研究会プログラム
「第２回　非線形現象の捉え方」
於 石垣市商工会館 大会議室 (ホール)

事務局：福岡工業大学・九州大学情報基盤研究開発センター

2016 年 5 月 13〜15 日

研究会の趣旨

振動、同期、遷移現象などとして現れる多様な非線形運動に対して、知らず知らずのうちに、この研究分野に特有のアプローチの仕方、理解の仕方を駆使して研究しようとしている。それは、統計力学や動力学の記述に使われる数学的手法を駆使しつつも、他の物理学分野での考え方とは微妙に異なる捉え方であるように思える。本研究会では、このような非線形現象特有の興味深い現象とその理解の仕方、あるいは、理解を進めるための実験的手法や数値計算の手法などについて、これらの手法の問題点や有効性を含めて議論する。

第二回となる今回の研究会では、同期と集団運動を主要なテーマとして設定し、様々な興味深い現象を知るところから始め、これらをどのように捉えていくかについて議論することを目的とする。

2016 年 2 月 18 日　　世話人

下川倫子
小林泰三
高見利也

プログラム

場所　石垣市商工会館

〒907-0013　沖縄県石垣市浜崎町 1-1-4

電話：0980-82-2672

会場　大会議室 (ホール)

5 月 13 日 (金曜日)

12:30 13:30	受け付け
13:30 - 13:40	開会：主催者あいさつ
13:40 - 14:40	招待講演 1 ： 佐竹暁子 准教授 (九州大学大学院理学研究院) 「植物の開花同調について」
14:50 - 15:50	招待講演 2 ： 郡 宏 准教授 (お茶の水女子大学 情報科学科) 「最適輸送ネットワークの自己組織化モデル」
16:00 - 17:00	招待講演 3 ： 小西哲郎 教授 (中部大学 工学部) 「エネルギー等分配則と遅い緩和」
18:30 -	懇親会 (島唄三線　ライブ居酒屋　結風)

5 月 14 日 (土曜日)

09:30 - 11:30　スライドセッション

09:30 - 10:30　セッション A: SS1-9

SS1: 「樟脳船の集団運動に現れる渋滞現象の数理解析」

池田 幸太 (明治大)

SS2: 「神経ネットワーク系における集団的再現性について」

末谷 大道 (大分大工学部・ATR)

SS3: 「細胞性粘菌の位相情報を用いた集合の数理モデル」

坂口 英継 (九大)

SS4: 「空気輸送される粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性」

新屋 啓文 (名大　大学院環境学研究科)

SS5: 「名前の分布」

水口 毅 (大阪府大　工学部)

SS6: 「多様な日長条件下においてロバストな代謝を
可能にする植物概日時計の位相応答」

大原 隆之 (九大)

SS7: 「塗料の乾燥パターン」

工藤 和恵 (お茶の水女子大学　基幹研究院)

SS8: 「濡れた粉体層における穴構造の力学特性」

篠田 明友子 (名大　大学院環境学研究科 M1)

SS9: 「エッジトーンの基礎問題の流体音響解析」

岩上 翔 (九工大　情報工学府 情報工学専攻 機械情報工学分野 高橋研究室 D1)

10:30 - 11:30　セッション B: SS10-18

SS10: 「生体分子のキネティックスから血管新生のモデルへ」

藤崎 弘士 (日本医科大)

SS11: 「非自律系における一般化同期の破れと複雑な挙動の出現について」

茶碗谷 毅 (阪大)

SS12: 「出口付近の障害物が離散的流れに与える効果についての実験的研究」

桂木 洋光 (名大　大学院環境学研究科)

SS13: 「オルガンパイプにおける周波数引き込み現象」

岡田 昌大 (九大　大学院芸術工学府 D1)

SS14: 「社会集団の進化と興亡の数理」

全 卓樹 (高知工科大)

SS15: 「べん毛と繊毛の流体相互作用による同期と集団運動」

内田 就也 (東北大)

SS16: 「沈降する液滴の分裂個数に関するモード選択」

下川 倫子 (福岡工大)

SS17: 「動的過程の不確定要素とオートポイエーシス」

小林 泰三 (帝京大・九大)

SS18: 「Neural High-performance Computing」

高見 利也 (大分大)

13:00
16:30 講演会「シンクロする生き物たち」

5 月 15 日 (日曜日)

09:10 - 10:10 招待講演 4 ： 末松信彦 講師 (明治大学 総合数理学部)
「自己駆動粒子の集団が生み出すリズム運動」
10:20 - 11:20 招待講演 5 ： 時田恵一郎 教授 (名古屋大学大学院情報科学研究科)
「様々なスケールで見られる生物の信号とコミュニケーション：蝶とウィルスの擬態」

11:20 - 11:30 閉会：主催者あいさつ

樟脳船の集団運動に現れる渋滞現象の数理解析

池田 幸太[1]，栄 伸一郎[2]，友枝 明保[3]，長山 雅晴[2]
[1] 明治大学, [2] 北海道大学, [3] 武蔵野大学

1. 序論

粒状に固められた樟脳を用いて作られた樟脳船を水面に浮かべると, ある条件下では自発的に動き出す[6)]. これは, 樟脳から水面に展開される樟脳分子によって表面張力が低下することと, 樟脳分子の濃度が昇華によって低下することが原因であると考えられている. 自己駆動粒子が多数存在すると, 一般に, 相互作用に応じて自己組織的に構造体を形成しうる[4)]. 実際, 環状の水路上に樟脳船が多数存在する場合を考えると, 全ての樟脳船が一定速度, 一定間隔で進行する状態 (一様流) が不安定化し, 密度差を伴った集団運動 (非一様流) を呈することが知られている[7)]. この現象を理解する場合, 単一の粒子が動くメカニズムだけでなく, 粒子が複数個存在するときに示す, 系全体としての振る舞いを調べることが重要になる.

同様の現象は車の集団運動においても観測されるため, 渋滞現象は, 集団運動における普遍的な性質であると考えられている. しかしながら, 樟脳船の運動は反応拡散方程式 (1) を用いて記述される一方で, 車の集団運動は流体モデルや常微分方程式系等でモデル化されているため, 両者に共通する数理的なメカニズムや普遍性が存在することは自明ではない.

本研究では, 樟脳船の渋滞現象に注目し, その挙動を数理的に解明することを目的とする. まず樟脳船に関する反応拡散方程式 (1) の縮約モデルである常微分方程式系 (2) を導出する. 次に, (2) の性質を調べ, 得られた結果が, 車の渋滞モデルとして知られている OV モデルにおいてよく知られている結果と近い性質を持つことを示す. この結果によって, 樟脳粒と車の運動における数理的メカニズムがある意味では等しいことが示唆される.

2. 樟脳船に見られる渋滞流

本研究では次のモデル

$$\begin{cases} x_i'' = -\mu x_i' + \gamma(u(x_i+\rho,t)) - \gamma(u(x_i-\rho,t)), \\ \dfrac{\partial u}{\partial t} = \dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2} - ku + \displaystyle\sum_{i=0}^{N} f(x-x_i,s) \end{cases} \tag{1}$$

を考察する[5,7)]. 本研究では周長 L の円周上を 1 次元的に動く $(N+1)$ 個の樟脳船の運動を考える. $i=0,\ldots,N$ に対して, 時刻 t での i 番目の樟脳船の位置を $x_i=x_i(t)$ とする. また, 水面の各点 x, 時刻 t での樟脳分子濃度を $u=u(x,t)$ で表す. 樟脳分子濃度の増加とともに水面における表面張力は減少する. したがって, 表面張力を表す $\gamma(u)$ は u の単調減少関数と考えられ, 例えば $\gamma(u)=\gamma_1/(1+au)$ で与えられる. 樟脳分子が樟脳船から水面に供給される速度は $f(x,s)$ で表され,

$$f(x,s) = \begin{cases} 1, & 0 < x < \rho, \\ s, & -\rho < x < 0, \\ 0, & \text{その他} \end{cases}$$

とする. $s \in [0,1]$ は樟脳船の非対称性を表すパラメータである. 各樟脳船の大きさは 2ρ で表されていることに注意する.

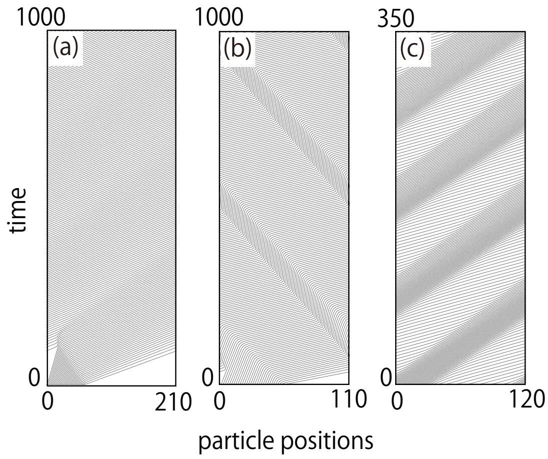


図 1: (2) に現れる時空パターン.

形式的な議論を行うと, (1) は縮約方程式

$$\begin{cases} z_i' = r_i, \\ r_i' = F(r_i) + M_b e^{-\alpha(z_i - z_{i-1})} - M_f e^{-\beta(z_{i+1} - z_i)}, \end{cases} \tag{2}$$

に単純化される [2,3]．ここでは周長 L の円周を考えるので, $z_i(t) = 0$ と $z_i(t) = L$ は同一視される．また, $z_{N+1} = z_0 + L$, $z_{-1} = z_N - L$ とした．ここで $F(r) = a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3$ であり, $a_0, a_1, a_2, a_3, M_f, M_b, \alpha, \beta$ は定数である．

樟脳船における渋滞流を調べるため, (2) の解析を行う．まず粒子密度を変化させ, 解の時空パターンの変化を数値シミュレーションを用いて調べると, 図 1 を得る．この結果から, 縮約方程式 (2) は渋滞流を再現できることが分かった．

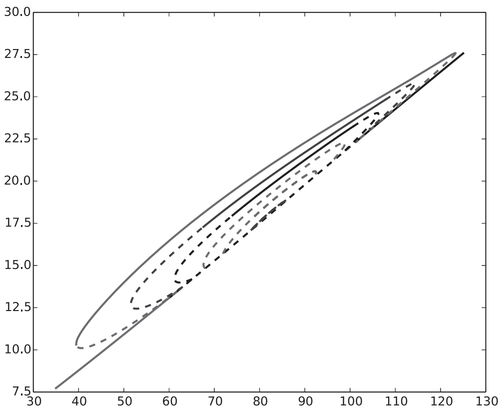


図 2: AUTO による (2) の分岐図.

次に AUTO によって Hopf 分岐点からの分岐解を追跡し, (2) における大域的な分岐構造を調べた．図中における直線は一様流に相当し, 曲線は渋滞相に相当する時間周期解を表す．線形安定性解析の結果と同様に, L の減少によって一様流が不安定化することが分かる．また, 2 個の Hopf 分岐点に対して 1 つの曲線が対応している．図では 12 個の Hopf 分岐点が存在し, $L = 80$ を挟んで計 6 個の曲線が描かれている．

最後に (2) における基本図を調べる．基本図とは粒子密度と流量の関係を示すものであり, 渋滞現象においては低密度と高密度間のある臨界点において不連続性をもつことが特徴である [1]．実際, 基本図 3 には不連続点が存在することが分かる．図の作成においては, ほぼ等間隔に配置した粒子 (uniform), z_0 と z_N の粒子間距離だけが大きく, その他の粒子感距離は短い状態 (cluster) の 2 つを (2) の初期条件として用い, それぞれに対する数値計算結果をまとめて掲載した．

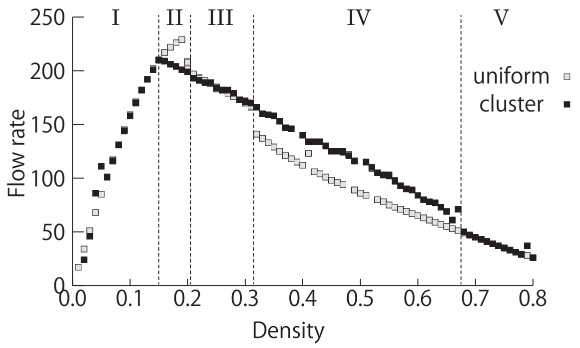


図 3: (2) における基本図.

3. 結論

本研究では (1) の縮約方程式である (2) に現れる渋滞流について考察した．(2) における分岐構造を調べることで, 粒子密度変化によって一様流は確かに Hopf 分岐し, 渋滞流が発生することが分かった．また, (2) に対して得られた基本図は先行研究 [1] と定性的に同等の結果であるため, 樟脳船と車の集団運動に現れる渋滞現象は同等の性質を持つことが示唆される．さらに, 実験 [7] で得られた結果と定性的に等しいため, (2) は実験結果を再現する縮約方程式であると言える．

参考文献

1) M. Bando, K.Hasebe, A. Nakayama, A. Shibata and Y. Sugiyama, Japan Journal of Industrial and Applied Mathematics **11**, No.2, 203–223 (1994).

2) S.-I. Ei, J. Dynam. Differential Equations **14**, No.1, 85–137 (2002).

3) S.-I. Ei, M. Mimura and M. Nagayama, Physica D, **165**, No.3, 176–198 (2002).

4) M. Inaba, H. Yamanaka and S. Kondo, Science **335**, No.6069, 677 (2012).

5) M. Nagayama, S. Nakata, Y. Doi and Y. Hayashima, Physica D: Nonlinear Phenomena **194**, No.3-4, 151–165 (2004).

6) S. Nakata, Y. Iguchi, S. Ose, M. Kuboyama, T. Ishii and K. Yoshikawa, Langmuir, **13**, No.16, 4454–4458 (1997).

7) N. J. Suematsu, S. Nakata, A. Awazu and H. Nishimori, Physical Review E, **81**, No.5, 056210 (2010).

神経ネットワーク系における集団的再現性について

末谷　大道
大分大学工学部，ATR 脳情報

概要

システムが外部からの入力に対してどのように応答し，情報がどのように保持・伝播・変容するかは科学の基本問題である．非線形物理学の観点からは，周期外力を受けたリミットサイクル振動子における引き込みやあるカオス素子が別のカオス素子を駆動するときに生じる一般化同期，また共通の雑音を受けたときに異なる初期値から出発した素子同士が一致した振る舞いを示す雑音誘起同期など，同期現象の文脈で多くの研究がなされてきた[1]．また，外部からの同一の刺激に対して系がどの程度同一の振る舞いを示すか}という再現性の問題は，ブレイン・マシン・インターフェース(脳活動からの刺激情報の復号)などの脳科学の応用上で重要である．

扱う系が少数自由度であるとき，直観的な指標(例えば２つのスカラー時系列ならその相関係数)によって同期性や再現性を測ることは比較的容易である．しかし，系が高次元カオスを示す場合，どのような指標で 2 つの時空間パターン間の類似度を測れば良いかという問題は自明ではない．例えば，2 つの異なる高次元カオス系に共通の入力を与える(もしくはある 1 つの系において初期値を変えながら同じ入力を繰り返し与える)とき，2 つの系の自由度(素子数)は異なることから差分をとって類似性を測ることはできない．2 つのデータ間の類似性を測る一般的な指標として相互情報量があるが，状態空間が 10^4 次元あるような系の確率分布を推定することは現実的でない．

末谷は，2 つのランダム神経回路(または 1 つの回路で異なる試行)に微弱な共通の周期外力を与えたとき，素子レベルではカオスで 2 つの軌道の間に明確な相関は見えないものの，正準相関分析(Canonical Correlation Analysis: CCA)で抽出したマクロ変数がほぼ一致するという集団レベルにおける再現性を発見した(図 1)[2]．さらに，北城と末谷は，被験者に明度がランダムに変化するチェッカーボード模様の動画を呈示したときの脳波に CCA を適用し，共通の雑音を与えた方がない場合に比べ有意に試行間の再現性が高いことも発見した[3]．講演ではこれらの結果について発表すると共にリザバー計算に基づく学習の問題や被験者毎の脳波特性について議論する．

参考文献

1) A. Pikovsky, M. Rosenblum and J. Kurths, Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences, Cambridge Univ. Press. (2003).
2) H. Suetani, in Proceedings of AROB 21st , pp.545-548 (2016).
3) K. Kitajo and H. Suetani, in Proceedings of NOLTA 2014, pp. 443-445 (2014).

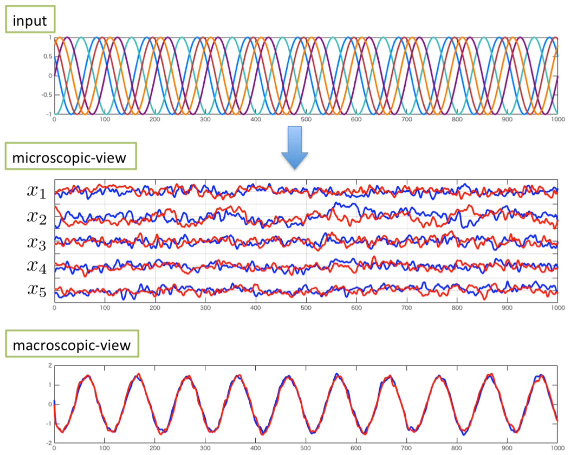
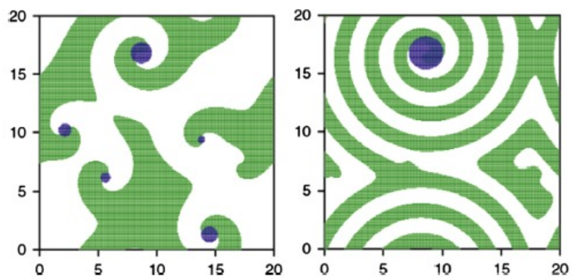


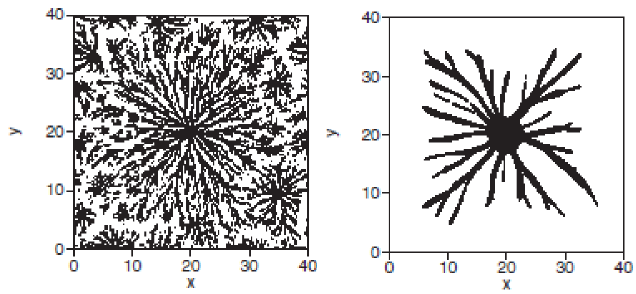
図 1　同一のランダム神経回路網の異なる試行に共通の周期入力(上段)を与えたときの応答．素子レベルでは試行間でダイナミクスは一致しないが(中段)，正準相関分析で抽出した成分は一致する(下段).

