

量の 1.0 ~ 1.5 倍であったことになる。

### 2.5.2 海浜地形変化に及ぼす浮遊漂砂と掃流漂砂の影響比較

上述の諸研究よりも早く、Komar (1978) は 3 種類の証拠と称するものに基づいて、沿岸漂砂の現象では浮遊砂よりも掃流砂が卓越することを主張した。すなわち、全漂砂量に対する浮遊砂の割合、トレーサーの移動速度と沿岸流速の比率、および  $K$  値の粒径に対する非依存性である。Komar は自らが誘導した沿岸漂砂量公式に基づいて、浮遊漂砂の寄与分を評価する式を導いた。この評価式では、全体に対する浮遊漂砂の割合が砕波帯内の平均濃度に比例する形で表されている。彼はその当時に利用できた幾つかの浮遊砂の観測結果に基づいて、この平均濃度を 0.00010 ~ 0.00039 と推定し、これによって浮遊漂砂が全体に占める割合が最大でも 25% 以下であると結論した。しかしながら、この平均濃度は 2.3.1 節に紹介した実際の浮遊砂濃度と比較すると極めて少なく、1 桁小さいと言わざるを得ない。最近の平均濃度の観測値を使うならば、Komar が導いた評価式に基づいて、沿岸漂砂では浮遊漂砂が卓越すると結論づけることが容易である。

Komar の第 2 の論拠は、砂のトレーサーの移動速度が沿岸流速の 0.3% ~ 1.3% に過ぎなかったという彼自身の観測結果である。このことから、彼は砂粒の移動は水の流れよりもはるかに遅れると結論した。しかしながらこの議論は、浮遊砂が重力作用で沈降して着底してから、次に砕波で再び巻き上げられるまで、しばらくの間、海底にとどまるという事実を見落としている。論文中に提示されているデータでは、トレーサーのなかでも最大の移動速度が沿岸流速の 2.5% ~ 62% に達することを示している。このように大きな速度は掃流移動では考えにくいので、このデータはむしろトレーサーが浮遊状態で運ばれたという傍証になる。

第 3 点である CERC 公式の  $K$  値が粒径に影響されないという論拠は、1978 年の時点では受け入れられたかも知れないが、現在では Del Vale ほか (1993)、Schooness・Theron (1994)、および Van Wellen ほか (2000) の観測結果によって、大粒径の底質では  $K$  値が小さいことが確立されている。したがって、掃流砂が浮遊砂に卓越するとの Komar の主張は、現在の知見では正しいとは言えない。

2.5.1 節に紹介した 4 編の現地観測の結果ならびに式(5)による試算は、高波時には浮遊漂砂が沿岸漂砂現象において卓越し、波が穏やかなときには浮遊漂砂量が掃流漂砂量と同程度あるいはやや少なくなることを示していると言えよう。

### 2.5.3 浮遊砂を考慮した漂砂モデル

砕波帯内の浮遊漂砂の重要性については若干の研究者が着目し、漂砂モデルに取り込もうとしてきた。その多くは、底質の輸送率はエネルギー減衰率に関係するとの Bagnold (1963) のエネルギー学的概念に基づいて、モデルを構築している。もっとも、Bagnold 自身は砕波帯内の砕波プロセスについて言及していない。初期の研究者の一人は Thornton (1972) であり、砕波帯内の沿岸漂砂量の岸沖分布の測定結果を簡単なモデルで表そうとした。試算結果は傾向としてはほぼ一致した。

