

砂質海岸における飛砂現象： 物理量の数的表示とその適用限界

堀田新太郎*

Wind-Blown Sand on Beaches: Mathematical Expressions for Physical Relationships and their Applicability

Shintaro HOTTA*

Abstract

Wind-blown sand plays an important role in the exchange of sand between the beach and the dune. In order to understand the beach-dune interaction, it is crucial to determine the physical quantities that govern the wind-blown sand transport and to comprehend their relationships. Fundamental equations related to the wind-blown sand transport are summarized here in terms of the main physical quantities for the convenience of geomorphologic researchers. The equations discussed include (1) the vertical distribution of wind speed, (2) the threshold shear velocity on dry and wet sand surfaces, (3) the sand transport rate, (4) the vertical distribution of the sand transport rate, and (5) the distribution of the horizontal distance traveled by the sand grains in saltation (known as the flying distance), which is equal to the distribution of the falling sand grain rate in the region downwind from the end of the sand bed. The main characteristics of the equations are briefly explained and reviewed, and the limitations to their applicability are explained. In addition, the equilibrium distance at which the transport rate will approximately achieve equilibrium conditions is discussed, and it is concluded that an equilibrium distance of 10 m may be acceptable for practical purposes. The procedure for obtaining the shear velocity, representing the external force driving the wind-blown sand, from the wind speed data is described with some examples.

Key words: *wind, wind blown sand, transport rate, beach, moisture content of sand layer*

1. はじめに

砂質海岸における後浜上限高度（例えば、Takeda, 2003）以高の地形変化を支配する最大の自然営力は風である。砂面上での風の強さがある一定の値を超えると、砂面上の砂粒

2012年2月1日受付, 2012年3月5日改稿, 2012年3月26日受理

* 千葉県市川市国分2-8-16

* Kokubun 2-8-16, Ichikawa, Chiba 272-0834, Japan

子は動きだし、移動を始める。この現象を飛砂と呼んでいる。飛砂と海浜上部での地形変化や海岸砂丘の形成や配列との関係は地形研究者にとっては興味のある研究対象である。数知れない研究成果があり、それらをまとめた論文（例えば、Hesp, 1999）や成書（例えば、Nordstrom et al., 1990; Bird, 2000; Davidson-Arnott, 2009）も多い。飛砂と砂丘などの風成地形との相互関係を探求するためには飛砂現象に関する物理量（例えば、風速、飛砂移動開始風速、飛砂移動量など）の量的表示（数式）を理解する必要がある。しかしながら、これらの研究に携わっている全ての研究者が飛砂に関する数式に慣れ親しんでいるわけではない。

本稿は、飛砂現象に関する基本的な数式の性質とその適用限界について解説し、これらの数式が関与する研究の理解の一助とすることを目的としている。風によって砂が移動する飛砂現象は海岸砂漠でも内陸砂漠でも生じている。飛砂発生メカニズム（mechanism）は同じである。砂漠の存在しない日本では飛砂現象は砂質海岸にみられるので、表題を砂質海岸としている。

2. 飛砂粒子の運動形態

飛砂として移動を始めた砂粒子は、浮遊（suspension）、跳躍（saltation）、滑動（sliding）あるいは転動（rolling）と呼ばれている運動形態で風下側に移動する（Bagnold, 1973, p. 31-37, p. 102-106）。Fig. 1 にこれらの運動形態の模式図を示す。浮遊とは、砂粒子が空中に飛び出し、かなりの距離を地表面に接することなく飛行する運動形態である。跳躍とは、地表面よりある角度で空中に跳びだした砂粒子が風に流されて飛行機の着地時のように鋭角で再び地表上に落下する運動形態である。跳躍する砂粒子の高さは数mmから10数cm、跳躍の水平距離は数mmから数10cm程度である。滑動とは、砂粒子が地表面から離れることなく、あたかも後から押されるように、あるいは前から引っ張られたように風下側にずり動く運動である。転動とは、砂粒子が回転しながら風下側に移動する運動形態

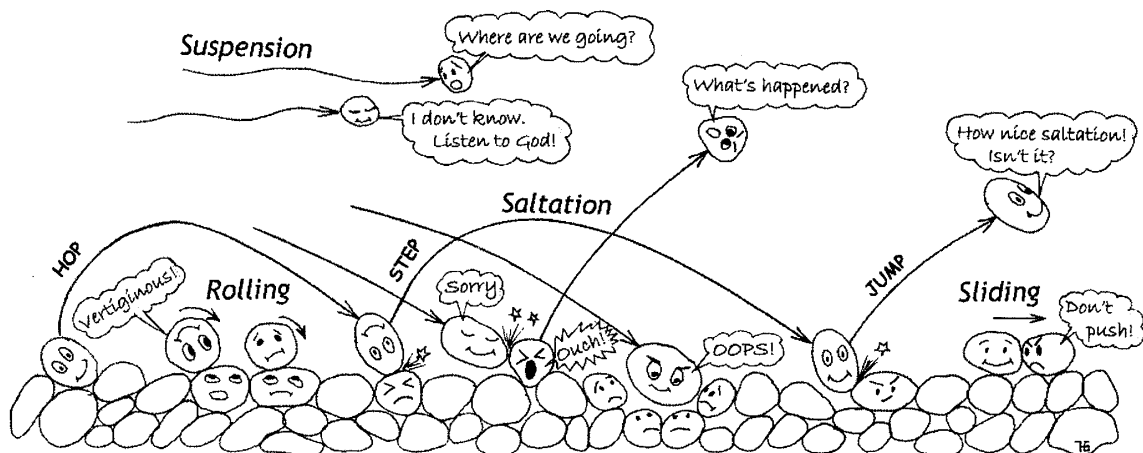


Fig. 1. Schematic illustration for motion of sand grains in the air.

である（滑動と転動とをあわせて surface creep と呼ぶ）。跳躍と滑動・転動は砂面に直接作用する風によって生じるが、跳躍している砂粒子によって惹き起こされる場合もある。跳躍している砂粒子が着地する時、跳躍している砂粒子自身が地表面上で跳ね返って再び跳躍運動を始めたり、あるいは地表面上に静止している砂粒子に衝突し、静止している砂粒子を跳ね飛ばして跳躍運動を生じさせることもある。また、跳躍している砂粒子が地表面上に静止している砂粒子に衝突したとき、地表面上にある砂粒子に滑動や転動を生じさせることもある。跳躍している砂粒子が地表面にある砂粒子と砂粒子との間に潜り込み運動を停止（エネルギーを損失する）こともある。浮遊、跳躍、滑動・転動は、飛砂粒子の運動状態の特徴を表したものであって、浮遊と跳躍、跳躍と滑動・転動の限界は明確に識別できるわけではない。飛砂となって移動する全砂量のうち、浮遊形式で移動する砂量は数%以下、滑動・転動によって移動する砂量は10数%程度、大部分の砂量は跳躍の形態で移動する（例えば、Horikawa and Shen, 1960, p.14）。

3. 砂面上における風

平坦な粗面上の風速の鉛直分布は対数則 (logarithmic law), 式 (1), で表される。風速が変動する自然海浜の平坦な場所の地表面においても、10分間あるいは1時間の平均風速の鉛直分布は、風洞実験における一様な風速状態における場合と同様、対数則が成立する。

$$u(z) = \frac{1}{\kappa} u_* \ln \frac{z}{z_0} \quad (1)$$

ここに、 $u(z)$ は砂面上のある高さ z における風速、 u_* は摩擦速度、 κ はカルマン定数、 z_0 は粗度長である。粗度長 z_0 は実験によって定められる定数である。

自然対数の代わりに常用対数、カルマン定数を $\kappa = 0.4$ として式 (1) を書き直すと次式が得られる。

$$u(z) = 5.75 u_* \log \frac{z}{z_0} \quad (2)$$

$u(z)$ の単位は (m/s), z と z_0 の単位は (m) である。

摩擦速度 u_* は次式によって定義される。

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho_a} \quad (3)$$

ここに、 τ は砂面に作用するせん断力 (N/m^2), ρ_a は空気の密度 (1.226 kg/m^3), 摩擦速度 u_* は速度の次元 [L/T] を持つ物理量である。

砂面上のある高さでの風速がある一定の値を超えると、砂面に飛砂が発生する。飛砂が発生している状態での砂面上の風速分布は、次式で表される (Bagnold, 1973, p.57-61)。

$$u(z) = 5.75 u_* \log \frac{z}{z'} + u' \quad (4)$$

Bagnold は (u', z') を Focus と呼んでいるが、一般的には Focal point と呼ばれている。 (u', z') は実験によって定められる定数である。

Fig. 2 に片対数用紙上で式 (2) と式 (4) を表示してある。ここでは、 $z_0 = 0.0116 \text{ mm}$, $z' = 2.5 \text{ mm}$, $u' = 2.24 \text{ m/s}$ を用いている。高さ z 軸を対数目盛、風速を横軸 x に直線目盛として示してある。Fig. 2 に示すように式 (2) は u_* によって直線の傾きが変化するが、すべての直線が z_0 に集中する直線群になる。Fig. 2 に示すように式 (4) は式 (2) を水平軸に u' 、鉛直軸に $(z' - z_0)$ だけ平行移動したものとなる。

