

碎波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究

岡 安 章 夫*・ 柴 山 知 也**・ 堀 川 清 司***

1. はじめに

近年、流速測定技術の進歩を背景に、流速の実測データを基にして碎波帯内の流速場の構造を解明しようという試みが盛んに行われ、多くの知見が得られつつある。さらに、これらの成果をふまえた上での碎波帯内の流速場の推算に関する研究が最近多く行われはじめた。碎波帯内の岸沖定常流の鉛直分布について、Svendsen¹⁾は、渦動粘性係数モデルを用い、ストークス波による底面質量輸送速度を境界条件の一つとしたモデルを示した。また、土屋ら²⁾は、同様の手法において、水面付近で境界条件を与えるモデルについて検討を加えており、著者ら³⁾も、底面においてスリップ条件を与えた場合について、特に底面付近でのモデルの妥当性について検討した。一方、灘岡・広瀬⁴⁾は、碎波帯内の拡散係数導出の過程で、平均渦度成分の算定に関する基本式から定常流の鉛直分布について言及している。

碎波帯内の漂砂、波高減衰等の現象を予測するためには、底面の極近傍での流速場を精度良く推算する必要がある。この点について、田中⁵⁾は、碎波帯内の波動流速について、Dean の流れ関数法に波動境界層の概念を加味した計算方法を提案している。しかし、定常流に関する上記のモデルは、田中の波動流速に関するモデルと違い、いずれも底面での流速の扱い方に問題があり、底面近傍での流速分布や底面での剪断応力を評価する上では実用的ではない。

本研究では一様勾配斜面上で碎波する規則波について、入射波の条件を変えて実験を行い、2成分レーザー・ドブラー流速計 (LDV) による底面の極近傍を含む綿密な流速測定により、碎波帯内のレイノルズ応力や渦動粘性係数の分布を評価した。さらに、これらレイノルズ応力や渦動粘性係数の分布を基に、碎波帯内 inner region での定常流速の鉛直分布について、特に底面近傍でより精度の高いモデルを提案することを目的とした。

2. 実験方法およびデータ処理

実験には、長さ 23 m、幅 0.8 m の二次元波動水槽を用い、1/20 一様勾配斜面を 9 m に渡って設置した。さらに、現象の二次元性を良くするために斜面上水路中央に仕切り板を設け、底面にはケース 1～4 では天然ゴム板を、ケース 5 では底面付近での信号レベルを高める目的でアクリル製の鏡を敷いた。この斜面に、周期、波高の異なる 5 種類の規則波をあて測定を行った。一様水深部での水深は 40.0 cm (ケース 5 では 39.5 cm) である。実験条件を表-1 に示す。

表-1 実験条件

ケース	T (s) (周 期)	H_1 (cm) (一様水深部 波 高)	H_0/L_0 (換算沖波 波形勾配)	x_b (cm) (碎 波 点)	x_p (cm) (突っ込み点)
1	2.00	8.50	0.0139	-270	-220
2	2.00	5.63	0.0092	-200	-165
3	1.17	9.87	0.0502	-275	spilling
4	0.91	6.69	0.0542	-200	spilling
5	1.50	7.48	0.0230	-250	-200

ケース 1～4 については、碎波点から静水位汀線付近までの 6 つの測線を設けた。最も沖側の測線 1 は碎波点に、測線 2 は突っ込み点 (spilling 型の場合は測線 1 と測線 3 との中間点) に、測線 3 はボア状の波が充分発達する地点に、測線 4 と測線 5 はボア状の波が比較的安定して伝播する領域に設けてある。各々の測線上に、底面上 1 mm から平均水位まで 1～10 mm 間隔に測定点を配置し、岸沖、鉛直方向の流速を 2 成分 LDV で測定すると同時に、容量式波高計で水位変動を記録した。また、ケース 5 では、碎波点沖側から静水位汀線まで 40 cm おきに 9 本の測線を設け、底面上 1, 2, 3, 5, 10, 20 mm に測定点を配置した。座標軸は、静水位汀線を基準として岸方向に x 軸を、静水位から鉛直上向きに z 軸を設定した。一例としてケース 1 の測定点配置の詳細を図-1 に示す。

