

粒子追跡法を用いた碎波帯での表面流速測定

北 條 鉄 也*・真 野 明**

1. はじめに

碎波は沿岸域における漂砂や広く物質の輸送拡散に密接に関係しているため、その機構の解明や、数値モデルの開発をめざす研究が盛んに行われている。特に近年は Boussinesq 方程式を基礎方程式として、それに碎波減衰モデルを組み込んで碎波帯の中の波動場をシミュレーションするものが主流となっている。この中でも、surface roller モデルを用いたものが数多く発表されている。これは、Svendsen (1984) のアイデアに端を発しているが、碎波帯の表面付近に流速 c で一様に流動する領域 (surface roller) を考え、質量や運動量のフラックスを評価しようとするものである。このモデルを発展させた Schaffer ら (1992, 1993a, 1993b) や Madsen (1994) の研究は流速の鉛直分布だけでエネルギーの逸散を評価しようとするものであり、また $k-\epsilon$ モデルを用いた Drago (1996) らの研究も乱れエネルギーの生成項において surface roller の存在を仮定している。これらの研究は水面波形や平均水位を比較することにより、妥当性を検証しているが、流速実測値との比較はほとんど行われていない。

一方、碎波帯の流速を詳しく測定したものには、レーザー流速計を使った、灘岡ら (1981)、Stive (1984)、岡安ら (1987) の研究や、可視化手法を用いた、真野ら (1990) や河西ら (1995) の研究があるが、何れも碎波帯の水面付近は、中に大量に連行されている気泡が邪魔をすること、境界付近であること等の影響で、流速は測定されていない。すなわち、碎波帯のモデル化を進めていく上で最も重要な表面流速が測定されていないのである。

以上の背景のもとに、本研究は碎波帯の表面流速を測定する計測技術開発の報告と測定した表面流速の解析を行ったものである。

2. 実験方法

実験装置の概要を図-1 に示す。造波水槽内に 1/30 のような勾配を持つ斜面を設置し、一端に設置されている

造波機から周期波を送り出し、斜面上で碎波させる。波の周期 T は 2.00 s、造波機直前の水深は 0.24 m である。碎波型式は巻波碎波であり碎波水深 h_b は 0.115 m である。図-1 に示す No.1~10 は表面流速および水深を測定する点を表しており、これらは 30 cm 間隔である。座標軸は静水面での汀線を原点とし、水平方向沖向きを x 軸に、鉛直上向きを y 軸とした。ここで碎波点の位置を $x_b = 3.45$ m とする。

水面に浮子浮かべ、ストロボを発光させてビデオ撮影することにより表面流速を求めた。図-2 はストロボ発光のタイミングを表すものであり、横軸は時間である。沖側、造波機近くのある地点に水面タッチセンサーを設置し、ある位相における波の水面がセンサーに接触すると、センサーは 1 つのパルス波 (図-2 の A 線の矢印) を出力する。これより直後のビデオカメラからの垂直同期信号 (同 B 線の矢印) にあわせて、ストロボを 3 回 (同 C 線) 発光させ 3 重露出させた。この撮影には通常のビデオカメラを使用したため、垂直同期信号の周期は 1/30 s である。そしてストロボの発光間隔は 5 ms とした。また、これらのタイミング制御にはパーソナルコンピュータとタイマカウンタコントローラボードを使用した。

