

前浜砂層内の浸透流を考慮した波打ち帯の漂砂の解析

浅野 敏之*・米 永 敏之**

1. 緒 言

前浜地形変化には、潮位変化に付随する砂浜地盤内の地下水位の影響が大きいことが指摘されている。すなわち、急速な落潮時には砂浜表面から地下水が滲出し、砂粒の締めりを緩くし backwash の流れを加速させて前浜侵食を促進させる。一方、急速な上げ潮時には地下水面が海面より低く、swash の浸透によって前浜部に砂を堆積させる。透水性斜面上の波動場の数値モデルに関しては、いくつかの研究報告があるが（例えば、Kobayashi-Wurjanto, 1990）、遡上波の速い流体運動に砂層内の間隙流れが追従できないことから、海水面変位と地下水面変位は砂面上の遡上端で不連続となり、この取り扱いの困難さが正確な力学モデルの確立を妨げている。

本課題に関わる従来の研究は、主として流体場の変形を議論したものであり、漂砂に対する理論的考察はほとんどなされていない。Boussinesq 方程式を用いた丸尾ら (1995) の研究によれば、波動運動に及ぼす透水性の影響は細砂に対しては無視できるとされたが、一方、佐藤ら (1986) の鹿児島市磯海岸を対象とした計算によれば 8 cm/s に達する浸透流が計算され、海浜変形に大きな影響を与えると報告されている。最近、砂地盤内への浸透・滲出の効果に着目して前浜の地形変化の解明を目的とした現地観測がいくつか報告されている（例えば、Turner-Masselink, 1998）。

著者ら（浅野・末富, 1994）は、斜面上の水粒子速度の時間変動を非線形長波理論で与えたときの掃流漂砂量を計算した。波打ち帯では遡上時に岸向きに運ばれた水塊が、引き波時には薄層状の流れとなって戻るため、流量の連続性から引き波時にはきわめて大きな流速が生じることになる。このため、堆積型の波・地形の条件下でも漂砂の方向は沖向きとなってしまう。引き波時の薄層流の浸透を考慮すれば、たとえ浸透速度自体は小さくても、算定される漂砂量は実現象に近づくことが予想された。

本研究は、砂地盤への浸透流・滲出流が漂砂量に及ぼ

す効果について定量的な検討を行ったものである。まず、漂砂の外力である波打ち帯の流速場に対して浸透流が及ぼす効果を検討した。次いで、浸透・滲出による砂の移動限界の変化を理論モデルから明らかにするとともに、漂砂量に及ぼす浸透・滲出の効果を定量的に評価した。

2. 浸透・滲出を考慮した砂浜斜面上の波動場の解析

緒言でも述べたように、遡上波の運動は平常時で数 m から数 10 m 程度の幅を数秒から 10 秒程度の周期で打ち返す速度を持っているのに対し、砂浜地盤内の浸透流速は細砂の透水係数が 0.015 cm/s 程度から推測できるように緩慢であって、両者の運動を連続的に接続することは力学的に無理がある。よって、斜面上と砂層地盤内の流体運動の連続性に固執せず、むしろ乾燥した砂層地盤に遡上波の流体塊が浸透する状態を想定した方が、数値計算が簡単になるばかりでなく、遡上時に限っては力学的にもより妥当であると考えられる。ここでは、Packwood (1983) に従って、砂地盤への浸透を考慮した緩斜面上を遡上する波の数値モデルを考察する。地盤内初期水位としては静水時水面を延長した面で与え、遡上した水塊による地盤内流れは、鉛直方向の圧力勾配が卓越するために鉛直方向成分のみを持つと仮定した。ただし、Packwood は single bore の遡上を想定しているのに対し、本研究では周期的な遡上波の下での流体運動を考察した。

斜面上の波動運動は以下の式で表される。

$$\frac{\partial(h+\eta)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[u(h+\eta)] = -w_p \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}[u(h+\eta)] + \frac{\partial}{\partial x}[u^2(h+\eta)] + g(h+\eta)\frac{\partial\eta}{\partial x} \\ & = -\frac{1}{2}f|u|u - uw_p \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここに、 t は時間、 x は岸向きを正とした水平方向座標、 g は重力加速度、 h は静水深、 η は静水面から測った水位変動、 u は水平方向水粒子速度、 f は底面摩擦係数、 w_p は砂層地盤内への鉛直浸透流流速である（図一）。

