
会場 D

領域 11

D-1

水滴落下系カオスの数値的・実験的研究

鹿児島大学大学院理工学研究科^A 宇都玄紀^A, 峯重衡^A, 秦浩起^A, 秦重史^A

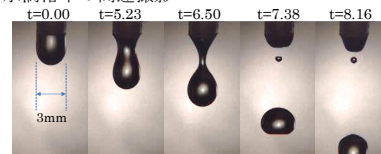
水道の蛇口などで管中の流入速度を一定に保つと、ぼたぼたと水滴が落下する現象が起きる。この現象は流入速度に応じて、周期運動やカオスを示すことが知られている [1]。この現象の特性を理解するために、以前より“mass-spring”というモデルが用いられている [1][2]。しかし、このモデルは自由度が少ないので、流速が速い時に生じる高次元カオスを再現できない。

そこで私たちは、場の量である圧力・流速などで記述される流体力学運動方程式を、粒子法 [3] を用いて数値的に解析する (本研究では 1000 変数以上)。粒子法を用いることで、実験では測定することが難しいパラメータの寄与を調べることや、十分に研究されていない高次元カオスの特性を解明できることが期待される。本講演では、実験を紹介するとともに、これまでに得られた数値実験の結果を紹介する。

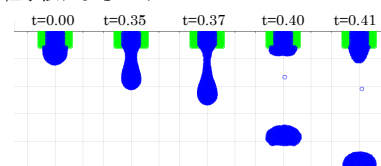
参考文献

- [1] R. Shaw, “The Dripping Faucet as a Model Chaotic System”, Aerial Press, (1984)
- [2] 清野健, 勝山智男, 日本物理學會誌 55,247(2000) およびその参考文献
- [3] 越塚誠一 他, 粒子法入門, 丸善出版 (2014)

水滴落下の高速撮影



粒子法によるシミュレーション



D-3

カオス符号化と Belief-Propagation 法を用いた大規模 MIMO の研究

都城工業高等専門学校電気情報工学科^A, 鹿児島大学大学院理工学研究科^B 迫田和之^{A,B}, 秦浩起^B, 秦重史^B

近年の無線通信分野では、送受信アンテナを複数用いて通信を行う MIMO (Multiple Input Multiple Output) が使われており、この通信方式の情報秘匿性や通信容量を向上させる研究が行われている。

情報秘匿性を向上させる手法の一つに、カオス写像に基づき通信信号を生成することで通信の秘匿性を向上させるカオス符号化がある [1]。この手法は従来のセキュリティ技術と併用することができるため、セキュリティのさらなる強化が見込める。また、通信容量を向上させる簡易な方法として送受信アンテナ数の増加が挙げられる。従来数本程度であった送受信アンテナ数を数十～数百本程度まで増加させた MIMO を大規模 MIMO と呼び、通信容量の大幅な向上が期待される。しかし、MIMO での一般的な復号計算量はアンテナ数に対し指数関数的に増大するため、大規模 MIMO では計算量爆発を起こす可能性がある。本研究では情報秘匿性と通信容量の向上を目的とし、大規模 MIMO に情報の秘匿性を付加させるためにカオス符号化を導入し、この枠組みにおける復号問題を扱う。現実的な計算量での復号を可能とする BP (Belief-Propagation) 法を用いて復号化を行い [2]、その特性を評価する。

[1] E. Okamoto, "A chaos MIMO transmission scheme for secure communications on physical layer," Proc. IEEE Vehicular Technology Conf. 2011, Spring (VTC), 3G-1, p5, May 2011.

[2] 福田航, 安孫子卓史, 西村寿彦, 大鐘武雄, 小川恭孝, 大渡祐介, 岸山祥久, "大規模 MIMO 信号検出に関する検討 ～概念と誤り率特性～," 信学技報, vol. 112, no. 239, RCS2012-126, pp. 7-12, Oct. 2012.