流速及び水位変動のデータはサンプリング間隔 10 ms で 100 周期分を記録し、解析した。得られた流速データから、位相平均流速、レイノルズ応力、渦動粘性係数等の二次元分布を評価した。この際、乱れは位相平均流速

* 学生会員 工修 東京大学大学院工学系研究科

** 正 会 員 工博 横浜国立大学助教授 工学部建設学科

*** 正 会 員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

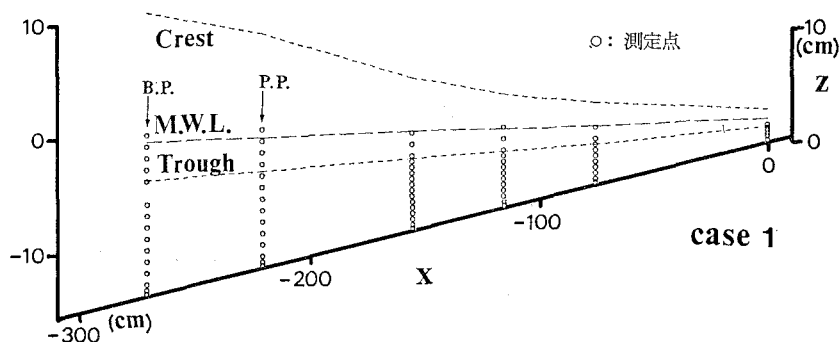


図-1 ケース1の測定点配置

からのずれとして定義し、各々の位相平均値の算定に当たっては、10 波以上のデータが得られれば有意とした。定常流速、一周期平均レイノルズ応力、一周期平均渦動粘性係数等はこれらの位相平均値を一周期間に渡り平均することによって求めた。

3. 実験結果

図-2 は、ケース5における定常流速の二次元分布を

示している。底面上 1 mm の測定点では、突っ込み点を境に、沖側では岸向き、岸側では沖向きの流速を示している。また、ポア状の波が比較的安定して進行する inner region では、底面上 3 mm 付近まで底面の影響が定常流速に現れていることが分かる。

図-3 はケース2について、一周期平均レイノルズ応力 $-\rho u'w'$ と一周期平均渦動粘性係数 ν_t の二次元分布を示したものである。inner region の各測線についてみ

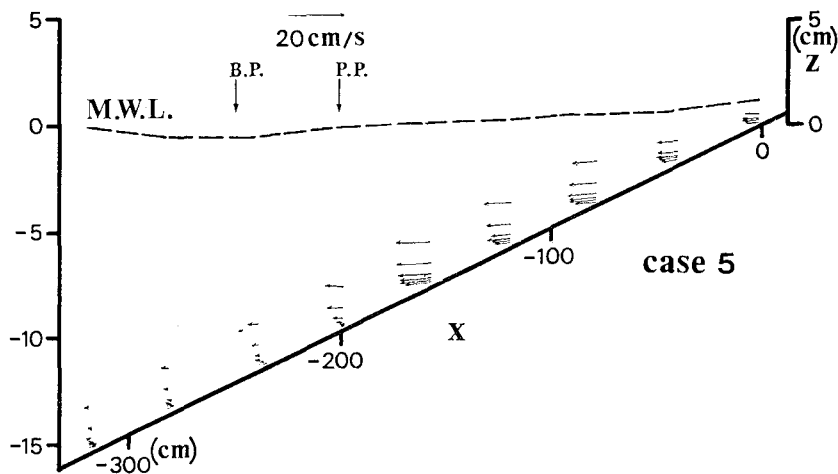


図-2 底面付近の定常流速二次元分布 (ケース5)

