PRINT ISSN 2434-5474
ONLINE ISSN 2434-5946

第29回
交通流と自己駆動粒子系
シンポジウム

論文集

Papers
of
the 29th Symposium
on
Traffic Flow and Self-driven Particles

―― 2023 ――

本シンポジウムの開催には、
室蘭工業大学大学院 工学研究科・しくみ解明系領域
名古屋大学情報学部大学院情報学研究科
から支援を受けています。

日時　：　2023 年 12 月 1 日(金) 13：00－17：05
2 日(土) 10：00－16：25
場所　：　オンライン開催 (Zoom Meeting)

主催　：　交通流数理研究会
http://traffic.phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp/~mstf/

招待講演論文

一般講演論文

混合交通のボトムアップ改善の先を目指して
—Seminar on Heterosocial Systems 開催のモチベーション—

長濱　章仁 [1]

[1] 電気通信大学大学院情報理工学研究科

概要

世界の新興各国では、バイクやオート三輪などが入り混じり車線が守られない二次元混合交通が観測され、その渋滞問題は人々の QoL 低下を招いている。筆者は混合交通流を各車両の挙動改善に依ってボトムアップ式に改善することを目指している。本稿では、それらの 3 要素である、A) 車列内部の構造「群れ」の検知と再現、B) 渋滞に頑健な安定性の高い「車列」の探索、C) 望ましい群れに「人」を導くための行動改変手法 に関する研究を紹介する。また混合交通研究と社会改善との関わりについても指摘し、そのための分野融合の場として筆者が開催している Seminar on Heterosocial Systems についても紹介する。

Aiming beyond bottom-up improvements of mixed traffic
—Motivation for hosting the Seminar on Heterosocial Systems—

Akihito Nagahama[1]

[1] Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications

Abstract

In developing countries around the world, two-dimensional mixed traffic, in which motorcycles, three-wheelers, etc, are mixed together and lanes are not followed, has been observed, and its congestion problem has caused a decline in people's QoL. The author aims to improve the mixed traffic flow in a bottom-up manner by improving the behavior of each vehicle. This paper introduces research on three elements: A) detection and reproduction of the "group" structure inside the platoon, B) search for a more stable "platoon" that is robust to traffic congestion, and C) behavior modification methods to lead "drivers" to the desired groups. The relationship between mixed traffic research and social improvement is also pointed out, and the Seminar on Heterosocial Systems, which the author is organizing to integrate the fields for this purpose, is introduced.

1　はじめに

交通渋滞は、人類の Quality of Life を低下させる重大な問題である。特に、世界の新興各国ではバイクやオート三輪などの車種が入り混じり、車線が守られず、各車が道路横方向にもある程度自由に走行する「二次元混合交通」が見られる。

先進国では既に、Intelligent transporation system (ITS) 技術を用いた信号制御やレーン制御といった、トップダウン式の交通改善が運用されている。しかし新興各国では、政府組織の無関心やリソース不足といった要素により、それらの交通改善手法の実装が難しいということが報告されている [1]。また、渋滞吸収運転 [2] の様なボトムアップ式交通改善も、似

た性質の車両がおおよそ車線内を走行しつつ協力行動することを想定としている。しかし新興各国の道路では、歩行者・動物がけん引する車両・逆走車といった、遵法意識が低くリスクテイキングで多彩な交通参加者が行き交う。

これまでの研究で、前走-後続車の車種組合せによって運転の特徴が変化することが明らかになっており [3]、モデル化がなされている [4]。さらに、車線の守られる混合交通に限れば、前走-後続の車種が連なってできる「車列順」(車列の内部構造の 1 つ)が、交通の効率(密度に対する流量)や渋滞発生リスクである安定性に影響することが示されている [5, 6]。

これらの研究より筆者は、車列順といった車列の内部構造を変化させることで、渋滞発生リスクや交通効率を改善する「混合交通ならではのボトムアップ式交通流改善」を発想し、その提案に取り組んでいる。具体的には、(A) 車列における内部構造「群れ」の検知、およびシミュレーション上での再現、(B) 渋滞に頑健な「車列」の探索手法の開発、(C) 人機-環境系における「人間」行動の理解、の 3 つに関する研究を進めている。

本稿ではまずそれらの研究を紹介する。また研究の過程で混合交通研究が、様々な種類のエージェントが織り成す社会システムの新たな発展方法に示唆を与える可能性を見出した。その実現に向けた取り組みである、Seminar on Heterosocial Systems の概要も紹介する。

2　混合交通に潜む内部構造(群れ)の検知と再現

2.1　群れの検知と新たな視座

1 節で述べた通り、交通流に影響しうる内部構造が存在することは明らかになっている。つまり、混合交通流の正確な評価やダイナミクス理解、そして改善には内部構造の検知と模擬が必要である。例えば二次元混合交通で頻繁に観測される具体的な内部構造としてバイクの分離がよく指摘される [7]。しかしこの例を含めて、内部構造を定量的に検出した研究は存在しない。そこでまず筆者らは、頻繁に観測される具体的な内部構造を定量的に明らかにする事を目指した。なおここで検出する内部構造は「長時間頻繁に近くを走行し加減速を伝えあう車両群」と定め、「群れ」と呼ぶこととする。

車線の守られる交通では、加減速が影響する/される「追従関係」が前走-後続車の間に一対一で結ばれると見なされることが多い。一方、二次元混合交通では、後続車の進行方向に複数車両が存在しうるため、一対多の車両間で追従関係をもつ可能性が高まる。そのため交通はノードが各車種、エッジが追従関係である図 1 に示すネットワークとみなすことができる。ノードの m・r・c・h はそれぞれ、バイク・三輪車・乗用車・大型車を示す。

交通をネットワークとみなすことで、既存手法 [8] を用い「頻出サブネットワーク」を検知可能になった。これに報告者の考案した、サブネットの存在時間/車両数の偏りを鑑みる統計的手法を合わせることで、ある車両群が長時間特定のネットワーク構造で群れを作りやすいと統計的に結論づけることが可能になった。

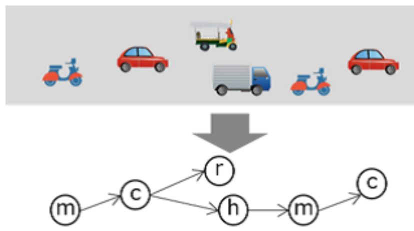


図 1: 車列をネットワークと見なすイメージ図

インドはムンバイの実交通から検出された「群れ」の例を図 2 に示す。図中 (a-c) は単独車種による群れの例、(d) は複数車種による群れの例である。形成されている群れが具体的に明らかになった他、車種毎の群れ形状の傾向や、複数車種が混じる群れも確認できた。また本結果より、内部構造の形成要因が従前提案されてきた「粉体の偏析」に類似するものだけではないこと、群れを保持しているダイナミクスも車種毎に異なる可能性が示唆された [9, 10]。

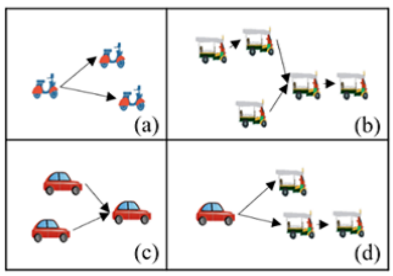


図 2: 検出された群れの例

群れが発見されたことにより、混合交通は図 3 のように、群れとそれ以外のおおよそランダムな部分（集まり）が入り混じるものだと見なすことが可能になった。

図 3: 車列を「群れ」とそれ以外の「集まり」にわける視座のイメージ

2.2 群れを含む車列の再現に向けて

2.1 節の視座に基づくと、混合交通のミクロシミュレーション上での再現には、シミュレーション領域端で群れと集まりに属する車両を発生させるモデルが必要となる。そこで発生させる車種を予測するとともに、その予測の確信度を同時に出力するモデル、特に「分類器」の構築が必要である。予測確信度の低い車両は、ランダムな集まりに属する車両だと見なすことが可能である。

筆者らは、ガウス過程回帰 (GP) モデルおよび Evidential deep learning (EDL) モデルを用いた車両発生器を試作した。ガウス過程回帰は予測確からしさとして信頼区間を出力できる。一方 EDL は主観論理のフレームワークを用いることで、各車種の確率とともに「車種不明」の度合いを示す Uncertainty を出力できる。

GP/EDL の予測確からしさである信頼区間と Uncertainty の相関を調べることで、試作した GP/EDL では異なる部分を群れと認識していることがわかり、現在改善を進めている。

3 車列改善アルゴリズムの提案

様々な速度や密度を通して、車列の渋滞発生リスクを評価する指標は提案されておらず、リスクの低い車列を探索するアルゴリズムも提案されていなかった。筆者らは車線に基づく範囲で混合交通を評価する指標を確立し、探索するアルゴリズムを提案した。

まず渋滞への頑健性指標として、車列の密度-速度図における安定自由流領域の面積 (VF-VS) を提案した。また VF-VS を用いつつ組み換え車列を探索する VOO-G-NSGA-II を提案した。本手法には進化的計算を用いている。車列の最適化を狙うのではなく「現在の車列からある組み換え回数内でより渋滞しにくい車列へ変更する」ことを目指したものである。

例として、一列に並んだ乗用車 5 台トラック 3 台からなる車列を 3 回の組み換えで至ることができる、より渋滞に頑健な車列を探索した [11]。その結果、より頑健な車列の探索に成功し、全ての車列からそれらに至ることができることを確認した。VF-VS を何らかの手法で二次元混合交通でも描くことができれば、二次元混合交通での車列探索が可能となる。

4 人間行動の改変

交通流改善のためには、例えば後続車に道を譲らせるといった、通常取らない行動を促す必要がある。このような行動改変を促すため「無意識に行動を変えさせる仕掛け」や、「『納得感・信頼感』をもって行動変容を『長期的に』促す情報提示・運転支援」に活用できる各種手法の有効性や人間の認知特性を測定している。なお、本テーマは基礎的研究として、運転に限らず様々な状況を再現して被験者実験を実施している。実験装置として、VR を含むドライビングシミュレータや歩行者実験、e-learning や災害発生時の行動を模擬体験するデスクトップアプリを活用している。ドライバーの無意識・意識に働きかける各種手法の有効性に関する示唆を得ている。

5 混合交通研究と社会改善

本ボトムアップ式改善手法が提案されたあかつきには例えば、時間に余裕のある乗用車ドライバーが、自然に少し走行位置を左右にずらすことで、後続バイクに追い抜かれ、望ましい群れが創発されるような交通が実現できる可能性がある。

また今後、先進国でも電気バイク/ITS 搭載車といった、多彩な加減速特性/認知レベルをもつ車両が混在していくだろう。本手法は、このような道路交通の将来的動向と親和性が高い。

さらに本手法の探求は、ルールやモラル（規律）が低く多様な特性の人々が混ざり合う社会が、効率的に営まれる状況とダイナミクスを探る、研究例である。Boehm は、人類が進化の過程で、規律を高めつつ社会を改善することと、規律を守らない個体への制裁感情を、表裏一体としたことを指摘している [12]。もし本手法の探求を通して「規律が少ない効率的な社会」の実現方法を見出すことができれば、高まる規律と他者への制裁感情の両方から解き放たれる、社会システム改善の第一歩となり得る。

6 Seminar on Heterosocial Systems の開催

多様な特性の人々が緩やかな規律の下、社会を効率的に営む状況とダイナミクスを研究/活用する体系的な学術分野の確立には、工学/複雑系科学/生物学/社会学といった分野の融合が必要である。そのような分野融合の場を得るため、筆者は 2023 年 9 月より節題のセミナーを開催している。年に数度の頻度で、様々なエージェントが混じりあう系を取り扱う研究者を招待し、約一時間のご講演と議論を賜る予定である。第一回は Jia Xiaolu 氏に講演を賜り、様々な特性をもつ歩行者を混ぜた際、歩行者の特性毎に認知する混雑感が異なる可能性をご議論いただいた [13]。

7 おわりに

本稿では、混合交通のボトムアップ改善をめざした、群れ・車列・人に関わる研究を紹介した。また混合交通研究と社会改善との関わりについても指摘し、そのための分野融合の場として筆者が開催している Seminar on Heterosocial Systems についても紹介した。

謝辞

筆者の取り組みについて紹介する場をご提供下さいました、杉山雄規先生をはじめとする交通流数理研究会の皆様に感謝申し上げます。本稿で紹介した研究の一部は JSPS 科研費 18H05923・19K15246・23K13512 の助成を受けて実施しました。

参考文献

[1] K. Shaaban, M. Elamin, and M. Alsoub, Transportation Research Procedia **55**, 1373 (2021).

[2] R. Nishi, A. Tomoeda, K. Shimura, and K. Nishinari, Transportation Research Part B: Methodological **50**, 116 (2013).

[3] K. Aghabayk, W. Young, M. Sarvi, and Y. Wang, in *Australasian Transport Research Forum (ATRF), 34th, 2011, Adelaide, South Australia, Australia*, Vol. 34 (2011).

[4] C. R. Munigety, P. A. Gupta, K. M. Gurumurthy, S. Peeta, and T. V. Mathew, in *Transportation Research Board 95th Annual Meeting*, 16-5025 (2016).

[5] A. D. Mason and A. W. Woods, Physical Review E **55**, 2203 (1997).

[6] D. Chen, S. Ahn, S. Bang, and D. Noyce, Transportation Research Record: Journal of the Transportation Research Board , 89 (2016).

[7] T.-C. Lee, *An agent-based model to simulate motorcycle behaviour in mixed traffic flow*, Ph.D. thesis, Imperial College London (University of London) (2007).

[8] P. C. Nguyen, K. Ohara, H. Motoda, and T. Washio, in *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining: 9th Pacific-Asia Conference, PAKDD 2005, Hanoi, Vietnam, May 18-20, 2005. Proceedings 9* (Springer, 2005) pp. 639–649.

[9] A. Nagahama, T. Wada, D. Yanagisawa, and K. Nishinari, Physica A: Statistical Mechanics and its Applications **570**, 125789 (2021).

[10] A. Nagahama, T. Wada, D. Yanagisawa, and K. Nishinari, Journal of the Eastern Asia Society for Transportation Studies **14**, 1794 (2022).

[11] 古屋敬祐, 中理怡恒, 長濱章仁, 佐藤寛之, and 高玉圭樹, “車列表現の一般化による多様な車列に適用可能な車両入替手順の進化的最適化,” (2022), 進化計算シンポジウム 2022, S3-11.

[12] C. Boehm, *Moral origins: The evolution of virtue, altruism, and shame* (Soft Skull Press, 2012).

[13] X. Jia, “Exploring heterogeneous pedestrian flow with an obstacle: the gap between physical and psychological congestion,” (2023), the First Seminar on Heterosocial Systems.

Evaluating the gap between the physical and psychological congestion of pedestrian flow

Xiaolu Jia[1], Claudio Feliciani[1], Sakurako Tanida[1], Daichi Yanagisawa[1], Katsuhiro Nishinari[1]

[1] Department of Aeronautics and Astronautics, The University of Tokyo.

Abstract

In our previous field experiments [1], we observed a discrepancy between physical congestion and perceived congestion. Pedestrians exhibited a strategy of walking at low speeds even in low-density areas to avoid potential collisions ahead. However, it remained uncertain whether this low-density-low-velocity behavior occurred in daily life. In this study, we collected trajectory data from a train station using LiDAR sensors to analyze the density and velocity patterns of real passengers. The sensors tracked pedestrian positions, enabling us to capture local velocity and density at each moment. Our findings confirm the existence of low-density-low-velocity pedestrians in daily life. Additionally, we identified a low-density-diversified-velocity trend, emphasizing the complexity and heterogeneity of pedestrian behavior. Based on these observations, we propose an approach to estimate perceived congestion among pedestrians. These insights contribute to the creation of more comfortable walking environments by understanding the nuanced dynamics of pedestrian movement.

1 Introduction

Building walking environments with less congestion has been the main objective of pedestrian management. Congestion can be classified into physical and psychological categories. In previous research, the physical and psychological congestion has been regarded as the same. However, we found the discrepancy between physical and psychological congestion from previous crowd experiments [1]. Hereinafter, we would introduce the main indicators for both the physical and psychological congestion, and then explain the reason for their difference.

Concerning physical congestion, macroscopic indicators, such as pedestrian level-of-service (LOS) based on flow characteristics-density, velocity, and flow rate [2]; vorticity-based congestion numbers, measuring alignment at local areas [3]; and pedestrian entropy, gauging movement smoothness [4], assess the overall crowd dynamics. However, we specifically concentrate on microscopic physical congestion experienced by individual pedestrians to facilitate a comparison with their psychological congestion.

To evaluate the congestion of each pedestrian, the most common indicators are personal density and velocity. In previous research, the personal density and velocity have been considered consistent because of their monotonic negative correlation [2, 5], and are applied to evaluate the psychological congestion, i.e., discomfort, of pedestrians.

However, experimental results show that the velocity does not always have a monotonic correlation with the density [6]. Another trend indicating that the velocity remains constant despite the variation in density was observed. This is due to the low-density-low-velocity pedestrians who choose to wait or walk slowly to avoid collisions with pedestrians in front of them.

The inconsistency between density and velocity impacts their different effectiveness in indicating psychological congestion. Our field experiments, which involved tracking pedestrian trajectories to measure physical congestion and administering questionnaires to record psychological congestion [1], revealed that low-density-low-velocity pedestrians perceived high congestion. This implies that low physical congestion corresponds to high psychological congestion, making velocity a superior indicator to density in gauging psychological congestion.

However, the low-density-low-velocity is only observed in field experiments, where the walking motivations of pedestrians are different. Therefore, we would examine the density-velocity fundamental diagram in real life by analyzing the sensing data at a train station, and analyze the features of real passengers.

2 Velocity and density

Here, we introduce the methods to measure personal velocity and local density for further numerical analysis.

Generally, the method of calculating pedestrian velocity is self-explanatory. Velocity is defined as the rate of change of pedestrian position with respect to time, which was calculated using Equation 1:

$$\boldsymbol{v}_i(t) = \frac{d\boldsymbol{p}(t)}{dt} = \frac{\boldsymbol{p}_i(t+\Delta t) - \boldsymbol{p}_i(t-\Delta t)}{2\Delta t}, \qquad (1)$$

where $\boldsymbol{v}_i(t)$ indicates the velocity of pedestrian i at moment t, $\boldsymbol{p}_i(t)$ indicates the corresponding pedestrian position, and Δt indicates the time gap used to measure velocity. Here, we applied $\Delta t = 0.2$ s for calculation.

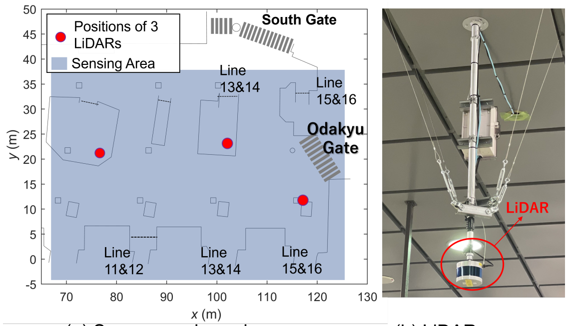
As to the density of an individual, the peripersonal space (PPS) has been applied to indicate the region that a pedestrian can manipulate [7]. It is believed that the more the PPS is occupied, the less the mobility will be, and the higher his/her personal density will be. In this paper, we apply the Voronoi diagram [5] to represent this PPS. An illustration of the Voronoi diagram of pedestrians can be seen in Fig. 4, which we will introduce in Sec. 4. The density of a certain pedestrian can be expressed using Equation 2:

$$\rho_i(t) = \frac{1}{A_i(t)}, \qquad (2)$$

where $\rho_i(t)$ indicates the local density of pedestrian i at moment t. $A_i(t)$ represents the area of the Voronoi cell that pedestrian i actually possesses.

3 Sensing data

The sensing was conducted on the 2F concourse of JR-East (East Japan Railway Company) Shinjuku Station. The entire sensing operation was authorized by JR-East and executed by Denso Wave Incorporated (Denso) between 7:00 and 10:00 AM on July 4th, 2023. Details about the sensor appearance, sensor locations, and sensing environments can be observed in Fig. 1. The obtained pedestrian trajectories from the sensors are shown in Fig. 2.



(a) Sensors and sensing area (b) LiDAR sensor

Fig.1: Sensing location, sensors, and sensor positions.

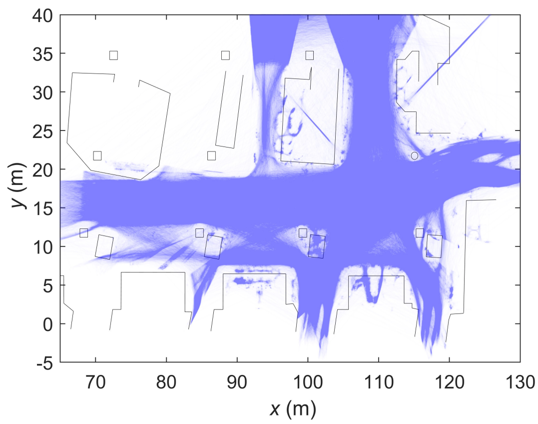


Fig.2: Trajectories of passengers by LiDAR sensor.

4 Results analysis

4.1 Results of density and velocity

The velocity and density at 8:30 am are selected and illustrated in Fig. 3 and Fig. 4. The black lines represent inner and outer boundaries (walls, elevators, pillars, etc.). The blue circles represent pedestrians. The red arrows in Fig. 3 indicate the velocity including the direction and speed value. The red polylines in Fig. 4 indicate the Voronoi boundary. For each pedestrian point, the polylines surrounding compose its personal space, and the personal density can be calculated as the reciprocal of the personal space as shown in Eq. 2.

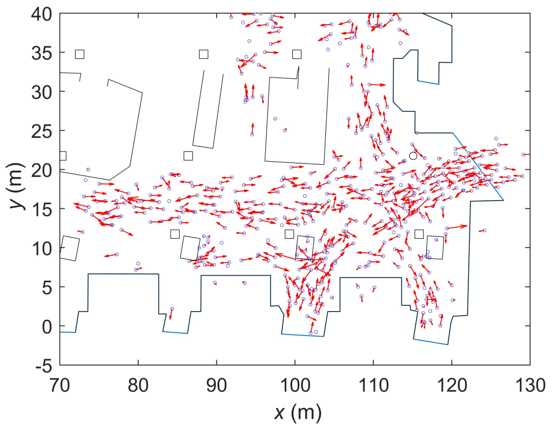


Fig.3: Velocity at 8:30 am.

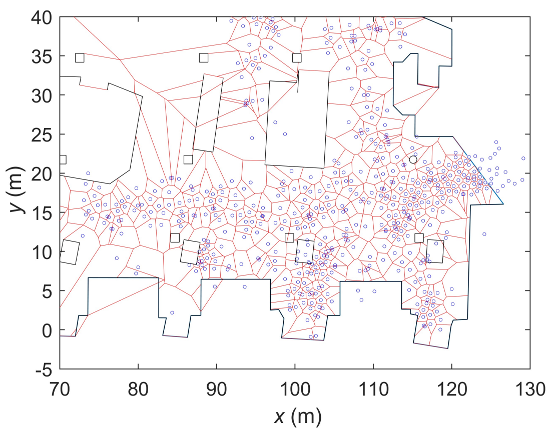


Fig.4: Voronoi density at 8:30 am.

Accordingly, the velocity and density of each pedestrian at each moment can be calculated, and the correlation between personal velocity and density can be obtained.

4.2 Fundamental diagram

The density-velocity fundamental diagram is shown in Fig. 5. Each scatter represents the density-velocity pair of a certain pedestrian at a certain moment. We observe three types of variation trends. Type A is the typical monotonically decreasing trend, Type B is a horizontal trend, and Type C is a vertical trend.

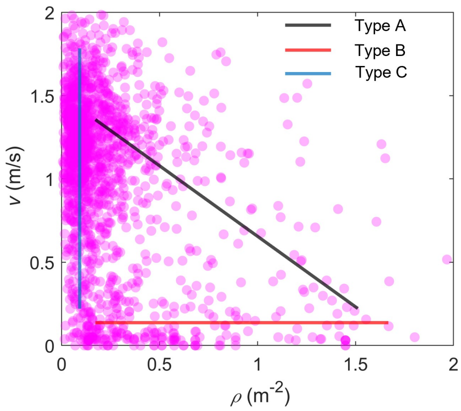


Fig.5: Different trends in the fundamental diagram.

The three distinct types may reflect varying pedestrian movement features and underlying psychologies.

Type A represents a natural trend wherein higher pedestrian density impedes individuals from walking at their desired speed when trying to leave, resulting in a higher-density-lower-velocity trend.

Type B exhibits a low-density-low-velocity trend, suggesting that some pedestrians are either not motivated or less inclined to walk. This could be attributed to a preference for waiting until the area clears to avoid congestion near the exit. Alternatively, pedestrians in this category may simply stand with a desired speed of zero. Consequently, even when the density is low, the corresponding velocity remains low.

Type C displays a low-density-diversified-velocity trend, indicating that pedestrians exhibit varying free speeds under low-density situations. This observation is particularly relevant to passenger behavior during morning rush hours at train stations. Individuals in a hurry tend to walk at significantly higher speeds compared to those with less urgency.

4.3 Discussion on the perceived congestion of pedestrians

In our previous experimental research, we proposed that perceived congestion stems from the gap between the desired speed and the actual speed. The analysis of subway station sensing data highlights diverse trends in the fundamental diagram, signifying a wider spectrum of desired speeds. As a result, we intend to explore the measurement of pedestrians' perceived congestion through the following approach.

For an individual pedestrian, utilizing the tracked trajectory data, the desired speed can be considered as the highest speed when their density is low (e.g., $\leq$ 0.5 m/s). However, the desired speed may vary due to different motivations among pedestrians. For instance, a pedestrian who remains stationary for several time steps may commence walking after accomplishing their purpose. Therefore, to discern changes in desired speed, clustering on velocity data is necessary to identify various motivations. This analytical approach assists in capturing the perceived congestion of each pedestrian.

While this approach necessitates future validation through a comparison of physical and psychological congestion, we anticipate that this paper will serve as a reminder for a more meticulous quantification of psychological congestion.

5 Conclusion

Our study explores the intricate relationship between pedestrian density and velocity. Analyzing LiDAR sensor data from a train station, we unveil the low-density-low-velocity phenomenon, where pedestrians opt for slower speeds in less crowded areas, possibly to avoid congestion. Furthermore, the density-velocity fundamental diagram reveals three trends: Type A (monotonically decreasing), Type B (low-density-low-velocity), and Type C (low-density-diversified-velocity).

To estimate perceived congestion, we propose an approach considering the gap between desired and actual speeds, clustering velocity data for different motivations, and spatial averaging for layout evaluation. This challenges conventional beliefs and provides insights for designing pedestrian-friendly environments to enhance daily walking experiences.

6 Acknowledgement

This work was financially supported by the JST-Mirai Program Grant Number JPMJMI20D1 and the JSPS KAKENHI Grant Number JP21K14377, JP23K13521, JP21H01570, and JP21H01352.