細胞性粘菌の位相情報を用いた集合の数理モデル

坂口英継
九州大学総合理工学府量子プロセス理工学専攻

アメーバ状の細胞である細胞性粘菌は栄養状態が良い条件では単独で分裂し増殖するが、飢餓状態になると、多数の細胞が集合し始め、最終的に胞子を作る子実体に変化する。集合時には、サイクリックＡＭＰと呼ばれる化学物質が走化性物質としてはたらく。サイクリック AMP は時間的に振動し、その波がスパイラル状のパターンを作ることが知られている。各細胞はサイクリック AMP 波の発生源方向に集合する傾向がある。また集合の際に、フラクタル状の分岐した構造を取ることも知られている。この複雑な時空パターンを理解するためにいくつかの数理モデルが提案されている。化学物質の反応拡散過程と化学物質の濃度の高い方向に細胞が移動することを取り入れた数理モデルとして Keller-Segel モデルが知られている。このモデルを数値シミュレーションすると、局所的に化学物質の濃度の高い所に細胞が集合することは再現できる。しかし、スパイラル波動パターンやフラクタル状の分岐構造は再現できない。また、細胞集合は実際には最終的には１個の大きなクラスターに集合するが、Keller-Segel モデルでは局所的なクラスターができるがそれらが大きなクラスターへ発展することは容易ではない。これらのことをシミュレーションで再現するために、化学物質が振動することに着目し、振動の位相が集合の情報源になっていると仮定して数理モデルを作った。波の波源は振動の位相の大きな所なので、振動位相の大きなところに細胞が移動するというように、Keller-Segel モデルを修正する。細胞濃度に関して拡散移流方程式を用いた場合、細胞の集合クラスタが化学物質の波源になる。局所的に形成される集合クラスタ同士が競合し、競合に負けたクラスタが勝ったクラスタにのみこまれる形で大きなクラスタが形成され、最終的に一つのクラスタになる。振動のモデルに複素ギンツブルグーランダウ方程式などを用いるとスパイラルパターンの中心に細胞が集合する様子がシミュレーションで再現できる。細胞濃度に関する拡散移流方程式を保存系のギンツブルグーランダウ方程式に置き換えると、枝分かれした細胞のクラスタも再現できる。左の２つの図は拡散移流方程式のモデルでの振動の位相（緑）と細胞クラスタ（青）の早い時間と最終時刻でのパターンを示している。5 個のクラスタが最終的に 1 個になることを表している。右の２つの図は保存系 GL 方程式での早い時間と中間時間の細胞クラスタを表している。まず、多くの分枝したクラスタが形成され、時間とともに枝が太くなり、クラスタ数も減少していくことがわかる。





空気輸送される粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性

新屋 啓文, 西村 浩一
名古屋大学大学院 環境学研究科

1. はじめに

吹雪や砂嵐に代表される粒子の空気輸送は，４つの物理素過程によって発生及び発達する [1)]：①風による堆積粒子の取り込み，②跳躍と浮遊粒子の運動，③スプラッシュ過程（粒子と地表面との衝突），④風速の変化（図 1）．特に，スプラッシュ過程は，平衡状態における地表面の侵食・堆積過程と跳躍粒子の挙動を特徴付ける重要な物理素過程である．

スプラッシュ過程を実測した例として，杉浦らは雪を用いた風洞実験で衝突過程を個別解析し，スプラッシュに関する統計的関数（以後，スプラッシュ関数）を構築した [2)]．しかし，跳躍粒子数は風速と共に増加するため，風洞実験での測定条件は弱い風速下に制限される．従って，得られたスプラッシュ関数がより強い風速で有意かどうかは，未だ明らかでない．

これまでに，粒子の空気輸送メカニズムを解明するため，杉浦らのスプラッシュ関数を採用した吹雪の輸送モデル [3)]に基づき，輸送形態の風速依存性について調べた．そして，既存モデルの問題点が数値計算によって示された．例えば，風速を強めた場合でも，細粒子は高い位置まで舞い上がらず，粗粒子の跳躍高度は最大で 4cm 程度と実験よりも大幅に低い．その原因として，スプラッシュ関数が強い風速下に対応していない事が考えられる．

そこで，本研究では，様々な風速下の粒子挙動を正確に捉えるため，粉体層への単一プラスチック粒子の衝突実験 [4)]に基づきスプラッシュ関数を再構築した．そして，単分散系の数値計算により，粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性について調べた．

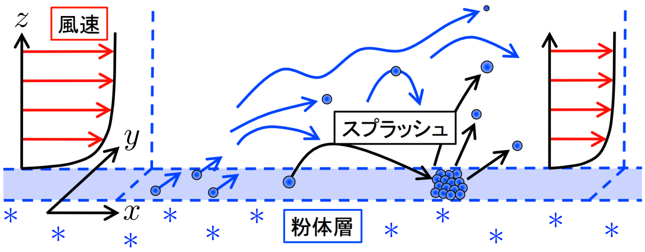


図 1 粒子の空気輸送における物理素過程

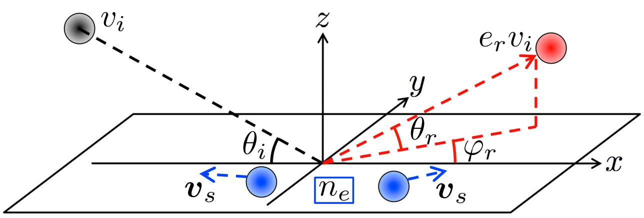


図 2 スプラッシュ過程での粒子挙動

2. 物理モデル

本モデルは，吹雪の輸送モデル [3)]を発展させた数値模型であり，図 1 に示される４つの物理素過程を考慮している．基本的な計算過程として，鉛直一次元の風速計算と三次元の粒子計算が行われる．加えて，地表面の侵食・堆積過程として，風による粒子の取り込みとスプラッシュ過程が組み込まれている．モデルの変数は，水平方向の平均風速 $\bar{u}(z)$ と粒子 i に働く鉛直方向の乱流揺らぎ $w_i'(z_i)$，粒子 i の座標 $\boldsymbol{x}_i$ と速度 $\boldsymbol{v}_i$ である．

以下では，既存モデルとの重要な変更点であるスプラッシュ関数について説明する．

2.1 スプラッシュ関数

Ammi et al.の単一粒子の衝突実験 [4)]によると，衝突後の粒子挙動は，リバウンド（入射粒子の跳ね返り）とスプラッシュ（新たな放出粒子）に分けて解析された．ここでは，入射方向を x 軸，それと直交する方向を y 軸とする（図 2）．

リバウンドは入射角度 θ_i のみに依存し，その運動は二種類の跳ね返り角度 θ_r, φ_r と反発係数 e_r で表現される．そして，θ_r, φ_r, e_r が正規分布に従うと仮定し，平均と標準偏差を次のように定義した．

$$\underline{\theta_r \in N(\mu_\theta, \sigma_\theta^2), \varphi_r \in N(0°, \sigma_\varphi^2), e_r \in N(\mu_e, \sigma_e^2)}$$

$$\mu_\theta = 20° + 0.19\theta_i, \sigma_\theta = \mu_\theta/2, \sigma_\varphi = 15° + 0.01\theta_i^2,$$

$$\mu_e = 0.87 - 0.62\sin\theta_i, \sigma_e = 0.1 + 5/9 \times 10^{-3}\theta_i.$$

付加的ルールとして，リバウンドの速さ $e_r v_i$ が風による粒子の取り込み速さ v_a を下回る場合，粒子は跳ね返らず停止（堆積）する．

一方，スプラッシュは入射角度 θ_i と速さ v_i に依存し，その合計個数 n_s と放出速度 $\boldsymbol{v}_s$ の分布関数が実験により測定されている．

$$n_s = n_0(1 - e_r^2)(\tilde{v}_i/\varsigma - 1),$$

$$\underline{\tilde{v}_{sx} \in N(\mu_x, \sigma_x^2), \tilde{v}_{sy} \in N(0,4), \tilde{v}_{sz} \in LN(\mu_z, \sigma_z^2)}$$

$$\mu_x = 0.65\cos\theta_i, \sigma_x^2 = 4 - \mu_x^2,$$

$$\mu_z = \log\left[\frac{(\overline{\tilde{v}_{ez}} - \tilde{v}_0)^2}{\sqrt{\overline{\tilde{v}_{ez}^2} - 2\tilde{v}_0\overline{\tilde{v}_{ez}} + \tilde{v}_0^2}}\right], \sigma_z^2 = \log\left[\frac{\overline{\tilde{v}_{ez}^2} - 2\tilde{v}_0\overline{\tilde{v}_{ez}} + \tilde{v}_0^2}{(\overline{\tilde{v}_{ez}} - \tilde{v}_0)^2}\right],$$

$$\tilde{v}_0 = \sqrt{2}, \overline{\tilde{v}_{ez}} = 1.06\tilde{v}_i^{1/4}, \overline{\tilde{v}_{ez}^2} = 1.46\tilde{v}_i^{1/2}.$$

ここで，$\tilde{v}$ は重力加速度 g と粒径 d で無次元化された速度 $v/\sqrt{gd}$ である．また，n_s に関するパラメー

タ n_0,ς は，雪粒子へ応用するため，杉浦らの実験[2]と一致するように与えられる $(n_0=0.5,\varsigma=16)$．

2.2 数値計算の設定

粒子は一定の粗度 $z_0=10^{-5}\mathrm{m}$ を有する雪面から取り込まれ，その粒径 d は一定であると仮定する．計算領域は，長さ $60d$・幅 $30d$・高さ 1m の直方体で与えられる．その内部の風速分布 $\bar{u}(z)$ は，上面境界で固定された摩擦速度 $u_t^*=\sqrt{\tau_a/\rho_a}$（$\tau_a$：空気の剪断応力，$\rho_a$：空気の密度）によって形成される．加えて，飛雪粒子の側面境界条件は，周期境界とする．数値計算では，粒径 d と上面摩擦速度 u_t^* を独立に変化させることで，飛雪粒子ダイナミクスの粒径・風速依存性を議論する．

3. 結果

3.1 粒子輸送速度の時間発展

粒子の空気輸送は，風による堆積粒子の取り込みによって開始し，スプラッシュ過程も加わることで発達していく．図 3 は $d=300\mu\mathrm{m},u_t^*=0.6\mathrm{m/s}$ での時刻 1 秒の飛雪粒子を示しており，緑・白・赤粒子はそれぞれ風による取り込み・スプラッシュ・リバウンドを意味する．

以下では，複雑な構造を示す粒子輸送の時間変化を単純に捉えるため，高さ方向（0～1 m）に積分された粒子の質量流束 $q(z)$ を輸送速度 Q として定義する．図 4 は $u_t^*=0.6\mathrm{m/s}$ における粒子輸送速度 Q の時間発展を示しており，時間的な振る舞いが粒径に応じて異なっている．粗粒子（100,300 μm）の場合，Q は輸送初期で急速に増加した後，緩やかに減少しつつ平衡へ達する．これは，多数の粒子がスプラッシュにより発生するため起こる．一方で，細粒子（10 μm）の場合，Q は時間と共に増加しつつ平衡状態へ到達する．そして，大部分の飛雪粒子が風によって取り込まれており，スプラッシュに起因する粒子は全体の約 1 割に留まる．

3.2 粒子輸送の平衡特性:粒径・風速依存性

輸送形態の粒径・風速依存性を調べるため，異なる条件で平衡状態（時刻 100 秒）における粒子輸送速度 Q を測定した（図 5）．そして，粒径を 10 μm から 1 mm へ増加させる過程で，Q は細粒で大きく減少した後に増加へ転じる．さらに粒径を増加させると，Q は再び減少傾向を示す．また，上面摩擦速度 u_t^* を増加させると，Q の増加から減少へ転じるピークは，100 μm から 600 μm に移動する．

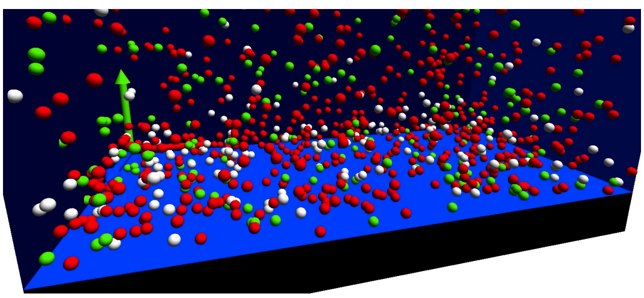


図 3 時刻 1 秒の輸送構造: $d=300\mu\mathrm{m},u_t^*=0.6\mathrm{m/s}$

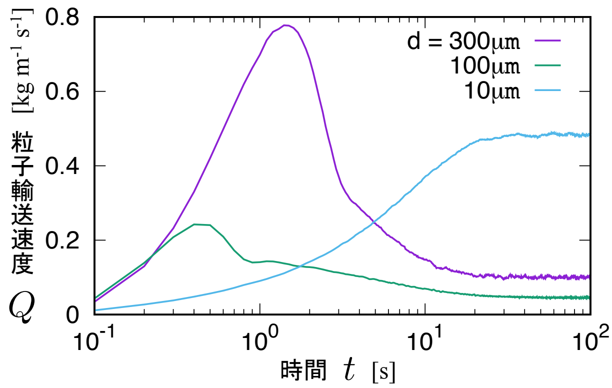


図 4 $u_t^*=0.6\mathrm{m/s}$ における粒子輸送速度の時間発展

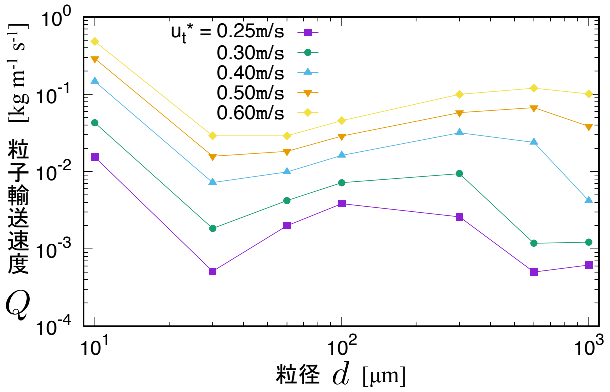


図 5 平衡状態での輸送速度の粒径・風速依存性

これら輸送速度の変化を粒子運動と関連付けて理解するため，飛雪粒子の高度分布に着目した．その結果，粒径に依存して以下の違いが確認された．

i. 10 μm：乱流揺らぎにより上面まで常に浮遊
ii. 30 μm：浮遊高度が風速増加と共に上昇する．
iii. 60,100 μm：跳躍高度の風速依存性なし
iv. 300,600 μm,1 mm：跳躍運動が風速増加によって活性化され，その最大高度は 10cm の域を越える．

つまり，図 5 で示された粒子輸送速度の変化は，跳躍や浮遊といった粒子の運動形態の違いにより引き起こされた．発表では，さらに詳細な議論を行う予定である．

参考文献

1) R. A. Bagnold, Methuen, London **265**, 10 (1941).
2) K. Sugiura and N. Maeno, Boundary-Layer Meteorol. **95**, 123 (2000).
3) M. Nemoto and K. Nishimura, J. Geophys. Res. **109**, D18206 (2004),
4) M. Ammi, L. Oger, D. Beladjine, and A. Valance, Phys. Rev. E **79**, 021305 (2009).

名前の分布

早川良[1]，福岡勇太[1]，廣澤航輝[2]，水口毅[1]
大阪府立大学工学部[1]，総合研究大学院大学高エネルギー加速器科学研究科[2]

人は誰でも名前—姓と名—を持っている．姓には多くの種類があり，鈴木や佐藤のように比較的ありふれたものもあれば，珍しいものもある．それらはどのような分布をしているのだろう．宮島らが日本人の姓を対象に定量的な調査を行った結果，そのサイズ分布がべき則に従うということが明らかにされた[1)]．その後，よりよいフィッティングを求める研究や，他の国や地域での分布に関する報告，べき則が生まれるメカニズムに対する研究などが行われている．

姓と同様名前にも様々な種類があり，ありふれたものから珍しいものまである．では，そのサイズ分布はどうなっているのだろうか？我々はデータベースとして研究者リストと電話帳を用い，姓および名前のサイズ頻度分布を調査した[2)]．その結果，名前も姓と同様にその希少領域でべき的な分布を示すことが判明した（図１）．興味深いことに，その指数もよく似ている．

我々は，この名前のサイズ分布のべき的依存性が，数多くの命名過程が繰り返された結果生成された物であると考え，Yule 過程と排他律をくみあわせた単純な数理モデルを提案した．まず Galton-Watson 型の単性人口集団を考え，子供の数はポアソン分布であたえられるとする．新しく生まれた個体に（姓ではなく）名前を割り当てる．その際，まったく新しい名前を付ける場合と既存の名前から選ぶ場合とを確率的に選択する．既存の名前から選ぶ場合には，それまでに使われた回数に応じて選ばれる確率が変化すると仮定する．具体的には名前 i が選ばれる確率 p_i は，i のサイズを s_i として

$$p_i = \frac{s_i^\beta}{\sum_i s_i^\beta}$$

で与えられるとした．ここで β はパラメータである．さらに，同一家族内において同一名を禁止する（排他律）．以上のルールを採用し，数値計算を行ったところ，名前のサイズ頻度分布がべき的になることを再現した（図２）．

講演では，分布関数のパラメータ依存性や，姓と名前が同じ特徴を示すことに対する解釈，他の種類に名前についての解析[3)]も簡単に紹介する．

参考文献

1) S. Miyajima, et al., JPSJ **68** (1999) 3244-3247; S. Miyajima et al., et al., Phyica **A278** (2000) 282-288.
2) R. Hayakawa, Y. Fukuoka, and T. Mizuguchi, JPSJ **81** (2012) 094001.
3) K. Hirosawa and T.Mizuguchi, submitted.

