

3 次元海浜流計算における乱流サブモデルの キャリブレーションに関する研究 —— ADCP による海浜流の現地観測データを用いた検討 ——

加 藤 茂*・山下 隆 男**

1. 緒 言

近年, 流れの 3 次元モデルの開発が進み, その実用化が試みられている。しかしながら, 計算結果の検証は依然として実験結果との比較に留まり, 観測データによる流れの鉛直分布も含めた十分な検証は少ない。また, 一般に 3 次元モデルには, 鉛直方向の渦動粘性係数を求めるために乱流モデルを組み込んでいるが, これは, 乱れの鉛直分布が流れの鉛直分布を再現する鍵となるからである。しかし, 乱流モデルのモデル係数は, 実験データとの比較により決定されたものが多く, 現地を対象とした計算を行う場合には現地に適した係数の調整が必要であると考えられる。また, 砕波を伴う現象を対象とする場合, 乱流モデルの海面での境界条件については, その設定方法に不明な点が未だ多く残されている。砕波による海面からの組織的な乱れエネルギーの供給とその伝播・移流・拡散が混在する砕波帯では, 乱流モデルの適用性の検討は重要な問題となる。

本研究では, 砕波帯での ADCP 観測で得られた海浜流の鉛直分布データを用いて, 2 方程式系乱流モデルのキャリブレーションを行い, 乱流モデルの現地海岸への適用性について検討を行う。

2. 数値モデル

海浜流モデルは, 著者ら (1998, 1999) が開発を行ってきた 3 次元海浜流モデルを用いた。この数値モデルは, 平均流場, 波浪場, 乱流場の各サブモデルから構成されている。乱流サブモデルとしては, 代表的な乱流モデルである $k-\epsilon$ モデルと POM (Princeton Ocean Model: Blumberg and Mellor, 1983) に用いられて実海域 (深海域) での流れの計算に実績のある Mellor-Yamada の 2.5 次モーメント乱流クロージャモデル (Mellor and Yamada, 1982) (以下, M-Y モデル) の適用を検討した。本数値モデルは鉛直方向に σ 座標系を導入しているため, $k-\epsilon$ モデルも σ 座標系 ($\sigma=0\sim-1$) へ変換を行った方程式系を用いている。

($k-\epsilon$ モデル)

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial uk}{\partial x} + \frac{\partial vk}{\partial y} + \frac{\partial w_{\sigma}k}{\partial \sigma} = P_k - \epsilon + \frac{1}{D^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_M}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right] + F_k \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial u\epsilon}{\partial x} + \frac{\partial v\epsilon}{\partial y} + \frac{\partial w_{\sigma}\epsilon}{\partial \sigma} = C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{1}{D^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_M}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\partial \epsilon}{\partial \sigma} \right] + F_{\epsilon} \dots \dots \dots (2)$$

$$P_k = \frac{K_M}{D^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right], \quad K_M = C_{\mu} \frac{k^2}{\epsilon}$$

ここで u, v, w_{σ} はそれぞれ x, y, σ 方向の流速, K_M は鉛直方向渦動粘性係数, F_k, F_{ϵ} は k, ϵ に関する水平拡散項, $D=\zeta+h$ は全水深 (ζ : 平均海面, h : 水深) を表し, 各モデル係数は $\sigma_k=1.0, \sigma_{\epsilon}=1.3, C_{1\epsilon}=1.44, C_{2\epsilon}=1.92, C_{\mu}=0.09$ である。

(M-Y モデル)

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 D}{\partial t} + \frac{\partial u q^2 D}{\partial x} + \frac{\partial v q^2 D}{\partial y} + \frac{\partial w_{\sigma} q^2 D}{\partial \sigma} \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2}{\partial \sigma} \right] + \frac{2 K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] \\ + \frac{2 g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \bar{p}}{\partial \sigma} - \frac{2 D q^3}{B_1 l} + F_q \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 l D}{\partial t} + \frac{\partial u q^2 l D}{\partial x} + \frac{\partial v q^2 l D}{\partial y} + \frac{\partial w_{\sigma} q^2 l D}{\partial \sigma} \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2 l}{\partial \sigma} \right] + E_1 l \left(\frac{K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + E_3 \frac{g}{\rho_0} K_H \frac{\partial \bar{p}}{\partial \sigma} \right) - \frac{D q^3}{B_1} \bar{W} + F_l \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

$$\bar{W} = 1 + E_2 \left(\frac{l}{\kappa L} \right)^2, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \sigma} = \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial p}{\partial \sigma}$$

q^2 は乱流変動量の 2 乗, l は乱れの長さスケール, F_q, F_l は $q^2, q^2 l$ に関する水平拡散項, K_q, K_H は乱流エネルギーと熱の拡散係数, c_s は水中での音速を表し, モデル係数は $E_1=1.8, E_2=1.33, E_3=1.0$ である。