Reference

[1] Jia, X., Feliciani, C., Murakami, H., Nagahama, A., Yanagisawa, D. & Nishinari, K. Revisiting the level-of-service framework for pedestrian comfortability: Velocity depicts more accurate perceived congestion than local density. *Transportation Research Part F.* **87** pp. 403-425 (2022)

[2] Fruin, J. Pedestrian planning and design . *Pedestrian Planning And Design.* (1971)

[3] Zanlungo, F., Feliciani, C., Yücel, Z., Jia, X., Nishinari, K. & Kanda, T. A pure number to assess " congestion " in pedestrian crowds. *Transportation Research Part C: Emerging Technologies.* **148** pp. 104041 (2023)

[4] Xie W., Lee E. W. M., Lee Y. Y., Self-organisation phenomena in pedestrian counter flows and its modelling, *Safety Science.* **155** pp. 105875 (2022)

[5] Steffen, B. & Seyfried, A. Methods for measuring pedestrian density, flow, speed and direction with minimal scatter. *Physica A.* **389**, 1902 - 1910 (2010)

[6] Duives, D., Daamen, W. & Hoogendoorn, S. Quantification of the level of crowdedness for pedestrian movements. *Physica A.* **427** pp. 162 - 180 (2015)

[7] Cléry, J. & Hamed, S. Frontier of Self and Impact Prediction. *Frontiers In Psychology.* **9** pp. 1073 (2018)

神戸市中心部における徒歩帰宅シミュレーション

楳本大悟 [1], 菊池麻衣子 [2], 照井彩子 [2], 安倍孝太郎 [2],
土居菜々子 [2], 小林実季 [2], 伊藤伸泰 [1], 野田五十樹 [1,3]

[1] 理化学研究所 計算科学研究センター,
[2] 株式会社 NTT ドコモ, [3] 北海道大学

概要

2021 年度より理研・ドコモ・神戸市は共同で、神戸市中心部におけるデジタルツインを構築し、災害時の避難計画立案に役立てることを目指して、都市スケールの歩行者避難行動を予測することを試みてきた。本研究では NTT ドコモ提供の携帯電話情報によるメッシュ人口データ、デジタル地図 OpenStreetMap、オープンソースシミュレータ CrowdWalk を用いてデジタルツインを構築し、混雑箇所を予測した。その結果、合流部から混雑が広がっていく様子が観測された。これらの混雑は特に事業所が集中している旧居留地の帰宅を 6 時間遅らせることにより軽減され、混雑箇所の数が減少することが明らかとなった。

Pedestrian return home simulation in Kobe City center

Daigo Umemoto[1], Maiko Kikuchi[2], Ayako Terui[2], Koutarou Abe[2],
Nanako Doi[2], Miki Kobayashi[2], Nobuyasu Ito[2], Itsuki Noda[1,3]

[1] RIKEN R-CCS, [2] NTT DOCOMO, INC.
[3] Hokkaido University

Abstract

Since FY2021, RIKEN, Docomo, and the Kobe City Government have been attempting to construct a digital twin of the central region of Kobe City under a joint research, to estimate urban scale pedestrian evacuation behavior, with the aim of using it for evacuation planning in the event of a disaster. In this study, the construction was accomplished using population information from cell phones provided by NTT DOCOMO, INC., OpenStreetMap, and CrowdWalk, the open source pedestrian simulator, to estimate congestion locations. It was observed that congestion spread out from the merging roads, and it became clear that these congestion areas could be reduced by delaying the return home for 6 hours of the pedestrians from Old Settlement of Kobe City, where highly concentrated business district locates.

1 背景

災害時に都市に人が集中していると、避難行動に起因する混乱によって二次被害が生じることが懸念される。特に、都市そのものに災害が発生しなくても、その都市が労働の拠点となっている場合、近隣の都市や地域で災害が発生すると、多数の帰宅困難者が発生する危険性がある。実際に東日本大震災の際には多くの勤労者が東京都内を徒歩で帰宅することを余儀なくされた。

2021 年度より神戸市、NTT ドコモ、理化学研究所の 3 者は共同で、実データに基づく神戸市のデジタルツイン [1] を構築し、避難シナリオの検討、あるいは再開発のシナリオを含めたより広範なまちづ

くりの検討を進めている。本研究では、神戸市の外部で大規模災害が発生した場合を想定し、普段から神戸市中央部へ徒歩で通勤している人に加え、普段は電車で通勤する人が駅に集まり、電車が運休していることを知って徒歩での帰宅に切り替えるケースをシミュレーションすることを目標に、帰宅困難者によって生じる混雑が著しい箇所の推定を試みた。また、特定の箇所からの徒歩帰宅者の出発を遅延させれば、これらの混雑が避けられるか、その程度はどのくらいになるか調査した。

本研究では、シミュレーションフレームワークとして、オープンソースのエージェントベース歩行者シミュレータである CrowdWalk[2] と、手作業で編集された OpenStreetMap[3]、株式会社 NTT ドコモにより提供された 1 時間分解能・500 m メッシュの人口データを用いた。シミュレーション領域を図 1 左の赤枠で示す。地図の編集、環境の構築に関する詳細は [4] に掲載されている。

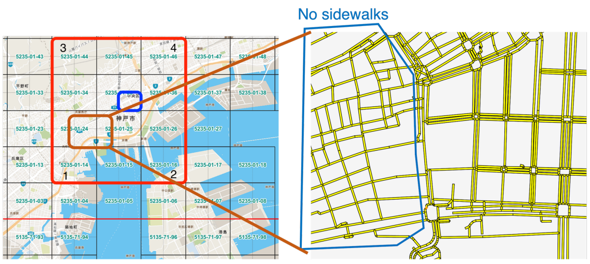


図 1: シミュレーション領域 (左赤枠) と歩道実装の様子 (右青枠)

2 歩行者数推定とシナリオ

メッシュ人口データにより昼間に神戸市中心部にいる人々がどのメッシュからやってきたか (正確な座標・時刻は不明であるものの) 遡って調査できる。これにより、シミュレーション領域内から出勤してきた人、東西から出勤してきた人をメッシュごとに弁別し、全体で通常時の徒歩帰宅者は 53,310 人、うち区内・東・西からの出勤がそれぞれ 14,856 人、16,749 人、21,705 人と判明した。シミュレーション実行時にはより細かいメッシュ単位人口を設定した。

神戸市の近隣で災害が発生し、神戸市中心部に出勤・勤務している人が区内・域外へ避難する状況を想定する。ゴールは図 2 に示すように、東の域外に帰宅する人は東 1,2,3,4、西については西 1,2,3,4 に設定した。エージェントはシミュレーション開始から 1 時間にわたって均等な時間分布で出発させた。この設定でシミュレーションを実行すると、一つのシナリオあたりコンベンショナルな X86CPU では約 30 分、富岳では約 2 時間を要するが、後者では並列実行により数十～千のシナリオを同等の時間で完了できる。

図 2: ゴール位置と駅の位置。東の域外に帰宅する人は東 1,2,3,4、西については西 1,2,3,4 をゴールに設定した。

神戸の北には山地が、南には海が存在し、徒歩で北に向かう場合も東西どちらかの道を利用することになるため、北への人流は想定しない。神戸の南方にはポートアイランドが存在するが、今回は災害時には島に留まってもらうことを想定し、この人流も仮定しない。図 2 には参考のため駅も示したが、本シミュレーションにおいては電車が継続して運行を停止していることにより徒歩帰宅行動が生じると仮定しているため、帰宅のために駅に向かう人流は設定しない。今回は、上記の人数が一斉 (1 時間以内) に帰宅を開始した場合と、図 3 赤枠で代表する旧居留地の人々が帰宅を遅延した場合を比較する。

赤信号によって交差点に差し掛かった人の歩行が止まると、その後ろに向かって停止列が成長する。やってくる人数が少なければ、青信号になるとともに人は歩き去って混雑が解消する。新たに交差点に到来する人数が十分に少なければ、次に赤信号になったときには誰も列に並んでいないかもしれない。このように青信号が終わる瞬間 (シミュレーション計算間隔は 1 秒で、エージェントは停止までに 1 秒以上かかるため、まだ赤信号の効果は現れない) は最も混雑が解消する瞬間である。その時点で交差点手前に停止している人が存在するようであれば、その交

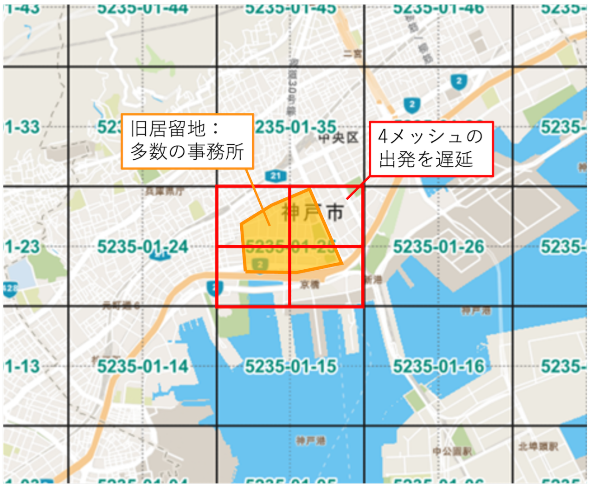


図 3: 旧居留地の場所

差点は1回の信号周期内にやってくる人を捌けない、すなわち混雑を生じていると考えられる。そこで赤信号に変化する瞬間のスナップショットを取得することにした。それらを全時間帯にわたって画像的に重ね合わせたものを図 4 に示す。色は速度を表し、赤であれば停止、緑であれば自由歩行 (約 1 m/s) を示す。画像平均であるため、色の濃さはエージェントの存在確率に対応している。市内中心部における混雑は左図で特に顕著で、駅周辺は電車を利用する交通需要がなくても混雑することが読み取れる。

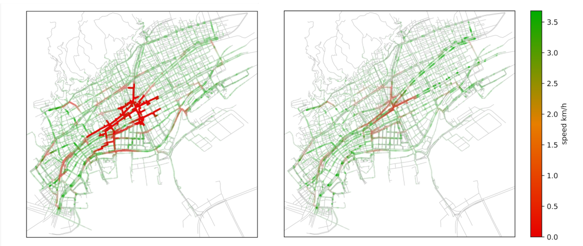


図 4: 遅延なし (左)・あり (右) による混雑状況の比較。4 分ごとに赤信号へ変化する瞬間のスナップショットの、全シミュレーション時間による画像平均。

前記の分析に加え、長い時間スケール (数十分〜1 時間) にわたってこの混雑の列が長くなっていくようであれば、その交差点は大域的な混雑の原因となっていると考えられる。そのダイナミクスと混雑の原因を解明するため、混雑がどこから開始するのか調べた。上記スナップショットを時系列で動画にし、混雑の列が成長を始める位置を特定・プロットしたものを図 5 に示す。赤の矢印が混雑の開始点を表している。左の図に着目すると、市内全域で混雑が生じているが、図中赤丸で示した箇所はふだんあまり人流がないにも関わらず、長く続く顕著な混雑が見られた。この様子は図 4 でも確認することができる。これは、東西それぞれ 4ヶ所しかない出口のうち、西 1・東 4 に向かう人流が合流することが原因と考えられる。より本質的には、神戸市の道の方向は海岸線に対してやや傾いており、北西と南東は道が土地が外に向かって絞られているため、道が合流する構造になっていることに起因すると考えられる。

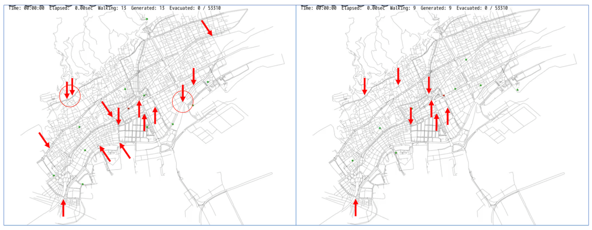


図 5: 遅延なし (左)・あり (右) による混雑箇所 (赤矢印) の比較。赤丸は合流により混雑が生じたと考えられる箇所。

3 帰宅抑制の効果と考察

旧居留地からの帰宅開始を遅延させた場合の混雑状況を図 4,5 の右側に示した。混雑箇所が顕著に減少していることが確認できる。また、シミュレーション内に存在するエージェント数の推移を図 6 に示す。帰宅開始の遅延により、全体では約 5 時間から 8 時間に増大するが、これは遅延の効果がドミナントで、旧居留地以外・遅延させた旧居留地からの帰宅行動の完了時間はいずれも元の時間より短く、それぞれ要した時間はは約 4 時間と約 2 時間となった。また、シミュレーション開始時から最初の避難行動が終了するまでの時間は遅延あり・なしでそれぞれ約 5 時間、約 4 時間となり、20%程度の短縮が見られる。また、遅延ありの場合においては 4 時間経過後に全く人がいなくなることから、6 時間の遅延は十分すぎるほどであり、4 時間程度の遅延で混雑が十分回避可能であることが読み取れる。

さらに効率が最大化される遅延時間を調べるため、パラメータとして変化させた。避難完了すなわちシミュレーション終了までの時間 (ほぼ図 6 の右端の座標に対応) と、平均旅行時間を図 7 左に示す。2 時

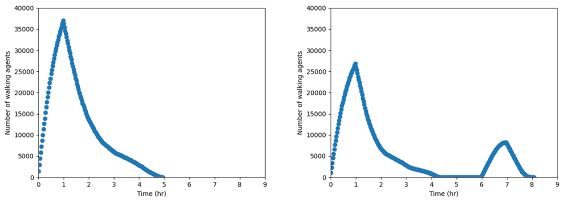


図 6: 遅延なし・ありによる歩行者人数の比較

間遅延した際に効率が最大化され、平均旅行時間は遅延 3 時間でほぼ最小となる以降、ほぼ違いがないことが読み取れる。

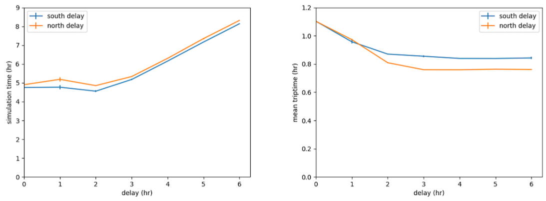


図 7: 左右はそれぞれシミュレーション完了までの時間 (片対数)、平均旅行時間。青と橙は各々、遅延区域として旧居留地周辺、1 メッシュ北に移動した際の結果。誤差は各 5 試行の標準誤差を示した。

また、遅延メッシュの南半分の人口は少ないが、現遅延領域の北側に隣接する 2 メッシュは三宮駅を含み、北半分と同等に人口が多い。そこで遅延領域を 1 メッシュ北に移動すると、避難時間が劇的に減少し、平均旅行時間は 10%ほど削減された (図 7)。人口密集地であるほど遅延は有意義と解釈される。

混雑箇所は駅の所在する中心部に集中する傾向が遅延あり・なしのいずれにおいても見られた。各交差点における最大の待機人数を分析すると、東西に列が伸びていることが確認され、東西に貫通する大通りにおいて東西に行き交う人流が互いに干渉していることが分かった。これは、東に出勤している人が西の出口から、西に勤務している人が東の出口から出るといった回避不能な帰宅行動によって生じていると考えられる。混雑を回避するためには、東または西に向かう人々だけが用いる専用の避難経路を個別に指定する等の方法が考えられる。これは、現時点で無向リンクとしている歩道を、有向リンクに設定しなおすことでシミュレーションにより結果を推定できる。東・西への交通量が最も多い地点はそれぞれ特定できているため、それらの箇所を東・西通行専用とするのが妥当と考えられるが、避難計画担当部署へヒアリングのうえ、具体的にどの箇所に有向リンク設定を実施するか検討していきたい。

今後の展望として、一次避難施設への誘導も計画されている。避難施設利用者は、市中心部南にある公園で各避難施設に振り分け誘導する方法のほか、インターネットやスマートフォンを用いて直接誘導する方法が提案されている。これらの仕様詳細を調査・ヒアリングのうえシミュレーションに実装し、さらに現実に近い状況を再現することで、より具体的に混雑を回避できる誘導方法を提案していきたい。

4 まとめ

本研究では、神戸市中心部における歩行者の避難シミュレーションを実施し、混雑箇所と、特定の箇所の避難開始遅延の効果を推定した。旧居留地の避難開始遅延時間は約 2 時間において最適化され、また一つ北側のメッシュを遅延区域として指定するとさらに効率化できることが明らかとなった。

5 謝辞

本研究は FOCUS (Foundation for Computational Science) Establishing Supercomputing Center of Excellence および JSPS 20K15004 の予算においてなされ、OpenStreetMap https://www.openstreetmap.org の地図を用いた。記して謝意を表する。

参考文献

[1] Fuller, A., et al. Digital twin: Enabling technologies, challenges and open research. IEEE access, 8, 108952–108971

[2] Yamashita, T., et al. Implementation of Simulation Environment for Exhaustive Analysis of Huge-Scale Pedestrian Flow, SICE Journal of Control, Measurement, and System Integration, 6(2), 137–146.

[3] OpenStreetMap contributors. Retrieved from https://planet.openstreetmap.org.(2015)

[4] Umemoto. D., et al. Urban scale pedestrian simulation in Kobe City center, ISAROB, AROB 28th 2023, OS18-1

連続 OV モデルにおける安定・不安定平衡点周りの quasi-potential の数値解析

石渡 龍輔 [1], 野村 保之 [2], 杉山 雄規 [3]

[1] 東北大学 東北メディカル・メガバンク機構 ゲノム医科学情報学分野,
[2] 福井工業高等専門学校, [3] 名古屋大学 大学院情報学研究科 複雑系科学専攻

概要

連続 OV モデルの解析計算で得られた安定・不安定平衡点が数値計算でも再現されることを検証する．さらに，それらの平衡点周りで巨視的ゆらぎ理論の quasi-potential を計算する．

Numerical analysis of quasi-potentials around stable and unstable equilibrium points in the continuous OV model

Ryosuke Ishiwata[1], Yasuyuki Nomura[2], Yuki Sugiyama[3]

[1] Department of Informatics for Genomic Medicine, Tohoku Medical Megabank Organization,
Tohoku University, [2] National Institute of Technology, Fukui College,
[3] Department of Complex Systems Science, Graduate School of Informatics, Nagoya University

Abstract

We verify that the stable and unstable equilibrium points obtained from analytical calculations of the continuous OV model are reproduced numerically. Furthermore, we calculate the quasi-potentials defined in the macroscopic fluctuation theorem around those equilibrium points.

1　はじめに

魚や鳥や昆虫の群れの移動，自動車の交通流などは，非対称相互作用を持つ個体からなる多体現象とみなせる．非対称相互作用はエネルギーの散逸とともに導入され，そのような物理系は，非対称散逸系（Asymmetric Dissipative System）ともよばれる [1]．熱やエネルギーなどの巨視的量を使うことで，系の動力学を直接解析することなく振る舞いを予測することができるため，集団運動を特徴づける巨視的な物理量を調べることは，非対称散逸系においても重要であると考えられる．

巨視的な物理量を吟味するために，まずは連続化された最適速度模型（OV）モデルにおいて解析計算によって予見されている安定・不安定平衡点への収束ならびに発散が再現されることを確認する．その後，巨視的物理量として古典物理におけるポンテシャルに対応した巨視的ゆらぎ理論（MFT）[2] における quasi-potential（準ポテンシャル）を取り上げ，非対称散逸系である OV モデルにおいて得られる quasi-potential を評価する．

2　連続 OV モデル

OV モデルは交通流の数理モデルであり，j 番目の粒子の位置 x_j（$1 \le j \le n$）の運動方程式が

$$\ddot{x}_j = a\left[V(\Delta x_j) - \dot{x}_j\right] \tag{1}$$

で与えられる [3]．ただし $\Delta x_j = x_j - x_{j-1}$ であり周期境界を考える場合，$x_0 = x_n - L$ および $x_{n+1} = x_1 + L$ とする（L はシステムの大きさを表す定数）．また V は tanh 型の OV 関数 $V(x) = v_0[\tanh\beta(x - b^\star) + \Gamma]$ とする，ただし $\Gamma = \tanh\beta b^\star$．

ここで変数 $r_j = \Delta x_j - b$ を導入して方程式 (1) を書き換える（ただし b は平均車間）．x_{j+1} と x_j の方程式の差を取れば r_j の運動方程式が得られる．

$$\ddot{r}_j = a\left[V\left(r_{j+1} + b\right) - V\left(r_j + b\right) - \dot{r}_j\right]. \tag{2}$$

ただし $V(x) = v_0 \tanh\beta(x - b^\star)$ と置き換えて良い．ここで添字を $r_j(t) \equiv r(t, j)$ と表現しても良いこと，さらに $r(t, j)$ が j に関してべき級数展開できる関数で与えられる（$r(t, j) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{r^{(k)}(t,0)}{(k!)} j^k$）とき，シフトオペレーターを作用させると $\exp\left(\frac{\partial}{\partial j}\right) r(t, j) = r(t, j + 1)$ となる [4, 1]．シフトオペレーターを用いた表記にして平均車間を $b = L/n$ と固定した上で，n について連続極限 $bj \to x$, $r(t, j) \to r(t, x)$, $N \to \infty$, $L \to \infty$ をとると式 (2) は次のように書き換えられる．

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = a\left[\left(\exp\left(b\frac{\partial}{\partial x}\right) - 1\right) V(r + b) - \frac{\partial r}{\partial t}\right].$$

このとき r が定常伝播解を持つと仮定して，$r(t, x) = u(\xi)$, $\xi = x - ct$（c は伝播するクラスタの速度）とおいて，$\exp\left(\pm b\frac{\partial}{\partial x}\right)$ の 3 次まで展開して ξ について積分をおこない任意の b で $u = 0$, $\dot{u} = 0$ の解を持つように積分定数を設定し $v := \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}\xi}$ とすれば，

$$\dot{u} = v, \tag{3a}$$

$$\dot{v} = \frac{6}{ab^3 V'}\left[c^2 v - cau - abV\right] - \frac{3v}{b} - \frac{V''}{V'} v^2, \tag{3b}$$

となる．ただし $V(r + b) = v_0 \tanh\beta(r + b - b^\star) - v_0 \tanh\beta(b - b^\star)$ である．

3 平衡点周りの数値解析

得られた式 (3) を 4 次ルンゲ＝クッタ法を用いて数値計算をおこなった（図 1）．先行研究 [4] にて解析計算で得られている $b = b^\star, a < a_c^\star$ における不安定平衡点（らせん状の発散）と $b \neq b^\star, a_c < a$ での安定平衡点（1 点へのらせん状の収束）を確認した．

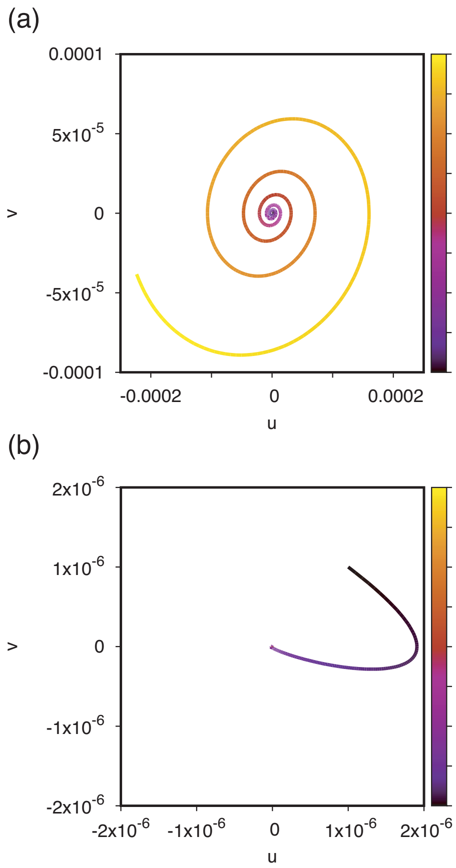


図 1: 色でタイムステップを表した．(a) $b = b^\star = 1$, $a = a_c^\star - 0.2$, $c(a) = c^\star\left(1 - \frac{a_c^\star - a}{3a_c^\star}\right) = -0.966667$．(b) $b = 0.8$, $a = a_c + 0.3$, $a_c = 2V'(b) = 1.92209$, $c(a_c) = -bV'(b)$, $c(a) = c(a_c)\left[1 - \frac{a_c^\star (a - a_c)^2}{12 a_c^2 (a_c^\star - a_c)}\right] = -0.781472$.

