

固気混相流型粒状体モデルによる飛砂の非定常発達過程の数値解析

原田 英 治*・後 藤 仁 志**・酒 井 哲 郎***

1. 緒 言

海浜域の開発においては、直立護岸の緩傾斜化等により海浜と背後地を隔てる要素が取り除かれると、荒天時に活発化する飛砂の背後地への堆積が深刻化することもある。特に季節風の影響などにより強風が持続する気象条件の下では、この種の問題は深刻である。

飛砂量の概算のみが問題なら、Bagnold (1941), 河村 (1951) をはじめとする一連の研究成果で工学的要求はほぼ満足されるものの、飛砂防止工などの効果的な設計・配置などの高度な飛砂制御を考えると、飛砂の力学機構の把握が必須である。このような観点から、これまでに行われてきた研究を概観する。辻本ら (1993, 1994) は、後藤ら (1992, 1994) が流砂に対して用いた固液混相流モデルと同型のモデルを飛砂層 (固気混相流) に適用した。三島ら (1993), Haff ら (1993) は、飛砂粒子の移動床との衝突反発プロセスに着目して個別要素法によるシミュレーションを行った。また後藤ら (1999) は、混相流モデルと個別要素法型の粒状体モデル (後藤ら, 1995) を融合して流体・粒子間および粒子間相互の干渉を記述できる数値モデルを提案し、surface creep の存在の再現を数値的に行った。以上のモデルは、主として平衡状態を論じたものである。

一方、非平衡状態のモデル化については、既往の研究は少なく、辻本ら (1995) による研究があるのみである。ところが、汀線から次第に発達する飛砂層や、植生層などで飛砂が抑止される飛砂層の構造は非平衡であって、風速と飛砂量が一対一に対応しておらず、多くの場合、飛砂制御は非平衡領域を対象に行われている。さらに、飛砂防止工周辺では気流の急激な変化に対して飛砂粒子が応答する過程で非平衡な構造が出現する。

本研究では、このような従来モデルの問題を解消するため、固気混相流モデルと粒状体モデルを融合した流体・粒子および粒子間の相互作用を包括的に表現できる数値モデル (後藤ら, 1999) を改良し、飛砂層の非定常

発達過程 (時間的非平衡過程) を計算力学的に検討する。

2. シミュレーションの概要

2.1 流体系の基礎方程式

砂粒子を含む鉛直 2 次元流れの Reynolds 方程式を、 $k-\epsilon$ 乱流モデルで完結させると、支配方程式 (連続式省略) は保存則型で統一して以下のように書ける。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(U\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(V\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = S_\phi \cdots (1)$$

式中の ϕ , Γ および生成項 S_ϕ は、各式について表-1 のように書かれる。ここに、 U , V : 水平方向 (x), 鉛直方向 (y) の平均風速成分であり、表中の P : 圧力, ρ : 空気の密度, g : 重力加速度, k : 乱れエネルギー, ϵ : 乱れエネルギーの逸散率, ν : 動粘性係数, ν_t : 渦動粘性係数, P_r : 流体のせん断によるエネルギー生成項, G : 浮力によるエネルギー生成項, σ : 砂の密度, F_{dx} , F_{dy} : 単位体積中の砂粒子が流体に及ぼす x , y 方向の平均抗力, f_{dx} , f_{dy} : 単位体積中の砂粒子が流体に及ぼす x , y 方向の抗力の変動成分, Sc : 乱流 Schmidt 数である。

また、砂の体積濃度 C については、

$$C(y) = \frac{q_b}{\int_0^h f_b(y) u_r(y) dy} \cdot f_b(y) \cdots \cdots (2)$$

表-1 基礎方程式の一般式

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
U	$\nu + \nu_t$	$-\frac{1}{\rho(1-C)} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial V}{\partial x} \right) - \frac{F_{dx}}{\rho(1-C)}$
V	$\nu + \nu_t$	$-\frac{1}{\rho(1-C)} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{g}{1-C} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial V}{\partial y} \right) - \frac{F_{dy}}{\rho(1-C)}$
k	$\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}$	$P_r - \epsilon + G - \frac{u f_{dx} + v f_{dy}}{\rho(1-C)}$
ϵ	$\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} [C_{1\epsilon} (P_r + (1 - C_{3\epsilon}) G) - C_{2\epsilon} \epsilon] - C_{4\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \frac{u f_{dx} + v f_{dy}}{\rho(1-C)}$

$$P_r = \nu_t \left[2 \left(\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right]$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad ; \quad G = \frac{\sigma - \rho}{\rho} g \frac{\nu_t}{Sc} \frac{\partial C}{\partial y}$$

