

飛砂による砂漣の特性について

京都大学防災研究所 正会員 土屋 義人
 京都大学防災研究所 正会員 河田 恵昭
 (株)住友金属工業 正会員 林 省造

1. 緒言 飛砂による砂漣の波高および波長の分布特性やその発生限界は、これまでほとんど明らかにされていない。ここでは、飛砂の運動層厚が流砂の水深に対応するものと考へて、まず飛砂による砂漣の発生限界に関する理論を展開し、つぎに、遠州灘中田島砂丘で実施した現地観測および風洞実験の結果から、砂漣の形状特性を若干考察するとともに、これらの結果を用いて、飛砂による砂面形態の領域区分を試みる。

2. 砂漣の発生限界の理論

2-1. 砂面変動の基本方程式の誘導: 著者らは、これまでに、砂粒と流体とを含む2相流の運動量保存則を適用して、飛砂・流砂の基礎式を以下のようにならべている。流体の運動方程式 $\partial(uh)/\partial t + u \cdot \partial(uh)/\partial x = \rho h \{ [1 - \partial(h+e)/\partial x] - (q+R)/\rho \}$ (1), 砂粒の運動方程式 $\partial(\rho_s s)/\partial t + (U_m - U_{oi}) \cdot \partial(\rho_s s)/\partial x + \partial(U_m/\partial x + C_1) \rho_s = -h \rho_s / (U_m \cdot \partial(h+e)/\partial x) + (q - C_2 + R)/\rho \dots (2)$, 流体の連続式 $\partial\{h \times (1 - C_1)\}/\partial t + \lambda \partial h/\partial t + \partial(uh)/\partial x = 0 \dots (3)$, 砂粒の連続式 $\partial(C_v h)/\partial t + (1 - A) \cdot \partial h/\partial t + \partial(\rho_s s)/\partial x = 0 \dots (4)$, ここに u, h, e, I, λ はそれぞれ図-1に示すとおりであり、また ρ, ρ_s : 砂粒の密度, ρ : 流体の密度, ρ_s : 単位時間・単位幅当りの流砂量, q : 砂面に働く流体によるせん断応力, C_2 : 限界掃流力, C_v : 砂粒の体積濃度, λ : 砂面の空隙率, U_{oi} : 新しく砂面から飛び出す砂粒のx方向初速度, C_1 : 跳躍砂粒が砂面におよぼすせん断応力および R : interaction forceである。 u, h, e および C_1 の等流項と微小擾乱項に分り、さらに、無次元量として以下の諸量を定義する。

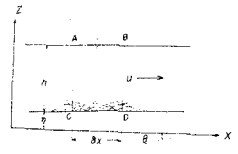


図-1.2相流の模式図

$\bar{u} = u'/u_0, \bar{h} = h/h_0, \bar{e} = e'/e_0, \bar{s} = s'/s_0 u_{od}, \bar{s}_{50} = s_{50}'/u_{od}, \bar{U}_m = U_m/u_{0s}, \bar{D}_{oi} = U_{oi}/u_{0s}, \bar{x} = x/h_0, \bar{F}_0 = U_0^2/g h_0, \bar{z} = z/h_0$ および $\bar{x} = \bar{s}_0 (d/h_0) \cdot (\sqrt{I_0}/F_0) / (1 - \lambda)$ 。さて、流速分布は対数則 $u/u_* = 6.0 + 2.5 \ln(h/k_s) \dots (5)$ にし k が λ のとし、以上の関係式を(1)-(4)に代入し、摂動法を適用して、微小擾乱項の2乗以上を無視すれば、式(1)-(4)は、微小擾乱項を係数とし係数の等流項と与えられる連立線型偏微分方程式に変形される。そして、これらの各式から \bar{u}, \bar{h} および \bar{s} を消去すると、すなわち、 \bar{e} に関する4階線型偏微分方程式が、以下のようにならべられる。

$\sum_{m=0}^4 m_2 \partial^2 \bar{e} / \partial \bar{t}^{2m} + \sum_{j=0}^2 m_1 \partial^2 \bar{e} / \partial \bar{t}^{2j} \partial \bar{x} + \sum_{n=0}^2 m_0 \partial^2 \bar{e} / \partial \bar{t}^{2n} \partial \bar{x}^2 = 0 \dots (6)$, ここに、 $m_0 = 1$ および m_1, m_2 はそれぞれ h_0/d と $U_{0s}^2 / (0.15 - 1) g d$ の関数としく与えられる。いま、擬似定常である場合と見なす。すなわち、 $R \ll 1$ および $C_1 \ll 1$ とし、 \bar{x} を定数項を無視し、砂面擾乱として複素波速 \bar{c} および無次元波数 k と $\bar{e} = \bar{e}_0 \exp[ik(\bar{x} - \bar{c}\bar{t})] \dots (7)$ と与えると、最終的に以下の砂面変動近似方程式が得られる。

