

任意地形上の戻り流れの定量的評価法の提案

渡 辺 晃*・青 池 大 介**・磯 部 雅 彦***

1. はじめに

砕波帯内の漂砂や海浜変形あるいは各種物質拡散と密接に関係する戻り流れについては、その重要性からこれまでに多くの実験的・理論的研究がなされてきた(例えば土木学会編「漂砂環境の創造に向けて」, 1998, 参照)。しかしながら、工学上重要な任意地形上の戻り流れに対して簡便かつ一般的に評価算定できる手法が確立されているとは言い難かった。そこで本研究では一つの試みとして、波の浅水・砕波変形を計算するのに Boussinesq 方程式を用い、エネルギーの変換過程に大規模渦(surface roller)のモデルを導入することにより、エネルギー収支から推定した乱れ場の評価を経て、戻り流れ流速の岸沖方向鉛直 2 次元分布を算定する手法を開発することを目的とした。エネルギー逸散率から戻り流れの流速分布を求めるアイデアは岡安ら(1989)にならっているが、波の変形を Boussinesq 方程式で計算する点と、大規模渦のエネルギー算定に Schäffer ら(1992)のモデルを援用している点が異なる。以下では読者の便を考慮して、岡安ら(1989)と共通の理論式や説明も再掲することにする。

2. エネルギー逸散率と戻り流れの鉛直分布

次元解析によれば、砕波帯内の乱れの代表速度 q はエネルギー逸散率 D_B を用いて、

$$q \approx (D_B/\rho)^{1/3} \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表せる。従って、乱れの代表長さが水深 h に比例するとすると、1 周期平均のレイノルズ剪断応力 τ と渦動粘性係数 ν_e の鉛直断面平均 τ_m と ν_m は、それぞれ、

$$\tau_m = C_\tau \rho^{1/3} D_B^{2/3} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\nu_m = C_\nu \rho^{-1/3} h D_B^{1/3} \quad \dots\dots\dots (3)$$

と表示できる。 C_τ および C_ν は定数で、岡安ら(1989)にならえば 0.02 と 0.03 であり、 h は静水深である。さらに τ と ν_e の鉛直分布が底面からの高さ z' の 1 次関数で表わされ、 ν_e は底面で 0、 τ は底面とトロフレベルでの値の比を $-1/4$ とすると、

$$\tau = a_\tau z' + b_\tau = (0.04/3) \rho^{1/3} D_B^{2/3} [(5/h_i) z' - 1] \quad \dots (4)$$

$$\nu_e = a_\nu z' = 0.06 \rho^{-1/3} D_B^{1/3} (h/h_i) z' \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。ただし h_i はトロフ下の水深であり、後述する Boussinesq 方程式の解から求められる。

次に砕波帯外でも適用できるように分子動粘性係数 ν も考慮し、総動粘性係数 ν_t として、

$$\nu_t = \nu_e + \nu \quad \dots\dots\dots (6)$$

を用いる。一方、渦粘性モデルによれば、 τ 、 ν_t と戻り流れすなわち岸沖方向定常流の流速 U との関係は、

$$\tau = \rho \nu_t \partial U / \partial z' \quad \dots\dots\dots (7)$$

で与えられる。この式を U について解くと次式を得る。

$$U = \frac{a_\tau}{a_\nu} z' + \frac{a_\nu b_\tau - a_\tau \nu}{a_\nu^2} \log(a_\nu z' + \nu) + C_1 \quad \dots (8)$$

ただし、積分定数 C_1 は、トロフレベル ($z = \zeta_i$) より上の波による岸向き質量輸送 M_i が、トロフレベルより下の戻り流れによる沖向き質量輸送と釣り合っているという条件式、

$$M_i = \int_{\zeta_i}^{\zeta_s} u dz = - \int_{-\zeta_i}^{\zeta_i} U dz \quad \dots\dots\dots (9)$$

