

粉体物理の展望 — 何故未だに粉体か —

京都大学大学院人間・環境学研究科 早川尚男¹

1 はじめに

砂の研究が雅なものであるのは先駆者の一人に寺田寅彦がいた事からも想像できよう。しかしながら制御の重要性故に砂の研究は雅を忘れて不粋な工学的なものとなってしまった。

物理学が雅な側面を持つのは耽美的物理学² が存在することからも明らかであろう。10 年程前から物理学の立場から砂-あるいはより一般的に粉体-の研究が盛んになってきたのはより研究者の遊び心をくすぐる存在であることを認識したからであろう。

本講演ではここ 10 年程の粉体研究の成果と問題点をまとめて更にごく最近の動向を紹介しようというものである。講演内容として以下の内容を含む。但し本講演録の大部分は物性夏の学校のテキストとして出版済であり物性研究誌にも印刷される。また最後の節は新たに書き加えたが内容は著しく不完全である。

- 歴史的回顧と粉体の特徴
- 粉体の静力学の理論
- 粉体の動力学
 - 遅い濃厚な流れ
 - 速い希薄な流れ
 - 気体分子運動論に基づく流体力学の導出

当初はここ 10 年程の流行を支えた一つの鍵である粒子シミュレーション法の概略を紹介し、モデルから再現できる粉体の様々なパターンや不思議な振舞を紹介する予定であったが、既にいろいろな解説があり、著者も相当数書いているので省略することにする。[1, 2] また非弾性衝突そのものについての研究も紹介する予定だったが中途半端なので省略する。[3]

また本講義ノートではページ数の制限もあるので細かな計算等は一切省略しよう。細かな計算その他は別の機会に紹介することとする。同時に実験等の紹介も極力抑えて、主として数理面に焦点をあてる。

静力学のパートでは特に砂山の理論解析の概略を紹介する。古典的理論では砂山の静力学は波動方程式と同様に双曲型の偏微分方程式で記述され従来応力の伝播は直線的に伝わるとされてきたが、砂山表面はともかく内部での安定な構造と直観的に矛盾することが指摘されてきた。この点について粒子充填のランダムネスのために応力線が分裂して、楕円型の数理構造を回復することを指摘した最近の研究を中心に紹介する。

¹ Hisao HAYAKAWA: Graduate School of Human and Environmental Studies, Kyoto University, Kyoto 606-8501, JAPAN: E-mail: hisao@yuragi.jinkan.kyoto-u.ac.jp

² 例えば山内恭彦「耽美派物理」(岩波講座現代物理学の基礎 月報 No.3 1972.7 pp.1-3)

一方、動力学パートでは遅い流れと速い流れに分けて解説する。前者では構成方程式が通常の流体と異なることを紹介し、そこから予言される粉体流の特徴を紹介する。一方速い流れでは気体分子運動論から流体力学を導出するというアプローチが可能になる。その場合何が普通の気体、流体と違ってどこが難しいかを紹介する。例えば粉体流を流体力学によって記述する際、粒子の回転の自由度が独立変数になる極性流体力学が有効であると期待される。この極性流体力学の考え方が比較的希薄な状態が保たれている斜面上の流れで定量的に有効であることを紹介する。

2 歴史的回顧と粉体の特徴

粉体の科学的研究は Faraday に始まる。寺田寅彦やその弟子筋の研究者が粉体を研究したが継続的なものとはならなかった。また物理の散歩道の最初の話題が通勤電車の中の人の流れという典型的な粉体を扱ったことはよく知られているが、あくまで遊びの対象でしかなく真面目な研究対象ではあり得なかった。一方で物理以外の分野では粉体は応用上重要な研究対象であり続けた。土壌やコンクリートを扱う土木工学、農学は言うまでもなく化学薬品の輸送や反応を扱う化学工学、粒子輸送を扱う必要のある機械工学の分野では粉体は中心的なテーマであり続けたし薬の合成等を考える薬学、惑星のリング形成等で非弾性衝突を扱う天文学 [4]、土石流を扱う地学等でも意識の有無に関わらず粉体は考える必要のある問題であり続けた。

