

砂漠における砂輸送とその抑制に関する数値予測 -粒子に働く力の効果- Numerical Simulation of Sand Transfer in Desert and its Suppression -Effect of Forces Acting on Particles-

松井和人, 東理大院, 東京都千代田区九段北 1-14-6, E-mail: j4510648@ed.kagu.tus.ac.jp
鈴木正也, 東理大, 東京都千代田区九段北 1-14-6, E-mail: masaya@rs.kagu.tus.ac.jp
山本 誠, 東理大, 東京都千代田区九段北 1-14-6, E-mail: yamamoto@rs.kagu.tus.ac.jp
Kazuto MATSUI, Graduate School of Tokyo Univ. of Science, Kudankita 1-14-6, Chiyoda-ku, Tokyo.
Masaya SUZUKI, Tokyo Univ. of Science, Kudankita 1-14-6, Chiyoda-ku, Tokyo.
Makoto YAMAMOTO, Tokyo Univ. of Science, 1-14-6 Kudankita 1-14-6, Chiyoda-ku, Tokyo.

Yearly, concerns on environmental problem of the earth are growing on. One of the typical issues is desertification. To inhibit harmful effects of desertification, the prediction methods which clarify mechanism of desertification are required. It is expected that numerical simulations are useful for the purpose. However, the numerical procedure and the physical models for predictions have not been established yet. Hence, the purposes of the present study are to construct the holistic simulation technique which reasonably reproduces a sand transfer, and to apply it to create an effective prevention method of desertification. The computational target is wind tunnel experiments of sand transfer around a cube on the sand surface conducted by Tominaga⁽¹⁾. Numerical results are compared with the experiments. In the computation, it is confirmed that the results are quantitatively similar to the experiments, and the influence of forces acting on a particle for sand surface geometry is investigated.

1. 緒言

近年, 様々な地球環境問題が顕在化してきており, その一つに砂漠化がある. 砂漠化は乾燥地における干ばつに過放牧・過耕地・過伐採のような人為的要因が加わることで, 植物に覆われた土地が不毛の大地になっていく現象であり, 数ある地球環境問題の中でも, 人間への直接的な影響が大きい問題とされている. この砂漠化を抑制するため, 本来の植生復活や砂丘固定を目的とした植林や防砂壁の設置などの対策が行われてきた. しかし, 砂漠化の進行は止まっておらず, 毎年全陸地の 4% から 8% が砂漠化の影響を受け, 植物の育ちにくい乾燥地あるいは植物の育たない砂漠となっている⁽²⁾. 緑化の推進や社会施設への砂の侵入を抑制するためには, 防砂林や防砂壁の設置が必要不可欠である. このような砂漠化抑止策は, 砂丘固定が重要な課題であるが, 植林や防砂壁の設置は経験的に行われており, 適切に設置されているとは言いがたく, 十分な効果は得られていない. 砂輸送メカニズムを解明すること, 特に植林や防砂壁の設置による砂の流動現象の変化を明らかにすることで, さらに効果的な砂輸送の抑制方法を確立できると考えられる.

砂漠における砂輸送は, 風によって駆動されることが知られている. 砂面には風によって波状の凹凸が形成される. この波を風紋といい, 特に大きいものを砂丘という. 砂丘の運動はそれ自体が物理学上の研究テーマとなっており, 古くから研究が行われている. 飛砂に関する研究の第一人者として Bagnold⁽³⁾が挙げられる. Bagnold⁽³⁾は砂粒子の移動量とそれにより生じる砂のせん断応力との関係を実験的に評価することで, 砂の輸送量が砂面における風の摩擦速度の三乗に比例することを導き, 砂輸送量に関する数学的・物理的な計算モデルを提案した. この式は後に, 河村⁽⁴⁾によって修正を施された. 河村⁽⁴⁾は, 実験結果・理論的考察に基づき, 砂輸送がある一定の砂面摩擦速度以上になった時に発生することという概念を Bagnold⁽³⁾の式に導入し, その閾値を限界摩擦速度として定義した. この修正モデルは,

砂面形状変化の数値予測に広く用いられている (例えば冨永⁽¹⁾).

砂丘形成および砂漠化に関するフィールド観測や実験は, 条件が多岐にわたることから, 高コストなものとなる. 近年, 計算機性能の発達によって, 低コストで行うことができ, 様々な条件に適用しやすいことなどの利点から, 砂丘運動の数値解析が行われるようになってきた⁽⁵⁾⁻⁽¹⁰⁾. しかし, これらの研究は, 風紋や砂丘の運動の数値的な再現が主な目的であり, 防砂林・防風林・建築物などが存在する複雑な場に対する予測はほとんど行われておらず, 不明な点が数多く残されている. 従って, 砂・空気・植物・建築物の干渉する複雑な場における砂輸送に関して, より包括的な知見や理解が得られれば, 効果的な砂漠化抑止策の創出に役立つと考えられる.

