

科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 29 年 5 月 31 日現在

機関番号：82401

研究種目：挑戦的萌芽研究

研究期間：2015～2016

課題番号：15K13534

研究課題名(和文) 粉体層中を準静的に動く球体間に働く相互作用についてのシミュレーション研究

研究課題名(英文) Simulation study on interaction between spheres moving quasistatically in granular bed

研究代表者

吉岡 直樹 (YOSHIOKA, NAOKI)

国立研究開発法人理化学研究所・計算科学研究機構・研究員

研究者番号：10548209

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 2,800,000円

研究成果の概要(和文)：粉体層中に大きな粒子が存在しているときに、その粒子が受ける力を調べ、「粉体溶媒」が通常の流体とどれだけ異なる性質を示すのが調べるのが本研究の目的である。それを目指すため、本研究では、より限定的な状況として、粉体層中において近接した2つの推進体を準静的に動かした際に両推進体に働く力をシミュレーションにより調べた。

並列推進について、推進体間距離を変えることで、推進体を受ける抵抗力が非単調な変化をし、特に抵抗力の推進方向成分が最大になるような推進体間距離が存在することを見出した。

また、縦列推進については、推進体を受ける抵抗力がストークス流体と呼ばれる流体の結果に近い振る舞いをすることが分かった。

研究成果の概要(英文)：The purpose of this study is to investigate forces applied to large particles in a granular bed and to reveal features of "granular solvent" compared with normal fluids. In this study, as limited situations, we investigate forces on two disks/spheres propelling in granular beds quasistatically at a constant speed using numerical simulations.

If the motions of disks are perpendicular to their line of centers, we find that force on each disk changes monotonically with increasing their distance. Especially, we investigate that there exists a distance such that the functional form of the force becomes largest.

Meanwhile, if the motions of disks/spheres are parallel to their line of centers, we find that the forces on disks/spheres sometimes behave such as them in so-called Stokes fluids.

研究分野：計算統計物理学

キーワード：粉体物理 統計物理学

1. 研究開始当初の背景

粉体はマクロな粒子であり、非弾性衝突や Coulomb 摩擦により運動エネルギーが熱に散逸する、粒子サイズが分散しており自明な結晶状態が存在しないといった特徴があり、粉体層の流動性は通常の流体とは非常に異なる。

近年、そのような系での基本的な性質として、粉体層内で大きな物体が受ける抵抗力が盛んに調べられている。例えば、粉体層内で大きな円盤が定速で推進した際の抵抗力について調べられ、動的な抵抗力が速度の二乗に比例し、ジャミング転移点に向けて発散するということが報告されている。また、複数の大きな円盤が粉体層内を落下した場合に実効的な相互作用が引力的にも斥力的にも働らきうることが見出された。

2. 研究の目的

本研究の最終目標としては、粉体層中に大きな粒子が存在しているときに、その粒子が受ける相互作用を調べ、「粉体溶媒」が通常の Newton 流体とどれだけ異なる性質を示すのか理解を深めることが挙げられる。それを目指すため、本研究では、より限定的な状況として、粉体層中において近接した2つの球体を準静的に動かした際に両球体に働く力を調べる。特に、並列推進した場合と縦列推進した場合について研究を行う。これは、いわゆる Stokes 流体で知られている結果と比較をすることを想定している。

3. 研究の方法

粉体のモデルとしては、2次元系ならば剛体円盤、3次元系ならば剛体球を用いたシミュレーションを行った。ただし、接線方向の摩擦力と粒子の回転は導入していない。剛体球系の場合、イベントドリブン分子動力学シミュレーションという手法が適用できる。

