

飛砂における砂粒の移動限界と飛砂量に 及ぼす含水比の影響

INFLUENCE OF WATER CONTENT ON THE THRESHOLD OF
SAND MOVEMENT AND THE RATE OF SAND TRANSPORT
IN BLOWN SAND

河田 恵昭*・土屋 義人**

By Yoshiaki KAWATA and Yoshito TSUCHIYA

1. 結 言

降雨中あるいは降雨後の湿潤状態の砂面においても、強風によって飛砂は発生するが、飛砂量が気乾状態の場合に比べてかなり減少することは従来からよく知られていることである。周知のように、散水等によって飛砂を防止する方法は、この事実をふまえた生活の知恵であろう。飛砂量が減少する原因としては、付着水による砂粒間の反発係数などの砂面条件が変化することのほかに、特に砂粒の限界掃流力が砂粒間に作用する表面張力のために、気乾状態のものに比べて大きくなるのが考えられる。前者については、湿砂の運動の力学的背景を明らかにすることがかなり困難であると思われるし、また、後者についても、湿砂の限界風速に関する実験的研究が若干行われた程度であって、實際上重要な湿砂の飛砂量の適確な関係を求めるまでには至っていない。

本研究は、湿砂の限界掃流力が気乾状態の場合に比べて大きくなることに注目して、湿砂の飛砂量則の究明を試みたものである。すなわち、表面近傍の砂層の含水比と表面張力の関係を明らかにし、砂粒の移動限界時において表面張力を考慮した静的つり合い関係から限界掃流力の一般的表示を求め、これを用いて飛砂量に及ぼす含水比の影響を考察する。

2. 砂粒の移動限界に及ぼす含水比の影響

(1) 砂粒のつり合い条件

いま、図-1 に示すように、球状の砂粒からなる砂面に突出している1つの砂粒を考え、その移動開始の条件

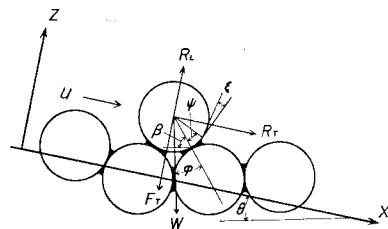


図-1 球状の砂粒に働く力の模式図

を取り扱うことにする。従来、このような問題はいわゆる限界掃流力として取り扱われてきたが、ここで対象とする場合との根本的な相違は、砂粒間に存在する水分による表面張力の影響を導入しなければならないことであろう。それゆえ、砂粒に作用する力として、砂粒に働く重力 W 、風向 (x 方向) の流体抵抗 R_T およびそれに直角方向 (z 方向) の揚力 R_L のほか、砂粒に作用する表面張力による力 F_T を対象とすれば、傾斜角 θ の砂面上での砂粒の移動限界に対して、図-1 を参照して次のつり合いの条件式が得られる。

$$(W \cos \theta + F_T - R_L) \tan \varphi - W \sin \theta = R_T \dots\dots\dots (1)$$

ここに、表面張力による力以外の力は、いちおう次式のように表わされよう。

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{\pi}{6} d^3 (\sigma - \rho_a) g \\ R_L &= -\frac{\pi}{4} d^3 \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_d \\ R_T &= R_{Tu} + R_{TP} \\ &= \frac{\pi}{8} d^2 C_D \rho_a u^2 - \frac{\pi}{4} d^3 \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_d \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 σ および ρ_a : それぞれ砂粒および空気の密度、 p : 風圧、 d : 粒径、 φ : 砂粒の静止摩擦角、 g : 重力の加速度、 C_D : 砂粒の抵抗係数および u : x 方向の風速である。

一方、周知のように砂粒の移動限界に及ぼす乱れの効

* 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所
** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所 (国連技術協力専門家としてインドネシア水工研究所に滞在中)