水平砂層地盤上に $\eta(t)$ の transient な水位変動が乗っ

* 正会員 工博 鹿児島大学助教授 工学部海洋土木工学科
** 工修 鹿屋工業高校教諭

た場合の砂層地盤内の自由水面位置 ζ (砂層表面を原点として鉛直下向き方向を正とする) は次式で与えられる (Dicker, 1969).

$$\frac{\zeta}{\zeta + \eta} d\zeta = \left(\frac{K}{n} \right) dt \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 K は透水係数、 n は空隙率である。

遡上波の先端では、乾燥した砂地盤に浸透流が流入し始める瞬間には ζ も η も0に近く、式(3)の左辺分母が小さくなって計算誤差が混入しやすい。この場合には $\eta(t)$ が直線分布で立ち上がるとし、次式に示す解析解で ζ を計算する。ただし、 $\Delta\eta/\Delta t = \alpha$ と置いた。

$$\zeta = \frac{1}{2} \left\{ \frac{K}{n} + \left[\left(\frac{K}{n} \right)^2 + \frac{4\alpha K}{n} \right]^{1/2} \right\} t \dots \dots \dots (4)$$

鉛直浸透流速 w_p は、 $w_p = n(\partial\zeta/\partial t)$ から求められる。

3. 浸透流を考慮した波打ち帯の流速場の計算

計算条件は、波打ち帯の幅が広く取れること、浸透する水塊が砂地盤内を飽和させない程に十分長い周期であることを勘案し、現実的な範囲の波と地盤の条件を採ることにした。すなわち、図-1に示したように、斜面勾配 $S=1/10$ とし、沖側端水深 d_i を5mとした。作用波は周期 $T=8.5$ s、沖波波高 $H_0=3.0$ mとした。砂地盤は、小砂利 (fine gravel)・粗砂 (coarse sand)・細砂 (fine sand) で構成されるものを想定し、それぞれ粒径 $d=2.5$ mm, 0.7 mm, 0.2 mmを与えた。これらの粒径に対する透水係数 K は、水温を20°Cとし Hazen の公式 (本間, 1962) で計算すれば、それぞれ、4.0 cm/s, 0.73 cm/s, 0.06 cm/sとなる。

沖側端で与えられた水位変動が斜面上を伝播し、波動運動および地盤内の浸透流が定常に達するのに、5~10周期程度の経過時間が必要であることがわかった。以下の結果は沖側端で入射開始後10周期経過後の3波について示す。

図-2は、砂地盤を構成する砂粒径を細砂・粗砂・小砂利を代表するものに変化させた時の斜面上の水平流速 u_w の時間変動波形を示したものである。ここで示した静水時汀線からの距離 $x=1.2$ mの結果のみならず、すべての結果において浸透が斜面上の水位変動 η ・水平流速 u_w に及ぼす影響はきわめて小さく、同一の曲線上に重なって表示されることがわかった。その差異は、砂地盤の粒径が $d=2.5$ mmと $d=0.2$ mmの結果とで u_w の極大値付近で最大1.5 cm/sの差異が出るに過ぎなかった。

図-3は図-2に対応する砂層内の浸透流速 w_p の時間波形である。このように地盤上で非定常性の強い運動がある場合でも、地盤内の浸透流速には顕著な非定常性は見られないことがわかる。

図-4(a)~(c)は、それぞれ波打ち帯各点における水位変動 η 、水平流速 u_w と浸透流速 w_p の時間変動を示したものである。波打ち帯の岸側に行くほど(x の値が大きくなるほど)干出する位相区間が大きくなる。(b)の水平流速の時間波形は、(a)の水位変動の時間波形に対応してup-rush, down-rushが見られる。(c)から一時的に干出する地点でも、没水区間における浸透流はほぼ一定の時間変動となり、定常浸透流速に近いことがわかる。

