

掃流・浮遊漂砂の接続法と全漂砂量の算定

著者	河田 惠昭, 西 良一
雑誌名	海岸工学論文集
巻	38
ページ	221-225
発行年	1991
URL	http://hdl.handle.net/10112/4074

掃流・浮遊漂砂の接続法と全漂砂量の算定

河田 恵昭*・西 良一**

1. 結 言

平坦床を構成する漂砂は、シールズ数が移動限界を越えると掃流状態で移動を始める。さらに大きくなると底面に砂れんが発生し、顕著な渦が間欠的に形成されるようになる。砂れんの背面上を掃流運動してきた漂砂はこの渦に取り込まれて漂砂雲となり、岸沖方向に移動し、渦が消滅する過程でその一部は沈降して底面に戻り、残りはつぎの渦に取り込まれて再び漂砂雲となる。このような一連の運動は、砂れん上の渦の形成と流向が周期的に反転するという特性に支配されている。この記述からわかるように、浮遊漂砂は砂面の静止状態から突然、舞い上がるのではなく、掃流運動という助走運動を経て発生しているといえる。つまり掃流・浮遊漂砂は bed material load として運動形態を変えながら移動していることになる。

しかしながら、従来の浮遊漂砂の拡散モデルで見られるように、掃流から浮遊への遷移過程があいまいのまま、いきなり時間平均した平衡状態を前提として議論しているものが多く、パワーモデルを適用した Bailard (1981) の取り扱いはその典型であるといえる。また、Nielsen (1988) や Dean (1973) は砂れん上の渦に着目したモデルを提案しているが、いずれもいきなり平衡状態を仮定したり、掃流・浮遊漂砂の接続が明らかにされていない。しかも、これらの研究では運動量やエネルギー保存則が適用されていないため、全漂砂量の評価にはなんらかの仮定を導入する必要がある。

著者 (1989, 1990) はすでに、掃流砂粒の運動を saltation として運動量保存則を適用し、岸沖漂砂量則を誘導した。そして、波が斜め方向から傾斜海岸に入射する場合に拡張し、沿岸漂砂量則を求め一般化した。さらに砂れんのある場合にも適用できることを示した。これは、砂れんの波形勾配を考慮して評価する方法であって、砂れん背面上で形成される漂砂雲をモデル化したものではない。幸いこの浮遊漂砂の運動域はほぼ支配断面内部に

限定できるので、濃度が非常に濃い場合を除いて従来の取り扱いが適用できるはずである。そこで、渦による掃流漂砂の取り込みと、それが沈降する過程をモデル化して、浮遊漂砂量を算定し、これと掃流漂砂量との和で bed material load として全漂砂量を算定する方法を示す。

2. 浮遊漂砂のモデル化と基礎式

砂れん床上において、掃流漂砂が砂れんの背面上から渦によって取り込まれて浮遊漂砂雲となり、これが浮遊漂砂となって岸沖方向に移動し、沈降する過程はすでに砂村ら (1978) によって詳しく視察されている。これを bed material load の移動形態の時間的変化と捉えてモデル化する。いま、外力として微小振幅波を考え、海浜勾配の影響を考慮した岸沖漂砂量則を図-1 の非対称砂れんの場へ適用する。まず、最初の $1/2$ 周期で単位幅当りの掃流漂砂量 $(q_{on})T/2$ が浮遊漂砂雲となり、面積 L_1L_2 の岸側の空間に平均的に分布すると仮定すると、その濃度 $C_{on,1}$ は、次式で表される。

$$C_{on,1} = q_{on}T/2\alpha L_1L_2 \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 L_1 及び L_2 : それぞれ水平及び鉛直方向の距離、及び α : 浮遊漂砂の移動範囲を長方形と仮定したことによる係数である。この巻き上げられた漂砂はつぎの $T/2$ 時間に $wT/2$ の範囲のものは沈降する。ここに、 w は漂砂の沈降速度である。この間に $(q_{off})T/2$ が新たに漂砂