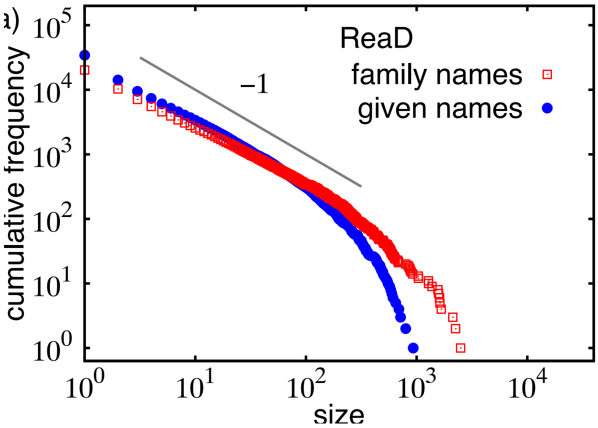


図１ 日本人の名前のサイズ頻度分布．赤四角は名字．青丸は名前．横軸は名前のサイズで大きいほどありふれている．縦軸は累積分布．サイズの小さい領域で姓・名前いずれもべき的に振る舞う．

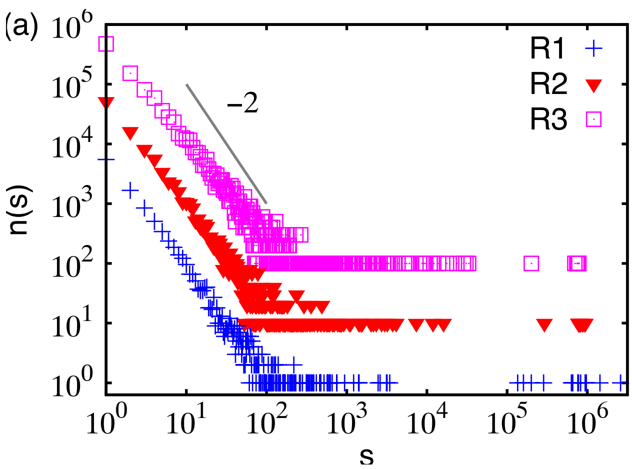


図２ モデルによる名前のサイズ分布．横軸はサイズで縦軸は分布関数で β=1．R1 は排他律なし．R2 は親兄弟の名前まで排他的．R3 は祖父叔父まで排他的．（論文２より転載）

多様な日長条件下においてロバストな代謝を可能にする植物概日時計の位相応答

大原隆之 [1], 関元秀 [2], Webb A.A.R.[3], 佐竹暁子 [2]
[1] 北海道大学環境科学学院, [2] 九州大学理学研究院, [3]Department of Plant Sciences, University of Cambridge

1. はじめに

地球上で生活している生物は,24 時間周期の光環境の変化や, 1 年を通して起きる日長変化の影響を日々受けている.そのような様々に変わりゆく環境の中で,生物はエネルギーを獲得し,日々の活動に繋げている.動物とは違い動くことの出来ない植物は,環境変動に否応無しに曝されることになる.そのため植物には,環境変化を直接的に受けながらも,成長を維持していくためのメカニズムが必要となる.

まず,1 日単位で起きる昼夜の変化に対して,植物がどのように対応しているのかを考える.独立栄養生物である植物が,光合成の出来ない夜間に新たなエネルギー獲得を行うことは不可能である.そのため植物は,光のある昼間に光合成によってデンプンを蓄積し,それを分解することで,呼吸や成長に必要なショ糖を,昼夜を問わず利用している.したがって,1 日を通して活動を続けるためには,特にデンプン代謝のコントロールが重要となる.

そのデンプン代謝には,特徴的なパターンが存在する(図 1).まず,シロイヌナズナやその他の植物では,デンプン量は昼夜にわたりほぼ一定の傾きで,つまり線形に増減する.また,夜の長い短日条件では,昼間のデンプン蓄積速度が速くなり,逆に夜間の減少速度は遅くなる,というような調節が行われ,結果としてどのような日長条件でも 1 日の終わりにデンプンが残るようになっている [1].さらに,代謝速度の調節を植物は即座に行うことが出来る.日長 12 時間の条件で育てていた植物に,4 時間早い夕暮れ(つまり日長 8 時間の条件)を経験させると,暗期におけるデンプン減少の傾きは長い夜に適した小さなものとなり,デンプンの枯渇が回避された [2].

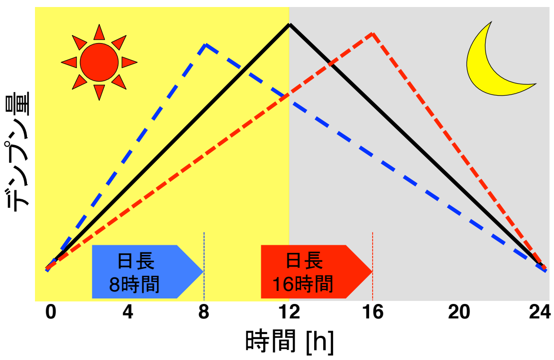


図1　デンプン量の日変化.日長12時間(黒色),日長8時間(青色),日長16時間(赤色)の条件での増減パターンを示す.各日長条件において,デンプン量は一定の傾きで(つまり線形に)増減する.

本研究では,これらの特徴的な代謝パターンの背後にあるメカニズムを説明するために,生物固有のペースメーカーである概日時計の制御を受ける炭水化物代謝を数理モデル化する.さらに,近年の研究で明らかとなった,ショ糖刺激による概日時計の制御をモデルに組み込むことで,植物の適応的な炭素代謝には,外的な光刺激だけでなく,内的なショ糖刺激も用いた概日時計の同調が必要であることを示す.

2. 方法

本研究で用いる数理モデルを以下に示す(図 2).

$$\frac{dS(t)}{dt} = aL(t)(1-\gamma) + \beta(\phi)C(t)^{\kappa} - HS(t) \tag{1}$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = aL(t)\gamma - \beta(\phi)C(t)^{\kappa} \tag{2}$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \omega + \epsilon_S Z_S(\phi) f_S(\tilde{S}) + \epsilon_L Z_L(\phi) f_L(t) \tag{3}$$

ここで,式(1),(2)は炭水化物代謝を表す.a は光合成速度,L(t)は光利用関数を表し,明条件で 1,暗条件で 0 をとる.光合成産物の総量 aL(t)のうち γ の割合がデンプンに,残りの 1-γ の割合がショ糖に分配されるとする.H は呼吸やシンクへの輸送など,ショ糖の利用速度を表す.デンプンは β の速度で分解され,ショ糖に変換されるとする.式(3)は概日リズムの位相を表す.ω は固有振動数,Z_S,Z_L はそれぞれショ糖と光に対する位相感受関数を表す.また,f_S,f_L はそれぞれショ糖入力と光入力を表す.ε_S,ε_L は任意定数である.

光刺激による概日リズムの同調については,日没や夜明けなどの急激な光環境の変化によって生じるノンパラメトリック同調と,明期や暗期の照度依存的に決まるパラメトリック同調という 2 つの概念が存在する [3].本研究では,前者の概念に基づいて,式(3)の第 3 項を以下の式で置き換える.

$$\epsilon_L Z_L(\phi) f_L(t) = (t-\phi(t))\delta(t-t_{dawn}) + (t-\phi(t))\delta(t-t_{dusk}) \tag{4}$$

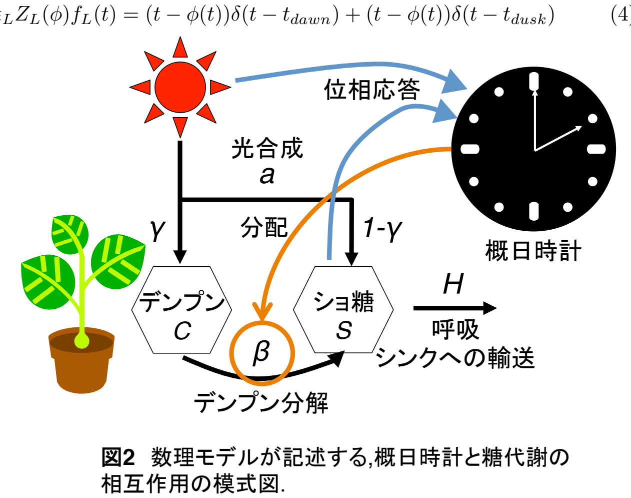


図2　数理モデルが記述する,概日時計と糖代謝の相互作用の模式図.

ここで,δ(t)は Dirac のデルタ関数である.つまり,夜明けと夕暮れにおいて,光刺激によって位相が実時間(t)と同じ位相にリセットされるとしている.ショ糖刺激を表す式(3)の第 2 項については後述する.

3. 結果

まず,ショ糖刺激による位相の調節が無い状況(i.e. $\varepsilon_S=0$)を考える.我々のこれまでの研究から,デンプン代謝が線形に起こること(i.e. dC/dt=定数)と,ショ糖量が一定に保たれること(i.e. dS/dt=0,以後,ショ糖ホメオスタシスと呼ぶ)は同値であることがわかった.さらに,ショ糖ホメオスタシスを達成するために最適なデンプンの分解速度 β を計算すると,夜明けに最大値,夕暮れに最小値を持つような双曲線型の関数となることがわかった[4].概日時計によって測られる日長に応じて,最小値の位置が移動することになる.

次に,日長 12 時間の条件で育てていた植物を,突然日長 8 時間または 16 時間の条件に移すシミュレーションを行った(図 4,破線). 8 時間に短縮した場合では,より小さな傾きで夜間のデンプン減少が起こり,結果として枯渇が回避された.この結果は,過去の生理実験の観測と一致する[2].つまり,植物が双曲線型のデンプン分解速度を持っていれば,移された先の日長を完全に知っていなくても,各日長に適したデンプン減少の傾きが即座に得られる,ということになる.

一方で,昼間のデンプン蓄積速度は時間が経っても変化しなかった.上述のように,植物は短日または長日条件の下では,蓄積速度を早く,または遅くする.さらに,ショ糖代謝に注目すると,日長を変化させた場合では,ショ糖量の変動は大きいままとなる.以上の 2 点が,モデルと実験との間の矛盾として存在する.

炭素代謝の柔軟な日長応答を実現するために ,ショ糖刺激による位相の調節を導入する(i.e. $\varepsilon_S \neq 0$).まず,位相感受関数 Z_S に注目して,ショ糖ホメオスタシスを達成するために最適な Z_S の関数形を求める.そのために,過去の生理実験[5]で行われたものと同様の,植物にショ糖パルスを与えるシミュレーションを行った.まず,ある時間に植物にショ糖を与える.これによりショ糖量は一時的に増加するが,植物はホメオスタシスを維持したいのでショ糖量を減少させる.この時に,位相 φ をどのように変化させると,ショ糖変動を最小限に抑えられるかを調べる.そのために,以下

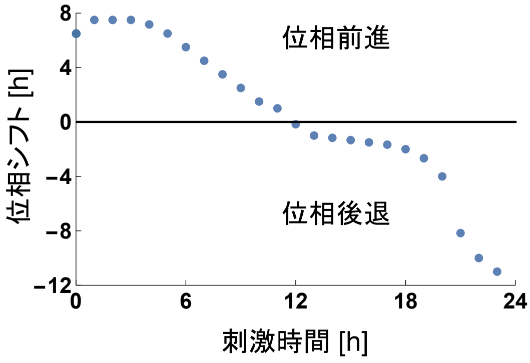


図3 コスト関数p(Z)を最小とするような位相応答.

のようなコスト関数を考える.

$$p(Z) = \int_{t_0}^{t_1} (S(t,Z) - \hat{S})^2 dt \qquad (5)$$

p(Z)は,ショ糖量のある値 $\hat{S}$ からのばらつきを表す.また,p(Z)の値は $\hat{S}$ の値に依存しないことが数学的に証明出来る[4].この関数を最小とするような位相変化を,概日リズム 1 周期にわたって計算した.その結果,朝には位相を前進,夜には後退させるという位相の調節が,ホメオスタシスの維持に最適であることがわかった(図 3).これは,対応する生理実験の結果と定性的に一致する[5].この結果は,概日時計のショ糖応答が,ショ糖ホメオスタシスの維持と大きく関わっていることを示唆している.

得られた関数 Z_S を用いて,再び日長条件を変化させるシミュレーションを行った.ショ糖入力を表す関数 f_S については,入力が徐々に飽和していくと仮定し Hill 関数を用いた.また,植物はショ糖量の変化率をシグナルとして感知していると仮定し, $\tilde{S} = dS/dt$ とした.ショ糖応答がある場合には,ショ糖変動が全体として小さくなった(図 4a,b).また,短日条件ではデンプン蓄積速度が徐々に大きくなり,長日条件では小さくなった.これらはいずれも,生理実験での観測と一致する[1].

4. 結論

本研究では,数理モデルを用いて,シロイヌナズナの特徴的なデンプン代謝の背後にあるメカニズムを調べた.シミュレーションの結果から,概日時計のショ糖シグナルへの応答が,ショ糖ホメオスタシスの達成に必要なだけでなく,デンプン代謝の環境応答特性の向上にも繋がることがわかった.

参考文献

1) Zeeman et al. Funct. Plant Biol. **34** 465-473 (2007)

2) Graf et al. Proc. Natl. Acad. Sci. USA **107** 9458-9463 (2010)

3) Johnson et al. Chronobiol. Int. **20** 741-774 (2003)

4) Seki et al. unpublished

5) Haydon et al. Nature **502** 689-692 (2013)

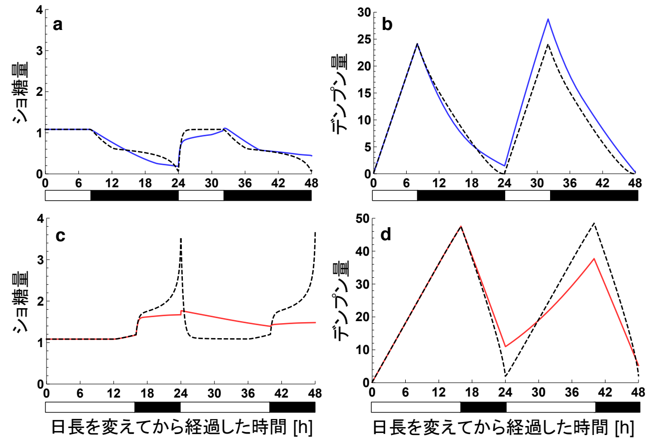


図4 概日時計の位相応答は,糖代謝の適応的な日長応答を可能にする.(a),(b)日長を8時間に短縮した場合.(c),(d)日長を16時間に延長した場合.青線(a,b)と赤線(c,d)は,概日時計のショ糖応答がある場合の代謝パターンを示す.破線はショ糖応答が無い場合の代謝パターンを示す.横軸は,日長を12時間から変化させた後経過した時間を表す.