図-1 は, $k-\epsilon$ モデルと M-Y モデルを用いた一定水深の閉じた 2 次元水路における吹送流の鉛直分布の計算結

* 正会員 博(工) 京都大学助手 防災研究所
** 正会員 工 博 京都大学助教授 防災研究所

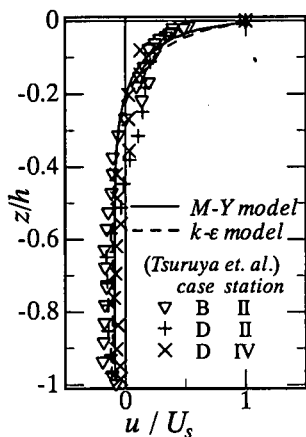


図-1 吹送流の計算結果と実験結果

果を示している。モデル係数は前述の標準的な値を用いている。図中には鶴谷ら (1983) が行った風洞吹送における吹送流の実験結果も併せて表示している。計算結果と実験結果は、鉛直方向 z を水深 h で、流速 u を表面流速 U_s で無次元化している。計算結果は、どちらの乱流モデルを用いた場合も実験結果の傾向をよく表しており、両モデルの計算結果に顕著な違いはない。そこで、本研究では、深海域を対象としているが実海域での計算に実績のある M-Y モデルを対象とすることとし、現地の海浜流場 (流速の鉛直分布) を再現するためのモデル係数の同定を行う。また、碎波帯では乱れの生成として重要な海面での境界条件について、その設定方法の検討を行った。

3. 乱流モデルにおける海面境界条件

乱流モデルを碎波帯で用いる場合、海面境界条件の与え方が問題となる。碎波帯では碎波による海面付近での乱れの発生をどのようにモデルに組み入れるかが重要である。M-Y モデルでは、 q^2 , $q^2 l$ の海面 ($\sigma=0$) での境界条件が以下の式で与えられている。

$$q^2 = B_1^{2/3} \cdot u_*^2, \quad q^2 l = 0 \quad (5)$$

ここで、 B_1 は定数 ($=16.6$)、 u_* は海面における摩擦速度である。式 (5) は、固定表面 (solid surface) に対する境界条件として与えられており (Mellor and Yamada, 1982)、間欠的に発生する碎波による乱れを考慮しているわけではない。そこで、碎波の影響として波の伝播速度 $\sqrt{gh}$ と碎波 surface roller (SR) の代表長さスケール L_{SR} を用いて、次式のように海面境界条件を仮定した。

$$q^2 = B_1^{2/3} \cdot u_*^2 + a\sqrt{gh}, \quad q^2 l = q^2 b L_{SR} \quad (6)$$

これにより、波の存在と碎波 SR の発達・減衰に伴った乱

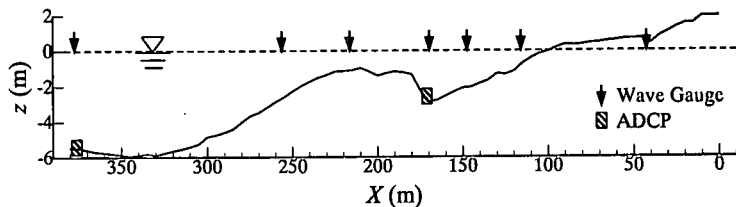


図-2 波崎海岸の海底地形

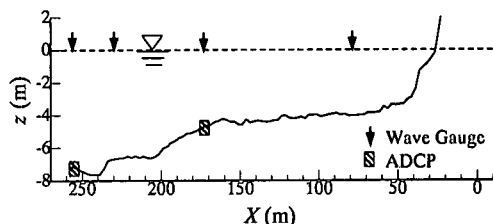


図-3 大湊海岸の海底地形

流モデルの海面境界条件を与えることを意図している。波の伝播速度と乱れの発生量、碎波 SR の代表長さスケールと海面での乱れスケールの寄与率の関係については検討の余地が残るが、本論文では $a=5.0 \times 10^{-3}$, $b=1.0$ を基準値として与えた。