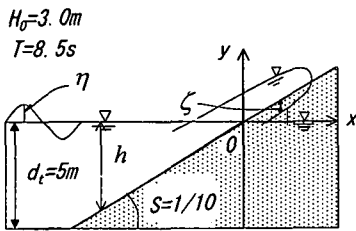


図-1 計算条件の設定

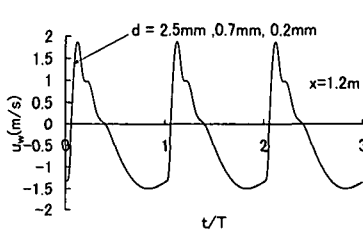


図-2 水平流速の時間波形

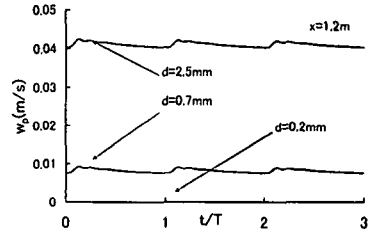
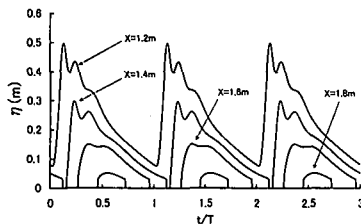
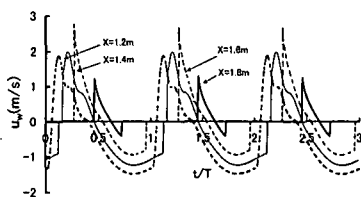


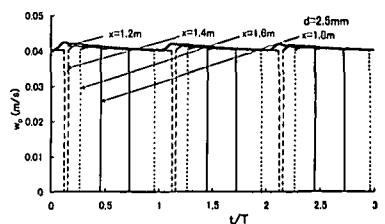
図-3 浸透流速の時間波形



(a) 水位変動 η



(b) 水平流速 u_w



(c) 浸透流速 w_p

図-4 波打ち帯各点における水位変動 η 、水平流速 u_w 、浸透流速 w_p の時間波形

4. 浸透を考慮した砂粒子の初期移動限界

ここでは掃流漂砂を対象として、Kobayashi (1982) の 2 次元掃流砂運動のモデルに浸透、滲出の効果を取り込むことにする。いま底質砂は非粘着性で均一の粒子径を持つ球体とし慣性力を無視すると、粒子に作用する外力は、波による移動限界時の底面水粒子速度 u_c による抗力 F_D および揚力 F_L 、浸透流速 w_p (浸透を正とする) による抗力 F_p 、および水中重量 W によって構成される。 u_c は流砂の知見では底面より 1~2 粒子分高い位置での水粒子速度を採るものと考えられる (例えば Englund-Fredsøe, 1976)。

$$F_D = \frac{\rho}{2} C_D A_1 \frac{\pi}{4} d^2 u_c^2, \quad F_p = \frac{\rho}{2} C_D A_2 \frac{\pi}{4} d^2 w_p^2$$

$$F_L = \frac{\rho}{2} C_L A_3 \frac{\pi}{4} d^2 u_c^2, \quad W = \frac{\pi}{6} \rho g (s-1) d^3 \dots (5)$$

ここに、 C_D 、 C_L ：抗力係数、揚力係数、 ρ は水粒子密度、 s は砂粒子の比重、 A_1 、 A_2 、 A_3 は着目する砂粒子が周囲の砂粒子で遮蔽される効果を表す係数である。

摩擦力 $F_R = (W \cos S - F_L + F_S) \tan \phi$ (ϕ は砂粒子の内部摩擦角) と粒子を駆動させる力 F_D を等号で結ぶと、斜面勾配 S について 0 次の限界シールズ数 Ψ_c の表示式が、以下のように得られる。

$$\Psi_c = \frac{4}{3} A \left[\frac{e_c^2}{\frac{C_D}{\tan \phi} + C_L - C_D \frac{w_p}{u_c} \frac{w_p}{u_c}} \right]$$

$$= \frac{4}{3} A \frac{e_c^2 \tan \phi / C_D}{1 + b_1 \tan \phi - P_1 \tan \phi} \dots (6)$$