* 学生会員 工博 京都大学大学院博士後期課程土木工学専攻
** 正 会 員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
*** フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻

で与えることとする。ここに、 $f_B(y)$: 掃流飛砂の存在確率密度の鉛直分布、 $u_P(y)$: 砂粒子の移動速度の水平成分、 h : 計算領域の高さであり、 $f_B(y)$ は、Lagrange 的な砂粒子の追跡結果から評価される。

2.2 粒子系の基礎方程式

砂粒子系の運動は、個別要素法でモデル化され、個々の砂粒子の運動は、並進および回転の運動方程式により記述される(例えば、後藤ら、1995)。計算ステップの更新の度に個々の砂粒子の接触状況が検査され、接触状態にある粒子間については、弾性スプリングと粘性ダッシュポットが導入されて粒子間の相互作用力が計算される。また、弾性スプリングと粘性ダッシュポットの値は、平衡飛砂量の既往の実験値との対応を基準に後藤ら(2000)と同一の手順で設定した。

2.3 計算手順

はじめに、飛砂なしの条件で流れ場を解き、得られた流れ場の解を用いて個別要素法で粒子群の移動を計算する。個別要素法では、粒子の初期配列(packing)を行った後、接触判定を行いつつ局所風速から決まる抗力を駆動力として粒子の座標を更新し、接触が生じると粒子間作用力を計算して、次の時間ステップにおける粒子の運動に反映させる。飛砂粒子に作用する局所風速の瞬間値の情報はモデルの解として直接的には得られないが、ここでは、モンテカルロ法により乱流成分を模擬して、風速変動(飛砂粒子に作用する抗力の変動)の影響を考慮した。

個別要素法による粒子系の計算が終了すると、粒子群に作用していた流体抗力を個々の流れの計算格子ごとに平均化し、粒子群が流れに及ぼす影響に相当する抗力項(sediment source terms)を算定して、再び流れ場の計算を行う。流れ場の収束解(平均風速)が得られたら、前段階の流れの収束解を用いて求められた飛砂量と今回のそれとを比較して有意な差がなくなるような状態が安定して継続したときに計算を終了させる。

シミュレーションでは、上記のようなプロセスに基づいて、気流の計算時間ステップごとに固相・気相の計算を切り替えて相互作用項を考慮した計算を繰り返し、固相・気相の運動が平衡状態に達する時間的发展を追跡した。

計算領域の高さは、20.0 cm、底面には粒径 $d=0.03$ cm の均一粒子約 500 個から成る深さ 2.0 cm の堆積層を設け、計算領域の上端の風速が 653.0 cm/s となるように初期風速を対数則で与えた(摩擦速度 30.0 cm/s)。流れ系の計算時間ステップは $\Delta t=0.01$ s、粒子系の計算時間ステップは個別要素法が陽解法であることから、 $\Delta t=0.00002$ s とした。 k - ϵ モデルの定数については既往の研究を参考に標準値: $C_\mu=0.09$, $C_{1\epsilon}=1.44$, $C_{2\epsilon}=$

1.92, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\epsilon=1.3$, $C_{3\epsilon}=0.8$, $S_\epsilon=1.0$ を用いた。また、 ϵ 方程式の定数 $C_{4\epsilon}$ については、 $C_{4\epsilon}=0.0$ とした(Gotoh ら、1995)。なお、計算領域の風上・風下の両境界には周期境界条件を適用した。

3. 飛砂層の流動特性

図-1 に平均風速の時間変化の鉛直分布を示す($t^*=t\sqrt{(g/\rho-1)g/d}$)。平均風速分布は、時間とともに対数則型の分布(初期条件として与えた風速分布: $t^*=0.0$)と比較して、底面付近で欠損傾向が顕著になり、 $y/d>10$ 付近の領域では下に凸(片対数プロットでは直線的)、 $y/d<10$ 付近の領域では上に凸となり、飛砂層の発達を明瞭に示している。また飛砂粒子離脱に伴い風速がゼロとなる点が降下し、初期堆積層の内部の砂粒子が風によるせん断力を受けて pick-up されるようになる一方で、飛砂量の増加による風速場の運動量損失が増大し、両者がバランスした状態で平衡となるものと考えられる。なお、飛砂層が発達しても充分上方の風速への影響は見られず、初期の対数則の風速分布と一致している。