4. 現地観測データによるキャリブレーション

4.1 観測データ

計算結果との比較には、2つの現地観測で得られた ADCP による海浜流の鉛直分布データを用いた。

1つは、1999年夏季 (8~9月) に運輸省港湾技術研究所波崎海洋研究施設 (HORS) で実施された共同観測の一部と行われた碎波帯内での海浜流観測である。ADCP は棧橋先端 385 m 地点と沿岸砂州のトラフ部に当たる棧橋 175 m 地点の海底に設置された (図-2)。しかし、175 m 地点の ADCP は観測開始から約 4 日で砂に埋まってしまったため、それまでの比較的穏やかな波浪条件 ($H_{1/3}=0.5$ m 程度) での海浜流データしか得られなかった。もう 1つは、1999年冬季 (1~3月) に京都大学防災研究所大湊波浪観測所 (OWO) の観測棧橋で行われた碎波帯内での海浜流観測である。ADCP は棧橋の先端と中央の海底に設置し (図-3)、長期の連続観測を行った。

4.2 断面 2 次元計算によるキャリブレーション

図-2, 3 に示した棧橋沿いの海底地形データを用い、沿岸方向には一様であると仮定して、断面 2 次元場での海浜流計算を行った。棧橋先端の波高計で得られた波浪 (波高, 周期) を計算領域の沖側条件として与え、その波浪が海岸線に直角に進行すると仮定して伝播計算を行った。流れの計算は静水状態を初期条件とし、波浪モデル

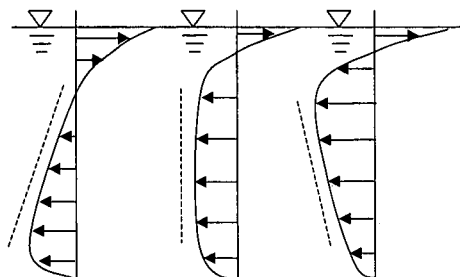


図-4 観測された岸沖方向流速の鉛直分布パターン

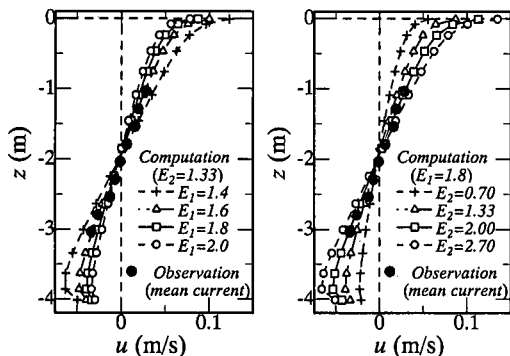
(a) E_1 を変化させた場合 (b) E_2 を変化させた場合

図-5 モデル係数と鉛直分布の関係

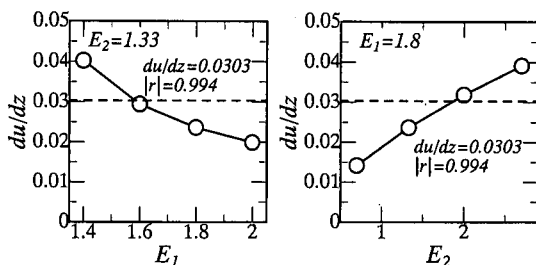
で算定された定常な波浪場の作用条件の下で平均流場の計算を行った。

沖側境界条件として与える波浪条件は、4.1の観測データの中で波浪の状態と10分平均流速の鉛直分布形状がともに比較的安定した時間帯を選び、その時の波高と周期を用いた。観測結果と計算結果の比較には、観測データの1時間平均流速の鉛直分布と、計算された定常状態での平均流の鉛直分布を用いた。

観測データを検討したところ、海浜流(10分平均値)の鉛直分布はだまかに図-4に示すような3パターンに分類された。この中で(b)と(c)に示した分布パターンについては、乱流モデルを用いた平均流場の計算では、その再現はかなり困難であると思われる。したがって、今回の検討では(a)の分布パターンのみを計算対象とした。