粉体研究の問題は余りにも実用と直結しており、多くの現象論が存在するがどれも信頼に足るものではなく、包括的な一般論が構築できそうもないという事にある。しかしながら十数年程前からようやく物理学者がこの難問に正面から取り組み始めた。アメリカでは自己組織化と呼ばれる新しい概念のメタファーとしてとして用いられたのが粉体を考える契機となったが、その様な実質を伴わないアドバルーンで括られるより遥かに多彩な現象があり、物理の研究対象としての可能性があることを人々が認識するのに時間はかからなかった。時を同じくしてヨーロッパでは de Gennes³, Edwards⁴ といった大御所が粉体に取り組み始めた。こうした流れから粉体をソフトマターの一種として捉えることも可能になるが新しい概念が必要とされている分発展のポテンシャルがある。

粉体粒子は巨視的なサイズを持った粒子である。熱的な揺らぎが重心運動に影響を及ぼさない程度の大きさの粒子を指す。構成要素として粉体粒子が散逸性を持つにはある程度の粒子の大きさが必要である。即ち、運動の自由度の幾何かが熱として散逸される必要がある。逆に言えば日常スケールの粒子の運動現象は必ず散逸を伴っている。また粒子1個では粉体の特徴は見えて来ない。従ってここでは「巨視的な数から成る散逸粒子の集団」を粉体と呼ぶ事にする。

粉体物理は粒子の巨視的集団の物性を論じるのであるから当然統計力学の対象となる。しかしながら粉体には以下のような特徴があるので、通常の熱統計力学的議論は意味をなさなくなる。

- 粉体粒子は大きいために、熱的ゆらぎは無視できる。
- 粉体粒子間の相互作用は、直接接し合っているときにのみ、主として斥力的な力が働く。また、粉体粒子同士の衝突は、散逸的であり、衝突により運動エネルギーを失う。

これらの特徴のために粉体では、平衡状態の様に系全体に一様な示量変数（エネルギーなど）での記述は難しくなっている。例えば定常状態を得るには外的な力が必要であり、実現した非平衡

³ Pierre-Gilles de Gennes, 1932-, 1991 年ノーベル物理学賞, 超伝導、液晶、高分子物理の各分野で顕著な業績を挙げた理論家。各分野で優れた教科書を残している。

⁴ Sam F. Edwards, くりこみ理論でノーベル賞を取った Schwinger の弟子。電子系の研究からランダム系や高分子物理のパイオニアとなる。スピングラスの提唱者としても知られる。1995 ボルツマン賞。

定常状態そのものが興味深い研究対象となっている。また粉体が流れる状態一つを取っても流動特性は Newton 流体と異なるのは勿論のこと、高分子等とも随分と違ったものとなっている。例えば砂山斜面の流れでは表層部分だけが流動しており数層下のバルクの領域では固化しているかのように動きが殆んどない。このように粉体は固体と液体が常に共存したような流動特性を示しており単純な流動状態の特徴づけはできない。

粉体を記述するにはどうするか。現在迄、粉体のマクロ的挙動を統一的に記述する方法は確定していない。実際の処、長い研究の歴史の中で様々な連続体モデルが記述されて来たが、これらの理論はいずれも適用限界があり有効性に乏しい。一方、粒子モデルを用いて直接シミュレーションの結果と実験を比較しようとする動きも盛んであった。粒子のダイナミックスとしては離散要素法という手法が標準的に用いられており、粉体の挙動を曲がりなりにも予測することは可能になったことが流行の1原因となった。これは物理の工学化という最近の潮流と軌を一にするものである。現象を理解せず制御しようという立場がこれほど鮮明に出た研究対象も物理の分野では珍しい。そのため安易なシミュレーションや実験の流行を生み、他分野の研究者から反感を招くことも少なくない。またモデル化の困難さや粒子数の限界からやはり連続体理論を望む声が再び大きくなっている。

3 静力学

粒子個々のサイズよりずっと大きなスケールで粉体の静力学を議論する際に連続体力学を用いるのが自然である。静力学においては元来動力学モデルとして提出された離散要素法等の粒子シミュレーションは接触力のモデル化に問題があるために満足のいく結果を出すことができないという問題もあって、連続体力学による解析が必要となっている。ここでは簡単のために2次元系に限定して話を展開しよう。

2次元の静力学を支配する方程式は

$$\nabla \cdot \sigma = \mathbf{F}_{ex}, \quad \sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