から定められる。ただし、 ζ は水面変動である。

従って、戻り流れ流速 U の空間分布の計算は、エネルギー逸散率 D_B の岸沖分布をいかに評価するかという問題に帰着する。

3. エネルギー逸散率 D_B の算定

(1) 砕波帯内のエネルギー収支

砕波帯内のエネルギー収支に関しても、岡安ら(1989)にならって扱う。すなわち、波動エネルギーから直接乱れエネルギーに変換されて逸散する分は無視でき、波動エネルギーは一旦その一部が大規模水平渦(surface roller)に供給されてから逸散されるものと仮定する。この仮定の下では、単位面積単位時間当たりの波動エネルギーから大規模渦エネルギーへの変換率 T_B は、底面および側面の摩擦損失によるエネルギー逸散率 D_{b+w} と波動運動によるエネルギーフラックス F_w を用いて、

$$T_B = -dF_w/dx - D_{b+w} \quad \dots\dots\dots (10)$$

と表せる。ここに x は岸向きを正とした水平座標である。

次に、大規模渦に伴うエネルギーフラックスを F_w で

* 正 会 員 工 博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻
** 学生会員 東京大学大学院工学系研究科社会基盤工学専攻
*** フェロー 工 博 東京大学教授 新領域創成科学研究科環境工学専攻

表すと、 F_v と T_B および乱れを経てのエネルギー逸散率 D_B との間には、

$$dF_v/dx = T_B - D_B \dots\dots\dots (11)$$

なる関係が成り立つ。結局、 D_B は式 (10) と (11) より、

$$D_B = -dF_w/dx - dF_v/dx - D_{b+w} \dots\dots\dots (12)$$

で算定される。

(2) 波の計算とエネルギーフラックス F_w の評価

波の浅水・砕波変形の計算には、佐藤・鈴木 (1990) により提案された運動量拡散型砕波減衰項 M_D を含む Boussinesq 方程式に、さらに摩擦項 F_D を付加した式 (13)、(14) を用いた。

$$\partial \zeta / \partial t + \partial Q / \partial x = 0 \dots\dots\dots (13)$$

$$\partial Q / \partial t + \partial (Q^2 / D) / \partial x + g D \partial \zeta / \partial x - (h^2 / 3) \partial^3 Q / \partial t \partial x^2 - M_D + F_D = 0 \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 ζ は水面変動、 D は全水深で静水深を h として $D = h + \zeta$ 、 Q は線流量で $Q = \int_{-h}^{\zeta} u dz$ であり、砕波減衰項 (運動量拡散項) M_D は次式で表される。

$$M_D = (g D / \sigma^2) f_D \cdot \partial^2 Q / \partial x^2 \dots\dots\dots (15)$$

ただし、減衰係数 f_D は次式で与えられる (Dibajnia・渡辺, 1987)。

$$f_D = \alpha_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{h}} \sqrt{\frac{\bar{Q} - Q_r}{Q_s - Q_r}} \dots\dots\dots (16)$$

$$Q_s = 0.5(0.57 + 5.3 \tan \beta) Ch \dots\dots\dots (17)$$

$$Q_r = 0.4(a/h)_B Ch \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 \bar{Q} は線流量の振幅、 α_D は砕波帯内で 2.5 となる係数であるが、砕波帯内外の連続性を保つために 0 から 2.5 まで砕波点から岸側半波長分の距離にわたって線形補完する。また C は波速、 $\tan \beta$ は砕波点近傍底面勾配、 $(a/h)_B$ は砕波点での振幅水深比である。式 (17) 中の係数は、有限振幅性を考慮して 0.4 から 0.5 に割増した。摩擦項 F_D の評価には Jonsson (1966) の摩擦係数を用いた。

砕波判定には、渡辺ら (1983) にない波峰における水平流速 u_c と波速 C の比を用いたが、その比の砕波限界値としては片山・佐藤 (1993) を参考にして 0.7 とした。