塗料の乾燥パターン

工藤和恵[1]，牛嶋麗夏[2*]
[1] お茶の水女子大学基幹研究院，[2] お茶の水女子大学大学院人間文化創成科学研究科

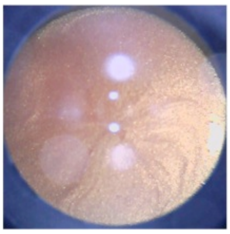
1　はじめに

塗料には用途に応じて様々な種類があるが，均一に塗布することが課題となる．乾燥後の均質な塗膜を作るためには，不均一な塗膜ができる原因を調べる必要がある．その点で，塗料の乾燥による非一様なパターン形成の研究は重要な役割を担う．

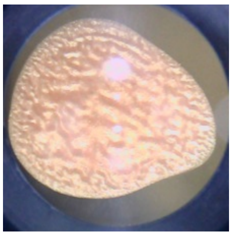
本研究では，身近な塗料の一つであるマニキュアをとりあげる．マニキュア液滴の乾燥後の表面の様子を，単純な数理モデルを用いて再現する．これをもとに，非一様なパターンの出現条件を議論する．

2　簡単な実験と観察

簡単な実験として，マニキュアの液滴をガラス基板とプラスチック (ポリスチレン) 基板にそれぞれ落とし，2 日間自然乾燥させた．乾燥後の表面を観察したのが図 1 である．液滴は乾燥するにつれて体積が減少するが，乾燥後の表面の様子は基板によって異なっていた．ガラス基板の場合は表面はなめらかだが，プラスチック基板の場合はシワができていた．



(a) ガラス基板



(b) プラスチック基板

図 1: マニキュアの液滴の乾燥後の表面: (a) ガラス基板, (b) プラスチック (ポリスチレン) 基板．それぞれ視野径 6 mm 程度．

3　モデル

簡単な実験で観察されたような乾燥パターンを再現するために，できるだけ単純な数理モデルを考える．マニキュアは高分子溶液と考えられるので，高分子液滴の乾燥シミュレーションで用いられているモデル[1)]を参考にする．そのモデルは，無次元化された形では次のように書ける．

$$\frac{\partial h}{\partial t} + Ca^{-1}\boldsymbol{\nabla}\cdot(h\boldsymbol{v}) = -J \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\phi h)}{\partial t} + Ca^{-1}\boldsymbol{\nabla}\cdot(\phi h\boldsymbol{v}) = Pe^{-1}\boldsymbol{\nabla}\cdot(h\boldsymbol{\nabla}\phi) \tag{2}$$

ここで，h は基板から液滴表面までの高さ，$\boldsymbol{v}$ は基板に平行な溶媒の流れの速さ，ϕ は高分子の体積分率でである．変数は全て空間 2 次元である．また，Ca はキャピラリー数, Pe はペクレ数に対応する．J は蒸発率で，その典型的な値を J_0 とする．式 (1), (2) は，長さの単位を液滴の半径 R, 時間の単位を R/J_0 としてスケールされている．潤滑近似のもとで無次元化された $\boldsymbol{v}$ は次のように近似される．

$$\boldsymbol{v} = \frac{h^2}{3\tilde{\eta}}\boldsymbol{\nabla}\nabla^2 h, \quad \tilde{\eta} = \left[1 - \frac{\phi}{\phi_g}\right]^{-4} \tag{3}$$

ここで ϕ_g はゲル化したときの体積分率である．

通常の高分子液滴の乾燥過程では，蒸発率 J は気相での溶媒の数密度に依存して変化する．しかし，マニキュアの場合には表面がゲル化する．これを表面の膜と見なし，蒸発率 J は膜の内外にかかる圧力差 p に比例する[2)]と仮定して次のように与える．

$$J = \begin{cases} 1 + \kappa p & \phi < \phi_g \\ 0 & \phi \geq \phi_g \end{cases} \tag{4}$$

ここで，κ は比例係数である．p は膜にかかる応力から導出され，近似的に次のように表される．

$$p = \nabla^4 h + \Gamma\nabla^2 h \tag{5}$$

ただし，Γ は張力に対応するパラメタである．

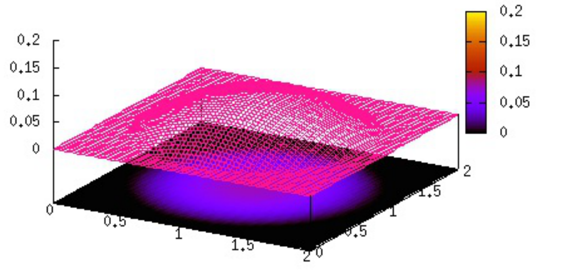
4　数値シミュレーション

実験で観察されたガラス基板とプラスチック基板による違いは，基板と溶液の関係によるものと考えられる．ここでは，モデル中の関連するパラメタとしてキャピラリー数 Ca に注目する．式 (1), (2) で Ca は移流項にかかっていることから，流れの効果に影響していることがわかる．Ca が小さければ流れの効果が強く，大きければ流れの効果が弱いと考えられる．Ca 以外のパラメタを，$\kappa = 1.0\times10^{-5}$, $\Gamma = 2.0\times10^{3}$, $Pe = 5.0$, $\phi_g = 1.0$ に固定して数値シミュレーションを行った結果を図 2 に示す．

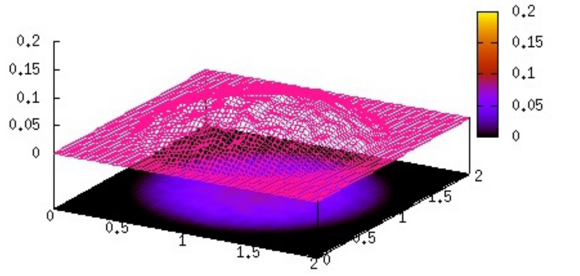
図 2(a) では表面はほぼなめらかである．一方，図 2(b) では，シワのようなパターンが現れている．つまり，Ca が小さいとシワができにくく，大きいとできやすい傾向が確認された．これは，Ca が小さい場合は流れの効果が強く，表面をなめらかにするようにはたらいていると解釈できる．逆に Ca が大きい場合は

*2016 年 3 月に修士課程終了

流れの効果が弱いため，非一様なパターン (シワ) の成長を妨げないと考えられる．



(a) $Ca = 0.01$



(b) $Ca = 5.0$

図 2: 液滴の乾燥後の表面のシミュレーション結果: (a) $Ca = 0.01$, (b) $Ca = 5.0$.

5 まとめと議論

本研究では塗料の乾燥パターンを，単純な数理モデルを用いて数値シミュレーションした．キャピラリー数が小さいとシワができにくく，大きいとできやすい傾向があることが確認された．

しかしながら，実験に使った試料を後日よく確認したところ，プラスチック基板の場合はマニキュアによって基板が少し溶けていることが判明した．液滴の表面に現れたシワは，基板と液滴の接触面にできたパターンと強い相関が見られた．今後は基板が溶けないような材質を用いて，非一様なパターンの観察とモデルの改良を行う予定である．

参考文献

[1] M. Kobayashi, M. Makino, T. Okuzono, and M. Doi, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 044802 (2010).

[2] M. J. Blount, M. J. Miksis, and S. H. Davis, Phys. Rev. E **85**, 016330 (2012).

濡れた粉体層における穴構造の力学特性

篠田明友子[1]，藤原慎一[2]，桂木洋光[1]
名大院環境[1]，名大博物館[2]

1. はじめに

生物の巣穴はその生態解明や巣穴形成時の環境を復元するための重要な情報である．そのため，先行研究では現生のスナガニが砂浜に形成する，斜めに伸びた巣穴の形態ついて調べられている[1)]．しかし，このような巣穴のサイズが砂浜の物理的な環境条件によってどのように制約されているかについて，定量的な議論はこれまでにされていない．

一方で，砂浜の砂のような水に濡れた粉体の力学特性についてはソフトマター物理の問題としてこれまで研究されてきた．例えば，濡れた粉体の引張強度は含水率(濡れた粉体層の全体積に対する水の割合)に非線形的に依存することが明らかにされている[2)]．しかし，生物の巣穴のような特殊な構造における濡れた粉体の力学特性はこれまで調べられてこなかった．そこで，本研究では砂浜に形成される巣穴を濡れた粉体層中の穴構造とみなし，この穴構造の力学特性を，実験的手法を用いて調べた．

2. 研究手法

本研究では， 水で濡らしたガラスビーズの層に横穴を開けて，粉体層の上面から万能試験機を用いて一定速度で一様(面的)に荷重をかける実験を行った．実験条件として，含水率 W と充填率ϕ(濡れた粉体層の全体積に対する粉体の体積の割合)を変化させた．このとき，載荷中の穴の変形の様子を，透過光を用いて動画撮影し，これを画像解析して穴の断面積および相当直径(穴の断面を円形と仮定した場合の直径)を計測した．また，穴が変形する際の圧縮の抵抗力も同時に測定した．

3. 結果

穴の開いた粉体層に一定速度(0.5 mm/s)で荷重をかけると，初期状態において円形である穴の断面が徐々にその形状を崩しながら縮小していく様子が見られた(図 1)．このとき，穴が縮むタイムスケールは含水率が大きいほど，また充填率が小さいほど長くなることがわかった．さらに，抵抗力の時間変化は単調増加を示すが，含水率が大きくなるとその定性的挙動が変化する様子が見られた．

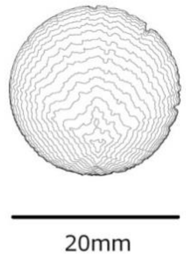


図 1　穴の変形の様子．子．穴の輪郭(0.5 s 間隔)を重ねた図．

4. 解析

実験で得られた穴の相当直径と抵抗力をもとに，トンネルにかかる最大剪断応力のモデル[3)]を用いて穴にかかる最大剪断応力を求めた．このモデルでは，穴の 2 次元断面構造が図 2 のようなトンネル構造であると仮定し，鉛直方向の静的な力のつり合いからトンネルにかかる最大剪断応力を以下の(1)式のように推定している．

$$\tau = \frac{\sigma + \rho g C}{2\ln(2C/D + 1)} \quad (1)$$

(1)式で，τは最大剪断応力，σは外部圧力，ρは粉体層のかさ密度，D はトンネルの穴直径，C は上部厚さ，g は重力加速度である．ここで，D は相当直径，$\sigma = F/$(押し込む板の面積)，$\rho = \varphi\rho_{grain} + W\rho_{water}$ とした．

(1)式を用いて求めた最大剪断応力の穴の変形(相当直径 D)に対する変化(図 3)の中から，穴構造の力学特性を特徴づける 2 つの強度に着目した．1 つ目は降伏応力τ_{yield}で，これは穴の変形し始めを特徴づける強度である．2 つ目はτの最大値τ_{max}で，$\tau = \tau_{max}$に達するまでの穴の変形の履歴を含め，穴の変形全体を特徴づける強度である．そこで，これらの含水率及び充填率依存性について調べた．

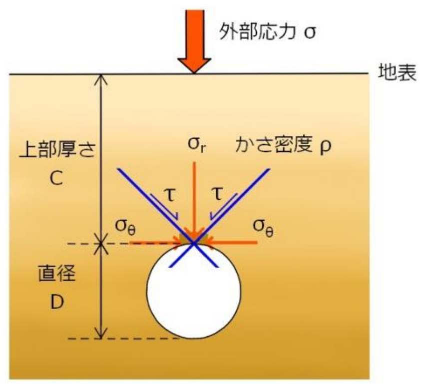


図 2　トンネルモデルの概略図．

5. 議論

5.1 τ_{yield}とτ_{max}の含水率および充填率依存性

2つの強度の含水率依存性を見ると，τ_{yield}はピークを持つのに対し，τ_{max}は単調増加を示すことがわかった(図4)．また，充填率に対しては両者とも単調増加を示す．含水率が小さい領域では，粒子間に形成される液架橋が粉体同士を結合させる働きをするため，含水率の増加に伴ってτ_{yield}が増加するが，含水率が大きい領域では水が粒子間の摩擦力を減らし，粉体層の流動性が増すためτ_{yield}は減少すると考えられる．一方で，$\tau = \tau_{max}$となるときは穴の変形がある程度進んでおり，その分粉体層が初期状態に比べて圧縮されている．含水率が大きいほど穴が縮むタイムスケールは長くなるため，より圧縮されて充填率が大きい状態になっている．τ_{max}は充填率に強く依存するため，$\tau = \tau_{max}$となるときの充填率の違いによって，τ_{yield}とは異なり，単調増加を示すと考えられる．

5.2 巣穴への応用

本研究で得られた実験データから推定される濡れた粉体層中の穴構造の強度を，実際の巣穴と照らし合わせて議論する．まず，スナガニの巣穴の観察結果[1) 4)]に基づき，砂浜にある巣穴を仮定して W=0.22, ϕ=0.55，D=20 mm，砂の真密度を 2.5 g/cm^3 と設定した．τ_{yield}を降伏強度とみなした場合，上記のような条件における降伏強度は，およそ 850 Pa である．ここで，穴構造にかかる最大剪断応力がすべて上部層の自重によるものとし，(1)式でσ=0 とした場合に穴が形状を維持できる限界の深さを求めた．その結果，およそ 40 cm という深さが得られた．

一方で，実際の観察[1)]では深さ 10~90 cm で直径 10~40 mm の巣穴が観察されており，実験データから推定される限界の深さはこれと整合的であるといえる．しかし，実際の巣穴の強度や周辺環境に対する定量的な指標として応用していくためには，実際の巣穴により近いセットアップで実験を行い，得られた実験データと巣穴およびその周辺の砂浜の含水率や充填率を比較して議論する必要がある．

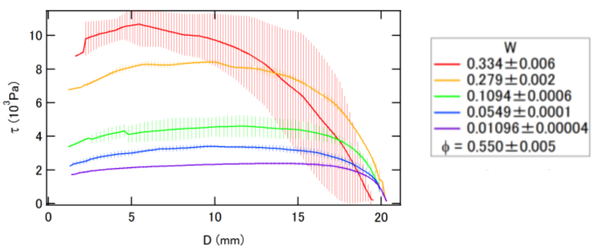


図3　最大剪断応力τの相当直径 D に対する変化.

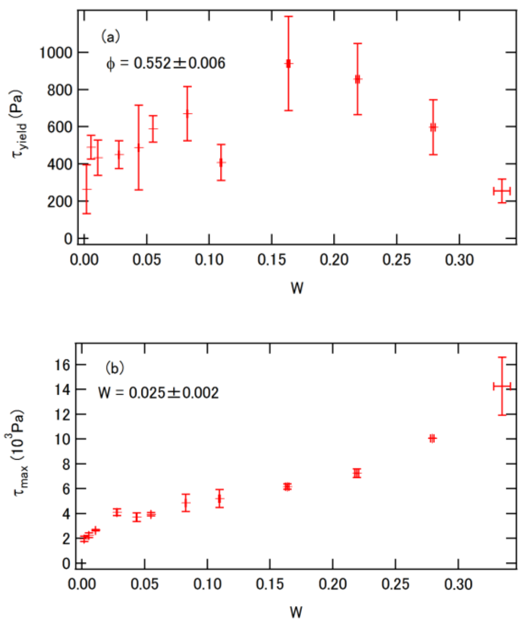


図4　(a)τ_{yield}と(b)τ_{max}の含水率依存性.

6. 結論

本研究では，カニなどの生物が砂浜に作る巣穴の強度を定量的に調べる第一歩として，濡れた粉体における穴構造の力学特性に重点を置いて実験的研究を行った．その結果，穴の変形様式が含水率に依存することがわかった．さらに，穴の変形に伴う最大剪断応力の変化の中から，穴構造の力学特性を特徴づける2つの強度に着目したところ，これらが異なる含水率依存性を示すことがわかった．さらに，実験結果から得られた強度に基づき，濡れた粉体層中で穴の形が維持される限界の深さを求めた結果，実際に観察された巣穴の大きさと整合的であることがわかった．

今後は，穴構造の力学特性をより詳しく調べる実験を行い，実際の巣穴や砂浜を観察し結果を比較することで，生物や環境を調査する際の指標としての巣穴に物理学的側面から情報を提供できるようにしたい．

引用文献

1) Seike and Nara, Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology, **252**, 458 (2007).
2) Schubert, Agglomeration77, 144 (1977).
3) Knappett and Craig, Craigs Soil Mechanics, 490 (2012).
4) Sassa and Watabe, Report of the Port and Airport Research Institute, **45**,4, 61 (2006).

エッジトーンの基礎問題の流体音響解析

岩上翔[1]，堤元気[1]，　小林泰三[2]，　高見利也[3]，　高橋公也[1]
九工大院情報工[1]，帝京大 九大情基セ[2]，　大分大工[3]

1. 序論

細くしぼられたジェットがエッジに衝突すると、ジェットは自発的な振動をはじめ、渦を発生する。このとき、運動する流体から発生する流体音のことをエッジトーンという。このエッジトーンは、リコーダー等のエアリード楽器の音源となっており、共鳴管との相互作用によって楽器としての音を作り出す。そのため、エッジトーンの音源としての性質を知ることは、楽器の発音機構を知る上で非常に重要である。

流体音の研究は、1950 年代初頭の Lighthill の音響的類推論までさかのぼることができる。Lighthill は、マッハ数の亜音速から遷音速の領域では流体音源は４重極の性質を示し、速度の８乗に比例した音響エネルギーの放射がおきることを示した。このことは実験とよく一致することが確認されている。

一方、亜音速領域以下では単極または２重極の放射が支配的になると考えられる。さらに、単純な単極、２重極放射では説明できない場合もあるという実験や数値解析の報告もある。

エッジトーンはジェットの振動によって発生する特殊な流体音であり、他の流体音とは異なる特徴を持つ可能性があるが、この点についての詳細な研究はなされていない。本研究では、亜音速以下の領域における 2D のエッジトーンにおける放射エネルギーや Lighthill の音源の特徴を、圧縮性 LES によるシミュレーションと実験によって考察する。

2. 理論

2.1 Lighthill の音源

Lighthill は、圧縮性の Navie-Storks 方程式と連続の式から、近似を用いずに、流体音を記述する厳密な方程式を導きだした。その方程式は Lighthill の方程式と呼ばれ、

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2}-c_0^2\Delta(\rho-\rho_0) = \frac{\partial^2\rho v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j}+\Delta((p-p_0)-c_0^2(\rho-\rho_0))+\frac{\partial^2\sigma_{ij}}{\partial x_i\partial x_j} \qquad (1)$$

である。圧力 p、密度 ϱ、速度ベクトル $\mathbf{v}$ とし、添え字の i,j はベクトルやテンソルの i 成分 j 成分を表す。また、$p0$ 平均圧力、ϱ_0 を平均密度、c_0 を音の速さとし、σ_{ij} を粘性応力テンソルとした。(1)式の左辺は、音波の波動方程式であるので、右辺はその音源と見なすことができ、右辺を評価することで音源の性質を知ることができる。本研究では、非圧縮流体の仮定を用い、(1)式の左辺を近似し、

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2}-c_0^2\Delta(\rho-\rho_0)\sim -2\rho_0\left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2}\frac{\partial v_2}{\partial x_1}-\frac{\partial v_1}{\partial x_1}\frac{\partial v_2}{\partial x_2}\right) \qquad (2)$$