粉体粒子としては、半径 r_i を $r_{\min} \leq r_i < r_{\max}$ の範囲で一様分布させた多分散系を考える。並列推進では $r_{\min} = 0.93$, $r_{\max} = 1.07$ 、縦列推進では $r_{\min} = 0.87$, $r_{\max} = 1.13$ とした。反発係数 e は全ての粉体粒子間で一定の値とし、並列推進の場合は $e = 0.9$ 、縦列推進の場合は $e = 0.7$ とした。また、非弾性衝突する剛体粒子系では、有限の時間内に無限回の衝突が起こりうるということが知られており、この現象は非弾性コラプスと呼ばれている。これを回避するため、粉体粒子同士の衝突でも、相対速度の法線方向成分の大きさが $v_c = 10^{-4}$ よりも小さい場合は弾性衝突 ($e = 1$) することになっている。

推進物体としては、並列推進の場合は直径が $2R = 20$ 、縦列推進の場合は直径が $D = 10$ としている (以降も、並列推進と直列推進ではノーテーションが異なる物理量がある)。粉体粒子と推進物体との間の衝突は弾性衝突するとし、推進物体が2つある場合、 D (縦列推進では L と表記) だけ推進物体間は離れ

ている。この推進物体間距離 D (L) を一定に保ったまま、低速で推進していく。

また、並列推進、縦列推進ともに、推進方向は周期境界条件を課している。並列推進の場合は密度を一定とした場合のシミュレーションを行っており、推進方向と垂直な方向については、粘着固定壁(衝突の前後で粒子の速度が $v_x = 0$, $v_y = -v_y$ となる)を与えている。一方、縦列推進の場合は推進方向と垂直な方向には重力 $g = -0.1$ をかけており、底面に粘着固定壁(衝突の前後で粒子の速度が $v_x = 0.9 v_x$, $v_y = -v_y$ となる)を与えている。

4. 研究成果

まずは単一推進体を一定の遅い速度で並進させた場合についての抵抗力 F_{1x} の解析を行い、密度依存性について調べた。このスナップショットを図 2(a) に載せている。なお、これと並進推進については2次元系のみを研究している。

結果、図 1 に示すように、低密度ではほぼ密度 ϕ_0 について線形に増加し、高密度では線形よりも早く増加してある密度で発散する振る舞いを見出した。以降、調べる平均密度としては線形領域である $0.3 \leq \phi_0 \leq 0.6$ の範囲に限定する。

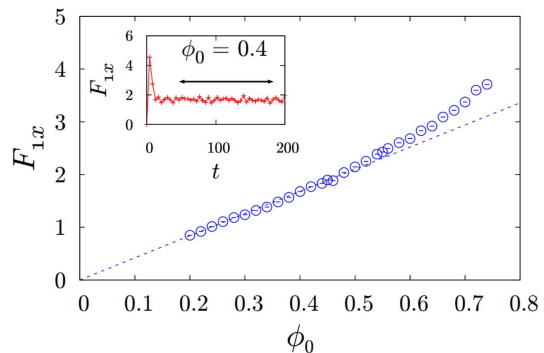


図 1: 推進体が1つのときに受ける抵抗力 F_{1x} の密度 ϕ_0 依存性。

円盤による圧縮のため、図 2(a) のように周囲の粉体には高密度領域が生じる。我々は、推進体の周囲における局所密度の最大値 ϕ_{\max} を測定し、系の平均密度 ϕ_0 を用いて、高密度領域と低密度領域との境界となる密度 ϕ_{th} を $\phi_{\text{th}} = (\phi_{\max} + \phi_0)/2$ として定義した。これにより得られた境界面の例を図 2(b) に示す。ここで、 r とは推進体の半径 R に対する粉体粒子の平均半径の比のことで、 $r = 1/R$ である。