Dean (1972) は、砕波帯内の浮遊砂濃度の総平均値が、砕波点における波のエネルギーフラックスから算定できると考えた。彼は、砕波帯内で沈降するすべての砂の粒子が消費するエネルギーが波エネルギーフラックスの一定割合に等しいと仮定し、この割合を  $K_s$  と表した。これによって平均濃度は次のように表示された。

$$\bar{c} = \frac{K_s H_b^2 (c_g)_b}{A_c 8(s-1)w_f} \cos \alpha_b \quad (7)$$

ここに、 $A_c$  は海岸から直角に取られた砕波帯の断面積である。Dean は式の誘導のみを示し、濃度の絶対値は計算しなかった。後に Dally・Dean (1984) は、砂の巻き上げの起動力が局地的な波エネルギーの減衰率に比例するとみなし、浮遊砂による海浜断面の変形モデルを構築した。このモデルは規則波を対象としたものなので、実際の海浜には適用できない。また、Bodge・Dean (1987) も、浮遊砂量の岸沖分布の測定値がエネルギー学的概念に基づくモデルでうまく説明できることを示した。

Roelvink・Stive (1989) は、海浜断面における沿岸砂州の発生メカニズムを検討する際に、漂砂に及ぼす砕波の効果を取り込む別のアプローチを考えた。彼らは、砕波によって底面近くに発生する乱れによるエネルギー減衰率の項を、Bailard の局地漂砂量公式の浮遊砂の項

に付加した。すなわち浮遊砂の輸送率は、底面摩擦によるエネルギー減衰率  $F$  と碎波によって生じる過剰乱れによるエネルギー減衰率  $B$  との和に比例するとした。この碎波によるエネルギー減衰率  $B$  は、やがて Leont'yev (1997) によってサーフ・シミュラリティ・パラメータ、不規則波中の碎波率、碎波高と水深との比、その他の関数として定式化された。

#### 2.5.4 浮遊砂による3次元モデル

海浜地形変化の研究の目的は、波候の変化あるいは突堤・離岸堤その他の構造物の設置によって海浜の3次元地形が変化する状況を効率よく、かつ的確に予測できるモデルを開発することである。Nicholson ほか (1997) は、EU 内の5水理研究所がそれぞれに開発したモデルを使って、離岸堤背後の汀線変化を予測した結果の相互比較を報告している。この5個のモデルは、波のタイプ、波浪変形計算、流れの予測、使用する漂砂量式などがそれぞれ異なる。モデルの中には、離岸堤背後のトンボ口の形成を比較的良好に再現したものや、再現できなかったものなど、さまざまであった。なお、これらのモデルが碎波による底質の巻き上げを取り込んでいるかどうかは明らかでない。

現地構造物周辺の海底地形変化の予測は、Ikeno ほか (1998) と Kuroiwa ほか (1999) が行っている。両者のモデルとも、浮遊漂砂量をシールズ数から算定する形を取っている。Ikeno ほかは、大規模人工島背後の水深変化を計算し、3次元水理実験の結果と比較した。Kuroiwa ほかは、海岸保全計画の検討のために実際の港湾とその周辺にモデルを適用した。

碎波によって巻き上げられる浮遊砂を積極的に取り込んだのは、Leont'yev (1997, 1999) が最初と思われる。1999年の論文では、突堤1基、突堤2基、離岸堤、および導流堤付き航路周辺の海底地形変化を予測している。模型実験との照合は突堤1基のケースのみであるが、地形変化の予測結果は妥当なようである。

### 3. 不規則碎波による浮遊砂巻き上げ率

#### 3.1 碎波帯内の浮遊砂の総平均濃度の推定

既に2.5.2節で述べたように、CERC公式で予測される沿岸漂砂量の大半は浮遊漂砂であると考えられ、特に波が高く漂砂量が多いときほどそうみなされる。沿岸漂砂の輸送率は浮遊砂の平均濃度と平均沿岸流速との積で表すことができるので、沿岸流速の岸沖分布が的確に算定できるのであれば、碎波帯全体の浮遊砂の平均濃度の概略値を求めることができる。Katayama・Goda (1999) は、一様傾斜海岸に襲撃する一方向不規則による沿岸流速に関する Goda・Watanabe (1991) のモデルを使い、平均浮遊砂濃度の計算を行った。