このように, 様々な研究者によって砂面形状変化の数値予測手法が提案されており, 我々も砂面形状の時間発展に伴う流れ場の時間的変化を考慮した計算手法を提案している⁽¹¹⁾. しかし, この計算手法においても粒子に働く力の効果が不明瞭であり, 実験との定量的な一致を得ることはできなかった. 実験では, 砂面から排出される砂粒子を捕捉することは, 砂面近傍に砂粒子が多く存在するため非常に困難である. そこで, 本研究では CFD (Computational Fluid Dynamics) を用いて流れ場と砂粒子の跳躍挙動を考慮した砂輸送計算手法を構築し, その妥当性を実験結果と比較することで評価する. また, 粒子軌道計算において, 粒子に加わる力の効果を調べることで, これらの力が粒子軌道や砂面形状に与える影響について議論する.

2. 数値計算手法

2.1. 概要

砂漠における砂粒子の数は非常に多いため, 全ての砂粒子の運動を計算した場合, シミュレーションには非現実的な程に膨大な時間を要する. そこで, 多数の砂粒子を塊と見なし, 各計算格子において砂輸送量と輸送方向を流れ場

から見積もる。流れ場の時間スケールに比べ、砂輸送の時間スケールは十分に大きいため、ある瞬間の地平面形状に対して流れ場は定常であると考えられる。つまり、砂輸送に対し流れ場は準定常状態であると仮定する。また、砂面近傍において、砂粒子が空気中を跳躍しているため、砂面近傍の流れは固気混相流となるが、砂粒子は微小であると考え、砂粒子は流れ場に影響を与えないものとする。以上の仮定に基づき、本研究では、次のような砂輸送予測アルゴリズムを用いる。

- (1) 流れ場計算
- (2) 砂輸送量計算
- (3) 地表面形状計算
- (4) 計算格子再構成
- (5) (1)に戻る

この反復計算を任意の終了時間まで行うことにより、砂面形状の時間的変化を予測する。

2.2. 流れ場計算

流れ場は三次元非圧縮乱流場とし、支配方程式にレイノルズ平均された連続の式とナビエ・ストークス方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \delta_{ij} + 2\nu \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \quad (2)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

ここで x_i はデカルト座標系、 u_i は x_i 方向の平均流速成分、 t は時間、 ρ は空気の密度、 P は圧力、 ν は動粘性係数、 S_{ij} はひずみ速度テンソル、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ、 $\overline{u_i' u_j'}$ はレイノルズ応力である。レイノルズ応力の完結のため、渦粘性近似に基づく Yakhot-Orszag⁽¹²⁾ の RNG k - ε モデルを用いる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = D_k + P_k - \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = D_\varepsilon + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (5)$$

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_t S_{ij} \quad (6)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

$$P_k = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (8)$$

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right\} \quad (9)$$

$$D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right\} \quad (10)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1.42 - C_{1R} \quad (11)$$

$$C_{1R} = \frac{\eta(1 - 0.228\eta)}{1 + 0.015\eta^3} \quad (12)$$

$$\eta = \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon} \quad (13)$$

ここで ν_t は渦動粘性係数、 k は乱流運動エネルギー、 ε は k の

散逸率、 P_k は k の生成項、 D_k と D_ε はそれぞれ k と ε の拡散項である。 σ_k 、 σ_ε 、 C_μ 、 $C_{\varepsilon 2}$ は定数であり、それぞれ 0.7179、0.7179、0.085、1.92 である。

圧力解法には MAC 法を用いる。離散化手法として、時間進行法にはオイラー陽解法、速度計算の対流項に河村・桑原⁽¹³⁾の三次精度風上差分、乱流モデルの対流項に一次精度風上差分、その他の項に二次精度中心差分を使用する。

2.3. 砂輸送計算

Bagnold⁽³⁾によると、砂輸送プロセスには3つの種類があり、それは浮遊 (suspension)、跳躍 (saltation)、転がり (creep) である。これらの砂輸送プロセスは砂粒子直径に依存しており、直径 20 μm 以下は風により長距離を浮遊して移動する。黄砂が大陸を横断するような現象は、この浮遊によって引き起こされると考えられている。粒子径が 70-500 μm であるとき、砂粒子は風によって地表面から跳躍する。粒子径が 500 μm 以上のとき、砂粒子は風によって地表面上を転がる。一般に、跳躍によって砂粒子が砂面に衝突した際、他粒子に衝突して転がりが発生すると言われている。Bagnold⁽³⁾の研究により、砂輸送に対して suspension はほとんど寄与せず、全体の4分の3の砂輸送は saltation によって、残る砂輸送は creep によって引き起こされることがわかっている。本研究では、砂輸送は saltation と creep によって引き起こされると仮定する。Bagnold⁽³⁾は砂輸送量を摩擦速度から見積もる式を示した。この式は多くの実験により修正され、河村⁽⁴⁾は限界摩擦速度の概念を導入したモデルを提案した。