である。ここで σ はストレステンソルであり、応力の集中する shear band を除き対称テンソルと考えて良い。即ち $\sigma_{xz} = \sigma_{zx}$ である。また \mathbf{F}_{ex} は $\rho g \hat{z}$ と考えておいてよい。但し ρ , g , \hat{z} はそれぞれ密度、重力加速度、鉛直下向きの単位ベクトルである。

(1) 式を見れば分かる通り独立変数3に対して方程式は2つしかない。従って何らかの構成方程式を導入する必要がある。一方で静止状態そのものが形成過程の履歴に依存するのでこの問題は簡単ではない。よく使われる構成方程式は σ_{xx} と σ_{zz} が比例関係にあるものや、至る処で破壊寸前の状態にあるという剛塑性モデルである。[5] スペースの関係で説明を省略するがこれらのモデルはいずれも双曲型の偏微分方程式になる。この場合砂の一点に力を加えたときに応力主軸の向きに直線的に力が伝わって行く。砂のランダムネスを考慮しても応答関数はダブルピークとなり、そのピーク間隔は深さの単調関数で増加する筈である。一方、通常の弾性体は変形に対して安定であり楕円型の偏微分方程式になる。一点に刺激を与えたときの応答は境界の効果が無視できれば深さ h 、水平距離 x で

$$G_e(x) = \frac{2}{\pi h} \frac{1}{[1 + (x/h)^2]^2} \quad (2)$$

となることが知られている [6].

ではどちらが正しいかということであるが、最近の研究によると短距離の応答では双曲型であり、ある程度長距離の応答は楕円型になるという事が実験的にも理論的にも固まりつつある。ここ

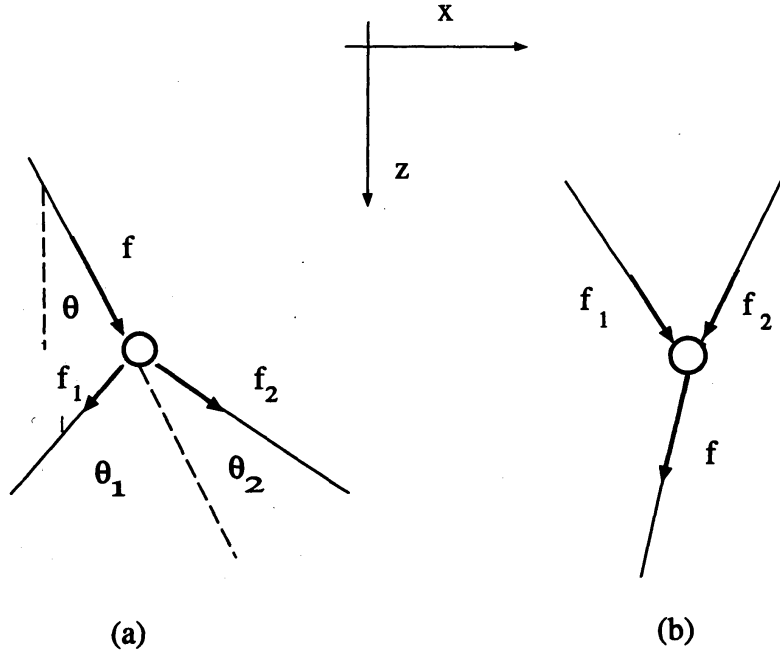


図 1: 不純物による force chain の散乱のモデル. (a) 分裂プロセスと (b) 合流プロセス.

ではフランスのグループのモデルを極く簡単に紹介しよう [6, 7, 8]. モデルは図 1 に示す様に応力鎖が不純物に散乱されるときに分裂し, 不純物で 2 つの鎖が衝突するときには合流するというものである. このモデルでは応力鎖は力の大きさ f と方向を表す単位ベクトル \mathbf{n} で特徴づけられ, 各不純物で力のバランス $f\mathbf{n} = f_1\mathbf{n}_1 + f_2\mathbf{n}_2$ が成立する. これだけのルールを与えて空間に固定した不純物 (散乱体) をばらまきシミュレーションを行なうと実験で観測されるような植物の根に似た応力鎖を再現できる. また応答関数は図 2 の概念図に示した通り浅い領域では双曲型のダブルピークの応答になるがある程度深くなるとピークは消えて楕円型の応答になることが示された.[7] またこの楕円型の応答は絶対値をスケールすると (2) 式で表現できる事が分かった. また実験でも同様に深い領域では絶対値をスケールすると (2) 式が有効であることが知られるようになった. [6]