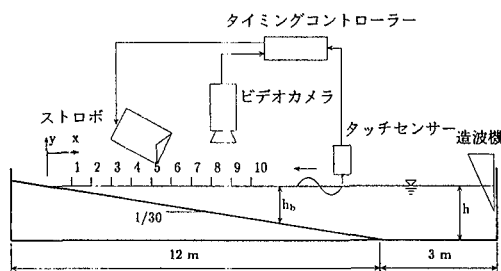


図-1 実験装置の関連

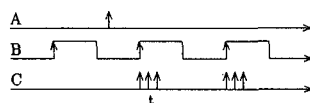


図-2 ストロボ発光のタイミング

* 学生会員 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻

** 正 会 員 工博 東北大学助教授 大学院工学研究科

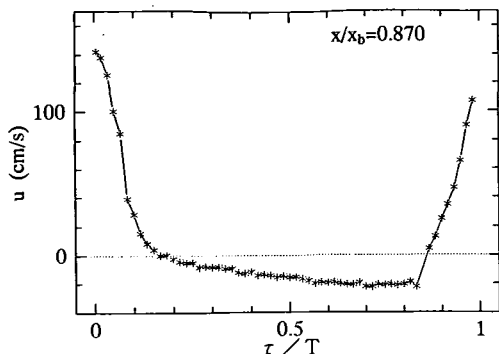


図-3 破波点付近での表面流速

3. 表面流速の算定

(1) 粒子の撮影方法

通常のビデオカメラの画像取り込み間隔（フレーム間隔）は $1/30\text{ s}$ である。しかし、砕波帯内での流速は非常に高速な場合があり、ビデオカメラによりこの現象を撮影するにはフレームの時間間隔が大きすぎる。そこで、1つのフレーム中にストロボを数回発光し多重露出させる方法をとった。この方法を用いれば、ストロボの発光間隔をコントロールすることにより、フレーム間隔より短い時間間隔での撮影が可能になる。

(2) 表面流速算定

取り込んだ画像からトレーサの座標をビデオメジャリングゲージを用いて求め、トレーサの移動距離を計測する。そして、トレーサの移動距離をストロボ発光時間間隔で割り、表面流速 u を算定する。トレーサは多くて8つ、少なくとも4つを1画像に撮り込んでいる。同位相でのトレーサ個数分の平均を取ったものがその位相での u である。砕波点付近での表面流速を図-3に示す。ここで横軸の τ は、各測点の波峰の時刻を原点とした経過時間である。波峰位置で最大流速が生じており、 140 cm/s に達していることがわかる。

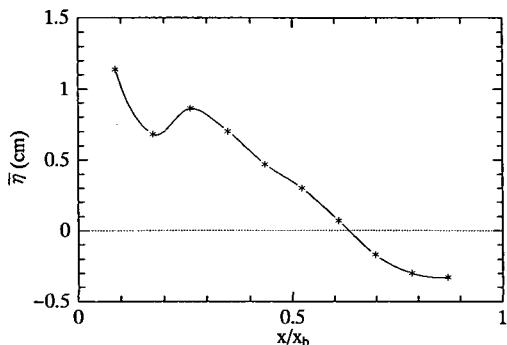


図-4 各測点での平均水位 $\bar{\eta}$

4. 水位と波速

(1) 水位の測定

水槽で波を発生させ、波が定常になるまで待つ。そして、図-1に示す各測点 No.1~10 において、容量式波高計を設置し、静水面を基準として、30波分の水位をとる。容量式波高計の水位変化の記録間隔は 20 ms である。この30波分の水位を位相平均して各測点での水位 η を得る。

(2) 平均水位の算定

各測点での水位 η を1周期平均して平均水位 $\bar{\eta}$ を得る。これを図-4に示す。 $\bar{\eta}$ は砕波点から汀線に近づくにつれ、増加してゆくのがある。しかし、汀線手前 $x/x_b = 0.174$ 付近でいったん減少する傾向を見せている。 $x/x_b = 0.609$ 付近で値は、負から正へと変化している。

(3) 実験値波速と理論値波速

各測点での最大水位の発生時刻を水位測定より求め図-5に示す。得られた波の最大水位発生時刻から、波峰の伝播速度を求め、これを実験値波速 c_s とする。各測点における最大水位 $\eta_{\max}$ を用いて、浅水理論における波速