$$q = C_K \frac{\rho_p}{g} (u_* - u_{*c}) (u_* + u_{*c})^2 \quad (14)$$

ここで q は砂の輸送質量、 g は重力加速度、 ρ_p は砂の密度、 u_* は摩擦速度、 u_{*c} は砂粒子が移動することができる最小の摩擦速度を意味する限界摩擦速度、 C_K は定数であり、河村⁽⁴⁾は C_K を 2.78 としている。本研究では、砂輸送量を見積もるために式(14)を用いる。摩擦速度は対数則によって計算される。

$$\frac{u_z}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (15)$$

ここで u_z は砂表面から垂直な高さ z における平均風速、 κ はカルマン定数 (0.4)、 z_0 は粗度長である。限界摩擦速度の計算には、島津ら⁽¹⁴⁾が提案した式を用いる。本研究では、平均粒子径が 250 μm であること、RANS を用いることから、乱れの等方性を仮定し、簡易化した以下の式を用いる。

$$\frac{u_{*c}}{\sqrt{dg}} = C_S \left(\frac{2k}{3dg} \right)^{-1.15} \quad (16)$$

ここで C_S は定数であり、値は 1.003×10^3 である。

砂粒子は砂面のある点から飛び出し、曲線を描いて別の地点に衝突する。本研究では、流れ場を進む粒子軌道をニュートンの第2法則に従って追跡する方法であるラグランジュ法を用いて、この粒子軌道を計算する。即ち、砂面から飛び出す砂の質量を式(14)から見積もり、砂の着地位置を粒子軌道計算により決定する。ここで、粒子は球形であり、非回転であると仮定する。また、砂粒子の質量流量比が小さいことから、粒子間衝突と粒子相から流れ場への影響は無視できる。加えて、履歴力を無視する。これらの仮定を元に、粒子の運動方程式として次の式が導かれる。

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \quad (17)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = F_{D,i} + F_{G,i} + F_{P,i} + F_{M,i} \quad (18)$$

$$F_{D,i} = \frac{18\mu\phi}{\rho_p D_p^2} \left(u_{p,i} - u_i + \frac{1}{24} D_p^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right) \quad (19)$$

$$F_{G,i} = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) g \cdot n_i \quad (20)$$

$$F_{P,i} = \frac{\rho}{\rho_p} \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (21)$$

$$F_{M,i} = -\frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_p} \left(\frac{du_{p,i}}{dt} - \frac{Du_i}{Dt} - \frac{1}{40} D_p^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right) \quad (22)$$

ここで、添え字の p は粒子を表し、 D_p は粒子直径、 $F_{D,i}$ 、 $F_{G,i}$ 、 $F_{P,i}$ と $F_{M,i}$ はそれぞれ抗力、浮力、圧力勾配力と付加質量力、 ϕ は粒子の抵抗係数、 n_i は鉛直下方向単位ベクトルである。 ϕ は、気相と粒子の相対速度に基づく粒子レイノルズ数 Re_p を用いて次式で定義される。

$$\phi = 1 + 0.15 Re_p^{0.687} \quad (23)$$

$$Re_p = \frac{D_p |u_i - u_{p,i}|}{\nu} \quad (24)$$

ここで ν は気相の動粘性係数、 u_i は RANS によって得られた時間平均速度である。以上の式を、オイラー陽解法を用いて時間進行させる。

また、砂面形状変化は次の式を用いて計算する。

$$\rho_p \frac{dh}{dt} = -\frac{\Delta Q}{\Delta s} \quad (25)$$

ここで、 h は基準水平面から砂表面までの垂直距離、 ΔQ は単位時間当たりの砂輸送質量、 Δs は砂面の水平面への投影面積である。式(25)を砂面上の各計算格子で計算することで、砂面形状変化を算出する。

さらに、creep の 1 つである、Avalanche と呼ばれる雪崩の影響も考慮する。砂面角度が安息角を越えると、Avalanche が発生し、砂が下方へ輸送される。Sauer mann ら⁽⁷⁾の観測結果から、一般に Avalanche は 32 から 35 度以上の角度で発生することがわかっている。本研究では、安息角を 35 度とし、砂面がこの角度を超えるとその格子点における砂を下方の格子へ輸送させることで安息角を維持するようにした。