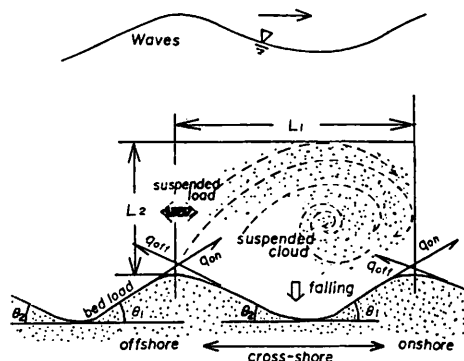


図-1 砂れん床上の漂砂雲の模式図

* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所
 ** 学生会員 京都大学大学院 工学研究科

雲となって沖側空間に供給される。したがって、沖側における平均濃度は、次式で与えられる。

$$C_{off,1} = (q_{off}T/2\alpha L_1 L_2) + C_{on,1}(1-wT/2\alpha L_2) \dots\dots\dots (2)$$

なお、ここでは浮遊漂砂の移動空間の大きさは砂れんの岸・沖側で変わらないと仮定している。同様に2周期目は、次式で表される。

$$C_{on,2} = (q_{on}T/2\alpha L_1 L_2) + (q_{off}T/2L_1 L_2) \times (1-wT/2\alpha L_2) + C_{on,1}(1-wT/2\alpha L_2)^2 \dots\dots\dots (3)$$

$$C_{off,2} = (q_{off}T/2\alpha L_1 L_2) \{1 + (1-wT/2\alpha L_2)\} + (q_{on}T/2\alpha L_1 L_2)(1-wT/2\alpha L_2) + C_{on,1}(1-wT/2\alpha L_2)^3 \dots\dots\dots (4)$$

結局、これが n 周期繰り返されたとすれば半周期平均の浮遊漂砂濃度変化は、つぎのような等比級数で表される。

$$C_{on,n} = (q_{on}T/2\alpha L_1 L_2) [1 + (1-wT/2\alpha L_2)^2 + \dots + (1-wT/2\alpha L_2)^{2(n-1)}] + (q_{off}T/2\alpha L_1 L_2) \times (1-wT/2\alpha L_2) [1 + (1-wT/2\alpha L_2)^2 + \dots + (1-wT/2\alpha L_2)^{2(n-2)}] \dots\dots\dots (5)$$

$$C_{off,n} = (q_{off}T/2\alpha L_1 L_2) [1 + (1-wT/2\alpha L_2)^2 + \dots + (1-wT/2\alpha L_2)^{2(n-1)}] + (q_{on}T/2\alpha L_2) \times (1-wT/2\alpha L_2) [1 + (1-wT/2\alpha L_2) + \dots + (1-wT/2\alpha L_2)^{2(n-1)}] \dots\dots\dots (6)$$

この n を無限大とした時の砂れんの岸側及び沖側の平衡浮遊漂砂濃度 $C_{on,\infty}$, $C_{off,\infty}$ はそれぞれ次式で表される。

$$C_{on,\infty} = \left(\frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{on}T + \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{off}T \right\} \times \left\{ \frac{1}{1 - (1-wT/2\alpha L_2)} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$$C_{off,\infty} = \left(\frac{1}{2\alpha L_1 L_2} \right) \left\{ q_{off}T + \left(1 - \frac{wT}{2\alpha L_2} \right) q_{on}T \right\} \times \left\{ \frac{1}{1 - (1-wT/2\alpha L_2)} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

q_{on} と q_{off} は、河田(1989)がすでに提案した海浜勾配と砂れんの勾配の影響を含む次式で評価できる。

$$q_{*on} = a_1 [1 + e + (1-e)\sqrt{\sin\theta}/(\sqrt{3}/2A_r\sqrt{C_D\tau_*}) - \sqrt{(1-e + (1+e)\sqrt{\sin\theta}/(\sqrt{3}/2A_r\sqrt{C_D\tau_*}))^2 + 8(1-e)\cos^2\theta/(3\lambda C_D A_r^2 \tau_*^2)}] (\tau_* - \tau_{*c}) \dots\dots\dots (9)$$

$$q_{*off} = a_1 [1 + e - \sqrt{(1-e)^2 + 8\cos^2\theta(1-e) - 2e\lambda \tan\theta}/(3\lambda C_D A_r^2 \tau_*^2)] (\tau_* - \tau_{*c}) \dots\dots\dots (10)$$

