

碎波帯における定常流に関する実験的研究

泉 宮 尊 司*・堀 川 清 司**

1. 緒 言

碎波帯内における底質や汚染物質の輸送現象を正確に予測するためには、波動流速だけではなく、碎波による強い乱れや海浜流等の定常流の特性を予め知る必要がある。近年、現地観測を中心に碎波帯における流速場の測定が行なわれるようになり¹⁾、この領域の流速場の特性がしだいに解明されつつある。しかしながら、現地観測によって得られるデータは、来襲波が非定常であること、また一般に地形が複雑であるにもかかわらず測定数が数点と限られていることなどのために、それから普遍性のある結論を導き出すのは困難である。

本研究では、最も単純化された条件として、一様斜面上の二次元的な波の場を対象に選び、碎波帯内外の流速場を測定した。測定された流速を定常流成分、波動成分および乱れ成分に分離して、それぞれ場所的分布特性を調べ、定常流の発生機構および鉛直分布特性等を議論した。

2. 実験装置および測定法

本実験は、長さ 23 m、幅 0.8 m の二次元造波水槽で行った。斜面はステンレス製であり、斜面勾配は 1/30 である。波形の測定には容量式波高計を用い、流速の測定には、近年開発された主流の符号の変化をも測定可能な split film 型センサーを取り付けた熱膜流速計を用いた。この split film 型センサーは受感部が 2 枚の film から成っており、この 2 枚の film から得られる出力の和は、従来の I 型プローブによって得られる出力に相当し、またその出力の差より流速の符号の判定ができる。波の進行方向の水平流速を u とすると、

$$u = A(V_1^2 + K^2 V_2^2)^m \cdot \frac{V_1^2 - K^2 V_2^2}{f(U_N)} \dots\dots\dots (1)$$

により流速を求めることができる²⁾。ここに、 A 、 m および K はキャリブレーションにより決定される定数であり、 V_1 、 V_2 は各 channel の出力電圧、 $f(U_N)$ は実験により定められる絶対流速値 U_N の関数である。

表—1 実験条件

Case No.	周 期	入射波高	換算沖波 波形勾配	碎 波 形 式
	T (sec)	H_t (cm)	H_0'/L_0	
1	1.25	4.5	0.020	spilling (plunging)
2	1.00	2.9	0.020	spilling (plunging)
3	0.83	2.1	0.020	spilling (plunging)
4	1.26	6.4	0.026	plunging
5	1.25	5.0	0.022	spilling (plunging)
6*	0.83	3.4	0.034	spilling
7*	1.00	4.4	0.030	spilling
8*	1.25	2.7	0.012	plunging

実験に用いた波の条件を表—1 に示す。この表において spilling (plunging) は、碎波形式がどちらとも判断し難いものを意味する。case No. の * 印の付いたものは、染料および中立浮子を投入して定常流を観察したものである。流速の測点数は、case 1~5 でそれぞれ 66, 39, 21, 39 および 66 である。なお、データは位相平均を行う目的もあって 30 波分をデータレコーダに記録し、サンプリング周波数 100 Hz で AD 変換して処理を行なった。

3. 実験結果および考察

(1) 定常流速の断面分布

測定された流速を 25 波分として時間平均した水平方向の定常流速 (Euler 流速) の断面分布の 1 例を図—1 に示す。この図で B.P. は碎波点を示し、P.P. は波が完全に崩れてつっ込む位置を示す。また、破線は波の谷の包絡線であり、 x は静水汀線からの距離を示す。流速の符号は波の進行方向、すなわち岸向きを正としている。この図をみると、Euler 定常流速は碎波帯外の底面付近を除き、全体的に負であることが認められる。碎波帯外では、等流速線がほぼ平行になっており、定常流速の鉛直分布形状が相似的であることが推測される。また、底面の極めて近傍 (底面より 0.5 cm) で定常流速が零または正になる所があり、これは底面境界層の存在による質量輸送の影響と考えられる。碎波点付近の上層部で比較強い沖向きの Euler 定常流速が存在するが、中立浮子を投入して観察した結果によると、この領域は鉛直循環流