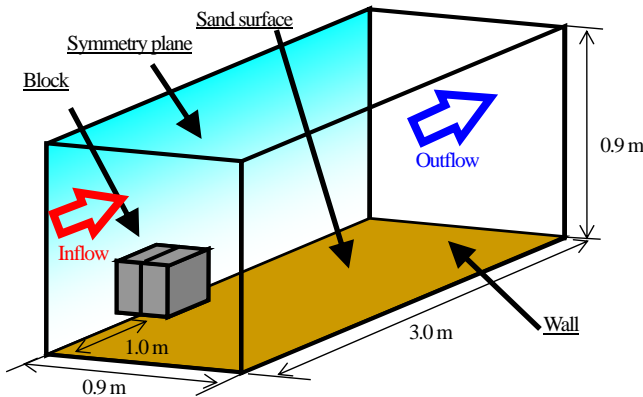


Fig. 1 Schematic of computational domain

3. 計算条件

計算対象は、富永⁽¹⁾による立方体まわりの砂の侵食・堆積に関する風洞実験とする。この実験を再現するため、図 1 に示す計算領域と表 1 に示す計算条件を設定した。領域には風洞の対称性を考慮し、流入境界から見て左側を対称境界、右側を壁面境界とする。また、立方体は計算領域の流入境界から $5H$ (H :立方体高さ= 0.2 m)、壁面境界から $4H$ 離れた位置に配置する。計算格子は、立方体・砂面・壁面に集中させており、総格子点数は約 700,000 点である。砂の層の厚さは 0.03 m であり、地表を全て覆っている。ある格子点で砂高さが 0 と等しくなった場合は、その格子点では砂輸送は起きず、地表は削れないものとする。なお、砂の層が存在するため、初期状態では立方体の一部は砂面に埋もれている。

境界条件として、流入境界では流入風速・乱流エネルギー・散逸率を実験の条件に従って固定する。圧力は計算領域から外挿し、流入する速度分布は、実験結果から、1/4 乗則を適用する。流出境界では、全ての物理量を外挿する。上方・対称境界には滑り条件を用い、この面に垂直な流速は 0 とする。その他の変数は流出境界と同じ条件が適用される。立方体・砂面・壁面境界では、滑りなし条件を適用し、圧力は外挿する。また、乱流エネルギーと散逸率は壁関数で決定する。

流入境界から砂の供給はなく、流出境界から砂は流出できるようにする。そのため、砂の総量は常に減少していくことになる。saltation 粒子が立方体表面に衝突した場合、完全弾性衝突が起きるものと仮定する。

4. 計算結果及び考察

4.1. 流れ場

図 3(a)に立方体まわりの初期状態における流れ線を示す。ここで、風は左から右に流れており、色は風速を表している。立方体まわりに数多くの渦が発生していることがわかる。砂面近くで発生する渦は、立方体の風上側と風下側の再循環領域と、立方体側面における縦渦に分類できる。これらの渦は、摩擦速度と臨界摩擦速度に影響を与え、風食を引き起こす。特に立方体の風上側の再循環渦により、主流方向と逆向きに砂輸送が発生する。それ故、立方体風上側においても風食が発生する。一方、立方体風上側角部付近では流速が急激に上昇し、立方体風上側の流れは立方体の上面や側面へ回り込む。その結果、立方体風上側角部付

Table 1 Computational conditions

| | | |
|----------------------|-----------------|-------|
| Length | 3.0 | [m] |
| Width | 0.9 | [m] |
| Height | 0.9 | [m] |
| Cube height | 0.2 | [m] |
| Initial sand height | 0.03 | [m] |
| Free stream velocity | 12.0 | [m/s] |
| Grid number | 7×10^5 | [-] |