このモデル解析が現象の本質を掴んでいることはほぼ間違いない. では理論的にこの現象を理解するにはどうしたらいいのであろうか. その点についても同じグループが興味深い解析をしている. 彼らは位置 \mathbf{r} での応力鎖の確率分布関数 $P(f, \mathbf{n}, \mathbf{r})$ に対して以下の様な発展方程式が有効であるとしている:

$$P(f, \mathbf{n}, \mathbf{r} + \mathbf{n}d\mathbf{r}) = \left(1 - \frac{d\mathbf{r}}{\lambda}\right)P(f, \mathbf{n}, \mathbf{r}) + 2\frac{d\mathbf{r}}{\lambda} \int d\mathbf{n}' \int df' P(f', \mathbf{n}', \mathbf{r}) \Psi(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \delta\left(f - \frac{f'}{2\cos\theta}\right) \quad (3)$$

ここで λ は応力鎖の平均自由行程であり, $\Psi(\mathbf{n}', \mathbf{n})$ は \mathbf{n}' から \mathbf{n} への散乱断面積, θ は散乱角である. 彼らはこの方程式から局所的な力 $F(\mathbf{n}, \mathbf{r}) = \int df f P(f, \mathbf{n}, \mathbf{r})$ の方程式を導きストレステンソルが

$$\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = aD \int d\Omega n_\alpha n_\beta F(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \quad (4)$$

(D 次元, a 不純物粒子の大きさ, $\int d\Omega$ は立体角での積分) が

$$J_\alpha(\mathbf{r}) = a \int d\Omega n_\alpha F(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \quad (5)$$

を歪み場と見做した弾性論のストレステンソルの様に書けることを示した. 但し Poisson 比は通常の弾性論で許される範囲を逸脱した非常に大きな値を持ち, 完全に弾性論にマップできた訳で

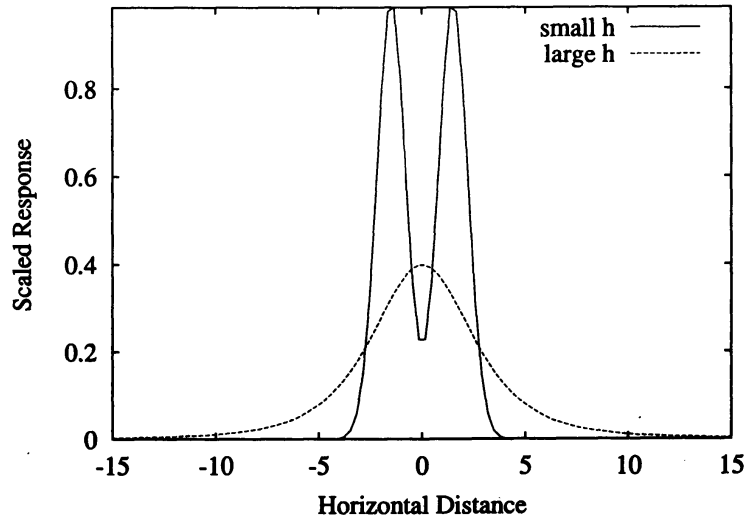


図 2: 応力鎖の散乱のモデルによって得られる応答関数の概念図. 深さ h が浅い場合には双曲型の特徴として 2 山のピークがある応答があるが、深くなるにつれて不純物にランダムに散乱され 1 山の楕円型の応答に変化する.

最近の同じグループの研究では方程式に非線形性を導入することで更に大きなスケールで見たときは一旦回復した楕円型の応答が双曲型に回帰するという極めて面白い実験結果を再現することに成功している.[8]

ここで紹介した理論はここ数年の間に急速に発展してきたものであり、まだ不完全な部分もあると思われる。しかし実験グループに属する理論家で作った理論だけに実験の事をよく考慮し、応力鎖を直接理論的に表現し、更に実験結果の多くを再現できる理論となっている。それだけでなく従来の混乱した理解を解決し得る物理的内容を含んでいるという意味でも注目に値する。