* 学生会員 工修 東京大学大学院工学系研究科

** 正 会 員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

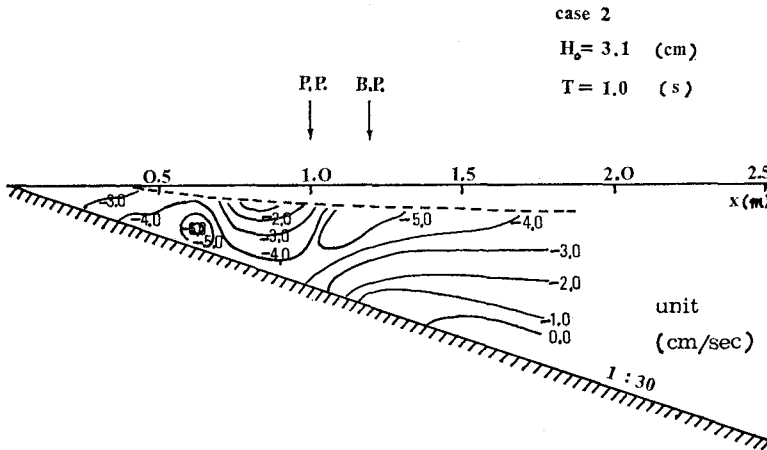


図-1 定常流速の断面分布

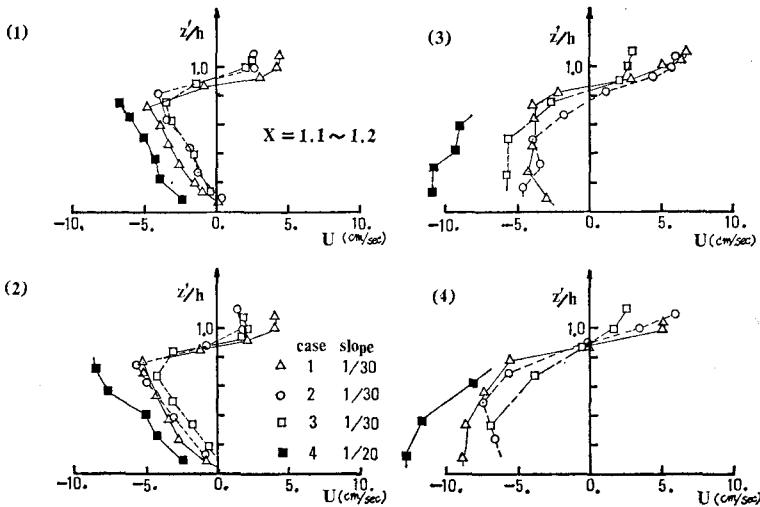


図-2 定常流速の鉛直分布

- (1) 砕波帯外 (2) 砕波点
 (3) つっ込み点 (4) 戻り流れ最強地点

の上昇地点で、上記の強い沖向きの Euler 定常流速にほぼ等しい岸向きの Lagrange 定常流速が存在する。砕波帯内において、つっ込み点付近の上層部で沖向きの定常流が弱くなっているが、このような傾向は case 1 および 3 についても見られた。これは砕波後の落下水に伴う局所的な連行のためであると思われる。戻り流れの最強地点は、砕波帯中央部からやや岸寄りの底面付近であり、そこでの戻り流れの強さは各ケースを通じて 6~12 cm/s 程度であった。

(2) 定常流速の鉛直分布の特徴

図-2 は、各場所における Euler 定常流速 U の鉛直分布を示したものである。この図よりわかるように、ケースによらずほぼ同様な分布形状をしているため、各場所ごとにそれぞれの特徴を述べることにする。

a) 砕波帯外

底面付近では染料投入によっても比較的強い岸向きの

質量輸送が観察されたが、Euler 定常流速も底面付近（底面より 0.5 cm）において岸向き（正）となる傾向を示す。また、底面と水面の近傍を除く中層部では定常流速分布はほぼ直線的である。

b) 砕波点

砕波点での定常流の分布形状は、砕波帯外でのそれに類似しているが、絶対値としては砕波帯外よりやや大きくなっている。この地点では、砕波帯内の戻り流れの影響を受けて、底面付近の岸向きの質量輸送は波動流速が増大しているにもかかわらず減少している。

c) つっ込み点

波が完全に崩れるこの地点では、底面の Lagrange 質量輸送はほぼ零であり、Euler 定常流の鉛直分布は中層部で垂直となって Longuet-Higgins⁵⁾ による理論分布とは全く違ったものとなっている。これは、底面境界層による質量輸送の実験値と理論値との差異と、Reynolds stress $-\rho \overline{u''w''}$ の発生が主な原因と考えられる。