$\bar{C} = [k \{ (B_1 - B_3) - B_5 X_1 - i \{ (B_2 - B_4) - B_5 X_2 \}]] / [-B_6 k X_1 + B_7 X_2 + i (B_6 X_2 + B_7 X_1)] \dots (8)$, ここに、 $B_1 = A_2 A_r \bar{c}_0 \bar{s}_0 \sqrt{I_0} / F_0, B_2 = -(\sqrt{I_0} / F_0) (h_0/d) \{ A_2 A_3 A_r \bar{s}_0 / [U_{0s}^2 (0.15 - 1) + 2.5 \rho] \}, B_3 = -2.5 (\sqrt{I_0} / F_0) B_1 + B_5, B_4 = -2.5 (\sqrt{I_0} / F_0) B_2, B_5 = \bar{s}_0 / (F_0 \sqrt{I_0} \bar{U}_m), B_6 = \bar{F}_0^2 B_5, B_7 = A_3 B_5, X_1 = \bar{F}_0^2 - 1, X_2 = I_0 (3 + 5 \sqrt{I_0} / F_0)$ および $A_r = 8.5$ である。また、 A_2 および A_3 は、砂粒の Saltation の考察より、以下のようにならべられる。 $A_2 = 4(1 - \beta) / (3 \lambda_0 C_0 A_r^2 \bar{c}_0 \sqrt{1 + \beta / (3(1 - \beta) \lambda_0 C_0 A_r^2 \bar{c}_0)})$ および $A_3 = C_0 + \beta m (1/\beta - 1) / (2(0.15 + 1/2))$, ここに β : 砂粒の反発係数, λ_0 : 跳躍砂粒の飛高と飛距離を定義する定数, C_0 : 砂粒の抵抗力係数および m : 砂粒の平均飛び出し角度である。

2-2. 砂面形態の判定条件と飛砂への適用: $\bar{\sigma} = C_r + C_c \bar{c}$ と式(7)に代入すると, 式(7)は $\bar{\sigma} = \bar{c}$. $\times \exp(C_c \bar{c}) \cdot \exp\{k\bar{c}(\bar{z} - C_r \bar{c})\} \dots (4)$ と変形される。式(4)より砂面形態の判定条件はつぎのようになる。 $C_c < 0 \dots$ 安定, $C_c = 0 \dots$ 中立, $C_c > 0, C_r > 0 \dots$ dunes & ripples, $C_c > 0, C_r = 0 \dots$ 停止および $C_c > 0, C_r < 0 \dots$ anti-dunes。飛砂では砂粒の運動領域は無限大と考えられるが, 式(8)において $h/d \rightarrow \infty$ とすれば, 砂面は常に安定になり, 実験および観測結果と矛盾する。ここでは, 飛砂の運動層厚 h , 砂面と固定床的な衝突にあつて定常跳躍する砂粒の飛高 H_{sm} h と, z と与えられ, これが流砂における水深に対応するものと考えることにする。さらに, いわゆる saltation 層内の風速は近似的に $U/U_* = 0.0 + 2.5 \ln(h/k_s)$ にして扱うものとし, 上記の理論と飛砂に適用するに際して, 新しく $U_* = \sqrt{g H_{sm} I_p}$ および $U_{*r} = U / \sqrt{g H_{sm}}$ を定義する。ここに, I_p は水流の場合の河床勾配に対応するものである。

3. 実験および観測結果とその考察

3-1. 砂漣の形状特性: 図-2 (a) および (b) は著者らの実験および現地観測から得た砂漣の波長 L とその平均値 L_m との比および波高 H とその平均値 H_m との比の超過確率と Rayleigh-確率軌上に示したものである。実験および現地観測の L/L_m および H/H_m の分布は Rayleigh 分布とかなり一致しているようである。また, 現地における L/L_m と H/H_m の分布特性は非常に類似しているが, 実験では L/L_m の分布範囲は H/H_m のそれと比べて, 1 程度狭く, 実験では波長は一定になる傾向にある。現地における砂漣の波長の実験の場合ほど一定にならない原因として, 現地では砂粒の粒度分布とものことおよび流れおよび砂粒の運動が平衡状態にならないことなどが考えられる。図-3 は平均波長 L_m と中央粒径 d_{50} との比と無次元掃流力 \bar{c}_* との関係を示し, \bar{c}_* が限界掃流力の数倍程度以内では, L_m/d_{50} は \bar{c}_* とともに増加するようである。

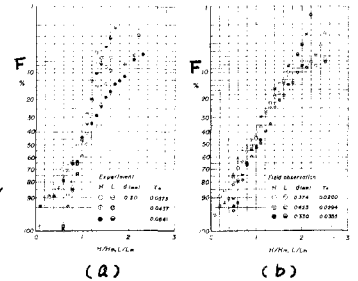


図-2. 砂漣の波高および波長の分布

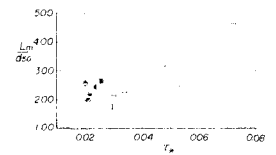


図-3. \bar{c}_* による L_m/d_{50} の変化

3-2. 飛砂による砂面形態の領域区分: 図-4 は, 式(6)から得られた飛砂による砂面形態の領域区分であり, これからつぎのことが明らかになった。すなわち, 近似解による砂面形態の領域区分では, 流砂の場合と相違なく, anti-dunes は発生しないことがわかった。しかも, $k > 1$ では砂漣の発生限界と与える \bar{c}_* は k に関係なくそれとそれの k に対して一定になり, k が大きい程その値は大きくなるが, $k < 0.3$ では逆に k が小さい程 dunes & ripples の領域が広くなることと指摘される。図中には, 著者らの実験および観測結果を示すに, 理論による砂漣の発生領域内にこれらのほとんどの場合が含まれることがわかる。一方, Bagnold は実験より, 砂漣が必ず生ずる \bar{c}_* の上限値が 0.078 であることを見出しており, この場合の k_s は $100d$ 近い値と推定され, $k_s = 100d$ とした場合の著者らの結果とほとんど一致するようである。

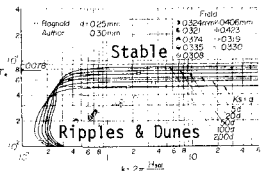


図-4. 飛砂による砂面形態の領域区分図

4. 結語 今後, 粒径が広範囲に及ぶ砂漣の実験および観測資料を収集して, ここで示した領域区分の妥当性を検討したい。最後に種々御討議に戴いた新防災研究所村本嘉雄教授に深謝の意を表す。