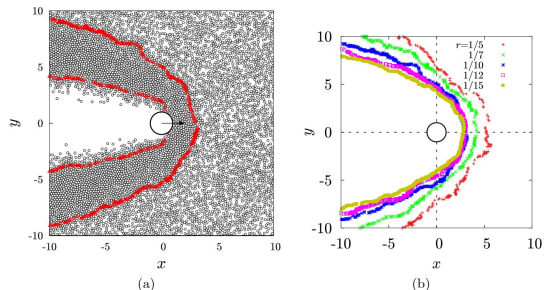


図 2: 推進体が1つのときのシミュレーションのスナップショットと境界面。

この境界について、我々が調べた密度領域や r の範囲では、その形状は放物線 $x = -(L_x/L_y^2)y^2 + L_x$ でよく近似できることが分かった。ここで、 x は推進体から見て推進方向の位置を、 y は推進方向とは垂直な方向の位置を表している。これにより、高密度領域の x 方向と y 方向の幅 L_x , L_y を推定できる。

次に、2つの推進体について、距離 D を一定に保ったまま並列推進した場合のシミュレーションを行った。図3にスナップショットを示す。

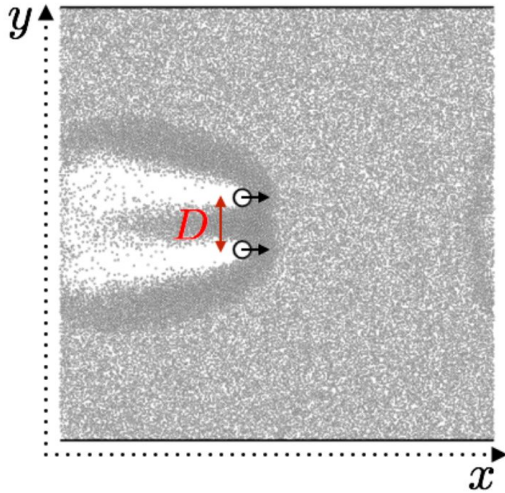


図3: 並列推進シミュレーションのスナップショット。

この場合について、まず y 方向の抵抗力 F_{2y} を調べた。その結果を図4(a)に示す。 $D \geq 2L_y$ で抵抗力が0になるのは、高密度領域の y 方向の幅が L_y であるため、 $D \approx 2L_y$ になると片方の推進体によりつくられた高密度領域がもう片方に影響をほとんど与えなくなるからである。一方、 $D \approx 2(R+r)$ (ここでは r を粉体粒子の平均半径、すなわち $r = 1$ としている)で、抵抗力 F_{2y} が鋭いピークを示すことが分かる。これは、図2(b)に示すように、推進体間を抜けて移動する粉体粒子が推進体に衝突する回数が $D \approx 2(R+r)$ で急激に増加するためである。

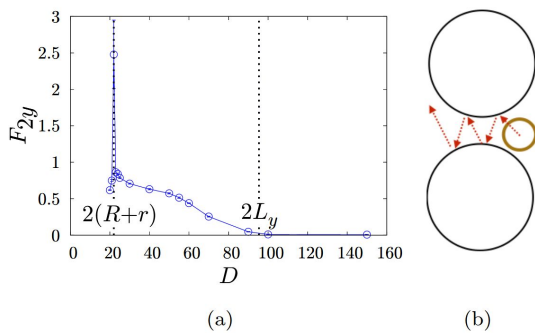


図4: 並列推進における、 y 方向の抵抗力 F_{2y} の推進体距離 D 依存性。

次に、 x 方向の抵抗力 F_{2x} を調べた結果を図5(a)に示す。 y 方向の抵抗力 F_{2y} と同様、 $D \geq 2L_y$ で抵抗力 F_{2x} は一定値になる。この値は推進体が1つのときの抵抗力 F_{1x} と等しく、や