図-2 に Reynolds 応力の鉛直分布を示す。 $y/d<10$ 付近の領域では Reynolds 応力は初期条件として与えた風速分布($t^*=0.0$)の Reynolds 応力と比較して、一旦欠損傾向を示した後、再び増加し、細かな変動を呈しながら遷移し、座標原点付近の直上でピークをとった後に急速に減少する。このような Reynolds 応力の概形は、水没植生層上の流れ等に見られる変曲点型の速度分布のものと同様である。底面付近の飛砂層が大略的には風速場に対して植生層が与えるのと同種の影響を及ぼしているとも言え、後藤ら(1999)に示される砂粒子の集合流動状態の存在を示す結果と同じである。また、座標原点での摩擦速度は時間とともに減少し、 $t^*=6627.0$ では、移動限界摩擦速度付近の値(21.0 cm/s)に収束している。この状態では pick-up される砂粒子数と deposit する砂粒子数がバランスし、風の直接的せん断による pick-up rate がほぼゼロとなって、pick-up が粒子衝突によって支配されることに対応しているものと考えられる。

図-3 は、飛砂粒子群の濃度重心 y_{gc} および飛砂量 q_s の時間的发展過程を示している。濃度重心 y_{gc} については、流動が生じる表層付近 $0.0<y/d$ の粒子について算出している。また、パッキング終了後およそ $t=0.1$ s、濃度重心・飛砂量ともに僅かな変動をする。飛砂量は実時間でおよそ 0.8 s ($t^*=6627.0$) で平衡飛砂量に滑らかに遷移し、その後は、ほぼ一定の飛砂量を保ちつつ推移する。ここで得られた非平衡スケールについて、三島ら(1995)が行った風洞実験と比較をする。三島らが行った実験では平均粒径 $d=0.46$ mm、比重 $\sigma=1.80$ の試料を用い、風洞断面高 16.0 cm の実験装置を使用した移動床実験を