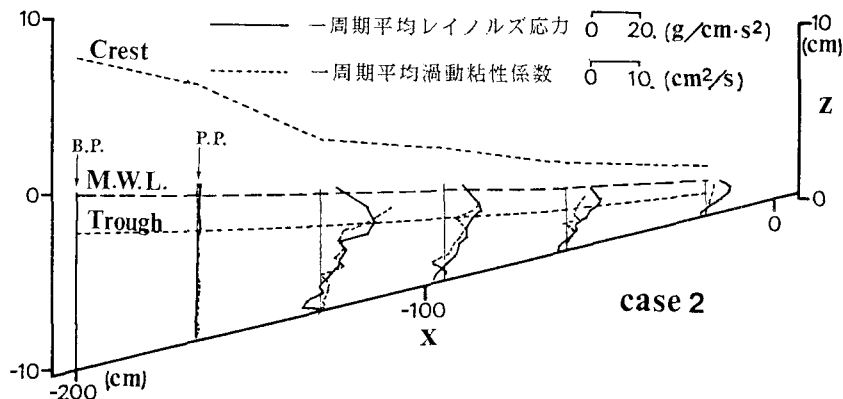


図-3 一周期平均レイノルズ応力と渦動粘性係数の二次元分布 (ケース2)

れば、トロフ・レベルより下では、レイノルズ応力、渦動粘性係数共に直線分布をしているとみることが出来る。底面近傍の値は、 ν_t についてはほぼ 0 となっているが、このことは、底面付近で生成される乱れに比べ、トロフ・レベルより上の波峰前面に形成される大規模渦により生成される乱れのほうが遥かに大きいことに符合すると考えられる。一方、 $-\rho \overline{u'w'}$ についてみると、底上面で無視しえない程大きい冲向き定常剪断応力が働いていることが認められる。

4. 岸沖定常流速の鉛直方向分布のモデル化

(1) 一周期平均レイノルズ応力および渦動粘性係数の鉛直分布

3. で述べた結果を基に、 $-\rho \overline{u'w'}$ と ν_t をいずれも鉛直座標 z の一次関数として近似することを試み、著者ら³⁾と同様、それぞれをトロフ高 d_t 、波速 c および水の密度 ρ で無次元化して整理してみる。表—2 は、ケース 1~4 の測線 4 と 5 について、 $-\rho \overline{u'w'}$ および ν_t を z の一次関数として直線回帰を行い、それぞれの係数を d_t と c で無次元化した上でさらに、測線 4 と 5 について平均をとったものである。この無次元パラメーター α_1 , β_1 , α_2 , β_2 を用いると、各々の回帰直線は、

$$-\rho \overline{u'w'} = \alpha_1 \rho \frac{c^2}{d_t} (z + h_0 - d_t) + \beta_1 \rho c^2 \quad \cdots (1)$$

$$\nu_t = \alpha_2 c (z + h_0 - d_t) + \beta_2 c d_t \quad \cdots (2)$$

と表せる。 h_0 は静水時水深であり、波速は孤立波理論に基づき、

$$c = \sqrt{g(h+H)} \quad \cdots (3)$$

とした。 g は重力加速度、 h は平均水深、 H は波高である。

また、 γ_1 , γ_2 は底面 ($z = -h_0$) での $-\rho \overline{u'w'}$, ν_t の d_t と c で整理した無次元値である。 γ_2 は β_2 に比べて十分小さく、従って 3. の実験結果を考え合わせても、底面で $\nu_t = 0$ となるように (2) 式を近似的に、

$$\nu_t = \alpha_2 c (z + h_0) \quad \cdots (4)$$

と表すことが可能であろう。一方、 $-\rho \overline{u'w'}$ については、 γ_1 は十分大きく、式 (1) をそのままの形で残す方が妥当であると考えられる。