d) 戻り流れ最強地点

戻り流れ最強地点では、下層ほど戻り流れが強く、特に底面より 0.5 cm の高さで測定される流速

は、一周期を通じてほぼ負の値をとり、Euler 定常流速が波動流速の振幅と同程度になる場合がある。

(3) 砕波帯外における定常流速の理論値との比較

砕波帯外においては、乱れはほとんど無視し得るほど小さく、かつ底面での質量輸送に対する波の shoaling の効果も小さい (Bijker et al.⁴⁾ の理論によると、その効果は数パーセントの寄与しかない)。ここでは、Longuet-Higgins⁵⁾ による一様水深部における Euler 定常流の理論値と実測値とを比較検討してみる。Longuet-Higgins によって求められた Euler 定常流速は次式で与えられる。

$$U = \frac{(Hk)^2 C}{16 \sinh^2 kh} \left[kh \sinh 2kh (3P^2 - 2P) + 3 + \frac{3}{2} \left(3 + \frac{\sinh 2kh}{kh} \right) P(P-2) \right] \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 U は Euler 定常流速、 H は波高、 k は波数、

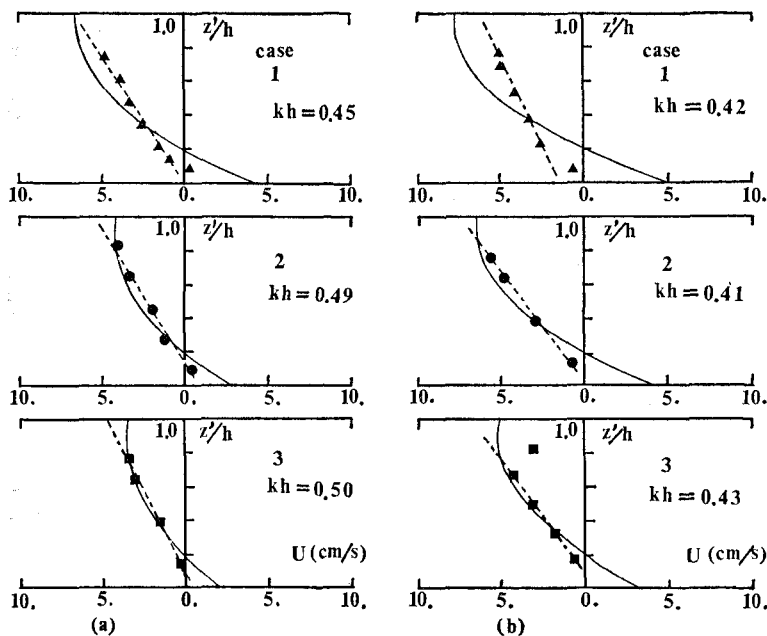


図-3 碎波帯外および碎波点における定常流速の鉛直分布

C は波速, h は水深であり, $P=z'/h$, z' は底面からの距離である。波が碎波点に近付くにつれて, 波の有限振幅性が増大し, 式 (2) で与えられる波形勾配の 2 次のオーダーよりもさらに高次の項まで考慮しなければならない。近藤・堀川⁹⁾ によって与えられた波形勾配の 4 次のオーダーの解で検討したが, 実験値との適合はあまり良くなかった。これは, この領域においてすでに Stokes 波の適用限界を越えているためと考えられる。したがって, ここでは式 (2) 中の波高 H を次のような関係式で水面変動の時間波形から評価することにした。

$$H^2 = 8(\zeta - \bar{\zeta})^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

上式は, 波形 ζ が正弦波であれば実際の波高 H と一致する。なお, $(\bar{})$ は時間平均を表わす。

図-3 は, 碎波帯外 (a) と碎波点 (b) における定常流の理論値 (実線) と実験値とを比較したものである。碎波帯外では, 理論値と実験値との一致度は良好であるが, 実験値の方は図中の点線に従うような分布をしている。このような直線分布になる理由は未だ定かでないが, さらに実験ケースを増して検討中である。碎波点では, 波高の一番大きい case 1 を除き, 中層部では碎波帯外と同様に理論値と実験値との一致は良いが, 戻り流れの影響のために底面付近の定常流の実測値と理論値との差は

大きくなっている。

(4) 碎波帯内における定常流速

碎波帯内の定常流は, 図-2 に示されたように, 底面から 0.5 cm の高さの測定点においても強い冲向きの定常流速が存在しており, 底面境界層の直接の影響は底面の極めて薄い層に限られている。したがって, この薄い層を除いては, 粘性の影響を無視した取扱いが可能であろう。以下, 完全流体と仮定して質量保存則により碎波帯内の定常流速を推定し, 実測値と比較する。