4 遅い流れ

静止状態のまま粉体を傾けるといずれ流れ出す。この様な流れは容易に想像がつく様に水が流れるのとかなり様子が異なる。実際、遅い粉体の流れは Bagnold の実験によって接線応力が速度勾配の 2 乗に比例するということが指摘された。⁵ その後いろいろな実験でいろいろなことが言われたが最近の注意深い実験 [9] やシミュレーション [10] はやはりこの法則の成立を支持しており、同時にこの法則を仮定することで説明できる現象も多々ある。ここではそのあたりの事情を説明してみよう。

この遅い流れでは図 4 のように粒子は各層の中を隣接層の粒子と接触しながら流れている。滑べり線から数えて i 層目の粒子に着目する。この粒子は専らもう一つ上の層 ($i+1$ 層) と一つ下の層 (i 層) の粒子と衝突しながら流れている。着目している粒子と $i+1$ 層の粒子の衝突頻度は揺らぎを無視すると $1/\tau_{i,i+1} \simeq (u_{i+1} - u_i)/l_{i+1}$ と書けるだろう。ここで u_i は i 層の平均流速であり、 l_{i+1} は $i+1$ 層の平均粒子間隔であり密度 n_{i+1} と粒径 d を用いて d 程度と見積もられる。一方一回の衝突で運動量が下の層に伝わる。大雑把な考え方では下の層の粒子は更に下の層に移動するのは困難なので平面壁との衝突と考えてよいだろう。粒子と平面壁の衝突では角度は非常に浅く水平に近いので衝突に伴い粒子は表面を滑ることになり壁と粒子の 1 回の衝突での力学を考慮

⁵ 普通の流体では接線応力が速度勾配に比例する。

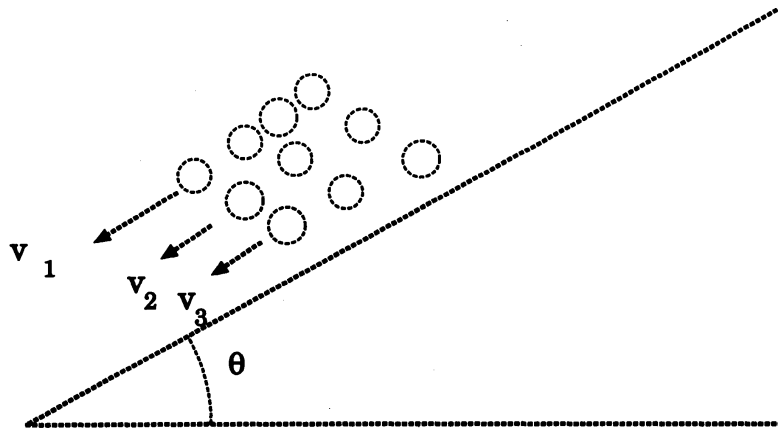


図 3: 斜面上の流れの概念図. 斜面に鉛直方向にしか位置依存性がないときは 1 層目と 2 層目の相対速度は $v_1 - v_2$ となっていることに注意. 従って本文中にあるような展開が使える.

すると接線方向の衝撃は

$$J_t = \mu_0 m (1 + e) \cot \gamma (u_{i+1} - u_i) \quad (6)$$

で与えられる. ここで γ は法線方向から測った衝突角度であり e ははねかえり係数である. 従って i 層と $i+1$ 層の衝突で単位時間あたりに移動する運動量は N_i を i 層の粒子数とすると $J_t N_i / \tau_{i,i+1}$ で見積もられる. 層厚を d 程度として n_i を i 層の粒子数密度とすると i 層には単位面積あたり $n_i d$ の粒子が存在することになる. i 層と $i+1$ 層の間の接線応力 $\sigma_{xz}^{(i)}$ は単位面積あたりに働く運動量変化率なので

$$\sigma_{xz}^{(i)} \simeq \frac{J_t n_i d}{\tau_{i,i+1}} = \mu_0 n_i m (1 + e) \cot \gamma (u_{i+1} - u_i)^2 \quad (7)$$

と見積もられる. i 層の高さは d_i 程度であり微分展開が可能であるとする (7) 式は

$$\sigma_{xz}(z) \simeq \mu_0 d^2 n_i m (1 + e) \cot \gamma \left(\frac{du(z)}{dz} \right)^2 \quad (8)$$

という Bagnold の構成方程式を得ることができる. ここでの γ は平均の衝突角度であり粒子が若干跳ねながら衝突しているので $\pi/2$ より小さな値を取る.