ただし、 $A_1 = A_2 = A_3 = A$ を仮定しており、 $b_1 = C_L / C_D$ 、 $P_1 = (w_p / u_c) / w_p / u_c$ 、 $e_c = u_c / u_{*cr}$ (u_{*cr} は砂粒子移動限界時の摩擦速度) である。式 (6) は砂地盤に浸透する場合 ($P_1 > 0$) には分母が減少し Ψ_c が大きくなり、滲出する場合には分母が増大し Ψ_c が小さくなることを示している。

定義より e_c は境界層内の流速分布に関係し、摩擦係数 f が記述パラメータとなるが、これは周知のように層流および滑面乱流では $\hat{u}_m d / \nu$ ($\hat{u}_m$ ：底面における水粒子速度軌道振幅、 ν ：動粘性係数)、粗面乱流では $\hat{u}_m / \omega d$ (ω ：波の角周波数) の関数となる。また、砂粒子の対する流速定義高さの関係より、粒径 d と境界層厚さ δ の比の関数でもある。浸透流による境界層内の流速分布構造の変化とそれに起因する底面摩擦特性の変化については、Conley-Inman (1994) や佐藤・矢倉 (1998) などの研究があるが、十分に確立された知見には至っていないと判断される。ここでは、浸透の効果を表す式 (6) 中の P_1 で評価することにする。すなわち、浸透を考慮した移動限界シールズ数 Ψ_c は、浸透を考慮しない Ψ_{c0} から次式で算出する。

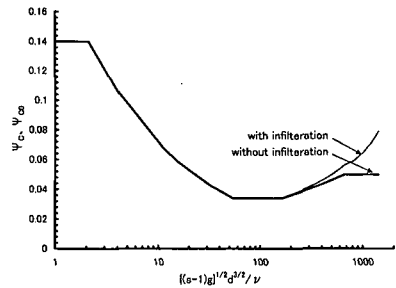


図-5 浸透流を考慮した移動限界シールズ数

$$\Psi_c = \frac{1 + b_1 \tan \phi}{1 + b_1 \tan \phi (1 - P_1 / b_1)} \Psi_{c0} \dots (7)$$

P_1 中の w_p は図-3、図-4(c) で見たように粒径 d で決定される定常浸透流速でほぼ表現できる。よって、粒径 d のみを変数で入った岩垣 (1956) の表示式で Ψ_{c0} を算出すれば、 Ψ_c は粒径 d のみの関数で求めることができる。ただし、式 (7) は左辺の Ψ_c と右辺の P_1 の双方に u_c が入るため数回の反復計算が必要となる。図-5 はその結果であり、横軸は $R_* = [(s-1)g]^{1/2} d^{3/2} / \nu$ で表わされている。ただし、 $s = 2.65$ 、 $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ とした。粒径が大きくなって横軸の R_* が 250 (d が約 1.6 mm) より大きくなると浸透による結果の差異が図中にも現れ始め、 $R_* = 1400$ (d ：約 5.0 mm) では Ψ_c は Ψ_{c0} の 1.6 倍に達することがわかる。

なお、海底面が勾配を持つ場合の限界シールズ数 Ψ_{cs} は斜面勾配 S の 1 次について表示すると次式となる。

$$\Psi_{cs} = \Psi_c \left(1 - \frac{1}{\tan \phi} S \right) \dots (8)$$

5. 岸沖掃流漂砂量式

瞬時漂砂量 q_b は単位面積当たりに移動可能な粒子個数 n_b とその移動速度 u_s の積で表される。すなわち

$$q_b = \frac{\pi}{6} d^3 n_b u_s \dots (9)$$

である。 n_b は流体運動による瞬時底面せん断力 τ_b が移動限界底面せん断力 $\tau_{b,c}$ を上回る分が、移動粒子数 n_b 個の砂粒子作用する抗力 F_D と釣り合うとして次式で表すことができる。

$$\frac{\pi}{6} d^2 n_b = \frac{1 + (b_1 - P_1) \tan \phi}{\tan \phi} \left(\psi - \Psi_c + \Psi \frac{S}{\tan \phi} \right) \dots (10)$$

砂粒子の移動速度 u_s は

$$\frac{u_s}{e \sqrt{g(s-1)} d} = \sqrt{\Psi} - b_2 \sqrt{\Psi_c} + \frac{1}{2} b_2 \sqrt{\Psi_c} \frac{S}{\tan \phi} \dots (11)$$