として用いる。`

2.2 Ligthhill の音響的類推論による音エネルギーの放射傾向

流体音は単極と様々な次数の多重極放射の合成で得られる。Lighthill は、(1)式の音源項のオーダー計算を行うことにより、亜音速以上の乱流領域において、流体音は４重極放射の傾向が強くなり、それを反映し音エネルギーは速度の８乗則に従うことを示した。しかし、亜音速領域以下では単極または２重極放射が強くなる場合があり、放射強度はそれぞれ４乗則、６乗則にしたがう。ただし、２次元の場合、べきの次数が１つ下がり、３乗、５乗、７乗になるとの指摘もある。

3. 解析手法

本研究では、OpenFOAM の LES 圧縮性ソルバ rhoPisoFoam を利用して、図１のような 2D のエッジトーンの計算を行った。エッジ近傍の格子間隔 0.1mm とした。速度変化の傾向を見るために、吹き出し速度 12~65m/s のジェットを計算した。

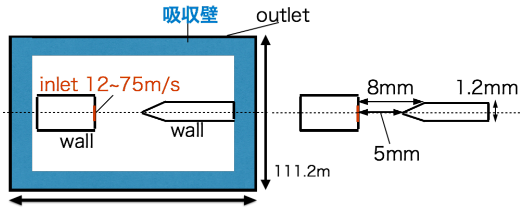


図１ 2D エッジトーンのモデル図

4. 計算結果

4.1 シミュレーション結果

序論でも述べたように、エッジトーンは自発的な振動をする。図２に示すようにシミュレーションでも自発的な振動が見られた。これは、吹き出し速度 15m/s における速度分布である。

また、本研究では遠方場での音の性質も見ていく。そのシミュレーション結果を図 3 に示す。少し見づらいが、渦の部分意外では上下反対称の圧力変動が見られ、２重極放射が支配的である。

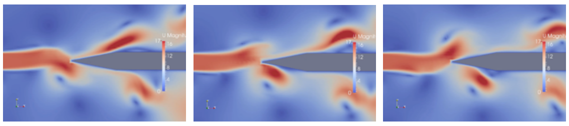


図２　エッジトーンのシミュレーション

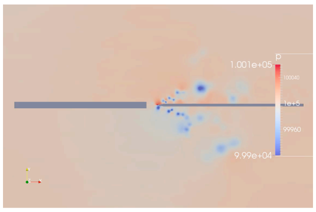


図３　遠方での圧力変動

5. 考察

5.1 遠方場での音のエネルギーの実験とシミュレーション結果の比較

遠方場での音エネルギーを評価するために、その点の圧力変動の周波数分解を行い、基音、倍音それぞれの値からエネルギー換算し、空間的なサンプル平均を計算した。その結果を図５に示す。ジェットの流速とともに発生する音響エネルギーは、成長領域、停滞領域(速度２乗則)、乱流領域(速度７乗則)の３つの領域に分けることができる。

ヤマハ(株)から提供された遠方場の音の実験データを同様な方法で解析した結果を図６に示す。実際、実験においても３つの領域が存在することが確かめられた。本研究で確認された停滞領域の現象は、注目に値する。なぜなら、停滞領域で見られる２乗則は、Lighthill の示した８乗則、６乗則、４乗則（２次元ではそれぞれ７乗則、５乗則、３乗則）から外れたものであり、エッジトーン特有の結果であり、ジェットの振動特異性を反映していると考えられる。

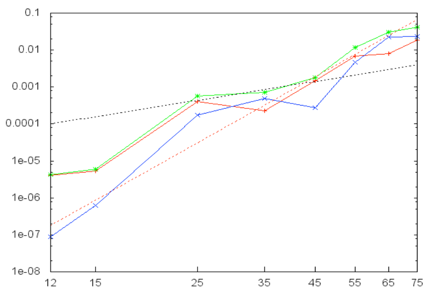


図５　速度による音エネルギーの変化(Simulation)

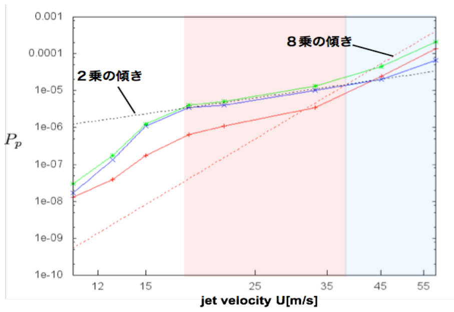


図６　速度による音エネルギーの変化(実験)

5.2 Lighthill 音源 による音波の再現

Lighthill の音源から遠方音場再現するためにエッジ近傍の Lighthill 音源を周波数分解し、基音、倍音の成分の分布に分けそれらから発生する音場を計算した。２次元波動方程式の Green 関数はハンケル関数であるが、遠方においては、振幅が距離のルートに反比例する正弦関数で近似することができる。その結果を図７にしめす。音場は２重極放射による分布と見なせ、図３と定性的に一致している。

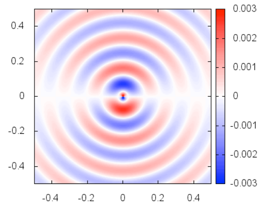


図７ Lighthill 音源 による音波

6.まとめ

音エネルギーの変化において実験とシミュレーションが一致し、エッジトーン特有の２乗則領域があることが確認できた。また、このシミュレーションから Lighthill の音源を導き、音波を再現し、定性的に一致した。今後の課題は、Ligthhill 音源と３つの領域の関係についてより詳細に調べていくことである。

生体分子のキネティックスの計算手法について

藤崎弘士 (Hiroshi Fujisaki)
日本医科大学 医学部 物理学教室 (Nippon Medical School, Department of Physics)

1. はじめに

1.1 生体分子のシミュレーション

タンパク質や DNA などの生体分子は生命現象を支える最も基本的な構成要素であり，その原子レベルでの理解は生命現象を考える上でも重要である．現在では X 線回折実験などによって，巨大な生体分子の原子的な詳細を調べることも可能であり，また動的な現象も調べることもできる（時間分解 X 線回折法などを用いる）．相補的な実験手法である NMR（核磁気共鳴）や振動分光などを用いて原子レベルの情報を得ることも原理的には可能である．ただし，様々な実験上の制約（結晶化の困難，時間空間分解能の問題）から，実験的な情報だけを用いて，生体分子の動的な現象を理解することは難しい（例えば遷移状態の性質など）．

しかし，生体分子が機能する際には，遷移状態を乗り越える，構造変化が起こる，その連鎖としてのシグナル伝達が起こる，などの動的な現象が生じている．またその際には，原子レベルでの相互作用が重要となるので，粗視化されたシミュレーションで分かることも限られている．よって，原子レベルでのダイナミクスを詳細に調べるための手法が求められる．計算機上で古典力学に基づき原子レベルのシミュレーションを行う分子動力学法(molecular dynamics, MD)は，そのために最も適した手法である．力場の精度の問題やサンプリングの効率の問題などがまだ残っているが，現在では確立した手法であり、実験を解釈する上でよく用いられる[1].

また最近は計算機の並列化や特化したチップの開発も急速に進んでおり，50 残基ほどのタンパク質であれば 1 ミリ秒ほどの時間スケールの計算も可能になってきている[2]．この長さの時間スケールは，生物学的に重要な生体分子の機能と対応しており，現在は機能を調べる上でも計算機を利用することがリーズナブルになってきていると言える．

1.2 生体分子におけるレアイベント

ただし，構造変化のような現象は，（自由）エネルギーバリアを乗り越える現象であり，計算機でシミュレートするのはいまだに難しい．その原因は MD を行うための時間スケールと，構造変化の時間スケールが極端に異なるためであり，レアイベント (rare event)の問題として知られている[3]．将来的には MD を長時間行うことでレアイベントの問題も解決すると思われるが，現在のところはレアイベントのサンプリングを促進するという戦略がとられる．まずは自由エネルギー曲面を大域的に探索するために，拡張アンサンブル法を用いて，サンプリング効率を上げることが考えられる[1]．ただし，構造変化の経路はある程度局在している場合も多く，その際に自由エネルギー面を大域的に調べるのは効率が悪い．その場合は，ストリング法のような最小自由エネルギー経路を求めるための手法を用いる[4]．ストリング法は非常に簡便かつ強力な方法であるが，いくつかの弱点がある．その一つはキネティックスに関する情報が直接は得られないということである．そこでマルコフ状態モデル （Markov State Model, MSM）やマイルストーン法のような方法が開発されている[5]が，以下では Zuckerman が最近提唱しているノンマルコフな軌道解析法[6]を具体的なペプチドに適用する．

2. ノンマルコフな軌道解析法

2.1 理論的な枠組み

ノンマルコフな軌道解析法は基本的に MSM から派生した手法である．MSM では，ある状態から別の状態に移るときにすべての記憶がなくなると考えるが，ノンマルコフな解析の場合，どの状態から来たかという情報を常にラベルとして残すので，その意味での記憶が残っていることになる．MSM と同様に，状態間を遷移する頻度から遷移行列を計算し，それから第一通過時間などのキネティックスに関する情報が導かれる．詳細に関しては[6]を参照．

2.2 具体例：シニョリンへの適用と問題点

以上の枠組みを 10 残基のペプチドであるシニョリンに適用した．この系にはエネルギー的に最安定なネイティブ状態と，そのネイティブ状態と比べると水素結合が組み替わっている準安定な状態があることが知られている．その自由エネルギー面などについてはよく調べられているが，キネティクスの振る舞いに関してはよく分かっていない．ただし，Anton を使った計算[2]で，室温(300 K)における、ほどけた状態から最安定状態への遷移は非常に遅い（～1 マイクロ秒）ことが知られている．そこでここではフォールディング温度に近い高温 (420 K)での振る舞いを調べることにした．

キネティックスを調べる場合，まずオーダーパラメーターで区切られた状態が必要となるので，ここでは緩和モード解析[7]で得られたモードを用いた．

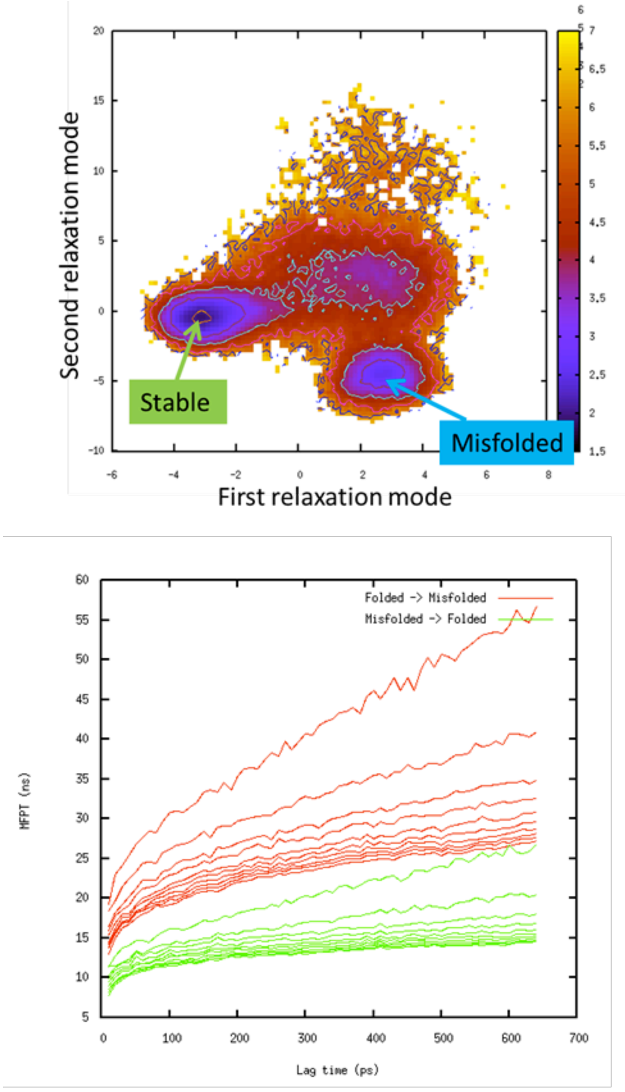


図 1　上：２つの緩和モード上での自由エネルギー曲面．下：安定状態と準安定状態の間で定義される平均第一通過時間(MFPT)のパラメータ依存性．

その自由エネルギー面からネイティブ状態と準安定状態を 2 次元の円内の状態として定義した（図 1 上）．そして，それらの状態以外を中間状態とする 3 状態モデルから，ノンマルコフな軌道解析を行った．ただし，その際に，遷移を観測する時間のインターバル（いわゆるラグタイム）と状態を定義するための半径を変えて，平均第一通過時間(mean first passage time, MFPT)を計算した．その結果が図 1 下である．赤線は Folded (Stable) → Misfolded の遷移の MFPT，緑線はその逆の遷移の MFPT を表す．横軸はラグタイムであり，複数の曲線は異なる状態を定義するための半径による違いを表す．上の曲線がより小さな半径に対応する．

この図から，まず状態を定義する半径を大きくすると MFPT は小さくなることが分かる．これは状態間の距離が近づくことに対応しているのでリーズナブルである．また，ラグタイムを大きく取ると MFPT は大きくなる．しかし，状態を大きくとるとその依存性は少ない．この結果から，Folded (Stable) → Misfolded の MFPT は 15~25 ns, その逆のプロセスの MFPT は 10~15 ns と見積もることができる．この結果はダイレクトな MD 計算をして得られる MFPT の値に近い．

3. 展望

シニョリンのキネティックスの計算をナイーブなマイルストーン法を使って行なうと，状態を分割するやり方に MFPT が非常に依存してしまうという問題が現れる．それと比べると，ノンマルコフな解析法のほうが理論的にはより一般的であり，その他の生体分子系に対してもよい結果を与えることが知られている[8]．ただし，実際にはラグタイムの弱い依存性が現れるので，それをどのように解決するかということは将来の課題である．ラグタイムの問題を克服するためには，コアセットを使ったマイルストーン法を使うということも考えられる[9]．このような手法を発展させることで，生命現象に重要なプロセスのレートが原子レベルで精度よく計算できることが期待される．

2 節での生体分子のキネティクスに関する結果は光武亜代理氏（慶応大）と Luca Maragliano 氏（イタリア工科大）との共同研究の結果である．また，この研究は科研費基盤研究(C)16K00059 の支援を受けている．

参考文献

[1] D.M. Zuckerman, *Statistical Physics of Biomolecules: An Introduction*, CRC Press (2010); 邦訳は，藤崎弘士・藤崎百合訳，生体分子の統計力学入門，共立出版 (2014).

[2] K. Lindorff-Larsen, S. Piana, R.O. Dror, and D.E. Shaw, Science, **334**, 517–520 (2011).

[3] W. E, *Principles of Multiscale Modeling*, Cambridge Univ. Press (2011).

[4] Y. Matsunaga, H. Fujisaki, T. Terada, T. Furuta, K. Moritsugu, and A. Kidera, PLoS Comput. Biol. **8,** e1002555 (2012).

[5] 藤崎弘士，分子シミュレーション研究会誌アンサンブル，**17**, 175-180 (2015).

[6] 藤崎弘士，分子シミュレーション研究会誌アンサンブル，**18**, 39-44 (2016).

[7] A. Mitsutake and H. Takano, J. Chem. Phys. **143**, 124111 (2015).

[8] E. Suarez, D.M. Zuckerman, private communication.

[9] C. Schutte, F. Noe, J. Lu, M. Sarich, and E. Vanden-Eijnden, J. Chem. Phys. **134**, 204105 (2011).