沿岸流速の Goda・Watanabe モデルによれば、沿岸流速の岸沖分布に対しては次のワイブル分布を近似的にあてはめることができる。

$$v = \frac{i\sqrt{gH_0}F}{C_f} \sin \alpha_0 \cos(0.7\alpha_0) \left( \frac{h/H_0 - B}{A} \right)^{k-1} \exp \left[ - \left( \frac{h/H_0 - B}{A} \right)^k \right] \quad (8)$$

ここに、 $v$  は沿岸流速、 $i$  は海底勾配、 $H_0$  は沖波有義波高、 $C_f$  は海底の摩擦係数、 $\alpha_0$  は沖波の入射角、 $h$  は水深である。定数  $A$ 、 $B$ 、 $k$  および  $F$  は無次元パラメータで、 $i$ 、 $\alpha_0$ 、および沖波の波形勾配  $H_0/L_0$  の関数である。

沿岸流の総流量  $Q_l$  は、式(8)を汀線から沖合まで積分して求められる。浮遊砂の総平均濃度の概略値は、式(2)の沿岸漂砂の総輸送率  $q_{total}$  を沿岸流の総流量  $Q_l$  で除して求められる。海底勾配が  $i = 1/10 \sim 1/100$ 、波形勾配が  $H_0/L_0 = 0.01 \sim 0.04$ 、入射角が  $\alpha_0 = 10^\circ \sim 40^\circ$  の範囲で計算を行い、 $\bar{c}_{CERC}$  を求めた結果を Fig. 1 に示す (Katayama・Goda, 2000)。添字  $CERC$  は、沿岸漂砂量を CERC 公式で求めたことを表示している。計算された総平均濃度は、海底勾配と波形勾配によって  $\bar{c}_{CERC} = 500 \sim 1,500 \text{ ppm}$  の範囲で変化したが、入射角には依存しない。Katayama・Goda (2000) は総平均濃度の近似式として式(9)を提示した。

$$\bar{c}_{CERC} = c_0 K (H_0/L_0)^{-0.43} \times (1 + 18i^{1.4}) \quad : \quad c_0 = 3.25 \times 10^{-4} \quad (9)$$

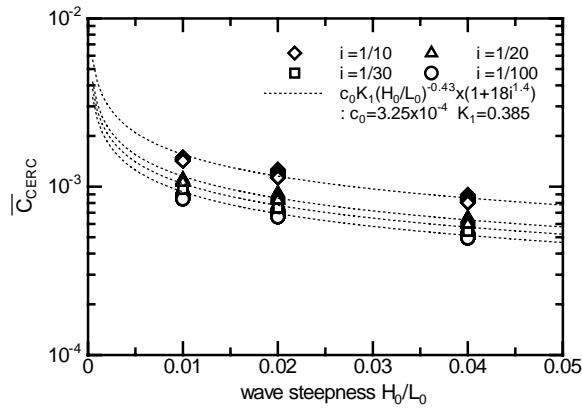


Fig. 1. CERC 公式による沿岸漂砂量と Goda・Watanabe の沿岸流速公式から求めた浮遊砂の総平均濃度の推定結果 (Katayama・Goda, 2000)

### 3.2 波パワーの減衰率に比例させた浮遊砂巻き上げ率

式(9)および Fig. 1 の結果は，砕波帯全体の浮遊砂濃度の総平均値のみを与える。浮遊砂濃度の岸沖分布については，エネルギー学的概念から導く必要がある。いま，一定のエネルギーを持った波が一樣海浜に入射し，外浜で不規則に砕け，底質が海底から常時巻き上げられて浮遊させられ，時間平均の浮遊砂濃度が波による巻き上げと重力による沈降とのバランスで一定値に保持されている，という定常状態を考える。ここでは，浮遊砂の巻き上げが激しく起こり，濃度の鉛直分布がほぼ一樣な砕波帯内の現象を対象とするので，鉛直濃度分布の詳細には立ち入らず，断面平均濃度  $\bar{c}(x)$  について考える。