なお、本研究では波の遡上は考慮せず、汀線側に一様水深部を仮定してその岸側端に透過境界を設定した。

式 (13)、(14) の解 Q と ζ が求まったら、水平流速 u 、鉛直流速 w 、圧力 p は、断面平均水平流速 $\bar{u} = Q/D$ を用いて、それぞれ式 (19)~(21) で計算でき、それらを用いて波動エネルギーフラックス F_w は式 (22) で算定される。

$$u = \bar{u} - [(h+z)^2 / 2 - h^2 / 6] \partial^2 \bar{u} / \partial x^2 \dots\dots\dots (19)$$

$$w = -(h+z) \partial \bar{u} / \partial x - (\partial h / \partial x) \bar{u} \dots\dots\dots (20)$$

$$p / \rho = g(\zeta - z) + z \cdot \partial (h \partial \bar{u} / \partial t) / \partial x + (z^2 / 2) \cdot \partial^2 \bar{u} / \partial t \partial x \dots\dots\dots (21)$$

$$F_w = \int_{-h}^{\zeta} \{ p + \rho(u^2 + w^2) / 2 + \rho g z \} u dz \dots\dots\dots (22)$$

(3) 大規模渦のモデリングとエネルギーフラックス F_v の評価

一方、大規模渦のエネルギーフラックス F_v の評価には、Schäffer ら (1992) の surface roller のモデルに若干の修正を施して援用した。すなわち図-1のように、計算された各点での時間波形を空間波形に変換し、その波形前面に角度が φ の接線を引いて、その接線よりも上にある水の部分が大規模渦を形成し、その内部の流速は水平で一様に波速 C に等しく、渦自身も C に等しい速度で波と共に移動すると仮定した。また $\tan \varphi$ の値は砕波点からの距離により減少し、次式のように変化するものとした。

$$\tan \varphi = \tan \varphi_0 + (\tan \varphi_B - \tan \varphi_0) \times \exp\{-\ln 2(x - x_B) / x^*\} \dots\dots\dots (23)$$

ここで、砕波が始まる角度 φ_B は計算砕波点 ($x = x_B$) における計算波形前面の最大勾配角をそのまま使い、砕波が終わる角度 φ_0 は入射波や地形条件によらず一定で 4° 、半減距離 x^* は計算で求まる砕波波高 H_B の 2 倍で与えられるものとした。

大規模渦内の流速とその移動速度を共に波速 C に等しいと仮定しているの、そのエネルギーフラックス F_v は、

$$F_v = E_v C = \frac{1}{2L} \rho A_v C^3, \quad A_v = \int_{x_1}^{x_2} \delta(x) dx \dots\dots\dots (24)$$

で計算されることとなる。

このモデルを用いることの利点は、大規模渦の面積 A_v を経験式によらずに計算波形から容易に算定できることである。ただし、大規模渦の部分、 F_w と F_v の算定でダブルカウントしている点に矛盾が残る。

式 (22) と (24) とから求まる F_w と F_v 、ならびに Jonsson (1966) の摩擦係数を用いて求まる D_{b+w} を式 (12) に代入することによりエネルギー逸散率 D_B の岸沖分布が算定され、さらに式 (8) から戻り流れの流速分布が求まることとなる。

4. 計算結果および実験データとの比較

以上述べた戻り流れの算定法の妥当性を、実験データとの比較により考察する。対象とする 8 ケースの実験・計算の条件を表-1 に示す。表中で T と H_i は入射波の周

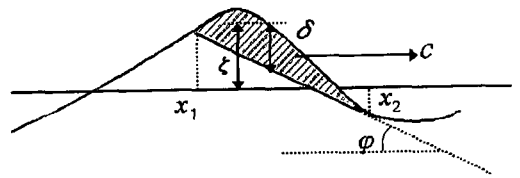


図-1 大規模渦領域の決定方法

期と波高（不規則波のケースについては、エネルギー平均波高である H_{rms} に換算），出典欄の岡'86は岡安ら（1986），岡'89は岡安ら（1989），岡'92はOkayasu・Katayama（1992），常'98は常松（1998）である。入射波と斜面勾配から砕波形式を判定すると，Case 1と6では plunging 型，それら以外では spilling 型の砕波であったと推測される。表-1には計算で求めた砕波波高 H_B と砕波点における波形前面の最大勾配角 φ_B も示してあるが， φ_B はケースによらずほぼ 22° から 25° の範囲に収まっている。