式 (2) と式 (4) の差異は、乱流理論から対数則を誘導した (例えば、塩谷, 1992, p. 35-39; 日野, 1992, p. 302-304) 最終段階で境界条件の与え方の相違による。 $z = z_0$ にて $u(z) = 0$, と与えれば、式 (2), $z = z'$ にて $u(z') = u'$ と与えれば、式 (4) になる。Fig. 3 に示すように z_0 は凹凸のある粗面上で平均的な速度が 0 となる高さを意味する。なぜ Focal point (u', z') が生じるか、その物理的意味は明らかではない。Focal point の存在を認めない研究者もいる (例えば、河村, 1951)。しかし、風速鉛直分布データをプロットすると厳密には 1 点に集中しないが、風速鉛直分布曲線が交差する領域 (Focal point と解してもよい) が存在する多くの現地観測や風洞実験データが存在するのも事実である

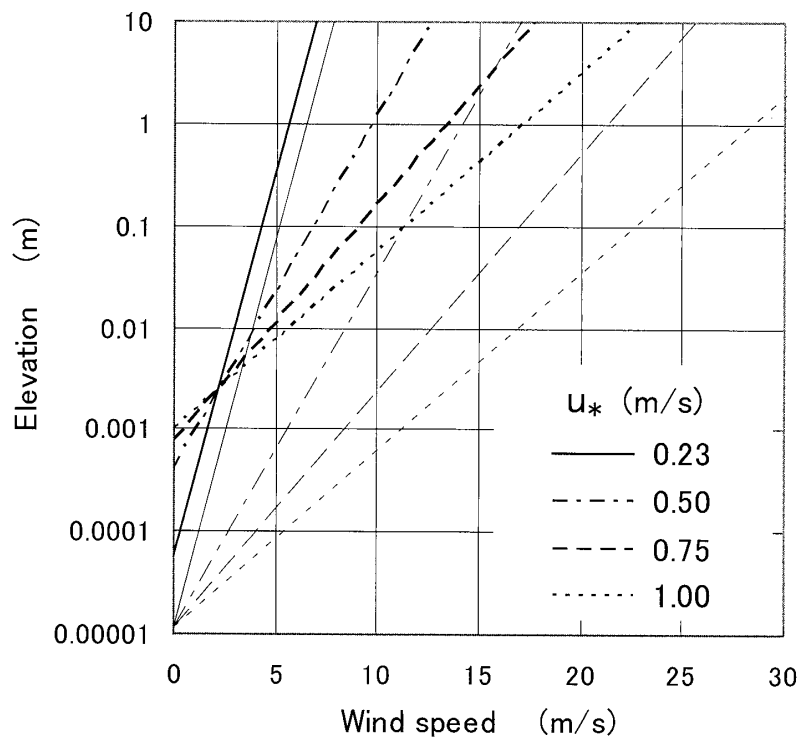


Fig. 2. Difference in vertical distribution of wind speed with sand movement (bold lines) and without sand movement (thin lines) on a sand surface.

(Horikawa et al., 1986 a).

従来の研究によれば、粗度長 z_0 は砂面を構成する砂粒子の径の約 $1/10 \sim 1/30$ である (Zingg, 1952). Zingg (1952) は風洞実験より粗度長 z_0 , Focal point (u' , z') について次のような実験式を得ている.

$$z_0 = 0.081 \log \frac{d}{0.18} \quad (\text{mm}) \quad (5)$$

$$z' = 10 d \quad (\text{mm}) \quad (6)$$

$$u' = 8.94 d \quad (\text{m/s}) \quad (7)$$

ここに、 d は砂の粒径であり、単位として mm を用いる。計算される z_0 , z' , u' のそれぞれの単位は () 内に示してある。例えば、粒径を $d = 0.25 \text{ mm}$ とすれば、 z_0 , z' , u' は

$$z_0 = 0.081 \log_{10} (0.25/0.18) = 0.0116 \text{ mm} \quad (8)$$

$$z' = 10 \times 0.25 = 2.5 \text{ mm} \quad (9)$$

$$u' = 8.94 \times 0.25 = 2.24 \text{ m/s} \quad (10)$$

となる。Fig. 2 はこれらの値を用いて描いてある。

Bagnold (1973, p.57-61) の Focus (Focal point), (式 (4)), Zingg (1952) の実験式 (式 (5)~式 (7)) は、風洞における一様な風速 (時間的に変動しない) による実験的研究より得られたものである。これらの研究を含めて従来の風洞実験や現地観測で得られている粗度長や Focal point の値にはバラツキが多い。データにバラツキが多い原因は、1) 砂面上の基準点 (高さ 0 となる原点) を決めるのが難しい, 2) 風速計の特性の相違, 3) 近似的に対数則の成立が仮定されているが、対数則から外れるデータの存在も有り得る、

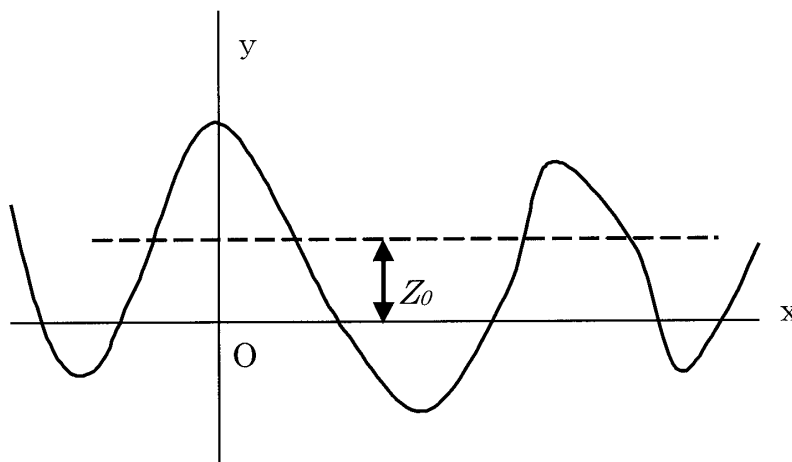


Fig. 3. Schematic illustration of sand surface.

等に依る. 式 (5), (6), (7) はバラツキの中の平均的な値を与えるとされる (Horikawa et al., 1986 a).

4. 摩擦速度の算定

次節で述べる飛砂量算定式は飛砂を生じさせる風の強さを表す量 (外力) として摩擦速度 u_* を用いている式が多い. 風速の代わりに摩擦速度を用いる利点は, 次の理由による. 風速は地表面からの高さによって変化するので, 風速の大きさを示すときにその高さも記さなければならないが, 摩擦速度を用いると, 式 (2) あるいは式 (4) からわかるように, 風速鉛直分布の傾きを示す定数となり, 特定の高さを記す必要がないことになる.

摩擦速度 u_* は, 風速の鉛直分布が測定されていれば, 式 (2) あるいは式 (4) より逆算できる. しかし, 簡便な方法として, 片対数上に測定値をプロットし, 測定値を通る平均的な直線を引き, 高さ 10 m と 1 m の風速値 (u_{10} , u_1) を図上より読みとり, 次式から求めることができる.

$$u_* = (u_{10} - u_1) / 5.75 \quad (11)$$

ここに, u_* , u_{10} , u_1 の単位は m/s である.

実際に, ある地点である期間の飛砂量を計算する場合, その地点での風速の鉛直分布が測定されている場合は多くはない. しかし, ある任意の一点の高さの風速値があれば, 式 (2), 式 (4)~式 (7) を用いて次のようにして摩擦速度を求めることができる (Horikawa and Shen, 1960, p. 6).

- (1) 砂の中央粒径 d_{50} を求める.
- (2) 中央粒径 d_{50} および式 (5)~式 (7) を用いて z_0 , z' , u' を求める (式中の d を d_{50} と読む).
- (3) 求められた粗度長 z_0 とある任意の高さ z (例えば, 1 m あるいは 5 m) を式 (2) に代入すれば, 飛砂が発生していない砂面上でのある任意の高さの風速値と摩擦速度との関係を求めることができる. また上記 (2) で求められた z' , u' の値を式 (4) に代入すれば, 同様にして飛砂が発生している砂面上でのある任意の高さの風速値と摩擦速度の関係を求めることができる.