Dean (1973) は浮遊砂が沈降する際の仕事率を考えた。ここでは浮遊砂濃度を一定に保つために必要な仕事率を考える。単位時間に単位面積当たりに沈降する浮遊砂量は  $w_f \bar{c}(x)$  で与えられる。沈降した浮遊砂を補充するためには，同量の底質を海底から巻き上げ，海面の高さまで持ち上げなければならない。したがって，浮遊砂濃度を一定に保つための仕事率は次式で与えられる。

$$dW_f = (\rho_s - \rho) g w_f \bar{c}(x) h dx \quad (10)$$

この仕事率は，砕波による波エネルギーフラックスの減衰率に比例すると考える。その比例係数を巻き上げ係数  $\beta_s$  と名づけると，平均浮遊砂濃度は次のように波エネルギーフラックスに関係づけられる。

$$\bar{c}(x) = \frac{\beta_s}{8(s-1)w_f h} \frac{\partial}{\partial x} (H_{rms}^2 c_g) \quad (11)$$

砕波帯内の浮遊砂の総平均濃度は，上式で求められる平均濃度を海浜断面全体で積分して求められる。その結果は，CERC 公式から求めた式(9)の  $\bar{c}_{CERC}$  に一致しなければならない。Katayama・Goda (2000) はこの演算を行い，二つの総平均濃度を合致させる巻き上げ係数として，次式を得た。

$$\beta_s \cong 0.76 \times \frac{w_f K}{g T_{1/3}} (i^{-1} + 18i^{0.4}) (H_0 / L_0)^{-0.43} \quad (12)$$

この式には，底質の粒径の関数として式(6)で表される沈降速度  $w_f$  が含まれている。ただし，CERC 公式の定数  $K$  は，式(3)で示されるように粒径の増大につれて減少する。したがって，両者の積  $w_f K$  は，粒径  $d$  の 0.1 ~ 1.0mm の範囲では 0.005 ~ 0.014m/s と変化する程度である。

次節に述べるように，式(11)による断面平均濃度の推定値は幾つかの実験および現地データと照合されている。その際には  $\beta_s$  を式(12)で求めると同時に，観測値に最も適合する値も算定した。Fig. 2 はその結果であり，横軸が式(12)の推定値，縦軸が最適合値である。

これらのデータの内，Nielsen (1984) の現地観測値については，最適合値が極めて大きくなるものが二，三ある。Nielsen は波高，流れ，浮遊砂濃度を単一地点で観測しているために波浪変形の情報が不十分であり，これを推定する際の誤差が生じたことによって， $\beta_s$  と

して極めて大きな値が得られる結果となったと思われる。これらの推定値を除外すると、巻き上げ係数  $\beta_s$  は 0.01 ~ 0.1 の値を取り、式(11)による計算値と観測値に対する最適値とは 1/3 ~ 3.0 倍の範囲にほぼ収まっている。

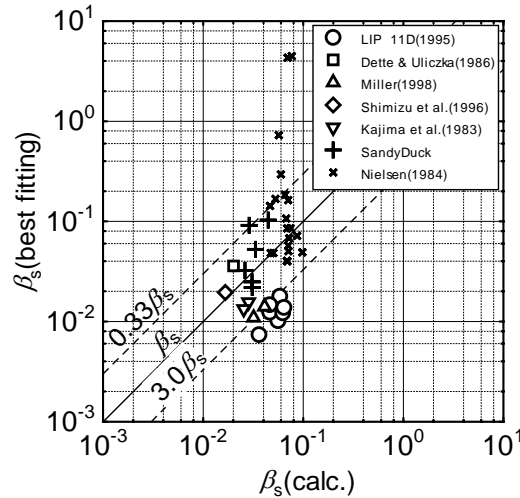


Fig. 2. 巻き上げ係数の計算値と観測最適値との比較 (Katayama・Goda, 2000)

### 3.3 断面平均濃度の岸沖分布

Katayama・Goda (2000) は, Dette・Uliczka (1986), Roelvink・Reniers (1995), Shimizu ほか (1996) その他の大規模実験値, ならびに Nielsen (1984), Miller (1998), および SadyDuck の現地観測値を対象として, 断面平均濃度の予測に対するエネルギー学的概念の適用性を検証した。