図-2と図-3，図-4と図-5に，それぞれCase 1とCase 8に対して，波高 H ，水面波形 ζ と，波の全エネルギー E_t ，ポテンシャルエネルギー E_p ，大規模渦のエネルギー E_v ，渦と波のエネルギーフラックス F_v と F_w ，波から渦へのエネルギー変換率 T_B ，エネルギー逸散率 D_B の岸沖分布，ならびに戻り流れ流速 U の鉛直分布の計算と実験の比較が示されている。なお底面および側面の摩擦によるエネルギー逸散率 D_{b+w} は無視できる程度に小さかった。

D_B の岸沖分布に見られる不規則な変動が気になるが，あえて平滑化は行わなかった。一様勾配のCase 1における沿岸流速分布の計算値は実験データとよく合致している。バー型地形のCase 8についても，実験は不規則波で計算は規則波条件であることを考慮すると，両者の合致度はかなりよいといつてよさそう。

図-6～図-11に，残りの全ケースに対するエネルギーの岸沖分布および戻り流れ流速分布の比較を示す。Case 5のように計算と実測の合致度が低いものもあるが，全体としては図-10のステップ型と図-11のバー型地形の場合も含めて，両者の合致度はほぼ満足できるものである。本計算では，一様勾配の場合には渦エネルギー E_v は砕波点から急速に増大して最大になった後に緩やかに減少する，ステップ型のケースではステップ（一様水深部）上で速やかに0に近づく，バー型地形上では減少した後に再び増大して2つのピークをもつ，といった結果になった。これらは少なくとも定性的には実現象と一致するものといえる。

表-1 実験・計算条件

| Case | 地形 | 勾配 | T (s) | H_i (cm) | 波の種類 | 出典 | H_B (cm) | φ_B ($^\circ$) |
|------|------|------|------------|---------------|------|------|---------------|-----------------------------|
| 1 | 一様勾配 | 1/20 | 1.50 | 8.15 | 規則波 | 岡'86 | 8.13 | 21.5 |
| 2 | 一様勾配 | 1/20 | 2.00 | 8.50 | 規則波 | 岡'89 | 9.90 | 23.0 |
| 3 | 一様勾配 | 1/20 | 1.20 | 7.85 | 規則波 | 岡'92 | 9.17 | 25.0 |
| 4 | 一様勾配 | 1/20 | 1.26 | 5.85 | 不規則波 | 岡'92 | 7.04 | 22.8 |
| 5 | 一様勾配 | 1/30 | 1.25 | 6.81 | 不規則波 | 常'98 | 7.28 | 22.2 |
| 6 | ステップ | 1/10 | 1.20 | 9.24 | 規則波 | 岡'89 | 10.3 | 25.2 |
| 7 | バー | 1/20 | 0.95 | 4.60 | 不規則波 | 岡'92 | 5.47 | 23.3 |
| 8 | バー | 1/20 | 1.14 | 5.31 | 不規則波 | 岡'92 | 6.52 | 23.9 |