となる。ただし、 $e = u_w / u_*$ (u_* は瞬時摩擦速度) である。

式 (10), (11) を式 (9) に代入すると,

$$\begin{aligned} \frac{q_b}{w_f d} = & b_3 (\Psi - \Psi_c) (\sqrt{\Psi} - b_2 \sqrt{\Psi_c}) \text{sign}(u_w) \\ & + b_3 \frac{S}{\tan \phi} \left\{ \Psi (\sqrt{\Psi} - b_2 \sqrt{\Psi_c}) + \frac{b_2}{2} \sqrt{\Psi_c} (\Psi - \Psi_c) \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで, w_f は単一砂粒子の静水中の沈降速度, $b_2 = e_c/e$, $\text{sign}(u_w)$ は u_w の符号を意味する. また b_3 は次式で与えられる.

$$b_3 = \left(\frac{e}{e_c} \right) \Psi_c^{-1/2} \left(\frac{1 + (b_1 - P) \tan \phi}{\tan \phi} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

なお, 上式では緩斜面を仮定し, S^2 以上の高次のべきを無視している.

以下の計算では, 上式中の諸定数に経験的標準値として, $\tan \phi = 1$, $b_1 = 0.1$, $b_2 = 0.7$ を与えた. 浸透の効果 $P = (w_p/u_w)|w_p/u_w|$ は, 式 (6) の移動限界シールズ数 Ψ_c , 式 (10) の移動可能粒子数 n_b , 式 (13) の b_3 の表示式の中に入り, これを通じて最終結果である式 (12) の掃流漂砂量 q_b を変化させることになる. ただし, 前述のように漂砂における e_c , Λ 等の不明確さから Ψ_c については岩垣公式 Ψ_{c0} を通じて式 (7) で算出する.

図-6 は上述の掃流漂砂量 q_b の理論からその時間波形を示したものである. 計算条件は図-1 に示した地形条件, 波浪条件の下で行った. 図-6(d) は粒径 $d = 0.7$ mm の結果であり, また図-6(e) は粒径 $d = 7.0$ mm の結果である. 粒径を $d = 7.0$ mm まで大きくしなければ, 浸透流の漂砂量に及ぼす効果は図中で識別できる形で出てこない.

以上の計算では, q_b の特性は砂地盤の砂粒径のみならず, 水平方向流速の波形, 斜面上の位置, 斜面勾配など多数の要因によって変化する. そこで, 浸透流の効果をより簡明な形で表示するために, 水平床 ($S = 0$) 上に正弦波流速変動が作用するときの半周期平均漂砂量 Q について考察する.

$$\begin{aligned} \frac{Q}{w_f d} = & \frac{4}{3\pi} b_3 \Psi_m \sqrt{\Psi_m - \Psi_c} \times \left\{ 1 - \left(1 + \frac{3}{4} b_2 \right) \frac{\Psi_c}{\Psi_m} \right. \\ & \left. + \frac{3}{4} b_2 \left(\frac{\Psi_c}{\Psi_m - \Psi_c} \right)^{1/2} \left(\frac{2\Psi_c}{\Psi_m} - 1 \right) \cos^{-1} \left(\frac{\Psi_c}{\Psi_m} \right)^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに, $\Psi_m = (f/2) \hat{u}_w^2 / (s-1)gd$ は水粒子速度振幅 $\hat{u}_w$ を用いたシールズ数である.

図-7 は w_p/u_c をパラメータとして与えたときの式 (14) で計算される半周期平均掃流漂砂量 $Q/w_f d$ を示したものである. 図より浸透・滲出が全くない場合 ($w_p/u_c = 0$) に比べ, 砂地盤に浸透がある時 ($w_p/u_c > 0$) に漂砂量が減少し, 滲出がある時 ($w_p/u_c < 0$) には漂砂量が増加することが読みとられる. ただし, この図では w_p/u_c を独