まず, 各地点で種々の高さで測定された濃度データから断面平均濃度を計算し, 沖波波高が提示されていない場合には波浪変形計算の試行錯誤によって推定した。波の浅水変形および不規則砕波は Goda (1975) のモデルで算定した。ただし, 式(11)の波エネルギーフラックスは非線形性を考慮していないため, 非線形浅水変形のプロセスは除外してある。波高の岸沖分布が得ると, 断面平均濃度が式(11)で求められる。Fig. 3は, Dette・Uliczka (1986) および Shimizu ほか (1996) の大規模実験の観測結果を計算値と比較したもので, Fig. 4 は Miller (1998) の現地観測値について同様の比較を行ったものである。

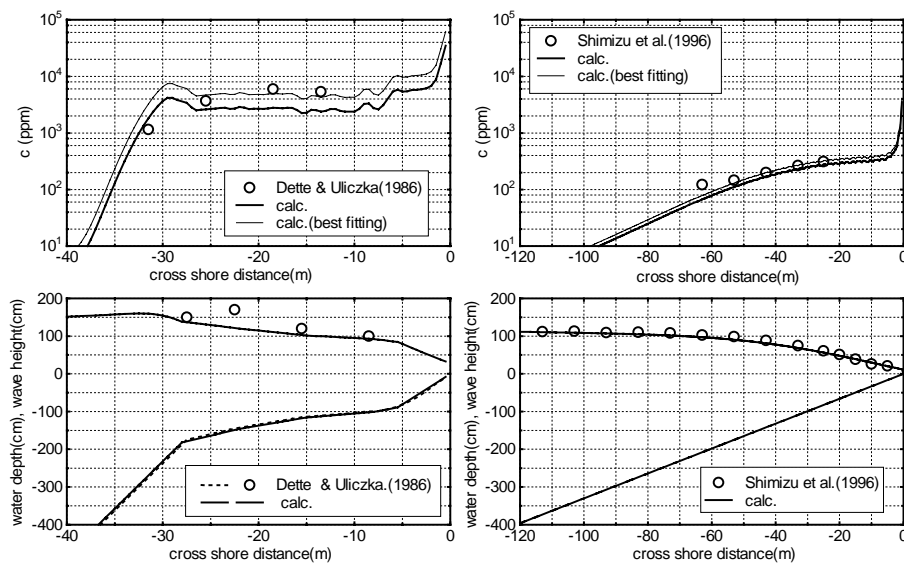


Fig. 3. Dette・Uliczka (1986) および Shimizu ほか (1996) の大規模実験における断面平均濃度の観測値と計算値との比較

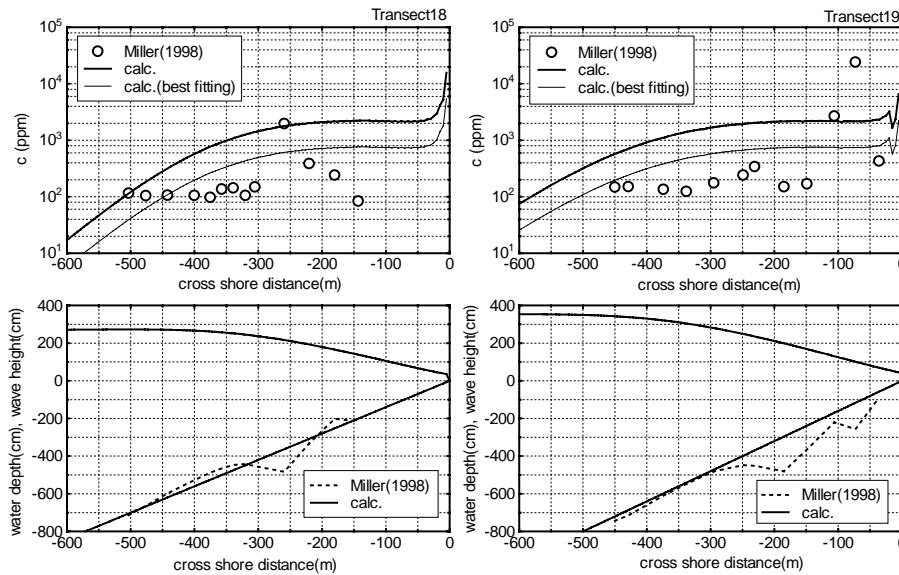


Fig. 4. Miller (1998) による断面平均濃度の現地観測値と計算値の比較

両図とも、上半分は平均濃度の岸沖分布であり、下半分は有義波高および場所ごとの水深の変化を示している。平均濃度の予測値のうち、式(12)で巻き上げ係数を計算したものは太線、最適値を使ったものは細線で表示してあり、白丸が観測値である。海浜断面は直線で近似してあるが、これは不規則碎波に対する Goda モデル (1975) が一様傾斜海岸に対するものであるためである。Fig. 4 では、現地の波高分布データが得られなかったので計算値のみを示す。