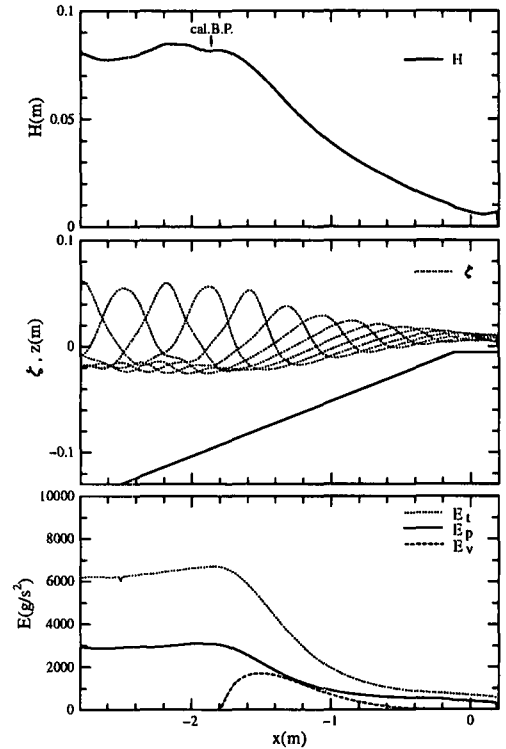


図-2 波高・水位・エネルギーの分布 (Case 1)

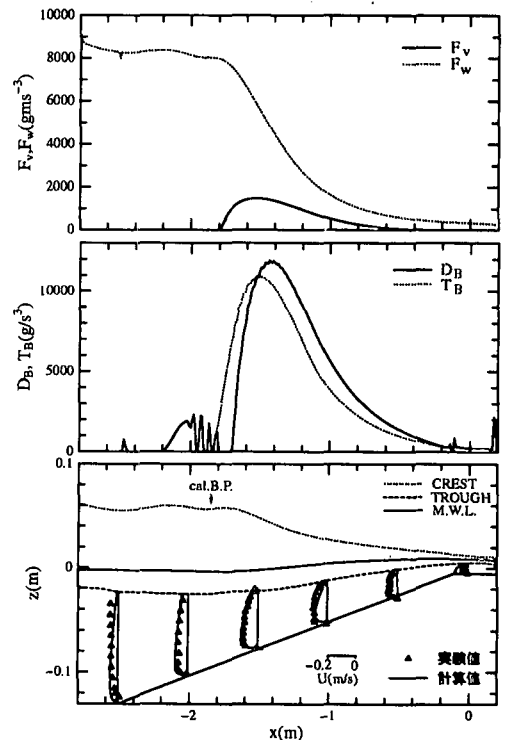


図-3 フラックス・逸散率・戻り流れの分布 (Case 1)

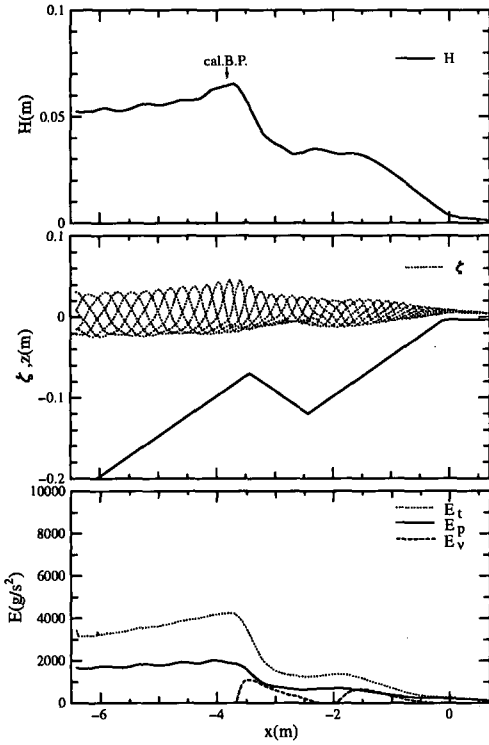


図-4 波高・水位・エネルギーの分布 (Case 8)