果はかなり大きいので、式 (2) 中の流体抵抗の表示においてはそれらを詳細に検討すべきであるが、ここでは前述したように砂粒の移動限界に及ぼす表面張力の影響をとくに取り扱いすることにするので、簡単のためにこれらを省略することにしたい。そうすれば、式 (1) は次式のように表わされる。

$$W(\cos \theta \tan \varphi - \sin \theta) + F_T \tan \varphi = R_T \dots (3)$$

ただし、式 (3) 中の風速 u としては変動速度を考慮しないことにする。

(2) 表面張力によって砂粒に働く力の表示

まず、一点で接している 2 個の砂粒間に存在するいわゆるウエッジ液による表面張力を考えてみよう。いま、砂粒中心軸と水平とのなす角を β 、ウエッジ液を見込む角を ψ および砂粒と水との接触角を ξ とすれば、砂粒と水が接触する線の長さは $\pi d \sin \psi$ であるから、砂粒が表面張力 T で水面を引く力の砂粒接線方向の成分 f は次式で表わされる。

$$f = \pi d T \cos \xi \sin \psi \dots (4)$$

ここに、 T は単位長さ当りの水の表面張力であり、接触角 ξ は接触し合う固体と液体との種類と温度とによって定まり、水と石英の場合では普通 $8^\circ \sim 9^\circ$ 程度であって、 $\cos \xi \doteq 1$ が成立する。したがって、表面張力の x 方向の成分 f_x は次のようになる。

$$f_x = \pi d T \cos \xi \sin^2 \psi \sin \beta \dots (5)$$

一方、対象とする砂粒が n 個の砂粒と隣接しているとすれば、表面張力の合力の x 方向成分は平均的には存在せず、 z 方向成分 F_T は次のように表わされる。

$$F_T = \sum_{i=1}^n \pi d T \cos \xi \sin^2 \psi_i \sin \beta_i \dots (6)$$

ψ_i と β_i との関係は独立であり、

$$\sin^2 \psi_m \sin \beta_m \doteq (1/n) \sum_{i=1}^n \sin^2 \psi_i \sin \beta_i$$

とすれば、式 (6) は近似的に次式のようになる。

$$F_T \doteq n \pi d T \cos \xi \sin^2 \psi_m \sin \beta_m \dots (7)$$

ここに、符号 m は平均を表わす。

(3) 含水比と砂粒間のウエッジ液との関係

球状砂粒で構成される砂層では、一般に含水比が比較的小さいいわゆる低水分層の水分は、砂粒間接点あるいは最近接部に自由表面を形成するウエッジ液とそれ以外の砂粒表面に塗布状に存在する附着液からなると考えられるが、砂粒の移動限界に及ぼす表面張力による力に対しては、ウエッジ液のみが影響する。この場合、ウエッジ液の含水比 w' は重量百分率で表わした真の含水比 w に対して近似的に次式が成立すると仮定する。

$$w' = \alpha_1 w \quad (0 < \alpha_1 \leq 1) \dots (8)$$

球状砂粒の単接点におけるウエッジ液の自由表面の形状を、砂粒の中心線を軸とする回転体と考えれば、その体積 v は次のように表わされる。

$$v = \frac{\pi}{8} d^3 (\sec \psi - 1)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{\pi}{2} - \psi \right) \tan \psi \right\} \dots (9)$$

砂層内の砂粒は、一般にこれを囲む砂粒と複数個の接点で接している。まず、不規則に充填された砂層では、空隙率 ε は一様ではなく、局所的なばらつきをもつが、大山ら¹⁾ はその基本的な性質はいわゆる立方型充填 ($\varepsilon = 0.476$) と最密六方型充填 ($\varepsilon = 0.260$) の二者のみの割合によって表示できるものとして、砂粒 1 個当りの接点数 n_0 を次のように与えている。

$$n_0 = 19.2 - 27.8 \varepsilon \dots (10)$$

さらに、ここで対象とする砂粒は、砂面最上部に位置しているのので、その接点数 n は前述した砂層中の砂粒の接点数 n_0 と次式の関係で表わされるものと仮定する。

$$n = \alpha_2 n_0 \quad (0 < \alpha_2 < 1) \dots (11)$$

また、不規則充填の砂層内では、砂粒の接点が砂粒表面の任意の位置に落ちる確率はすべて等しいと考えて、砂層含水比 w' を次のように表わしている¹⁾。

$$w' = 75 \left(\frac{\rho_w}{\sigma} \right) n_0 \int_0^{\pi/2} (\sec \psi - 1)^2 \times \left\{ 1 - \left(\frac{\pi}{2} - \psi \right) \tan \psi \right\} \cos \beta d\beta \dots (12)$$

ここに、 ρ_w は水の密度である。この場合、含水比が十分小さくウエッジ液同志の融合の起こる可能性がないとし、かつ $\psi \ll 1$ であるならば、式 (12) は近似的に次式で与えられる。

$$w' \doteq 75 \left(\frac{\rho_w}{\sigma} \right) n_0 (\sec \psi_m - 1)^2 \dots (13)$$