(a) HORSでの観測データによるキャリブレーション

$q_2 l$ の生成項と減衰項に関するモデル係数 E_1 と E_2 を調整し、観測された平均流の鉛直分布勾配を再現することを試みた。図-5は、(a) E_1 を変化させた場合、(b) E_2 を変化させた場合の計算結果の変化を示している。併せて、この時の観測結果(1999年8月3日6:00~7:00)も示している。桟橋先端での波浪は $H_{1/3}=0.56$ m, $T_{1/3}=$

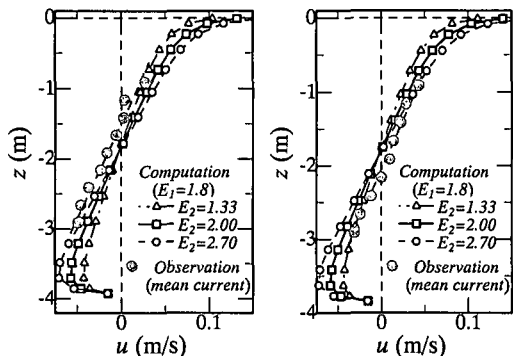
(a) E_1 と鉛直勾配(b) E_2 と鉛直勾配図-6 E_1 , E_2 と鉛直勾配の関係

8.2 sであった。また、図-6は係数 E_1 , E_2 の変化と計算結果の鉛直勾配 du/dz の関係を示している。勾配は水面から6層目($z=-1.0$ m)と11層目($z=-3.0$ m)の計算結果から求めた。図中の破線は、観測データから最小自乗法で求めた流速の鉛直勾配である。モデル係数を調整することにより、この時の観測結果の勾配を再現することが可能であることがわかる。図-6からは、(E_1 , E_2)がおおよそ(1.6, 1.33)または(1.8, 2.0)の組み合わせで再現できているが、これら以外の組み合わせでも、生成項と減衰項のバランスを考慮した係数の組み合わせを与えれば、ほぼ同程度の再現が可能であった。

他の時間帯でもモデル係数を調整することにより、平均流の鉛直分布勾配の再現が可能であるか調べた。図-7は、8月3日17:00~18:00と4日5:00~6:00での観測結果と計算結果の比較である。標準的なモデル係数(E_1 , E_2)=(1.8, 1.33)に比べて、減衰項の影響を強めた $E_2=2.0$ の方が、妥当な結果が得られている。今回のHORSでの観測では、前述したように観測開始から僅か4日でADCPが砂に埋まってしまったため、高波浪時の流れのデータは得られなかった。したがって、得られた海浜流データは桟橋先端での $H_{1/3}$ が0.5 m程度の条件下のものであり、波(碎波)が流れに及ぼす影響も弱いため、乱流モデルの碎波帯への適用が十分検討されたとは言いがたい。しかし、このような穏やかな条件下(海面が滑らかな場合)では、減衰項の影響をやや強く与える($E_2 \rightarrow$ 大)ことにより鉛直分布の勾配を再現することが可能であった。これは、標準的なモデル係数では、現地の穏やかな波浪条件へ適用した場合に乱れの減衰効果が過小評価されることを示していると考えられる。

(b) OWOでの観測データによるキャリブレーション

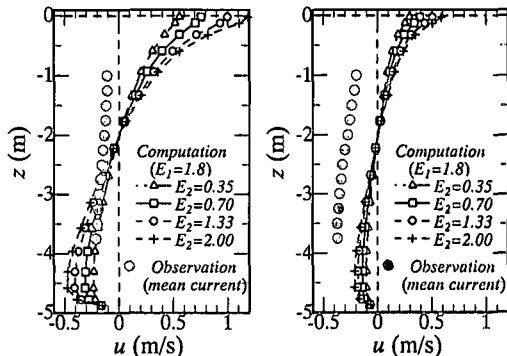
図-8は、 E_2 を変化させた場合の(a)2月12日4:00~5:00と(b)14日9:00~10:00での計算結果を示している。この時の桟橋先端での波高は $H_{1/3}=3.2$ m, 2.5 mであった。(b)では、 E_2 を小さくしていくことにより観測結果の鉛直勾配を再現できているが、(a)では計算結果は観測結果に比べてかなり緩やかな勾配になっ



(a) 8月3日17:00~18:00

(b) 8月4日5:00~6:00

図-7 計算結果と観測結果の比較 (HORS)



(a) 2月12日4:00~5:00

(b) 2月14日9:00~10:00

図-8 計算結果と観測結果の比較 (OWO)