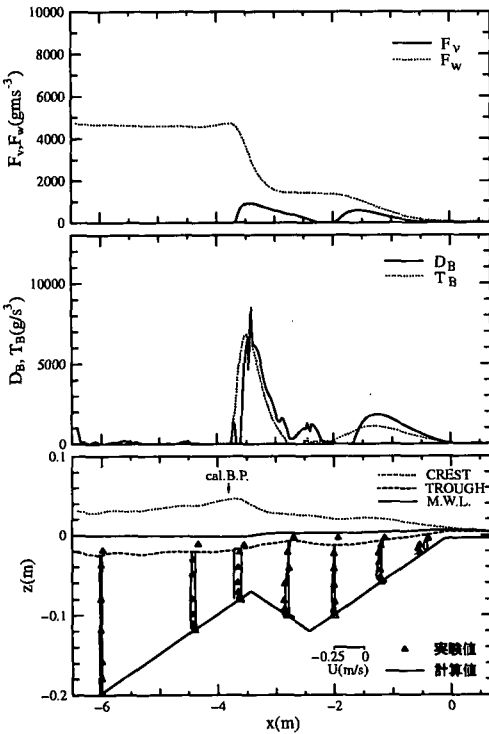


図-5 フラックス・逸散率・戻り流れの分布 (Case 8)

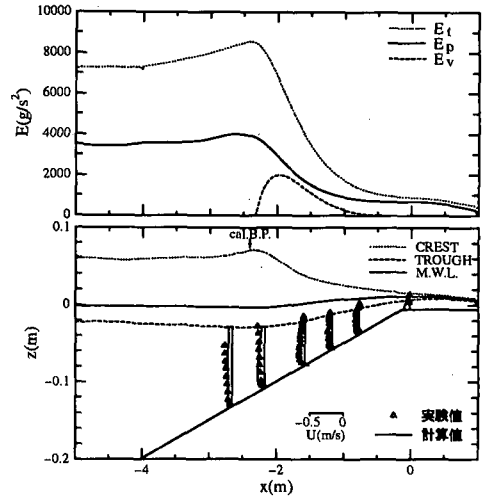


図-6 エネルギーと戻り流れの分布 (Case 2)

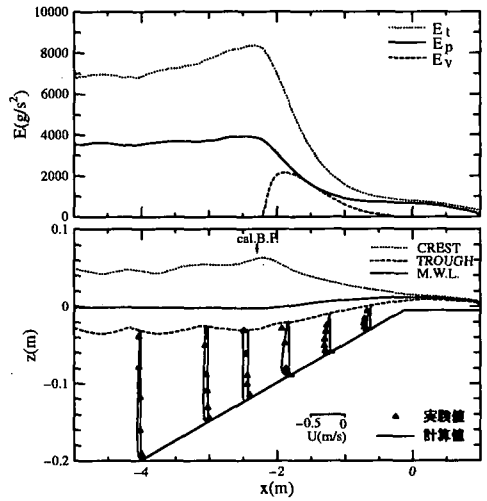


図-7 エネルギーと戻り流れの分布 (Case 3)

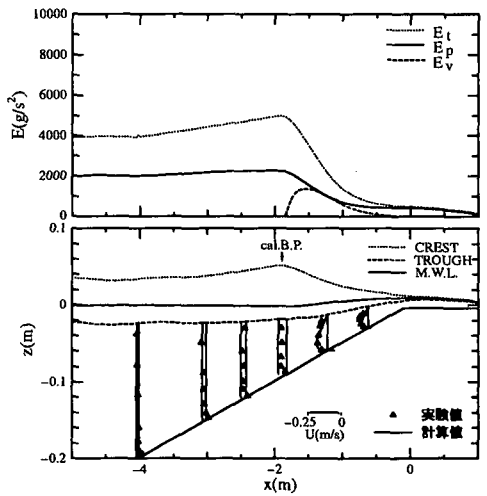


図-8 エネルギーと戻り流れの分布 (Case 4)