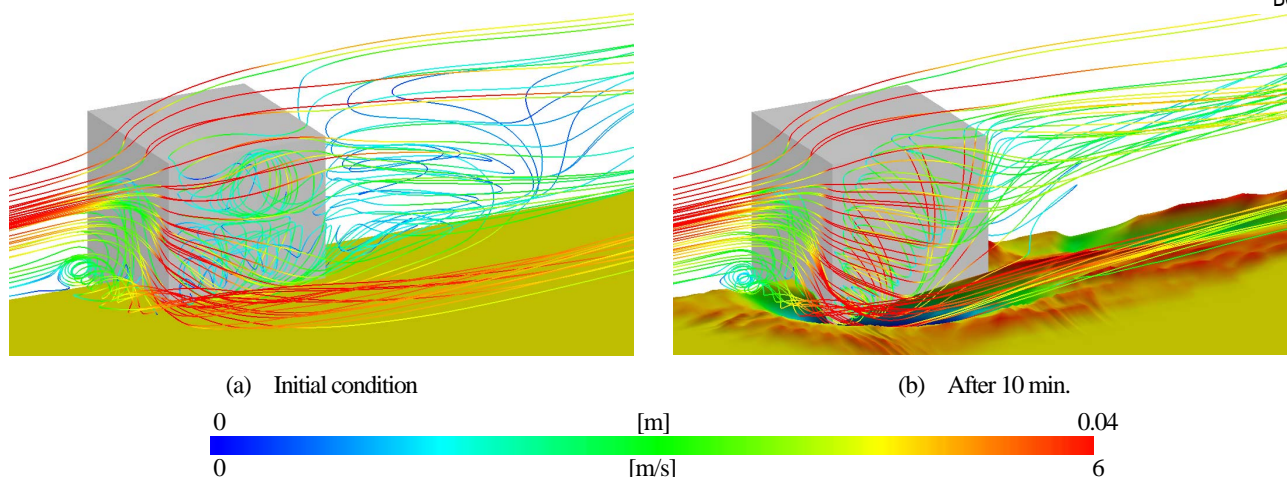


Fig. 3 Streamlines colored by wind speed and sand surface height

近での砂輸送が促進され、激しい風食が起こる。また、立方体前面で発生した馬蹄渦が立方体側面から後方へと流れる際に、二つの縦渦を引き起こしていることがわかる。この縦渦が立方体後方に回り込むことで、大きな渦を発生させている。さらに馬蹄渦の最外周の流れは、立方体後方に回り込まずに広がっていくことが確認できる。

図 3(b)に、砂面変化後である 10 分後の流線を示す。図 3(a)の初期状態における流線と比較したとき、一番の大きな違いは立方体側面における渦構造である。初期状態では、側面部に二つの渦が形成されているが、砂面変化後では、砂面から上空に向かうような大きな渦巻状の渦が一つだけ形成されているのがわかる。この渦構造の変化の原因は、立方体の角付近に形成された風食領域の影響である。時間経過に伴い、立方体の角付近では非常に大きな風食が発生する。また、立方体の風上面に形成される馬蹄渦は、この風食領域に入り込むような形で立方体後方に流れていく。風食領域に入り込む際、一度風食領域の最下層部まで行く流れは、その後の砂面上昇に追従して、上向きの流れに変化する。この流れが渦構造に影響を与え、一つの大きな渦を形成させたと考えられる。立方体側面の渦構造が変化することで、立方体の後流は上方へ曲げられていくことが図 3(b)から確認できる。時間経過により速い流れが砂面から離

れることが確認されたため、時間経過と共に立方体後方の風食は減っていくと考えられる。初期状態では馬蹄渦によって立方体の後流は広がっていたが、10 分後では、立方体風上側角付近に形成された風食領域に沿って流れていく。風食領域がガイドとなって流れが広がらないため、立方体後方では、広い範囲での風食は発生しない。

以上から、砂面形状の変化が流れ場に大きな影響を与え、立方体近傍の渦を大きく変化させるため、砂面形状変化を考慮した流れ場計算が必要であることがわかる。

4.2. 粒子軌道

図 2 に立方体風上側角部付近における粒子軌道の時間変化を示す。図 2(a)は初期状態での、図 2(b)では砂面形状が変化した 10 分後での粒子軌道をそれぞれ示す。初期状態では砂粒子は長距離を移動しているが、10 分経過後では跳躍距離が短くなっている。これは、風食により立方体風上側角部付近にキャビティが形成されたことで、砂面摩擦速度が低下し、粒子を高い流速領域まで飛ばすことができなくなったためだと考えられる。