ここに、慣用記号のほかは、 $a_1 = (e/1-e) \tan \beta_m (1+\rho/2\sigma) A_r / \sqrt{\cos \theta}$, β_m : 砂粒の飛び出し角度, $q_* = q/u_* d$,

u_* : 摩擦速度, e : 反発係数, θ : 海浜勾配, τ_* : シールズ数である。

これから、水平床で対称砂れんの場合には、 $q_{on} = q_{off}$ となり、式(7)と(8)は一致する。したがって、これらに面積 $\alpha L_1 L_2$ をかけて掃流漂砂量 q_{on} あるいは q_{off} を加えたものが全漂砂量となる。式(7)及び(8)からわかるように、全漂砂量の表示において、パラメーターは1周期間の浮遊漂砂の沈降距離とその移動高さの比で表されている。このことは言い換えれば、1周期間に砂れん上に沈降せず、水中に漂っている浮遊漂砂が漂砂量として評価されなければならないことになるわけである。このパラメーターが零になったときには、漂砂量は一時的に漂砂型に取り込まれても、周期平均すれば掃流漂砂のみで構成されるとしてよいことになる。水平方向の距離 L_1 が含まれないのは、浮遊漂砂の岸沖方向運動が時間的に対称となっていることによる。

なお、砂れんの背面上を saltation として運動し、その頂部から漂砂雲に取り込まれない掃流漂砂がある場合には、式(1),(2)中で掃流漂砂量からその値を引けばよい。この取り込まれない漂砂量は砂れんの移動に寄与するはずである。これを実験で計測した Abou-Seida (1964) によれば、移動速度は1時間に数 mm 程度であって、漂砂量に換算すれば、高々数パーセント以下となるので、ここでは無視できるとした。

3. 水平床における漂砂量の特性

(1) 全漂砂量の実験値との比較

図-2 は wT/L_2 をパラメーター (以後、浮遊漂砂パラメーターと呼ぶことにする) としてシールズ数と無次元半周期漂砂量との関係を表した1例である。ここに、 $\alpha = 0.4$ として浮遊漂砂パラメーターを0.1刻みで0.9まで変化させている。なお、図中の実線は水平床の場合の式(9)あるいは(10)による掃流漂砂量のみでの計算結果である。ただし、砂れんの形状については、Nielsen (1979) が造波水槽及び振動流水槽の実験結果から得た次式で与えた近似式を用いている。

$$\eta/\lambda_s = 0.812 - 0.24\tau_*^{1/5} \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 η 及び λ_s : それぞれ砂れんの波高と波長である。

これらの図などから α の値が大きいき、すなわち浮遊漂砂の移動範囲が大きい場合には砂れん上の濃度が小さくなるので、浮遊漂砂量が減ることがわかった。一方、浮遊漂砂パラメーターが小さくなる、すなわち、漂砂の粒径が小さくなり入射波の周期が短くなる場合には浮遊漂砂量が急激に多くなる特性が見いだされる。