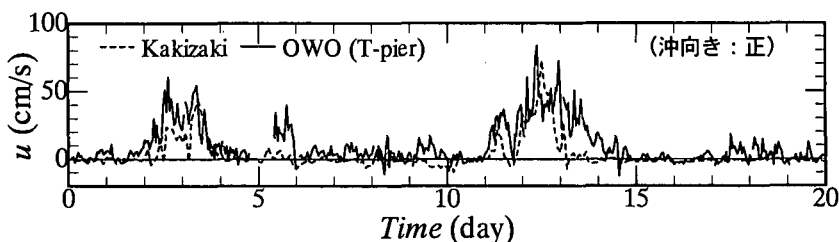
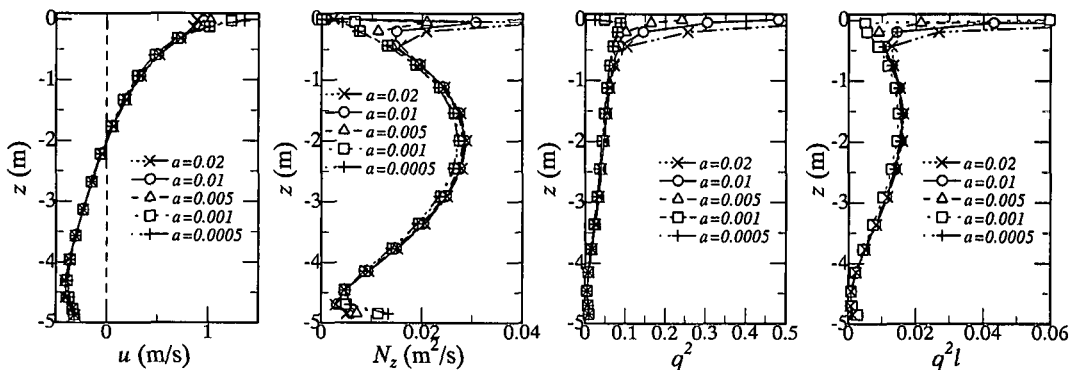


図-9 OWOと柿崎での観測結果の比較

図-10 式 (10) 中の a を変化させたときの u , N_z , q^2 , $q^2 l$ の変化

ている。計算結果の変化の傾向からも、モデル係数の調節のみでは観測結果の再現は困難であると考えられる。

OWO での観測結果が急勾配になる原因としては、観測棧橋周辺の地形の影響が考えられる。図-9 は、OWO の観測棧橋から約 3 km 北の柿崎地区で新潟県が行った観測結果と観測棧橋での観測結果（海底から約 1.0 m での岸沖方向流速）を比較した図である。水深はどちらも約 5 m である。変動傾向は同じであるが、棧橋の方が沖向きの流速は大きく、全般的に沖向きの流れが形成されている。これは、柿崎の観測点周辺は海底地形が沿岸方向にほぼ一様であるのに対して、棧橋はその両側に人工

リーフと離岸堤が配置されており（間隔は約 1 km）、そのほぼ中央に位置するため、人工リーフと離岸堤の影響により平面的な流れの分布が形成され、やや水深が深くなっている棧橋周辺では水深方向に一樣な沖向きの強い流れが発生し易くなっているためであると推測できる。

もう 1 つの原因としては、砕波による強制的な鉛直混合の影響が考えられる。泉宮・堀川 (1981) は造波水槽での実験結果から、砕波帯では平均流の鉛直分布は一樣に近づくことを指摘している。これは波（砕波）の影響により、十分な鉛直混合が行われたためであると考えられる。波（砕波）による鉛直方向の混合が再現されるた