どちらも $u_0 = v_0 = 1 \times 10^{-6}$ からのシミュレーション計算で，$b^\star = 1$, $v_0 = 1$, $\beta = 1$ と設定し，解析計算 [4] により得られている $a_c^\star = 2\beta v_0$, $c^\star = -b^\star \beta v_0$ ならびにクラスタ速度 $c(a)$ を用いた．$b \neq b^\star$ の場合に a が a_c と近すぎた場合数値が発散することがあったが，これは a の値が共存相に含まれてしまったことが原因だと考えられる．これを除いて，解析計算を再現する結果が得られたと言える．

4 Quasi-potential

任意の連続力学系に摂動を加えた次の確率微分方程式（SDE）を考える．

$$\mathrm{d}\vec{x}(t) = \vec{b}(\vec{x}(t))\mathrm{d}t + \sqrt{2\varepsilon} g(\vec{x}(t))\mathrm{d}\vec{w}(t), \ \vec{x} \in \mathbb{R}^n, \tag{4}$$

ただし w はウィーナー過程で平均 0 で共分散が $\mathbf{E}\left[\mathrm{d}w^i(t)\mathrm{d}w^j(t')\right] = \delta^{ij}\delta(t-t')\mathrm{d}t$ をみたすとする．またこの論文では $\vec{w} \in \mathbb{R}^n$ とし g を単位行列 $g(\vec{x}) = I$ とする．

このとき (4) の確率過程の軌道を $\vec{x}(\cdot)$ と表し，絶対連続な軌道を $\hat{\vec{x}}(\cdot)$ とする*1．Freidlin と Wentzell は先行研究 [5] において時間 $\left[t_i, t_f\right]$ に，それらの経路が任意に近づく確率を次のように求めた．

$$\begin{aligned}
&\lim_{\delta\searrow 0}\liminf_{\varepsilon\searrow 0}\varepsilon\ln P\left(\sup_{t_i\le t\le t_f}\|\vec{x}(t)-\hat{\vec{x}}(t)\|<\delta\right)\\
&=\lim_{\delta\searrow 0}\limsup_{\varepsilon\searrow 0}\varepsilon\ln P\left(\sup_{t_i\le t\le t_f}\|\vec{x}(t)-\hat{\vec{x}}(t)\|<\delta\right)\\
&=-\mathcal{S}_{t_it_f}[\hat{\vec{x}}(\cdot)]. \qquad (5)
\end{aligned}$$

ただし $\|\cdot\|$ は $\mathbb{R}^d$ 内のベクトルのノルムを表しており，$\mathcal{S}_{t_it_f}$ は，次で定義される汎函数であり Freidlin–Wentzell 汎函数とよばれる．

$$\mathcal{S}_{t_it_f}[\vec{x}(t)] = \frac{1}{4}\int_{t_i}^{t_f}\left\|\dot{\vec{x}}(t)-\vec{b}(\vec{x}(t))\right\|^2_{Q^{-1}(\vec{x}(t))}\mathrm{d}t.$$

ただし行列 Q^{-1} は摂動項の行列 $Q(\vec{x}) = g(\vec{x})g^\top(\vec{x})$ の逆行列であり，適当な行列 $A(\phi)$ としたとき $\|\vec{v}\|^2_{A(\vec{\phi})}$ は $\|\vec{v}\|^2_{A(\vec{\phi})} := \vec{v}^\top A\left(\vec{\phi}\right)\vec{v}$ と定義される．この作用汎函数は，確率微分方程式 (4) から摂動を除いた決定方程式の解軌道において 0 になる．

Freidlin と Wentzell の先行研究により $t_i, \vec{x}_i$ が $t_f, \vec{x}_f$ に遷移する確率を $\vec{x}(t_i) = \vec{x}_i, \vec{x}(t_f) = \vec{x}_f$ をみたす絶対連続な軌道によって

$$P(\vec{x}_i, t_i; \vec{x}_f, t_f) \asymp \frac{1}{Z_A}\int\mathcal{D}[\vec{x}(\cdot)]\exp\left[-\frac{\mathcal{A}[\vec{x}(\cdot)]}{\varepsilon}\right],$$

と表すことができる．ただし Z_A は正規化係数で，指数因子 $\exp\left[-\frac{\mathcal{A}[\vec{x}(\cdot)]}{\varepsilon}\right]$ は小さな ε について経路の空間における確率である．これを用いると，ある点 $\vec{x}_0$ から出発した確率過程が $\vec{x}$ に到達するときの quasi-potential（準ポテンシャル）を次のように定義することができる．

$$F_{\vec{x}_0}(\vec{x}) = \min_{\left\{\hat{\vec{x}}(\cdot)\middle|\hat{\vec{x}}(-\infty)=\vec{x}_0,\hat{\vec{x}}(0)=\vec{x}\right\}}\mathcal{S}\left[\hat{\vec{x}}(\cdot)\right]. \qquad (6)$$

*1 連続な軌道は摂動なしの力学系の軌道とは異なることに注意する．

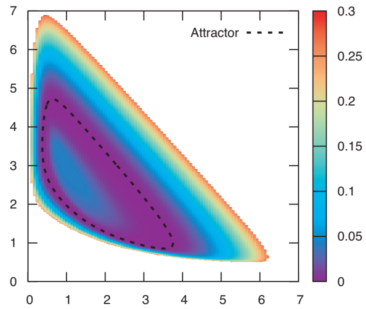


図 2: Brusselator 振動子の quasi-potential．アトラクタ（Attractor）を基準として値を計算した．白い領域は数値計算の手法の限界で値をを求められなかった領域である．

ここでも絶対連続な軌道を $\hat{\vec{x}}(\cdot)$ としている．また絶対連続な軌道がなければ $F_{\vec{x}_0}(\vec{x}) = \infty$ となるように定義する．

$F_{\vec{x}_0}$ を準ポテンシャルと呼ぶ理由は，勾配系 $\vec{b}(\vec{x}) = -\nabla U(\vec{x})$ と表すことができる場合，$F_{\vec{x}_0}(\vec{x}) = U(\vec{x}) - U(\vec{x}_0)$ と実際のポテンシャルと一致する．準と呼んでいる理由は，SDE(4) の摂動項についている係数 $\sqrt{2\varepsilon}g(\vec{x}(t))$ によって大きさが変化するからである．実際に $\sqrt{2\varepsilon} \to \sqrt{\varepsilon}$ とすると $F_{\vec{x}_0}(\vec{x}) = 2(U(\vec{x}) - U(\vec{x}_0))$ という結果が得られるためであり，絶対的な量より $F_{\vec{x}_0}$ の地形に意味があることを表している．

MFT のレビュー論文 [2] にあるように quasi-potential を使うことで力学的な速い運動と準静的な操作や非線形効果よって起こる遅い変化を分離することができる．実際に Brusselator 振動子 $\dot{x} = 1 + x^2y - 4x$, $\dot{y} = 3x - x^2y$ を考えたとき，数値的に求められた (6) の F は，図 2 で与えられる．この結果から，Brusselator 振動子において速い運動である振動的な振る舞いは図 2 における色が同一の領域で起こっており，アトラクタから離れていくような準静的な操作にかかる物理的な仕事の大きさが quasi-potential の色の違いで表されている．

5　連続 OV の場合の結果と考察

一般的にアトラクタを基準として quasi-potential を求めることが多い．しかしここでは図 1 に対応し

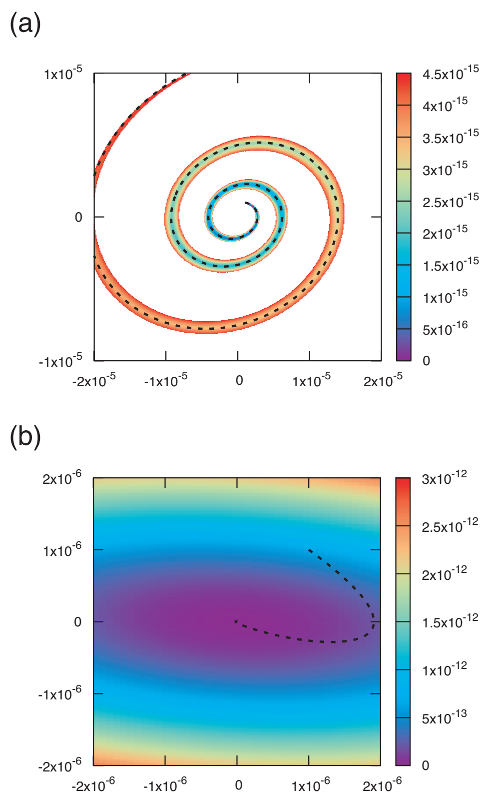


図 3: (a) 図 1 のパラメーター a, b に対応する quasi-potential．破線は摂動なしの軌道であり図 1(a) と同じものである．(b)　図 1(b) のパラメーターに対応する quasi-potential．破線は摂動なしの軌道であり図 1(b) と同じものである．

て，不安定平衡点近傍の点 $u_0 = v_0 = 1\times10^{-6}$ を基準とした quasi-potential の値と安定平衡点 $u_0 = v_0 = 0$ を基準とした値を求めた．数値的に値を求める方法はいくつかあることが知られているが，本論文では Ordered Line Integral Methods[6] を用いる．

図 3(a) が不安定平衡点の近傍 $u_0 = v_0 = 1\times10^{-6}$ を基準として計算した結果である．摂動なしの軌道上では値が 0 となっているはずであり，基準点からうせん状に離れていくにつれて値が大きくなっていくように見えることは計算手法由来の誤差であると考えられる．

図 3(b) が安定平衡点 $u_0 = v_0 = 0$ を基準とする計算結果である．このとき原点を中心として楕円状に値が増大していってることが確認できる．

本論文では連続 OV モデルの安定・不安定平衡点周りでの力学系の軌道の振る舞いを数値計算し，MFT において言及される quasi-potential の数値解析も行った．結果として不安定平衡点周りにおける数値解析では，解析手法に由来する誤差の蓄積と，絶対連続な経路が見つからないことによる計算結果の発散が見られた．他方で安定平衡点周りにおける計算では，連続な quasi-potential の地形を得ることができた．

現段階では数値計算から新規な結果が得られてはいないものの，OV モデルの共存領域における安定なクラスタ解（リミットサイクル解）と安定な一様流解を可視化できる可能性がある．そのため，連続 OV モデル (3) の次数を上げて quasi-potential を議論することを考えている．さらに，無限次元にも適用できる方法 [7] を参考にして，一般的な非対称散逸系について MFT の適用可能性を調べたい．

参考文献

[1] Y. Sugiyama, Dynamics of Asymmetric Dissipative Systems, Springer Series in Synergetics, Singapore, Imprint: Springer, first ed. edition, 2023, DOI: http://dx.doi.org/10.1007/978-981-99-1870-6.

[2] L. Bertini, A. D. Sole, D. Gabrielli, G. Jona-Lasinio, and C. Landim, Macroscopic fluctuation theory, Reviews of Modern Physics, 87, 2 593–636, 2015, DOI: http://dx.doi.org/10.1103/revmodphys.87.593.

[3] M. Bando, K. Hasebe, A. Nakayama, A. Shibata, and Y. Sugiyama, Dynamical model of traffic congestion and numerical simulation, Physical Review E, 51, 2 1035 – 1042, 02, 1995, DOI: http://dx.doi.org/10.1103/physreve.51.1035.

[4] Y. Nomura, S. Saito, R. Ishiwata, and Y. Sugiyama, Hopf bifurcation analysis for a dissipative system with asymmetric interaction: Analytical explanation of a specific property of highway traffic, Physical Review E, 93, 1 012215:1–12, 01, 2016, DOI: http://dx.doi.org/10.1103/physreve.93.012215.

[5] M. I. Freidlin and A. D. Wentzell, Random Perturbations of Dynamical Systems, Grundlehren der mathematischen Wissenschaften, 2012, DOI: http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-25847-3.

[6] D. Dahiya and M. Cameron, Ordered Line Integral Methods for Computing the Quasi-Potential, Journal of Scientific Computing, 75, 3 1351–1384, 2018, DOI: http://dx.doi.org/10.1007/s10915-017-0590-9.

[7] F. Bouchet, K. Gawędzki, and C. Nardini, Perturbative Calculation of Quasi-Potential in Non-equilibrium Diffusions: A Mean-Field Example, Journal of Statistical Physics, 163, 5 1157–1210, April, 2016, DOI: http://dx.doi.org/10.1007/s10955-016-1503-2.

直鎖状の走化性エージェントモデルの運動性と安定性

大澤智興 [1]

[1] 九州工業大学大学院 情報工学研究院 物理情報工学研究系

概要

相互作用を行う自己駆動粒子集団にみられる直線上の構造は、典型的で基本的な構造とみることができる。最初に、平面上における単独の走化性エージェントの運動性を示す。次に複数のエージェントが非相互に作用することで直鎖状に連結したモデルについて提案し、その鎖の運動性と安定性について報告する。

Motility and stability of chemotactic agents that chained linearly

Chikoo Oosawa[1]

[1] Graduate School of Computer Science and Systems Engineering, Kyushu Institute of Technology

Abstract

Self-driven particles that chained linearly can be recognized as typical and fundamental structure in wide range of many interacting self-driven particles. Here we propose a model that can form chained agents due to non-reciprocal chemotactic interactions. Firstly, motilities of single agent are shown on 2D plane, and then motility and stability of agents that chained linearly are discussed.

1 序論

自然界や社会でみられる自己駆動可能なエージェント集団が形成する時空構造は、複雑で多様であり、その現象を再現するモデルも多数提案、解析されている [1, 2]。その様な時空構造の中で、比較的単純な直鎖状に並んだエージェント集団は、非生物、細胞、昆虫、ヒトや人工物に至るまで様々なスケールで見られる典型的で基本的な構造の一つであり [1, 3, 4, 5]、直鎖状構造の形成や崩壊要因の理解は、より複雑な時空構造の理解や利用への一歩となると考えられる。

著者は、フロアフィールドモデル [6] を利用した走化性エージェントのモデルを提案し、その運動性を報告した [7, 8]。さらに、このエージェントを捕食-被食関係にも拡張した [9]。ここでは、まず、単独エージェントの運動性を示し、その後に複数の走化性エージェントが非相互に作用することで、エージェントが連なった鎖を形成するモデルを提案し、その鎖の運動性と安定性について報告する。

2 モデルと結果

本モデルにおける各エージェントは，時間ステップごとに、2 次元格子上 (x, y) を 4 方向に移動可能であるが、そのステップごとに、水面に浮かべた樟脳粒のようにアリのように足跡である化学物質 (フェロモン) を放出 (f_P)、その強度 I は、

$$
\begin{aligned}
I_{x,y}(t+1) &= I_{x,y}(t) + f_p && (1)\\
I_{x,y}(t+1) &= I_{x,y}(t)(1-\delta) && (2)\\
I_{x,y}(t+1) &= I_{x,y}(t)(1-\alpha)\\
&- \frac{\alpha}{4}[I_{x+1,y}(t) + I_{x-1,y}(t)\\
&+ I_{x,y+1}(t) + I_{x,y-1}(t)] && (3)
\end{aligned}
$$

に従う。ただし、$\alpha \in [0.0, 0.5]$,$\delta \in [0.0, 1.0]$ である。式 (2) は、足跡物質の分解または昇華を意味し、式 (3) は、足跡物質の拡散を意味する。これらの作用

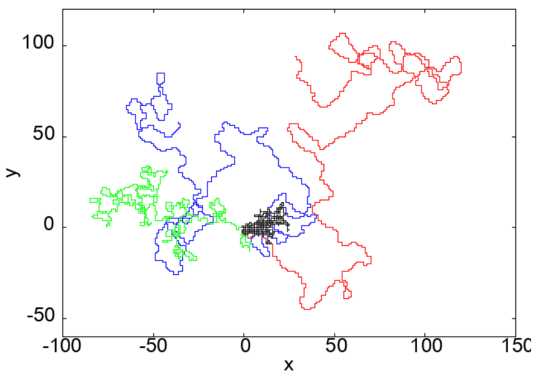


図 1: 軌道の k 依存性、式 (4) の k が赤:$k=-20.0$、青:$k=-10.0$、緑:$k=-1.0$、黒:$k=0.0$ の場合、$t=0$ で原点 (0,0) をスタート位置として、$t=1000$ まで計算した。$\alpha=0.5, \delta=0.1, f_p=5$ とした。

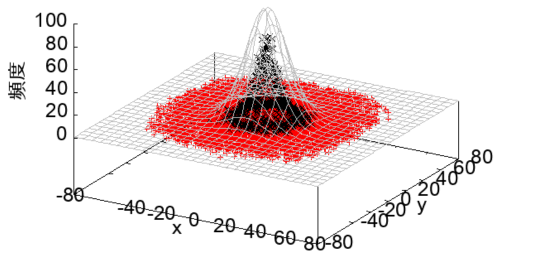


図 2: $t=100$ におけるエージェントの到達位置分布の k 依存性、式 (4) の k が赤:$k=-20.0$、黒:$k=0.0$ の場合、灰色: 頻度 $\propto \exp[-(x^2+y^2)]$、縦軸は 10^4 回中の出現頻度を示す。他の条件は図 1 と同じ。

により足跡強度場 $(I_{x,y})$ は，時間的に変化する。

2.1 単一エージェント

単一エージェントの移動確率は、ソフトマックス関数を用いて表記され、形成された強度場 $I_{x,y}$ に依存し移動し、式 (4) で表現できる。

$$p \propto \exp[k \cdot I_{x,y}] \tag{4}$$

2.2 単一エージェントの運動性

図 1 に、k の違いによる軌道例を示した。図 1 の計算を 10^4 回行い、$t=100$ におけるエージェントの到達位置の頻度分布を図 2 に示した。図 3 には、運動性を指標である、平均 2 乗変位と 2 乗変位の 4 分位を示した。$k<0$ では、$I_{x,y}$ に対して負の走化性を示す条件である。これは自己の過去に存在した場所から遠ざかる傾向を示し、その運動は 1 次元下の運動性と同様に、自己回避性や非マルコフ性を示している [7, 8]。しかし、エージェントの $I_{x,y}$ の感知範囲は、最近接 4 方向のみに限定されており、$I_{x,y}$ も時間的に変化するため、再びスタート位置 (近傍) に戻る可能性もある。従って、$t>10$ では、傾きが緩やかになっている。

$k=0$ 条件下では、移動確率は $I_{x,y}$ に依存しない、このため移動方向はステップ毎に等方的になり、ランダムウォークと一致する (図 3 の灰色グリッド線)。

2.3 直鎖状エージェント集団

単一エージェントの運動性メカニズムは、負の走化性のみを利用したが、エージェント間の相互作用に正の走化性を利用する。複数のエージェントを直鎖状に行列させるために、i 番目のエージェントと $(i+1)$ 番目のエージェントは、以下に示す式に従う、

$$p_i \propto \exp[k_{ii} \cdot I^i_{x,y}] \cdot \exp[k_{ij} \cdot I^j_{x,y}]。 \tag{5}$$

ここで、各々エージェントは、異なる足跡物質を放出していることに注意されたい (図 4)。式 (5) の $k_{ii}<0$ の条件では、自己の足跡に対して回避的に移動するため、これは自己駆動の成分 [7, 8] となる。その一方で、k_{ij} >0 の条件は、j 番目のエージェントは、i 番目のエージェントからの足跡に追従する、つまり正の走化性の成分となる。ここで、$j=i-1$ に限定すると、エージェント間の非相互な作用を行列 k_{ij} として表記でき、

$$k_{ij} = \begin{cases} k_{ii} < 0 \\ k_{ij} > 0 \text{ 但し、} j = i-1 \\ k_{ij} = 0 \text{ 但し、上記以外の } i \text{ と } j \end{cases} \tag{6}$$

となる (図 5)。

N 個の全てのエージェントに対して、1 ステップ内にランダムに一巡しながら、式 (5) を適用し移動させた。ただし、エージェントの排除体積効果を考慮し、移動方向に他のエージェントが存在する場合は、移動できない。

2.4 直鎖状エージェント集団の運動性

エージェント数 $N=4,8,16,32$ と変化させると共に、$|k_{ii}|=|k_{ij}|=0,1,5,10,20$、に設定し、ステッ

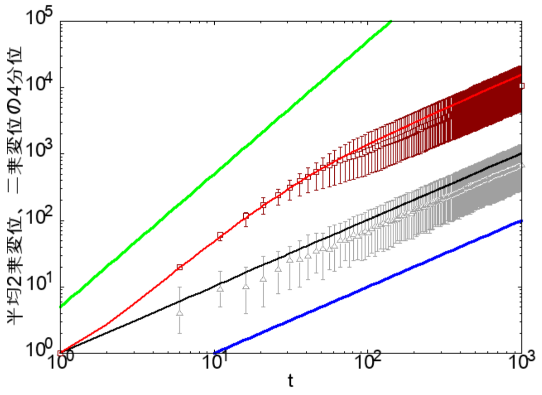


図 3: 平均 2 乗変位と 2 乗変位の 4 分位の時間 t 依存性、赤線:$k = -20$, 深赤□は中央値、エラーバーは、下側が第 1 四分位、上側側が第 3 四分位を示す。黒線:$k = 0.0$, 灰△は、中央値、エラーバーは、下側が第 1 四分位、上側側が第 3 四分位を示す。緑線: 縦軸 $\propto t^2$、青線: 縦軸 $\propto t^1$、他の条件は図 2 と同じ。

プ数 $t = 0 \sim 1000$ まで計算した。初期位置は、ステップ数に対して十分広い平面を用意し、その中心に直鎖状に配置した。これら鎖状エージェントの運動性とを評価するために、初期位置からの平均 2 乗変位を N 個の全てのエージェントから求め、運動性の指標とした。図 6 は、大きい N かつ小さい t で、運動性が低くなっている。これは、全てのエージェントが追従運動を開始するまで先行するエージェントが移動し空きスペースを作るつようがあるためである。また、$|k_{ii}| = |k_{ij}|$ が大きいほど、自己駆動 (自己回避) する確率が増えるため、直進性が増大した (図 1, 図 7)。

さらに N が大きいほど、$|k_{ii}| = |k_{ij}|$ が小さい程、分裂や融合が見られた。これは鎖の長さが伸びるため、分裂する確率も上がるためであるが、これら断片が移動中に融合することもあり、結果として時間的に、分裂と融合を繰り返す複雑な運動を示した。特に、分裂現象は、エージェント鎖が交差する時に生じやすかった、各エージェントの移動は、式 (5) に従って移動するが、同時に排除体積効果もあるため、同じ位置に複数のエージェントが共存することは許されていない。その一方で、エージェントは、走化性で移動するため鎖が交差することは許されている。従って、エージェント鎖が交差することで局所的な渋滞を引き起こされ、結果的に追従するエージェントが先行するエージェントの足跡を見失うことで分裂が生じやすくなると考えられる。

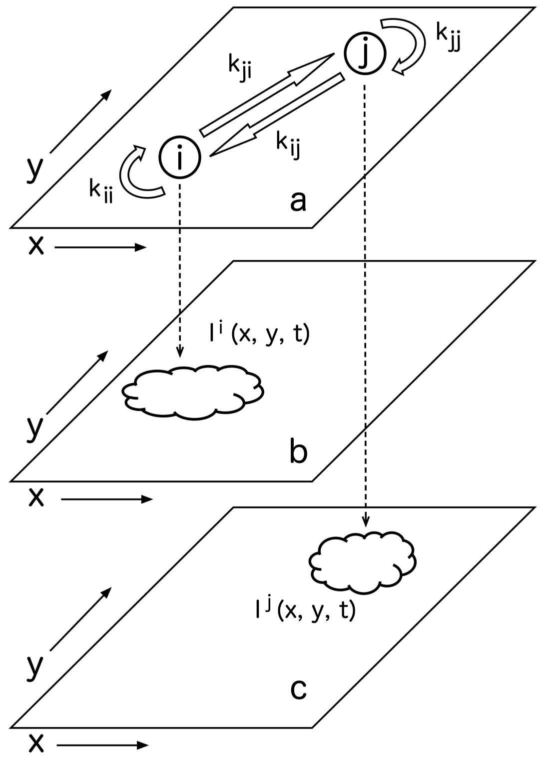


図 4: 直鎖モデルの説明、a: エージェントの位置と式 (5) 中のパラメタを示す。b,c: 各々エージェントからの足跡空間 $I_{x,y}$ を示す。エージェント毎に異なるフェロモン、化学物質を用いている。

3　展望

提案モデルのような現象は、ジャコウネズミのキャラバン行動や、ヤヌス粒子 [3]、ロボットによる集団ひも状走行 [5] などでみることができる。分裂や融合の現象の解析には、鳥の群れサイズ分布で示された解析方法 [4] が適用できるかもしれない。

本報告では、単一の鎖について述べたが、複数の鎖を用意し、それら複数鎖間の相互作用によりレーン形成などの時空構造の形成条件や要因など調べることもできる。これに近い条件として、線虫では、短距離ネマチック相互作用が生じていることが示唆されている [10]。

さらに、式 (6) について、$k_{1N} > 0$ を導入すると、エージェント鎖の先頭と末端を連結させることができ、環を形成させることもできる。また、Kano モデル [11] のパターン Y[12] において直鎖状の構造がみられ、このような構造は、式 (6) に対応する相互作用行列を変更することで実現している。そこで、本モデルにおいても人工生命のモデルとしての可能性を探究できる。

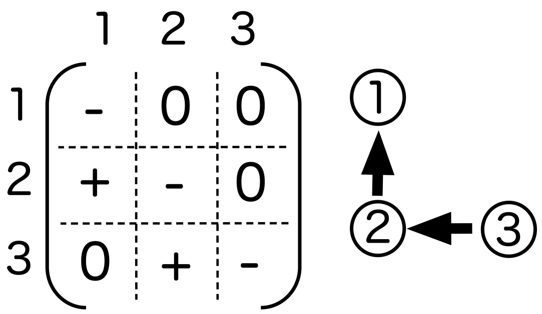


図 5: エージェント数 $N=3$ の場合の直鎖状の相互作用行列 k_{ij}、対角成分の負 (-) は、自己回避 (駆動) 成分であり、+は追従成分を示す。

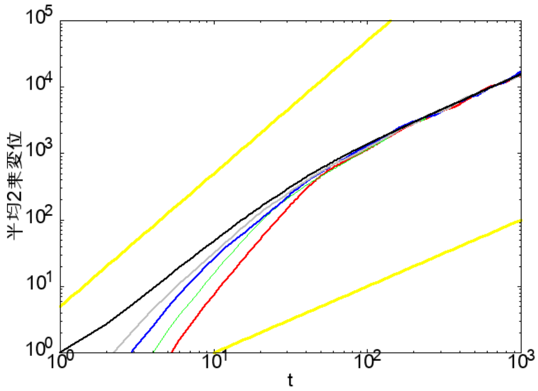


図 6: 平均 2 乗変位の時間 t 依存性、$|k_{ii}|=|k_{ij}|=20$ のみを示す。黒、灰、青、緑、赤は、それぞれ $N=1$(図 3の赤と同じ), $4, 8, 16, 32$ である。上黄線: 縦軸 $\propto t^2$、下の黄線: 縦軸 $\propto t^1$ を示す。

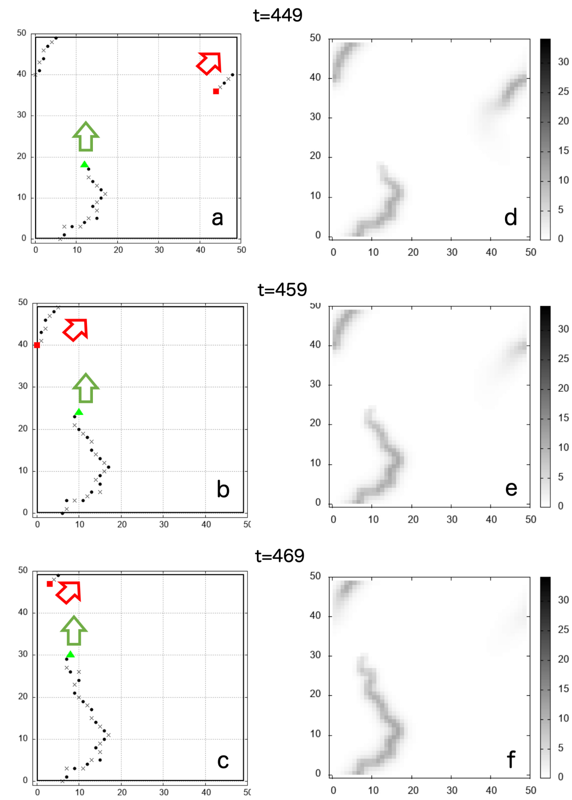


図 7: エージェント鎖の例:$N=32$,$|k_{ii}|=|k_{ij}|=10$、周期境界条件下であるため足跡や鎖が境界を跨いでいる。左側の列は、鎖状の走化性エージェントの位置を示す。右側の列は、全てのエージェントからの足跡の総量 (図 4b,c 層の合計) を示し、一番右側のバーは足跡の強度表示である。上から時間経過を示しているおり、a と d、b と e、c と f は、それぞれ同じ t の状態を示している。緑三角と赤四角は、それぞれ鎖の先頭と末端を示す。●と×は、それぞれ偶数番目と奇数番目のエージェントであり、白抜きの大きな矢印は、先頭 (緑) と末端 (赤) のエージェントの移動方向を示している。

参考文献

[1] 小田垣孝, 佐野幸恵, 山崎義弘, 山本健, 社会物理学, 共立出版 (2022)

[2] H. Murakami, M. Abe, Y. Nishiyama, J. Robot. Mechatron., Vol.35 No.4, pp.922-930, (2023)

[3] D. Nishiguchi, J. Iwasawa, H.-R. Jiang, M. Sano, New J. Phys. 20 015002 (2018)

[4] Y. Hayakawa, S. Furuhashi, Phys. Rev. E 86, 031924 (2012)

[5] 若月ある, 川野多佳也, 宮島高志, 本田泰, 第 24 回交通流と自己駆動粒子系のシンポ ジウム論文集, p33-36, (2018)

[6] A. Kirchner, K. Nishinari, A. Schadschneider, Phys. Rev. E, 67, 056122 (2003)

[7] 大澤智興, 第 26 回交通流と自己駆動粒子系シンポジウム論文集, pp.55-58 (2020)

[8] 大澤智興, 信学技報, vol.122, no.280, NLP2022-61, pp.21-26 (2022)

[9] C. Oosawa, J. Robot. Mechatron., Vol.35 No.4, pp. 918-921, (2023)

[10] T. Sugi, H. Ito, M. Nishimura, K. H. Nagai, Nat. Commun. 10, 683 (2019)

[11] T. Kano, K. Osuka, T. Kawakatsu, N. Matsui, A. Ishiguro, Proc. 14th Euro. Conf. Artif. Life(ECAL), pp.237-244 (2017)

[12] https://www.youtube.com/watch?v=1doJowB9yc0

交差点を含む８の字経路におけるニューラルネットワーク走行ロボットの対面自律走行

山形 周[1], 古澤 昴弥[1], 宮原 捷伍[2], 佐々木 良介[2], 世良田 竜平[2], 本田 泰[3]

[1] 室蘭工業大学大学院 工学研究科 情報電子工学系専攻
[2] 室蘭工業大学 理工学部 システム理化学科
[3] 室蘭工業大学大学院 しくみ解明系領域

概要

本研究の目的はニューラルネットワークを用いた走行ロボットの自律走行による対面８の字自律走行を実現およびその観測を通じて行動のための知能の原理を探求することである．８の字コースの走行では，円形コースでは発生しないロボット同士の交差が観測できる．交差点においては，直線的な追い越しや行き違いとは異なる知的行動が要求される．対面８の字自律走行を行うために４つの走行方法を設定し, さらに片方が人間による操縦もう片方が自律走行の場合と両方自律走行の場合で走行実験を行った. その結果, 片方が人間による操縦の場合では左に回避する走行方法, 両方自律走行の場合では交差点で進行方向に回避する走行方法で最も平均離脱距離が長くなった. 各走行方法の平均離脱距離と教師データの密度のグラフより, 教師データ収集の走行方法は, 左側を走行するなどといった走行する部分を制限せず, 細かく回避方法を設定するなど複雑な条件を設定しないほうが良いと考えられる.

