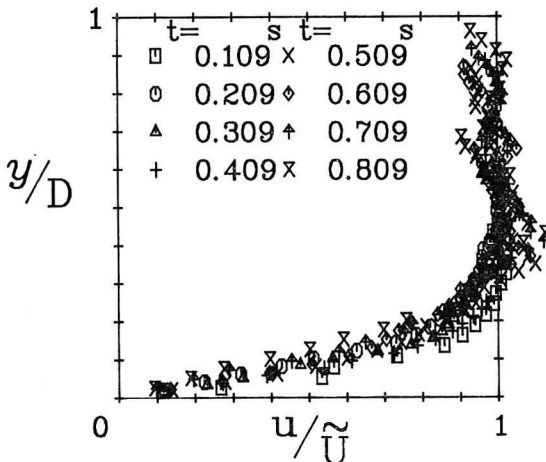


図-4 無次元流速分布 (汀線)

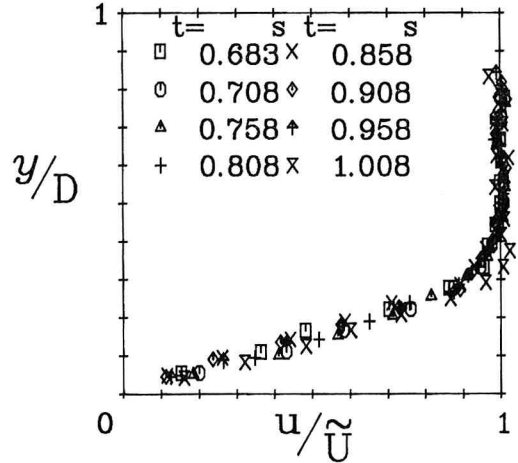


図-5 無次元流速分布 ($x=30$ cm)

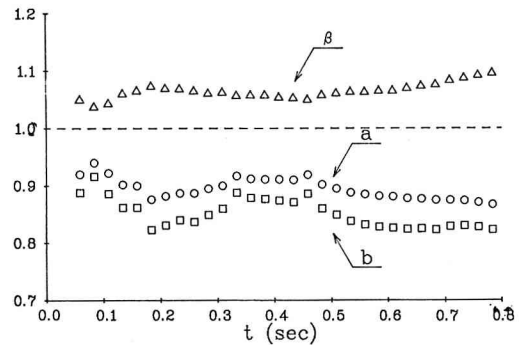


図-6 流速分布形状係数 a, b, β の変化 (汀線)

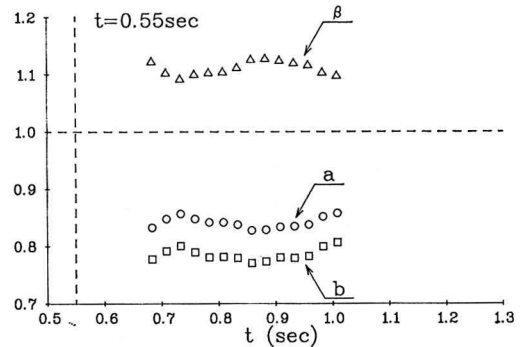


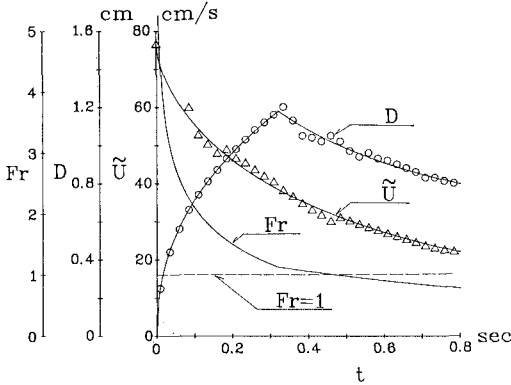
図-7 流速分布形状係数 a, b, β の変化 ($x=30$ cm)