D-4

Majumdar-Ghosh model 近傍でのサイズ依存性

九州大学理学府物理^A 佐々木雅人^A, 野村清英^A

本研究では、スピン $S = \frac{1}{2}$ の系のハミルトニアン

$$H = \sum_{j=1}^{2N} S_j \cdot S_{j+1} + \alpha \sum_{j=1}^{2N} S_j \cdot S_{j+2}, \quad S_{i+2N} \equiv S_i \quad (1)$$

を扱う。この模型で $\alpha = \frac{1}{2}$ のとき、Majumdar-Gosh 模型と呼ばれている。Majumdar-Gosh 模型の基底状態は厳密に解けて dimer 状態となる。そのため、この模型の基底状態は有限系で二重に縮退していることが知られている。[1]

厳密解のない $\alpha \neq \frac{1}{2}$ の挙動を調べるために、数値計算を行った。さらに、エネルギーギャップ ΔE の関数形を

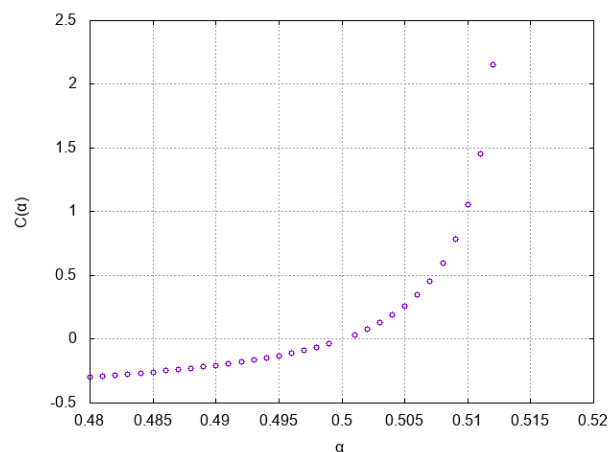
$$\Delta E \sim C(\alpha) \exp\left(-\frac{L}{\xi_e(\alpha)}\right) \quad (2)$$

と仮定して、エネルギーギャップのサイズ依存性について調べた。その結果、エネルギーギャップの関する特徴的な値 $C(\alpha)$, $\xi_e(\alpha)$ を求める事ができた。

参考文献

[1] C. K. Majumdar and D. K. Ghosh, J. Math. Phys. 10, pp.1388 (1969).

[2] Chen Zeng and J.B.Parkinson, Phys. Rev. B, 51 pp.11609 (1995)



D-5

フラクタルポテンシャル下におけるシュレーディンガー方程式の散乱問題と反射率のマルチフラクタル性

九大総理工^A 小川名太一^A, 坂口英継^A

Cantor 集合などに代表される全体とその一部分が相似になっているフラクタル構造を持つ系は、一般の系とは異なる特異な性質を持つことが理論的に予測されてきた。量子系では微細加工技術の向上によって、超格子と呼ばれる人工的な量子井戸構造の作成が容易となり実験系での再現も行われている。理論では 3 進 Cantor-like ポテンシャル障壁による波動関数の反射率・透過率の研究がおこなわれてきた。

本研究では 3 進 Cantor-like ポテンシャルを一般化し、それに入射した波動関数の反射率及び透過率を計算した。一般化された Cantor-like ポテンシャルはスケール因子 a と分割数 N で特徴づけられており、フラクタル次元は $\ln(N)/\ln(a)$ である。ポテンシャル全体の幅を L 、高さを U_0 とすると、ポテンシャルの世代 n における波動関数の透過率は第 2 種 Chebyshev 多項式 $u_{N-1}(t)$ を用いて厳密に

$$T = \left[1 + \sinh^2(\nu) \sin^2(qL/\alpha_n) \prod_{j=0}^{n-1} u_{N-1}^2(t_j(k)) \right]^{-1} \quad (1)$$

と表せることが分かった。ここで $k = \sqrt{\varepsilon}$, $q = \sqrt{\varepsilon - U_0}$, $\nu = \ln(k/q)$ である。又、 t_j は世代 j におけるポテンシャルの情報を含む関数である。これに然るべき近似を行うことで透過率は波数 k による減衰、世代 n における一般化 Cantor-like ポテンシャルの幅による減衰、ポテンシャルに存在する空隙による共鳴トンネル効果を表す 3 つの要素が存在することが分かった。