はり、片方の推進体によりつくられた高密度領域がもう片方の推進体には影響を与えていないことを示している。

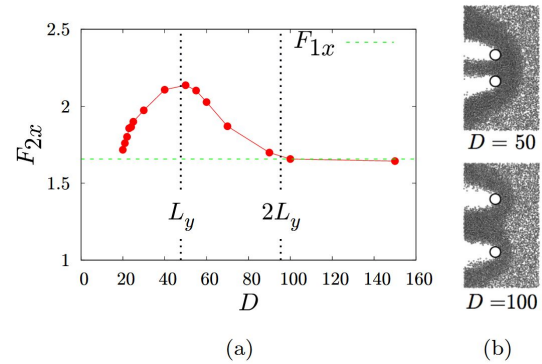


図5: 並列推進における、 x 方向の抵抗力 F_{2x} の推進体距離 D 依存性。

一方、 $D \approx L_y$ において x 方向の抵抗力 F_{2x} はピークを持つことが分かった。 $D \geq L_y$ の場合は、 $D \approx L_y$ の場合よりも高密度領域の重なりが少ないので、推進体間に詰まる粒子が少なくなることで抵抗力が小さくなっていると考えられる。そして、 $D < L_y$ の場合は、 $D \approx L_y$ よりも推進体間に粒子が詰まりやすくなる一方で、高密度領域の端がもう一方の推進体の外側にまで達するために、推進体の外側を流れる粉体粒子の割合が $D \approx L_y$ のときよりも多くなる。この外側を粉体粒子が流れるという影響が $D \leq L_y$ でより大きく表れるために、抵抗力が $D \approx L_y$ より小さくなると考えられる。

さらに、推進体の半径 R に対する粉体粒子の平均半径の比 $r = 1/R$ の、 x 方向の抵抗力に与える影響を調べた。結果を図6に示す。なお、この図において横軸は D と記載しているが、実際には D/R である。本報告書では省略しているが、 $r \geq 1/10$ ($R \leq 10$) では L_y はほぼ一定であるが、 $r \leq 1/7$ ($R \geq 7$) では L_y は増大しており、図6のピークをとる D の値とよく一致する。

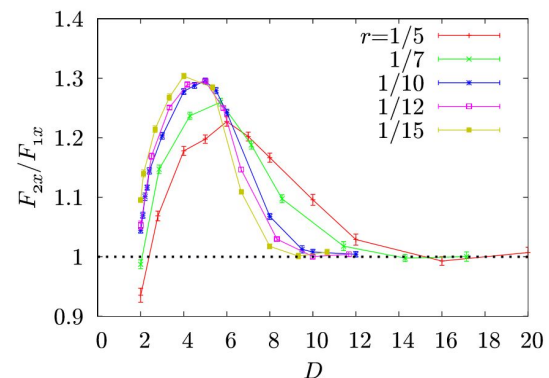


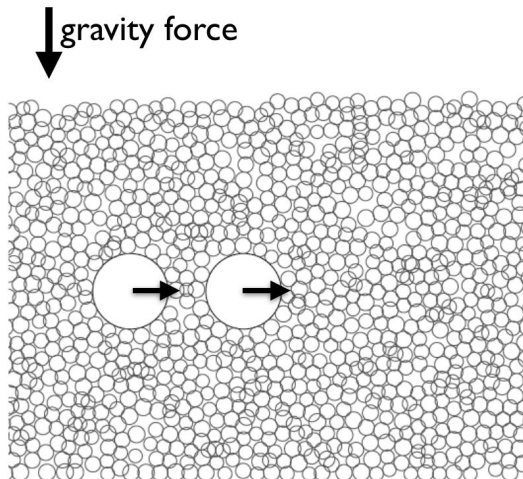
図6: 並列推進における、 x 方向の抵抗力 F_{2x} の推進体間 D 距離と推進体サイズ $r = 1/R$ 依存性。なお、横軸は実際には D/R である。

また、 $D = 2R$ (図では横軸の値 D/R が2の個所)では、 $r \leq 1/7$ ($R \geq 7$) では抵抗力 F_{2x} が F_{1x} より小さいのに対し、 $r \geq 1/10$ ($R \leq 10$) では逆に $F_{2x} > F_{1x}$ となっている。前者は