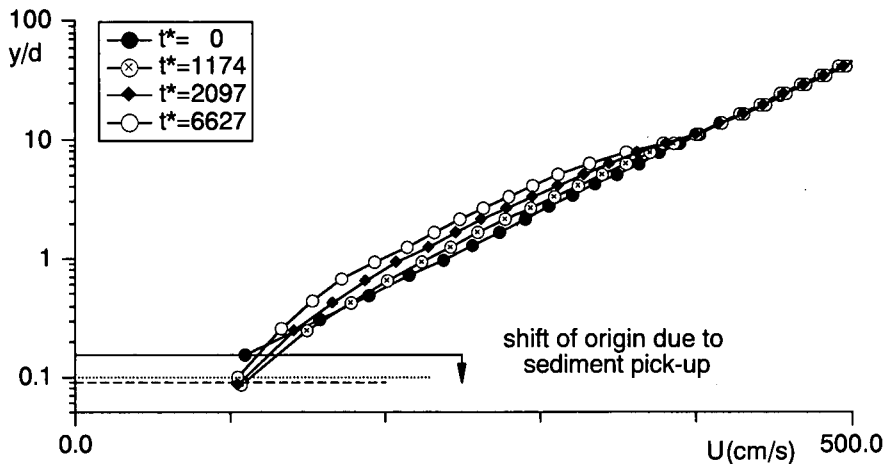


図-1 平均風速の時間変化

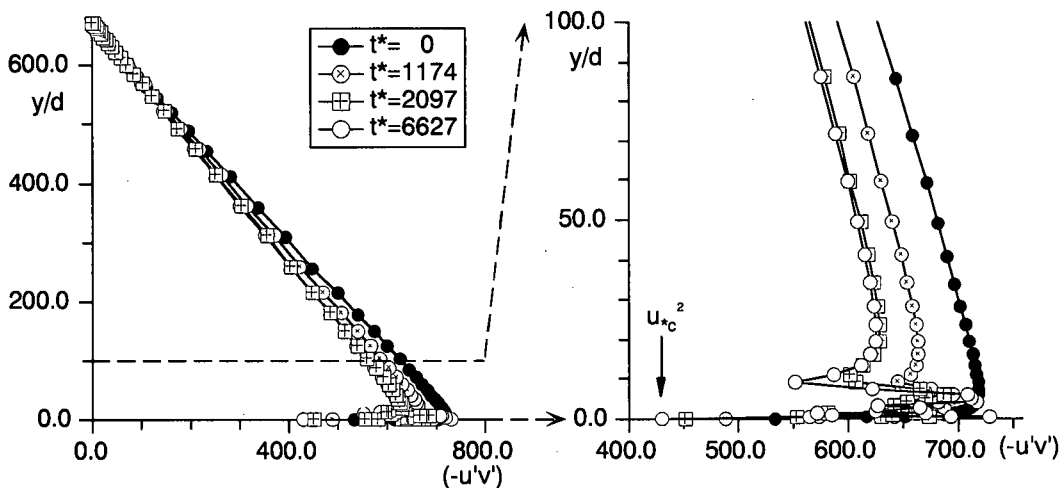


図-2 Reynolds 応力の時間変化

行っている。実験では、高さ 10.0 cm の風速 $U_{10}=640$ cm/s で風上側より 630.0 cm の地点で平衡風速を計測しており、 U_{10} での移流を前提に求めた非平衡時間スケールは $t=0.984$ s ($t^*=5495.0$) となる。本シミュレーションの非平衡時間スケール $t^*=6627.0$ は、三島らの実験から算出したスケールと比較して若干大きめの値をとっているが、ほぼ一致している。一方、濃度重心は小刻みな増減を繰り返しながら推移し、飛砂量が平衡状態に達してからも小刻みな変動を呈する。このことは、飛砂量の平衡状態においても、砂粒子の鉛直方向の疎密変動を伴う非定常構造が存在していることを示唆している。粒子移動軌跡を通じて、この原因について後述する。

次に、砂粒子運動の時間的特性に関する計算結果について考察する。図-4 に、砂粒子平均移動速度の鉛直分布と砂粒子濃度の鉛直分布を併示する。 $t^*=1174.0$ では、

砂粒子平均移動速度に、 $y/d=5.0$ 付近で速度勾配の顕著な変化が現れている。砂粒子濃度分布を見ると、 $y/d>2.0$ 付近に存在する粒子の濃度は $y/d<2.0$ に存在する粒子と比べておよそ半分以下と少数であることが分かる。すなわち、 $y/d>5.0$ 付近より上方での砂粒子速度の急増は、単一の粒子が粒子間衝突の影響を受けずに、周囲流体からの運動量供給を受け加速されることと関係するものと考えられる。また、 $t^*=2097.0$ と時間が進むにつれて、これまで底面付近に密に存在していた粒子が上方に移動し、底面付近の粒子の存在確率密度が小さくなる。また、上方に向かうにつれて周囲風速の増加および粒子間空隙の増大により、粒子間衝突頻度が低下し、個々の粒子のエネルギー損失が減少する。このために、平均的に大きい速度を粒子が獲得できるようになる。その結果、粒子移動速度分布は、座標原点付近から上方に向か