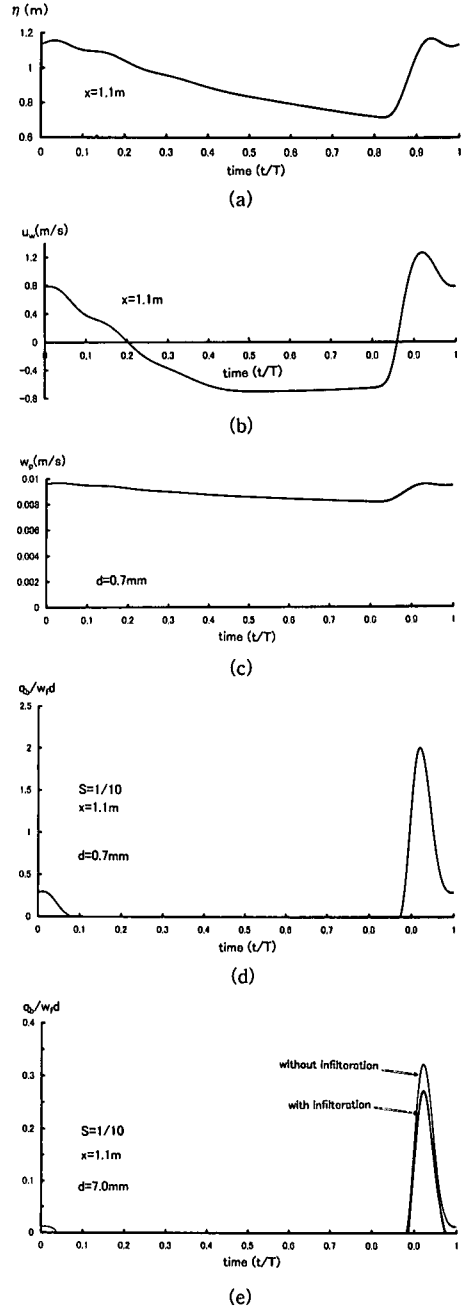


図-6 (a)水位変動, (b)水平水粒子速度, (c)鉛直浸透流速, (d)瞬時漂砂量($d=0.7$ mm), (e)瞬時漂砂量($d=7.0$ mm), の時間波形

立なパラメータとして与えた計算結果であること, また Ψ_c は w_p/u_c に関わらず 0.05 としていることに留意する必要がある. $\Psi_m = 0.8$ の状態では $w_p/u_c = 0.4$ の浸透があると半周期平均掃流漂砂量が 2 割程度減少する結果となる. しかし, 例えば $d = 0.7$ mm の粗砂であれば, $f = 0.0087$ として $\Psi_m = 0.8$ から逆算すると, $\hat{u}_w = 144.3$ cm/

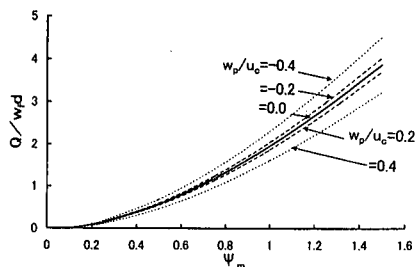


図-7 浸透・滲出を考慮したときの半周期漂砂量

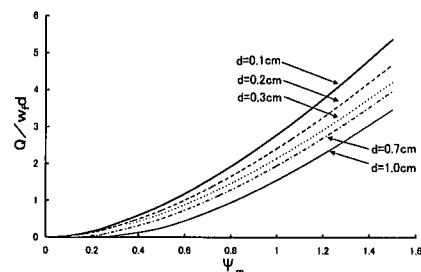


図-8 砂地盤の砂粒径をパラメータとした半周期漂砂量

s , $u_c = b_2 \sqrt{\Psi_c / \Psi_m} \bar{u}_w = 25.3 \text{ cm/s}$ となり、この条件では $w_p = 0.4 u_c = 10.1 \text{ cm/s}$ の浸透流速が必要で、粗砂では機械的な吸水などを行わない限り発生する状態ではない。これが、 $d = 3.0 \text{ mm}$ の fine gravel であれば、 $f = 0.011$ として同様な逆算から $w_p = 18.7 \text{ cm/s}$ が得られ、これは Hazen の式から算出される $w_p = 11.9 \text{ cm/s}$ と同オーダーの値となる。