一般に、

$$w' / 75 (\rho_w / \sigma) n_0 \ll 1$$

である、式 (13) から次の関係が得られる。

$$\sin^2 \psi_m \doteq 2 \sqrt{\frac{w'}{75 (\rho_w / \sigma) n_0}} \dots (14)$$

(4) 砂粒の移動限界に及ぼす含水比の影響

前述した理由から、砂粒の移動限界に及ぼす含水比の影響を近似的に取り扱うことにすれば、式 (3) に式 (2) および (7) を代入して次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\pi}{6} d^3 (\sigma - \rho_a) g (\cos \theta \tan \varphi - \sin \theta) \\ & + n \pi d T \cos \xi \sin^2 \psi_m \sin \beta_m \tan \varphi \\ & = \frac{\pi}{8} d^2 \rho_D C_0 u^2 \dots (15) \end{aligned}$$

この場合 u は砂面近傍の風速であることから、近似的に摩擦速度 u_* を用いて $u \doteq A_r u_{*c}$ と表わして、式 (15) を変形すれば、砂粒の無次元限界掃流力 τ_{*c} は、次のように表わされる。

$$\tau_{*c} = A^2 \left\{ \frac{\sin(\varphi - \theta)}{\cos \varphi} \right\} \times \left\{ 1 + \frac{3nT \cos \xi}{(\sigma - \rho_a)gd^2} \frac{\sin 2\varphi}{\sin(\varphi - \theta)} \sin^2 \psi_m \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 $\tau_{*c} = u_{*c}^2 / (\sigma / \rho_a - 1)gd$, $A = 2 / (\sqrt{3} C_D A_r)$, $\beta_m \doteq (\pi/2) - \varphi$ および A_r : 完全粗面乱流の場合約 8.5 の値をとる定数である。

次に、式 (8), (11) および (14) を式 (16) に代入すれば、無次元限界掃流力 τ_{*c} は、次式のように表わされる。

$$\tau_{*c} = A^2 \left\{ \frac{\sin(\varphi - \theta)}{\cos \varphi} \right\} \times \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{3}}{5} \sqrt{\alpha_1} \alpha_2 \sqrt{n_0} \frac{\sin 2\varphi}{\sin(\varphi - \theta)} T_k \right\} \dots\dots\dots (17)$$

ここに、

$$T_k = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_w}} \frac{T\sqrt{w} \cos \xi}{(\sigma - \rho_a)gd^2} \dots\dots\dots (18)$$

であり、この無次元量は無次元掃流力 $u_*^2 / (\sigma - \rho_a)gd$ と Weber 数 $u_* \sqrt{T / \rho_w d}$ の逆数の 2 乗との積によって表わされるが、流速をあらわに含まない新しい無次元量といえよう。

図-2 は砂粒の無次元限界掃流力に及ぼす含水比の影響を示したものであって、図中の曲線は砂粒の静止摩擦角 φ をパラメーターとして式 (17) を計算した結果である。ただし、式中に含まれる実験定数は次のようにして決定した。まず、 $w=0$ は乾燥砂の限界掃流力に相当し、粒径が約 0.2 mm 以上になると、実験値はかなりばらつくが、近似的に $\tau_{*c} \doteq$ 一定が成立する²⁾ ので、飛砂量がほとんど存在しない無次元限界掃流力の平均値から $A^2 = 0.01$ とした。次に、 α_1 および α_2 の値は、式 (8) および (11) からそれらのオーダーが 10^{-1} 程度で

あると推定され、また砂粒の接点数 n_0 は空隙率 ϵ を 0.4 とした場合、式 (10) から約 8.1 になることがわかる。しかしながら、 α_1 および α_2 の詳細な検討が現状では不可能であり、 n_0 の値も空隙率の局所的なばらつきによって変化するので、ここではこれらを含む実験定数 $\sqrt{\alpha_1} \alpha_2 \sqrt{n_0}$ の値は 10^{-2} 程度になることに注目して、砂粒の移動限界に関する実験値に最もよく適合するように決定したが、その結果 0.057 となった。