Autonomous two-way traffic in a figure-eight route with an intersection by neural-network running robots

Shu Yamagata[1], Takaya Furusawa[1], Shogo Miyahara[2], Ryosuke Sasaki[2], Ryuhei Serata[2], Yasushi Honda [3]

[1] Division of Information and Electronic Engineering, Graduate school of Engineering, Muroran Instutute of Technology, Japan
[2] Department of Sciences and Informatics, Faculty of Science and Engineering, Muroran Institute of Technology, Japan
[3] College of Information and System, Muroran Institute of Technology, Japan

Abstract

The purpose of this research is to realize face-to-face figure-of-eight self-driving robots using neural networks and explore the principles of intelligence for behavior through observation. When running on a figure-eight course, it is possible to observe robots crossing each other, which does not occur on a circular course. Intersections require intelligent behavior that is different from straight-line overtaking or passing each other. In order to perform face-to-face figure-of-eight autonomous driving, we set four driving methods, and one is operated by a human and the other is operated by a human. Driving experiments were conducted in the case of autonomous driving and in the case of both autonomous driving. As a result, the average breakaway distance was longest for the driving method in which one side was steered by a human, in which the vehicle evaded to the left, and in the case in which both vehicles were autonomous, the driving method in which the[1] vehicle evaded in the direction of travel at an intersection was the longest. From the graph of the average separation distance for each driving method and the density of training data, It is considered that the driving method should not set complicated conditions, such as not restricting the part of the road to be driven, such as driving on the left side of the road, and setting detailed avoidance methods.

1　はじめに

交通流は我々が日常的に観測することができる現象である. 対面歩行や交通渋滞といった集団行動は各個体の相互作用により組織的に形成される動きであるが, そのメカニズムは完全には解明されていない. 我々は集団行動の一つである対面走行に注目した.

先行研究 [1] では楕円コースでの対面自律走行が可能であることが確認された. 本研究ではカメラから得られた一次元画像データを入力としたニューラルネットワークを用いた自律走行により, 8の字コースで自律走行による対面走行が可能か確かめることを目的とする. 8の字にする理由は, 楕円や円形コースでは観測できない 90 度の交差を観測できるためである.

2　ニューラルネットワーク

2.1　教師データの収集

本研究では走行ロボットに搭載されたカメラから得られる画像データとモータの出力を教師データとして使用する. 画像データはそのまま利用せず, 2つの処理を行う.

1つ目の処理は画像のトリミングである. 本研究で使用するカメラの解像度は 320(幅)×240(高さ)[px] であり,320×40[px] になるようにトリミングを行う. トリミングを行う理由は, 壁の上は人間や実験場所が映り, 自律走行に意図しない影響を与える可能性があるためである. 図 1 はトリミング後のカメラからの画像である. 2つ目の処理はトリミングした画像の RGB の値を縦方向に足し合わせ, 一次元画像データに圧縮することである.320×40[px] にトリミングした画像の RGB のピクセル値を縦方向に足し合わせることで 960×1 のデータに変換する (図 2). この一次元画像データとその瞬間の走行ロボットのモータをペアで記録し教師データとして使用する. 教師データの収集は走行ロボットを人間が遠隔で操縦し行う.

図 1: トリミング後の画像データ

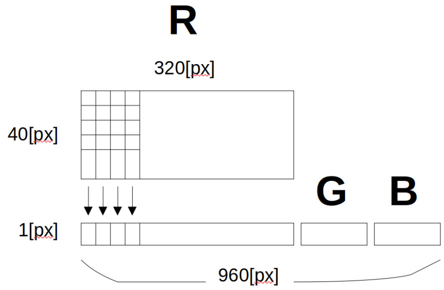


図 2: 一次元画像データの作成

2.2　教師データの学習

教師データの学習にはニューラルネットワークを使用する. 入力層のニューロン数は 960, 中間層は 1 層でニューロン数は 1000, 出力層のニューロン数は 2 とした. 入力は一次元画像データ, 出力は左右のモータの出力値である. 活性化関数は ReLU 関数を使用し, 最適化アルゴリズムを Adam とし, バッチ学習を行った.

2.3　走行方法

本研究では対面自律走行を行うために, 教師データ収集の際の走行方法を 4 種類設定した.

1. 左側を走行する
2. 対面した際に左に回避する
3. 交差点以外では左に回避し, 交差点では進行方向に回避する
4. 3の方法に加えて, 対面した際に片方は停止しもう片方が回避する

停止している状態とは, 走行ロボットのモータの出力値が 0 に近い状態のことである. 進行方向に回避するとは, 例えば図 3 の場合, 左下の走行ロボットはピンクの内壁に進むために右に曲がる必要があり, 右上の走行ロボットは緑の内壁に進むために右に曲がる必要がある. そのためこの場合は両方が右に回避する. 場合によっては左に回避することもあるため, 進行方向に回避する場合は左右に回避するパターンが存在する. 4の走行方法について, 停止するロボットと回避するロボットは事前に決定し, 固定する. また, 図 4 のように90度で対面した場合は先に交差点に進入した方が優先して通過する.

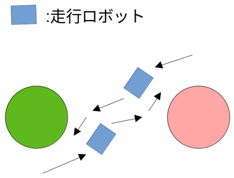


図 3: 進行方向に回避する例

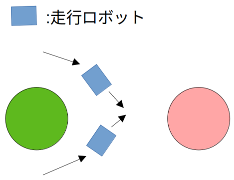


図 4: 90 度で対面した状況

3 走行実験

3.1 走行ロボットと走行コース

本研究では, 図 5 のような 8 の字コースで走行実験を行う. 内壁の直径は 80[cm], コースの幅は 56[cm] である. 外壁には青いテープ, 内壁にはピンクと緑のテープを貼っている. これは教師データ収集と自律走行の際に外壁と内壁を認識しやすくするためである. また, 走行実験で用いる走行ロボットは図 6 であり, カメラを 1 つ (図 6 の赤枠), モータを 2 つ (図 6 の黄枠) 搭載している.

走行実験では,2 台の走行ロボットを用いて対面 8 の字自律走行を行う. 自律走行に用いるアルゴリズムは, 先行研究で開発された, カメラからの一次元画像データによるニューラルネットワークを用いた自律走行アルゴリズムである.

教師データ収集の際はマウスを用いて走行ロボットを操縦する. マウスを動かした瞬間の画像とモータの出力を記録し教師データとする.

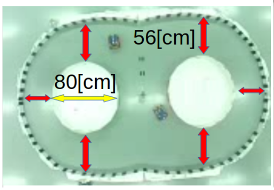


図 5: 使用する 8 の字コース

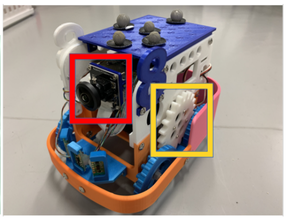


図 6: 使用する走行ロボット

4 実験結果

本研究では 2 台の走行ロボットを使用して対面走行を行った. 対面自律走行は, 片方は人間による操縦でもう片方は自律走行の場合, そして 2 台が自律走行の場合の 2 パターンで行った. 片方が人間による操縦の場合では, 人間が操縦する走行ロボットを robotA, 自律走行の走行ロボットを robotB と名付けた. 4 つの走行方法でそれぞれ 5 回対面自律走行を行った.

図 7 と図 9 は左に回避する走行方法 (2 の走行方法) で, 片方は人間片方は自律走行の場合と両方自律走行の場合の対面走行の離脱距離[1], 図 8 と図 10 は交差点で進行方向に回避する走行方法 (3 の走行方法) で, 片方は人間片方は自律走行の場合と両方自律走行の場合の対面走行の離脱距離をまとめたグラフである. このように 4 つの走行方法の離脱距離をグラフにし平均離脱距離を算出した (表 1 と表 2). 片方は停止しもう片方が回避する走行方法では, 回避するロボットを robotA, 停止するロボットを robotB とした. また, 片方が人間の場合は robotB の平均離脱距離, 両方自律走行の場合は 2 台の走行ロボットの平均離脱距離を本研究の実験結果とする.

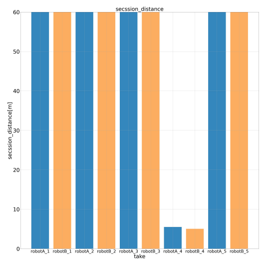


図 7: 片方は人間片方は自律走行で左側に回避する走行 (2 の走行方法) の離脱距離

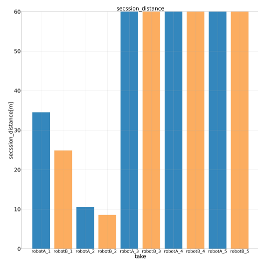


図 8: 片方は人間片方は自律走行で交差点で進行方向に回避する走行 (3 の走行方法) の離脱距離

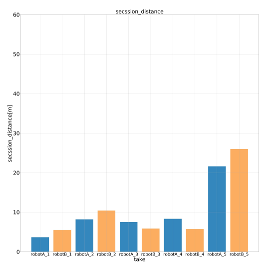


図 9: 両方自律走行で左側に回避する走行 (2 の走行方法) の離脱距離

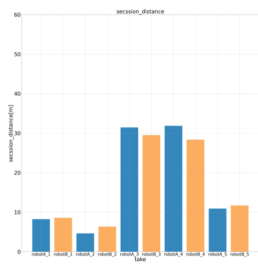


図 10: 両方自律走行で交差点で進行方向に回避する走行 (3 の走行方法) の離脱距離

[1] 本研究では 8 の字対面走行の際に壁に衝突して走行不能になった場合, または 8 の字の経路から外れた場合に走行を中断し, 走行開始からそこまでの走行距離を離脱距離と呼ぶ

表 1: 片方は人間片方は自律走行の場合の平均離脱距離

走行方法	平均離脱距離 (m)
左側走行	5.57
左に回避	59.53
交差点で進行方向に回避	44.00
片方は停止もう片方は回避	10.03

表 2: 両方自律走行の場合の平均離脱距離

走行方法	平均離脱距離 (m)
左側走行	6.415
左に回避	10.267
交差点で進行方向に回避	17.134
片方は停止もう片方は回避	18.259

5 まとめ

本研究ではニューラルネットワーク走行ロボットを使用し, 交差点を含む 8 の字経路における対面自律走行を, 片方は人間片方は自律走行の場合と両方自律走行の場合で 4 種類の走行方法を設定して行った.

表 1 より, 片方が人間片方が自律走行の場合では, 左に回避する走行方法が 59.53[m] と平均離脱距離が最も長く, 左側走行の場合が最も短く 5.57[m] となった. 表 2 より, 両方自律走行の場合では片方が停止する方法が 18.259[m] と最も長くなったが, 停止する側停止せず後ろに下がる動きが発生したため離脱距離が長くなったと考えられる. そのため進行方向に回避する方法の 17.134[m] が最も長くなった結果として適切であると考えられる. よって本研究の結論として, 片方が人間片方が自律走行の場合で 8 の字対面走行をするには左に回避する走行方法 (2 の走行方法) が適しており, 両方自律走行の場合で 8 の字対面走行をするには進行方向に回避する走行方法 (3 の走行方法) が適しているといえる.

6 考察

左側走行 (1 の走行方法) は離脱距離が最も短くなった. これは走行する場所を制限した結果, 教師データ収集の際に走行した部分から外れたときのデータが無いため, 左側走行でなくなった場合に対応できなかったためであると考えられる. 片方が停止する走行方法 (4 の走行方法) の場合では停止せずに後ろに動いたが, マウスを動かしたときに教師データが収集されるため停止した部分の教師データが無く, 停止するために速度を落としたときの教師データが反映されたと考えられる.

図 11 は教師データ収集の際の走行時間と走行距離の密度を表したグラフである. 横軸はデータ数を走行時間で割った値, 縦軸はデータ数を走行距離で割った値である. 平均離脱距離が最も長くなった左に回避する走行方法と進行方向に回避する走行方法は横軸が 4.0 から 4.7 の範囲, 縦軸が 14 から 17 の範囲にあるため, 対面自律走行を行う教師データはこの範囲内に収めることが適切であると考えられる.

今後の展望として行いたいことは, 画像データの処理の方法を変更し情報量を増やすことである. 本研究では教師データに一次元画像データを使用したが, 実験結果を見て, 対面自律走行を行うには情報量が少ないのではないかと考えた. 他の方法として挙げられる方法として, 縦方向の圧縮に加えて横方向にも圧縮する, 圧縮を行わず画像をそのまま使用する方法があるので, 今後はそれらの方法を用いて実験を行いたい.

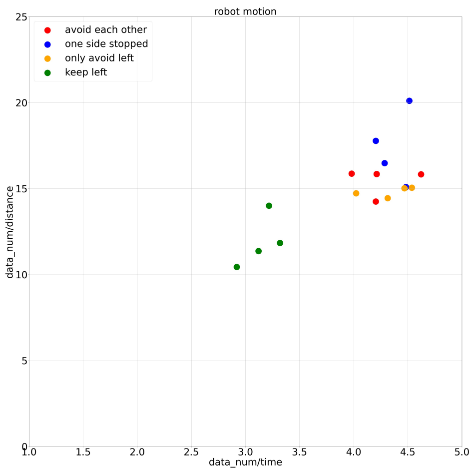


図 11: 教師データ収集の際の時間と走行距離の密度

参考文献

[1] 李方正, 山田将司, 本田泰, 画像認識ニューラルネットワークによる複数ロボットの対面走行, 第 34 回自律分散システム・シンポジウム, (2021)

アクティブ XY モデルにおけるトポロジカル欠陥の効果

井上 駿, 湯川 諭

大阪大学大学院 理学研究科 宇宙地球科学専攻

要旨

本研究では格子点上に固定された古典的な XY モデルと自由空間を動き回れる Vicsek モデルとの中間的モデルとしてスピンの向きに自らを駆動して格子点上を動き回れるようにした「アクティブ XY モデル」について考える．古典 XY モデルではスピンがトポロジカル欠陥を示すが，本研究ではアクティブ XY モデルを用いてトポロジカル欠陥と自己駆動力との関係性について調べる．その結果，自己駆動力を大きくすると粒子は $+1$ 渦欠陥に凝集し，-1 渦欠陥は系に存在しにくいことが明らかとなった．渦度についてのヒートマップと相分離の様子を比較することで，運動性誘起相分離（MIPS）とトポロジカル欠陥の相関についても考察する．

Effect of Topological Defects in Active-XY Model

Shun Inoue, Satoshi Yukawa

Department of Earth and Space Science, Graduate School of Science, Osaka University

Abstract

In this study, we introduce the active-XY model which is an intermediate model between the classical XY model with spins fixed on lattice points and the Vicsek model with spins traversing freely through space. This model allows spins to self-propel and navigate across lattice points according to their orientations. While the classical XY model is known for the emergence of topological defects, our research investigates the relations between topological defects and the self-propulsion mechanisms within the framework of the active-XY model. Our results show that as self-propulsion intensifies, particles increasingly aggregate at $+1$ vortex defects, while -1 vortex defects become less common in the system. By comparing the heatmap of vorticity and the behavior of phase separation, we also examine the relations between motility-induced phase separation (MIPS) and topological defects.

---

1 はじめに

鳥や魚の群れのように自らを駆動する要素の集団はアクティブマターと呼ばれ，多様な協同現象を示す．鳥や魚が「群れ」を作ることも一つの協同現象であるが，特に近年では細胞集団がトポロジカル欠陥と呼ばれる渦構造に集積する例 [1] など，アクティブマターの協同現象にはトポロジカル欠陥が重要な役割を果たしていることがわかっている．

本研究では格子点上に固定された古典的な XY モデル [2] と自由空間を動き回れる Vicsek モデル [3] の中間モデルとしてスピンの向きに自らを駆動して格子点上を動き回れるようにしたアクティブ XY モデルについて考える．古典 XY モデルではトポロジカル欠陥が現れるが，Vicsek モデルではトポロジカル欠陥が与える影響が明らかではない．以上を踏ま

え，アクティブ XY モデルでは排他性を仮定し，自己駆動力とトポロジカル欠陥の関係性を調べる．

2　モデルの説明

スピン系のモデルとして知られる古典 XY モデルをアクティブ系に拡張する事を考える．周囲と向きを揃える相互作用を反映したアクティブマターモデルとしては Vicsek モデルが有名であるが，古典 XY モデルも同様の相互作用を持つ．

2.1　古典 XY モデル

古典 XY モデルとは，スピンを 2 成分ベクトルで表したモデルである．スピンは 2 次元の単位ベクトルであり，格子点上に配置される．古典 XY モデルのエネルギーは以下の式で与えられ，アクティブ XY モデルにおいても同様の相互作用を用いる．

$$E = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \boldsymbol{s}_i \cdot \boldsymbol{s}_j = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos(\theta_i - \theta_j) \quad (1)$$

ただし，$\langle i, j \rangle$ は最近接スピンを表し，J は相互作用結合定数である．以下では $J = 1.0$ と固定する．このモデルは十分低温においてトポロジカル欠陥が現れることでも知られている．

2.2　アクティブ XY モデル

周期境界条件のもとで古典 XY モデルから更にスピンが格子点上を移動できるようにした単純なモデルを構築し，これをアクティブ XY モデルと呼ぶ．このモデルでは，粒子（スピン）は各格子点上に存在し，前後左右 4 方向へと確率的に移動ができる．自己駆動力に対応する重み変数を ϵ（$0 \leq \epsilon \leq 1$）とし，その移動レートは自己駆動力 ϵ によって変化する（図 1）．さらに，斥力相互作用に対応する排他性を仮定し，複数の粒子が同一格子点上を占有できないとする．系の格子点の数 $m = 3600$ と粒子数 n を用いて密度 $\rho = n/m$ と定義し，密度変化についても考える．排他性から，密度 $\rho = 1.0$ では古典 XY モデルと完全に一致する．以下では，古典 XY モデル（$\rho = 1.0$）において低温相に対応する $T = 0.25$ と固定する．

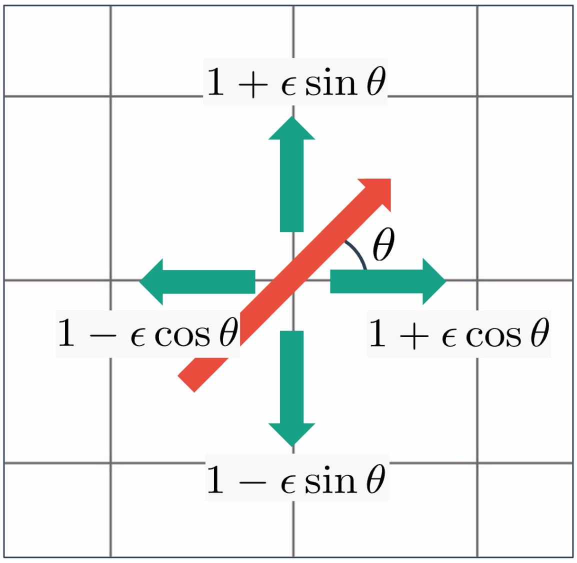


図 1: 粒子の移動レート．スピンの向きに応じて移動レートを自己駆動力 ϵ で変化させる．

3　結果と考察

3.1　シミュレーション結果

シミュレーションのスナップショットを図 2 にまとめる．自己駆動力 ϵ が大きくなると相分離（運動性誘起相分離：MIPS）が起こる．また，密度 ρ が大きければより小さな ϵ においても相分離する．相分離を引き起こすのは自己駆動力 ϵ と排他性の効果により，$+1$ 渦欠陥が発生するとその欠陥部分に粒子が集積するためだと考えられる．密度 ρ と自己駆動力 ϵ が大きければ大きいほど，より大きなクラスターサイズに成長することが確認できる．

3.2　渦度 N と自己駆動力 ϵ 変化の関係

シミュレーション結果から，クラスター形成による相分離とトポロジカル欠陥には関連性があると考えられる．古典 XY モデルでは $+1$ 渦欠陥と -1 渦欠陥は等確率で出現するが，アクティブ XY モデルでは $+1$ 渦欠陥の方が優先的に残る．これは $+1$ 渦欠陥を起点にクラスターが形成される一方で，-1 渦欠陥は崩れやすいためであると考えられる．自己駆動力が大きいと系に残る渦に偏りが発生すると予想し，系に出現する渦の数について定量化を行う．以

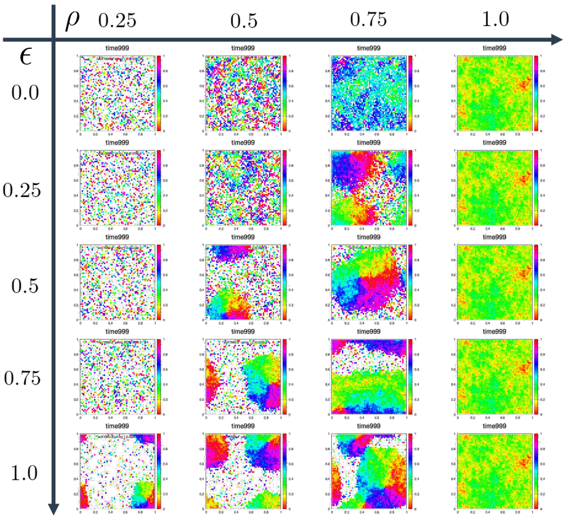


図 2: ρ と ϵ を変化させた際のシミュレーションのスナップショット．自己駆動力 ϵ を大きくすると相分離が起こる．(MIPS)

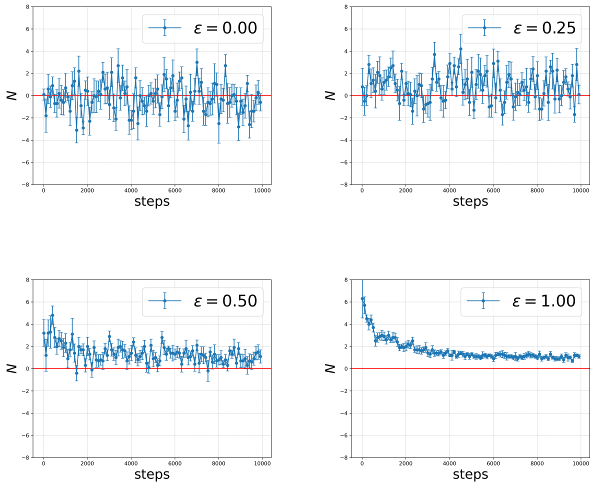


図 3: 自己駆動力 ϵ と渦度 N の関係（$\rho = 0.5$）．$\epsilon = 0.0$ はランダムに移動する XY モデルであり，ϵ を大きくすると自己駆動力の効果が現れる．初期配置はランダムであり，渦度は平均的に 0．渦度のデータ点は 10step から始め，100step ごとにプロットしている．赤線は $N = 0$ を示す．(10 サンプル平均)

下では，系に発生した +1 渦の数を N_{+1}，-1 渦の数を N_{-1}，系の渦度として $N = N_{+1} - N_{-1}$ と定義する．粒子密度 $\rho = 0.5$ と固定した時の自己駆動力 ϵ の変化と系に出現する渦度 N の関係を調べたものが図 3 である．一般に古典 XY モデルでは +1 渦欠陥も -1 渦欠陥も等確率で出現する．$\epsilon = 0.0$ はランダムに移動する XY モデルと捉えることができるため，この場合も渦欠陥は等確率で出現する．自己駆動力 ϵ を大きくするにつれて +1 渦欠陥と -1 渦欠陥の対称性が崩れ，+1 渦欠陥が残りやすいことが定量的にも確認できた．

3.3　渦度 N と密度 ρ 変化の関係

次に，自己駆動力 ϵ の大きい状態において，粒子密度 ρ の変化と渦度 N の関係性を調べる．$\epsilon = 1.0$ と固定した時の密度 ρ の変化と系に出現する渦度 N の関係を図 4 に示す．粒子が存在しない $\rho = 0.0$ と，古典 XY モデルと一致する $\rho = 1.0$ では，厳密に渦度は $N = 0$ である．このことと図 4 から，粒子が存在せず，したがって渦度も 0 である $\rho = 0.0$ から粒子数が増加するにつれて渦度 N も大きくなり，密度 ρ が 1.0 に近づくと共に渦度 N は再び 0 へと落ち込むことがわかる．つまり，渦度 N は密度 ρ 変化において最大値となるピークを持つ．

3.4　ϵ と ρ 変化についてのヒートマップ

最後に，自己駆動力 ϵ の変化と粒子密度 ρ の変化についてヒートマップを作成した（図 5）．自己駆動力 ϵ を 0.25 刻みで 0 から 1 まで変化させ，粒子密度 ρ については 0.1 刻みで 0.1 から 0.9 まで変化させた．10 サンプルについて，安定状態に落ち着いた 5000step 以上での渦度 N の平均値を求め，密度 ρ と自己駆動力 ϵ の変化に応じて色付けをしている．

自己駆動力 ϵ が小さければ +1 渦と -1 渦の発生が等確率に近づくため N の平均値も 0 に近づく．そして，ϵ を大きくすれば渦度が正の渦度をとることが確認できる．しかし，特に高密度においては自己駆動力を大きくすればするほど渦度 N が大きくなるわけではない．これは，高密度かつ自己駆動力の大きな場合では最終的に巨大な一つのクラスターになりやすいが，それらクラスターには渦度 +1 をとるものの他に，渦度 0 をとるものも存在するからで

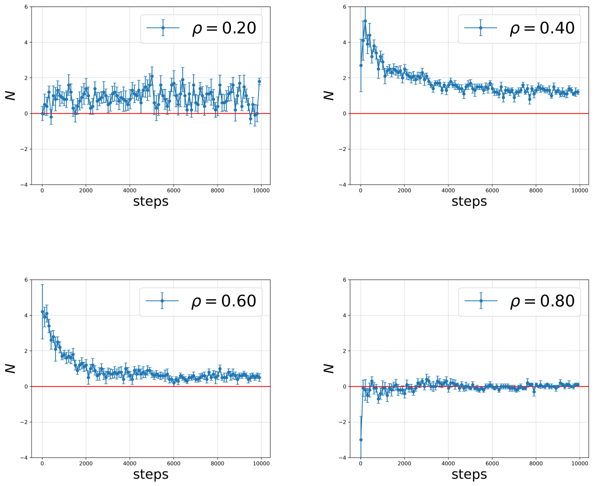


図 4: 密度 ρ と渦度 N の関係（$\epsilon = 1.0$）．$\rho = 0.0$ と $\rho = 1.0$ では厳密に $N = 0$ である．初期配置はランダムであり，渦度は平均的に 0．渦度のデータ点は 10step から始め，100step ごとにプロットしている．赤線は $N = 0$ を示す．（10 サンプル平均）

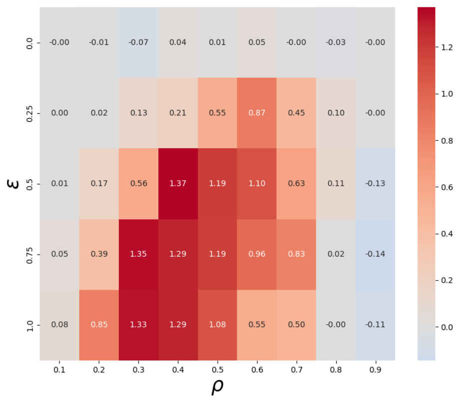


図 5: 渦度 N に関するヒートマップ．steps $\geq$ 5000step について平均値を求めた．（10 サンプル平均）

ある．高密度で渦度 0 のクラスターが出現することは以下のように理解できる．巨大なクラスターへの成長過程では，渦度 +1 のクラスター同士の衝突が発生している．高密度ではない場合に渦度 +1 のクラスター同士が衝突する際には，2 つのクラスターの間に 1 つの -1 渦欠陥が発生するため，衝突後は渦度 +1 をとるようなより大きなクラスターが形成される．一方，高密度では周期境界を跨いでしまうために衝突するクラスター同士の間は 2 つ存在し，その両側において渦度 -1 が発生してしまうために全体としては渦度 0 の大きなクラスターへと成長する．

ここで，図 2 と図 5 とを比較する．図 2 では自己駆動力 ϵ の値が小さくなるにつれて，高密度側での相分離の様子が目立っていた．一方で，図 5 でも ϵ の値が小さくなるにつれて，渦度 N の最大値ピークは高密度側にシフトする様子が確認できる．このことから，アクティブマターによる凝集（MIPS）とトポロジカル欠陥の渦度 N のピークの分布には相関があると考えられる．

4　まとめ

本研究では，古典 XY モデルをアクティブ系に拡張したモデルとしてアクティブ XY モデルについて考えた．今回のモデルでは自己駆動力を大きくするとトポロジカル欠陥のうち +1 渦欠陥が優先的に残り，相分離を引き起こす要因となっていることが明らかとなった．また，自己駆動力を小さくすると渦度のピークは高密度側へとシフトすることが確認できた．このことと，高密度ではより小さな自己駆動力でも相分離を引き起こすことから，渦度の分布と相分離の分布とには相関があることが示唆された．

今後の課題として，自己駆動力が大きい場合での超高密度（$\rho \geq 0.8$）における渦度の緩和過程について理解を深めたいと考えている．

参考文献

[1] K. Kawaguchi et al., Nature **545**, 327-331(2017).