そこで吸水などを行わない自然条件下で、砂地盤の粒径のみをパラメータとして、浸透流速が半周期漂砂量に及ぼす影響を考察する。浸透流速 w_p は、図-3、図-4(c) で明らかになったように、非定常な水位変動下においてもほぼ粒径 d で決まる定常浸透流速で表現できる。移動限界シールズ数も図-5 から粒径のみで表示できる。さらに、漂砂量の表示式中の摩擦係数 f は粒径 d と水粒子軌道振幅（これは波の周期を 8 s と固定すれば Ψ_m から逆算できる）で決定される。以上より、砂地盤内の地下水水面より高い位置にある波打ち帯の漂砂量に対して、浸透を考慮したときの無次元漂砂量 Q/w_d とシールズ数 Ψ の関係は、図-3 のように粒径 d のみをパラメータとして記述することできる。

6. 結 言

本研究は、波打ち帯の水粒子運動に及ぼす浸透流の効果を評価するとともに、Kobayashi (1982) の斜面上の掃流漂砂モデルに浸透流・滲出流の効果を導入し、移動限界シールズ数、瞬時および半周期漂砂量を記述する解析的な表示式を導いたものである。得られた成果は以下の通りである。

(1) 斜面上の水位変動・水粒子速度に与える浸透流・滲出流の影響は十分小さい。また地盤内浸透流に対する非定常性も顕著ではなく、砂粒径で決定される定常浸透流速で近似できることがわかった。

(2) 移動限界掃流力ならびに掃流漂砂量に及ぼす浸透・滲出流の影響を考察した結果、遡上時に対してではあるが、粒径のみをパラメータとした定量的表示式ならびに図面を提案することができ、浸透の効果を明確にすることができた。

本解析では簡明なモデルの構築を目指したために、いくつかの物理要因を無視した。浸透流による境界層内流速構造の変化、先行する遡上波の down-rush と次の up-rush の衝突による乱れの形成の影響、浮遊砂の取り込み、干出・没水境界面の表層砂粒子に働く表面張力の効果などである。これらはいずれも興味深い課題であるが、今後の課題としたい。最後に、本研究を行うにあたり、文部省科学研究費基盤研究(c)(2)の補助を得たことを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 浅野敏之・末富博文 (1994): 斜め遡上波の下での波打ち帯の漂砂の解析, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 396-400.
- 岩垣雄一 (1956): 限界掃流力に関する基礎的研究, 限界掃流力の流体力学的研究(1), 土木学会論文集, 第 41 号, pp. 1-21.
- 佐藤道郎・浦上博行・西原克夫 (1986): 海岸地下水の滲出による前浜の砂消失, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 233-237.
- 佐藤道郎・矢倉貴文 (1998): 底面における吸水に伴う波動境界層流れの変化, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 96-100.
- 本間 仁 (1962): 地下水の運動, 物部水理学, 第 20 章, pp. 528-561.
- 丸尾 剛・Mohammad Dibajnia・渡辺 晃 (1995): 遡上域に拡張したブシネスク方程式と漂砂量式を用いた海浜断面変形モデル, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 611-615.
- Conley, D. C. and D. L. Inman (1994): Ventilated oscillatory boundary layers, J. Fluid Mech., Vol. 273, pp. 261-284.
- Dicker, D. (1969): Transient free surface flow in porous media, Flow through Porous Media, Academic Press, pp. 293-330.
- Engelund, F. and J. Fredsøe (1976): A sediment transport model for straight alluvial channels, Nordic Hydrology, Vol. 7, pp. 293-306.
- Kobayashi, N. (1982): Sediment transport on a gentle slope due to waves, J. of Waterw., Port, Coastal and Ocean Div., Vol. 108, pp. 254-271.
- Kobayashi, N. and A. Wurjanto (1990): Numerical model for waves on rough permeable slopes, J. Coastal Res., pp. 149-166.
- Packwood, A. R. (1983): The influence of beach porosity on wave uprush and backwash, Coastal Engrg., Vol. 7, pp. 29-40.
- Turner, I. L. and G. Masselink (1998): Swash infiltration-exfiltration and sediment transport, J. Geophys. Res., Vol. 103, No. C13, pp. 30813-30824.