図-2 には秋葉³⁾ および Belly⁴⁾ の実験値と Svasek ら⁵⁾ による現地観測の結果を示して、前述した移動限界の理論式と比較してある。この種の実験および現地観測では、一般に砂層の含水比が時間的に、また砂面と鉛直方向に変化するといわれている⁶⁾ ので、この点に特に注意しなければならない。Belly は風洞を closed circuit とし、蒸気発生装置を用いて風洞内の空気の湿度を一定に保ち、砂層内の含水比が時間的に、また深さ方向にも変化しないように工夫しているが、秋葉は直径 3 cm、深さ 3 mm および 5 mm の円筒容器中の砂粒に水分を補給し、送風して砂粒が動きはじめるときの風速と含水量を測定しているので、前者に比べて精度に若干問題があるように思われる。現地観測を行った Svasek らは、特殊な採砂器を用いて、砂面から深さ 1 cm 以内の砂粒を採取し、できるだけ砂面最上層の含水比を求める工夫をしているが、前述した問題点のほかに、移動限界付近ではとくに風速変動(風の息)の影響を受けやすく、摩擦速度の正確な推定が困難であることから、実測値がかなりばらついている。いずれにしても、採取された試料から求められた含水比は砂面からある深さまでの平均値であって、ここで示した湿砂の移動限界モデルにおける砂面のごく近傍の真の含水比 w と若干相違すると思われるが、前述したように試料の採取厚が小さく、また実測含水比の最大値が数パーセント程度であることから判断して、近似的に一致すると考え、 T_k の値を求めた。

一方、図-2 中にパラメーターとして示した $\tan \varphi$ の値は、周知のように砂粒の移動限界においては $\tan \varphi \doteq 1$ 程度である。したがって、前述した理論式の誘導の過程において 2, 3 の仮定を用いたにもかかわらず、含水比を含む新しい無次元量 T_k のかなりの範囲にわたって、実験値や現地での測定値と理論曲線とがよい一致を示していることがわかる。

ここでは、砂粒の移動限界に及ぼす含水比の影響について考察したが、一般に砂層上部の含水比と空気中の湿度の間には、図-3⁴⁾ に示すような直線的関係が成立するようであるから、気乾状態での砂粒の移動限界およびその近傍の飛砂量を計測し従来の実験値と比較する場合には、この点に注意する必要がある。すなわち、気乾状態においても、80% 程度の高湿度の場合には、含水比

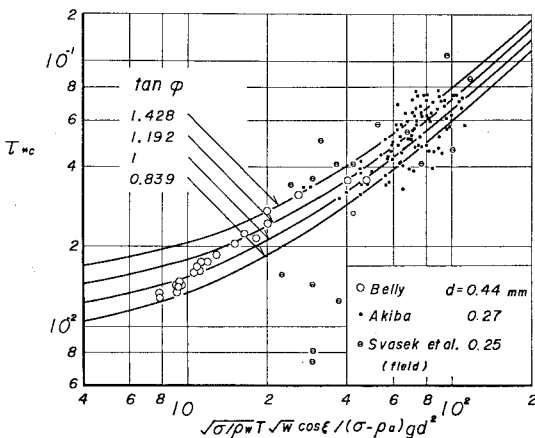


図-2 含水比パラメーターと無次元限界掃流力との関係

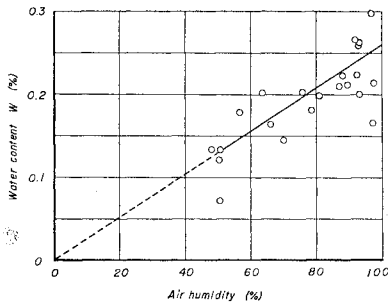


図-3 湿度と砂層含水比との関係 (Belly による)

が約 0.2 となり、粒径が 0.25 mm の砂粒では式 (17) から $\tau_{*c} \approx 0.02$ となって、無次元限界掃流力が $w=0$ の場合の約 2 倍にもなることがわかる。

3. 飛砂量に及ぼす含水比の影響

最近、著者ら⁷⁾は砂粒が集団として運動している saltation 層内の砂粒の運動の配分則を考察し、砂粒と流体を含む 2 相流に運動量保存則を適用して、plane bed を対象とした気乾状態の飛砂量則を誘導した。ここでは、最初にその概要を示し、次に湿砂の飛砂量則について考察する。