[2] H. E. Stanley, Phys. Rev. Lett. **20**, 589(1968).

[3] T. Vicsek et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 1226(1995).

高速道路実測データの機械学習による分析

只木進一

佐賀大学理工学部

概要

日本の高速道路では、およそ 2km 毎にインダクションループ計測器が設置され、流量と速度を計測している。これらのデータの特徴を抽出することは、交通流モデルが再現すべき特性を定めるうえで重要である。本研究では、これらのデータに対して機械学習によるクラスタリングを行った。その結果として、渋滞データを含む月のデータを自然な 3 つの状態への分類が行えること、及びそのモデルを渋滞の少ない月のデータに対して適用することで、同様の分類が行えることを示す。また、渋滞発生の前兆を捉える可能性についても議論する。

Machine Learning Analyses of Observed Highway Traffic Data

Shin-ichi Tadaki

Department of Information Science, Saga University

Abstract

Japanese highways feature induction loop devices, spaced approximately every 2 kilometers, to monitor traffic flow and speed. Extracting the characteristics of these data is crucial for defining the features that traffic flow models should reproduce. This report employs a clustering method using machine learning for applying to those data. We show that the data containing traffic jams are reasonably classified into three clusters, and the trained model can also classify the data with few traffic jams into the same three clusters. Furthermore, the possibility for capturing early signs of traffic jams is discussed.

1 はじめに

日本の高速道路では、およそ 2km 毎に、インダクションループ (induction loops) という計測器が埋設されている。そこでは、通過する車両の数と速度を計測している。筆者らは、東名高速道路のデータを中心に、5 分間の通過車両数と平均速度のデータを取得し、高速道路の車両の流れの全体像を把握するために、データの分析を行ってきた [1, 2, 3]。例えば、密度流量相関である基本図、速度と流量の時系列、あるいは渋滞クラスタの空間的移動の分析等を行い、その後の交通流モデル構築への手がかりを与えてきた。

しかし、これまでの実測データ分析では、データの可視化を通じて、その特徴を定性的に記述することとしか出来てこなかった。本研究では、これらの実測データに対して機械学習を用いてデータ分析を行い、その特徴を客観的に抽出することを試みる。それらの分析を通じて、交通流の状態を捉える指針を得ることを目的とする。

今回用いるデータは、東名高速道路 172.65 キロポスト上り車線において、1996 年に取得されたものである。この地点は、日本坂 PA の西にあたり、2 車線の区間である。下流側 (東京側) には、長さ約 2.4km の日本坂トンネルがある。対象とするデータには、走行車線と追越車線、それぞれにおける 5 分毎の流量と平均速度が、時刻とともに記録されている。

2 K 平均法

K 平均法 (K-means method) は、データ空間内の標本点を自動的にグループ (クラスタ) 分けする機械学習の一手法である [4, 5]。ラベル付けなどの事前のモデル訓練を必要としないことから、広く利用されている。今回は、流量と速度が 2 車線分あることから、4 次元空間に分布するデータをクラスタに分ける。

K 平均法では、k 個の中心とデータの距離に応じて、それぞれのクラスタへと分割する。つまり、k 個の中心点に対するボロノイ分割を行う。分類を繰り返しながら、中心がクラスタ内データ点の重心と合うように調整するところが特徴である。クラスタ分割にはデータ点間のユークリッド距離を用いる。そのため、今回は、4 つの指標をそれぞれの平均値により規格化して分析する。

今回利用するデータの中には、データが連続して欠落している部分があり、事故や工事等によると想像できる。本研究では、一方の車線でも欠損値がある時刻のデータを、データ分析から除いている。

なお、異なる k に対して、silhouette score を計算することで、分割の質を評価し、適切な k を求めることができる。

あるデータ点 i の silhouette score $s(i)$ は、その点が属するクラスタ A に属する他のデータ点への平均距離

$$a(i) = \langle d_{ij} \rangle, \ j \in A \setminus \{i\} \tag{1}$$

と、点 i と最も近い他のクラスタ内の点 j が属するクラスタ B の各点への平均距離

$$b(i) = \langle d_{ij} \rangle, \ j \in B \tag{2}$$

を用いて

$$s(i) = \frac{b(i) - a(i)}{\max\left(a(i), b(i)\right)} \tag{3}$$

で定義する。この値は $(-1, 1)$ の範囲をとる。

3 分析結果

3.1 8 月のデータ

今回分析するデータが観測された地点では、8 月には、はっきりした渋滞が毎日 2 回程度発生している。つまり、自由流から渋滞への転移をデータ分析の観点から理解するのに適したデータである。このデータを K 平均法で分析することから始める。

図 1 は、各クラスタ内のデータ点の silhouette score の平均値 $\langle s(i) \rangle$ を、異なる k に対して表したものである。$k = 3$ のところで最大となることから、$k = 3$ が最もよい分類であることが分かる。

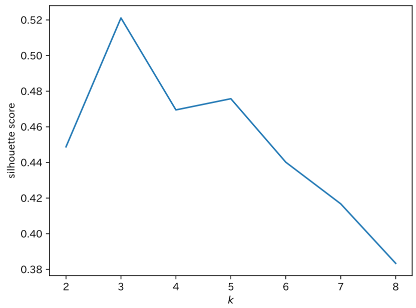


図 1: 各 k に対する silhouette score の平均

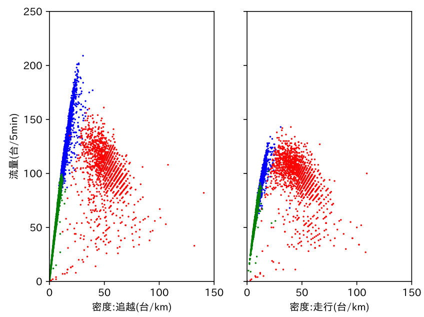


図 2: 8 月データの $k = 3$ とした基本図。左は追越車線、右は走行車線。

$k = 3$ とした場合の分析結果を、基本図の形で示したものが図 2 である。緑の点は、流量が少ない自由流である。平均速度が高いことが、傾きの大きさとして現れている。流量の上限は、5 分間に概ね 100 台である。青の点は、流量が多い自由流である。平均速度は、緑の点よりもやや低い。

赤の点は、密度とともに、流量が下がる渋滞流である。広い範囲にデータ点が分散しているが、一つのクラスタに分類される。また、追越車線では、自由流を表す青の点と渋滞流を表す赤の点の間は、きれいに分かれているように見える。一方、走行車線では、二つの領域は連続的になっている。

流量時系列 (図 3) と速度時系列 (図 4) を見ると、流量の多い自由流に対応する青の点で、時間とともに平均速度が低下し、渋滞へと至る場合が多いことが分かる。図 5 は、各クラスタ間の移動頻度を表し

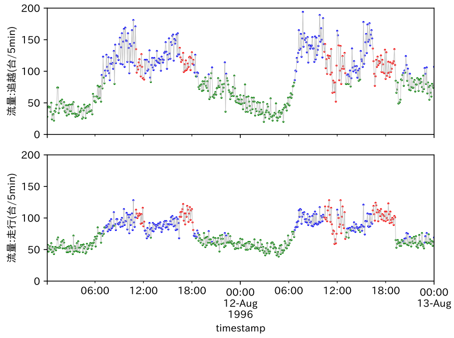


図 3: 8 月の流量時系列。流量だけでは、赤の渋滞発生は分からない。

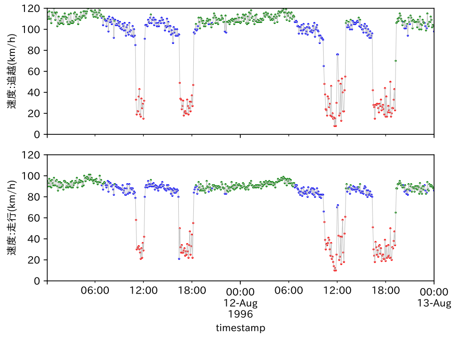


図 4: 8 月の速度時系列。青い点で速度が低下し、渋滞に至ることが分かる。

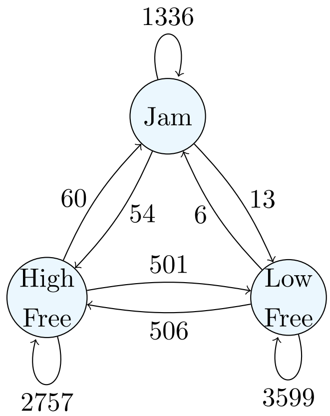


図 5: クラスタ間の移動。"Jam"、"HighFree"、及び"LowFree"は、渋滞、流量の多い自由流、流量の少ない自由流をそれぞれ表す。

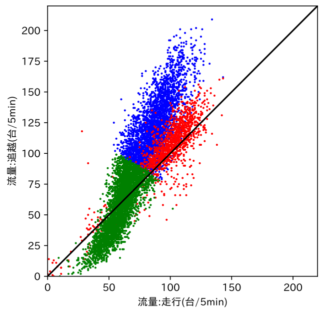


図 6: 流量逆転。横軸は走行車線の流量、縦軸は追い越車線の流量。

ている。流量の多い自由流から渋滞への転移が多いことが分かる。従って、青の点に相当する状態の特徴を分析することで、渋滞の前兆を捉えることができるであろう。

図 6 に、流量逆転の状況を示す。流量が多い自由流 (青) と渋滞流 (赤) で、追越車線の流量が走行車線の流量を超える、流量逆転が発生していることが分かる。速度低下は追越車線への移動の誘因となることから、速度と流量逆転には相関が現れる。流量逆転も渋滞発生の前兆と捉えることができる。

3.2 他の月のデータ

当該観測点では、8 月には毎日のように渋滞が発生している。一方、他の月ではそれほど渋滞は発生していない。渋滞の少ない例として 2 月のデータの分析を行った。silhouette score は、$k = 2$ と $k = 3$ に対して、ほぼ同じ値となっている (図 7)。

$k = 2$ 及び $k = 3$ の場合の基本図を図 8 及び 9 に示す。渋滞流に相当するデータ点が少なく、まとまりとして認識されていない。$k = 2$ では流量によって、二つに分かれている。一方、$k = 3$ では、流量によって、三つに分類される。つまり、自由流と渋滞流を分離することが出来ていない。

4 予測

機械学習によるクラスタリングは、単にデータを分類するだけではなく、訓練されたモデルを使って、未知のデータをグループ分けすることができることが重要である。

8 月のデータに対するクラスタリングは、従来の交通流現象の理解を客観的に示すことに役立つものであった。そこで、8 月のデータで訓練したクラスタリングモデルが、2 月のデータを分類する様子を確認する。図 10 に示すように、少ないデータ点である赤の点を、渋滞として分類し、8 月と同様のクラスタリングとなった。

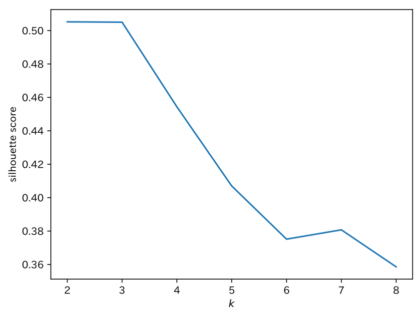


図 7: 2 月のデータの silhouette score。$k = 2$ と $k = 3$ がほぼ同じとなっている。

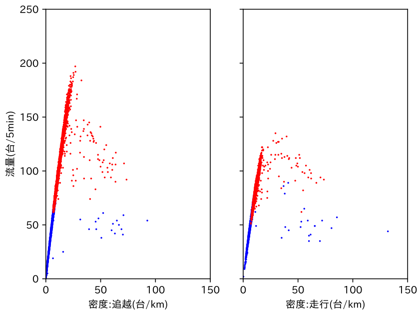


図 8: 2 月データの基本図。左は追越車線、右は走行車線。$k = 2$ の場合。

5 まとめ

最も単純はクラスタリング手法である K 平均法を用いて、高速道路での実測データの分類を実施した。渋滞データを十分に含む 8 月のデータでは、データ点は、低流量の自由流、高流量の自由流、及び渋滞流の三つに分類された。特に、高流量の自由流では、速度低下が発生するとともに、追越車線の流量が走行車線の流量を上回る。これらは、渋滞への前駆現象の可能性がある。

しかし、総流量と平均速度に次元縮退しても同様のクラスタリング結果となる。クラスタリングにおける二車線路であることの効果の有無については、更なる分析が必要である。

一方、渋滞データの少ない 2 月のデータは、単純に流量による分類となり、渋滞データを取り出すことができなかった。しかし、渋滞が発生している 8 月のデータで訓練すると、渋滞発生の少ない 2 月のデータも、三つの状態への分類が可能となった。

また、今回の分析では時系列としての要素を含んでいない。時間変化の要素を取り入れたクラスタリングも、今後の課題である。

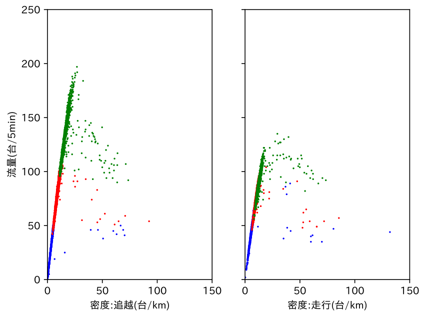


図 9: 2 月データの基本図。左は追越車線、右は走行車線。$k = 3$ の場合。

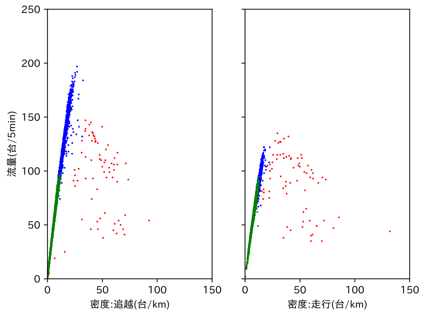


図 10: 8 月のクラスタリングモデルを 2 月データに適用した基本図。左は追越車線、右は走行車線。3 つのクラスタに分かれている。

参考文献

[1] 西成活裕, 林幹久, 「東名高速道路における交通量資料集 I」, 交通流数理研究会 (1999).

[2] S. Tadaki, K. Nishinari, M. Kikuchi, Y. Sugiyama, and S. Yukawa, J. Phys. Soc. Japan, **71** (2002) 2326.

[3] S. Tadaki, K. Nishinari, M. Kikuchi, Y. Sugiyama, and S. Yukawa, Physica A **315** (2002) 156.

[4] S. Lloyd, IEEE Transactions on Information Theory, **28** (1982) 129.

[5] `https://scikit-learn.org/stable/modules/clustering.html#clustering`

数値くりこみによる時間遅れを含む2階微分方程式解の安定性解析

本田 泰
室蘭工業大学 しくみ解明系領域

概要

一般的に，運動方程式やフィードバック制御システムなどに時間遅れが含まれると，その挙動は予測困難な場合が多い．時間遅れがないと仮定すれば安定するシステムにおいても，不安定な挙動を示す場合がある．制御理論においては伝達関数のパデ近似などを用いて，それは回避されるが，物理的描像は不明確である．

本研究では，時間遅れを含む２階微分方程式の解が，どのような性質をもつか，遷移行列の固有値を用いて，繰り込みの手法によって安定性解析を行った．時間遅れを考慮した遷移行列の固有値によって，微分方程式の係数を繰り込むことによって系が不安定になる領域の存在を示すことができた．また，シミュレーション結果と比較することでその有効性を検討する．

Stability analysis of a second order differential equation with time delay by a numerical renormalization

Yasushi Honda
College of Information and System, Muroran Institute of Technology, Japan

Abstract

Generally speaking, in the case where a time delay is included in an equation of motion or a feedback control system, it is impossible to expect the behavior in a simple manner. There is a possibility that the time delay brings an unstable state of the system that is stable without the time delay. In the control theory, the Padé approximation for the transfer function is used to analyze a system with a time delay. However it does not depict a physical picture.

In this study, we propose a renormalization for coefficients of a second order differential equation. An unstable region in coefficient space is exhibited by this renormalization method. The shape of the stable region is similar to that obtained by simulations for the same differential equation with the time delay.

1 はじめに

時間遅れを含まない２階微分方程式は容易に解くことができる．１階微分の係数が負の場合，減衰あるいは減衰振動する．

時間遅れを含む場合，解析的にこれを解くことはできない．現実の系はすべて時間遅れを含んでおり，数理モデルと現実が食い違う現象の根本的な理由の一つがここにある [1, 2, 3, 4].

本研究では，時間遅れを含む２階微分方程式の解が，どのような安定性をもつか，行列形式と繰り込みの手法を用いて解析する．時間遅れが存在するということは，微分方程式の係数（ゲイン）が複素数になることと等価であることが明らかになった．

遷移行列の固有値の実部が系の安定性を決める．その固有値は微分方程式の係数によって与えられる．この係数そのものが複素数となるため，固有値の実部も時間遅れの程度に応じて修正が加わる．もとの微分方程式の係数が，時間遅れがない場合に系を安定させると考えられる値であったとしても，時間遅れのくりこまれた係数は複素数であるため，固有値の実部は必ずしも系を安定させる値となるとは限らない．

2　時間遅れのない 2 階微分方程式

時間遅れを含む微分方程式を扱うまえに，比較のために時間遅れを含まないばあいについて遷移行列を用いた形式を示す．

次のような微分方程式があるとする．

$$\ddot{x}(t) = -a\dot{x}(t) - bx(t) \tag{1}$$

x は角度や電流など，どのような物理量でもよい．また，係数 a, b は実数係数 (ゲイン) である．

$$\hat{A} \equiv \begin{pmatrix} -a & -b \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{2}$$

$$\vec{s} \equiv \begin{pmatrix} \dot{x} \\ x \end{pmatrix} \tag{3}$$

と定義すると，(1) 式は

$$\dot{\vec{s}} = \hat{A}\vec{s} \tag{4}$$

と書けるので，$\vec{s}$ は

$$\vec{s} = e^{\hat{A}t}\vec{s}_0 \tag{5}$$

というかたちをしていることが分かる．つまり $\hat{A}$ の固有値 λ が，振動や減衰・収束などの時間発展の様子を与えることが分かる．

時刻 t が微少時間 Δt だけ進むとき，式 (4) から $\vec{s}$ は

$$\vec{s} + \Delta\vec{s} = \vec{s} + \Delta t\hat{A}\vec{s} \tag{6}$$

と時間発展していくが，これを

$$\vec{s}_{i+1} = \vec{s}_i + \Delta t\hat{A}\vec{s}_i \tag{7}$$

$$= (\hat{I} + \Delta t\hat{A})\vec{s}_i \tag{8}$$

と漸化式のかたちに書き直し，

$$\hat{T} \equiv \hat{I} + \Delta t\hat{A} \tag{9}$$

と定義すると，(6) 式は

$$\vec{s}_{i+1} = \hat{T}\vec{s}_i \tag{10}$$

という漸化式に書き表すことができる．

$\hat{A}$ の固有値を λ また，$\hat{T}$ の固有値を η とすると，(9) 式から，

$$\lambda = \frac{\eta - 1}{\Delta t} \tag{11}$$

という関係がある．

遷移行列 $\hat{T}$ の特性方程式

$$(\eta - 1)(\eta - 1 + \Delta ta) + \Delta t^2 b = 0 \tag{12}$$

から，具体的にその固有値 η をもとめる．もとめた η と (11) 式から，

$$\lambda = -\frac{a}{2} \pm \frac{\sqrt{a^2 - 4b}}{2} \tag{13}$$

と求められる．他の方法を用いても同じ解がえられる．とくに新しい方法というわけではないが，後の節で時間遅れが存在する場合と比較するためにここではあえてそれを示した．

$a^2 - 4b < 0$ の場合，角振動数 ω が

$$\omega \equiv \frac{\sqrt{|a^2 - 4b|}}{2} \tag{14}$$

の減衰振動 $(a > 0)$ をすることがわかる．

3　時間遅れを含む微分方程式

時間遅れ δ が存在する場合の 2 階微分方程式は

$$\ddot{x}(t) = -a\dot{x}(t - \delta) - bx(t - \delta) \tag{15}$$

である．

$\delta = 0.3$ とした場合のシミュレーション結果を図 1 に示した．シミュレーション手法として修正オイラー法を用いた．$a = 0.2$ の場合，時間が経過するに従って振幅が徐々に大きくなっている．振動の周期は約 2π である．初期速度は $v(0) = 1$ であるから，時間が 2 周期ほど進む間に，速度の最大値が約 2 倍に増幅している．

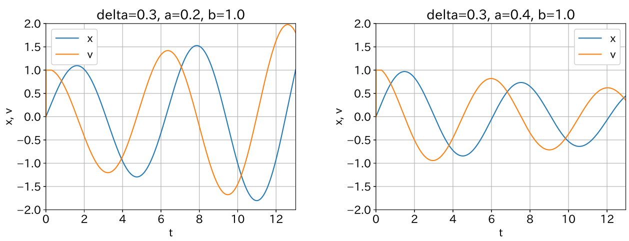


図 1: 時間遅れによる発散例 (左図:$\delta = 0.3, a = 0.2, b = 1$) と収束例 (右図: $\delta = 0.3, a = 0.4, b = 1$)

$a > 0$ であるから，この振る舞いは時間遅れがない場合にはありえない現象である．十分に時間が経つと，この振幅は非常に大きな値となり，フィードバック制御システムなどにおいては致命的な結果をもたらす．

a の大きさが大きければ大きいほど，振動を減衰させる効果がつよい．さらに a の値を大きくして，$a = 0.4$ の場合，あきらかに振動は減衰している．つまり $a = 0.2$ と

$a = 0.4$ の間に，振動の発散と減衰の臨界値が存在することが分かる．

x と $v = \dot{x}$ の初期値をそれぞれ $x(0)$ と $\dot{x}(0)$ とすると，減衰がない単振動の場合，すなわち $a = 0, \delta = 0$ の場合には

$$\{\omega x(t)\}^2 + \dot{x}^2(t) = \{\omega x(0)\}^2 + \dot{x}^2(0) \tag{16}$$

が成り立つ．$a \neq 0$ の場合についても，$r_{\mathrm{p}}(t)$ を

$$r_{\mathrm{p}}(t) \equiv \{\omega x(t)\}^2 + \dot{x}^2(t) \tag{17}$$

と定義すると，これは振幅の増幅もしくは減衰を表す．すなわち，

$$r_{\mathrm{p}}(t) \begin{cases} < r_{\mathrm{p}}(0) & \text{安定} \\ > r_{\mathrm{p}}(0) & \text{不安定} \end{cases} \tag{18}$$

によって系の安定性を判定できる．

いま前のシミュレーションと同様に，初期状態として $x(0) = 0, \dot{x}(0) = 1$ と選ぶと，$r_{\mathrm{p}}(0) = 1$ であるので，$r_{\mathrm{p}} < 1$ ならば減衰振動，$r_{\mathrm{p}} > 1$ ならば振幅が増大する不安定な振動を意味する．

図 2 に a-δ 空間における，r_{p} の値を相図として示した．図 2 には，$a < 2$ に対して $t = 4 \times \frac{2\pi}{\omega}$ の時の値を示した．

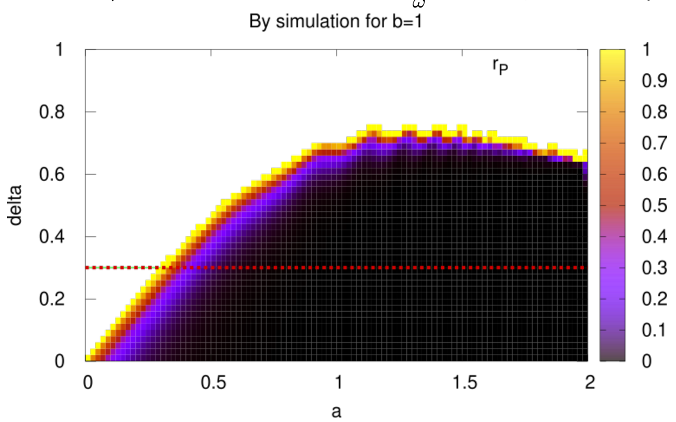


図 2: シミュレーションによる，a-δ 空間における $r_{\mathrm{P}}(t)$ の相図 $(b = 1, dt = 10^{-4})$．$a < 2$ に対して (14) 式の ω を用いて $t = 4 \times \frac{2\pi}{\omega}$ に対する r_{P}．