(8) 式で求めた構成方程式を積分してみよう. σ_{xy} は粒子がない表面 $z = h$ ではゼロになるので $\sigma_{xy} = \rho g (h - z)$ となる. ここで $\rho = nm$ は質量密度である. この式と (8) 式を等しく置くことで

$$\left(\frac{du(z)}{dz} \right)^2 \simeq \frac{g \tan \gamma}{\mu_0 (1 + e) d^2} (h - z) \quad (9)$$

を得る. この式を n を定数と置き $z = 0$ で速度 $u = 0$ の境界条件下で積分すると

$$u(z) = \frac{2}{3} \left(\frac{g \tan \gamma}{\mu_0 (1 + e) d^2} \right)^{1/2} h^{3/2} \left[1 - \left(\frac{h - z}{h} \right)^{3/2} \right] \quad (10)$$

となる. この速度プロファイルは放物線となる通常の流体のものとは大きく異なる. 因みに流動領域での数密度 n は z に依存せずほぼ定数で流れることは実験的に確認されている. また (10) 式は $z = h$, 即ち表面で

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \frac{h}{h_s(\theta)} \quad (11)$$

という形になっており, Pouliquen[9] の報告した実験を再現している.

5 2次元の斜面流と極性流体力学

前節で紹介した斜面上の粒子の流れはどちらかといえば遅い流れで粒子が常に接触しながら流れる状況にあった。しかし粒子がはねるように動く場合には比較的希薄な状態で流れる。こうした問題も雪崩や土石流などを考えれば分かる通り応用上でも重要な問題である。本節では粒子の回転を考慮した極性流体力学を気体分子運動論に基づき導出し、斜面流に応用した解析を紹介してみよう。[11, 12]

粉体流を定点観測すれば必然的に場の方程式に従う。場の方程式は連続の式に従う。例えば質量の連続の式であれば

$$\frac{D}{Dt}\rho = \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \quad (12)$$

であるし運動量の連続の式は

$$\rho \frac{D}{Dt}\mathbf{u} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (13)$$

である。ここで ρ , \mathbf{u} , $\boldsymbol{\sigma}$ はそれぞれ質量密度、速度、ストレステンソルであり、 $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$ は Lagrange 微分である。粉体の様に大きさの無視できない粒子を構造流体として扱うとその特徴は角運動量の連続の式を独立に扱わなければならない点に現れる。角運動量の連続の方程式は

$$nI \frac{D}{Dt}\boldsymbol{\omega} = \nabla \cdot \mathbf{C} + \boldsymbol{\sigma}^{(a)} \quad (14)$$

のようになる。但し n は数密度、 I は粒子の慣性モーメント、 $\boldsymbol{\omega}$ は回転場、 \mathbf{C} はカップルストレス、 $\boldsymbol{\sigma}^{(a)}$ はストレステンソルの反対称部分をベクトル化したものである。⁶ 連続の式としては、この他エネルギーの連続の式も存在するがここでは省略する。局所的に等温と見なされる系ではエネルギー方程式は重要ではない。このような極性流体力学はむしろ粉体よりも血液流、磁性流体、MHD、液晶流等で積極的に用いられている。[13]

ここで問題になるのはストレステンソルとカップルストレステンソルの構成方程式である。複雑であると汎用性に問題があるので最も簡単なものを採用してみる。ここでは流れている状態を考えているので静止状態では存在する管の接線応力を無視し、圧力 p のみで特徴づけられるとする。そうすると Newton 流体の自然な拡張として

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} = & (-p + \lambda \partial_k u_k) \delta_{ij} + \eta (\partial_i u_j + \partial_j u_i) \\ & + \eta_r [(\partial_i u_j - \partial_j u_i) - 2\epsilon_{ijk} \omega_k], \end{aligned} \quad (15)$$

と

$$\begin{aligned} C_{ij} = & \eta_c \partial_k \omega_k \delta_{ij} + \frac{\eta_B + \eta_A}{2} (\partial_i \omega_j + \partial_j \omega_i) \\ & + \frac{\eta_B - \eta_A}{2} (\partial_i \omega_j - \partial_j \omega_i), \end{aligned} \quad (16)$$

というものを採用する。ここで $\partial_i u_j = \partial u_j / \partial x_i$ という記号を導入し ϵ_{ijk} は Levi-Civita 記号である。このような構成方程式を採用すると残る問題は輸送係数 η , η_r , λ , η_A , η_B , η_c の決定に帰着する。