(1) Saltation に基づく飛砂量則

砂面に働く掃流力が風下方向に変化せず飛砂が平衡状態の場合、運動量保存則から砂面近傍の検査面に対して、次の関係が成立する。

$$\tau_0 = \tau_s + \tau_f \dots\dots\dots(19)$$

ここに、 τ_0 ：全せん断応力、 τ_s ：運動砂粒と静止砂粒との衝突によって生ずるせん断応力および τ_f ：流れによるせん断応力である。

次に、飛砂の場合、砂面近傍では風によるせん断応力が限界掃流力に等しいと考え、砂粒が継続跳躍しその飛高の分布が確率密度関数 $f(H)$ に従うものとすれば、単位時間単位面積当り砂面に落下する砂粒の質量 (平衡状態では、これは砂面から飛び出す砂粒の質量に等しい) は、次式で表わされる。

$$G_0 = \frac{e}{1-e} (\tan \beta_{ms}) \sqrt{\left(\frac{\sigma}{\rho_a} + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{\left(\frac{\sigma}{\rho_a} - 1\right)}} \sqrt{\frac{1}{2gH_m} (\tau_0 - \tau_c)} \dots\dots\dots(20)$$

ここに、

$$f(H) = (1/2\sqrt{2\pi}) (1/\epsilon\sqrt{HH_m}) \times \exp\{-\left(\sqrt{H} - \sqrt{H_m}\right)^2/2\epsilon^2 H_m\}$$

であって、 ϵ ：標準偏差、 e ：砂粒の反発係数、 β_{ms} ：砂粒の平均飛び出し角度 および H_m ：平均飛高 である。

一方、いわゆる継続跳躍では、砂粒の水平方向初速度および飛距離が等比数列になることおよび与えられた条件のもとで、砂粒の運動エネルギーが最大すなわち最大の飛砂量を保持する場合に飛砂現象が起こると仮定すれば、saltation による砂粒の継続確率 P は理論的に次式で表わされる。

$$P \approx 1 - \frac{1}{r^2} \dots\dots\dots(21)$$

ここに、

$$r = e \{1 + (3/2) C_D A_r^2 (\tan \beta_{ms}) \tau_*\}$$

である。したがって、saltation 層内の全運動砂粒を第 1、第 2 回目およびそれ以上の継続跳躍を近似的に定常跳躍とする 3 つの集団に分けて考えれば、砂粒の平均飛距離 L_m は次式で表わされる。

$$L_m = 2 \left(\frac{\sigma}{\rho_a} + \frac{1}{2}\right) d \left[\bar{U}_{01}^2 (\tan \beta_{ms}) + \left(\frac{\lambda}{4}\right) A_r^2 \left\{ (1+e) - (1-e) \times \sqrt{1 + \frac{8}{3(1-e)\lambda C_D A_r^2 \tau_*}} \right\}^2 \times \left(1 - \frac{1}{r^2}\right)^2 \right] \tau_* \dots\dots\dots(22)$$

ここに、

$$\bar{U}_{01} \approx A_r / \{1 + \sqrt{(2/3) (\sigma/\rho_a + 1/2) / C_D}\}$$

であって、第 1 回目の saltation の水平方向の初速度であり、また $\lambda = 4(H_m/L_m)$ である。

ついで、いわゆる surface creep は、次のように表わされる。すなわち、落下砂粒の衝突で砂面上の静止砂粒が x 方向に速度 U で移動し、距離 L_{sc} だけ滑動したとすれば、この砂粒が砂面の摩擦に抵抗してなした仕事が砂粒の運動エネルギーの減少に等しいと考えて、次式が得られる。

$$\frac{\pi}{12} d^3 \sigma U^2 = \frac{\pi}{6} d^3 (\sigma - \rho_a) g \mu_f L_{sc} \dots\dots\dots(23)$$

ここに、 μ_f ：砂粒の動摩擦係数である。一方、著者らの継続跳躍の関係式と砂粒の反発機構において、砂粒の衝突点で接線方向に対して運動量保存則を適用すると、式 (23) から surface creep の平均移動距離 L_{scm} と移動床の砂粒の反発係数は、それぞれ次式で表わされる。

$$L_{scm} = \frac{1}{4\mu_f} \left(1 - \frac{e}{e_s}\right)^2 \frac{(1+e^2)}{(\tan \beta_{ms})} \frac{\left(\frac{\sigma}{\rho_a}\right)}{\left(\frac{\sigma}{\rho_a} + \frac{1}{2}\right)} L_m \dots\dots\dots(24)$$

$$e = \frac{e_s}{1 + \frac{3}{2} C_D A_r^2 (1-C)^2 (\tan \beta_{ms}) \tau_*} \dots\dots\dots(25)$$