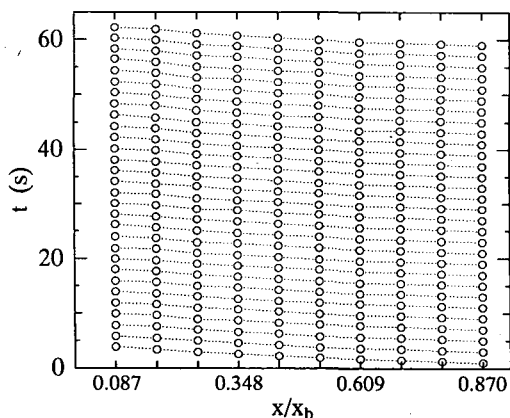


図-5 各測点での最大水位発生時刻

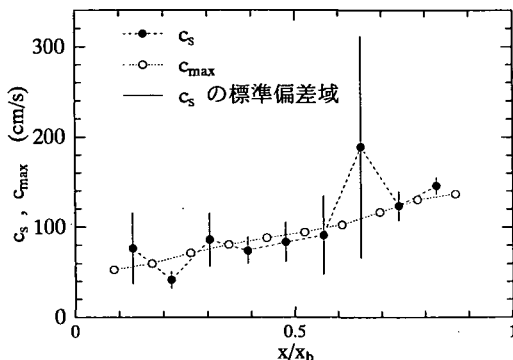


図-6 実験値波速と理論値波速

$\sqrt{g(h+\eta_{\max})}$ を計算し、これを理論値波速 $c_{\max}$ とする。ここで c_s と $c_{\max}$ とを比較し、その関係を図-6 に示す。図中の横軸は碎波距離 x_b で割った無次元座標であり、縦棒は実験値波速の標準偏差域を示す。およそ両者の波速は一致しているが、 $x/x_b=0.609\sim0.696$ 付近では c_s の標準偏差域が最も大きくなっている。この付近で碎波による大きな乱れが生じており、その乱れが最大水位発生時刻に影響を与えているためである。

5. 流速と水位の比較

(1) 無次元化

3. で求めた表面流速 u を非線形浅水理論の位相速度 $\sqrt{g(h+\eta)}$ で割り、無次元流速 u^* を次のように定義する。

$$u^* \equiv \frac{u}{\sqrt{g(h+\eta)}} \quad \dots\dots\dots (1)$$

次に 4. で求めた水位 η 、平均水位 $\bar{\eta}$ 、また静水面から測った水深 h を使って、無次元水位 η^* を次のように定義する。

$$\eta^* \equiv \frac{\eta - \bar{\eta}}{h + \bar{\eta}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$h + \bar{\eta}$ 、 $\eta - \bar{\eta}$ はそれぞれ実質的な水深、水位を表す。

(2) 無次元流速と無次元水位との比較

図-7 に全測点における u^* と η^* との関係を示す。碎波点直後 ($x/x_b \approx 0.870$) において、 $\tau/T=0$ のとき、 u^* は 1 に近い値を示しており、表面流速が波速と等しくあるという碎波条件を満たしている。また特に、 $\tau/T=0.2\sim0.8$ で両者はほぼ一致しており、

$$u^* \approx \eta^* \quad \dots\dots\dots (3)$$

が成立しているといえよう。 u^* と η^* とが異なる位相が、碎波点近くでは波峰周辺の位相に限られていたが、汀線に近づくに従い、拡大していることがわかる。全域を通じて波峰では、

$$u^* \approx 1 \quad \text{at} \quad \tau/T=0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