出口付近の障害物が離散的流れに与える効果についての実験的研究

遠藤圭太，桂木洋光
名古屋大学大学院環境学研究科

1. はじめに

災害時に出口に殺到する人の流れはときに重大な将棋倒し等のパニックを誘発する場合がある．このような出口付近での急激な流れの詰まり現象を妨げる方法の一つとして出口付近に障害物を配置することが有効であるといわれている．出口付近に配置した障害物が離散体の流れ場に及ぼす影響についての研究はこれらの被害を未然に防ぐために有効であるため，近年盛んに行われている [1)]．

しかし，人間や動物等を実験や観測研究に用いることは一般に簡単ではない．そこで本研究では，粉体粒子を用いて出口流における障害物の効果について実験的研究を行うこととした．

流動状態にある粉体は，流体とは異なる非直感的な振る舞いを様々に示すことが知られている．例えば粉体流の代表的な特徴の一つとして，重力下での出口流の流量が積層高さに依らず常に一定値となるという性質がある．流体の出口流では，流量が層厚に依存して変化することが古くから知られており（トリチェリの定理），流量が一定となるのは粉体出口流の独特な性質であると言える．

粉体出口流の場合，出口からの排出流量は積層厚には依存しないが，は排出される粒子の直径と出口幅の関係に大きく依存することが知られている [2)]．特に，出口幅が粒子直径に対してある条件まで小さくなると，粉体の構成粒子が出口でアーチ構造を形成して目詰まりを起こす『閉塞』と呼ばれる現象が発生する．この現象は，工場の生産ラインなどの場面で粉体材料を輸送する際に，度々深刻な問題となることがある．

しかし，上述のように粉体出口流の中に障害物を配置すると，流れ場が影響を受けて，流量や閉塞条件が変化することが知られている [3-5)]．実際に障害物の効果は，群衆や動物の流れを制御することにも応用されてお [1,6)]，社会環境的にも重要な要素であると言える．

このような背景のもと，本研究では出口流における障害物の効果を実験的に調べるため，重力により駆動される粉体の出口流実験を行うこととした．

2. 実験系

実験では，アルミによる側壁および底壁をアクリル板で挟んだ擬 2 次元容器（横幅 210 mm, 高さ 300 mm, 厚さ 6.5 mm）に障害物として直径 50 mm，厚さ 6 mm のステンレス円盤を挿入し，容器内を直径 6.35 mm のステンレス球で満たした後，出口を開放することで重力により駆動される出口流を発生させた．流出中，出口下の受け皿の底に設置したロードセルセンサーA で流量を測定した（図 1）．また，障害物上部にあるステンレス棒（直径 6 mm）は万能試験機のロードセルセンサーB に繋がっており，障害物にかかる抵抗力についても測定可能な実験系となっている（ただし，この測定については本稿では触れない）．さらに，粉体が流出中の 2 次元容器を正面から高速度カメラで撮影し，記録した粉体流の流れ場の動画を粒子追跡法（PTV:Particle Tracking Velocimetry）により解析する．実験系における主要パラメータとなる．出口幅 W と出口からの障害物の距離 L をとる. 具体的には，W は 25, 30, 40, 60 mm と変化させ，L は 5 mm 毎に 10 mm～50 mm，10 mm 毎に 50 mm～100 mm の範囲をそれぞれ変化させて実験を行った

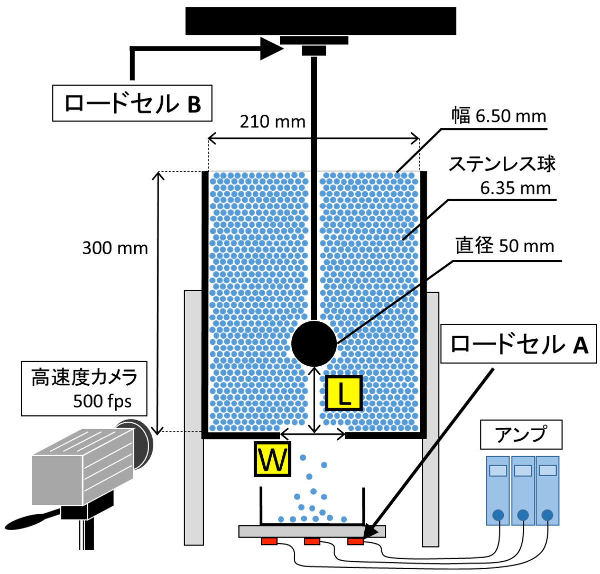


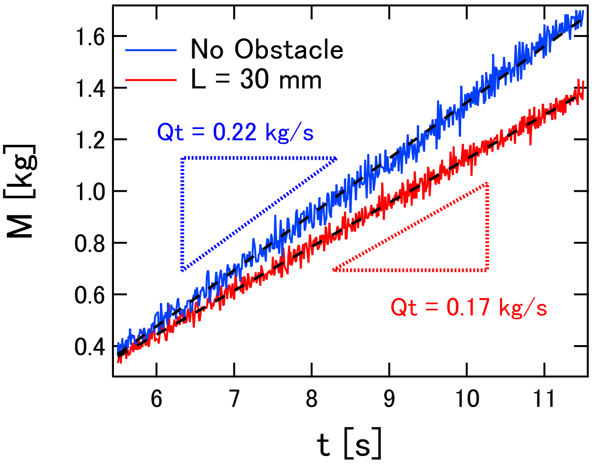
図 1 ：実験系概念図．容器下部の出口の幅 W と出口からの障害物までの距離 L が主要パラメータ．

3. 結果

3.1 流量測定

まず，粉体出口流における障害物の影響についてのマクロな特徴付けのために流量測定を行った．図 2 は障害物がない場合とある場合（L=30 mm）の出口からの流量をロードセルセンサーA で測定した結

果である．ここで，出口幅 W は両方のケースで 25 mm とした．図 2 の障害物なしのデータ（青実線）より，障害物がない場合に出口流の流量が一定となるという粉体出口流の特徴が確認できる．また，障害物を挿入した場合においても流量は一定に保たれることが図 2 の赤実線より分かる．ただし，流量の平均値 Q_t の値を比較すると，障害物がない場合での流出の方が Q_t の値が大きく，障害物の影響により流出量が減少していることが分かる．



4. 図表，写真

図２：ロードセル A（図１）による流量測定結果．障害物がない場合（青）とある場合（赤）（L=30 mm）での出口から流出した粒子の総量の時間変化．黒破線の傾きが各流量の平均に相当する．

3.1 流れ場測定

上述のような粉体出口流のマクロ流量特性は，粉体流を構成する個々の粒子のミクロな運動により支配され特徴付けられているはずである．この粉体出口流におけるミクロな流れ場とその障害物による影響を調べるために，個々の粒子の追跡も行った．障害物を挿入した場合の粉体出口流において，高速度カメラで撮影した画像を PTV 処理して速度場を求めた結果の例を図 3 に示す．図 3(a)，(c) は高速度カメラで取得した障害物の影響下にある粉体出口流の粒子画像のスナップショットを示し，(c)は(a) の 68 ms 後の状態である．また，図 3(b)，(d)はそれぞれ(a)，(c) の状態における各粒子の速度場をベクトル表示したものである．図 3(b)，(d) から，障害物の影響下にある粉体出口流の流れ場の構造が時間的にも空間的にも非一様となっていることが分かる。特に，この流れ場は障害物の右側と左側の領域で入れ替わり流れが生じる『交互流』のような構造を示すことも見てとれる．このような非一様なミクロ流れ場が，どのようにして図 2(a) で見られるようなマクロには一様である出口流を作り出し，障害物がどのように流れ場に影響を及ぼすかについても発表では議論する予定である．

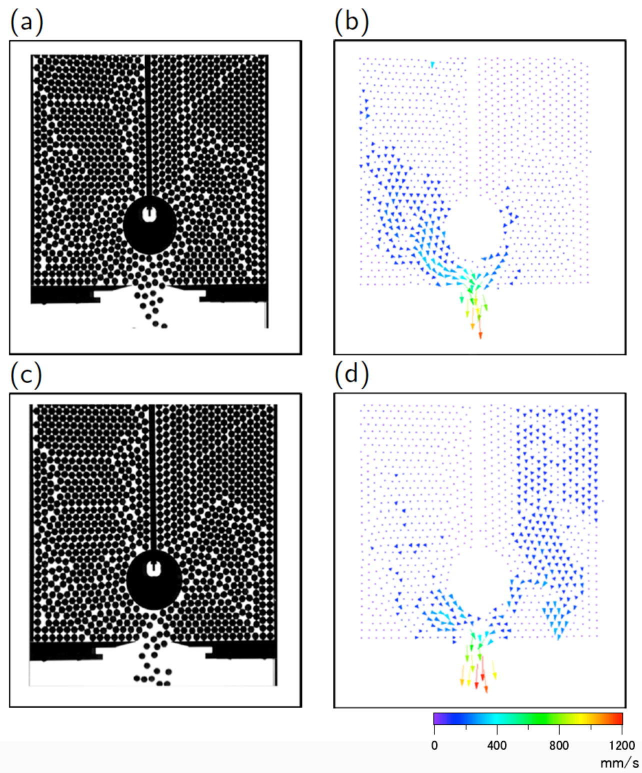


図３：障害物影響下での粉体出口流の速度場．(a)，(c)：高速度カメラで取得した障害物挿入時の粉体出口流の画像データであり，(c) は(a) の 68 ms 後の画像データである．(b)，(d)：(a)，(c) のそれぞれの状態における各粒子の速度場のベクトル表示（W=30 mm，L=25 mm）．

参考文献

1) I. Zuriguel et al., Sci. Rrep. **4**, 7324 (2014)..
2) W. G. Beverloo et al., Chem. Eng. Sci. **15**, 260 (1961).
3) K. To et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 71 (2001).
4) I. Zuriguel et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 278001 (2011).
5) S. C. Yang and S. S. Hsiau, Powder Tech. **120**, 244 (2001).
6) G. A. Frank and C. O. Dorso, Physica A **390**, 2135 (2011).

オルガンパイプにおける周波数引き込み現象

岡田昌大[1], 鏑木時彦[2]
[1]九州大学大学院芸術工学府, [2]九州大学大学院芸術工学研究院

1. はじめに

パイプオルガン（図 1）は流体現象に基づく発音機構を有しており，その非線形性からオルガンの詳細を解析するのは難しい．一方，Rayleigh によって，パイプオルガンは周波数引き込み現象を示すことがわかっている[1)]．さらにこれを詳細に調べた先行研究では，同期理論から予測される性質が実際にオルガンのパイプにおいても観測されることを報告している[2)]．以上を踏まえれば，パイプオルガンは同期理論の枠組みで解釈できる可能性がある．

しかしながら，先行研究[2)]では基本周波数比（周期比）が 1:1 の場合にしか言及されていない．そこで本研究では，基本周波数比が任意整数比 $m{:}n$ となる周波数引き込みについて調べ，パイプオルガンと同期理論の対応を取ることとした．

2. 同期理論による予測

同期理論によれば，リミットサイクルを持つ非線形振動子は以下の位相モデルで表すことができる[1)]．

$$\dot{\theta} = \omega + \mathbf{Z}(\theta)\cdot\mathbf{p}(t) \tag{1}$$

ただし，θ は位相，ω は自然角周波数，$\mathbf{Z}(\theta)$は位相感受関数，$\mathbf{p}(t)$は角周波数 Ω の周期外力である．$n\omega - m\Omega$ が小さいとき，(1)式を平均化すると

$$\dot{\phi} = -(n\omega - m\Omega) + \Gamma_{m,n}(\phi) \tag{2}$$

$$\Gamma_{m,n}(\phi) = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T n\mathbf{Z}\left(\frac{m\Omega s+\phi}{n}\right)\cdot\mathbf{p}(s)ds \tag{3}$$

となる．なお，$\phi = n\theta - m\Omega t$ である。

ここで，(3)式の被積分項について，複素フーリエ級数を用いて記述すると

$$\Gamma_{m,n}(\phi) = n\sum_{j,l}A_{j,l}e^{i\frac{j}{n}\phi}\left[\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T e^{i(mj+nl)\frac{\Omega}{n}s}ds\right] \tag{4}$$

と書ける（$i=\sqrt{-1}$）．したがって，(4)式より，積分実行後には $mj+nl=0$ のみが残る．

図 1　パイプオルガン
（辻オルガン，作品 44，1987）

ところで，リミットサイクル上の状態変数を x としたとき，自然角周波数は

$$\omega = \mathbf{Z}(\theta)\cdot\frac{dx}{dt} \tag{5}$$

と記述できる[1)]．先ほどと同様に，(5)式についても複素フーリエ級数で表示すれば

$$\omega = \sum_{j,k,k\neq 0} ikB_{j,k}e^{i(j+k)\omega t} \tag{6}$$

となる．よって，平均化後には $j+k=0$ が満たされることがわかる．

以上より，$mk = nl$ が成り立つ．ここで，m と n が互いに素であることを考慮すれば，k は n を約数として含まなければならない．同様に l についてもその約数に m を持つことが言える．つまり，リミットサイクルや周期外力に高調波がどの程度含まれるかによって，起こり得る高次同期が決まる．すべての整数比ではなく，物理的に，周期外力に含まれる調波成分が，振動子が持つ調波成分に近接することによって，周波数引き込みが生じるのである．

3. 実測

3.1 方法

自励発振するオルガンパイプに対して，外部から正弦波外力を当て，周波数引き込み現象が起こるかどうかを観察した．具体的には，オルガンの基本周波数の n/m 倍の周波数を含む狭周波数帯域について，正弦波外力を 60 秒ごとに 0.2 Hz 刻みで増加させながらオルガンパイプに当て，そのときの音響信号を録音した（サンプリング周波数 44.1 kHz，量子化ビット数 16 bit）．図 2 に実験系を示す．なお，収音は簡易防音室で行った．

分析方法としては，各 60 秒間の録音波形のうち，後半の 40 秒間を 10 秒ごとに区切り，離散フーリエ変換を通してパワースペクトルを 4 つ求めた後，これらを周波数ビンごとに平均した．なお，離散フーリエ変換の際にはハニング窓を用いた．

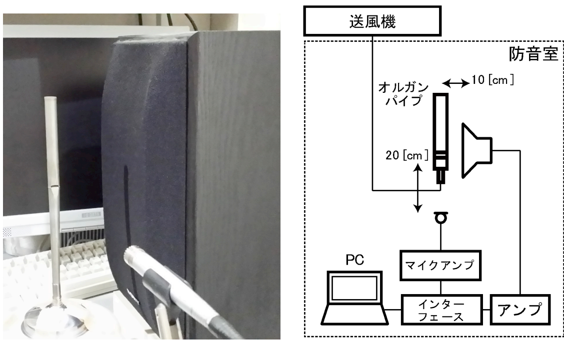


図 2　実験系

3.2 正弦波外力による周波数引き込み

まず，先行研究 [2]と同様の基本周波数比である(オルガン)：(外力) = $m{:}n$ = 1:1 について測定を行った．この結果を図 3 に示す．ここで，直線的に周波数変化するスペクトルが正弦波外力，広い幅を持つスペクトルがオルガンの基本音（第 1 倍音）である．この結果を見ると，オルガンの基本音と正弦波外力が近接している周波数帯（約 1640.0～1641.2 Hz）において，両者が合体し，単一のスペクトルとして観測されていることがわかる．

次に，$m{:}n$ = 1:2 の周波数引き込みを試みた．これは音響学的にはオルガンの第 2 倍音への作用に対応する．この結果を図 4 に示す. 第 2 倍音に関して，約 3275.4～3279.2 Hz の範囲で周波数引き込みが起こっている（図 4 上）．また，同じ周波数範囲において，基本音の性質が幅を持ったものから直線的なものへと変化している（図 4 下）．このことからも，オルガン音は外力に引き込まれたと言える．

これらの他に，$m{:}n$ = 1:3，2:1，2:3 についても検証を行った．その結果，正弦波外力がオルガンの第 3 倍音に作用する場合に相当する 1:3 では周波数引き込みが起こり，オルガンが持つ調波成分に作用することのない 2:1 や 2:3 では特に変化がみられず，以上のような周波数引き込みは起こらなかった．

3.3 複合音外力による周波数引き込み

続いて，外力を複合音に変えて観測を行った．測定手順や実験系は正弦波外力の場合と同じであるが，複合音外力の基本周波数は 0.1 Hz 刻みで増加させた．そして，複合音外力には 2 種類を用意した．どちらも基本周波数は同じあるが，一つは基本音と第 2 倍音を足し合わせたもの，もう一つは基本音と第 3 倍音を合成したものである．ただし，これらの複合音は基本音のパワーと他の調波成分のパワーを等しくした．なお，ここからは $m{:}n$ = 2:1 の周波数引き込みに焦点を当てる．このとき，2 種類の複合音外力それぞれが持つ調波成分のうち，オルガン音の調波成分（基本音）と近接するのは外力第 2 倍音のみである．

まず，基本音と第 2 倍音を足し合わせた複合音を外力とした場合の結果を図 5 に示す．ここで特筆すべきことは，正弦波外力の場合には起こらなかった周波数引き込みが，外力に第 2 倍音を加えることで起こったということである．また，第 2 倍音の初期位相を 90° 遅らせた複合音外力を用いても結果は変わらなかった．つまり，これは周波数引き込み現象が外力の位相スペクトルには影響を受けないことを示している．基本音と第 3 倍音で構成した複合音を外力として用いた場合については，周波数引き込みが起こらなかった．

以上の結果より，オルガンパイプにおける周波数引き込み現象が，オルガンと外力のそれぞれが持つ調波成分の近接によって引き起こされることを実証できた．

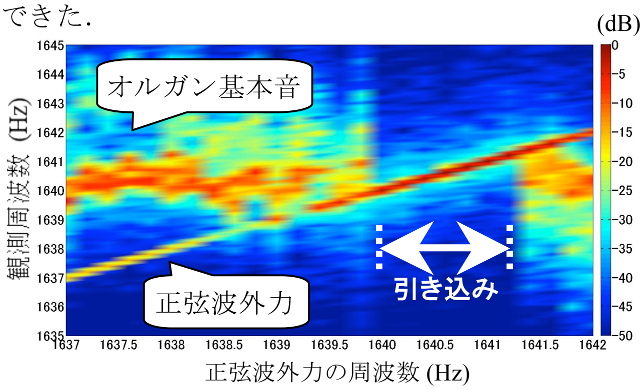


図 3　基本周波数比 1:1 の周波数引き込み.

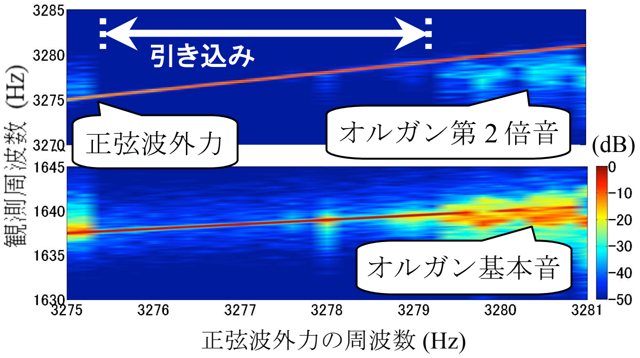


図 4　基本周波数比 1:2 の周波数引き込み.

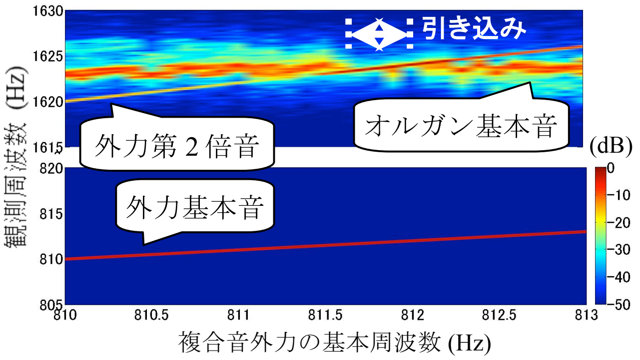


図 5　複合音外力による周波数引き込み.