ここに、 ϵ ：飛高の確率密度分布における標準偏差、 e_s ：固定床での砂粒の反発係数 および c ：定数である。

Surface creep が大きな落下速度をもつ定常跳躍によって生ずると仮定すれば、単位時間単位面積当り surface creep をする砂粒の個数 n_s は、次式で表わされる。

$$n_s = P_s G_0 / m \dots\dots\dots(26)$$

ここに、 m ：砂粒1個の質量 および P_s は定常跳躍する砂粒の割合であって、式(21)から求めることができる。

以上から、全飛砂量 q_B は saltation による飛砂量 q_s と surface creep による飛砂量 q_{sc} を加えたものであるから、結局次式のように表わされる。

$$q_{B*} = q_{s*} + q_{sc*} = A_1 \left\{ 1 + A_2 \left(1 - \frac{1}{r^2} \right)^2 \right\} \times \sqrt{A_3 + \frac{\lambda A_r^2}{4} \left\{ (1+e) - (1-e) \sqrt{1 + \frac{8}{3(1-e)\lambda C_D A_*^2 \tau_*}} \right\}^2 \left(1 - \frac{1}{r^2} \right)^2} \times (\tau_* - \tau_{*c}) \dots\dots\dots(27)$$

ここに、 $q_{B*} = q_B / (\sigma \mu_* d)$ であり、移動床における砂粒の反発係数の平均値を e_m とすれば、 $A_i (i=1, 2, 3)$ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{e_m}{1-e_m} \frac{(\tan \beta_{ms})}{\sqrt{\lambda}} \left(2 + \frac{\rho_a}{\sigma} \right) \\ A_2 &= \frac{1}{4 \mu_f} \left(1 - \frac{e}{e_s} \right)^2 \frac{(1+\epsilon^2)}{(\tan \beta_{ms})} \frac{\left(\frac{\sigma}{\rho_a} \right)}{\left(\frac{\sigma}{\rho_a} + \frac{1}{2} \right)} \\ A_3 &= \frac{A_r^2 \tan \beta_{ms}}{\left\{ 1 + \sqrt{\frac{2}{3 C_D} \left(\frac{\sigma}{\rho_a} + \frac{1}{2} \right)} \right\}^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(28)$$

(2) 飛砂量に及ぼす影響

湿砂の飛砂機構では、ここで取り扱った砂粒の移動限界のほか、saltation における砂粒相互の反発係数の含水比による変化や降雨の影響などが問題となるが、ここでは前述した飛砂量則に基づいて、砂粒の移動限界に及ぼす含水比の影響を考慮した湿砂の飛砂量則を考察することにしたい。

図-4 は式(27)中の無次元限界掃流力に対して式(17)を代入し、飛砂量に及ぼす含水比の影響を示したものであり、ここでは砂粒の静止摩擦角 $\phi = \pi/4$ および砂面の傾斜角 $\theta = 0$ に対して、

$$T_K = \sqrt{\sigma/\rho_w} T \sqrt{w} \cos \xi / (\sigma - \rho_a) g d^2$$

をパラメーターとして計算した。ただし、式(27)および(28)に含まれるそのほかの定数は、すでに示したよ

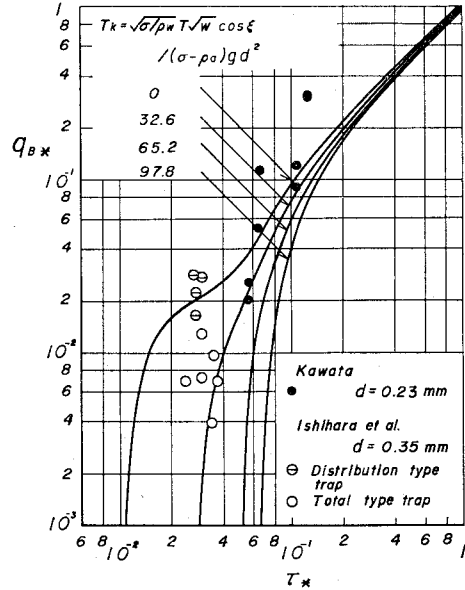


図-4 湿砂の飛砂量則の表示

うに⁷⁾著者らの砂粒の saltation の実験結果から別個に決めた値をそのまま用いた。なお、 $w=0$ すなわち乾燥状態では、風速変動(風の息)の影響が顕著になる移動限界付近を除いて、無次元掃流力のかなり広い範囲にわたって、実験条件を詳細に検討して行った著者らの実験値と理論曲線とがよい一致を示すことがわかってる。