例えば, 中央粒径 $d_{50} = 0.25$ mm とすれば, 式 (8)~式 (10) で計算されているように $z_0 = 0.0000116$ m, $z' = 0.0025$ m, $u' = 2.24$ m/s を得る. ある任意の高さ $z = 5$ m とすれば, 式 (2) より,

$$\begin{aligned} u_5 &= 5.75 u_* \log (5/0.0000116) \\ u_* &= 0.0309 u_5 \quad (\text{m/s}) \end{aligned} \quad (12)$$

式 (4) より,

$$\begin{aligned} u_5 &= 5.75 u_* \log (5/0.0025) + 2.24 \\ u_* &= 0.0527 u_5 - 0.118 \quad (\text{m/s}) \end{aligned} \quad (13)$$

を得る。式 (12), (13) に u_5 の値, すなわち高さ 5 m での風速値 (m/s) を代入すれば, 飛砂が発生していない時 (式 (12)) と発生している時 (式 (13)) の摩擦速度が得られる。

5. 飛砂の発生

砂面上の風が徐々に強くなってゆき, ある任意の高さの風速がある一定の値を超えたとき (砂表面に作用する力がある値を超えたとき), 砂面上の砂粒子は移動を始め, 飛砂が発生する。このときの摩擦速度を流動開始摩擦速度 (fluid threshold shear velocity, Bagnold, 1973, p. 33) あるいは移動開始摩擦速度と呼ぶ。

移動開始摩擦速度は式 (14) で与えられる (Bagnold, 1973, p. 85-95)。

$$u_{*c} = A \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} g d} \quad (14)$$

ここに, ρ_s は砂粒子の密度 (kg/m^3), ρ_a は空気の密度 (kg/m^3), g は重力加速度 (9.8 m/s^2), d は粒径 (m) である。 A は実験係数で通常の見られる粒径 0.1~1.0 mm の砂では 0.1 としてよい。粒径 0.08~0.1 mm 程度の砂粒子が最も動き出しやすい。これよりも粒径が小さくなれば砂粒子間に粘着力が生じ, 風に対する抵抗力が増大し, 粒子の運動形態も異なってくる (例えば, 内田, 1949)。粒径 0.08 mm より小さい砂粒子の運動については本稿ではこれ以上触れないことにする。

Fig. 4(a) は Bagnold (1973, p. 88) による流動開始 (fluid threshold shear velocity) と衝突移動開始摩擦速度 (impact threshold shear velocity, Bagnold; 1973, p. 32) を示す図である。流動開始摩擦速度は式 (14) の係数 $A = 0.1$, 衝突移動開始摩擦速度は $A = 0.08$ としている。実線は式 (14) の有効範囲, 破線は実線の延長である。式 (14) が直線に表示されるように横軸は \sqrt{d} の縮尺になっている。衝突移動開始摩擦速度については Appendix II を参照されたい。Fig. 4(b) は土屋・河田 (1975) によってまとめられた実験結果である。各々の研究者によって得られたデータを通る平均的な直線が引かれている。

6. 飛砂量が平衡状態になるまでの距離

飛砂が発生可能な砂面始端 (例えば, 汀線) から飛砂が発生し, 風下側に次第に飛砂量が増大していく。風下側のある一定の距離で飛砂量は一定になるとすると, ある微小区間へ風上側から流入する飛砂量と風下側に流出する飛砂量は等しくなり微少区間の砂面は変動しないことになるが, 現実にはこのような状態は生じ得ない。しかし, ある一定の風速

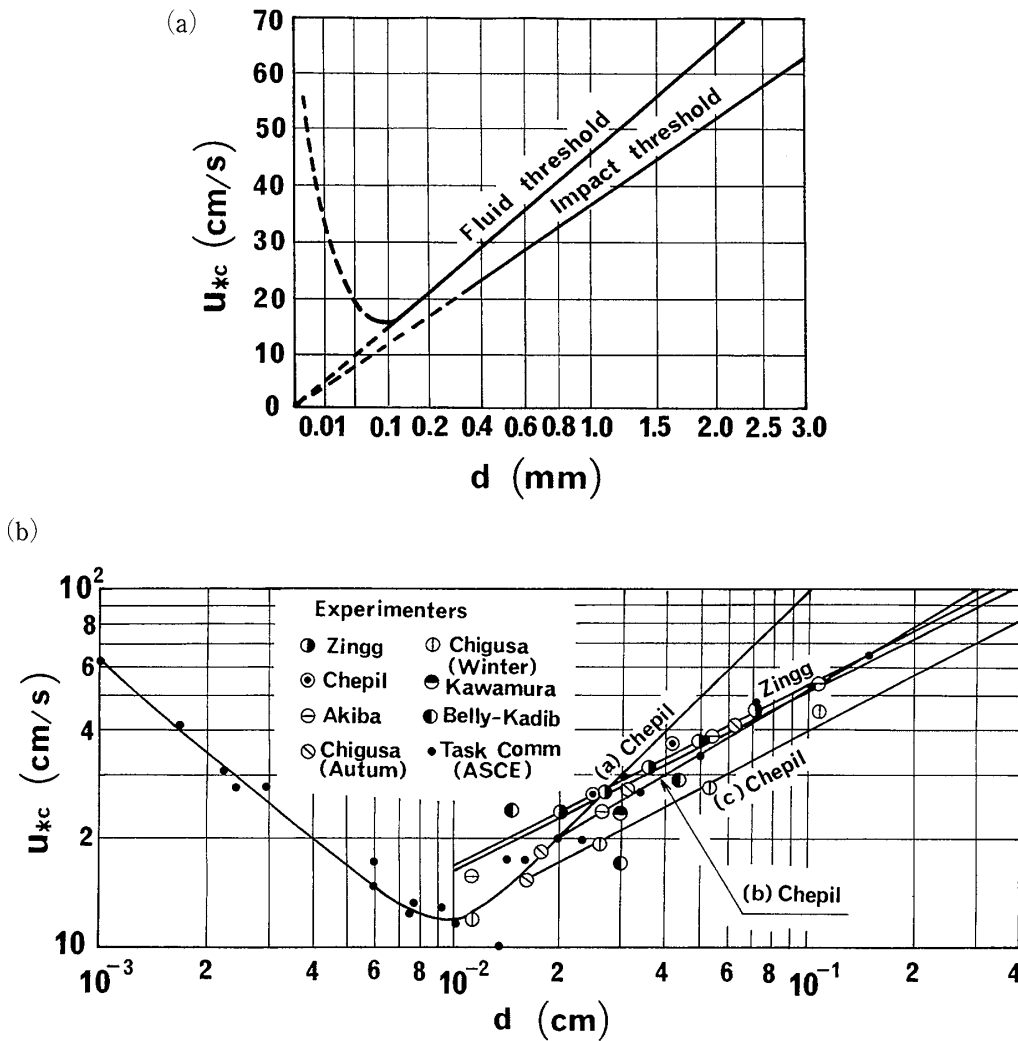


Fig. 4. Threshold shear velocity of sand grains, (a) after Bagnold (1973); (b) after Tsuchiya and Kawata (1975).

において飛砂量が近似的に一定（平衡）に達した，と仮定できる距離は存在する．この近似的な距離を平衡距離と呼ぶことにする．飛砂量式はこのように飛砂量が平衡に達した状況下で適用される．平衡距離に関する研究は限られている．著者が見つけることが出来た研究結果を Table 1 に示す．粒径が 0.3 mm より大きい砂のデータは無い．通常の海岸にみられる粒径 0.2~0.3 mm 程度の乾燥砂面上の平衡距離は 10 m と仮定して良い．風上側に砂浜の長さが 10 m 以上有れば飛砂量式の適用が可能である．砂浜の長さが 10 m 以下の場合でも 10 m とし飛砂量を算出すれば飛砂量を過大評価することになるが安全側にある，と考えればよい．

湿潤砂面上の平衡距離に関する研究は幾つか発表されている（例えば，Davidson-Arnott et al., 2008; Lynch et al., 2008）．しかし，本稿に記述できるまでの評価が決まった成果は未だ得られていない．湿潤状態砂面上の飛砂現象については後の 11 節で述べるが，そこでは触れない事にする．

Table 1. Equilibrium distance values obtained in previous studies.