そこで、実験結果と比較したものが図-3 であり、すべて砂れんの形状も同時に計測している。この図からシ

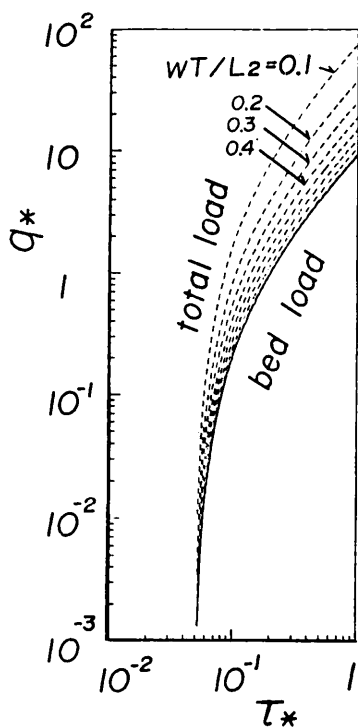
ールズ数が小さいこともあって浮遊漂砂の寄与は明らかではない。そのほかに比較が困難な理由として、半周期の浮遊漂砂量を計測しようとすれば、従来の計測のように造波機を停止させずに、鉛直方向の濃度分布を連続的に計測し、これを時間積分して求め、同時に掃流漂砂量を測定する必要があることが挙げられ、新しい計測方法の開発が必要となる。ここで対象とする漂砂量は岸沖方向に等しく、地形変化の計測から求められないことはいまでもない。

つぎに、シールズ数が大きくなって底面が plane bed となり、シートフロー状態で輸送される場合への適用性を検討する。本モデルでは砂れん背面上で形成される渦による掃流漂砂の取り込みを基本としている。しかし、式(7)及び(8)からわかるように、結果的にはどのような過程で浮遊運動を開始したかについての情報は不要となっている。このことは、一度浮遊に移行した漂砂は自由沈降の形で再び底面に戻ってくるという考えがおおしくない限り、シートフロー状態のような高シールズ数の場合にも適用できる可能性をもっていることを示唆している。図一4は従来の実験結果と浮遊漂砂パラメータを0.53とし、 $\alpha=0.4$ としたときの全漂砂量及び掃流漂砂のみの計算結果である。これから、香取ら(1980)及び沢本ら(1985)の実験結果のうち、粒径が0.2mmの標準砂

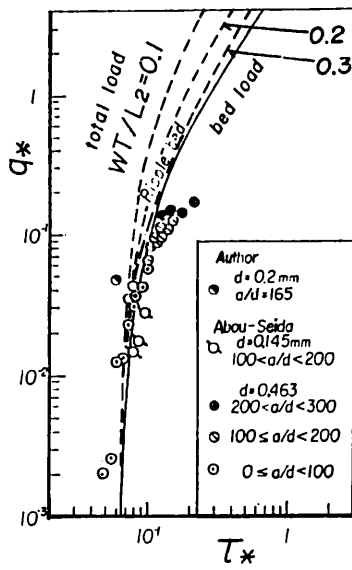
のものについては、かなり計算値と一致していることがわかる。この場合、浮遊漂砂パラメータは、 L_2 として水深を取れば前者で0.76、後者で0.21から0.48の値となっているので、計算で用いた値と対応しているといえる。また、計算では α を0.4、すなわち、漂砂の移動空間は底面から水深の40%の範囲程度と仮定している。実験結果では、シートフローの高濃度域は底面から1~2cmの近傍にかぎられ、その上部でどの程度の濃度が記録されたのかは明かではない。しかし、高濃度域はいわば saltation 層の高さに相当するので、このような高シールズ数領域では水深の40%ぐらいまでの範囲を漂砂が移動するとすることはおかしくないと考えられる。一方、図中の実験値で粒径が0.7mmより大きい場合、浮遊漂砂パラメータは3.0から4.6まで変化するので、もはや浮遊状態の位相がないと考えてよく、これを反映して、漂砂量の実験値も計算結果より小さくなっている。以上のことから浮遊漂砂パラメータを用いれば、シートフロー状態の全漂砂量もある程度の精度で評価できることが見いだされた。