4. まとめ

本研究では，オルガンパイプにおける周波数引き込み現象について，同期理論の観点からその特徴を探った．その結果，外力に含まれる調波成分がオルガン音の調波成分に近接することで周波数引き込みを生じることがわかった．

謝辞

本研究を始めるにあたり，快くオルガンパイプを譲ってくださいました，須藤オルガン工房主宰の須藤宏さんに感謝申し上げます.

参考文献

1) A. Pikovsky *et al.*, “Synchronization: A universal concept in nonlinear sciences,” Cambridge University Press, New York (2001).
2) M. Abel *et al.*, J. Acoust. Soc. Am. **119**(4) (2006).

社会集団の進化と興亡の数理

全 卓樹
高知工科大学

1. 序論

生物集団の進化と変遷を力学系の言語で記述する試みが、「数理生物学」として定着してから、既に長い年月が経っている。一方人間の作る社会集団の進化と変遷の考察は、通常「歴史学」の専属事項とみなされて、これに数理のメスが入ることは余りなかった。社会集団の発展を調べるためには、人口や経済的な富の多寡といった物質的な尺度以外に、社会的団結力や社会制度的文化的成熟といった、精神的要素の考慮が必要なことを思えば、これはある意味当然とも思える。

ピーター・ターチンの「Cliodynamics 歴史力学」の試みが、この状況に変化をもたらしつつある。社会集団の物質的興亡と団結精神の増減の相関として歴史を理解した、中世アラビアの史家イブン・ハルドゥーンの史観を、数理の言葉に焼き直すことから、ターチンは 2 変数の力学系方程式を得た。この力学系は、通常のロトカ＝ヴォルテラ系では見られない発散型固定点を持ち、これが系に「発展と滅亡」という挙動をもたらす。ターチンはこの方程式系に従う多数の政体の相互作用のシミュレーションによって、実際の諸国家の興亡の歴史と類似のパターンを、得る事ができたのである。

本稿ではターチンの理論に範をとりつつ、そのいささか図式的にすぎる人間精神の把握を改善し、社会的相互作用の多様性を考慮した、より現実的な力学系モデルを考える。そしてそこで得られた力学系に「発散軸」と「吸収線」が存する事を指摘し、これが系に、初期状態に微妙に依存する多様な興亡の様相を与えることを示す。

2. アサビーヤとメタアサビーヤ

家族的小集団を超えて、人間を都市国家や民族国家という政体に凝集させる精神的資源を定量化したものとして、ターチンは「アサビーヤ」という量を定義した。これは 0 と 1 の間を変動し、0 が政体の団結力の完全な欠如を、1 がその最大値を表すと考える。相争う小集団からなる未開部族社会のアサビーヤはほぼ 0、例えば古代スパルタのような完璧に統御され団結した政体のアサビーヤはほぼ 1 と考えていいだろう。

ところが社会の有意義な統合をもたらすものはこのように理解された直接的団結精神だけとは限らない。例えば教会の有効な統御の下にある宗教心や、整備された社会制度としての娯楽芸術といったものは、発展し複雑になった社会に不可避の内部摩擦を減衰させ、政体内に調和をもたらすことは見やすい。これはイギリスの史家トインビーが「世界宗教と世界帝国」という概念で詳細に論じた事項である。

人間は自由を追求する動物であり、政体は人々に自由をもたらす場合にのみ発展するであろう。アサビーヤの増大の背後には畢竟自由の増大があると考える他にない。しかし自由は必ずしも一色ではない。自由は発展初期社会における政体への参与と団結によって得られもするが、また発展後期社会における学芸を通じた温和さや節度によっても得られる。

“*Le but des Anciens était le partage du pouvoir social entre tous les citoyens d'une même patrie. C'était là ce qu'ils nommaient liberté. Le but des Modernes est la sécurité dans les jouissances privées; et ils nomment liberté les garanties accordées par les institutions à ces jouissances.*” (*Benjamin Constant, Discours prononcé à l'Athénée royal de Paris, 1819*)

「古代人の目的は、祖国を同じくする市民の全員が社会の集団的権力を共有するところにあり、そのことが、かれらが自由と名付けたものでもあります。ところが近代人の目的は、個人の私的な享受の安全が保証されることであり、近代人は、その享受が政治制度によって与えられる保証を自由と名付けたのであります。」（バンジャマン・コンスタン、1819 年、パリ王立アテネ学院における講演）

宗教、学問、芸術といったものには、分裂し疲弊した社会を癒し、個人の心の平安を通じて、失われた統合を回復させる力がある。文化的繁栄はまた科学の進化を生む。これが軍事技術等を通じて、老帝国の延命の助けとなったであろう事も容易に想像できる。部族的民族的凝集力アサビーヤとは別の、人間社会維持の非物質的資源たる「文化力」を第二のアサビーヤと考えることがきる。これをメタアサビーヤと名付けよう。この量も 0 と 1 の間を変動し、0 が文化力の完全な欠如を、1 が最大値を表すと考える。アサビーヤ、メタアサビーヤという非物質的資源を力学量として想定するのが本稿の肝である。

3. 拡張ターチン方程式

政体の「国力」すなわち物質的経済的な力を実数 A で表すとする。これはたとえば政体内総生産 GDP で測れると考えるとよい。政体のアサビーヤを S で、

そのメタアサビーヤを R で表す。政体の力学系としての発展を記述する次のような方程式系を考える。

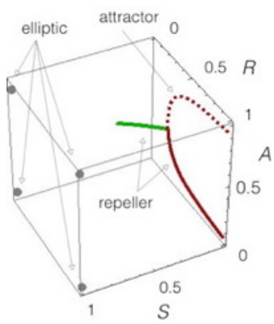
$$\frac{dA}{dt} = \frac{c}{1+f}(S+fR)A\left(1-\frac{1}{h}A\right)-a$$
$$\frac{dS}{dt} = r\left(1-\frac{1}{2b}A\right)S(1-S)$$
$$\frac{dR}{dt} = q\left(1-\frac{1}{2d}A\right)SR(1-R)$$

第一の式で、h は政体が安定に存在しうる最大のサイズを決める環境収容力であって、$A(1-A/h)$はバクテリアから哺乳類までに共通の孤立した生態系の「ロジスティック」な発展を表している。$-a$ が環境の挑戦、$(S+fR)$が人間の応答を与えている。アサビーヤ S、またはメタアサビーヤ R がある程度の値を持って$-a$ に打ち勝たない限り政体は成長しない。第二第三の式で $S(1-S)$、$R(1-R)$の形は、アサビーヤ、メタアサビーヤがそれ自身の存在に触発されて大きくなる事を表す一方、0 と 1 の間の値に収まっていることをも保証している。$(1-A/(2b))$、$(1-A/(2d))$という因子のために、政体サイズ A が $2b$ を増えるとアサビーヤが減少に転じ、また A が $2d$ を超えるとメタアサビーヤが減少に転ずる。ここで d は b より大きいと仮定され、メタアサビーヤはアサビーヤに比較して、大政体にあっても維持しやすい事を表す。また第三式右辺の因子 S は、メタアサビーヤの増大にはアサビーヤの存在が前提だという想定を表す。

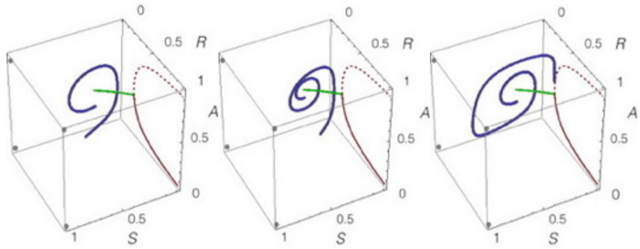
政体のサイズはアサビーヤもしくはメタアサビーヤの存在によって増大するが、アサビーヤの成長は政体サイズの増大によって鈍ってある時点で減少に転ずる。メタアサビーヤはアサビーヤがあるところでのみ成長し、政体サイズの増大でその成長率は鈍化するが、それはアサビーヤほど顕著ではない。この３本の方程式が表す政体の力学を言葉で表せば、概略そんな風になる。

4. 力学系の位相空間不変曲面と政体の発展

上記方程式系で記述される力学系の位相空間における不変局面を描いた一例が次の図である。



緑と赤の実線はリペラー、赤の点線がアトラクタである。この周辺の力学系の発展の軌跡を幾つか書いたものが次の図である。



各々の場合の国力 A の時間変動をみると、左からそれぞれ、一回の興隆と滅亡、二回の振動的な変動を伴う再興のち滅亡、盛衰の振動ののちの「千年王国的」永続を表していると解る。すなわち我々の力学系にあっては、系のパラメータを固定しても、国力、アサビーヤ、メタアサビーヤの初期値次第で、あらゆるパターンの国家興亡が見出されるのである。リペラーが「歴史の枢軸」として国家の盛衰を影で司っている様が見て取れる。

政体二つの競合を考えた６自由度系にいかなる現象が隠されているのか、三政体９自由度の織りなす三国志はどのようなものであろうか、解明が待たれるところである。

5. 結語

ここに示した未だ荒削りな社会変動の力学系モデルが、このままの形で実際の社会の歴史的発展の詳細な記述に用いられるかは疑問であろう。さらに言えば、数理物理学的または数理生物学的な道具立てのみを持って、人間社会を、歴史を研究する事はもちろん出来ない。社会学や歴史学の研究には、今後も今まで通り、地道な文献収集作業と人間性の深い哲学的理解に裏打ちされた広範な教養とが前提になるだろう。しかしながら、数理生物学と複雑系科学の最近の進展を見るにつけ、社会学者や歴史家といえども、数学や物理学の概念との無縁を、いつまでも決め込むわけにはいかないだろう。数学的言語と道具立てを自在に使いこなす新世紀の社会学や歴史学が、今世紀半ばには全盛をとなっているべきであろう。

参考文献

1) P. Turchin: "Historical dynamics -- Why states rise and fall", Princeton UP, 2003.
2) T. Cheon and S. S. Poghosyan: "Spiral orbits and oscillations in historical dynamics", arXiv.org:1512.07715, Dec. 2015.
3) 全卓樹：「帝国興亡方程式と歴史の枢軸」 http://researchmap.jp/jorf7q88x-13620/#_13620.

べん毛と繊毛の流体相互作用による同期と集団運動

内田就也
東北大学大学院理学研究科物理学専攻

べん毛および繊毛は微生物の遊泳や高等生物の体内物質輸送に用いられるフィラメント状の細胞小器官であり、そのダイナミクスや輸送能力の解明は生物学的にも重要な課題である。分子スケールでの駆動機構に関しては多くの知見がある一方、フィラメント間の相互作用や巨視的スケールにおける集団運動については未だ不明な点が多い。本発表では特に流体力学的な相互作用が重要になる２つの例を取り上げる。

べん毛バクテリアの集団同期相転移 [1]

多数のべん毛バクテリアを基盤に貼り付けたバクテリアカーペットは、べん毛が自発的な方向秩序を形成して巨視的な流れを生むため、自己組織化するマイクロ流動デバイスとしての応用が提案されている。われわれはこの秩序化現象を、べん毛の歳差運動が流体相互作用によって同期する集団同期相転移とみなすシナリオを提案した。回転子モデルによって得られる動的相図を示す。最新の実験結果との比較や、一般的な同期現象の理論 [2] における位置付けについても述べる。

繊毛の同期現象とメタクロナル波 [3]

繊毛はゾウリムシなど繊毛虫の遊泳や、ヒトの気管、胚などにおける物質輸送を司っている。われわれは繊毛の周期的なビーティング運動を粗視化した回転子モデルを用いて、２本の繊毛の運動が流体力学相互作用により同期する様子を解析した。駆動力の変調パターンや繊毛間の距離、軌道の傾きや弾性変形によって同期パターンが制御されることを示す。また、多数の繊毛が形成する進行波（メタクロナル波）の相図（図２）と流体輸送効率を導出した。人工繊毛（光駆動コロイド）を用いた検証実験についてもふれる。

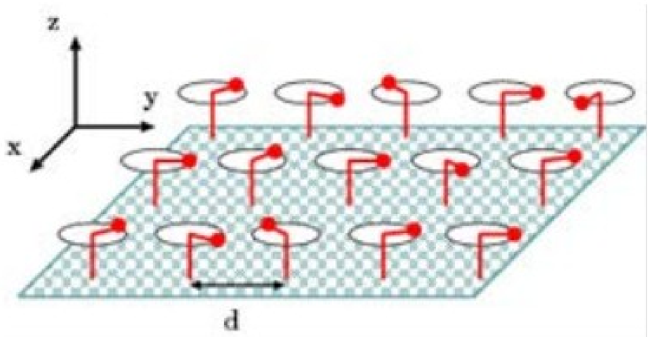


図１．基盤上に配列した回転子。各回転子はべん毛または繊毛を表し、流体相互作用により同期する。

参考文献

1) N. Uchida and R. Golestanian, Phys. Rev. Lett. **104,** 178103 (2010); Europhys. Lett. **89**, 50011 (2010).
2) N. Uchida, Phys. Rev. Lett. **106**, 064101 (2011).
3) N. Uchida and R. Golestanian, Phys. Rev. Lett. **106**, 058104 (2011); Eur. Phys. J. E **35**, 135 (2012).

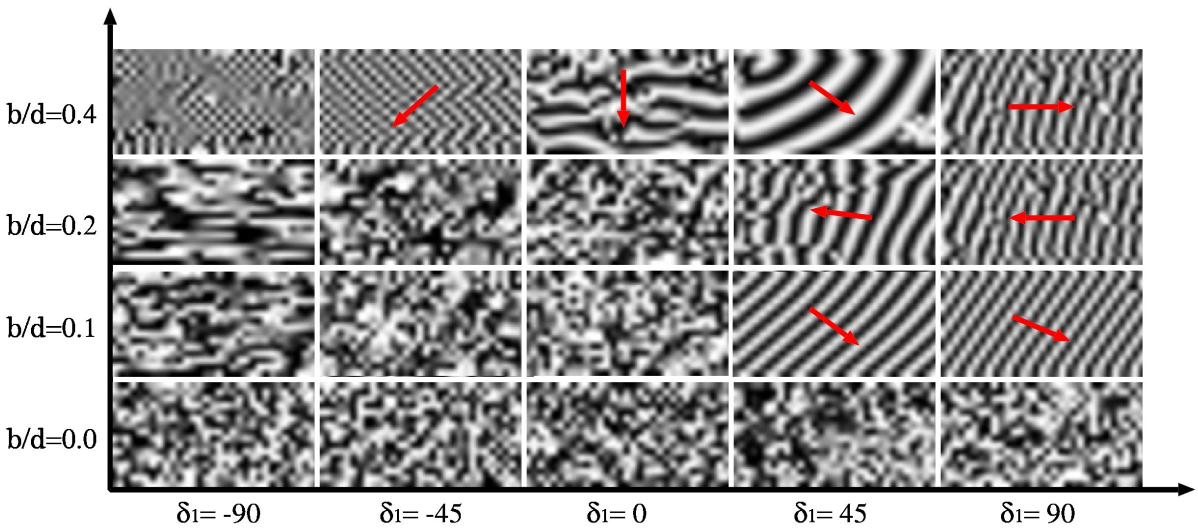


図２．繊毛メタクロナル波の動的相図。

沈降する液滴の分裂個数に関するモード選択

下川倫子[1]，坂口英継[2]
[1]福岡工業大学工学部，[2]九州大学総合理工学府

1. はじめに

空から降ってくる雨粒は空気中を落下する中で複数個の小さな雨粒に自発的に分裂する。界面張力差に起因した圧力変化により、滴の変形が促され、分裂することから、界面張力の存在が雨粒の分裂においては重要であることが報告されている[1)]。

一方、界面張力が存在しない可溶性の二流体を使った実験においても、粘性流体中を沈降する滴は自発的に分裂する[2-4)]。二流体間の界面張力は存在しないものの、沈降過程で形成された渦輪は重力不安定性により不安定化し、滴の分裂が起こる[5)]。分裂を引き起こす要因については様々な条件で研究されているものの滴の分裂個数に関しては二流体の粘性が異なる特殊な条件での実験のみが報告されており、普遍的な理解は十分になされていない。そこで、我々は様々な条件下での分裂個数の確率密度分布を調べ、得られた実験結果から、分裂個数を決定する物理要因を議論する。

2. 実験方法

実験で使用した溶液は硫化鉄(Ⅲ) 水溶液とグリセリン水溶液である。密度の大きな硫化鉄水溶液は滴溶液として、密度の小さなグリセリン水溶液はベース溶液として使用した。滴溶液の密度は硫化鉄(Ⅲ)水溶液の溶解量を変えることでコントロールできる。実験装置を図 1 に示す。滴の半径はシリンジポンプに装着したチューブのサイズを変更することで、0.8mm から 2.0mm の範囲でコントロールした。粘度はポリエチレングリコールを加えることで、滴溶液とベース溶液の粘度が等しくなるようにし、実験を行った。溶液への混合によって、密度はほとんど変化しないが粘度は大きく変化する性質をポリエチレングリコールは持つ[6)]。内径 7.0cm、高さ 14cm のガラスビーカーはベース溶液(グリセリン水溶液)で満たされ、内部の流れがなくなるよう 10 分間放置し、ベース溶液の界面 8.0mm 上方から滴溶液を滴下する。ビーカーの下方にデジタルビデオカメラを設置し、滴の沈降過程での水平方向の変形を撮影した。