表—2 から分かるように、各ケースごとの無次元パラメーターのばらつきは小さく、斜面勾配が一定の場合に

表—2 レイノルズ応力と渦動粘性係数分布の無次元パラメーター

ケース	α_1	β_1	γ_1	α_2	β_2	γ_2
1	0.0020	0.0015	-0.00048	0.014	0.013	-0.00038
2	0.0022	0.0017	-0.00051	0.014	0.012	-0.0013
3	0.0017	0.0015	-0.00022	0.0090	0.010	0.0012
4	0.0019	0.0018	-0.00014	0.014	0.015	0.0013
平均	0.0019	0.0016	-0.00033	0.013	0.013	0.00033

は、 $-\rho \overline{u'w'}$ と ν_t の鉛直分布を d_t と c で整理することにより統一的に表現することが可能であると考えられる。そこで、各ケースの平均値をとり、それぞれを、

$$-\rho \overline{u'w'} = 0.0019 \rho \frac{c^2}{d_t} (z + h_0 - d_t) + 0.0016 \rho c^2 \quad \cdots (5)$$

$$\nu_t = 0.013 c (z + h_0) \quad \cdots (6)$$

とする。

(2) 断面平均の岸沖定常流速

断面平均の岸沖定常流速は、波動成分からの寄与 U_s と、波峰前部に形成される大規模な渦による寄与 U_r とに分けて考えられる³⁾。磯部ら⁶⁾によれば、碎波帯内の波動流速成分は、Dean の流れ関数法による計算結果と良く一致する。また、流れ関数法は底面での剪断応力を 0 として計算するため、田中³⁾が述べるように底面の極近傍では実測流速と一致しないが、定常流により発達する境界層に比べ波動成分による振動流境界層は非常に薄いので、断面平均の岸沖定常流を議論する上では、波動流速成分の算定に流れ関数法を適用することは問題ないと考えられる。

一方、inner region で、波峰前面に形成される渦による質量輸送が波高の 2 乗に比例すると考えると、大規模渦による inner region での岸向き質量フラックス M_r は、比例定数 A を用いて、

$$M_r = \frac{AH^2}{T} \quad \cdots (7)$$

と表せる。大規模渦による定常流への寄与 U_r は、 M_r をトロフ高 d_t で割って、

$$U_r = -\frac{AH^2}{d_t T} \quad \cdots (8)$$

となる。従って、断面平均定常流 U_0 は、

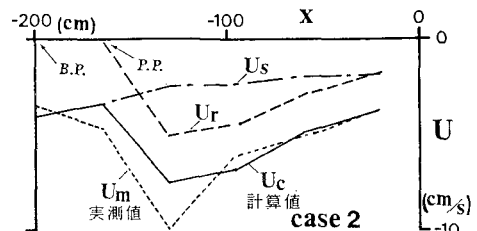
$$U_0 = U_s + U_r = U_s - \frac{AH^2}{d_t T} \quad \cdots (9)$$

により計算できる。

今回の実験では、全てのケースで

$$A = 2.0 \quad \cdots (10)$$

とすることにより、inner region のほぼ全域に渡って断面平均定常流速を評価することが可能であった。このことから、 A は入射波の条件にはよらないと考えられる



図—4 ケース 2 における断面平均定常流速の計算値と実測値の比較

が、斜面勾配の影響については検討の必要がある。また、式(10)の値は、Svendsen¹⁾が用いた $A \approx 0.9$ よりかなり大きい値となっている。

図-4に、一例としてケース2について、トロフ・レベルより下での断面平均定常流速の実測値 U_m と計算値 U_0 の比較を示す。

(3) 定常流の鉛直方向分布

渦動粘性係数モデルを用いると、水平面内に作用する一周期平均の剪断力 $\bar{\tau}$ と定常流速 U の関係は、

$$\bar{\tau} = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (11)$$

と書ける。今、 $\bar{\tau}$ を $-\rho \overline{u'w'}$ で置き換えれば、式(5)より上式は、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) \equiv C_1 \quad (\text{ただし } C_1: \text{定数}) \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。また、式(6)から C_2 を定数として

$$\nu_t = C_2(z + h_0) \quad \dots\dots\dots (13)$$

と表せるので、底面を基準として新たに $z' = z + h_0$ を定義すれば式(12)は、

$$\frac{\partial}{\partial z'} \left(z' \frac{\partial U}{\partial z'} \right) = \frac{C_1}{C_2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