(2) 浮遊漂砂と掃流漂砂の関係

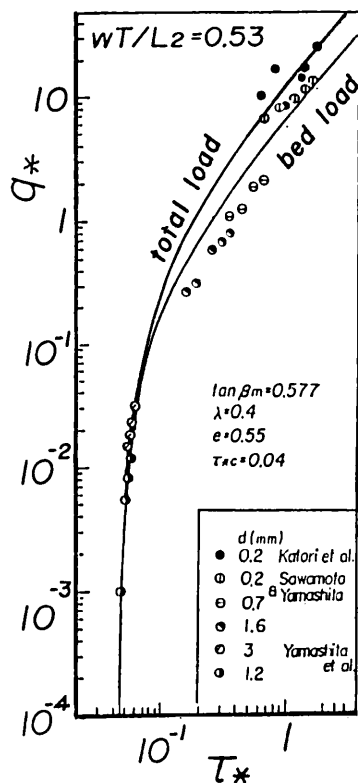
図一5は浮遊漂砂量と掃流漂砂量の比のシールズ数による変化の1例である。各曲線は浮遊漂砂パラメータ毎のものである。これから、シールズ数が移動限界から



図一2 全漂砂量($\alpha=0.4$ の場合)



図一3 砂れん床上の漂砂量の実験値と計算値との比較



図一4 シートフローの実験値と計算値

0.1 程度までは急激に浮遊漂砂量の割合が多くなるが、それ以上では漸増傾向はあるもののほぼ一定に近い値となることを見いだされる。

つぎに、非対称砂れんの場合について検討する。砂村ら(1978)は、浅海の新線形波のもとでは、岸側に急勾配をもつ非対称性砂れんが発生し、それが net の漂砂移動の原因になるとしている。しかし、その形状は測定されていないので、ここでは岸側の砂れんの傾斜は、式(11)で与えられる沖側の傾斜の2倍と仮定して、非対称性の

影響を考察することにした。図-6 はその1例であって、 $\alpha=0.2$ としたものである。図中破線は沖方向漂砂量、実線は岸方向漂砂量である。これから砂れんの非対称性の影響はシールズ数が比較的小さい範囲で認められ、これが0.5より大きくなると、漂砂量に及ぼす砂れんの勾配の影響そのものが小さくなって、砂れんが消滅すると岸沖方向漂砂量は等しくなることがわかる。

4. 傾斜海浜における漂砂量特性

ここでは、傾斜海浜上に式(11)で表示される砂れんが形成された場合の全漂砂量特性について述べる。

図-7 は $\alpha=0.4$ として、海浜勾配が1/5の場合について、岸沖方向漂砂量を求めた1例である。実線と破線はそれぞれ岸方向、沖方向漂砂に対応している。これらから、いずれの勾配の場合にも、シールズ数が大きくなると岸沖方向漂砂量の差が小さくなることが認められるほか、勾配の大きい場合に、シールズ数が0.05付近で岸方向漂砂量の傾向が変化することがわかる。これは、式(9)及び(10)から推定されるように、傾斜角の変化に対して岸沖方向掃流砂量が対称となっていないためである。つまり、式(8)において岸方向浮遊漂砂量には沖方向掃流漂砂量が寄与しており、これが海浜勾配の増加とともに大きくなって、全漂砂量を増加させているからである。したがって、海浜勾配の減少とともに、この変化