このような構成方程式を導入した利点は気体分子運動論で培われた膨大な蓄積を利用できる点にある [4, 14]。散逸がなければ低密度極限では Boltzmann 方程式の解析に帰着するので信頼のできる文献を参考にして輸送係数を導出できる。[15] ある程度密度の高い気体に対しても Enskog 方程式を用いた解析が有効である。[15] 散逸のある場合は気体分子運動論の枠組はそのままでは使

⁶ Levi-Civita 記号を使って $\boldsymbol{\sigma}^{(a)}$ の i 成分を書けば $\sigma_i^{(a)} = \epsilon_{ijk} \sigma_{jk}$ である。

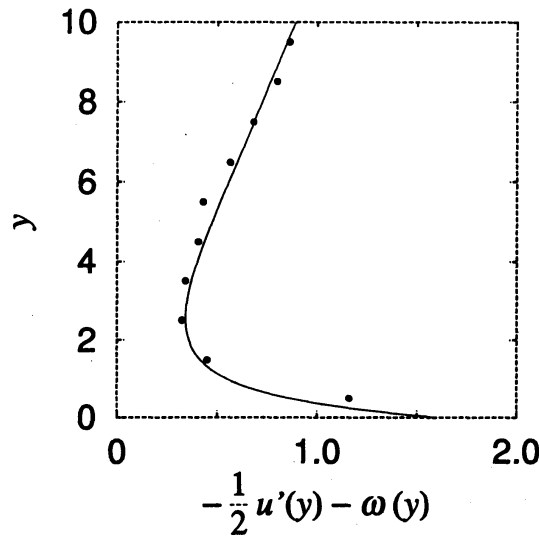


図 4: 進行方向に並進対称な 2 次元系での粒子の回転と流体の回転のずれ $\frac{1}{2}\nabla \times \boldsymbol{v} - \boldsymbol{\omega}$ の z 成分のプロット. 実線とデータは文献 [17] のシミュレーションの結果.

えなくなるが、衝突ルールのみで散逸の効果を検討することである程度の見積りは可能になる。[16] 例えば初等的な解析から進行方向に並進対称な 2 次元系⁷ では $\eta, \eta_r, \eta_B, \lambda$ のみで特徴づけられる事や、 $\eta \sim \sqrt{mT}/d$, $\eta_r \sim n^2 d^3 \sqrt{mT}$, $\eta_B \sim d\sqrt{mT}$ と見積もられる事などが分かる。[11, 12] 但しここで m, d はそれぞれ粒子の質量と粒径であり、 T は粉体温度、即ち運動エネルギーの揺らぎである。

ここでは詳細は記さないが比較的希薄な粒子の流れが実現した斜面流において状態方程式が理想気体のそれに帰着できるとした場合に速度場や回転場の進行方向に垂直な方向 (図 3 中の y) 依存性を解析してみた。⁸ その結果、極性流体モデルから解析的に求めた回転場と流体の回転と回転場のずれを図にプロットしたがその結果は見事にシミュレーションの結果 [17] を再現している。もっとも速度場については少なくともかなり希薄な粒子流に関しては回転の効果は殆んど効かないことが分かった。[11]

この結果をどう捉えるかは人に依るであろう。筆者はこの結果は少なくとも極性流体モデルや気体分子運動論に基づく理論は粉体流の解析に関して有望かつ有効であり、この方向で解析を進める価値はあると考える。しかしながら弱いずりによる展開という今の枠組では粒子流の特徴である非 Newton 性を議論できない。前節の様な現象論的な考え方をういたり、更に複雑な構成方程式を導入するとより複雑な流れを再現することができる。[18] しかしそうすると現象に応じて構成方程式を変更するといういたちごっこは終わらない。当然理論家としては愚直な道筋に従ってでも粒子が固まって流れる場合も同時に理解できる方法がある方がいい。

今後問題になってくるのは境界層の問題であろう。粉体の流れは境界とは無関係ではあり得ないのは今までの説明で分かって貰えたと思われる。極性流体を考える上でも文献 [11] で指摘された様に境界近傍で粒子回転が励起され流体の回転と有意にずれている。粉体では通常の流体力学

⁷ そのような系では $\boldsymbol{u} = (u(y), 0, 0)$, $\boldsymbol{\omega} = (0, 0, \omega(y))$ となる。