となり、これは C_3, C_4 を積分定数として、

$$U = C_3 \ln z' + C_4 + \frac{C_1}{C_2} z' \quad \dots\dots\dots (15)$$

と解ける。式(15)は、一般の対数分布則に右边第3項を加えた形となっているが、この右边第3項は灘岡・広瀬⁴⁾の述べる shear 効果の直接の現れであると考えられる。

C_1 および C_2 は、式(5)、(6)から、

$$C_1 = 0.0019c^2/d_t \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$C_2 = 0.013c \quad \dots\dots\dots (17)$$

と決定される。また、式(11)を用いて、トロフ・レベルで境界条件を考えれば、

$$\left. \frac{\partial U}{\partial z'} \right|_{d_t} = \frac{1}{\rho} \left. \bar{\tau} \right|_{d_t} = \frac{0.0016c^2}{C_2 d_t} \quad \dots\dots\dots (18)$$

となり、これを式(15)を一回微分した、

$$\frac{\partial U}{\partial z'} = \frac{C_3}{z'} + \frac{C_1}{C_2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

に代入すれば、

$$C_3 = \left(\frac{0.0016c^2}{C_2 d_t} - \frac{C_1}{C_2} \right) d_t = -0.023c \quad \dots\dots\dots (20)$$

が求められる。さらに、

$$U_0 = \frac{1}{d_t} \int_0^{d_t} U dz' = C_3 (\ln d_t - 1) + C_4 + \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_2} d_t \quad \dots\dots\dots (21)$$

の関係をを用いれば、

$$C_4 = U_0 + C_3 (1 - \ln d_t) - \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_2} d_t \quad \dots\dots\dots (22)$$

となる。

以上を式(15)に代入すれば、定常流の鉛直分布として、

$$U = U_0 + C_3 \left(\ln \frac{z'}{d_t} + 1 \right) + \frac{C_1}{C_2} \left(z' - \frac{d_t}{2} \right) = -0.023c \ln \frac{z'}{d_t} + 0.15c \frac{z'}{d_t} + U_0 - 0.096c \quad \dots\dots\dots (23)$$

が求められる。

(4) 実験結果との比較

ケース1～4の測線3と5について、式(23)を用いて計算した岸沖方向定常流速の鉛直分布と、実測値を比較したものが図-5である。縦軸に z' を d_t で、横軸に流速 U を $|U_0|$ でそれぞれ無次元化したものを用いている。計算に用いた無次元パラメータの値は各ケース