比較的素直な結果であり、粉体粒子と推進体との衝突面が少なくなったからと理解できる。一方、後者については、粉体粒子が推進体退任比べ十分小さいため、推進体前方の空間に粉体粒子が詰まるようになり、それらはなかなか推進体後方に流れなくなってしまふ。これにより頻繁に推進体に粉体粒子が衝突するようになり、結果として推進体が1つの時の抵抗力 F_x より大きな抵抗力 F_{2x} を受けるようになったと考えられる。

次に、2 円盤 (2 球体) が縦列推進するとき受ける抵抗力をシミュレーションにより研究した。このような状況を調べる理由としては、流体との比較を行いたいということが挙げられる。Reynolds 数が十分に小さい時、Newton 流体の運動は Stokes 方程式 $\rho \mathbf{v} = -\nabla p + (\mu / \nu) \nabla^2 \mathbf{v}$ により近似できる。ここで、 \mathbf{v} , p , μ はそれぞれ速度場、圧力場、流体密度、粘性率である。このような流体を Stokes 流体と呼ぶが、Stokes 流体中での縦列推進する 2 球体受ける抵抗力については厳密解が知られている。推進球体が1つの時は、いわゆる Stokes 抵抗力 $F_x^{\text{single}} = -6(D/2)\mu v$ が受ける力となる。ここで、 D と v はそれぞれ推進球体の直径と推進速度である。そして、2 球体縦列推進するとき受ける抵抗力は、どちらの推進体も同じだけの力 F_x を受け、 $F_x/F_x^{\text{single}} = (L/D)$ を満たす。ここで、 L は推進体の中心間距離であり、 $1 \leq L/D < \infty$ における単調増加関数で、 $(1) \approx 0.645$, $(\infty) = 1$ である。

粉体層を十分密にするため、また、現実の系と対応付けるため、重力をかけた状態で、2 次元系と 3 次元系のそれぞれについてシミュレーションを行った。3 次元系でのシミュレーションのスナップショットを図 7 に示す。



(3D, only the granular particles in a center thin layer are drawn)

図 7: 縦列推進シミュレーションのスナップショット。これは 3 次元シミュレーションのスナップショットであり、粉体粒子は推進体中心近くの薄い層のみを描画している。

まず、2 次元系で、推進体の推進速度 v を変えた時の抵抗力を図 8 に示す。推進速度 v を小さくしていくと、前後の推進体について $F_x^{\text{front}} = F_x^{\text{rear}}$ となり、Stokes 流体の結果と定

性的に合うことが分かる。また、 $v \rightarrow 0$ でも 0 にならないことが分かる。これは壁の粘性性によるものである。一方、前方の推進体は浮力を受ける ($F_z > 0$) ことが分かる。この浮力は推進体が1つの時よりも大きくなっている。そして、後方の推進体受ける浮力は無くなっているという点が非常に興味深い。この理由は現状では不明である。

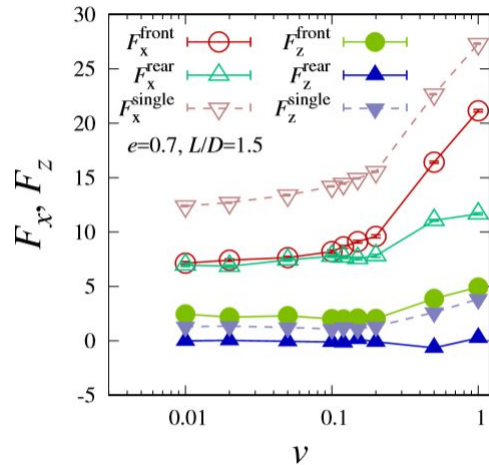


図 8: 2 次元縦列推進における、抵抗力の進行方向成分 F_x と重力方向成分 F_z の推進速度依存性。前後の推進体と、推進体が 1 つのみの時の結果を載せている。