白い領域は $r_{\mathrm{p}} > 1$ すなわち不安定領域である．$\delta < 0.7$ の領域では，δ の値が大きくなるに連れて不安定領域が拡大していることが分かる．いっぽう，$\delta > 0.7$ の領域では，a の値を大きくしても運動は安定しない．この δ の臨界値のことを δ_{c} と呼ぶことにする．$b = 1$ の場合 $\delta_{\mathrm{c}} \simeq 0.7$ である．

4　係数への時間遅れの繰り込み

(15) 式を漸化式の形式で書くと，

$$\vec{s}_{i+1} = (\hat{I} + \Delta t \hat{A}_0)\vec{s}_i + \Delta t \hat{A}_1 \vec{s}_{i-n} \tag{19}$$

である．ただし，2 次元行列 $\hat{A}_0, \hat{A}_1$ を

$$\hat{A}_0 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{20}$$

$$\hat{A}_1 \equiv \begin{pmatrix} -a & -b \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{21}$$

と定義する．

また，n を

$$n \equiv \frac{\delta}{\Delta t} \tag{22}$$

と定義する．δ は $\delta > 0$ の定数であるから，

$$n \to \infty \quad (\Delta t \to 0) \tag{23}$$

である．遷移行列の次元数が無限大となり，これが時間遅れがある場合の安定性解析が困難な根本的理由である．

もちろん無限次元の行列はそのままでは取り扱えない．$n = 0$ は時間遅れなしの場合に相当する．$n = 1$ の場合の固有値 η は 4×4 の遷移行列に対する特性方程式を解くことで求めることができる．

$\delta = \Delta t$ の場合，すなわち $n = 1$ の場合，漸化式は

$$\begin{pmatrix} \vec{s}_{i+1} \\ \vec{s}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{I} + \Delta t \hat{A}_0 & \Delta t \hat{A}_1 \\ \hat{I} & \hat{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{s}_i \\ \vec{s}_{i-1} \end{pmatrix} \tag{24}$$

となる．この遷移行列の特性方程式は，

$$\det \begin{pmatrix} 1-\eta & 0 & -\Delta t a & -\Delta t b \\ \Delta t & 1-\eta & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -\eta & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -\eta \end{pmatrix} = 0 \tag{25}$$

$$(\eta - 1)\{\eta(\eta - 1) + \Delta t a\} + \Delta t^2 b = 0 \tag{26}$$

この (26) 式の解を，特に η_{s} と書くことにする．

$a_{\mathrm{r}}, b_{\mathrm{r}}$ を

$$a_{\mathrm{r}} \equiv \frac{a}{\eta_{\mathrm{s}}}, \qquad b_{\mathrm{r}} \equiv \frac{b}{\eta_{\mathrm{s}}} \tag{27}$$

と定義すると，(26) 式は

$$(\eta_{\mathrm{s}} - 1)\{(\eta_{\mathrm{s}} - 1) + \Delta t a_{\mathrm{r}}\} + \Delta t^2 b_{\mathrm{r}} = 0 \tag{28}$$

となる．このかたちは，時間遅れがない場合の特性方程式 (12) とまったく同じである．つまり，(27) のように係数 a, b を修正（繰り込み）することによって，時間遅れがない場合と同様の形式で，時間遅れがある場合を定式化できた．

この繰り込まれた係数 $a_{\mathrm{r}}, b_{\mathrm{r}}$ を再び，(26) 式の係数として用いると，それは時間遅れ $\delta = 2\Delta t$ の系の特性方程式と等価とみなすことができる．

これを繰り返すことで，$\delta = n\Delta t$ の特性方程式に対応する固有値を得ることができる．

例として $\delta = 0.3$ の場合を示す．つまり，$\delta/2\pi \simeq 0.05$ の場合である．また $\Delta t = 0.003$，すなわち $n = \delta/\Delta t = 100$ である．$\Re(\lambda)$ の値を，a の関数として図示した (図 3)．約

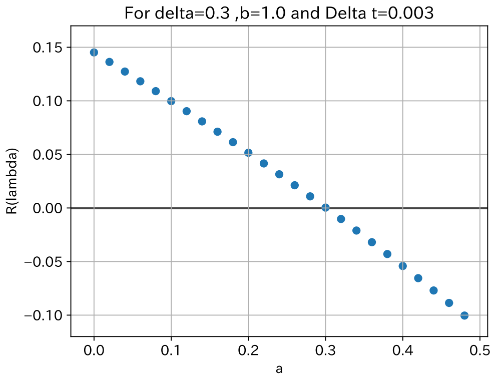


図 3: $\Re(\lambda)$ $(\delta = 0.3, b = 1, \Delta t = 0.003, n = 100)$

$a = 0.3$ で正から負に移り変わっている．この結果はシミュレーションによる結果と一致している．

このように得られた $\Re(\lambda)$ の値をヒートマップとして，a-δ 空間に示した (図 4)．白い領域は $\Re(\lambda) > 0$ の領域である．すなわち，この領域では系は不安定となり，振動は発散する．

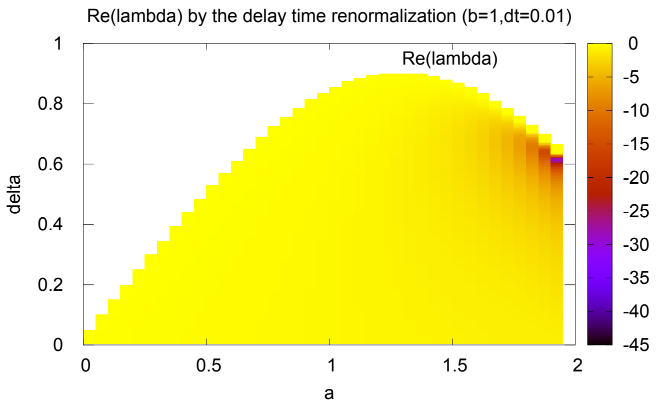


図 4: a-δ 空間における $\Re(\lambda)$ を用いた相図．$(b = 1, \Delta t = 0.005)$ 色付けされていない領域では系は不安定．色付けされている領域で，系は安定する

$a < 1$ の範囲では安定ー不安定の境界線がシミュレーション結果 (図 2) とほぼ一致している．この境界線は a の増加とともに非単調に変化しており，$a \simeq 1.3$ で減少に転じていることも，シミュレーション結果と一致している．これは $\delta > 0.8$ の場合，時間遅れ系は必ず不安定になることを示している．系の固有振動周期は約 2π であるから，時間遅れが系の固有振動周期の約 10%よりも大きくなると，安定化項のゲインを大きくしても安定化は起こらず，必ず系は不安定となることを示している．

5 まとめ

時間遅れのある 2 階微分方程式で表される系の安定性を，遷移行列の固有値で係数を連続的に繰り込むことで解析した．シミュレーション結果の示す結果と定性的にも定量的にもほぼ一致した結果が得られた．$a > 1$ の領域で若干の両者の不一致がある．本研究ではシミュレーション手法として修正オイラー法を用いたが，十分な計算精度が得られているか，より精度の高い手法と比較する必要がある．また，繰り込み法においても，$n = 100$ では十分に大きい値とは言えないかもしれない．今後の検討が必要な部分である．

時間遅れが系の固有振動周期の約 10%よりも大きくなると，安定化項のゲインを大きくしても安定化は起こらず，必ず系は不安定となる．同時に，遷移行列の固有値を用いた繰り込みによって実数ゲインが複素数化し，系の不安定性がもたらされるという明快な物理的描像を得ることができた．

物理現象が起こった真の時刻を知ることは不可能であるので，時間遅れの値を推測することも一般的には困難である．逆に本研究の結果によって安定—不安定の境界値が明らかになったので，制御可能な時間遅れ値を変化させることで系に内在する計測不能な固有の時間遅れを推測することが可能になると考えられる．交通流や飛行ロボットなど具体的なシステムにおいてそれらの値を推測することも非常に興味深い課題である．

参考文献

[1] 坂東，長谷部，中西，中山，交通流のシミュレーションシンポジウム概要集 **3** 38-43 (1996).

[2] 佐々木, 本田，交通流のシミュレーションシンポジウム論文集, **19** 49-52 (2013).

[3] 本田, 交通流のシミュレーションシンポジウム論文集, **19** 53-56 (2013).

[4] RIMS 共同研究 (2023)「時間遅れ系と数理科学：理論と応用の新たな展開に向けて」 https://sites.google.com/view/rims-delay-2023/

アリ分業の反応閾値モデルに導入するべき反応閾値の個体差と時間変化について

松浦竜也, 島田尚

東京大学 工学系研究科 システム創成学専攻

概要

真社会性昆虫は、効率的な分業により集団として高い適応度を見せる。その分業の記述のために、各個体が反応閾値と巣内のタスクに対応する刺激に応じてタスクに従事する、反応閾値モデルと呼ばれるモデルが提唱されている。近年の大規模なデータを通じた検証から、反応閾値モデルを再考する必要性が示唆された。本研究では、反応閾値モデルに反応閾値の個体差と時間変化という二つの拡張を導入したシミュレーションによって、先行研究で得られたアリの労働に関する振る舞いを再現することができた。

The effect of variety and temporal change of response thresholds in the model of the division of labor of ants

Tatsuya Matsuura,Takashi Shimada

Department of Systems Innovation Graduate School of Engineering The University of Tokyo

Abstract

One of the keys of the success of eusocial insects is their efficient division of labor. The response threshold model has been used to describe the mechanism of their division of labor. However, recent studies using a large set of activity data of ants showed the necessity to reconsider the simple modeling. In this study, we introduce individual and temporal variations to the conventional response threshold model. It is shown that this extended model reproduces the empirical results.

1 はじめに

アリやミツバチなどの真社会性昆虫は、不妊の階層を含む複数の階層をもち、階層ごとに分業を行っている。その効率的な分業は，彼らの繁栄の大きな理由の一つであると考えられている [1]。そのメカニズムを説明するため、固定反応閾値 (FRT) モデルというモデルが提唱された [2]。FRT モデルはシンプルなモデルでありながら、アリの労働に関する振る舞い [3] を定性的によく再現する有力なモデルとして知られているが、大規模なデータを通じた検証は十分に行われてこなかった。そこで山中らは大規模データによる検証を行い、FRT モデルを再考する必要性を示した [4]。本研究では、反応閾値モデルの閾値に個体差と時間変化を導入したシミュレーションによって、従来の反応閾値モデルでは説明ができない先行研究の労働分配と労働量の順位相関についての結果の再現を試みた。

1.1 先行研究

1.1.1 固定反応閾値 (FRT) モデル

FRT モデルでは，休止状態と活動状態の二つの状態が存在すると仮定する。各状態間の遷移は、以下

の式 (1) で与えられる活動を始める確率 P_A と休止する確率 $P_R = p$（一定）によって記述される。

$$P_A = \frac{s(t)^2}{s(t)^2 + \theta^2} \tag{1}$$

ここで、$s(t)$ は時刻 t におけるコロニーのストレスを、θ は各アリの反応閾値を表している。なお、FRT モデルでは同じタスクに従事するアリの θ は同一で、時間変化しないと仮定する。$s(t)$ の時間発展は

$$s(t+\Delta t) = s(t) + \delta + \alpha_s \frac{N_A}{N} \tag{2}$$

で与えられる。ここで δ は単位時間 Δt で増加するストレス、 α_s は 1 個体あたりが減少させるストレス、 N_A は活動状態にある個体数、N はコロニーの総個体数を表している。

1.1.2 データによる FRT モデルの検証

山中らは巣箱と餌場をチューブで繋ぎ、チップをつけたアリがチューブを通過した時刻を記録した大規模データを用いて FRT モデルを検証した [4]。

まず、労働割合：

$$A(i,m) = \frac{d(i,m)}{\sum_j^N d(j,m)} \tag{3}$$

について検証を行った。ここで $d(i,m)$ は 個体 i の m 日目の労働量（センサーの通過回数）である。

個体間での労働分配を検証するために、この労働割合 A の累積分布：

$$P(a < A) = \frac{n(a < A(i,m))}{n(0 < A(i,m))} \qquad (0 < a \leq 1) \tag{4}$$

を最もよく近似する関数を調べた。

さて、FRT モデルでは同じタスクに従事するアリの θ は同一であると仮定している。この仮定が正しければ労働割合の累積分布 $P(a < A)$ は正規分布で近似されると考えられるが、観測の結果、労働割合の累積分布は一般化ガンマ分布で最もよく近似できた。これは各個体の労働量には大きな偏りがあり、労働が個体間で均等に分配されていないことを意味している。

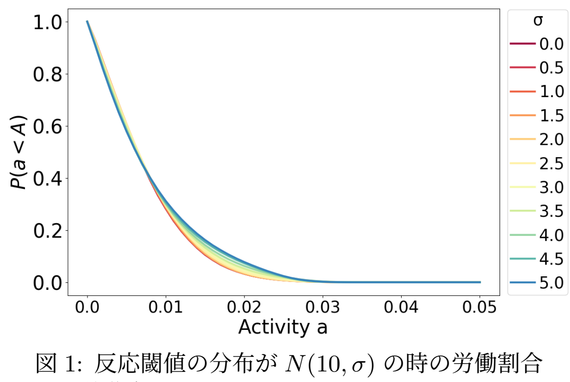


図 1: 反応閾値の分布が $N(10, \sigma)$ の時の労働割合の累積分布 $P(a < A)$

表 1: 労働割合の累積分布の AIC

分布	$\sigma = 0$	$\sigma = 5$
正規分布	-100282.8	-95414.0
一般化ガンマ分布	-104995.6	-100636.8

また、任意の 2 日間の労働量が非常に弱くなるという仮説を、労働量のスピアマンの順位相関係数の観測期間平均：

$$S_D^W = \frac{1}{T-D} \sum_{m=1}^{T-D} S_{m,m+D}^W \tag{5}$$

によって検証した。ただし、$S_{m,m+D}^W$ は m 日目と $m+D$ 日目それぞれでの労働量の間のスピアマンの順位相関係数、T は総観測期間である。この結果、$S_1^W \simeq 0.7$ であることがわかった。さらに、$D \geq 2$ で S_D^W は半減期 30–45 日程度で緩やかに減衰することがわかった。

これらの結果が、従来の FRT モデルの通り、反応閾値 θ が一様かつ時間変化しないものであれば観測されないものであったため、山中らは FRT モデルに拡張が必要だと主張した。

そこで我々は、

- 正規分布に従わない労働割合の累積分布
- 連続する 2 日間の労働量の高い順位相関
- $D \geq 2$ での S_D^W の緩やかな減衰

を再現するため、反応閾値モデルの閾値に個体差と時間変化を導入したシミュレーションを行った。

2 個体差と時間変化を導入した反応閾値モデル

2.1 モデルの説明

各シミュレーションにおいて、簡単のためにコロニーのストレス $s(t) = 1$ に固定している。活動を休止する確率 $P_R = 0.05$ で共通である。先行研究と同じく個体数 $N_{Total} = 150$、観測期間 $T = 100$ 日とした。1 日あたりのタイムステップは 200 とした。

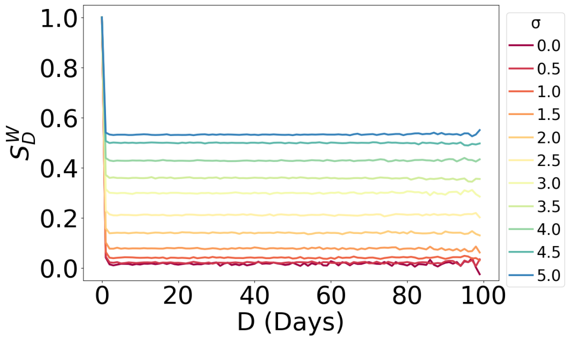


図 2: 反応閾値の分布が $N(10,\sigma)$ の時の D 日離れた 2 日間の労働量のスピアマンの順位相関係数の平均 S_D^W

2.2 反応閾値の個体差の効果

個体 i の反応閾値 θ_i を $\theta_i{\sim}N(10,\sigma^2)$ によって与える。σ は 0–5 で 0.5 刻みで変化させた。ここで、$N(\mu,\sigma^2)$ は平均 μ、標準偏差 σ の正規分布を表す。

図 1 に得られた労働量の分布を示す。σ が増加すると、わずかに労働配分に偏りが見られるが、形状はほとんど変わっていないことが分かる。また、表 1 に $\sigma = 0, 5$ のときの労働割合分布を、正規分布と一般化ガンマ分布でフィッティングした際の AIC をまとめる。先行研究では正規分布の AIC は -3868 程度であるのに対し、一般化ガンマ分布では -9260 程度であり、大きな差があった。しかし、シミュレーションの結果ではどちらの分布でフィッティングをした時の AIC を比較しても先行研究ほどの大きな差はないことから、$\mu = 10$ の正規分布では σ を変えても労働割合分布は再現できないことが分かる。

次に、図 2 に得られた S_D^W を示す。従来の FRT モデルは $\sigma = 0$ の時に対応しているが、S_D^W は 0 に近い値になっていることがわかる。逆に σ が大きくなる ($\sigma = \mu/2$ 程度) と、S_D^W は、先行研究に近い 0.6 付近となることを再現できた。また、σ の値によらず S_D^W の減衰は観測できなかった。

なお、分布が 2 値分布、一様分布であるときも同様の結果となった。

2.3 反応閾値の時間変化の効果

2.2 節のシミュレーションの結果、反応閾値に正規分布を導入すると S_1^W の値が先行研究の値と近くなることがわかった。したがって、2.3 節では、反応閾値に正規分布と時間変化を導入することで $D \geq 2$ での S_D^W の減衰の再現を試みる。本研究では拡散的な時間変化と、日齢に応じた時間変化を導入した。

2.3.1 拡散的な時間変化

個体 i の反応閾値 θ_i を以下のように与える。

$$\theta_i(0) \sim N(\mu,\sigma^2) \quad (6)$$

$$\theta_i(t+\Delta t) = \theta_i(t) + \alpha\xi - \beta(\theta_i(t)-\mu) \quad (7)$$

なお、$\xi \sim U(-1,1)$ である。式 7 で表される時間変化の定常分布 $N(\mu,\sigma_{OU}^2)$ について、$\sigma_{OU}^2 = \alpha^2/6\beta$ である。本研究では $\mu = 10$ とし、$\sigma = \sigma_{OU} = 5$ となるような、5 通りの α と β でシミュレーションを行った。

図 3（上）に得られた S_D^W を示す。反応閾値に拡散的な時間変化を導入することで $D \geq 2$ における S_D^W の緩やかな減少を再現することができた。また、グラフから α の値が大きくなると半減期が短くなることがわかる。

また、図 3（下）に、順位相関の時間変化を、縦軸を対数軸に変えてプロットしたものを示す。順位相関が片対数グラフにおいて線形で減衰していることから、拡散的な時間変化では順位相関が指数関数的に減衰することが分かる。

なお、労働割合の累積分布の形状、S_1^W は α の値によらず、 2.2 節 で $\mu = 10, \sigma = 5$ とした時とそれぞれ同じであった。これは、時間変化の定常分布が常に $N(10, 5^2)$ となるようにしたことによる。

2.3.2 日齢に応じた時間変化

一般的に、アリは日齢が増えると、巣の中で行うタスク（卵の世話など）から巣の外で行うタスク（採餌行動）へと従事するタスクの種類が変わることが知られている [5]。先行研究で観測したのは採餌行動であることから、本研究では日齢が増えると閾値が小さくなるような時間変化を導入する。

個体 i の反応閾値 θ_i を、逆関数法を用いて以下のように与える。

$$a_i(0) \sim U(0,L) \quad (8)$$

$$\theta_i(a_i(t)) = F^{-1}\left(\frac{L-a_i(t)}{L}\right) \quad (9)$$

$$F(x) = \frac{1}{2}\left\{1+\mathrm{erf}\left(\frac{x-\mu}{\sqrt{2\sigma^2}}\right)\right\} \quad (10)$$

ここで、$a_i(t)$ は時刻 t における個体 i の日齢、L はアリの寿命、erf は誤差関数を表している。なお、L は一般的な働きアリの寿命である 365 日とした。

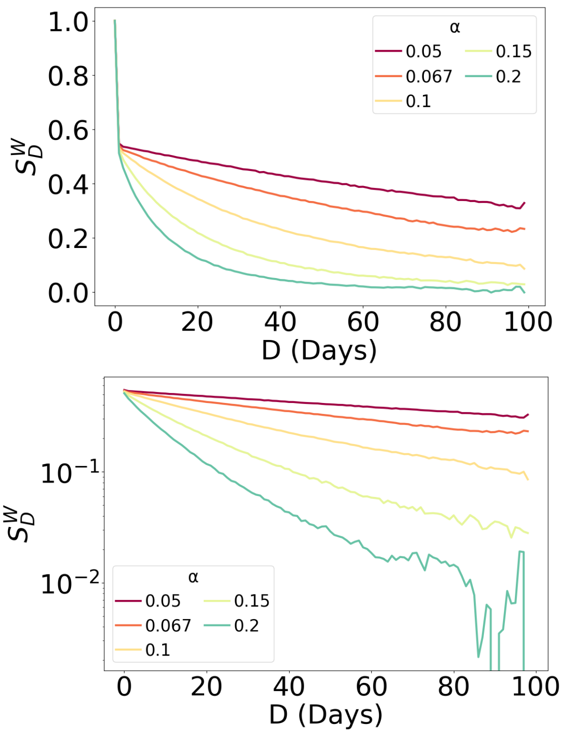


図 3: （上）反応閾値に拡散的な時間変化を導入した際の D 日離れた 2 日間の労働量のスピアマンの順位相関係数の平均 S_D^W、（下）S_D^W の片対数軸でのプロット

反応閾値の分布のパラメタについては 2.3.1 節と同様に、$\mu = 10, \sigma = 5$ とした。

図 4 に得られた S_D^W を示す。反応閾値に日齢に応じた時間変化を導入することでも $D \geq 2$ における S_D^W の緩やかな減少を再現することができた。拡散的な時間変化の時とは異なり、順位相関は線形に近い減衰をしていることが分かる。

なお、労働割合の累積分布の形状、S_1^W は α の値によらず、 2.2 節 で $\mu = 10, \sigma = 5$ とした時とそれぞれ同じであった。これは、時間変化の定常分布が常に $N(10, 5^2)$ となるようにしたことによる。

3　結論と今後の課題

本研究では、反応閾値モデルに反応閾値の個体差と時間変化を導入したシミュレーションを行なった。シミュレーションの結果より、労働割合の累積分布については、$\mu = 10$ の正規分布では再現できなかった。

順位相関については、$S_D^W(1) \simeq 0.7$ の再現には、反応閾値が大きな幅をもって分布する必要があることがわかった。また、S_D^W の緩やかな減少の再現には反応閾値の時間変化が必要であり、時間変化の与え方によって順位相関の時間的な減衰の特徴が変わることがわかった。

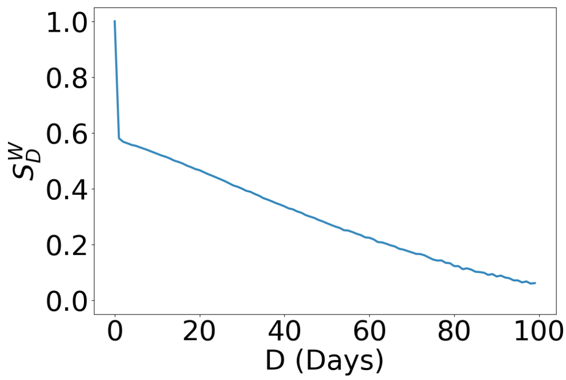


図 4: シミュレーションの結果得られた各時間間隔 D のスピアマンの順位相関係数の平均 S_D^W

今後の課題として、労働割合分布と労働量の順位相関を同時に再現するような分布について議論する必要がある。$\mu = 10$ の正規分布では、σ の値によらず、労働割合分布を再現できなかった。先行研究で得られた労働割合分布はより労働分配が偏っているため、反応閾値の分布に正規分布よりも裾が重い分布などを導入することで先行研究の結果をよく再現するような分布を見つけることを試みる。

次に、$s(t)$ を時間変化させることが考えられる。これまで、ストレスの変化に比べて各個体の反応速度は十分に早いと考え、$s(t)$ を定数に固定してきた。しかし、$s(t)$ は反応閾値モデルにおける唯一の相互作用を記述する要素であるため、$s(t)$ が時間的に一定で無くなった時に、固定している時と比べてどのような差が生じるかを調べる必要があると考えられる。

また、本研究では先行研究に倣い P_R は個体によらず時間的にも一定であると仮定したが、P_A と同様に個体差がある場合や、タスクや日齢への依存性がある場合についても考える必要がある。

参考文献

[1] Gene E. Robinson, Annual review of entomology 37.1, 637-665 (1992).

[2] E. Bonabeau *et al.*, J. theor. Biol. 215, 481-489 (2002).

[3] E. O. Wilson, Behavioral Ecology and Sociobiology, 16, 89-98 (1984).

[4] O. Yamanaka *et al.*, Scientific Reports, 9, 8845 (2019).

[5] D. P. Mersch *et al.*, Science, 340.6136, 1090-1093 (2013).

細胞間接触が誘発する単距離秩序のゆらぐ細胞集団運動

松下勝義, 新垣大幸, 藤本仰一

広島大学 数理生命科学プログラム

概要

細胞の集団運動では他の細胞を認識して運動することでその運動を秩序化する．その中に細胞が他の細胞と接触した際に応答して運動する様式があり, 接触誘発と本稿では呼ぶ．この様式では別の様式である相互誘導において起きる運動秩序化を抑制する短距離秩序が現れる．本研究ではこの短距離秩序の理解ため, 比較的小さいシステムサイズでの有限サイズ効果を利用することを試みた．特にそのような有限サイズ効果は運動維持性の影響を受けるためその維持性への依存性を調べた．その結果, 運動の秩序が空間的に生まれるものの時間的に大きく揺らぎ続ける状態が現れることが判った．

Fluctuating Collective Cell Motion with Short-Range Order due to Contact Triggering

Katsuyoshi Matsushita, Taiko Arakaki, Koichi Fujimoto

Program of Mathematical and Life Sciences, Hiroshima University

Abstract

Cells utilize their response behavior to mutual contacts to order their motion in their collective movement. Typical response behavior is that the simple mechanical cell contact triggers the motion of the cell. We call this behavior contact triggering. This behavior makes the state have an ordered motion in a short range, which results in the relative instability of the collective movement in comparison with other known behaviors. We investigate this state in a model cell system by using a finite size effect at a small system size. In particular, since the effect is empirically known to depend strongly on the response time of cell polarity in other response behaviors, we examine this dependence in this system. The simulation of this system shows the emergence of motion ordering and large directional fluctuation of the motion.