第 2 種 Chebyshev 多項式の有限乗積は十分大きい k で $G(k) = \prod_{j=1}^n \sin^2(N\gamma k/\alpha^j)/N^2 \sin^2(\gamma k/\alpha^j)$ と近似でき、反射率や透過率の複雑さの要因となっている。ここで $\gamma = (a - N)/(N - 1)$ である。この関数 $G(k)$ は対数スケールでの周期性を持ち、スケール不変なピークを持つ、Multifractal 性を示すなど興味深い特徴を持つことが分かり、反射率に Multifractal 性も存在することも分かった。

D-6

excitable 素子の大量結合系におけるクラスタリング振動

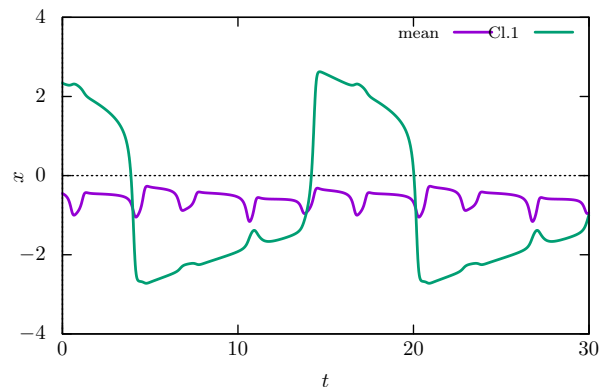
佐大医^A 富永広貴^A

脳はニューロンもしくはニューロン集団の大量結合系と考えられる。Gray, Singer らのネコの視覚野での細胞の振動的発火現象発見以来 [Gray 1989], 外部入力が増えたと発火しその後静止状態に至る興奮性素子の大量結合系は、現実の細胞に近いモデル系をはじめとして様々な研究が行われてきた [Golomb 1994, Wang 1992, 1993]。その結果、単独では静止してしまうような素子であるにも関わらず結合系としての振る舞いは、いくつかのクラスタに分かれて振動を継続する事ができるという興味深い報告がなされている。いくつかのクラスタに分かれるかは、システムのパラメータだけではなく、各素子の初期条件にも影響を受けるということも報告されている。

我々は、2 変数の微分方程式系である FitzHugh-

Nagumo モデルの大量結合系において、クラスタリング振動の発生条件などを調べたので御報告する。

Pattern E: # K=-3.000 cluster=5:[21:14:18:21:26]



D-7

複屈折イメージング法を用いた SrTiO₃ の応力誘起強誘電転移の観測

鹿児島大院理工^A, 鈴鹿高専^B 上津原 高輝^A, 三浦 陽子^B, 真中 浩貴^A

近年、強磁性と強誘電性を併せ持つマルチフェロイクス物質の研究の発展によって、様々な複合現象が報告されている。一方、強弾性体も応力-ひずみ曲線がヒステリシスループを示すことは良く知られており、強弾性と強誘電性を併せ持つ物質も古くから発見され、研究されてきた。もし一軸性応力によって強誘電ドメインを単一化できれば、応力アシストによる抗電場の低下も期待できる。しかし強誘電強弾性体の研究は、強磁性強誘電体と比べ注目度は低い。その理由の一つとして、一般に弾性体に一軸性応力を印加した時、試料中の応力分布が不可避であるため、再現性のある精密測定が難しいことが挙げられる。

我々のグループではこれまで複屈折イメージング装置を用いて、複屈折量の温度変化を 2 次元情報として取得可能な装置開発を行ってきた [1]。そこで本研究では、応力に比例して複屈折量が増大する光弾性効果を利用した複屈折イメージング測定を行うことによって、応力の空間分布を評価しながら、低温で誘電性に関する相転移現象の観測を試みた。

量子常誘電体 SrTiO₃ では 100 MPa 以上の一軸応力を印加すると、30 K 以下で強誘電転移を起こすことが知られている [2]。そこで我々は最大 300 MPa の一軸応力を [001] 方向に印加しながら複屈折イメージング測定を行った。その結果、105~110 K 付近で立方晶から正方晶への構造相転移にともなう複屈折の折れ曲がりとなり、30 K 以下で強誘電転移にともなう複屈折の立ち上がりが現れた。

当日は応力印加フォルダの機構を紹介しながら、応力実験における複屈折イメージング技術の有用性について、SrTiO₃ の実験結果を用いながら議論する。

[1] H. Manaka, G. Yagi, and Y. Miura, Rev. Sci. Instrum. 87, 073704 (2016).