Fig. 3 で注目すべき点は、波高がほぼ同一の Dette・Uliczka (1986) の平均濃度と Shimizu ほか (1996) のデータが大きく異なることである。この差異は、前者が  $d = 0.3\text{mm}$  という細砂を用いたのに対し、後者は  $d = 1.0\text{mm}$  の粗砂を使ったためである。断面平均濃度は式(11)で表されるように、沈降速度  $w_f$  に逆比例する。したがって、粗砂の場合の浮遊砂平均濃度は細砂の場合と比べて小さくなるのである。

平均濃度の観測値に対する計算値の適合度は、Fig. 3 では非常に良いけれども、Fig. 4 ではそれほど良くはない。その理由として、現地で多点観測を行う際の計測時間の制約が考えられる。すなわち、浮遊砂濃度は長周期の変動成分を含むため、数分間の計測では信頼度の高いデータを取得できないおそれがあるといえよう。

### 3.4 漂砂の沿岸方向輸送率の岸沖分布

SandyDuck の観測データは、2.4.2 節で述べたように Baryam ほか (2000) が 6 個の局地沿岸漂砂量公式の検定に使われている。このうちの 1997 年 3 月 31 日および 1998 年 2 月 4 日の観測データについて、本論文で紹介したモデルの予測値と比較した結果を Fig. 5 に示す。

最上段の図は有義波高と水深の変化を示す。2 番目の図は沿岸流速である。3 番目の図は断面平均濃度の変化を示す。濃度の観測値は碎波帯の外側でもかなり高い値を保持している。これは拡散の効果による可能性があるけれども、現在のモデルには拡散プロセスを入れていないためか、そうした高濃度を予測することができない。最下部の図は漂砂の沿岸方向輸送率を計算値と観測値で比較したものである。全体として、砂移動に関する現在の知見のレベルや現地実験の観測精度などを勘案すれば、計算値は観測値に良く一致しているといえよう。