出典	平衡距離 (m)	砂面状態	対象粒径 (mm)	判断基準	研究手段
河村 (1951)	1.2	乾燥砂面	0.25	飛砂量平衡	理論と風洞実験
岩垣 (1950)	5 7	乾燥砂面	0.20-0.25	飛砂量平衡 砂粒子の飛行距離	理論と数値計算 理論と数値計算
堀川ら (1983)	5 10	乾燥砂面 4%湿潤砂面	0.3	飛砂量平衡 飛砂量平衡	現地観測
堀田ら (2004)	10	乾燥砂面	0.15	飛砂量平衡	風洞実験
Bagnold (1973, p.182)	7 ? > 10	乾燥砂面	0.24 1.0	飛砂量平衡	風洞実験
Svasek and Terwind (1974)	10-20	乾燥砂面	0.25	飛砂量平衡	現地観測
Dong et al. (2004)	10-16	乾燥砂面	0.18	飛砂量平衡	風洞実験
Andreotti et al. (2010)	2	乾燥砂面	0.12	砂面低下量から推 定した飛砂量平衡	風洞実験

7. 飛砂量算定式

乾燥した平坦な砂面上における飛砂現象についてはかなり研究されており、ある断面の単位幅、単位時間に通過する飛砂量は妥当な精度で計算できる。10を越える飛砂量の計算式が発表されている（例えば、堀田, 1985; Horikawa et al., 1986 b; Hotta, 1988; Sherman and Hotta, 1990; Anderson et. al., 1991; Dong et al., 2003）。それらの式の中で代表的な式を示す。

$$q = C \frac{\rho_a}{g} u_*^3 \quad (\text{Chepil, 1945}) \quad (15)$$

$$q = B \frac{\rho_a}{g} \sqrt{\frac{d}{D}} u_*^3 \quad (\text{Bagnold, 1973, p. 67, p. 105}) \quad (16)$$

$$q = K \frac{\rho_a}{g} (u_* + u_{*c})^2 (u_* - u_{*c}) \quad (\text{河村, 1951}) \quad (17)$$

ここに、 q は単位幅、単位時間に通過する砂の質量 ($\text{kg/s} \cdot \text{m}$)、 u_* は摩擦速度 (m/s)、 u_{*c} は移動開始摩擦速度 (m/s)、 C と B と K は実験によって定まる係数、 D はBagnoldによって標準粒径と定義された砂の粒径 0.25 mm である。 ρ_a は空気の密度 (1 気圧, 15°C にて 1.226 kg/m^3 あるいは $1.226 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$)、 ρ_s は砂の密度 (2650 kg/m^3 あるいは 2.65 g/cm^3)、 $\rho_a/g = 1.226/9.8 = 0.125 \text{ kg.s}^2/\text{m}^4 = 1.25 \times 10^{-6} \text{ g.s}^2/\text{cm}^4$ である。

式 (15) は実験より求められた式である。式 (16)、(17) 式は飛砂粒子が跳躍運動で移

動していると仮定した実験結果を含む半理論式である。式 (16) は粒径の寄与を、式 (17) は移動開始摩擦速度を導入している。実験係数 C , B , K は、砂表面の状態、砂の粒径、砂層の粒度分布によって異なる。

Fig. 5 は実験係数 $B = K = 1.0$, 砂の粒径 0.25 mm (Bagnold の標準粒径), 移動開始摩擦速度 0.23 m/s として式 (16), (17) を示したものである。Fig. 5 より、摩擦速度 u_* がある程度大きくなると ($u_* > 0.30 \text{ m/s}$), 式 (16) と式 (17) はほぼ同じ値になる。式 (16), (17) から飛砂量 q は B , K , d に依存することが解かる。

従来の実験や現地観測の例によると、通常の粒径 ($0.15\text{--}0.45 \text{ mm}$ 程度) の海浜砂の C , B , K は $0.7\text{--}3.5$ 程度である。実験係数 B あるいは K は、1) 砂表面の状態によって変わり、2) 粒径が大きくなると大きくなり、3) 同一の中央粒径であっても粒径の分布の範囲が広いほど大きくなる傾向がある。

Horikawa et al. (1984) は式 (17) の現地観測で得られた K は同じ現地砂を用いた風洞実験から得た K より大きいことを報告している。この事実は、現地における自然風の平均値を用いて評価した飛砂量は平均値に等しい一定風速を用いて評価した風洞内の飛砂量より大きいことを意味する。その原因は飛砂量は摩擦速度の 3 乗に比例するから平均値より大きい風速時の飛砂量にあると考えられる。風洞実験結果の現地適用には注意が必要である。

8. 平坦な砂面上における飛砂量鉛直分布

平坦な砂面上における飛砂量の鉛直分布を表す式としては、拡散理論に基づく岩垣 (1950) の式、跳躍運動に基づく河村 (1951) の式、Zingg (1952) による実験式、がある。

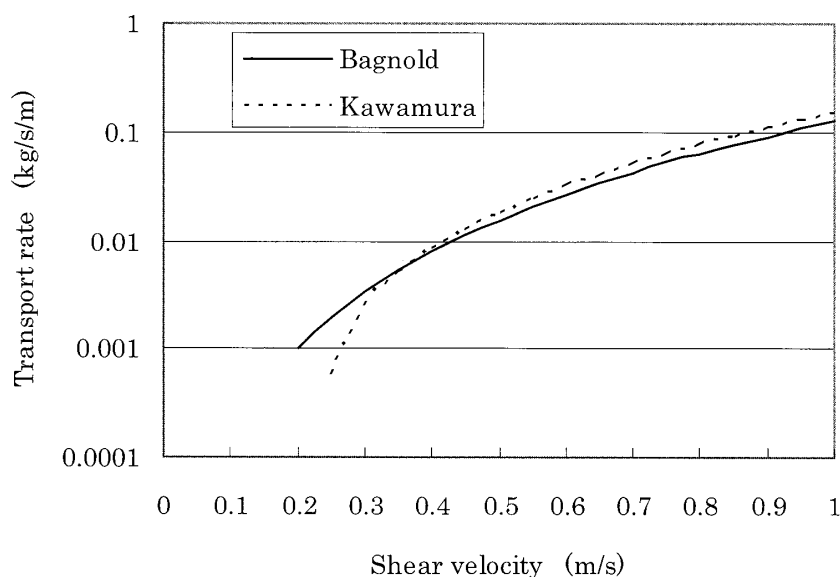


Fig. 5. Comparison of Bagnold and Kawamura formulas.

しかし、岩垣 (1950) と Zingg (1952) の式は砂面上 5 cm から 30 cm 程度の範囲のデータには適合するが、砂面近傍あるいは 30 cm より高い位置でのデータに適合しない。河村 (1951) の式は現地観測や風洞実験のデータを良く説明する。ここでは、河村 (1951) の式を示す。ここでは cgs 単位系を使用する。

$$q(z) = G_0 \left[\lambda \left\{ 2\sqrt{2} K_0(\zeta) - 2\sqrt{2} \beta \sqrt{\frac{h_0}{g}} \zeta K_1(\zeta) \right\} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{a\beta\sqrt{0.75h_0}}{g} \zeta^2 \{K_0(\zeta) + K_2(\zeta)\} \right] \quad (18)$$

$$\zeta = \sqrt{2z/h_0}, \quad \lambda = \bar{u}_1 / \sqrt{2g/h_0}, \quad \beta = 3\pi\mu d/m, \quad u(z) = a\sqrt{z}, \quad h_0 = \int_0^\infty hf(h)dh$$

ここに、 $q(z)$ は砂表面から高さ z における単位面積を通過する飛砂量 ($\text{g}/\text{cm}^2/\text{s}$)、 μ は粘性係数 ($\text{g}/\text{s}\cdot\text{cm}$)、 d は砂粒子の粒径 (cm)、 m は砂粒子の質量 (g)、 K_0 , K_1 , K_2 は 0 次, 1 次, 2 次の変形された第二種ベッセル関数、 G_0 は単位面積より単位時間内に空気中に飛び出す砂粒子の総質量 (g/cm^2)、 a は風速の鉛直分布を $u = a\sqrt{z}$ (cm/s) と仮定したときの実験係数、 h は跳躍運動をしている砂粒子の到達する最高の高さ (飛高と呼ぶことにする) (cm)、 h_0 は飛高の平均値 (cm)、 \bar{u}_1 は砂粒子が砂面より飛び出すときの水平速度成分の平均値 (cm/s)、 \bar{w}_1 : 砂粒子が砂面より飛び出すときの垂直速度成分の平均値 (cm/s)、 $\sqrt{2g/h_0}$ は近似的に \bar{w}_1 に等しい。従って、 λ は砂粒子が地表面から飛び出す時の地表面と成す角度になる。河村 (1951) は実験から平均的な λ の値として、 $\lambda = 2.0$ (27 度) を与えている。その後の研究に依ると、1) 飛出角度は 34 度～50 度程度、2) 跳躍している砂粒子が再び跳躍する場合の飛出角度は 21～33 度、落下してきた砂粒子によって静止している砂粒子が跳ね飛ばされる場合は 52～54 度、の報告がある (Pye and Tsoar, 1990, p. 103)。これらの値と比較すると、 $\lambda = 2.0$ (27 度) は多少小さい値であるが、 $\lambda = 2.0$ と仮定しても問題は生じない。 β については、砂粒子を球、粒径 0.25 mm、砂粒子の密度を $2.65 \text{ g}/\text{cm}^3$ 、粘性係数、 $\mu = 181 \times 10^{-6} \text{ g}/\text{s}\cdot\text{cm}$ とすれば、 $\beta = 1.97 \text{ s}^{-1}$ となる。