[2] Y. Fujii, H. Uwe, T. Sakudo, J. Phys. Soc. Jpn. 56, 1940 (1987).

D-8

粉粒体の分離現象における時空間ダイナミクス

九大院理^A 大石隼道^A, 稲垣紫緒^A

異なる 2 種類の粒子を、水平に置かれた円筒容器に混合した状態に入れる。そして容器を回転させると、粒子が分離しバンドを形成するというサイズ分離現象について研究を行った。充填率や回転速度といったパラメータを変化させることで、バンドの本数が時間の経過とともに減少していく現象 (単調緩和)[1] や何度もバンドが出現する現象 (湧き出し)[2] といった様々な振る舞いが見られることが知られているが、この現象のメカニズムについてはまだまだ未解明な点が多く存在する。

発表では単調緩和に対して画像解析を行うことで、バンドの本数の減少速度やバンドの幅について得られた結果を報告したい。

[1] V. Frette and J. Stavans, Phys. Rev. E 56, 6981 (1997)

[2] S. Inagaki and K. Yoshikawa, Phys. Rev. Lett. 105, 118001 (2010)

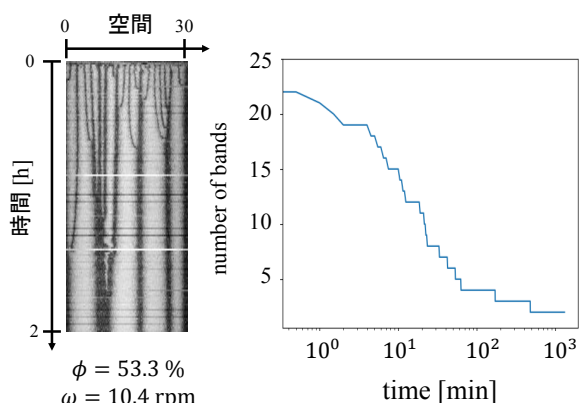


図1: ケイ砂とガーネットサンドにおける時空間プロット

図2: 時間に対するバンドの本数の変化

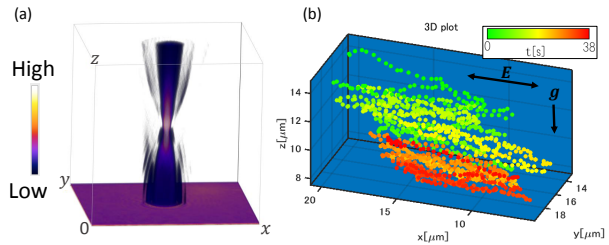
D-9

ホログラフィック顕微鏡を用いたコロイド分散系の3次元ダイナミクス

九大院理^A 池田豊和^A, 木村康之^A, 岩下靖孝^A

コロイド粒子系のダイナミクスに関する情報を得るためには、粒子位置の3次元追跡を行うことは有用である。しかし、従来の3次元観察法である共焦点顕微鏡や複数方向からの撮影などの方法は、時間分解能や光学系の複雑さなどの問題点がある。そこで本研究では、ホログラフィック顕微鏡を用いた粒子の3次元追跡を行った。この方法は粒子にコリメートしたレーザー光を照射して得られる散乱光と直接光の干渉像(ホログラム)を測定し、それをもとに粒子の3次元位置を推定するものである。実現の簡便性を考慮して、本研究ではレーザーの代わりにLEDを光源として用い、Rayleigh-Sommerfeld back-propagation (RS法)によってホログラムから3次元光場を再構築し、ミクロンサイズの液滴やコロイ

ド粒子の3次元追跡を行った。例として図(a)に実際に再構築された3次元光場を示す。この光場の強度重心を粒子の重心位置と見なした。さらに本手法を用いて電気泳動する粒子の3次元追跡を行い、セル内での粒子速度分布評価を行った。



(a) LED光源の直接光と1.9 μm のポリスチレン球による散乱光のホログラムからRS法を用いて再構築された3次元光場。(b) 1.9 μm のポリスチレン球を分散させたセルに矩形電場をかけたときの粒子の軌跡。粒子は電気泳動、ブラウン運動をしながら沈降していることがわかる。