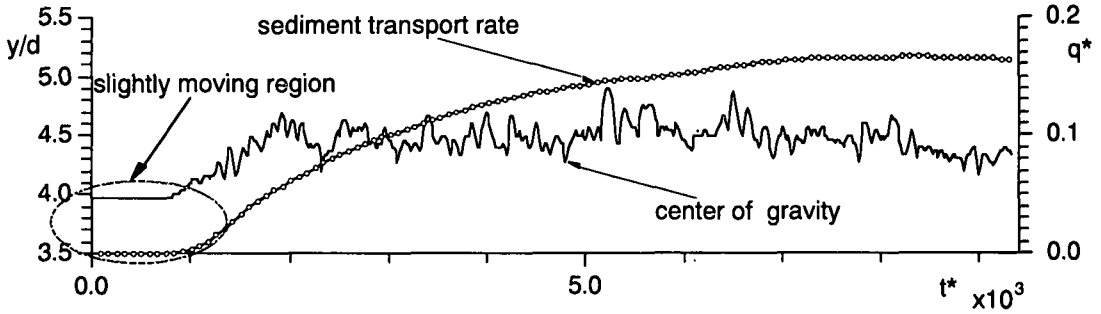


図-3 砂粒子平均移動速度

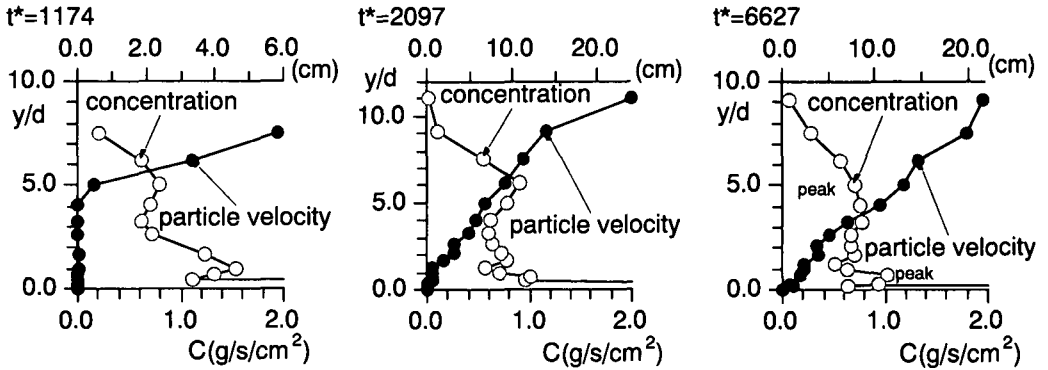


図-4 砂粒子存在確率密度

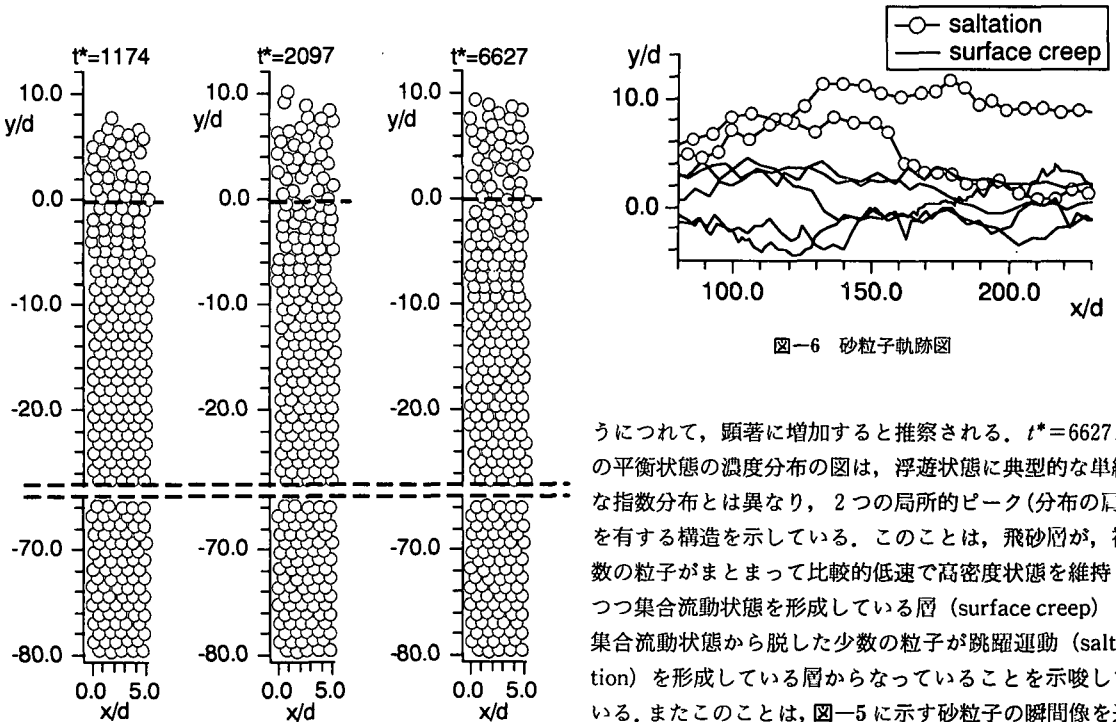


図-6 砂粒子軌跡図

図-5 砂粒子瞬間像

うにつれて、顕著に増加すると推察される。 $t^*=6627.0$ の平衡状態の濃度分布の図は、浮遊状態に典型的な単純な指数分布とは異なり、2つの局所的ピーク(分布の肩)を有する構造を示している。このことは、飛砂層が、複数の粒子がまとまって比較的低速で高密度状態を維持しつつ集合流動状態を形成している層 (surface creep) と集合流動状態から脱した少数の粒子が跳躍運動 (saltation) を形成している層からなっていることを示唆している。またこのことは、図-5 に示す砂粒子の瞬間像を通じても視覚的に理解できる。