パラメータ a , G_0 , h_0 は実験によって定められる量で風速が一定な定常状態では一定となる量である。 h_0 は分布形状を定める。 G_0 は砂面上高さ 0 近傍の境界値である。実際には a , G_0 , h_0 を求める実験はかなり面倒である。Hotta et al. (2006) は風洞実験から次のような式を得ている。Fig. 6 にこれらの式を決定した実験結果の一部 (中央粒径 $d_{50} = 0.25 \text{ mm}$) を示す。表中の数字は摩擦速度 (cm/s) を示す。式 (21) は、粒径の大きい砂粒子ほど高く上がることを示している。

$$a = 1.88 u_* + 210.0 \quad (19)$$

$$G_0 = 2 \times 10^{-9} d^{-2} u_*^{2.5} \quad (20)$$

$$h_0 = (0.18 d + 0.004) u_* + 12500 d^3 \quad (21)$$

$$0.15 \text{ mm} < d < 0.68 \text{ mm}, \quad u_* < 220 \text{ cm}/\text{s}$$

ここに、単位は a ($\text{cm}^{1/2}/\text{s}$), G_0 (g/cm^2), h_0 (cm), u_* (cm/s), d (cm) である。数値は次元を持つ定数 (次元は省略) となる。

9. 砂粒子の水平飛行距離分布

砂粒子が砂面から空中に跳び出し、再び砂面に着地するまで空中を移動した距離を水平飛行距離と呼ぶことにする。Fig. 7に示すように、水平飛行距離は砂床が無くなった風下側領域に落下する砂粒子の着地点と原点からの距離として求めることが出来る。水平飛行距離の量的表示についての研究は限られており、その理論的研究は拡散理論に基づく岩垣 (1950), Ishihara and Iwagaki (1952) の研究があるのみである。これらの研究から得られた量的表示式 (方程式) は実験によって定めなければならない物理量を含み、それらの物理量を求めるのが非常に難しい。Ishihara and Iwagaki (1952) は現地観測データを用いて理論式の検証を試みているが検証は十分ではない。

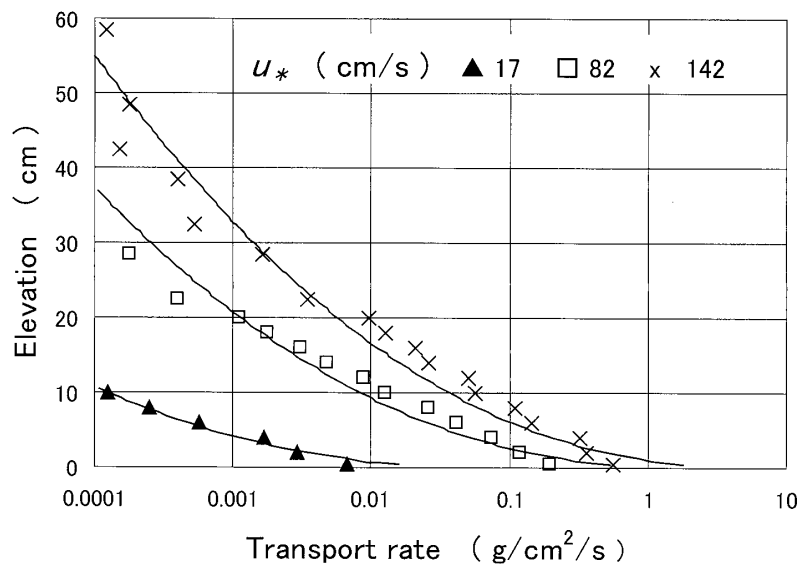


Fig. 6. Examples of vertical distribution of sand transport rate.

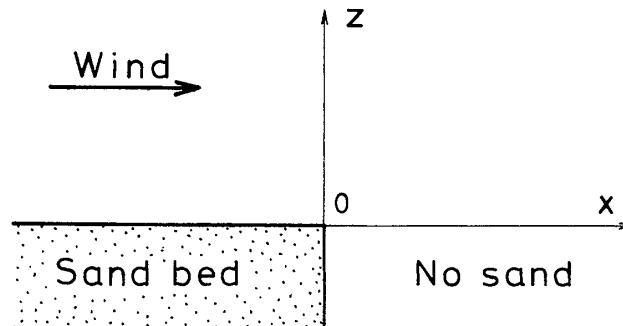


Fig. 7. Coordinate system for defining the flying distance of a sand grain.

Hotta and Horikawa (1991) は、水平飛行距離分布が前節で述べた飛砂量鉛直分布に類似している事実に気づき、飛砂量鉛直分布の表示式 (18) を水平距離分布の表示に変換した式を用いて水平距離分布を議論している。この変換は、Fig. 8に示すように跳躍運動をしている砂粒子の軌跡の最高到達高さ（飛高）は異なっても、その軌跡の形状は相似である、と仮定すれば説明できる。Fig. 8からわかるように式 (22) の関係がある。

$$l_0 = ch_0 \quad (22)$$

ここに、 c は比例定数である。

河村の飛砂量鉛直分布式 (18) から砂粒子の跳躍水平飛行距離分布（落下量分布）に変換した式は式 (23) で与えられる。これは、 $z \rightarrow x$, $q(z) \rightarrow q(x)$, $\zeta \rightarrow \kappa$ と置換して求められている。

$$q(x) = G_0 \left[\lambda \left\{ 2\sqrt{2} K_0(\kappa) - 2\sqrt{2} \beta \sqrt{\frac{l_0}{g}} \kappa K_1(\kappa) \right\} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{a\beta\sqrt{0.75l_0}}{g} \kappa^2 \{K_0(\kappa) + K_2(\kappa)\} \right] \quad (23)$$

$$\kappa = \sqrt{2x/l_0}, \quad l_0 = \int_0^\infty lf(l)dl$$

ここに、 $q(x)$ は砂床末端から風下側の水平距離 x (cm) における落下飛砂量 ($\text{g}/\text{cm}^2/\text{s}$)、その他の諸量は式 (18) と同じである。

式 (23) に含まれる実験によって定める量としての、 a , G_0 , l_0 については、粒径の良く揃った海浜砂に対して、Hotta et al. (2011) は次式を提示している。

$$a = 1.57 u_* + 150 \quad (24)$$

$$G_0 = (1.5 \times 10^{-7} d - 1.0 \times 10^{-8}) u_*^{2.5} \quad (25)$$

$$l_0 = (-0.86 d + 0.1) u_* + (250 d - 5.2) \quad (26)$$

$$0.15 \text{ mm} < d < 1.0 \text{ mm}, \quad u_* < 300 \text{ cm/s}$$

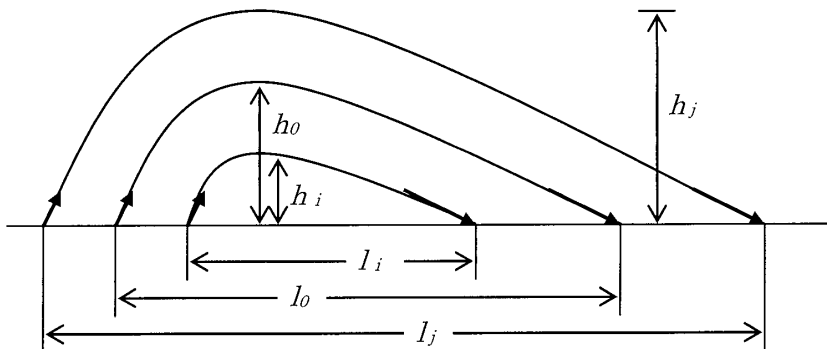


Fig. 8. Schematic diagram of trajectory of saltating sand grain.

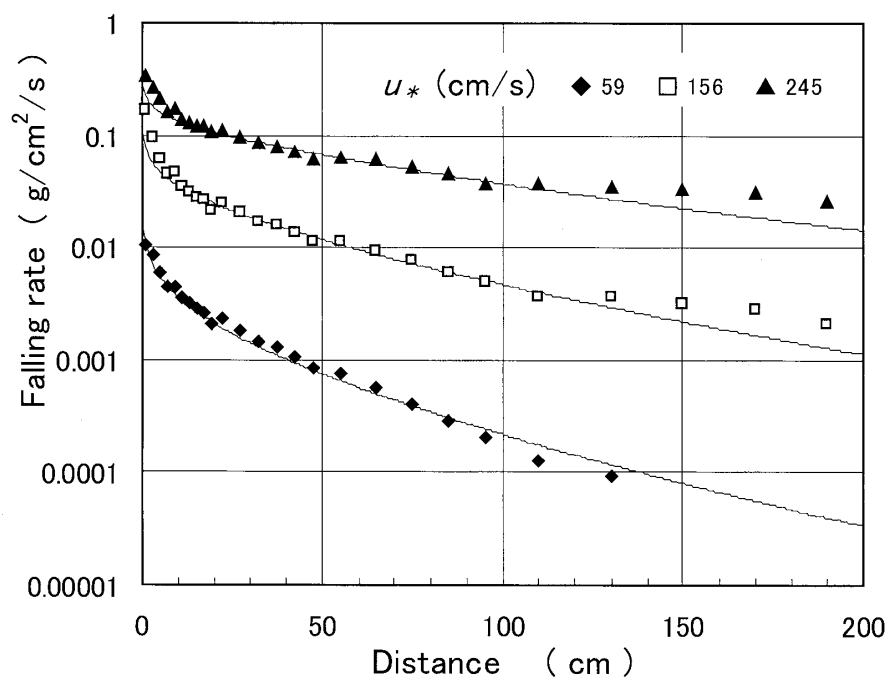


Fig. 9. Examples for horizontal distribution of flying distance of sand grains.