この図から、同一の無次元掃流力に対して、無次元飛砂量は無次元量 T_k が大きくなるほど減少するが、無次元掃流力が 0.2 以上になるところの影響が少なくなり、乾燥状態の場合の飛砂量に近づくことがわかる。

図中には、河田三治⁸⁾ および石原⁹⁾ による降雨後の湿潤状態における鉛直型捕砂器による飛砂量の実測値を示した。とくに後者については、捕砂器をさらに全量型と分布型に区別し、それぞれの値を表わした。これらの値はかなりばらついているが、その主たる原因としては次のことが考えられよう。

(1) 現地では風の特性は時間的に変化し、飛砂量が間欠的な強風に大きく支配されるが、一般に摩擦速度は平均風速から推定されるので、実際より小さくなる可能性がある。したがって、無次元飛砂量は大きく推定される傾向にある。

(2) 観測者によって飛砂量の測定方法が異なり、捕砂器の設置方法の微妙な相違によって捕砂率が大きく変化する。

(3) 砂層上部の含水比が捕砂器の近傍で、場所的にまた深さ方向にも変化する。

以上のことから、理論曲線と実測値との定量的な比較検討を行うことは困難であるが、定性的にはある程度一

致するように思われる。

4. 結 語

湿潤状態における飛砂量を究明することは、飛砂防止など實際上非常に重要であるにもかかわらず、これまで理論的な考察がほとんど行われなかった。ここでは、飛砂量に及ぼす含水比の影響を砂粒に働く表面張力による限界掃流力の変化として考察し、湿砂の飛砂量則を表示することを試みた。得られた主な成果を要約すれば、次のようである。

(1) 球状砂粒に働く表面張力を考慮した静的なつり合い条件からその移動限界を考察し、含水比を含む新しい無次元量 $\sqrt{\sigma/\rho_w} T \sqrt{w} \cos \xi / (\sigma - \rho_a) g d^2$ の関数として砂粒の無次元限界掃流力の理論式を提案した。そして、従来の飛砂における砂粒の限界掃流力の実験および実測値とこの理論式との比較から、含水比のかなり広い範囲にわたって両者がよく一致することがわかった。

(2) Plane bed を対象とした気乾状態での飛砂量則に、含水比による限界掃流力の変化を導入して湿砂の飛砂量則を考察した。その結果、同一の無次元掃流力では前述した新しい無次元量が大きくなると飛砂量が著しく減少するが、無次元掃流力が約 0.2 以上では、含水

比の影響が現われなくなることがわかり、またこの飛砂量則が実測値と定性的にある程度一致することが示された。

参 考 文 献

- 1) 大山義年・山口賢二：重力場における粒子層の平衡含水量について、理研報告，第 38 巻，第 4 号，1962，pp. 392-400.
- 2) 土屋義人・河田恵昭：飛砂における砂粒の運動機構 (1) 一砂粒の移動限界に関する実験一，京都大学防災研究所年報，第 13 号 B，1970，pp. 217-232.
- 3) 秋葉満寿次：砂土含水量と飛砂限界風速との関係，農業土木研究，Vol. 5, No. 2, 1933，pp. 157-174.
- 4) Belly, Y. : Sand Movement by Wind, U.S. Army, Coastal Engineering Res. Center, Tech. Memo. No. 1, 1964.
- 5) Svasek, J.N. and J.H.J. Terwindt : Measurements of Sand Transport by Wind on a Natural Beach, Sedimentology, Vol. 21, 1974, pp. 311-322.
- 6) 中島勇喜・末 勝海・長沢 喬：飛砂に及ぼす砂表層含水比の影響 (予報)，砂丘研究，第 20 巻，第 1 号，1973，pp. 67-73.
- 7) 土屋義人・河田恵昭：砂粒の SALTATION に基づく飛砂量則について，第 19 回水理講演会論文集，1975，pp. 7-12.
- 8) 河田三治：防災林に関する調査報告，治山事業参考資料第 II 輯，林野庁，1950，pp. 1-109.
- 9) 石原藤次郎・岩垣雄一：網代港埋没防止に関する研究，鳥取県漂砂対策調査報告書，1950，pp. 5-31.

(1975. 8. 25・受付)