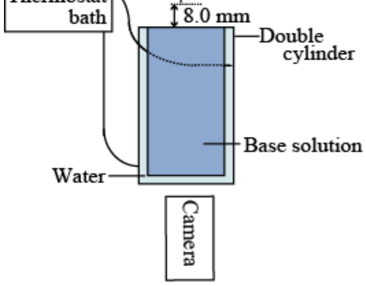


図 1　実験設定

3. 実験結果

滴の水平方向の変形をビーカー下方から観察したところ、分裂過程で特異点を持つ多角形に滴が自発的に変形する様子が観察された(図 2)。多角形の角数は滴の分裂個数と一致している。分裂の個数を以下ではモード m と呼ぶ。モード数は滴の体積が大きくなれば増加傾向を示し、粘性が高くなれば減少傾向を示す。また、二流体の密度差の増加とともにモード数は増加した。次に、$r = 2.0$ mm, $\mu = 10.2$ mPa・s の 50 回の実験で得られた出現確率密度分布 $p(m)$を図 3 に示す。図 4 を見ると分かるように、ピーク値は $m = 5$ であるが、出現モードは $2 \leq m \leq 8$ の広範囲に分布する。そこで、出現確率密度分布から得られるモード数の平均値$\langle m \rangle$を用いて、実験結果を整理する。

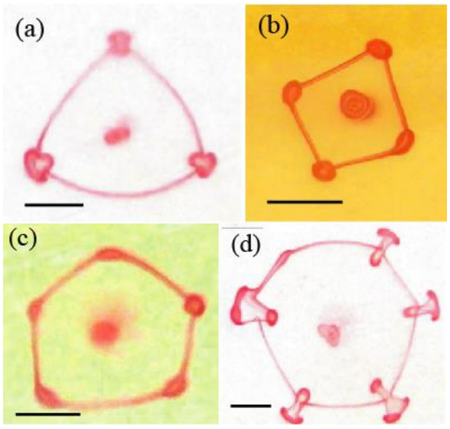


図 2　水平方向の変形
(a) $m = 3$,(b)$m = 4$, (c) $m = 5$, (d) $m = 6$

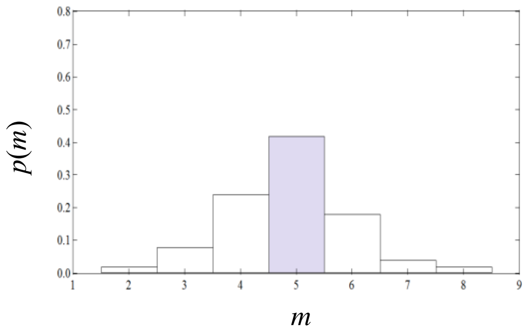


図 3　モード数 m に関する出現確率密度分布 $p(m)$

4. 考察

分裂個数のモード選択について考える。本実験の現象はブシネスク近似を仮定すると、以下の連立偏微分方程式で表現できる[5]。

$$\frac{\partial U}{\partial t}+(U\cdot\nabla)U=-\frac{1}{\rho_0}\nabla P+\nu\nabla^2 U-\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0}g\ e_z. \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+(U\cdot\nabla)\rho=D\nabla^2\rho. \qquad (2)$$

Uは速度、νは動粘度、ρ_0はベース溶液の密度、ρは任意の位置での流体の密度、Pは圧力、Dは拡散係数を示す。位置x、速度U、時間t、圧力Pに関して、以下のルールに従い、(1)と(2)を無次元化する。;

$x/r\to x', Ur/\nu\to U', t/(r^2/\nu)\to t', P/\rho_0(\nu/r)^2\to P'$

無次元化によって得られた式が(3), (4)である。

$$\frac{\partial U'}{\partial t'}+(U'\cdot\nabla')U'=-\nabla' P'+\nabla'^2 U'-G\rho e_z. \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t'}+(U'\cdot\nabla')\rho=\frac{1}{S}\nabla'^2\rho. \qquad (4)$$

(3), (4)式のGとSは$G=(\Delta\rho/\rho_0)(r^3/\nu^2)g$, $S=\nu/D$を意味する。ここで、$\Delta\rho$は二流体の密度差を示す。物理量Gを用いて、分裂モードの平均値<m>を整理する。<m>は出現確率密度分布(図3)から見積もった。

図4はGと<m>の関係を示し、二流体の密度差$\Delta\rho$、粘度η、滴の半径rに対する依存性、また二流体の粘度が異なる場合の実験結果を重ねて、プロットしたものである。図4を見るとわかるように、二流体の粘度、密度差、滴の体積、二流体間の粘度差に依存せず、分裂モード<m>はGでスケールされている。

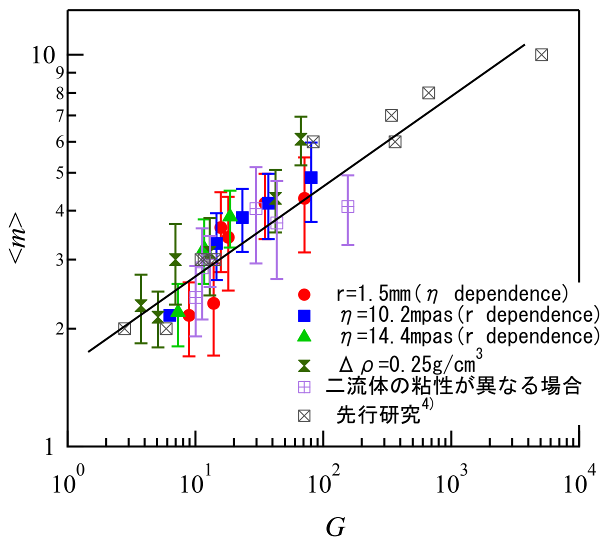


図4　Gと<m>の関係

ここで、Gの意味について考えてみよう。前述したように、Gは$(\Delta\rho/\rho_0)(r^3/\nu^2)g$であり、重力による駆動力と粘性散逸の比である。以上のことから、重力による滴の沈降現象と沈降中の流体間の粘性散逸の競合が分裂モードの決定において重要であるといえる。

5. まとめ

本研究は滴の分裂現象における分裂モードを決定する物理要因を知ることを目的とし、分裂モードに関する出現確率密度分布を実験で定量的に調べた。分布から得られる分裂モードの平均値を$G=(\Delta\rho/\rho_0)(r^3/\nu^2)g$で整理したところ、密度依存性、滴半径依存性、粘度依存性の実験結果において、よく一致していた。このことから、重力による滴の沈降現象と沈降中の流体間の粘性散逸の競合が分裂の個数を決定しているといえる。

本実験では(3)式が与える物理量Gを用いて、分裂個数のモードについて議論した。しかし、(4)式が与える無次元量Sに関する議論がなされていない。拡散が分裂モードの選択に与える影響ついて議論することが今後の課題である。

参考文献

1) E. Villermaux and B. Bossa, Nature Physics **5**, 697 (2009).

2) J. J. Thomson and H. F. Newall, Proc. R. Soc. London **39**, 417 (1885).

3) F. T. Arecchi, *et al.*, Europhys. Lett **9**, 333 (1989).

4) S. Residori, *et al.*, Eur. Phys. J.: Spec. Top **146**, 357–374 (2007).

5) M. Shimokawa, *et al.*, Submitted to PRE.

6) M. Shimokawa and S. Takami, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 44001 (2014).

動的過程の不確定要素とオートポイエーシス

小林泰三
帝京大学・九州大学

概要

70 兆の細胞からなる我々の身体は、生きている間絶え間なくおびただしい数の自身の細胞を入れ替えている。それでも我々は何十年も自分自身であり続けている。多細胞生物は、常に自分自身を構成しているシステムを変更しながら日々の営みを同時にこなしている。この広く知られている現象は科学研究の対象として古くから存在しており、特に、その動的な状態遷移に立脚した概念としてマトゥラーナらが 1974 年に提唱を始めたオートポイエーシス [1,2] がある。この概念は、生物学などの自然科学分野にとどまらず、社会科学や哲学にも広がってはいるものの、数理科学分野での現象解明・理解するための思考ツールになるまではまだ距離がある。

一方で、ビッグデータやクラウドコンピューティングに見られるような大規模広域分散情報システムは、それが社会インフラ化するほど、生体に似た可動条件を要求されるようになってきている。すなわち、１）止められない、２）状況の大きな振れ幅にも応じて機能・動作を変更できなければならない、３）ハードウェアトラブルやソフトウェアの不具合への対応を on-the-fly で行う必要がある。しかし、現在のソフトウェア工学は、アルゴリズムをハードコードする手法に基づいており、上記の３つの問題に対応するには動作しているプログラムを一旦停止して、然る後に更新されたプログラムを起動し直す必要がある。従って、上記の３つの問題に対応するには、プログラムの動作法を根底から変更しなければならない。そこで、我々は計算機の上に動的なプロセスを司る最小単位として仮想化されたチューリングマシン (VTM)を実装することを提案している。この機構とオートポイエーシスの関連を議論する。

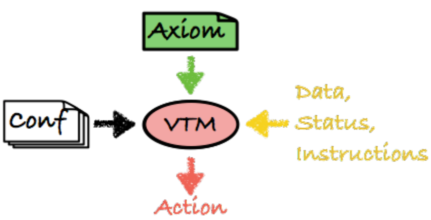


図 1：**Self-Referential Computation**

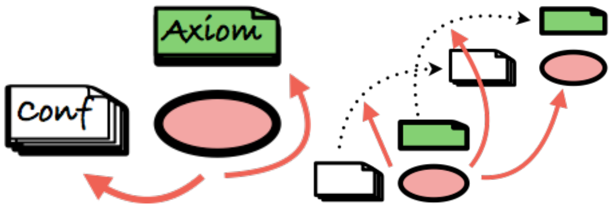


図 2：**on-the-fly-update and on-the-fly-move-and-copy**

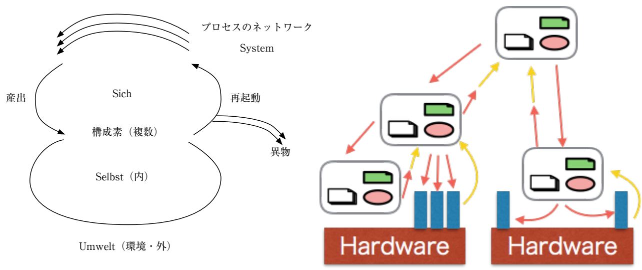


図 3：**Autopoiesis and its Computing,**

参考文献

1) Francisco J. Varela, Humberto R. Maturana, and R. Uribe: *Autopoiesis: The organization of living systems, its characterization and a model.* In: *Biosystems.* 5, 1974, S. 187–196. doi:10.1016/0303-2647(74)90031-8
2) 河本英夫 『オートポイエーシス ― 第三世代システム』 1995、青土社、ISBN 4791753879
3) T. Kobayashi, “Uncertainty and Dynamical Process on Computation”, International Workshop on Advanced Future Studies, March 14-16, 2016
4) 小林泰三, 森江善之, 高見利也, 青柳睦, 「過渡現象数値計算のボトルネックとポスト処理連携」, 情報処理学会研究報告 [アーキテクチャ], 2013-ARC-207(23), 1-7, (2013)
5) 小林泰三, 天野浩文, 青柳睦, 合田憲人, 「大学間連携グリッド基盤の運用」, 情報処理学会誌, 情報処理 51(2), 134-143, (2010)
6) 小林泰三, 「UBIM：シンプル且つコンパクトな広域分散環境の管理運用機構」, アカデミッククラウドシンポジウム, 北大, 2012

Neural High-performance Computing

高見　利也
大分大学 工学部，JST CREST

1. 時間方向並列計算

様々な科学分野の数値計算が、京コンピュータなどの大規模並列計算機上で行われている。通常、偏微分方程式などの初期値問題を解く場合は、空間的に離散化することにより、時間発展方向に逐次的に計算を進めるが、この逐次演算の長さが問題になる。この依存性を回避して、時間方向に並列化を実施しようとするアプローチが Parallel-in-Time (PinT)という手法で、ここ 10 年ぐらいの間に広く行われるようになってきた。[1), 2)]　一方、近年、多層のニューラルネットに対する学習手法(Deep Learning)の発展により、脳の構造を模したネットワーク系の計算が画像認識系を中心にして幅広く実施されるようになってきている。

本発表では、数値計算の手法として、最近発展したニューラルネットワークを適用するための手法について考察する。まだ、アイデア段階のものであり、詳細な解析は今後実施する形だが、以下に示すように、ニューラル系の計算を PinT 法と組み合わせることにより、これまでほとんど別の研究領域として実施されていた、ニューラルネットと高性能計算(High-performance Computing (HPC))の領域を融合する手法として発展させる。

2. 近似としての Neural Map

時間発展計算は一般に、直前の時刻の物理状態から、少しだけ時間を進めた状態への写像として実施される。乱流などの非常に不安定な系の時間発展計算を除いて、現実に応用されている初期値問題の計算では、それほど不安定な状態が扱われるわけではないが、偏微分方程式の離散化の過程で不安定性が入ることになり、陽的な時間発展計算では時間刻みを必要以上に小さくすることが求められる。通常は、この部分に空間的に粗いメッシュを導入することにより、近似計算を行う手法が広く使われており、上記の PinT 法においても、時間を先に進めるための近似計算として導入される。

時間発展計算が多自由度の写像であるならば、多次元ベクトルを入力とするニューラルネットワークを使って、近似できないだろうか、というのがここでのアイデアである。数値制度を確保するために完全な写像を導入することには困難があると予想されるが、ある程度の誤差を許容する近似としてであれば、実現の可能性があると考えられる。実際、可視化やゲーム動力学などの分野では、粒子法による流体計算にニューラルネットの計算を応用する手法が導入されており [3)]、ある程度は実用性に期待が持てる状態である。

そこで、ニューラルネットの応用による数値計算手法の実現可能性について、様々な観点から議論したい。

参考文献

1) Ruprecht, D., Speck, R., Krause, R. 2016. Parareal for diffusion problems with space-and time-dependent coefficients, LNCSE vol. 104, pp. 371-378.
2) Takami, T., Fukudome, D. 2014. An Identity Parareal Method for Temporal Parallel Computations, LNCS 8384, pp.67-75.
3) Ladicky, L. Jeong, S., Solenthaler, B., Pollefeys, M., Gross, M. 2015. Data-driven Fluid Simulations using Regression Forests. ACM Trans. Graph. 34, 6, Article 199 [9 pages].

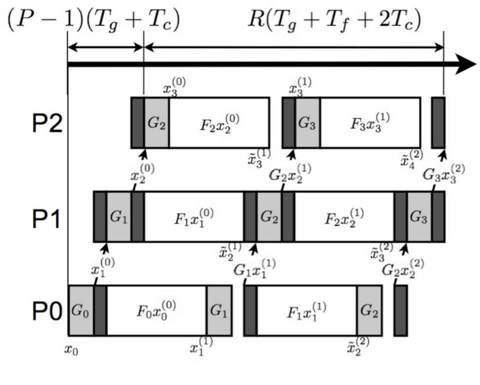


図 1　PinT 法の実装

参加者名簿

佐竹 暁子	九州大	IL1	akiko.satake (at) kyudai.jp
郡 宏	お茶女	IL2	kori.hiroshi (at) ocha.ac.jp
小西 哲郎	中部大	IL3	tkonishi (at) isc.chubu.ac.jp
末松 信彦	明治大	IL4	suematsu (at) meiji.ac.jp
時田恵一郎	名古屋大	IL5	tokita (at) is.nagoya-u.ac.jp
池田 幸太	明治大	SS1	ikeda (at) meiji.ac.jp
末谷 大道	大分大	SS2	suetani (at) oita-u.ac.jp
坂口 英継	九大	SS3	sakaguchi (at) asem.kyushu-u.ac.jp
新屋 啓文	名大	SS4	niiya (at) nagoya-u.jp
水口 毅	大阪府大	SS5	gutchi (at) ms.osakafu-u.ac.jp
大原 隆之	九大	SS6	t.ohara.63920 (at) ees.hokudai.ac.jp
工藤 和恵	お茶女	SS7	kudo (at) is.ocha.ac.jp
篠田 明友子	名大	SS8	shinoda.ayuko (at) j.mbox.nagoya-u.ac.jp
岩上 翔	九工大	SS9	iwagami (at) chaos.mse.kyutech.ac.jp
藤崎 弘士	日本医科大	SS10	fujisaki (at) nms.ac.jp
茶碗谷 毅	阪大	SS11	chawanya (at) ist.osaka-u.ac.jp
桂木 洋光	名大	SS12	katsurag (at) eps.osaka-u.ac.jp
岡田 昌大	九大	SS13	3DS16004N (at) s.kyushu-u.ac.jp
全 卓樹	高知工科大	SS14	taksu.cheon (at) kochi-tech.ac.jp
内田 就也	東北大	SS15	uchida (at) cmpt.phys.tohoku.ac.jp
太田 正之輔	九大		s.ohta (at) kyudai.jp
藤原 慎一	名大		sifjwr (at) num.nagoya-u.ac.jp
下川 倫子	福岡工大	世話人, SS16	shimokawa (at) fit.ac.jp
小林 泰三	帝京大・九大	世話人, SS17	tkoba (at) cc.kyushu-u.ac.jp
高見 利也	大分大	世話人, SS18	takami-toshiya (at) oita-u.ac.jp

謝辞

本研究会は、以下のサポートを受けて開催されます。

「滴の変形現象に関する実験的研究-非平衡系での界面現象の理解を目指して-」

科学研究費補助金若手研究 (B):15K17723

研究代表者：下川 倫子

「多拠点間連成計算における通信スキームの研究開発」

科学研究費補助金基盤研究 (C):26330146

研究代表者：小林 泰三

「時間方向並列化法に基づくマルチスケールシミュレーションの構築と検証」

科学研究費補助金基盤研究 (C):15K04760

研究代表者：高見 利也