ここに、単位は $a(\text{cm}^{1/2}/\text{s})$, $G_0(\text{g}/\text{cm}^2)$, $l_0(\text{cm})$, $u_*(\text{cm}/\text{s})$, $d(\text{cm})$ である。数値は次元を持つ定数（次元は省略）となる。Fig. 9に式 (24), (25), (26) が求められた実験結果の一部（中央粒径 $d_{50} = 0.25 \text{ mm}$ ）を示す。表中の数字は摩擦速度（ cm/s ）を示す。式 (23) はデータを良く説明している。

10. 飛砂量鉛直分布式 (18) と水平飛行距離分布式 (23) との関係

砂粒子の跳躍運動を仮定している河村 (1951) の飛砂量式 (17) は、次式の基本的な関係から導かれている。

$$q = G_0 l_0 \quad (27)$$

また、飛砂量 q は式 (23) を積分して次式のように表せる。

$$q = \int_0^\infty q(x) dx = G_0 \int_0^\infty [l_0, \kappa] dx \quad (28)$$

ここに、式 (23) の右辺 [] 内は $[l_0, \kappa]$ と簡略に表示してある。式 (27) と式 (28) の比較から次式が得られる。

$$\int_0^\infty [l_0, \kappa] dx = l_0 \quad (29)$$

さらに、飛砂量 q は式 (18) を 0 から ∞ まで積分しても得られる。

$$q = \int_0^{\infty} q(z) dz = G_0 \int_0^{\infty} [h_0, \zeta] dz = G_0 l_0 \quad (30)$$

式 (22) の関係から、次式の関係が得られる。

$$\int_0^{\infty} [h_0, \zeta] dz = l_0 = ch_0 \quad (31)$$

式 (18) と変換した式 (23) において、式 (19) = 式 (24)、式 (20) = 式 (25)、式 (21) と式 (26) は式 (22) の関係を満たさなければならない。諸式は明らかにこれら条件を満たしていない。これらの相違は、式 (18) の誘導の過程、式 (18) の式 (23) への変換に多くの仮定があり、実際の現象と仮定との間の不適合性および実験における計測法や計測機器の性能、実験施設の優劣など実験の精度に依る。

式 (19)、(20)、(21) と式 (24)、(25)、(26) が得られている風洞実験の飛砂量 q は式 (17) の係数 K で 0.7~1.2 程度であった。実験に用いられた海浜砂の粒径での従来の風洞実験や現地観測では係数 K の値は 1.6~3.0 程度になることが多い。前述の諸式が得られた風洞実験の飛砂量 q は従来の風洞実験や現地観測で得られている飛砂量 q より小さい。このことは、前述の諸式が得られた風洞実験の G_0 (式 (20) と式 (25)) は従来の風洞実験や現地観測から得られる G_0 より小さいことを意味する。粒度組成の異なった砂に対しては新たな実験あるいは現地観測を実施することが必要である。

なお、式 (18) と式 (23) 中の 0 次、1 次、2 次の変形された第二種ベッセル関数 K_0 、 K_1 、 K_2 の計算には Excel の分析ツール組込関数 (ワークシート関数) が利用できる。ワークシート関数は Excel の VBA 内に呼び出して利用できる。

11. 湿潤状態砂面における飛砂

やっかいなことに冬期の日本海沿岸ように飛砂は湿潤状態の砂面においても発生する。湿った砂面上における飛砂現象については、その現象が複雑なこと、実験や現地観測が困難なことなどにより不明な事柄が多い。

11.1. 飛砂の発生

砂層が水分を含むと砂粒子間に水による粘着力が生じ、風から受けるせん断力に対する抵抗が増加する。湿った砂面上における移動開始限界摩擦速度 u_{*cw} は、乾燥した砂面上における移動開始限界摩擦速度 u_{*c} に比べて大きくなる。湿潤砂面における飛砂発生限界を与える式は幾つか発表されているがそれらの式の評価は定まっていない (Namikas and Sherman, 1995)。このことは、現象が複雑で理論的展開に限界があり、また実験・現地観測において、飛砂発生限界の判断と砂表面の水分量の測定が難しいことに依る。Cornelis and Gabriels (2003) は既存の代表的な 12 の計算モデル (推算式) について検討し、彼らの実験データで検証している。それらの中で最も簡潔な式は次式で与えられる (堀川ほか, 1984; Hotta et al., 1984)。

$$u_{*cw} = A \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} g d} + 7.5w \quad (32)$$

$$w < 8.0\%, \quad 0.2 \text{ mm} < d < 0.8 \text{ mm}$$

ここに、 w は砂表面上における含水比 (%) である。式 (32) は、式が求められた実験結果 (田中ら, 1954) に疑問が残るが、当たらずとも遠からずの精度で予測する、と評価されている。式 (32) において、湿潤による摩擦力の増分は粒径に依存していない。

11.2. 飛砂発生に関する現地データ

新潟港工事事務所 (1964, p. 99) は新潟海岸で湿潤砂面上の高さ 1 m での飛砂発生限界風速を観測している。Table 2 にその結果を示す (表中 3 列目まで原表 30 から)。表中 2 列目の「始動風速」が飛砂発生限界風速である。表中 3 列目の「限界摩擦速度」は原表に記載されている数値で、河田 (1950) が求めた高さ 1 m の風速値と摩擦速度の関係を定める式 (33) を用いて「始動風速」を限界摩擦速度に変換した値である。

$$u_* = 0.053 u_{100} \quad \text{河田 (1950) (33)}$$

ここに u_* は摩擦速度 (m/s), u_{100} は地表面 1 m の風速 (m/s) である。

始動風速が観測された新潟海岸の砂の中央粒径は 0.35 mm であった。砂の比重を 2.65 と仮定して式 (14) から限界摩擦速度を求めると、 u_{*c} は 27.2 cm/s となり、観測値の 27.6 cm/s は式 (14) から計算される値とほぼ一致する。砂面の湿潤状態を定量的に表すデータが記載されていないので式 (32) から推定してみる。表中 4 列目は 3 列目の限界摩擦速度を乾燥砂面の限界摩擦速度 + 湿潤による増分、に分けた数値である。この増分を式 (32) から逆算した含水比を 5 列目に記してある。推定された強雨中の含水比は 4.7% である。式 (32) の適用範囲は含水比 8% までである。推算された含水比は式 (32) の適用範囲内にある。

自然海岸における砂面の湿潤度の計測は難しい。堀川ほか (1983) は遠州灘米津浜海岸 (中央粒径は約 0.4 mm) で降雨中の表層 5 mm の厚さの砂層で約 14%, 降雨直後の砂面で約 8% の含水比を観測している。式 (32) の推算とは適合しない。含水比 8% を超えて

Table 2. Threshold wind speed on a wet sand surface.

気象及び地面砂の状態	始動風速 (m/s)	限界摩擦速度 (cm/s)	限界摩擦速度 (cm/s)	逆算含水比 (%)
強雨	11.8	62.5	27.2 + 35.3	4.7
弱雨	9.8	51.9	27.2 + 24.7	3.3
降雨直後多湿砂	8.5	45.1	27.2 + 17.9	2.4
未降雨 (湿砂)	7.0	37.1	27.2 + 9.9	1.3
未降雨 (乾燥砂)	5.2	27.6	27.2 + 0.0	0.0

新潟港工事事務所 (1964, p. 99) 新潟東港調査報告書から作成

適用できる摩擦速度算定式は未だ提案されていない (Namikas and Sherman, 1995). 湿潤砂面の飛砂発生限界に更なる研究が必要である.

11.3. 飛砂量推算

湿潤砂面上における飛砂量推算については不明な点が多く, ある程度の正確さで飛砂量を推定する方法は現時点では確立されていない (Namikas and Sherman, 1995). 堀川ほか (1984) は従来の研究を取りまとめ, 湿った砂面上における飛砂現象を次のように説明している.

ある微小時間間隔, dt , における平均摩擦速度 u_* が u_{*cw} より小さいとき ($u_* < u_{*cw}$), 飛砂の発生はなく, $u_* > u_{*cw}$ のとき, 飛砂は乾燥砂面上における場合と同様に発生する. $u_{*c} < u_* < u_{*cw}$ のとき, 飛砂の発生はない. しかし, 実際には飛砂は発生する. それは, 砂表面において蒸発により水分が失われ, u_{*cw} が減少し, $u_* > u_{*cw}$ となるからである. 砂表面における砂層が $u_* > u_{*cw}$ となって吹き飛ばされた後の砂面は未だ十分に水分を含み, $u_{*cw} > u_*$ であれば飛砂の発生はない. つまり, $u_{*c} < u_* < u_{*cw}$ のときの飛砂の発生は, 砂表面上の蒸発能によって左右されることになる.