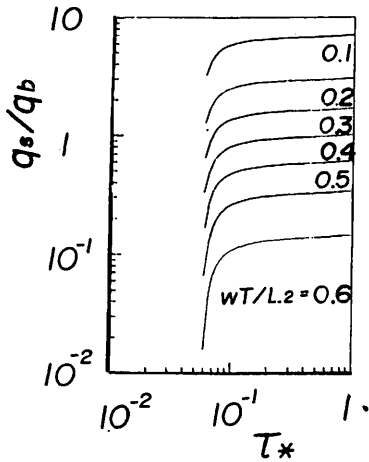


図-5 浮遊・掃流漂砂量比のシールズ数による変化

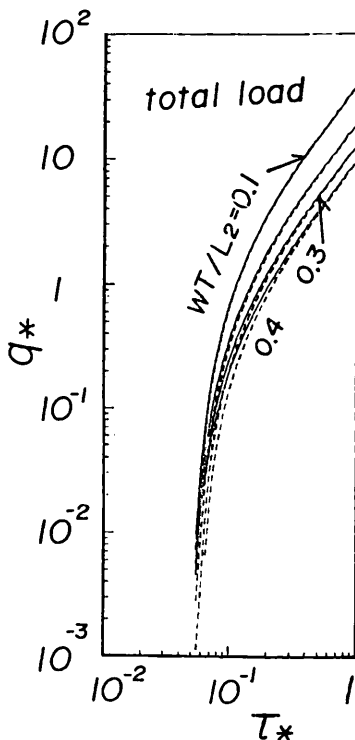


図-6 非対称砂れんの場合の岸沖方向漂砂量 ($\alpha=0.2$ の場合)

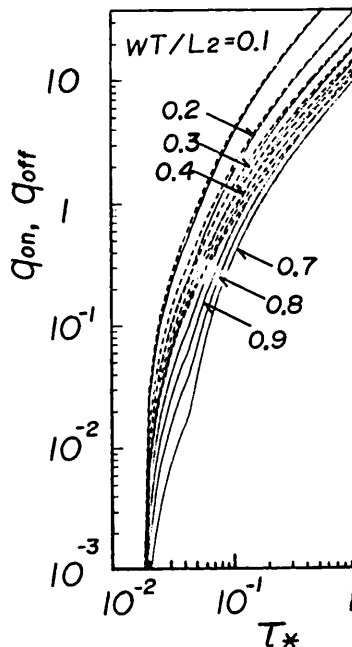


図-7 海浜勾配が1/5の場合の岸沖方向漂砂量

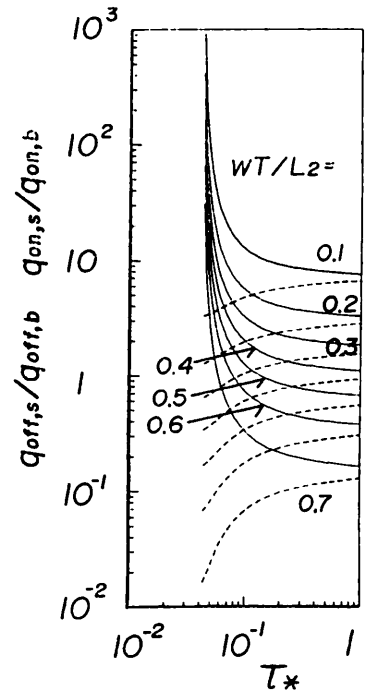


図-8 岸沖方向漂砂における浮遊漂砂の割合

の程度が小さくなり、全漂砂量を与える曲線も滑らかになるわけである。

このことは、岸沖方向全漂砂量において浮遊漂砂量と掃流漂砂量の比を求めた図-8からも明らかである。ここに、漂砂量の添字の s と h はそれぞれ浮遊と掃流を表わしている。すなわち、実線で示した岸方向浮遊漂砂量と掃流漂砂量の比は、シールズ数が移動限界の値を越えるにつれて急激に減少し、一定値に近づくのに対し、破線で示した沖方向のその変化はそれほど大きくない。それらの傾向は海浜勾配の減少とともに小さくなり、1/30では、シールズ数の増加と定値に漸ともに急激に一定値に漸近することが認められた。