次に、初期状態の砂面から飛び出す粒子に働く力の効果を議論する。

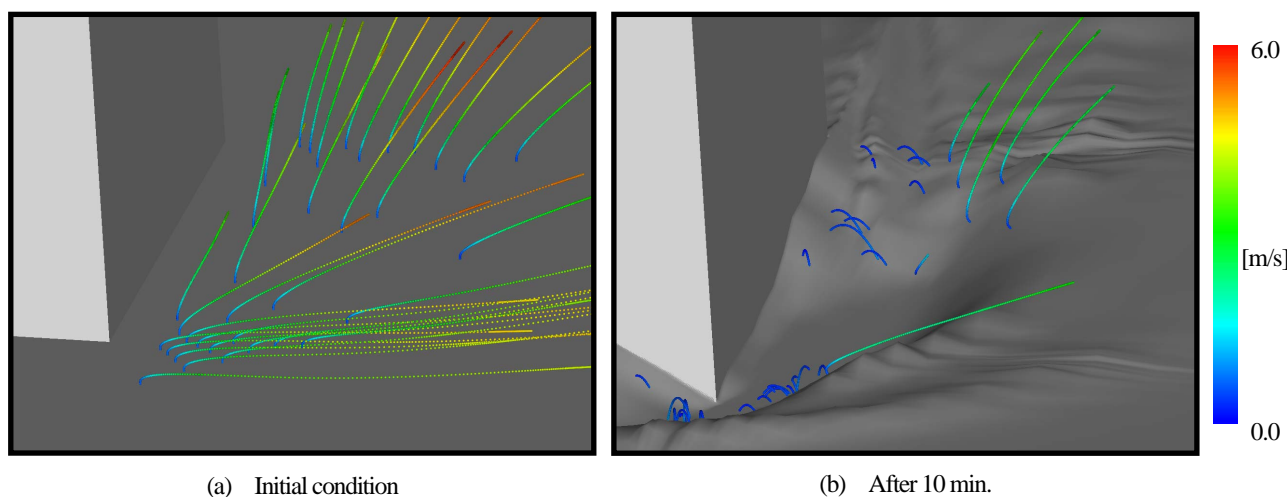


Fig. 2 Particle trajectories by Lagrangian approach around windward corner of cubic (birds-eye view)

Table 2 Force acting on a particle at initial condition

| | Front | | Lateral | Rear | |
|-------|---------------|--------|---------|---------------|--------|
| | Recirculation | Other | all | Recirculation | Other |
| F_D | 1.0000 | 1.0000 | 1.0000 | 1.0000 | 1.0000 |
| F_G | 124.26 | 0.1765 | 0.2558 | 243.20 | 0.2968 |
| F_P | 3.8190 | 0.0056 | 0.0037 | 0.5796 | 0.0010 |
| F_M | 1.9058 | 0.0028 | 0.0018 | 0.3067 | 0.0005 |
| F | 121.81 | 1.0252 | 1.0350 | 243.20 | 1.0515 |

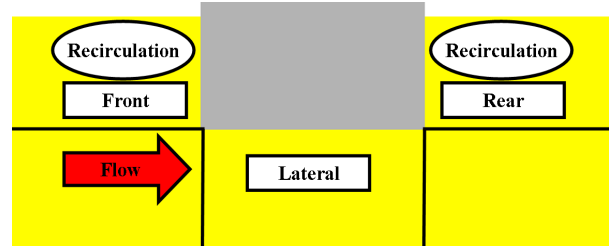


Fig. 4 Partition for integration of force acting on a particle (upper view)

$$F_{DT} = \sum_n \int_{t_{n,s}}^{t_{n,e}} F_D dt \quad (26)$$

$$F_{GT} = \sum_n \int_{t_{n,s}}^{t_{n,e}} F_G dt \quad (27)$$

$$F_{PT} = \sum_n \int_{t_{n,s}}^{t_{n,e}} F_P dt \quad (28)$$

$$F_{MT} = \sum_n \int_{t_{n,s}}^{t_{n,e}} F_M dt \quad (29)$$

$$F_D = \frac{F_{DT}}{F_{DT}}, F_G = \frac{F_{GT}}{F_{DT}}, F_P = \frac{F_{PT}}{F_{DT}}, F_M = \frac{F_{MT}}{F_{DT}} \quad (30)$$

ここで、 $t_{n,s}$ 、 $t_{n,e}$ はそれぞれ粒子が飛び出す時刻と着地する時刻であり、 n は砂面から排出される粒子数である。このように、各粒子が砂面から排出されてから砂面に衝突するまでの各力を時間で積分し、排出された全粒子での総和をとる。これにより得られた各力の総量を抗力の総量で除したものを、表 2 に示す。また、この値は領域毎に区分して計測され、その領域は図 4 のように、立方体前方、側方そして後方に区分される。前方と後方については、流れの再循環領域とそれ以外としてさらに区分している。再循環領域が形成されている箇所の粒子とそれ以外で傾向が異なる。再循環領域を除いた場合、粒子に働く力の傾向は同一であり、その寄与が大きいのは、抗力、重力、圧力勾配

力、付加質量力という順である。その割合を見ると、重力は抗力の 18% から 30% であり、圧力勾配力は 0.1% から 0.6%、付加質量力は 0.05% から 0.03% である。その一方で、再循環領域内の粒子には抗力がほとんど効いておらず、重力が支配的である。この重力に対して、立方体前方では、圧力勾配力と付加質量力はともに重力よりも影響が少ない。また、立方体後方でも同様であるが、前方の再循環領域に対してさらに割合が小さくなっている。これは図 3 によって説明される。立方体前面の激しい衝突流によって引き起こされる再循環流れに対して、後方では立方体側面から回り込む流れが形成する再循環流れが支配的であるため、緩やかな流れとなっているためだと考えられる。