前述の湿った砂面上の飛砂の発生のメカニズムは, 河村の式 (17) と式 (32) をそれぞれ次式ように改変することによって表現することができる. すなわち,

$$q = K \frac{\rho_a}{g} (u_* + u_{*cw})^2 (u_* - u_{*cw}) \quad (34)$$

$$u_{*cw} = A \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} g d + 7.5 w I_w} \quad (35)$$

$$w < 8.0\%, \quad 0.2 \text{ mm} < d < 0.8 \text{ mm}$$

ここに, w は砂表面上における含水比 (%), I_w は蒸発能によって定まる係数で, $u_* = u_{*c}$ のとき $I_w = 0$, $u_* > u_{*c}$ のとき $I_w = 1.0$, $u_{*c} < u_* < u_{*cw}$ のとき $0 < I_w < 1.0$ の値をとる. I_w は, 砂表面の乾燥の速さを湿った砂面上の移動開始限界摩擦速度を見かけ上小さくすることを表す係数と考えてよく, w と I_w が解れば飛砂量を推算することが出来る. しかし, u_{*cw} については前述のように問題があり, w を的確に求めるもの困難である. また, I_w を実際に評価する研究は未だない. 結局, ある程度の正確さでの飛砂量推定も現在のところ困難である.

11.4. 実際問題への対応

実際には晴天・雨天のある一定期間に発生する総飛砂量を推算する必要が生じる場合がある. 前述のように現在の時点で湿潤砂面での飛砂量は妥当な精度で算定出来ない. しかし, 便宜的に次のような方法が考えられる. 風速が 12 m/s を越えると降雨中でも飛砂は発生するが飛砂量は少ない. それ故, 雨量が記録されている時間区分に飛砂は発生していないと仮定し, 気象データで雨量が記録されている時間区分を除いて, 乾燥した砂面にお

る手順にて計算を遂行すれば、概略ながら砂面が湿潤状態にある時間区分を含むある一定期間の総飛砂量が得られる。湿潤砂面上の飛砂量は乾燥砂面上におけるより少ないが、強風の場合乾燥砂面上に発生する量に匹敵する量の飛砂が発生する場合もある。(Horikawa et al., 1982; Hotta et al., 1984; 田中ほか, 2007; 清水ほか, 2008)。しかし、湿潤砂面における移動開始限界摩擦速度は乾燥した砂面の場合より大きい。平衡距離も長くなる。したがって、前述の手順で計算した湿潤砂面総飛砂量は、実際の湿潤砂面における総飛砂量より過大評価していることになる。この方法は正確さを欠くが総飛砂量を考える場合の参考になる。

佐藤ほか (1999)、清水ほか (2008)、佐藤ほか (2008) が実施した、乾湿のある新潟海岸における現地観測のデータと推算結果は、ある期間中の総飛砂量は乾燥砂面における推算される総飛砂量の 40-60 % 程度と見積もられている。これらの結果は、前述の方法に拠って求めた総飛砂量の検証の目安になる。

12. 終 わ り に

本稿の内容は基本的な事項に限られる。特に現地においては基本的な事項においても不明の点が多い。特に、飛砂現象に多大の影響を及ぼす降雨の影響についてはほとんど解かっている。「事実を知る」との観点から周到に準備された組織的な現地観測の実施が期待される。

Appendix I 記号と定数一覧

z : 砂表面上からの高さ	(cm or m)
$u(z)$: 砂表面上からの高さ z における風速	(cm/s or m/s)
z_0 : 粗度長	(mm, cm or m)
u_* : 摩擦速度	(cm/s or m/s)
(u', z') : フォーカルポイント	(cm/s, cm or m/s, m)
κ : カルマン定数	(0.40 or 0.375)
q : 飛砂量 (単位時間, 単位幅を通過する飛砂量)	(g/s/cm or kg/s/m)
$q(z)$ と識別するために総飛砂量と呼ぶ場合がある	
ρ_a : 空気の密度	$(1.226 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \text{ or } 1.226 \text{ kg/m}^3)$
ρ_s : 砂粒子の密度	$(2.65 \text{ g/cm}^3 \text{ or } 2,650 \text{ kg/m}^3)$
g : 重力加速度	$(980 \text{ cm/s}^2 \text{ or } 9.8 \text{ m/s}^2)$
$\frac{\rho_a}{g}$:	$1.226/9.8 = 0.125 \text{ kg}\cdot\text{s}^2/\text{m}^4 = 1.25 \times 10^{-6} \text{ g}\cdot\text{s}^2/\text{cm}^4$

d : 砂の粒径	(mm, cm or m)
d_{50} : 中央粒径	mm, cm or m)
D : バグノルド式の標準粒径	(0.25 mm)
u_{*c} : 流動開始摩擦速度	(cm/s or m/s)
$q(z)$: 砂表面上からの高さ z における飛砂量 (単位時間, 単位面積を通過する飛砂量)	(g/s/cm ²)
G_0 : 単位面積, 単位時間に砂表面から空中に飛び出す砂の質量	(g/s/cm ²)
h_0 : 平均最大跳躍到達高さ	(cm)
\bar{u}_1 : 砂粒子の飛出速度の平均水平成分	(cm/s)
\bar{w}_1 : 砂粒子の飛出速度の平均鉛直成分	(cm/s)
m : 砂粒子の質量	(g or kg)
μ : 粘性係数	(181×10^{-6} g/s-cm)
a : 砂表面近傍の風速鉛直分布を $u(z) = a\sqrt{z}$ と仮定した場合の実験によって定める係数	(cm ^{1/2} /s or m ^{1/2} /s)
$q(x)$: 原点から距離 x の地点における落下飛砂量	(g/s/cm ²)
l_0 : 砂粒子の平均跳躍水平飛行距離	(cm)
w : 含水比	(%)
u_{*cw} : 湿潤砂面上の移動開始摩擦速度	(cm/s or m/s)
I_w : 蒸発能に依って定まる 0 ~ 1.0 の値をとる係数	
τ : せん断力	(N/m ²)
K_0, K_1, K_2 : 0 次, 1 次, 2 次の第二種変形ベッセル関数	

Appendix II

衝突移動開始 (impact threshold)

砂粒子の衝突移動開始は次のような状況で定義されている (Bagnold, 1973, p. 31-33, p. 102-105). 砂床のある風洞内で流動開始より小さい風速で風を吹送している状況で風洞の風上端の天井から砂を落下させる。砂は風に流されながら落下し砂層面上に衝突する。この衝突によって、ある砂粒子は反発して跳躍運動に入り、ある砂粒子は砂表面にある砂粒子に跳躍あるいは転動・滑動を生じさせる。落下砂粒子は砂面上に飛砂を惹き起こしたことになる。このとき風速が小さければ落下砂粒子による新たな飛砂の発生は落下点近傍に限られる。砂を落下させつつ風洞内の風速を速めると、ある風速値で風洞内全領域 (風洞の風上端から風下端まで) に飛砂が発生する。この状況を衝突移動開始 (impact threshold) と定義し、この時に砂面に作用している風による摩擦速度を衝突移動開始摩擦速度 (impact threshold shear velocity) と定義している。風洞風上端の砂の流入 (落下) を止めれば、飛砂の発生は止まる。

この事実は、衝突移動開始時に風によって直接砂面に作用しているせん断摩擦力と落下

する砂粒子群が砂面に与える摩擦力の和が流動開始摩擦力に等しくなっていることを意味する。つまり風洞風上端から落下した砂が砂面に衝突することによって生じた新たな飛砂粒子が跳躍運動をしている間に風から受けるエネルギーの補給が再び落下した時に失うエネルギーより多く、再々度跳躍運動に入れることが可能なら、跳躍運動が継続され風洞内全面に飛砂が発生することになる。風洞風上端の砂の流入停止は、始めの飛砂発生エネルギーを遮断することになり、新たな飛砂の発生がなくなり、風洞内の飛砂が止まる。このことは、衝突移動開始を超えて飛砂が発生している場合、砂面には直接風から作用される摩擦力と跳躍運動で落下する砂粒子から作用される摩擦力の2種類が作用している、と考えることができる。

十分に風が強く飛砂が発生している状態から徐々に風速が減少する場合を考える。風速が流動開始風速より小さくなくても、飛砂が止むことなく続く。さらに風速が徐々に小さくなり、ある一定の風速になったとき、飛砂の運動が止まる。このときの摩擦速度が衝突開始摩擦速度と等しくなっている。すなわち、風速が小さくなり、風が直接砂面上に作用して生じる摩擦速度が流動開始摩擦速度より小さくなくても、跳躍運動している砂粒子が空気中にある間に風によって加速され（運動量が増加する）、その砂粒子が着地するとき砂表面に付加的な摩擦力として作用する。このため、風が直接砂表面に作用する摩擦力が流動開始摩擦速度より小さくなくても、飛砂が発生し続けることができる。さらに風速が小さくなり、飛砂粒子が空中にて風から補給される運動量より、砂粒子が着地するときに失うエネルギーの方が多くなれば、砂粒子はもはや跳躍運動を続けることが出来なくなり、飛砂は止まる。衝突移動開始摩擦速度は飛砂運動が停止する摩擦速度とも考えられる。