波による Euler 質量流速 M_x は, 微小振幅波理論によると,

$$M_x = \frac{\rho H^2 k C \coth k(h + \bar{\zeta})}{8} \quad \dots\dots\dots (4)$$

で与えられる。この Euler 質量流速は, 波の谷より上部に存在するもので, 鉛直断面平均の質量流速は零でなければならないから, 平均水位より下部の Euler 定常流速 U を鉛直方向に一定と仮定すれば,

$$U = -\frac{M_x}{\rho(h + \bar{\zeta})} = -\frac{H^2 k C \coth k(h + \bar{\zeta})}{8(h + \bar{\zeta})} \quad \dots\dots\dots (5)$$

が得られる。さらに, 十分に浅海 ($k(h + \bar{\zeta}) \ll 1$) でかつ, 波高が水深に比例するものとすれば, 式 (5) は次のように簡化される。

$$U = \gamma^2 \sqrt{g(h + \bar{\zeta})} / 8 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに, γ は波高水深比で 0.73 とする。 g は重力加速度である。

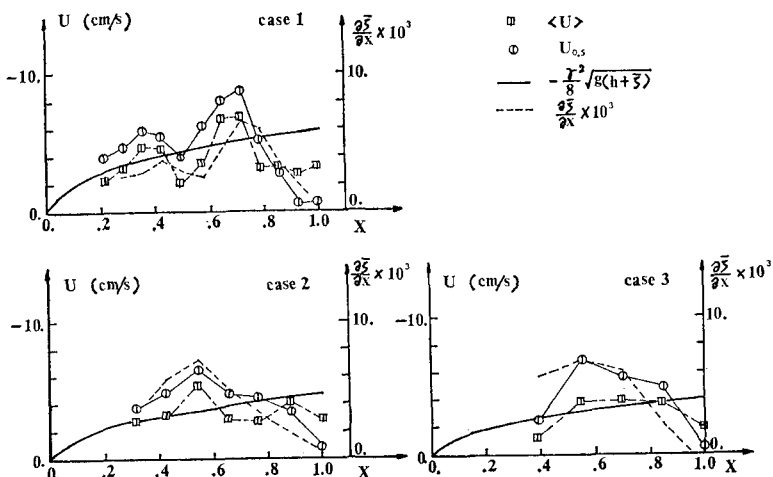


図-4 定常流速の理論値との比較

図-4 は、底面より 0.5 cm の高さの定常流速 $U_{0.5}$ および水深方向に平均した定常流速 $\langle U \rangle$ と式 (6) による理論値とを比較したものである。図中の X は汀線から距離を砕波帯幅で無次元化したものである。各ケースとも若干の変動はあるものの、平均定常流速 $\langle U \rangle$ は理論値 (実線) と良く一致する。また、 $U_{0.5}$ は砕波点近傍を除くほとんどの領域で平均定常流速 $\langle U \rangle$ より絶対値として大きくなっている。図-5 は、波による質量流束を

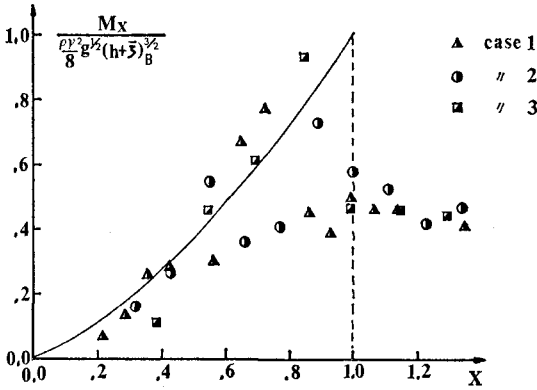


図-5 波による Euler 質量流束

$\rho g^{1/2} (h + \zeta)^{3/2} / 8$ で無次元化したものをプロットしたものである。なお、 $(h + \zeta)_B$ は砕波点での平均水深を表す。図中の実線は、長波近似を用いた理論曲線である。砕波帯外 ($X > 1.0$) においては、波による質量流束は比較的小さく、今回の実験の範囲では無次元量で 0.4~0.6 程度である。それが、砕波点からつまみ点にかけて急激に増大し同じく無次元量で 0.7~1.0 程度にまでなる。この区間では、波高が急激に減少するにもかかわらず、質量流束が増大しているのは砕波による強い水粒子の投出に起因していると考えられる。なお、この区間の質量流束の増大は間接的に wave set-up の遅れと関連があるように思われる。