次に、2 次元縦列推進における、 F_x と F_x^{single} との関係を図 9 に示す。前述の通り、(3 次元) Stokes 流体ならばこれらは比例関係になるはずであり、その比例係数 (L/D) は単調増加関数となるはずである。シミュレーション結果からは、 F_x^{single} が小さい領域 (これは推進速度 v が小さい領域に対応している) では $F_x^{\text{front}} = F_x^{\text{rear}} = F_x^{\text{single}}$ が成り立っていることが分かる。しかしながら、比例係数 L/D を変えても一定の値を保つことが分かった。

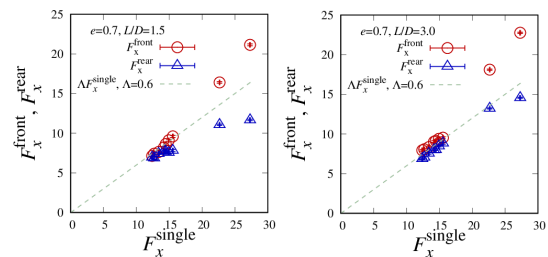


図 9: 2 次元縦列推進における、前後の推進体受ける抵抗力 F_x と F_x^{single} との関係。 $L/D = 1.5$ (左), 3.0 (右)。

さらに、3 次元系における、推進体の推進速度 v を変化させたときの抵抗力を図 10 に示す。少なくとも今回調べた範囲では、前後の推進体について $F_x^{\text{front}} > F_x^{\text{rear}}$ となり、 $F_x^{\text{front}} \approx F_x^{\text{single}}$ となることが分かった。この点では、Stokes 流体の結果とは定性的に異なると言える。また、2 次元系と同様、 $v \rightarrow 0$ でも 0 にならないことが分かる。一方、前方、後方ともに、推進体は浮力を受ける ($F_z > 0$) ことが分かる。さらに、 $F_z^{\text{front}} = F_z^{\text{single}}$ となるこ

とも分かった。このように、前方の推進体が受ける抵抗力が推進体が1つのときの抵抗力とほとんど変わらないというのが3次元系の特徴である。

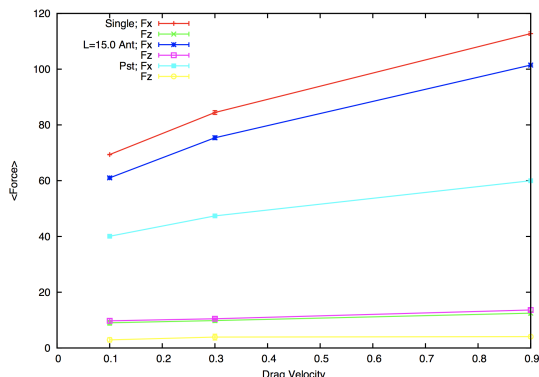


図 10: 3次元縦列推進における、抵抗力の進行方向成分 F_x と重力方向成分 F_z の推進速度依存性。前後の推進体と、推進体が1つのみの時の結果を載せている。なお、Ant と Pst は前方と後方の推進体のことを意味する。

3次元縦列推進における、 F_x^{front} と F_x^{rear} との関係を図 11 に示す。前述の通り、3次元系では F_x^{front} と F_x^{single} とがほとんど一致しているため、図 11 は 2次元系における図 9 と同様、Stokes 流体との比較を行っていることになる。図に示した通り、 $F_x^{\text{rear}} = F_x^{\text{front}}$ が比較的良好に成り立っていることが分かる。また、図にはそれぞれ $L/D = 3.0, 2.5, 2.0, 1.5$ の場合の $(L/D) F_x^{\text{front}}$ を直線で描画している (fitting ではない)。これらの直線はシミュレーションのデータ点とよく一致している。もちろん Stokes 流体では前後の推進体を受ける抵抗力は一致していなければいけないので、Stokes 流体での理論が3次元粉体層で成り立っているとは決して言えないが、大変興味深い結果である。