引用文献

- Anderson, R. S., Sørensen, M. and Willets, B. B. (1991) A review of recent progress in our understanding of aeolian sediment transport: Aeolian grain transport 1 (Mechanics), *Acta Mechanica Supplementum 1*, Springer-Verlag, 1-19.
- Andreotti, B., Claudin, P. and Pouliquen, O. (2010) Measurements of aeolian sand transport saturation length: *Geomorphology*, **123**, 343-348.
- Bagnold, R. A. (1973) *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*: Chapman & Hall, London, 265 p.
- Bird, E. (2000) *Coastal Geomorphology*: Wiley, Chichester, 322 p.
- Chepil, W. S. (1945) Dynamics of wind: 3. The transport capacity of the wind: *Soil Science*, **60**, 475-480.
- Cornelis, W. M. and Gabriels, D. (2003) The effect of surface moisture on the entrainment of dune sand by wind: an evaluation of selected models: *Sedimentology*, **50**, 771-790.
- Davidson-Arnott, R. G. D. (2009) *Introduction to Coastal Geomorphology*: Cambridge University Press, Cambridge, 456 p.
- Davidson-Arnott, R. G. D., Yang, Y., Ollerhead, J., Hesp P. A. and Walker, I. J. (2008) The effects of surface moisture on aeolian sediment transport threshold and mass flux on a beach: *Earth Surface Processes and Landforms*, **33**, 55-74.
- Dong, Z., Liu, X., Wang, H. and Wang, X. (2003) Aeolian sand transport: a wind tunnel model:

- Sedimentary Geology, **161**, 71-83.
- Dong, Z., Wang, H., Liu, X., and Wang, X. (2004) The blown sand flux over a sandy surface: a wind tunnel investigation on the fetch effect: *Geomorphology*, **57**, 117-127.
- 日野幹雄 (1992) 「流体力学」, 朝倉書店, 469 p.
- Hesp, P. (1999) The beach backshore and beyond: *In* Short, A. D. (ed.) *Handbook of Beach and Shoreface Morphodynamics*, Wiley, Chichester, 145-169.
- 堀川清司・堀田新太郎・久保田進・香取完和 (1983) トレンチトラップによる飛砂量の現地観測: 第30回海岸工学講演会論文集 (土木学会), 303-307.
- 堀川清司・堀田新太郎・久保田進・香取完和 (1984) 湿砂面上における飛砂についての研究: 第31回海岸工学講演会論文集 (土木学会), 391-395.
- Horikawa, K. and Shen, H. W. (1960) Sand movement by wind action: On the characteristics of sand traps: U.S. Army, Corps of Engineers., Beach Erosion Board, Tech. Memo., **119**, 51 p.
- Horikawa, K., Hotta, S. and Kubota, S. (1982) Experimental study of blown sand on a wetted sand surface: *Coastal Engineering in Japan*, **25**, 177-195.
- Horikawa, K., Hotta, S., Kubota, S. and Katori, S. (1984) Field measurement of blown sand transport rate by trench trap: *Coastal Engineering in Japan*, **27**, 213-232.
- Horikawa, K., Hotta, S. and Kubota, S. (1986 a) Field measurement of vertical distribution of wind speed with moving sand on a beach: *Coastal Engineering in Japan*, **29**, 91-106.
- Horikawa, K., Hotta, S. and Kraus, N. C. (1986 b) Literature review of sand transport by wind on a dry sand surface: *Coastal Engineering*, **9**, 503-526.
- 堀田新太郎 (1985) 飛砂: 堀川清司編「海岸環境工学」, 東京大学出版会, 191-209.
- 堀田新太郎・久保田進・竹澤三雄 (2004) 粒径の小さい砂の飛砂量について: 海岸工学論文集 (土木学会), **51**, 551-555.
- Hotta, S., Kubota, S., Katori, S. and Horikawa, K. (1984) Sand transport by wind on a wet sand surface: *Proc. 19th Coastal Eng. Conf., ASCE*, 1265-1281.
- Hotta, S. (1988) Sand transport by wind: *In* Horikawa, K. (ed.) *Nearshore Dynamics and Coastal Processes*, University of Tokyo Press, Tokyo, 218-238.
- Hotta, S. and Horikawa, K. (1991) Vertical distribution of sand transport rate by wind: *Coastal Engineering in Japan*, **36**, 91-110.
- Hotta, S., Kubota, S., Nakamura, N. and Hosaka, K. (2006) Wind-tunnel study of vertical distribution of sand transport rate by wind: *Proc. 30th Coastal Eng. Conf., ASCE*, 2604-2616.
- Hotta, S., Kubota, S., Nakamura, N. and Hosaka, K. (2011) Re-examining the distribution of horizontal distance traveled by saltating sand grains in air: *Proc. Coastal Sediments '11, ASCE*, 754-767.
- 岩垣雄一 (1950) 海岸地における飛砂について: 京都大学防災研究所報告, **3**, 31-35.
- Ishihara, T. and Iwagaki, Y. (1952) On the effect of sand storm in controlling the mouth of the Kiku River: *Bulletin of Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University*, **2**, 1-33.
- 河村竜馬 (1951) 飛砂の研究: 東京大学理工学研究所報告, **5**, 95-112.
- 河田三治 (1950) 第1編 総論, 防災林に関する調査報告 (防風並に防砂に関する基礎研究): 海岸砂地造林に関する調査報告, 治山事業参考資料第II輯, 林野庁, 1-22.
- Lynch, K., Jackson, D. W. T. and Cooper, J. A. G. (2008) Aeolian fetch distance and secondary airflow effects: the influence of micro-scale variables on meso-scale foredune development: *Earth Surface Processes and Landforms*, **33**, 991-1005.
- 新潟港工事事務所 (1964) 「新潟東港飛砂調査報告書」, 運輸省第一港湾建設局, 180 p.
- Namikas, S. L. and Sherman, D. J. (1995) A review of the effects of surface moisture content on aeolian sand transport: *In* Tchakerian, V. P. (ed), *Desert Aeolian Processes*, Chapman & Hall, London, 269-293.
- Nordstrom, K. F., Psuty N. P. and Carter, W. G. (1990) *Coastal Dunes: Form and Process*, Wiley, Chichester, 392 p.
- Pye, K. and Tsoar, H. (1990) *Aeolian Sand and Sand Dunes*: Unwin Hyman, London, 391 p.
- 佐藤慎二・大谷靖郎・橋本 新・堀口敬洋 (1999) 新潟海岸における飛砂の実態と防砂フェンスの機

- 能：海岸工学論文集（土木学会），**46**，496-500.
- 佐藤慎二・上谷昌史・小越千春・橋本 新（2008）航空レーザー測量を用いた飛砂量推定に関する研究：海岸工学論文集（土木学会），**55**，546-550.
- 塩谷正雄（1992）「強風の性質」，開発社，201 p.
- 清水利浩・蜂須賀和吉・中川洋一・吉田秀樹・伊東啓勝・坂井隆行（2008）トレンチによる飛砂防止の試み：海岸工学論文集（土木学会），**55**，541-545.
- Svasek, J. N. and Terwindt, J. H. (1974) Measurement of sand transport by wind on a natural beach: *Sedimentology*, **21**, 311-322.
- Sherman, D. J. and Hotta, S. (1990) Aeolian sediment transport; theory and measurement: *In* Nordstrom, K. F., Psuty N. P. and Carter, W. G. (eds), *Coastal Dunes: Form and Process*, Wiley, Chinchester, 17-37.
- Takeda, I. (2003) Stability and height of the landward limits of the backshore at Japanese beaches: *Jour. Coastal Research*, **19**, 1082-1093.
- 田中貞雄, 佐野 洋, 柿沼 計（1954）風蝕防止に関する研究（1）：土壤含水量と移動開始速度：農業気象，**10**（1・2），24-30.
- 田中純壺・蜂須賀和吉・土田吉昭・伊藤 晃・伊東啓勝（2007）新潟西海岸での飛砂対策の有効性検討：海岸工学論文集（土木学会），**54**，546-550.
- 土屋義人・河田恵昭（1975）砂流の SALTATION に基づく飛砂量則について：水理講演会論文集（土木学会），**19**，7-12.
- 内田茂男（1949）砂粒の飛出し風速に関する一つの解析：海岸砂地造林に関する調査報告（飛砂の動態に関する調査報告），治山事業参考資料第 I 輯，林野局，45-56.
- Zingg, A. W. (1952) Wind tunnel studies of movement of sedimentary material: *Proc. 5th Hydraulics Conf.*, 111-135.