4.3. 砂面形状

図 5 に砂面形状の時間変化を示す。図 5(a) は 5 分後、図 5(b) は 10 分後、図 5(c) は富永による実験結果の砂面形状をそれぞれ示す。ここで、すべての図は図 5(d) に示すように、立方体の風上側上空から見たものである。計算結果から、立方体風上側角部に激しい砂輸送が発生していることがわかる。この激しい砂輸送が発生する原因は、立方体風上側角部付近の高い流速領域が時間経過後も変化しないために、大量の砂輸送が発生し続けるためである。また、立方体の風上面の砂面にも風食が発生していることがわかる。これは、流れ場の流線で確認した馬蹄渦による風食である。さ

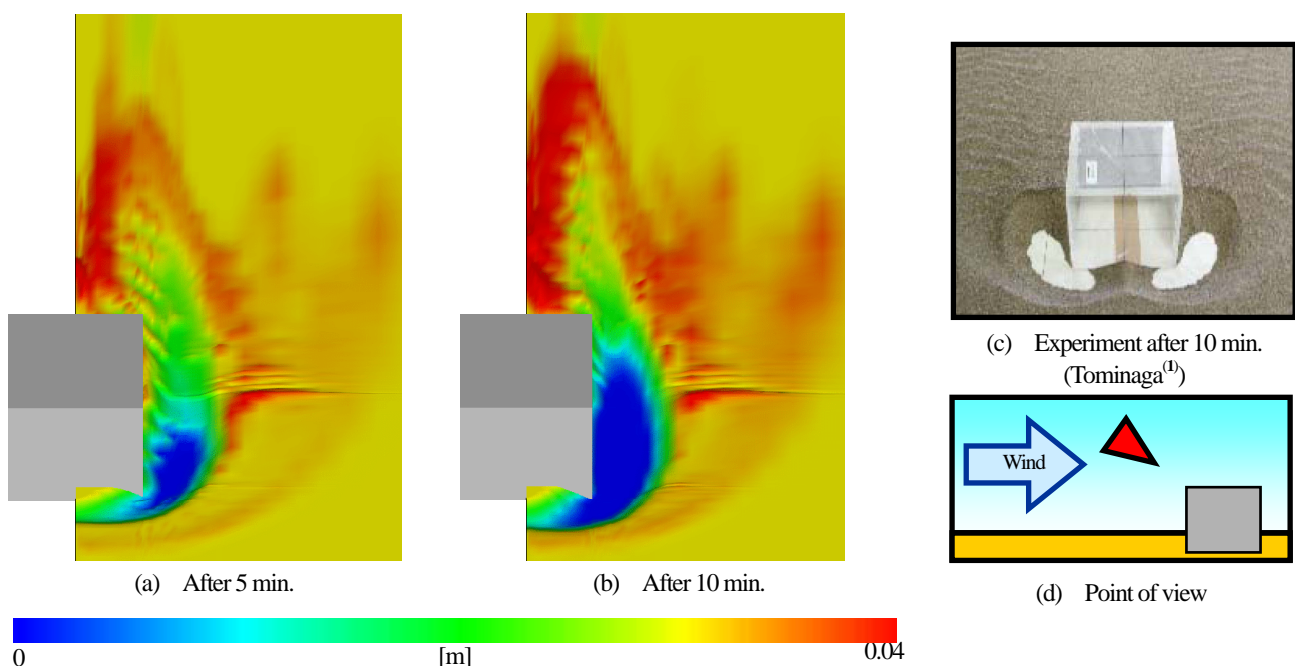


Fig. 5 Temporal change of sand geometry (birds-eye view)

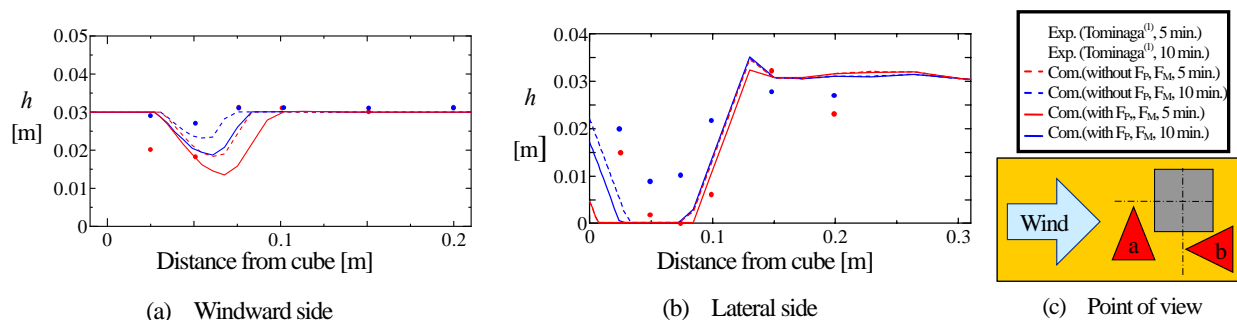


Fig. 6 Comparison of sand surface geometry between computational and experimental results