が成り立ち、碎波条件を満たしながら波が伝播している

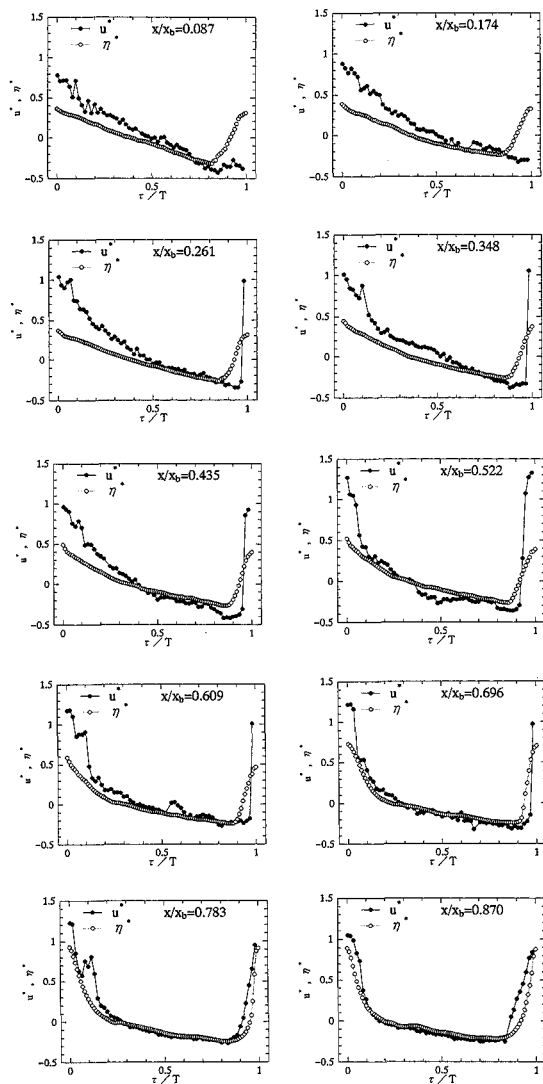


図-7 無次元流速と無次元水位の比較

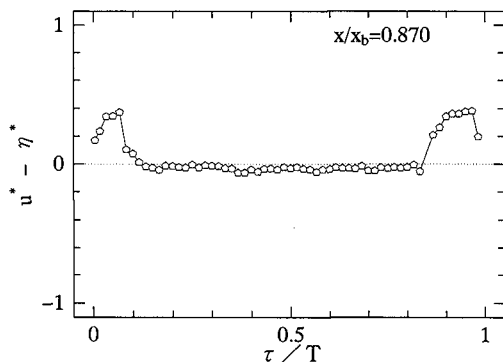


図-8 碎波点付近での $u^* - \eta^*$

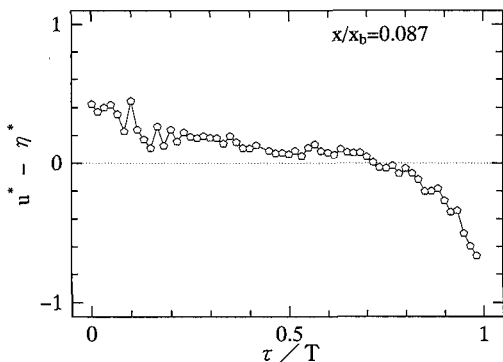


図-9 汀線付近での $u^* - \eta^*$

ことがわかる。また、汀線近くの $x/x_b \approx 0.087$ において特に、

$$u^* \approx 2\eta^* \quad \text{at} \quad \tau/T=0 \dots\dots\dots (5)$$

が成立しているといえよう。波の立ち上がり部では η^* に正の変化が見られるのに対して、 u^* には負の変化が見られ、両者に位相のずれが生じていることがわかる。

また、砕波点付近での u^* と η^* との差および汀線付近での u^* と η^* との差をそれぞれ図-8、図-9に示す。砕波点では波峰周辺を除いて $u^* \approx \eta^*$ であること、また汀線付近では、全位相で $u^* \approx \eta^*$ であり、 $\tau/T=0.7$ 付近で符号が変化していることがわかる。

6. 非線形浅水理論との比較

非線形の浅水理論において、進行波の断面平均流速 U と水位との関係は次のようになることが知られている。

$$U = 2(\sqrt{g(h+\eta)} - \sqrt{g(h+\bar{\eta})}) \dots\dots\dots (6)$$

これを変形すると次のように書くことができる。

$$\frac{U}{\sqrt{g(h+\bar{\eta})}} = 2\left(\sqrt{1 + \frac{\eta - \bar{\eta}}{h + \bar{\eta}}} - 1\right)$$