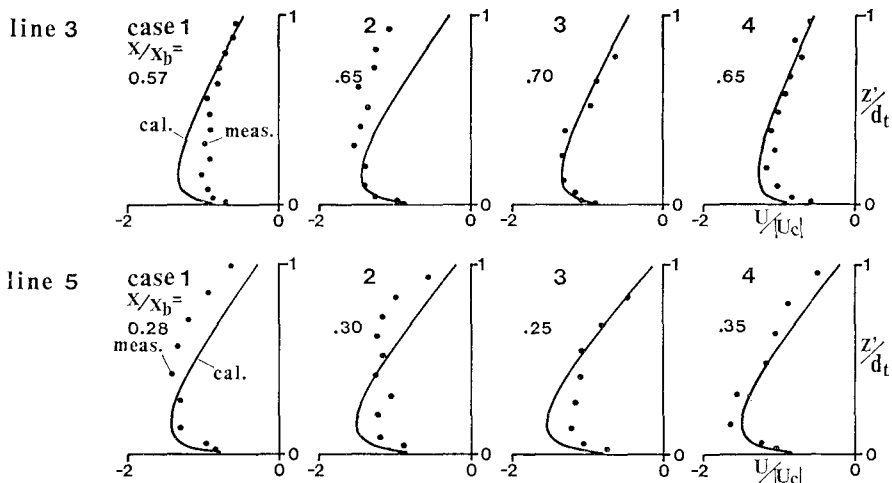


図-5 定常流速の鉛直分布の計算値と実測値の比較

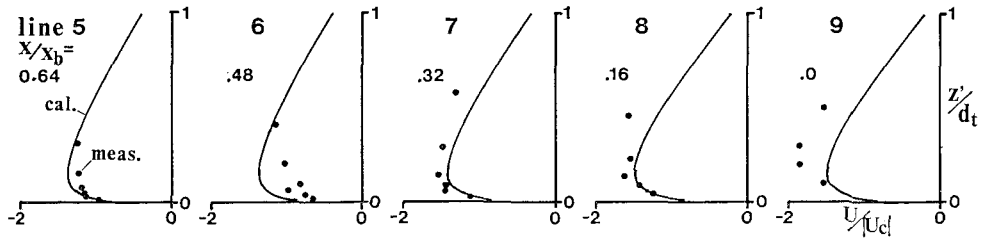


図-6 ケース5における定常流速の計算値と実測値の比較

に共通であるが、全てのケースについて、計算値と実測値は良い一致を示す。ただし、一般的に上部では計算値の方が実測値より若干傾きが急であり、式(23)中の C_1 , C_2 の見積りに検討の余地があると言える。

また、図-6 は、ケース5に適用した場合の計算値と実測値の比較である。両者の一致は良く、このモデルが底面極近傍の定常流速場の推算に関し、広範な条件に対して実用的であることを示していると言える。

5. 結 論

1/20 一様勾配斜面に種々の規則波をあて、2成分レーザ・ドプラー流速計により砕波帯内流速場を綿密に測定した。さらに、一周期平均レイノルズ応力および渦動粘性係数の分布から、砕波帯内 inner region での定常流の鉛直分布を、特に底面付近で精度良く推算する方法について検討し、以下の結論を得た。

1) 砕波帯内 inner region での一周期平均レイノルズ応力および一周期平均渦動粘性係数は、鉛直座標 z の一次関数とみなすことができる。また、その係数はトロフ高と波速とで無次元化することにより、入射波の条件によらない整理が可能である。この際、渦動粘性係数は底面で0とすることが適当であるが、レイノルズ応力については、底面上で無視しえない程度の冲向き定常剪断応力が働いていることが認められる。

2) 断面平均の岸沖定常流速は、流れ関数法により計算される波動成分による寄与と、ボア状に進行する波の波峰前部に形成される大規模渦による寄与とに分けて考えられる。この内、大規模渦による inner region での岸向き質量輸送は、波高の2乗で整理することにより入射波の条件によらず統一的に評価することが可能である。

3) 砕波帯内 inner region での岸沖定常流の鉛直分布は式(23)により評価することができる。計算値と実測値は底面の近傍においては良く一致するが、上層での勾配については検討の余地がある。

参 考 文 献

- 1) Svendsen, I. A.: Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347~365, 1984.
- 2) 土屋義人・山下隆男・植本 実: 砕波帯における戻り流れについて, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 31~35, 1986.
- 3) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司: 砕波帯内二次元定常流速場の推算に関する考察, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 1~5, 1986.
- 4) 灘岡和夫・広瀬文人: 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 26~30, 1986.
- 5) 田中 仁: 任意波形を有する波動下での水粒子速度と底面せん断応力の算定法に関する研究, 土木学会論文集第381号/II-7, pp. 181~187, 1987.
- 6) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司: 砕波帯における流速場に関する二次元実験, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 41~45, 1979.