らに、立方体風下部分にも風食が見られる。これらの風食によって発生する飛砂は、風食領域のまわりに堆積するものもあるが、多くは立方体の風下側に流されることで計算領域外に排出される。実験結果でも、以上で示した立方体の風上側の角部での激しい風食、馬蹄渦による風上面付近での風食、風下側での堆積を確認できる。実験結果と本計算結果で同様の傾向が確認されており、本計算結果が定性的に正しいことが実証された。

図 6 は対称面と立方体側面の中央断面における砂面高さを示す。実線は粒子に働く力である F_D, F_G, F_P, F_M を全て考慮した場合を、破線は F_D, F_G のみを考慮し、 F_P, F_M を考慮しない場合の砂面高さを示す。ここで、砂面高さを示した断面の模式図を図 6(c) に示す。本計算結果と実験結果は定性的に一致しており、本計算手法の有効性が確認された。しかし、どちらの場合も実験値に対して風食が進行してしまっている。この原因として、限界摩擦速度の過小評価の可能性はある。本計算で用いている限界摩擦速度を見積もる式(16)を導出するために行われた実験では、砂の流出判定を実験者が目で直接判断している。そのため、誤った判定により正確な測定が行えていない可能性がある。また、 F_P, F_M を考慮しない場合、考慮した場合と比較して砂面形状が異なっている。これにより、他領域では F_D に比べ非常に小さい F_P や F_M であっても、砂面形状に与える変化が確認されたため、考慮する必要があると言える。

5. 結言

三次元砂輸送計算手法を構築し、立方体周りの砂の侵食・堆積に関する風洞実験を再現・比較することで、予測手法の検証を行った。得られた知見を以下に列記する。

- (1) 本計算手法を用いることで、立方体周りの砂の風食現象を定性的に再現することができる。
- (2) 砂面形状が渦構造に与える影響が大きいため、適切な流れ場計算を行うためには、砂面形状の時間変化を考慮する必要がある。
- (3) 粒子に働く力である圧力勾配力と付加質量力を考慮しない場合、考慮した場合に比べて砂面を高く見積もる傾向がある。この傾向は、粒子に加わる力のうち、圧力勾配力の割合が大きくなる対称面においてより顕著に見られる。これにより、圧力勾配力と付加質量力を考慮する必要性が確認された。
- (4) 砂面高さをより精度高く見積もるためには、限界摩擦速度をより正確に見積もる必要性が確認された。

参考文献

- (1) 富永, “物体周りの砂の侵食・堆積に関する風洞実験及びCFD解析,” *ながれ*, 26 (2007), pp. 301-306.
- (2) Adeel, Z., Safriel, U., Niemeijer, D. and White, R., “Ecosystem and Human Well-being: Desertification Synthesis,” Millennium Ecosystem Assessment (2005).
- (3) Bagnold, R.A. (金崎, 訳), “飛砂と砂丘の理論,” (1963), 創造社
- (4) 河村, “飛砂の研究,” *東京大学理工学研究所報告*, 5 (1951), pp. 95-112.
- (5) Werner, B. T., “A Steady-State Model of Wind-Blown Sand Transport,” *The Journal of Geology*, 98 (1990), pp. 1-17.
- (6) Nishimori, H. and Ouchi, N., “Formation of Ripple Patterns and Dunes by Wind-Blown Sand,” *Physical Review Letter*, 71 (1993), pp. 197-200.
- (7) Sauermann, G., Kroy, K. and Herrmann, H. J., “Continuum Saltation Model for Sand Dunes,” *Physical Review E*, 64 (2001), 031305.
- (8) Kroy, K., Sauermann, G. and Herrmann, H. J., “Minimal Model for Sand Dunes,” *Physical Review Letter*, 88 (2002), 054301.
- (9) Andreotti, B., Claudin, P. and Douady, S., “Selection of Dune Shapes and Velocities Part 1: Dynamics of Sand, Wind and Barchans,” *The European Physical Journal B*, 28, (2002), pp. 321-339.
- (10) Andreotti, B., Claudin, P. and Douady, S., “Selection of Dune Shapes and Velocities Part 2: A Two-Dimensional Modelling,” *The European Physical Journal B*, 28 (2002), pp. 341-352.
- (11) 松井, 鈴木, 山本, “砂漠における砂輸送とその抑制に関する数値シミュレーション,” *日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集*, 88 (2010).
- (12) Yakhot, V. and Orszag, S. A., “Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory,” *Journal of Scientific Computing*, 1 (1986), pp. 3-51.
- (13) Kawamura, T. and Kuwahara, T., “Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness,” *ALAA-84-0340* (1984).
- (14) 島津, 塚原, 山本, 川口, “砂移動の限界摩擦速度の実験的調査,” *日本流体力学学会年会 2008 講演論文集* (2008), pp. 289.