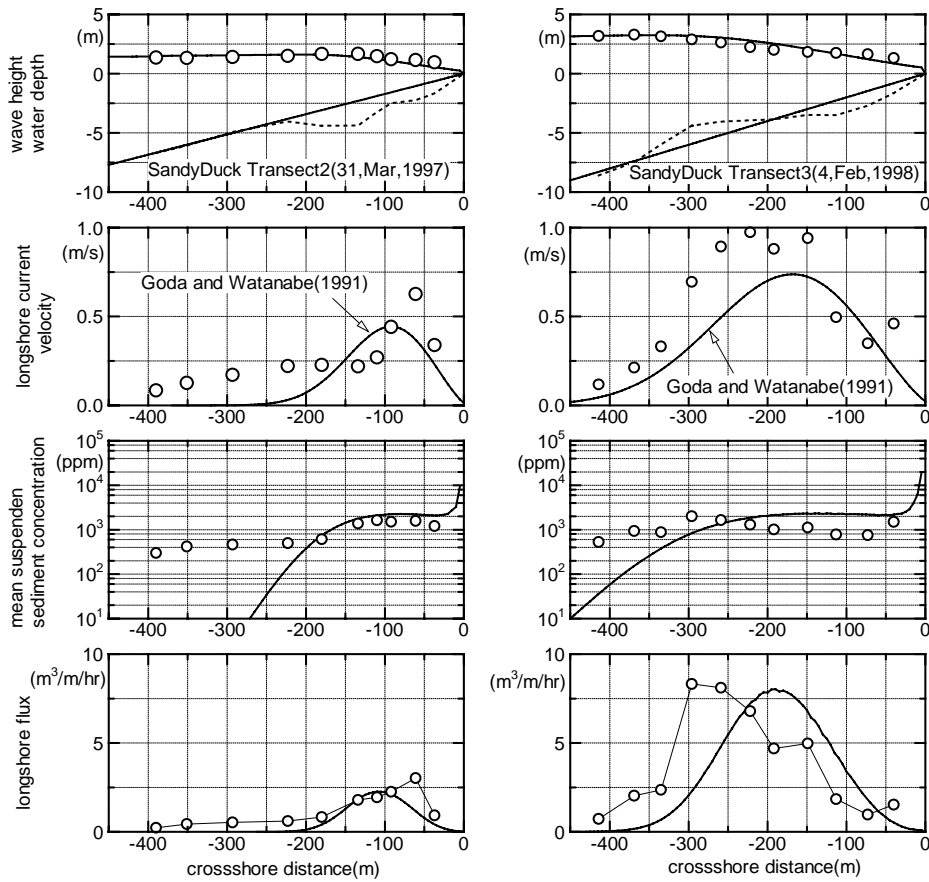


Fig. 5. SandyDuck 実験時の波高，沿岸流速，平均浮遊砂濃度，および沿岸方向漂砂輸送率の観測値と計算値の比較 (Katayama・Goda, 2000)

#### 4. 海浜地形変化の 2HD モデルの開発

##### 4.1 波エネルギー減衰率および浮遊砂巻き上げ率の評価

第 3 章で概括した現在のモデルは，定式化が簡易なところが特長である。式(4)の Bailard 公式などのように，1 波ごとの計算が不要であり，局地的な波エネルギー減衰率のデータがあればよい。このモデルを海浜地形予測に適用するには，浅水変形，屈折，および回折作用を受ける 2 次元空間での碎波によるエネルギー減衰率を評価する必要がある。

単純な方法としては，碎波変形を伴わないときの波エネルギーフラックスと，碎波減衰を伴うときの値との差をもって，碎波によるエネルギーフラックスの減耗分とすればよい。

$$W_s = W_0 - W_b, \quad W_0 = \frac{1}{8} \rho g (H_{rms})_0^2 c_g \cos \alpha, \quad W_b = \frac{1}{8} \rho g (H_{rms})_b^2 c_g \cos \alpha \quad (13)$$

ここに， $W_s$  は波エネルギーフラックスの減耗量， $W_0$  は碎波しないときのフラックス， $W_b$  は碎波した波が保有するエネルギーフラックスである。自乗平均平方根波高の  $(H_{rms})_0$  と  $(H_{rms})_b$  は，それぞれ碎波が無いときと有るときの波高である。 $x$  軸は汀線に置いて沖向きを正に取り， $\alpha$  は波の進行方向と  $x$  軸に対する法線とのなす角度である。波浪変形の計算は不規則波について行い，多方向不規則波であることが望ましい。

単位面積当たりの浮遊砂巻き上げ率は，一様海浜の定常状態では 3.2 節に述べたように，浮遊砂の沈降率  $w_f \bar{c}(x)$  に等しい。複雑な海底地形の場合には，類似の考え方に基づいて，式(14)によって計算することができる。