⁸ 密度不安定性が生じる前はほぼ進行方向 x に並進対称である。

では境界条件に繰り込まれているスケールの粒子運動が観測されているので境界層をきっちり解析する必要が生じてくる。この問題に関しても気体分子運動論の蓄積は無駄ではない。[19, 20] また粒子シミュレーションとは異なり Enskog 方程式の直接数値計算も最近は盛んに行なわれており、その定量的有効性はもとより計算効率の上でもその有効性は注目されている。[21] このような事情を考慮すると愚直なアプローチに拘泥するのも悪くはないのではないかという風に思っている。

参考文献

- [1] H. M. Jaeger, S. R. Nagel, and R. B. Behringer, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 1259 (1996). *Physics of Dry Granular Media*, edited by H. J. Herrmann, J.-P. Hapi and S. Luding (Kluwer, Dordrecht, 1998), L. P. Kadanoff, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 435 (1999), P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 374 (1999). 日本粉体工学会編、粉体シミュレーション入門 (産業図書 1998).
- [2] 早川尚男, 那須野悟 「粉体の物理」 現代物理最前線 1 (共立出版 2000), 西森拓, 早川尚男, 田口善弘編集、粉粒体の物理学、物理学論文選集 XI (日本物理学会 1999), 早川尚男、「粉体流シミュレーション」(静電気学会: 印刷中), 早川尚男 「粉体流と交通流」(応用数理学会誌: 印刷中). これらの殆んどは <http://ace.phys.h.kyoto-u.ac.jp/hisao/j-papers.html> より入手可能.
- [3] H. Hayakawa and H. Kuninaka, *Chem. Eng. Sci.* **57**, 239 (2002) and references therein.
- [4] *Granular Gases*, edited by T. Pöschel and S. Luding (Springer, 2000) を見ると惑星のリング形成が主要なテーマであることが分かる.
- [5] 標準的な静力学については三輪茂雄、粉体工学通論 (日刊工業新聞社 1981): R. M. Needdeman, *Statics and Kinetics of Granular Materials* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- [6] D. Serero, G. Reydellet, P. Claudin, E. Clement, *cond-mat/0107626*.
- [7] J.-P. Bouchaud, P. Claudin, D. Levine and M. Otto, *Eur. Phys. J. E* **4**, 451 (2001).
- [8] J. E. S. Socolar, D. G. Schaeffer and P. Claudin, *Eur. Phys. J. E* **6**, 169 (2002).
- [9] O. Pouliquen, *Phys. Fluids* **11**, 542 (1999).
- [10] L. E. Silbert, D. Ertas, G. S. Grest, T. C. Halsey, D. Levine, and S. J. Plimpton, *Phys. Rev. E* **64**, 051302 (2001).
- [11] N. Miatarai, H. Hayakawa and H. Nakanishi, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 174301 (2002).
- [12] H. Hayakawa, to be published in *Traffic and Granular Flows 2001* edited by Y. Sugiyama and D. E. Wolf (Springer, 2002).
- [13] G. Lukaszewicz, *Micropolar Fluids: Theory and Applications* (Birkhäuser, Boston, 1999):
- [14] 粉体ガスの研究に従事している多くの人々は気体分子運動論の教科書に出て来るような人達である。文献 [4] を参照。また歴史的に重要な J. T. Jenkins and S. B. Savage, *J. Fluid Mech.* **130**, 187 (1983) を挙げておく。

- [15] see e.g. P. Resibois and M. de Leener, *Classical Kinetic Theory of Fluids* (John Wiley & Sons, New York, 1977).
- [16] C. K. K. Lun, *J. Fluid Mech.* **233**, 539 (1991).
- [17] N. Mitarai and H. Nakanishi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **70**, 2809 (2001).
- [18] K. Kanatani, *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B* **45**, 507, 515 (1979) : J. Kano, A. Shimosaka, and J. Hidaka, *J. Soc. Powder Technol. Jpn.* **33**, 95 (1996).
- [19] C. Cercignani, *Mathematical Methods in Kinetic Theory* : second edition (Plenum, New York, 1990).
- [20] 曾根良夫、青木一生 : 分子気体力学 (流体力学シリーズ 3, 朝倉書店, 1994).
- [21] L. Popken and P. W. Clearly, *J. Compt. Phys.* **155**, 1 (1999).