1 Introduction

Collective movement of cells contributes to organ formation in various biological systems. In the movement, cells mechanically contact each other and show motion ordering. The intercellular interaction for the ordering uses molecular binding bridges between membranes. The binding molecules consist of two types, receptors and ligands [1]. The reception of ligands by receptors drives the motion of the cell that has the receptors. The direction of motion reflects the spatial distribution of these molecules localizing on the cell membrane of edges. Namely, the distributions are a determinant factor for directional changes in cellular motion. This distribution determines the spatial inversion symmetry of the cellular interaction by forming the so-called “cell polarity”. The symmetry is expected to contribute to the stability of the ordered motion on the basis of the insights into the active matter physics [2]. Therefore, the molecular distribution is naturally expected to determine the motion ordering.

In the typical spatial distribution, receptors concentrate on one side of the cells and determine the direction of cell motion [3–5]. The distribution due to this one-side concentration is a typical cell polarity for moving cells, and we call this polar distribution. Another type of binding molecule, ligands, can have a variety of their distribution. For example, in the case of homophilic adhesion, a ligand is identical to the receptor and, trivially, has the same polar distribution in the same cell [6]. Another possible ligand distribution is uniform when the ligand differs from the receptor. We call the mechanism of motion ordering due to polar distribution "mutual guiding". We call that due to uniform distribution "contact triggering". In the former mechanism, the cell can inform surrounding cells of its direction through the direction of the polar distribution of the ligand [7]. In contrast, in the latter case, the cell cannot inform surrounding cells of their direction of motion because of no particular direction in the ligand distribution [8]. The dependence of motion ordering in these two mechanisms is not well clarified.

Our previous work focusing on this dependence showed a relative instability of motion order for the contact triggering [9]. The work calculated the order parameter of the direction of the receptor polar distribution with increasing the driving force. It showed that the increase of the order parameter with the driving force is relatively weak in the contact triggering in contrast to the mutual guiding. This realativly-weak increase in the case of contact triggering implies that the information through the polar distribution of ligands is not necessary but effective for motion ordering. As the explanation of the relatively weak increase, we speculated that the domain of ordered motion in this state remains only in a particularly short range. The examination of this speculation is a crucial issue for us to understand the instability of the ordered motion due to contact triggering.

In the present paper, we investigate the state with ordered motions due to the contact-triggering in order to understand the instability of collective movement. The effects of ordered motions in a short range are invisible based on the order parameter in the simulation of a large system size because the contribution of the domains of the ordered motion to the order parameter is expected to cancel each other. To avoid this invisibility, we consider a small-size system where the domains of ordered motion do not cancel in the contribution to the order parameter. The stability of short-range order in small system sizes is empirically expected to depend on the response time scale of receptor cell polarity τ [10]. Therefore, we calculate the dependence of the order parameter on τ by using the cellular Potts model [11]. We find that the state has a large directional fluctuation of ordered motion over the small system size. This existence of the highly fluctuating direction may be the origin of the relatively weakened cell movement in contact-triggering.

2 Model

Our model is a variant of the cellular Potts model [11]. The model is formulated on a two-dimensional square lattice with a linear size L. The lattice axes of the square lattice are set in the x and y directions. We set the system size L at 96, which is smaller than that in previous work ($L \geq 192$) [9]. As shown later, this small size enables the model cells to stabilize an ordered motion over the system, which is not easily observed in the previous work.

The states in this model consist of the set of Potts states $m(\boldsymbol{r})$ at the square lattice points and the set of a pair of a unit vector $\boldsymbol{p}_n$ and a center position of cells $\boldsymbol{R}_n$ for each nth Potts state. The former set expresses the cell configuration, and the latter pair expresses the directions of polar distribution for receptors of nth cells. The state $m(\boldsymbol{r})$ at $\boldsymbol{r}$ represents the cell index occupying $\boldsymbol{r}$ and takes a number from 0 to the number of cells $N = 144$. Thus, the domain of $m(\boldsymbol{r}) = n$ expresses the shape of nth cell. Exceptionally, $m(r) = 0$ represents the empty space at $\boldsymbol{r}$.

The dynamics of the Potts state is defined as a stochastic copy process with given Hamiltonian $\mathcal{H}(s)$, where s is a state consisting of $\{m(\boldsymbol{r})\}$, $\{(\boldsymbol{p}_n, \boldsymbol{R}_n)\}$. For each copy process, a copy to a randomly chosen site $\boldsymbol{r}$ from its randomly chosen neighboring site $\boldsymbol{r}'$ is accepted by the Metropolis probability $\min[P(s_a)/P(s_b), 1]$. Here, the neighboring sites consist of the nearest and next nearest sites. s_a and s_b are the states after copy and before copy, respectively. $P(s)$ is the realization probability given by the Boltzmann weight $\exp[-\beta\mathcal{H}(s)]$, with a strength of cell shape fluctuation $\beta = 0.5$. $16L^2$ copies constitute 1 Monte Carlo step, which is the unit of time. The Monte Carlo steps generate consecutive state series. For each interval between two Monte Carlo step, p_n is updated by [5, 12, 13]

$$\dot{\boldsymbol{p}}_n = \frac{1}{a\tau}\hat{P}_{\perp \boldsymbol{p}_n}\dot{\boldsymbol{R}}_n. \tag{1}$$

Here, $\hat{P}_{\perp \boldsymbol{p}_n}$ is a projecton operator in the perpendicular direction to $\boldsymbol{p}_n$. The a is lattice constant and set to unity. τ is the response time scale ratio of $\dot{\boldsymbol{p}}_n$ to $\dot{\boldsymbol{R}}_m$. The dependence of the state on τ is examined for motion ordering. The equation is solved by the Euler method with a time difference of 1 Monte Carlo step. $\boldsymbol{R}_n$ is also updated to the center of mass of the nth cell.

The Hamiltonian $\mathcal{H}$ is the sum of adhesion part $\mathcal{H}_a$, the area stiffness part $\mathcal{H}_s$, and the driving part $\mathcal{H}_d$,

$$\mathcal{H}_a = \sum_{\boldsymbol{r}\boldsymbol{r}'} \eta_{m(\boldsymbol{r})m(\boldsymbol{r}')}\gamma(m(\boldsymbol{r})m(\boldsymbol{r}')), \tag{2}$$

$$\mathcal{H}_s = \kappa A \sum_{m}(1 - \frac{\sum_{\boldsymbol{r}} \delta_{m(\boldsymbol{r})m}}{A})^2 \tag{3}$$

$$\mathcal{H}_d = -\delta \sum_{\boldsymbol{r}\boldsymbol{r}'} \eta_{m(\boldsymbol{r})m(\boldsymbol{r}')}(\boldsymbol{p}_m(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{e}_m). \tag{4}$$

Here, $\eta_{kl} = 1 - \delta_{kl}$ is the indicator of Potts state domain boundaries and δ_{kl} is the Kronecker delta. The surface tension $\gamma(kl)$ takes 4.0 when the boundary is cell-cell one, namely, $k \neq 0$ and $l \neq 0$. Otherwise, it takes unity. κ and A are the area modulus and the reference area of a cell. δ

is the driving force due to contact triggering and is set to 0.2. In the case of $\delta = 0.2$, cell motions were observed in the previous work [9]. $\boldsymbol{e}_n(\boldsymbol{r})$ is $(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{R}_n)/|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{R}_n|$.

We obtain a relaxation state from an array of cells with random $\{\boldsymbol{p}_n\}$ through the 10^5 Monte Carlo steps. Then, we calculate the order parameter [14]

$$\boldsymbol{P}(t) = \frac{1}{N} \sum_n \boldsymbol{p}_n(t). \tag{5}$$

Here, we observe this value during $T = 10^5$ Monte Carlo steps. By $\boldsymbol{P}$, we examine the existence of the ordered state.

3 Result

To examine a typical behavior of $\boldsymbol{P}$, we plot the components of $\boldsymbol{P}$, namely P_x and P_y in Fig. 1. In this data, the response time of $\{\boldsymbol{p}_n\}$, τ, is set to 4.0. The components of $\boldsymbol{P}$ highly fluctuate in the simulation. This type of fluctuation is not observed in the case of the mutual guiding mechanism when an ordered motion exists [9]. In addition, the components frequently take values near unity. Therefore, the cell motions form an ordered state, at least for a short time. In contrast to the mutual guiding, intrinsic fluctuation emerges even in the ordered motion in the contact triggering.

This state with the fluctuation is similar to a transition state from solid to fluid states with increasing driving force in the case of self-propelled cells [10]. Therefore, one possible origin of this state is a transition from solid to fluid. We plot it in the same figure to confirm the absence of fluctuation in the absolute value $|\boldsymbol{P}|$ due to the transition. As expected, the value of $|\boldsymbol{P}|$ is almost a constant value near unity, and therefore, the motion direction nearly exhibits a spatially ordered state over cells. The spatial order of motion direction in this state is a similar property of the transition state of self-propelled cells. This similar property may imply that the origin of the fluctuation is the transition from solid to fluid.

In examining the transition state, we also recall that the destabilization effect of the direction of $\boldsymbol{P}$ originates from the short response time [15]. The effect of short response time may be another possible origin of this fluctuating short-range state. To check the possibility of the effect of short response time τ, we calculate the time average value of the order parameter

$$P(\tau) = \left| \frac{1}{T} \int_T dt \boldsymbol{P}(t) \right| \tag{6}$$

as a function of τ. We plot $P(\tau)$ in Fig. 2. $P(\tau)$ in response times shorter than 2 are much lower values and indicate the fluctuating state similar to the state previously observed in the case of self-propelled states [10, 15]. In contrast, the order parameter remains finite for the larger value of τ.

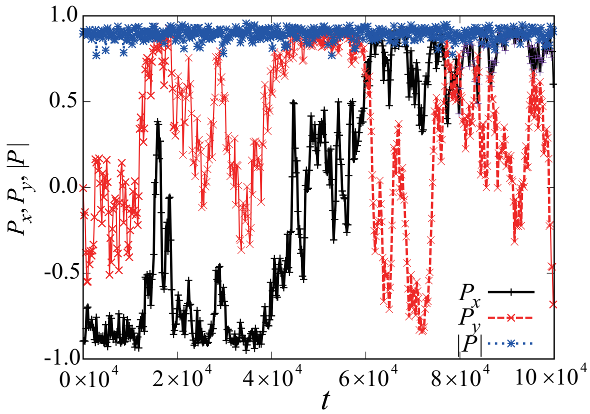


Fig. 1: Components of order parameters $P_x(t)$, $P_y(t)$ and absolute value of the order parameter $|\boldsymbol{P}(t)|$ as a function of Monte Carlo steps t. The origin of time is the end step of the relaxation simulation.

These finite values of the order parameter indicate the emergence of states distinct from that under the effect of a short response time. This state is expected to correspond to the fluctuating state for $\tau = 4.0$ in Fig. 1. The fluctuated characteristics seem to be observed as the non-systematic dependence of $P(\tau)$ on τ. These results indicate that the fluctuating state does not originate from the short response time at least but from the emergence of the ordered motion in a short range with intrinsic fluctuation.

We also plot the collective velocity $v(\tau)$ as a function of τ

$$v(\tau) = \left| \frac{1}{TN} \int_T dt \sum_n \boldsymbol{d}_n(t) \right|, \tag{7}$$

to confirm the contribution of the short-range order state to the collective movement. Here, $\boldsymbol{d}_n(t)$ is the displacement per Monte Carlo step for the nth cell. In Fig. 2, the dependence of $v(\tau)$ on τ is consistent with that of $P(\tau)$ and, hence, the non-systematic behavior is also observed in $v(\tau)$. Therefore, the short-range order reflected in $P(\tau)$ mainly determines the collective velocity in this collective movement.

4 Discussions and Remarks

The present work investigates ordered cell motions in short range with contact-triggering. We find a large directional fluctuation of ordered motion in a small system size, which is not observed for a large system size in previous work [9]. The domains of the motion order with directional fluctuation in the large system size are expected to have different directions of motion and, thereby, cancel each other in the contribution to the order

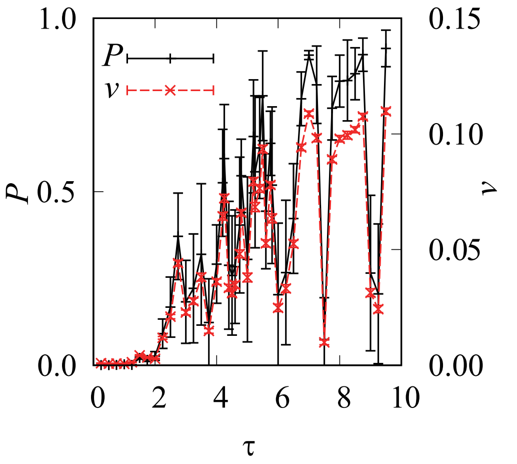


Fig. 2: $P(\tau)$ as a function of the time ratio τ proportional to the response time.

parameter. The observation of the directional fluctuation implies that the emergence of the direction fluctuation is the origin of the relative instability of the collective movement for contact triggering in contrast with mutual guiding. The fluctuation is expected to result from the transition state from solid to fluid.

The comparison of this state with states in other systems may provide additional insights into this state. The fluctuation in this state is not observed so far in the states of mutually guiding cells[7, 16, 17]. Moreover, the comparison with the mutual guiding indicates that the information transfer of the motion direction through the polarized ligand distribution contributes to the stability of the collective movement. In fact, the mutual guiding in the small system size does not show the non-systematic dependence of $P(\tau)$ (not shown here).

The physical mechanism originating the difference in the stability between contact-triggering and mutual guiding is not fully understood yet. The hint for us to approach the difference may be the previous observation of cell array formation in the case of the mutual guiding [13]. The array formation is expected to correlate highly with the alignment of the cellular motion direction. Furthermore, the array formation is not expected for contact-triggering. From these hints, we hypothesize that the stability difference between these mechanisms may originate from the difference between cell configurations. Namely the cell array formation inhibits the fluctuating transition state in the case of the mutual guiding.

Now, the large system-size simulations do not provide evidence for the array formation of mutual guiding. The observation difficulty of this array originates from the visible condition that the arrays are only observable for marginal cell densities between individual and collective movements [13]. Instead of directly observing these arrays, we speculate that the array formation is observable in a finite-size effect of a small-size system, the size of which is comparable with the array size. If this speculation is true, a small-size simulation may be effective in the observation of these arrays. We should examine in the future to solve this mechanism of stability difference.

We thank S. Yabunaka, H. Kuwayama, H. Hashimura, M. Matsumoto, M. Sawada, and K. Sawamoto for providing various relative knowledge. We also thank M. Kikuchi and H. Yoshino for their support with the research resources. This work was supported by JSPS KAKENHI (Grant Number 19K03770, 23K03342) and AMED (Grant Number JP19gm1210007).

References

[1] U. S. Schwarz and S. A. Safran, Rev. Mod. Phys. **85**, 1327 (2013).

[2] M. C. Marchetti, J. F. Joanny, S. Ramaswamy, T. B. Liverpool, J. Prost, M. Rao, and R. A. Simha, Rev. Mod. Phys. **85**, 1143 (2013).

[3] J. C. Coates and A. J. Harwood, J. Cell Sci. **114**, 4349 (2001).

[4] C.-H. Siu, T. J. C. Harris, and E. W. Jun Wang, Semin. Cell. Dev. Biol. **15**, 633 (2004).

[5] B. Szabó, G. J. Szollosi, B. Gonci, Z. Juranyi, D. Selmeczi, and T. Vicsek, Phys. Rev. E **74**, 061908 (2006).

[6] M. Takeichi, Nat. Rev. Mol. Cell. Biol. **15**, 397 (2014).

[7] K. Matsushita, Phys. Rev. E **97**, 042413 (2018).

[8] K. Matsushita, T. Arakaki, N. Kamamoto, M. Sudo, and K. Fujimoto, Sympo. Traffic Flow Self-driven Particles **28**, 5 (2023).

[9] K. Matsushita, T. Arakaki, M. Sudo, N. Kamamoto, and K. Fujimoto, in *Ann. Meeting of JPS* (2023) pp. 22pPSM–28.

[10] K. Matsushita, S. Yabunaka, and K. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **90**, 054801 (2021).

[11] F. Graner and J. A. Glazier, Phys. Rev. Lett. **69**, 2013 (1992).

[12] A. J. Kabla, J. R. Soc. Interface **9**, 3268 (2012).

[13] K. Matsushita, Phys. Rev. E **95**, 032415 (2017).

[14] T. Vicsek, A. Czirók, E. Ben-Jacob, I. Cohen, and O. Shochet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1226 (1995).

[15] K. Matsushita, K. Horibe, N. Kamamoto, and K. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **88**, 103801 (2019).

[16] K. Matsushita, Phys. Rev. E **101**, 052410 (2020).

[17] K. Matsushita, H. Hashimura, H. Kuwayama, and K. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn **91**, 054802 (2022).

Bak-Sneppen 的板モデルによる株式市場の臨界性の再考

南雲将太 [1], 島田尚 [1,2]

[1] 東京大学 大学院工学系研究科 システム創成学専攻
[2] 東京大学 数理・情報教育研究センター

概要

株価の変動はべき分布に従うことが知られているが，このような臨界性を示すための条件はなんだろうか．今回，生物種の共進化系における自己組織的臨界現象（SOC）を説明した Bak-Sneppen モデルをベースとして，指値板のモデルを構築した．その結果，注文のキャンセル率が小さい場合に，指値板の注文分布が臨界状態へと自発的に変化することが明らかになった．

Reconsideration of criticality in stock market using Bak-Sneppen-like order book model

Shota Nagumo[1], Takashi Shimada[1,2]

[1] Department of Systems Innovation, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo
[2] Mathematics and Informatics Center, The University of Tokyo

Abstract

The fluctuations in stock prices are known to follow a power-law distribution, but what conditions lead to the criticality? In this study, a limit order model was constructed based on the Bak-Sneppen model, which explained a self-organized criticality (SOC) in coevolutionary system of biological species. The results revealed that the order distribution of the limit book becomes the critical state spontaneously when the cancellation rate of orders is small.

1 はじめに

株価の変動は正規分布ではなくべき分布に従うことが知られており，株式市場では極端に大きい株価の騰落が時に発生する [1]．この株価の変動のべき乗則は，投資戦略を持たない投資家と指値板のみを実装したシンプルなモデルである，Maslov モデルによって再現されている [2]．従って，現実の株式市場における臨界性は，投資家の戦略ではなく，指値板における取引ルールそのものに起因して引き起こされる可能性を示唆する．他方，指値注文や成行注文，注文のキャンセルなど複数存在する取引ルールのうち，どの要素が臨界性の主因となっているのかは，必ずしも明らかでない．

本研究では，株価の臨界性を引き起こす条件を特定するため，Maslov モデルをさらに簡略化する．その際，生物種の共進化系における SOC を説明した Bak-Sneppen モデルの平均場近似モデル [3] と指値板のアナロジーに着目し，指値板に応用する．

2 モデル

2.1 現実の株式市場

指値板のモデル化にあたり，現実の株式市場における注文や約定のルール，指値板について概説する．まず指値注文とは，価格を指定して売り買いいずれかの側に発注される注文である．約定されるまでの間，指値注文は指値板という注文リストに掲載される．指値板上の注文のうち，売りであれば最も安い注文（best ask）から，買いであれば最も高い注文

（best bid）から順々に約定され，指値板から消えていく．指値板上の注文は約定を待たずにキャンセルされることもある．指値注文とは別の注文方法として，成行注文という，価格を指定せず指値板上の指値注文と即座に約定させる方法もある．

2.2 Maslov モデル

Maslov モデルは，前述の現実の株式市場における注文や約定のルール，指値板をモデル化したものである．Maslov モデルでは，投資家は売り買いの選択の他，指値注文と成行注文の選択を確率的に行う．ある時点での約定価格を X としたとき，売り指値注文の価格は一様分布 $U(X, X+\Delta)$ に，買い指値注文の価格は一様分布 $U(X-\Delta, X)$ にそれぞれ独立に従うとする．

2.3 Bak-Sneppen 的板モデル

Bak-Sneppen モデルの平均場近似モデルでは，環境への適応度が最も低い種とランダムに選んだ種を選択した上，それらの種の適応度を確率的に振り直し，これを進化と見做す．ここで,「適応度が最も低い種の選択」と「best ask と best bid の約定」,「ランダムに選んだ種の選択」と「キャンセル」,「進化」と「指値注文」の間のアナロジーに着目し，指値板を以下の通りモデル化する．

0. 指値板に売り注文 N 個，買い注文 N 個を初期配置する．それぞれの価格は一様分布（売りは $U(0, \Delta)$，買いは $U(-\Delta, 0)$）に従って独立に決定する．
1. 確率 1/2 で best ask の注文を，確率 1/2 で best bid の注文を約定させ，指値板から消す．約定した注文の価格を市場の現在価格 X と定義する．
2. 指値板に残った注文をそれぞれ確率 c でランダムにキャンセルし，指値板から消す．
3. 1 と 2 で消えた売りの注文数と同数の指値注文を，売りの指値板へ新規に入れる．それぞれの価格は一様分布 $U(X, X+\Delta)$ に従って独立に決定する．買い側も同様のルールで注文を補充し，それぞれの価格は一様分布 $U(X-\Delta, X)$ に従って独立に決定する．
4. 時刻を 1 カウントアップして，1 へ戻る．

本モデルは，Maslov モデルにおける指値注文の価格の決定方法を踏襲している．他方，本モデルは，Maslov モデルにおける成行注文と指値注文の確率的選択という要素を排除し，売り側・買い側それぞれで注文数が一定に保存された設定となっている．なお，売り買いそれぞれの注文数は $N = 100$ とした．また，$\Delta = 0.5$ とした．

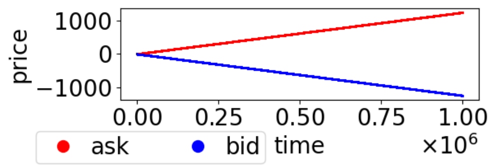


図 1: キャンセル率 0 における注文の分布．売り注文と買い注文が一定のスピードでかい離していく．

3 結果

3.1 注文分布

図 1-3 に指値板上の注文分布を示す．各時点各価格に存在する売り注文を 1 つの赤点，買い注文を 1 つの青点で表している．キャンセル率 $c = 0$ の場合には，best ask や best bid の注文が約定されるというルールにより，図 1 に示す通り，売り注文と買い注文が一定のスピードでかい離していく．c が一定程度大きい場合には，キャンセル後に新規に入れられる注文の存在により，図 2 に示す通り，売り注文と買い注文がかい離することなく密に分布する．

興味深いのはキャンセル率 c がそれらの間の場合で，図 3 に示す通り，注文が密に分布する部分と疎に分布する部分が共存する．図 3 のダイナミクスを詳細に観察すると，$\mathcal{O}(1/(cN))$ の期間はキャンセルが発生せず図 1 の場合のように best ask と best bid が一定のスピード $\mathcal{O}(\Delta)$ でかい離している．よって，かい離幅の最大値は $\mathcal{O}(\Delta/(cN))$ である．キャンセルが発生するとその分の指値注文が現在価格の外側に入り，次のキャンセルまで新たに best ask と best bid が一定のスピードでかい離していく．

3.2 価格変動幅の分布

現在価格 $X(t)$ の変動幅 $\mathit{\Delta X} = X(t+1) - X(t)$ の分布を見る．キャンセル率が $c = 10^{-1}$ の場合（図 4），極端に大きい変動は生じない．

他方，キャンセル率が $c = 10^{-4}$ の場合（図 5），$\mathit{\Delta X} \lesssim 1$ の範囲で $\mathit{\Delta X}$ は指数 0.9 のべき分布に従う．それ以降のフラットな分布は，前述の best ask と best bid のかい離局面において，現在価格が best ask と best bid の間を行き来する際の変動に対応す

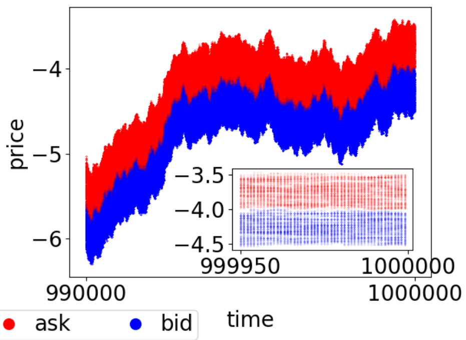


図 2: キャンセル率 10^{-1} における注文の分布．売り注文と買い注文がかい離せず密に分布．

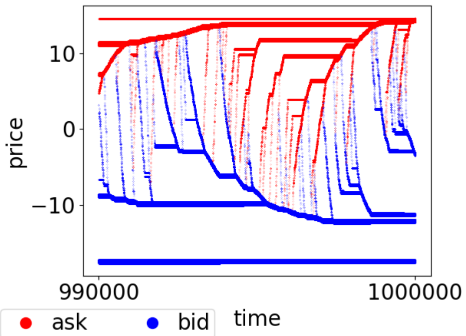


図 3: キャンセル率 10^{-4} における注文の分布．注文が密に分布する部分と疎に分布する部分が共存．

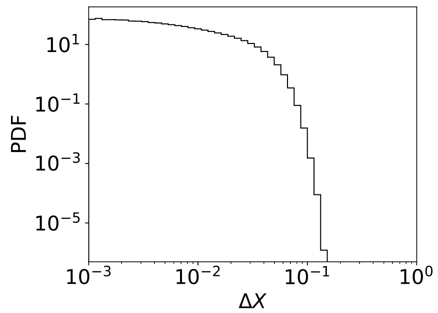


図 4: キャンセル率 $c = 10^{-1}$ における価格変動幅 ΔX の分布．極端に大きい変動は生じない．

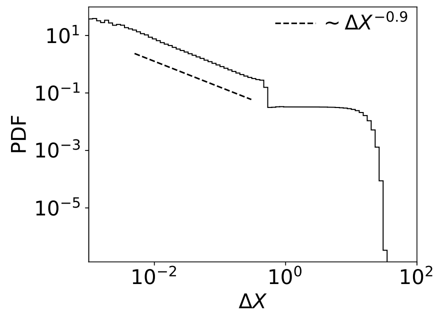


図 5: キャンセル率 $c = 10^{-4}$ における価格変動幅 ΔX の分布．臨界的な状態になっている．

る．フラットな分布のカットオフは，best ask と best bid のかい離幅の最大値 $\mathcal{O}(\Delta/(cN))$ に等しい．

3.3 注文分布の転移的振る舞い

キャンセル率により注文分布や価格変動幅の分布の様相が異なることを見てきた．その転移点を調べるために，注文の分布の広がりを情報論的エントロピー $H = -\sum_i p_i \log p_i$ により定量化する．ここで p_i は，指値板の価格を幅 1 で区切ったとき，i 番目の bin に存在する注文数の割合を表す．H の時間平均の c 依存性をプロットしたのが図 6 である．キャンセル率 $c = 10^{-2}$ 付近で転移が見られる．

3.4 転移点とスプレッド

上記の転移点は理論的に見積もり可能である．best ask と best bid の価格差（スプレッド）を L と定義し，スプレッド L 内の注文数の保存条件を考える．ただし，スプレッド L の上端と下端に位置している best ask と best bid の注文数はそれぞれ $1/2$ の寄与であると想定する．以下，売り注文 best ask が約定される状況を想定する．