図-6は砂粒子運動の軌跡を示したものである。 $y/d > 6.0$ 付近で粒子間接触を頻繁に起こさず比較的滑らかな曲線を描く粒子軌跡の存在(saltation)が確認され、また $y/d < 6.0$ では、粒子間接触を頻繁に起こしながら小刻みに振動する軌跡を描く粒子軌跡の存在(surface creep)が確認できる。このことは、飛砂量の平衡状態における、図-3に示した濃度重心の小刻みな変動時系列、すなわち、砂粒子の疎密変動による非定常構造が伴う飛砂層の存在を示している。

4. 結 語

本研究では、固気混相流モデルと個別要素法に基づく砂粒子間相互干渉モデルを融合した流体・粒子および粒子間の相互作用を包括的に表現できる数値モデルを改良し、飛砂層の非定常発達過程(時間的非平衡過程)を計算力学的に検討した。風速分布における対数則からの偏倚および座標原点の変化として飛砂層の発達過程をとらえた。また、Reynolds 応力の鉛直分布の時間的变化および摩擦速度の推移を通じても発達過程を追跡した。さらに平衡状態での摩擦速度の値が移動限界値とほぼ一致することが確認された。さらに、飛砂層の濃度重心と飛砂量の時系列や濃度分布図、移動速度分布図、砂粒子移動軌跡図、砂粒子の瞬間像等により、平衡飛砂量に達するまでに必要な緩和時間の存在や、飛砂量の平衡状態において飛砂粒子の疎密の変動を伴う非定常構造が存在していることを示した。

本研究では、全粒子追跡の立場をとったので、計算量の制約から、極めて微小な領域しか直接計算の対象とはなり得ないが、非平衡の問題も包含して取り扱えるフレームワークを構築し、非平衡区間での計算に着手した。しかし、風速の増加とともに、砂粒子間衝突が激増し、負荷が増大するため、比較的粒子間衝突が少ない移動限界付近の風速での非定常発達過程の数値解析の実施に止まっている。

今後は、計算手法の改良を通じて、この種の制約を克服する努力を続けるとともに、風の場のモデルのLES化など乱流場の表現の方法に関してもより直接計算に近い

手法の導入の可能性を模索したいと考えている。

なお、本研究の遂行に際して、京都大学工学研究科土木工学専攻 Abbas Yeganeh-Bakhtiary 氏(JSPS Post-Doctoral Research Fellow)との議論が有益であったことを付記して、謝意を表する。

参 考 文 献

- 河村竜馬(1951): 飛砂の研究, 東京大学理工学研究所報告, 第5巻, pp. 95-112.
- 後藤仁志・辻本哲郎・中川博次(1992): PSI-セルモデルによるSaltation層の解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 266-270.
- 後藤仁志・辻本哲郎・中川博次(1994): 流体粒子相互作用系としての掃流層の数値解析, 土木学会論文集, 第485号II/-26, pp. 11-19.
- 後藤仁志・酒井哲郎(1995): 表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析, 土木学会論文集, 第521号II/-32, pp. 101-112.
- 後藤仁志・酒井哲郎・原田英治(1999): 固気混相流モデルと粒状体モデルの融合による飛砂の流動過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 491-495.
- 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎(2000): 数値移動床による混合粒系流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第44巻, pp. 665-670.
- 辻本哲郎・赤城里至(1993): サルテーションモデルによる飛砂層の解析と飛砂量式, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 276-280.
- 辻本哲郎・赤城里至(1994): 不規則継続跳躍モデルと $k-\epsilon$ 乱流モデル用いた飛砂の運動と風の解析, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 386-390.
- 辻本哲郎・赤城里至(1995): 非平衡状態の飛砂量分布と風速分布, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 466-470.
- 三島豊秋・秋山誠司・土屋義人(1993): 飛砂における砂粒の反発機構の数値解析, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 271-275.
- 三島豊秋・中野 晋・寒川 章・土屋義人・三井 宏(1995): 気流による砂の輸送特性と風速分布, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 471-475.
- Bagnold, R. A. (1941): The Physics of Blown Sand and Desert Dunes, Methuen, London, 256 p.
- Gotoh, H., T. Tsujimoto and H. Nakagawa (1995): Numerical Simulation of Open-Channel Flow with Suspended Sediment as Solid/Liquid Two Phase Flow, Proc. ICMF, Kyoto, Japan, pp. EN- 3-10.
- Haff, P. K. and R. S. Anderson (1993): Grain Scale Simulation of Loose Sedimentary Beds; The Example of Grain-Bed Impacts in Aeolian Saltation, Sedimentology, Vol. 40, pp. 175-198.