定量的に表すために次の積分量 a, b を定義する。

$$a = \int_0^1 u' dy', \quad b = \int_0^1 u'^2 dy', \quad \beta = \frac{b}{a^2} \quad \dots (1)$$

$$a\tilde{U} = U, \quad u' = u/\tilde{U}, \quad y' = y/D \quad \dots (2)$$

ここで β は運動量補正係数である。図-6、図-7に汀線および $x=30$ cm におけるこれらの値の経時変化を示した。汀線においては最初の 0.1 sec の間は a も b も大きく 1 に近い値となっている。これは、沖で碎波して

図-8 代表流速 U と水深 D の経時変化 (汀線)

段波状になって汀線に接近した波が最初は境界層が発達できずに、一様分布に近い状態となっていることを示すものとおもわれる。 $t=0.5$ sec 以降では b はほぼ一定値に近づいているが、 a が減少しているために β が大きくなっている。境界層が発達してきていることに対応している。一方 $x=30$ cm に於ては a, b 値も汀線での値に比べて小さく、 β も 1.1 を越えている。

次に式 (1) の無次元化に用いた代表流速 $\tilde{U}$ と水深 D の汀線での経時変化を調べる (図-8)。図中の丸と三角印が実測値であり、それにあてはめた次の関数が実線で示してある。

$$D = \begin{cases} 1.92t^{0.43} & (0 \leq t \leq 0.320 \text{ s}) \\ 8.37 \exp(-2.46t^{0.20}) & (t > 0.320 \text{ s}) \end{cases} \quad (3)$$

$$\tilde{U} = 76.4 \exp(-1.44t^{0.65}) \quad (4)$$

水深は最初の 0.32 sec の間は時間 t の 0.43 乗で変化していることが分かる。式 (3) と (4) の関数値を使って定義したフルード数 $Fr = \tilde{U} / \sqrt{gD}$ も図中に示してある。水深の経時変化は $t=0.32$ sec を界にして様子を異にしているが、この時刻は概略フルード数が 1 になる時刻に対応している。すなわち、汀線に接近した段波は汀線で潰れて³⁾水深が小さくなり、位置エネルギーは運動エネルギーに変わって流速は早くなる。この時の流れの状態は射流である。この間水深は一様に増加している。流れが常流になると水深は減少しはじめる。

4. 解析方法および考察

前章の結果を用いて、数値解析を行う。その方法は参考文献 2) と同じであり、概説すると次のとおりである。静水圧分布を仮定し、分子粘性と渦動粘性の両方を含む全動粘性係数 ν_t を導入すると、 y 軸方向に積分した運動方程式と連続方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + G = 0 \quad (5)$$

ここで

$$M^T = (M, D) \quad (6)$$

$$F^T = \left(\frac{\beta M^2}{D} + g \cos \theta \frac{D^2}{2}, M \right) \quad (7)$$

$$G^T = \left(g \sin \theta D + \frac{\nu_t M}{a D^2} \eta, 0 \right) \quad (8)$$

$$\eta = \frac{\partial u'}{\partial y'} \bigg|_{y'=0} = \text{const.} \quad (9)$$

であり、上添えの T はベクトル量の転置を表す。式

(5) の特性曲線と特性方程式を求めると、

$$\left. \begin{aligned} \zeta^\pm &= \beta U \pm \sqrt{g \cos \theta D + \beta(\beta-1)U^2} \\ M_\sigma - \zeta^\mp D_\sigma + G(1)t_\sigma &= 0, \\ \text{on } x_\sigma &= \zeta^\pm - t_\sigma \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ここで z_σ は特性パラメタ σ に関する微分を表す。式

(1) を特性曲線に沿って積分すると、

$$M_2 - M_1 - \int_{D_1}^{D_2} \zeta^\mp dD + \int_{t_1}^{t_2} G(1)dt = 0 \quad (11)$$

$$x_2 - x_1 = \int_{t_1}^{t_2} \zeta^\pm dt \quad (12)$$

ここで、下添えの 1, 2 は各々同じ特性曲線上の点 1, 2 での量を表す。2 本の特性曲線 ζ^+ , ζ^- の交点を図-9 に示すように Q 点とし、これを点 2 に割り当て、また図中の P または R を点 1 に割り当てると、点 Q での未知量 x, t, M, D に対して 4 本の方程式が得られ、未知量が求められることになる。この積分にたいして台形公式を用い、反復法で解いた。