5. 鉛直方向の特性長の推定

本論文において示した取り扱いでは、浮遊漂砂パラメータという無次元量を導入したために、漂砂雲の存在領域を規定する特性長 L_s を具体的にどのように取るかということを決めてやらなければならない。この特性長となり得るのは、つぎの3つであろう、すなわち、砂れんの波長(あるいは波高)、底面付近の水粒子の軌道直径及び水深である。ここで、現地海岸の漂砂を想定すると、砂れんは実験水槽の場合と異なり、粗度として機能している。しかもその波長は Sato (1987) によれば、底質粒径、水粒子の軌道直径及びシールズ数の関数として与えられることが明らかにされている。砂村(1978)の実験結果は漂砂の場が砂れんの形状で規定されている場合であり、このようなときには、水粒子の軌道直径や砂れん長が特性値となり得ると考えられる。しかし、粗度としての機能では、非碎波による漂砂の場でも、浮遊漂砂は砂れんの波長や波高の数倍のスケールに移動場を拡大することもあり、水深スケールに近いといえる。したがって、現状では、特性長として水深を取ることが妥当と考えられる。このことは、すでに図-2 や図-4 で示したように、漂砂量の実験値との適合性から、 α の値や浮遊漂砂パラメータの値がかなり妥当であることによっても支持されよう。

本論文で提案した浮遊漂砂パラメータの表示では砂粒の沈降速度を用いたが、これは砂粒が特殊な形でない限り重力の加速度と粒径の積の平方根の関数となるはずである。つまり、 wT/h の代わりに $\sqrt{gd}T/h$ を浮遊漂砂パラメータとしてもよいことを示している。流砂の場合、lower regime の河床形態では、流砂量は径深と粒径の比の関数で与えられることがわかっており(芦田ら, 1972)、漂砂とのアナロジーを考える上で重要な指標と

なり得ることを示している。また、海浜模型の縮尺効果の問題では、漂砂の運動形態の相似性はこれまでほとんど考慮されていないので、本研究の結果を適用して再検討する必要があるようである。

6. 結 語

ここでは、bed material load としての著者らのこれまでの一貫した取り扱いの延長上で、掃流漂砂と浮遊漂砂の接続をモデル化して、全漂砂量の算定法を示した。得られた成果は、次のように要約される。すなわち、bed material load としての取り扱いから、掃流漂砂と浮遊漂砂を接続するモデル、つまり漂砂の移動—開始—掃流—浮遊—沈降という過程を解析して全漂砂量の算定式を誘導した。そこでは、全漂砂量に占める浮遊漂砂量は浮遊漂砂パラメータ $\sqrt{gd}T/h$ によって規定されることを明かにし、このモデルがシートフロー状態の漂砂量算定にも適用できることを示した。したがって、著者がこれまで誘導してきた、岸沖及び沿岸漂砂量則がそのまま適用でき、全漂砂量が掃流漂砂と浮遊漂砂の関係を踏まえて評価できることがわかった。

参 考 文 献

- 芦田和男・道上正規(1972): 移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第206号, pp. 59-69.
- 香取完和・渡辺 晃・堀川清司(1980): シート・フロー状態の底質移動に関する研究, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 202-206.
- 河田恵昭(1989): 傾斜海浜における漂砂量則について, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 289-293.
- 河田恵昭・土屋義人(1990): 岸沖・沿岸漂砂量則の統一表示, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 259-263.
- 沢本正樹・山下俊彦(1985): 波による半周期漂砂量, 土木学会論文集, 第363号, pp. 195-204.
- 砂村継夫・板東浩造・堀川清司(1978): 非対称砂れん床上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 250-254.
- Abou-Seida, M. M. (1964): Sediment transport by waves and currents, Tech. Rep. HEL-2-7, Inst. Eng. Res., Univ. of Cal., 34 pp.
- Bailard, J. A. (1981): An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach, J. G. R., Vol. 86, No. C11, pp. 10938-10954.
- Dean, R. G. (1973): Heuristic model of sand transport in the surf zone, Proc. 1st ACCE, pp. 208-214.
- Nielsen, P. (1979): Some basic concepts of wave sediment transport, Series No. 20, ISVA, 160 pp.
- Nielsen, P. (1988): Three simple models of wave sediment transport, Coastal Eng., Vol. 12, pp. 43-62.
- Sato, S. (1987): Oscillatory Boundary Layer Flow and Sand Movement over Ripples, Doctor thesis, Univ. of Tokyo, 135 p.