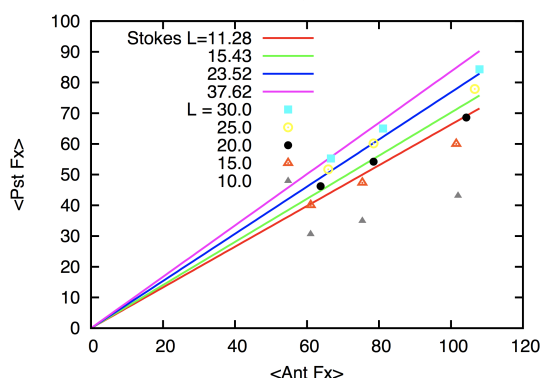


図 11: 2次元縦列推進における、前後の推進体が進進方向に受ける抵抗力 F_x と F_x^{single} との関係。なお、 $D = 10$ としている。ここで、「Stokes L」とは (L/D) のことであり、それぞれ $L/D = 3.0, 2.5, 2.0, 1.5$ の場合に対応している。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

〔雑誌論文〕(計2件)

1. Akiyuki Kuwabara, Naoki Yoshioka, Takashi Shimada, and Nobuyasu Ito, Drag force on two disks moving in a granular bed, Journal of Physics: Conference Series, 査読有, vol. 751, 012018, (2016)
DOI: 10.1088/1742-6596/750/1/012018
2. 桑原旦幸、吉岡直樹、島田尚、伊藤伸泰、「粉体層内を定速推進する二円盤に働く抵抗力」、第21回交通流と自己駆動粒子系のシンポジウム論文集、査読有, vol. 21, pp. 103-106 (2015)
<http://traffic.phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp/~mstf/pdf/mstf2015-25.pdf>

〔学会発表〕(計5件)

1. 島田尚、吉岡直樹、「粉体層内を準静的に動く球体間に働く相互作用」、日本物理学会第72回年次大会(大阪大学豊中キャンパス、2017年3月17日~20日)
2. Akiyuki Kuwabara, Naoki Yoshioka, Takashi Shimada, and Nobuyasu Ito, Drag force on Two Disks Moving in a Granular Bed, The 29th Annual CSP Workshop, (The Center for Simulational Physics, The University of Georgia, Athens, USA, Feb. 22-26, 2016)
3. Akiyuki Kuwabara, Naoki Yoshioka, Takashi Shimada, and Nobuyasu Ito, Drag force on two disks moving in a two-dimensional granular bed, 2nd Funabashi Workshop on "Deformation and Fracture Dynamics", (Nihon University, Funabashi, Japan, Feb. 15-16, 2016)
4. 桑原旦幸、吉岡直樹、島田尚、伊藤伸泰、「粉体層内を定速推進する二円盤に働く抵抗力」、第21回交通流と自己駆動粒子系のシンポジウム(名古屋大学、2015年12月10日~11日)
5. 桑原旦幸、吉岡直樹、島田尚、伊藤伸泰、「粉体層内を推進する2円盤に働く相互作用」、日本物理学会2015年秋季大会(関西大学、2015年9月16日~19日)

〔図書〕(計0件)

〔産業財産権〕

出願状況(計0件)

名称：
発明者：
権利者：
種類：
番号：
出願年月日：
国内外の別：

取得状況（計0件）

名称：
発明者：
権利者：
種類：
番号：
取得年月日：
国内外の別：

〔その他〕
ホームページ等

6. 研究組織

(1) 研究代表者

吉岡 直樹 (YOSHIOKA, Naoki)
国立研究開発法人理化学研究所・計算科学
研究機構・研究員
研究者番号：10548209

(2) 研究分担者

島田 尚 (SHIMADA, Takashi)
東京大学・大学院工学系研究科・特任講師
研究者番号：90431791

(3) 連携研究者

伊藤 伸泰 (ITO, Nobuyasu)
東京大学・工学系研究科・准教授
研究者番号：70211745

(4) 研究協力者

()