汀線での境界条件は式 (3), (4) で与え、波先端の境界条件は、

$$D=0, \quad d\xi/dt=U \quad (13)$$

で与えた。ここで、 ξ は波先端の x 座標である。

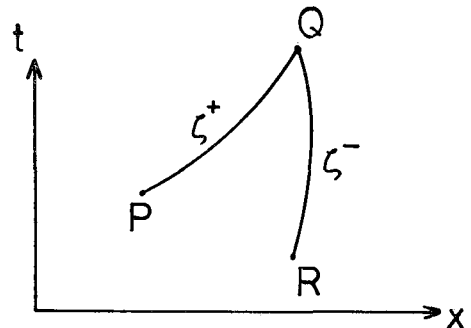


図-9 特性曲線の交点

前章で述べたように、流速の分布形は時間的、また空間的にも少しずつ異なっている。しかしこれらの変化を全体的に把握するためには実験値が不足している。そこでここでは、分布係数や全動粘性係数は解析領域を通じて一定であると仮定して計算を行った。 $a=0.89$, $b=0.85$, $\beta=1.07$, $\eta=5.6$ とした。

図-10 は $\nu_t=0.02$ cm²/s とした場合の特性曲線網をしめす。今回の実験で得られている汀線上のデータは

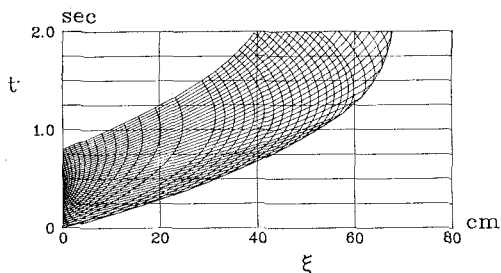


図-10 特性曲線網

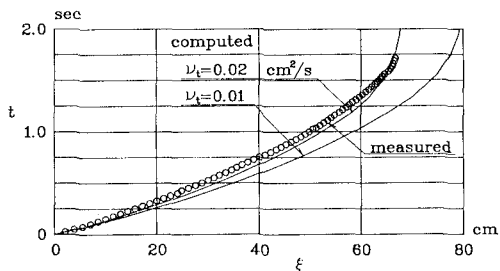


図-11 波先端の軌跡

$t=0.8 \text{ sec}$ 程度迄であるので、 $x-t$ 平面において、ここを出発する ξ^+ の特性曲線の下側が計算できる範囲になる。汀線における ξ^- 特性曲線は初期のうちは x の正の向きを向いているが、 $t=0.3 \text{ sec}$ 程度から負の方向に向きを変えており、この図からもここで流れが常流に変わっていることがわかる。波の先端の軌跡との対比で見ると、汀線を出発した射流部分の ξ^+ 特性曲線は全て先端に追い付いていることがわかる。

図-11 には波先端の軌跡の実測値と計算値の比較を示した。計算値は全動粘性係数を前述の $0.02 \text{ cm}^2/\text{s}$ と水の分子動粘性係数である、 $0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ の2種類の場合について示してある。 $0.02 \text{ cm}^2/\text{s}$ の計算値が実験値をかなり良く表現しており、分子粘性と同程度の渦動粘性が含まれている事をしめしている。 $\xi=65 \text{ cm}$ 程度で実験値と計算値が交差しており $\nu_k=0.02 \text{ cm}^2/\text{s}$ に対する微少な修正としては初期段階でこれよりも大きく、最終段階では分子粘性に近いものとする可能性も在るが、ここでの計算では流速分布の形状係数を一定と仮定しているので、その修正とあわせて考える必要があり、ここでは触れないことにする。

式(5)においては底面せん断力 τ_0 は、

$$\tau_0 = \rho \nu \eta \tilde{U} / D \quad \dots\dots\dots (14)$$

で表されるので、底面摩擦係数 f を次式で定義すれば、

$$\tau_0 = f \rho U^2 \quad \dots\dots\dots (15)$$

せん断力を消去して、次式をうる。

$$f = (1/Re) \eta (\nu/\nu) (\tilde{U}/U) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$Re = UD/\nu$$