(5) 砕波帯内における定常流速と平均水位の勾配との相関

前節 (4) で述べた砕波帯内の定常流速の岸沖方向の変動は、波による運動量流束 (例えば radiation stress S_{xx}) の変動と何らかの関連があると推測される。その間接的な一例として、平均水位の勾配との関係を調べてみた。

図-4 の破線は、75 波~125 波分を時間平均して求めた平均水位の勾配 $\partial \zeta / \partial x$ を示す。 $\langle U \rangle$ および $U_{0.5}$ ともに平均水位の勾配の変化と相関が見られるが、特に $U_{0.5}$ と平均水位の変化が非常に類似しているのは興味深い。

図-6 は、 $\sqrt{g(h + \zeta)_B}$ で無次元化した $U_{0.5}$ の値と平均水位の勾配とをプロットしたものである。この図からもわかるように、底面付近の定常流速と平均水位の勾配との相関はかなり高い。これは、換言すると、底面付近の

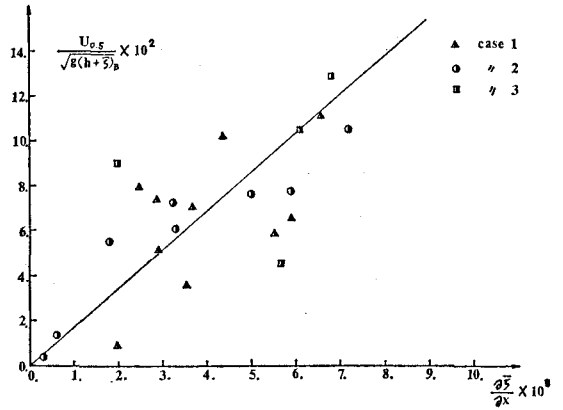


図-6 定常流速と平均水位の勾配との相関

定常流速の変動に圧力勾配が重要な役割を果していることを示唆するものである。

(6) 砕波による乱れと定常流速の鉛直分布の関連

砕波帯内のように砕波による強い乱れが存在する場合、流れの基礎方程式として Reynolds 方程式を用いなければならない。Reynolds 方程式から圧力項を消去して得られた Euler 定常流速に対する支配方程式は次式となる。

$$\left\{ \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} (\nabla^2 \Psi) - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} (\nabla^2 \Psi) \right\} = \nu \nabla^4 \Psi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (\tau_{xx} - \tau_{zz}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\sigma_{xz} + \tau_{xz}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\sigma_{xz} + \tau_{xz}) \dots (7)$$

ここに、 Ψ は Euler 定常流速に関する流れ関数であり、 $U = \partial \Psi / \partial z$, $W = -\partial \Psi / \partial x$, $\nabla^2 = (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2)$, σ_{ij} は波動による運動量, τ_{ij} は Reynolds stress であり、 ν は動粘性係数である。式 (7) で左辺の移流項を無視し、右辺第 1 項と第 2 項のみを考慮すると、保存波の仮定のもとでは、 $\sigma_{xx} - \sigma_{zz}$ が x のみの関数となるために右辺第 2 項も消えて、結果として、 $\nu \nabla^4 \Psi = 0$ を得る。これを Longuet-Higgins によって与えられた境界条件の下で解くと式 (2) と一致する⁷⁾。また、移流項および x の 2 回微分の項を十分に小さいものとして無視して z で積分すれば次式を得る。

$$\nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\tau_{xx} - \tau_{zz}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_{xz} + \tau_{xz}) + f_1(x) \dots (8)$$

ここに、 $f_1(x)$ は圧力勾配を表す。式 (8) の右辺第 1 項は、ほぼ x のみに依存し、圧力勾配 $f_1(x)$ と釣り合うと考えられ、定常流の鉛直分布を左右するのは、 z の関数と考えられる右辺第 2 項および第 3 項であると思われる。特に、 σ_{xz} と τ_{xz} は定常流の鉛直分布に関して重要であるが、今回の実験ではこれらを測定するに至らなか