U の無次元値 (左辺) を U_{comp}^* で表すと、

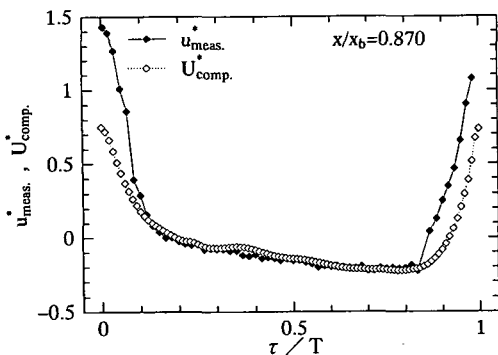


図-10 砕波点付近での u_{meas}^* と U_{comp}^*

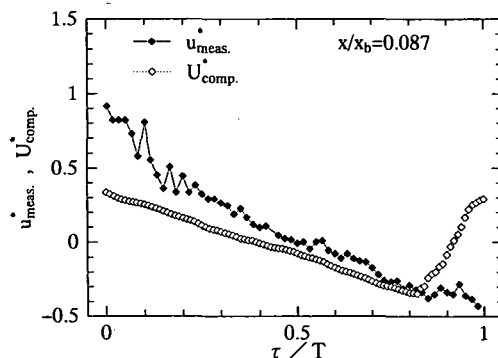


図-11 汀線付近での u_{meas}^* と U_{comp}^*

$$U_{\text{comp}}^* = 2(\sqrt{1 + \eta^*} - 1) \dots\dots\dots (7)$$

となる。これが非線形浅水理論における断面平均流速 U の無次元値である。また、 $|\eta^*| \ll 1$ を仮定すると次式が成り立つ。

$$U_{\text{comp}}^* \approx \eta^* \dots\dots\dots (8)$$

ここで、実験で得た表面流速 u も同じく $\sqrt{g(h+\eta)}$ で割り、この無次元値を u_{meas}^* とおく。

砕波点付近および汀線付近での u_{meas}^* と U_{comp}^* を図-10、図-11に示す。まず、砕波点の近くの $x/x_b = 0.870$ の図を見ると、全体に2つの無次元流速は同位相であり、 U_{comp}^* が進行波の理論値だと考えると、測定値も進行波近似ができることがわかる。また、位相 $\tau/T = 0.1 \sim 0.8$ では、2つの流速はほとんど一致している。このことは、表面流速と断面平均流速がほぼ同じであることを意味しており、一様な流速分布になっている。位相 $\tau/T = 0 \sim 0.1$ および $0.8 \sim 1.0$ では表面流速の方が断面平均流速よりも大きく、特に波峰位置 $\tau/T = 0$ では、その比は約2倍と大きい。次に、汀線付近の $x/x_b = 0.087$ の図を見ると、位相 $\tau/T > 0.8$ で2つの流速の差が大きい。これは、実測値が戻り流れであるため、実質水位 $\eta - \bar{\eta}$ が正であっても表面流速が負になるためであると考えられる。 $\tau/T < 0.5$ でも、2つの流速は大きさが異なっており、表面流速は断面平均流速の約2倍になっている。

7. 結 論

本研究で得られた結論を以下にまとめる。

- (1) 粒子追跡法を採用し、ストロボ発光を工夫することにより砕波帯の表面流速測定を可能にした。
- (2) 波峰の伝播速度が $\sqrt{g(h+\eta_{\text{max}})}$ で近似できることを示した。
- (3) u^* と η^* とを比較し、砕波帯を通じて、波峰で砕波条件が満たされること、砕波点近くでは波谷で $u^* \approx \eta^*$ であることなどを明らかにした。
- (4) u_{meas}^* と U_{comp}^* とを比較し、砕波点近傍では進行波近似が成り立ち、波峰付近では表面流速は断面平均流速の約2倍、波谷では流速分布はほぼ一様であること、汀線近くでは、後ろの位相で戻り流れの影響があることなどを指摘した。

以上、砕波帯における表面流速の時空間的な分布特性を明らかにした。特に、波峰近傍で表面流速は空間的に大きく変化しており、Boussinesq 方程式との組み合わせでよく使われる。波速と同じ流速をもって広がる領域 (surface roller) の存在は認められなかった。

謝辞：本研究を行うにあたり、東北大学大学院：沢本正樹教授、佐藤英司技官、多田毅 DC、足利工業大学：長

尾昌朋助教授の諸氏からは、貴重な助言、助力を得た。
また、本研究は文部省科学研究費(一般研究)、および小
川記念基金の補助を受けた。ここに記して感謝の意を表
する。

参 考 文 献

- 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1987): 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 31-35.
- 河西義人・真野 明 (1995): 可視化による砕波帯の流速測定と修正段波モデルの提案, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 126-130.
- 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男 (1981): LDA を用いた砕波帯の流速場に関する実験的研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 24-28.
- 真野 明・神尾成也 (1990): 相関法による砕波気泡混入領域の流動解析, 土木学会論文集, 399/II-14, pp. 171-180.
- Drago, M. and L. Lovenitti (1996): The modelling of plunging breakers by the introduction of a K-I turbulence closure model, Coastal Dynamics '95, ASCE, pp. 317-328.
- Madsen, P. A., O. R. Sorensen and H. A. Schaffer (1994): Time domain modelling of wave breaking, runup, and surf beats, Proc. 24th ICCE, pp. 399-411.
- Schaffer, H. A., R. Deigaard and P. Madsen (1992): A two-dimensional surfzone model based on the Boussinesq equation, Proc. 23rd ICCE, pp. 576-589.
- Schaffer, H. A., P. Madsen and R. Deigaard (1993a): A Boussinesq model for wave breaking in shallow water, Coastal Engineering, 20, pp. 185-202.
- Schaffer, H. A. (1993b): Infragravity waves induced by short-wave group, JFM, 247, pp. 551-588.
- Stive, M. J. F. (1984): Energy dissipation in waves breaking on gentle slopes, Coastal Engineering, 8, pp. 99-127.
- Svendsen, I. A. (1984): Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Engineering, 8, pp. 303-329.
-