ここで用いた係数を代入して、 $\nu=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ とすると、 $f=12.4/Re$ がもとめられる。

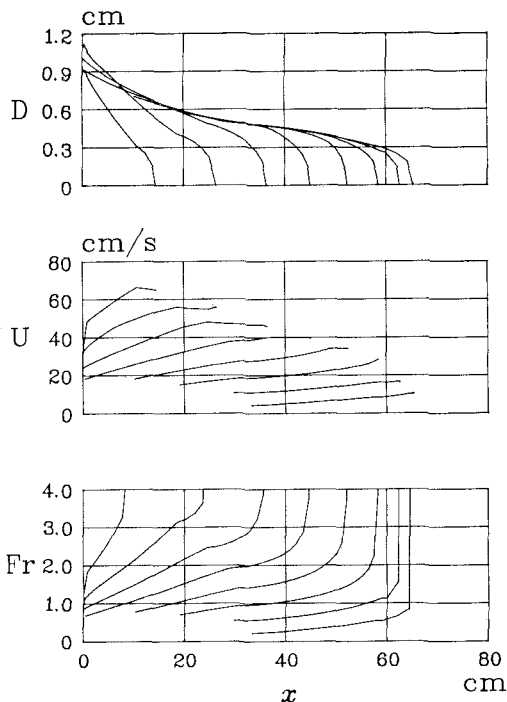


図-12 水位、流速、Fr 数の空間分布

図-12 に計算による水位、平均流速、フルード数 Fr の空間分布の経時変化 ($t=0.2 \sim 1.6 \text{ sec}$, 0.2 sec 毎) をしめす。先端部で水面形は舌状になっており、水深が小さいため摩擦力が卓越していることを示す。また先端部では波が遡上するに従って、流速はほぼ伝搬方向に一樣になっておりこれも同じ原因によるものといえよう。Whitham (1955) がダム破壊流れに対して仮定した流速一定の仮定は、このような現象に対しても比較的良い近似となることを示唆している。フルード数は、先端で水深が零の境界条件を用いているので先端では無限大と成る。先端が汀線付近にある時には流速が大きくて水深が小さいので、射流の範囲は広いが、遡上するにしたがって流速が急速に小さくなりその範囲は狭くなる。このことより、フルード数が1以上で一定値をとる $x-t$ 平面上の軌跡は波が遡上するにつれて、先端に近接する事を示しており Freeman (1964) の波先端におけるフルード数一定の仮定は波がある程度遡上した所で良い近似となる事を示唆している。

5. おわりに

以上本研究によって得られた結論を要約すると次のようになる。

- (1) 計測器の作動時刻を制御することにより精度がよく広範囲にわたる流速分布が得られた。
- (2) 流速分布形や水深、流速の経時変化の特性が得られた。

- (3) 特性曲線法により、全動粘性係数や摩擦係数が同定できた。

謝辞：本研究を行うにあたり、東北大学工学部首藤伸夫教授、沢本正樹助教授より貴重な助言を頂いた。また本実験で用いた遅延装置は当時大学院学生（現在は(株)エコー）の南 将人、東北大学工学部助手の長尾昌朋の諸氏によるものである。ここに記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 加藤聡也・真野 明：陸上を遡上する波先端付近の流速測定，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 76~97, 1986.
 - 2) 真野 明・加藤聡也：流速分布を考慮した波先端の特性曲線解，土木学会論文集投稿中.
 - 3) Keller, H. B., Levine, D. A. and Whitham, G. M.: Motion of a bore over a sloping beach, Jour. Fluid Mech., pp. 302~317, 1959.
 - 4) Whitham, G. B.: The effect of hydraulic resistance in the dam-break problem, Proc. Royal Soc. London, 227, pp. 399~407, 1955.
 - 5) Freeman, J. C. and B. LeMahaute: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, ASCE, 90, HY2, pp. 187~216, 1964.
-