めには、乱流モデルにおける海面（波）からの乱れの発生・伝達特性の把握と3.で仮定した海面境界条件の検討が必要である。

図-10は、図-8(a)の波浪条件で式(6)中の a （波からの乱れエネルギーの供給割合）を変化させたときの u , N_z , q^2 および q^2/l の鉛直分布を示している。 q^2 の海面境界条件としてかなり大きな値を与えているにもかかわらず、乱れの鉛直分布の顕著な変化は平均海面から水深の約1/10程度の範囲に限られており、海面からの乱れは鉛直方向にはほとんど伝達されていない。流速の変化も海面付近に限られ、鉛直分布の変化は見られない。2方程式系の乱流モデルは流れのせん断応力によって発生する乱流場の計算（自由表面の滑らかな場合の開水路流れや段落ち流れ、管路内の流れ）では、かなり良好な結果が得られている（たとえば、中山・横嶋, 1999）。しかし、今回の検討で、砕波帯のような強制的な乱れの発生を伴う流れ場の計算では、現在の一般的な時間平均した2方程式系乱流モデルでは鉛直分布特性までも含めた詳細な再現は非常に困難であり、波による乱れの発生や伝達機構を考慮したモデルへの改良・開発が必要であることが確認された。しかし、流向（岸沖）や流速のオーダーに関しては、平面的な流れの分布を考慮したり、キャリブレーション次第で現在の乱流モデルでも許容できる範囲での結果を得ることは可能であるので、用途にあった適用は可能であると考えられる。

図-11は、観測された平均流の鉛直分布を指数分布であると仮定して、せん断応力のバランスから推定した渦動粘性係数 N_z の鉛直分布とこの値を用いた場合の平均流の計算結果 u を示している。上層での渦動粘性係数が非常に小さな値となり、砕波帯での渦動粘性係数の鉛直分布とは考え難いが、中層以下では流速分布が一様に近づき、観測結果の分布形に近くなる。海面・海底面付近の平均流データも考慮した渦動粘性係数の鉛直分布特性が推定できれば、必然的に計算結果と観測結果の対応性は良くなるはずである。2方程式系の乱流モデルは上述の問題点に加えて、計算に大きな負荷がかかる。計算効率や簡便性の点からも、現地データに基づいた0方程式もしくは1方程式系の乱流モデルの検討も必要であり、そのための現地観測を行うことが今後の課題である。

5. 結 語

本研究では、ADCPによる現地観測で得られた流れの鉛直分布データを用いて、砕波帯における乱流モデル（Mellor-Yamadaモデル）の適用性の検討とモデル係数のキャリブレーションを行った。その際に、砕波帯での乱流モデルにおける海面境界条件として、波（砕波）の発達・減衰に伴う形で提案した。その結果、比較的穏や

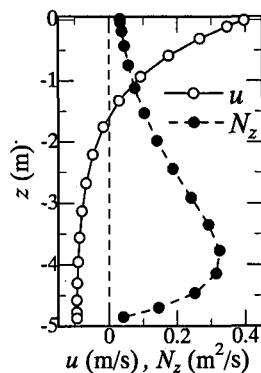


図-11 観測結果から推定した N_z とそれを用いた計算結果

かな波浪条件下での平均流場の計算では、従来のモデル係数よりもやや減衰項を強くしたモデル係数の組み合わせを用いることにより、平均流の鉛直分布形が再現することができた。しかし、砕波による強制的な乱れの発生を伴う場合には、一般的な時間平均した2方程式系乱流モデルでは、平均流の鉛直分布の再現までは困難であった。海底での流速のオーダー・方向の再現性はほぼ満足されるが、今後は観測データに基づく簡便な乱流モデルの開発が必要であると考えられる。

最後に、ADCPによる現地観測の実施にあたっては、運輸省港湾技術研究所波崎海洋研究施設の職員の方々および共同観測グループの方々にご協力頂いた。大潟波浪観測所観測桟橋での観測にあたっては内山 清枝官にご協力頂いた。ここに記して謝意を表します。また、本研究は科学研究費（奨励研究 A, 11750455）の研究成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 泉宮尊司・堀川清司 (1981): 砕波帯における定常流に関する実験的研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 34-38.
- 加藤 茂・山下隆男・安田孝志・三島豊秋 (1998): 高次乱流モデルとローラー型砕波モデルとを援用した海浜流の3次元数値解析, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 191-195.
- 加藤 茂・山下隆男・路 明 (1999): 3次元広域海浜流数値モデルの適用性に関する研究, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 211-215.
- 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・戸秀久 (1983): 吹送流に関する風洞実験—吹送流の発生に及ぼす反流の効果—, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第2号, pp. 127-174.
- 中山昭彦・横嶋 哲 (1999): 開水路乱流予測計算における低レイノルズ数乱流モデルの有用性, 土木学会論文集, No. 628, II-48, pp. 131-148.
- Blunberg, A. F. and G. L. Mellor (1983): Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, Jour. Geophys. Res. Vol. 88, pp. 4579-4592.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., 20, pp. 851-875.