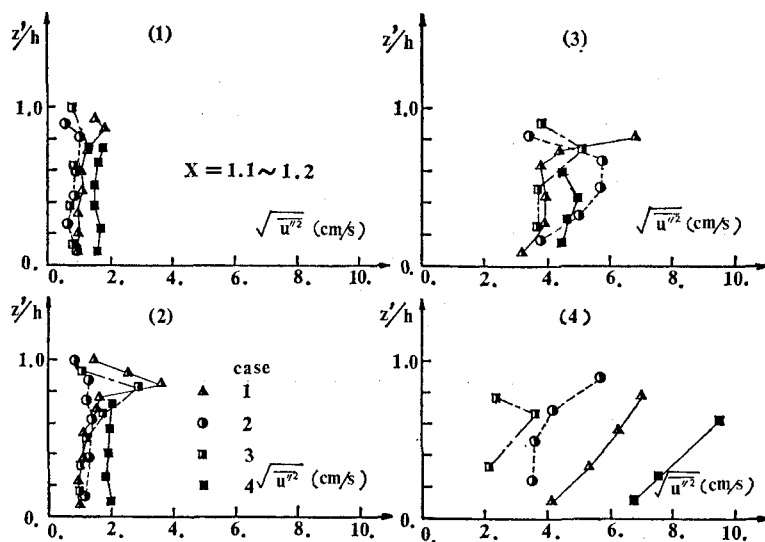


図-7 乱れ強度の鉛直分布

(1) 砕波帯外 (3) つっ込み点
(2) 砕波点 (4) 戻り流れ最強地点

った。現地観測で橋本・宇多⁸⁾によって σ_{xz}/ρ が測定されているが、これによると $200 \text{ (cm}^2/\text{s}^2)$ のオーダーで、現地とは言えかなり大きな値である。

図-7 は、位相平均により分離された水平乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ の鉛直分布を示したものである。砕波帯外では、乱れ強度は 1 (cm/sec) のオーダーで十分に小さいが、砕波点の上層部で有意な乱れが発生し始めているのがわかる。さらに、つっ込み点ではほとんど底層にまで乱れが拡散しており、鉛直方向にほぼ一様となっている。戻り流れ最強地点では、乱れの強さは上層ほど強く、この鉛直分布が底引き流れと呼ばれる下層ほど強い定常流の分布をつくる一因であると思われる。

4. 結 論

砕波帯内外の定常流速、平均水位および乱れ強度などを測定した結果、次のような事が明らかとなった。

- 1) 砕波帯外における定常流速は、Longuet-Higgins による理論解と全体として一致するが、その鉛直分布は底面の近傍を除いて2次曲線よりはむしろ直線分布に近い。
- 2) 砕波点においては、底面境界層の存在による質量輸送は砕波帯内の戻り流れの影響を受けて小さくなっており、そのために、底面付近の定常流の実測値と理論値との差が大きくなっている。
- 3) 砕波帯内における定常流の実測値は質量保存則を

適用して評価される理論値と全体として良く一致する。実測値には岸沖方向に若干変動が見られるが、この変動は、圧力勾配の変動との相関が認められる。

4) 波による質量流束は、砕波点からつっ込み点にかけて急激に増大し、つっ込み点付近で最大となる。

5) 砕波帯内における定常流の鉛直分布について定性的に考察を加えたが、定量的に評価するためには波動による運動量 σ_{xx} および Reynolds stress τ_{xz} 等を測定し、適切なモデル化を行った上で、式(8)を解かねばならない。

現在、実験ケースを追加し解析中であるが、さらに砕波帯内の底面境界層による質量輸送も詳細に

測定したいと考えている。

最後に、本研究に関し助言いただいた東京大学工学部渡辺晃助教授ならびに、勾配 $1/20$ のデータを快く提供して下さった横浜国立大学工学部磯部雅彦講師に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 堀川清司・堀田新太郎・水口 優・磯部雅彦: 砕波後の波にともなう流速場に関する現地観測, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 46~50, 1979.
- 2) TSI Split Film Sensor. Calibration and applications, Thermo-Systems Inc., Technical Bulletin TB 20.
- 3) Hamada, T.: Breakers and beach erosions. Rep. Transportation Tech. Res. Inst., No. 1, 1951.
- 4) Bijker, E. W., Kalkwijk, J. P. Th. and T. Pieters: Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 447~465, 1974.
- 5) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Series A, Vol. 245, No. 903, pp. 535~581, 1953.
- 6) 近藤浩右・堀川清司: 底面質量輸送速度の高次近似解について, 第31回年次学術講演会講演概要集, 第2部, pp. 37~38, 1976.
- 7) 堀川清司・水口 優・品川正典: 波による質量輸送に関する一試論, 第29回年次学術講演会講演概要集, 第2部, pp. 8~9, 1974.
- 8) 橋本 宏・宇多高明: 海浜流と摩擦係数の現地観測, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 435~439, 1978.
- 9) 近藤浩右: 波の質量輸送と浮遊砂の輸送機構に関する研究, 東京大学土木工学科修士論文, 1976.