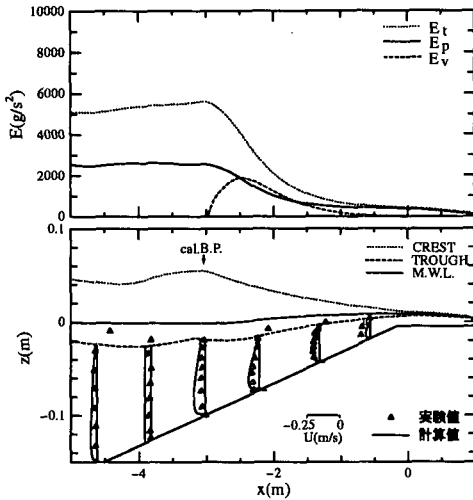


図-9 エネルギーと戻り流れの分布 (Case 5)

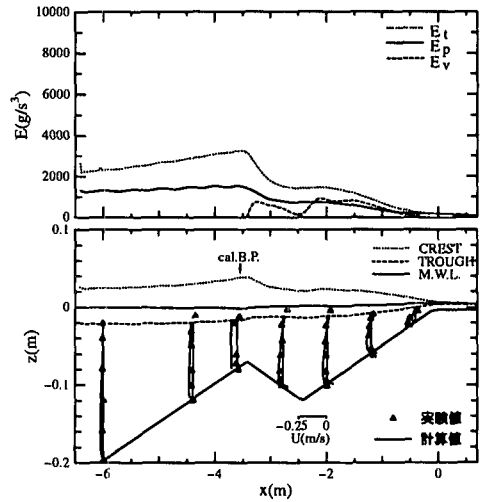


図-11 エネルギーと戻り流れの分布 (Case 7)

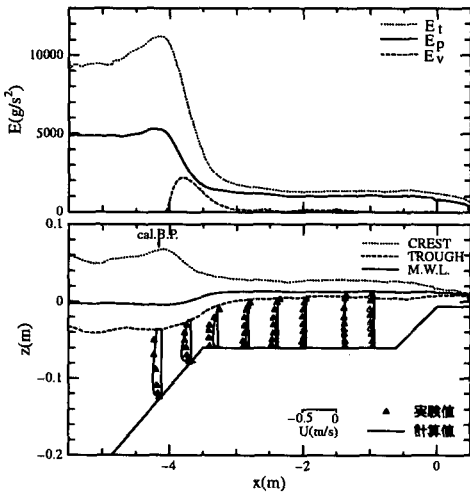


図-10 エネルギーと戻り流れの分布 (Case 6)

5. おわりに

Boussinesq 型方程式および大規模渦のモデルを用いて、戻り流れの鉛直 2次元分布を計算する手法を提案し、その妥当性を実験データとの比較により検証した。この手法は、既往の研究成果を簡単に組み合わせたものであり、いくつか改良の余地はあるものの、経験的に定めなければならないパラメータは殆ど必要とせず、各種地形・入射波条件に対して戻り流れの流速分布を計算でき

ることが特長である。

参考文献

岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 31-35.
 岡安章夫・柴山知也・堀川清司 (1986): 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.
 片山裕之・佐藤慎司 (1993): Boussinesq 方程式を用いた不規則波の浅水・砕波変形の計算法, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 406-410.
 佐藤慎司・鈴木秀典 (1990): 砕波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 51-55.
 常松信章 (1998): 任意地形上の不規則波浪場における戻り流れの定量化, 東京大学卒業論文, 71 p.
 土木学会海岸工学委員会編 (1998): 漂砂環境の創造に向けて, 第1編, 第2章, 土木学会, pp. 31-44.
 Mohammad Dibajnia・渡辺 晃 (1987): 波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算モデル, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 291-295.
 渡辺 晃・原 哲・堀川清司 (1983): 重合した波浪場における砕波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 5-9.
 Jonsson, I. G. (1966): Wave boundary layer and friction factors, Proc. 10th ICCE, pp. 127-148.
 Okayasu, A. and H. Katayama (1992): Distribution of undertow and long-wave component velocity due to random waves, Proc. 23rd ICCE, pp. 883-893.
 Schäffer, H. A., R. Deigaard and P. Madsen (1992): A two-dimensional surf zone model based on the Boussinesq equations, Proc. 23rd ICCE, pp. 576-589.