1. 約定・キャンセルに伴うスプレッド L 内の注文の減少:
   best ask が約定され，best bid が c の確率でキャンセルされるため，注文数の減少は $(1+c)/2$ と見積もれる．
2. 指値注文に伴うスプレッド L 内の注文の増加:
   指値板上の買い注文 N のうち cN 個がキャンセルされ，それと同数の買いの指値注文が，best ask の価格を上端とする幅 Δ の一様分布により入れられる．$L < \Delta$ のとき，スプレッド L 内に入る指値注文の数は，cNL/Δ である，

以上の概念図を図 7 に示す．これより，スプレッド L 内における注文数保存の式は，以下の通りとなる．

$$\frac{1+c}{2} \simeq cN\frac{L}{\Delta}. \tag{1}$$

よって，

$$L \simeq \frac{1+c}{2cN}\Delta. \tag{2}$$

これが成り立つのは，上記の通り $L < \Delta$ の場合に限るので，転移点は $c \simeq 1/(2N) \sim 10^{-2}$ と見積もることができる．また，スプレッド L について，$c \gg 10^{-2}$

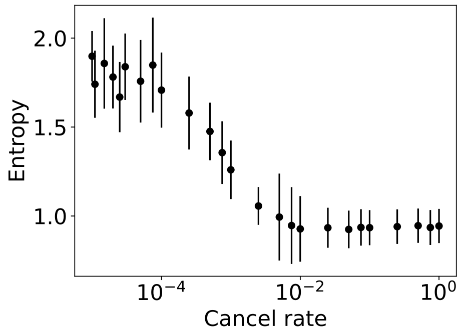


図 6: 注文分布の情報論的エントロピーの c 依存性．エラーバーは標準偏差を表す．キャンセル率 $c = 10^{-2}$ 付近で転移が見られる．

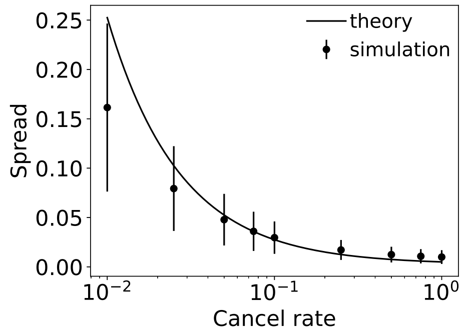


図 8: キャンセル率 c とスプレッドの期待値 L の関係．エラーバーは標準偏差を表す．$c \gg 10^{-2}$ の範囲で，シミュレーション結果と理論値 (2) が一致．

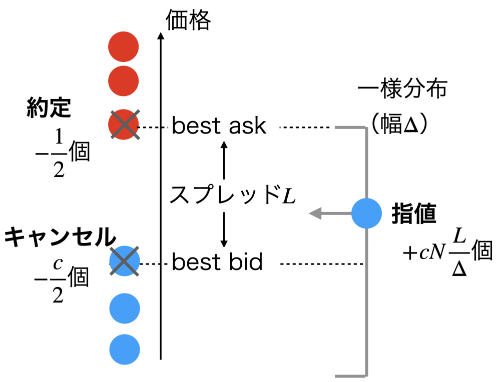


図 7: スプレッド L 内の注文数の増減．赤丸が売り注文，青丸が買い注文を表す．約定により 1/2 減少，キャンセルにより $c/2$ 減少し，指値注文により cNL/Δ 増加する．

の範囲で，シミュレーション結果と理論値 (2) が一致する（図 8）．

4　まとめ

Bak-Sneppen モデルに準じた指値板モデルを構築した．本モデルは Maslov モデルと異なり指値板上の注文数は確率的に揺らぐことのなく固定されており，注文数の確率性は価格変動幅の臨界性に関し必須の条件ではないことが明らかになった．また，キャンセル率がある転移点よりも小さい場合に，指値板上に注文が密に分布する部分と疎に分布する部分が共存し，この相では臨界的な価格変動幅を見せた．

Maslov モデルでは，価格変動幅 $\Delta X \lesssim 1$ の範囲で指数 0.6，それ以降の範囲で指数 3 のべき分布に従う．本モデルでは，$\Delta X \lesssim 1$ の範囲で指数 0.9 のべき分布，これより大きい領域でフラットな分布となった．両モデルにおける指値板の内部構造の差異についての詳細な解析は今後の課題である．

現実の株式市場では，キャンセルと指値注文を絶えず繰り返す高速取引業者（HFT）が存在する．本研究により，HFT が参入している銘柄では株価の臨界性が抑制される可能性が示唆された．現実の株式市場では，注文がキャンセルされるまでの待ち時間は指数 1.4 のべき分布に従う [4] ため，極端にキャンセル率が低い銘柄も存在する．そういった銘柄で今回の臨界性が実際に観察されるのか，より詳細な実証研究が望まれる．

参考文献

[1] Rosario N Mantegna and H Eugene Stanley. Scaling behaviour in the dynamics of an economic index. *Nature*, Vol. 376, No. 6535, pp. 46–49, 1995.

[2] Sergei Maslov. Simple model of a limit order-driven market. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Vol. 278, No. 3-4, pp. 571–578, 2000.

[3] Henrik Flyvbjerg, Kim Sneppen, and Per Bak. Mean field theory for a simple model of evolution. *Physical review letters*, Vol. 71, No. 24, p. 4087, 1993.

[4] Anirban Chakraborti, Ioane Muni Toke, Marco Patriarca, and Frédéric Abergel. Econophysics review: I. empirical facts. *Quantitative Finance*, Vol. 11, No. 7, pp. 991–1012, 2011.

Newtonian Event-Chain モンテカルロ法を用いた剛体三角粒子系の相転移

白井知樹，麦田大悟，礒部雅晴

名古屋工業大学 大学院工学研究科

概要

本研究では、剛体多面体系を解析する高速な方法論として (i) 並進平衡緩和に Newtonian Event-Chain モンテカルロ法、(ii) 接触判定に XenoSweep 法を導入し、高密度 2 次元剛体多角粒子系の相図作成を目的とした。特に、排除体積と回転対称を持つ剛体多角粒子で剛体円板と対極の剛体正三角形に着目し、拡散特性に加え、粒子の異方性を考慮した配向秩序変数を新しく提案し、密度の変化に対する相転移ならびに各相の特徴づけを行った。

Phase transition in dense hard triangle systems by Newtonian Event-Chain Monte Carlo

Tomoki Shirai, Daigo Mugita, and Masaharu Isobe

Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology

Abstract

In this study, we investigate the phase transition of the hard triangle systems by increasing the packing fraction (density) by applying two novel algorithms: (i) Newtonian Event-Chain Monte Carlo, known as efficient translational diffusion in a hard sphere system, and (ii) XenoSweep for efficient contact detection between rigid objects. These algorithms enable the equilibration of the hard triangle particle system, which has the most different shape from a hard disk. To characterize the phase transition, we focus on diffusional characteristics and novel orientational order parameters for the hard triangle particle system proposed by our present study.

1　はじめに

高密度剛体球系では、結晶 - 流動相転移（いわゆる Alder 転移）が生じる [1]。近年、高速な Event-Chain モンテカルロ法 [2] が開発され大規模計算が可能となり、半世紀来の難問「2 次元 Alder 転移問題」の解明に大きく貢献した。Event-Chain モンテカルロ法に粒子速度と衝突則を導入した Newtonian Event-Chain (NEC) モンテカルロ法 [3] は、平衡緩和（並進拡散）の効率がよいことが知られる。一方、剛体球（円板）系でなく剛体多面体（多角形）系では複雑な形状同士の衝突判定が必要となり、計算コストが増大する。しかし最近、「凸多面体同士のミンコフスキー差が原点を含む」＝「接触している」を利用した Gilbert-Johnson-Keerthi(GJK) 法 (1988) を発展させ、多面体衝突と移動 (Sweep) 距離の高速計算ができる XenoSweep 法 [4] が開発された。CG、ロボット工学、複雑な形状を持つ粉体系の動力学など、広範な分野での今後の応用が期待される。本研究では、2 次元多角剛体粒子（ポリゴン）系において、形状が剛体円板と対極の排除体積と回転対称性を持ち、多角形の特性が表れやすいと考えられる剛体三角形からなる多体粒子系において、並進の平衡緩和に NEC、接触判定に XenoSweep、の 2 つの高

速アルゴリズムを導入した。特に、(I) NEC の効率性と最適パラメーター探索、(II) 剛体三角粒子の形状 (正三角形) の異方性を考慮した新しい配向秩序変数を導入、を行った。(II) においては、粒子占有率の増大に対する拡散特性と配向秩序変数の変化から高密度剛体三角粒子系の相転移と各相の特徴づけを目的とした。なお、剛体円板系では、粒子占有率 $\nu = 0.70 \sim 0.72$ で固相から流動 (液) 相への融解現象 (液相-hexatic 相間の一次転移) が、生じることが知られている [1, 5, 6]。本研究では、剛体円板系との違いにも着目する。

2　シミュレーション手法

多数の剛体正三角形からなる 2 次元粒子系 (粒子数 $N = 512$、粒子占有率 $\nu = 0.50$〜0.85) において、粒子間接触判定に Xenosweep、並進緩和に NEC、回転緩和にマルコフ鎖モンテカルロ (MCMC) 法を用い、シミュレーションを実行した。ここで、粒子占有率 ν とは、系の面積に対する粒子が占める割合 (面積占有率) である。NEC では並進パラメータ $\tau = t_{\mathrm{trans}}/t_{\mathrm{mf}}$ を定義した。ここで、t_{trans} は NEC の Event-Chain(持続) 時間、t_{mf} は平均自由時間である。また、緩和効率として (1) 式で表される拡散係数 D に着目した。

$$D = \lim_{t\to\infty} \frac{1}{4t}\langle|\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_i(0)|^2\rangle \tag{1}$$

ここで、$\mathbf{r}_i(t)$ は時間 t における粒子 i の中心座標である。本研究では、t を CPU 時間 (t_{cpu}) とした。

稠密な剛体三角粒子系は剛体円板系と異なり、個別の三角形の頂点は頂点を共有する最近接粒子の中心方向ベクトルが 6 回対称性を持つ (図 1)。この性質に着目し、剛体三角粒子系において、新たに 6 回対称配向秩序変数を (2) 式で導入した。

$$\phi_6^k = \frac{1}{N_k}\sum_{\{j\}} e^{6\mathrm{i}\alpha_{\{j\}}^k} \tag{2}$$

ここで、k は剛体三角形 i の 3 つの頂点、$\{j\}$ は、k の位置から半径 r_c 内の最近接剛体三角形 (i を含む)、$\alpha_{\{j\}}^k$ は、任意の基準ベクトル（たとえば x 軸）に対する i ならび近接粒子 j の中心から頂点へ向かう位置ベクトル $\mathbf{r}_{\{j\}}^k$ の相対角度である。また、N_k は頂点 k に対する最近接粒子数、$\mathbf{i}$ は虚数単位である。なお、最近接粒子の判定に用いた r_c は、頂点を基準とした動径分布関数から決定した。

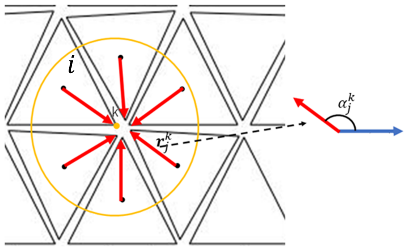


図 1: 剛体三角粒子系における 6 回対称配向秩序変数の模式図。注目する頂点を中心とした半径 r_c の黄色の円内に入る近接三角形の中心位置から頂点方向への位置ベクトルを $\mathbf{r}_{\{j\}}^k$ とする。

3　結果

本研究では、まず並進パラメータ τ と回転緩和で用いられる MCMC の変位量（角度）の最大値 $\Delta\theta$ を系統的に変え、剛体三角粒子系における NEC の最適なパラメータを模索した。

ここでは、粒子占有率 $\nu = 0.65$ の平衡系における並進拡散効率（拡散係数）の依存性を調べた。

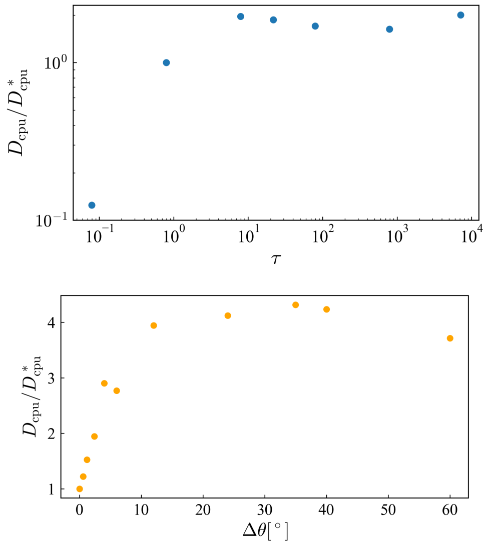


図 2: 剛体三角粒子系における無次元化した疑似拡散係数の (上) 並進パラメーター τ ならびに、(下) 回転変位量 $\Delta\theta$ の依存性。$(N, \nu) = (512, 0.65)$。

図 2 は、疑似拡散係数 D_{cpu} の (上) 並進パラメータ τ 依存性と、(下) 回転変位量 $\Delta\theta$ 依存性である。ただし、それぞれ $\tau = 1$ における値、$\Delta\theta = 0$ における値である D_{cpu}^* で割っている。図 2（上）より、$\tau \geq 10$ で最大値をとり変化しないことがわかる。ま

た、図 2（下）より、$\Delta\theta \leq 10°$ では並進拡散係数は低いが、$\Delta\theta = 20° \sim 40°$ 付近では最大値をとる。このように、回転緩和の変位量 $\Delta\theta$ も並進拡散効率に直接影響することがわかった。

次に、拡散特性（平均二乗変位）の粒子占有率依存性を調べた。図 3（左）は、粒子占有率 $\nu = 0.50 \sim 0.85$ における、並進変位量と回転変位量（角度）のそれぞれの平均二乗変位をまとめた。また図 3(右) は、一部を拡大した。これらの結果より、$\nu = 0.73 \sim 0.74$ で、並進ならびに回転の変位量の拡散特性が大きく変化していることがわかった。

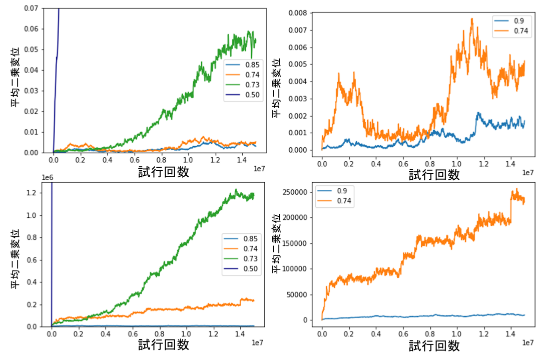


図 3: $\nu = 0.50, 0.73, 0.74, 0.85$ における、平均二乗変位。(上) 並進変位量、(下) 回転変位量。右図は一部を拡大した。

次に剛体三角系において、新しく導入した 6 回対称配向秩序変数を用い、系の相の特徴づけを試みた。

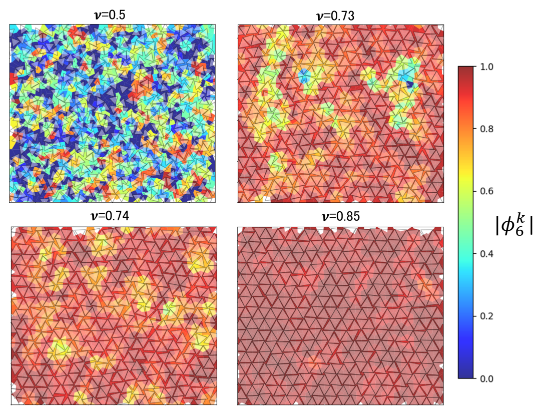


図 4: 粒子占有率 $\nu = 0.50, 0.73, 0.74, 0.85$ における 6 回対称配向秩序変数の空間分布。剛体三角形の頂点を基準としボロノイ分割を行い、各頂点の $|\phi_6^k|$ の大きさで配色した。

図 4 は、粒子占有率 $\nu = 0.50, 0.73, 0.74, 0.85$ における配向秩序変数 $|\phi_6^k|$ の空間分布である。ν の増加により配向秩序が増大（結晶化）することが分かる。$\nu = 0.50$ ではほとんどが無秩序状態であり、$\nu = 0.85$ ではほとんどが高秩序 (結晶) 状態である。また、$\nu = 0.73$ では高秩序相と低秩序相が共存しており、$\nu = 0.74$ では高秩序状態が大半を占め、局所的な低秩序領域がみられる。これらの結果から、先に得られた拡散特性の変化の結果は、液相から共存相を経て結晶相へいたる相転移が生じたと解釈することができる。

図 5 は、図 4 で得られた 6 回対称配向秩序変数 $|\phi_6^k|$ の確率密度分布である。$\nu = 0.50$ においては $|\phi_6^k| \sim 0$ に鋭いピークがあり、系全体として配向秩序がない無秩序相である。また、$\nu = 0.85$ では $|\phi_6^k| \sim 1$ にピークがあり、配向秩序が高い結晶相であるといえる。一方、$\nu = 0.73$ では、$|\phi_6^k| \sim 0.80$ と ~ 0.95 に 2 つのピークが確認できる。また、$\nu = 0.74$ とすると、$|\phi_6^k| \sim 0.95$ で 1 つのピークとなる。これらの結果から $\nu = 0.73 \sim 0.74$ で系の相が無秩序から秩序相へ変化していると考えられる。それに加えて図 4 の結果も考慮すると、$\nu = 0.73$ は、$|\phi_6^k| \sim 0.8$ の状態と $|\phi_6^k| \sim 0.95$ の状態が共存している相であり、$\nu = 0.73$ は、$|\phi_6^k| \sim 0.95$ の高秩序状態でほとんどを占められている固相であると考えられる。

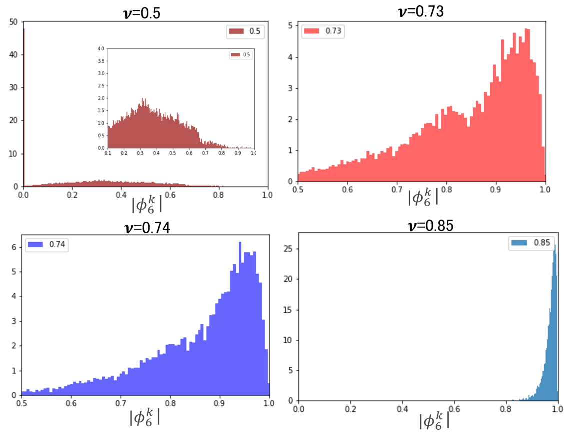


図 5: 粒子占有率 $\nu = 0.50, 0.73, 0.74, 0.85$ における、6 回対称配向秩序変数の確率密度分布。

図 6 は、各粒子の 6 回対称配向秩序変数の平均値 $\Phi_6 (= \frac{1}{3N} \sum_k |\phi_6^k|)$ の粒子占有率 ν 依存性を示す。Φ_6 は単調増加し、$\nu \sim 0.74$ 以降は傾きが変化する。また、$\nu \sim 0.70$ において Φ_6 の揺らぎが最も大きい。

このことから、$\nu \sim 0.70$ では $|\phi_6^k|$ の空間不均一性が高いことが推察される。

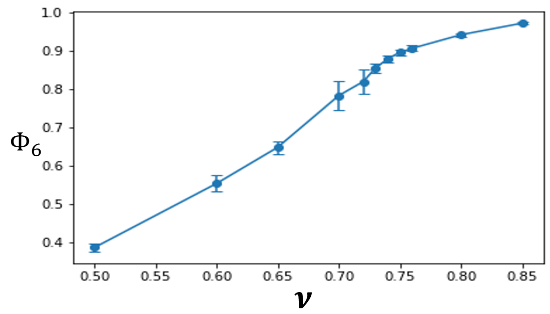


図 6: 系全体の 6 回対称配向秩序変数 Φ_6 と粒子占有率 ν 依存性。

粒子変位の空間不均一性を定量化するため、(3) 式で表される平均 n 乗変位を用いて、(4) 式で表されるノンガウシアンパラメーター (Non-Gaussian Parameter (NGP)) α_2 を計算した。

$$M_n(t) \quad = \langle |\mathbf{r}(t) - \mathbf{r}(0)|^n \rangle \tag{3}$$

$$\alpha_2(t) \quad = \frac{1}{2}\frac{M_4(t)}{M_2(t)^2} - 1 \tag{4}$$

図 7 では、$\nu = 0.70 \sim 0.72$ で NGP が 0 から逸脱し大きな値をとることが確認できる。これらの粒子占有率では空間不均一性が大きい、すなわち無秩序相と秩序相が共存していることが推察される。

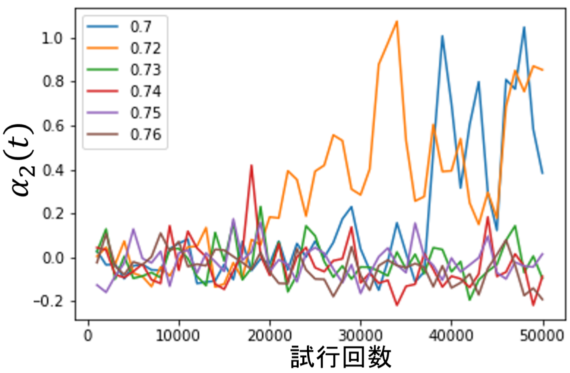


図 7: NGP の粒子占有率依存性。

4 まとめ

本研究では、剛体正三角形粒子系の平衡状態の相図に着目した。新しい高速シミュレーションの手法として衝突判定に Xenosweep、並進拡散に NEC 法を導入した。これらを用い、(I) 高い拡散効率のパラメータ探索ならびに、(II) 新しい秩序変数を導入をした。粒子占有率 ν に対する拡散特性と配向秩序変数の変化から高密度剛体正三角形粒子系の相転移と各相の特徴づけを行った。その結果 $\nu = 0.65$ では、NEC では並進パラメータ $\tau \geq 10$、つまり Event 鎖の継続時間を平均自由時間の 10 倍以上に設定することで粒子拡散効率が最大になることがわかった。また、MCMC の回転角度の最大値 $\Delta\theta = 20^\circ \sim 40^\circ$ で、粒子の並進拡散効率が最大になった。粒子の並進拡散ならびに回転拡散は $\nu = 0.73 \sim 0.74$ で質的に変化することがわかった。剛体三角形粒子系の形状の異方性を考慮した新しい 6 回対称配向秩序変数 ϕ_6^k を導入し、空間分布や確率密度分布を系統的に計算した。その結果、粒子占有率の増大に伴い、低秩序相から共存相を経て高秩序相へ相転移することがわかった。各相の特徴づけるため、空間不均一性を調べる NGP を計算したところ、上記の相変化のシナリオを確認できる結果が得られた。今後は、本研究で用いた新しい秩序変数を用いて、大規模精密計算により、頂点数が異なる剛体多角粒子系の相転移 [7, 8] の詳細を調べることや、粒子間の衝突則にアクティブマターの要素を加えることなどを今後の課題としたい。本研究は JSPS 科研費 20K03785 ならびに 23K03246 の助成を受けたものです。

参考文献

[1] B. J. Alder and T. E. Wainwright, Phys. Rev. **127** 359 (1962).

[2] W. Krauth, Front. Phys. **9** 229 (2021).

[3] M. Klement and M. Engel, J. Chem. Phys. **150** 174108 (2019).

[4] M. Klement, S. Lee, A. Anderson, and M. Engel, J. Am. Chem. Soc. **143** 16163 (2021).

[5] E. P. Bernard and W. Krauth, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 155704.

[6] M. Engel, J. A. Anderson, S. C. Glotzer, M. Isobe, E. P. Bernard, and W. Krauth, Phys. Rev. E **87** (2013) 042134.

[7] J. A. Anderson, J. Antonaglia, J. A. Millan, M. Engel, and S. C. Glotzer, Phys. Rev. X **7**, 021001 (2017).

[8] S. Jiang et al., Cell Rep. Phys. Sci. **4** 101627 (2023).

交通流数理研究会　講演申し込み・論文投稿規程

◆　講演申し込み

1.　講演申し込み概要

　講演申し込みの方は、概要原稿の投稿という形で申し込んでいただきます。エディターがチェックし、特に問題が無い限り基本的に講演を許可し、その旨連絡します。概要原稿は講演概要集として Web に掲載されます。

2.　投稿手続き

・投稿論文の形式（A4，最大 2 ページ以内）で，日本語または英語で記述する。
・投稿原稿フォーマットは、原則として当研究会で用意した LaTeX スタイルファイルを使用する。 そのまま写真製版できる PDF ファイルを email によりエディタに送付する。ただし WORD ファイルを用いる場合は当研究会配布のスタイルファイルの体裁にできる限り合わせること。
・送り先： エディタ（毎年の開催案内、Web に掲載する。）
・メールのタイトルに「交通流・自己駆動粒子系シンポジウム講演申し込み」とお書きください。メールの本文には、著者、著者所属、論文タイトルを記入してください。
・採否にかかわらず原稿は返却しない。
・修正を要請された原稿は、指定期間内に改訂しなければならない。
・投稿された原稿を概要集として、シンポジウム開催時に配布する。

◆　掲載論文投稿手続き

1.　掲載論文投稿の概要

講演後に講演内容を論文集として発刊しWebに掲載いたします。掲載希望者（エディターの推薦の場合もある）は、決められた期日までに（A4で最大４ページ）の原稿を送付してください。

2.　査読

本論文集に掲載される論文は，査読を経る。投稿者は，シンポジウム開催前の指定された期日までに投稿する．期限までに投稿された論文は，査読者の報告に基づいて論文集編集委員会において採否が決定される。

3.　投稿手続き

・投稿論文の形式（A4，最大４ページ以内）で，日本語または英語で記述する。
・投稿原稿フォーマットは、原則として当研究会で用意したLaTeXスタイルファイルを使用する。 そのまま写真製版できるPDFファイルをemailによりエディタに送付する。ただしWORDファイルを用いる場合は当研究会配布のスタイルファイルの体裁にできる限り合わせること。
・送り先： エディタ（毎年の開催案内、Webに掲載する。）
・メールのタイトルに「交通流・自己駆動粒子系シンポジウム講演申し込み」とお書きください。メールの本文には、著者、著者所属、論文タイトルを記入してください。
・採否にかかわらず原稿は返却しない。
・修正を要請された原稿は、指定期間内に改訂しなければならない。
・投稿論文の論文集として、シンポジウム開催後に配布する。

3. 掲載料・別刷

掲載科は無料とする。別刷は用意しない。

4. 著作権

投稿論文の著作権は著者にある。論文は、印刷形式及び電子的形式での配布を、交通流数理研究会に許諾されたものとして、取り扱う。論文集掲載記事内容の責任は著者が負うものとする。

Invited papers

Refereed papers

シンポジウムについてのお問い合わせは、下記までお願いします。

交通流数理研究会

世話人： 杉山雄規

〒464－8601 名古屋市千種区不老町
名古屋大学 大学院情報学研究科 複雑系科学専攻
多自由度システム講座 内

Email: sugiyama.yuuki.w5@f.mail.nagoya-u.ac.jp
Web: http://traffic.phys.cs.is.nagoya-u.ac.jp/~mstf/