D-10

回転ドラムによる粉粒体の自発的サイズ分離現象

九大理^A, 九大院理^B 近堂くるみ^A, 大石隼道^B, 稲垣紫緒^B

粉粒体とは、熱ゆらぎの影響を受けない程度に十分大きな粒子の集合である。そのため外部から力学的駆動を受けた際、拡散による混合よりも、同じ粒子同士が集まって分離しやすい傾向があることが知られている。サイズ分離現象のひとつとして、2種類の粒子を円筒容器に入れ、容器を水平に置いた状態で回転させると粒子が分離し、バンドが形成される現象がある。円筒容器のおよそ半分を粉体で満たした場合、時間の経過とともにバンドは結合を繰り返し、バンドの本数が減少する [1]。今回我々は様々なサイズのガラスビーズとアルミナビーズを用いて系統的に実験を行い、バンドが形成される条件を調べた。発表ではバンドが形成される条件とこれらの時間発展について報告したい。

mediated transport in a rotated granular mixture, Phys. Rev. E 56, 6981 (1997)

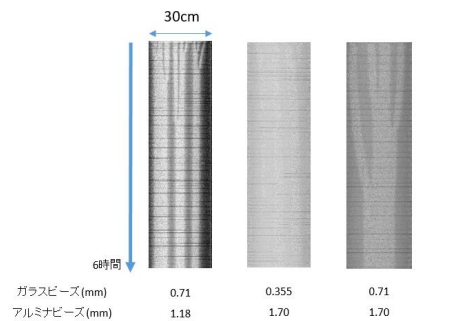


図 ガラスビーズとアルミナビーズによる時空間プロット($\omega = 50\text{rpm}$, $\phi = 50\%$)

[1] Vidar Frette and Joel Stavans, Avalanche-

D-11

Ashkin-Teller model の多重臨界点とユニバーサリティ

九州大学理学府物理学専攻^A 守屋俊志^A, 野村清英^A

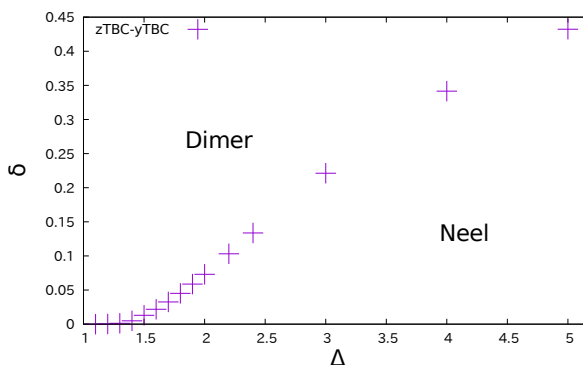
本研究は Ashkin-Teller モデルと等価であることが知られている $S = \frac{1}{2}$ ボンド交代 XXZ スピン鎖の多重臨界点を扱う。 $S = \frac{1}{2}$ ボンド交代 XXZ スピン鎖のハミルトニアンは以下で与えられる。

$$\hat{H} = \sum_j [1 + (-1)^j \delta] [\hat{S}_j^x \hat{S}_{j+1}^x + \hat{S}_j^y \hat{S}_{j+1}^y + \Delta \hat{S}_j^z \hat{S}_{j+1}^z]$$

Neel-Dimer 転移の多重臨界点は $(\delta, \Delta) = (0, 1)$ だろうと考えられているが、数値計算で追い詰めた研究はまだない。本研究では y 軸ひねり境界条件と z 軸ひねり境界条件を用いて転移点を数値的に求めた。また、このモデルは Δ が大きい領域では 2D Ising のユニバーサリティに属すると考えられており、それを数値的に確認した。

- M.den-Nijs, M.Kohmoto and L.Kadanoff. Phys.Rev.B, Vol.24, pp.5229-5241(1981)
- H.Nishimori, K.Okamoto and M.Yokozawa. J.Phys.Soc.Jpn, Vol. 56, pp.4126-4133(1987).

- 向大樹 . Ashkin-Teller 多重臨界点のひねり境界条件法による解析 $s=1/2$ ボンド交代 xxz スピン鎖 . 修士論文 (2017)
- A.Kitazawa and K.Nomura. J.Phys.Soc.Jpn. Vol.66, pp.3379-3956(1997).

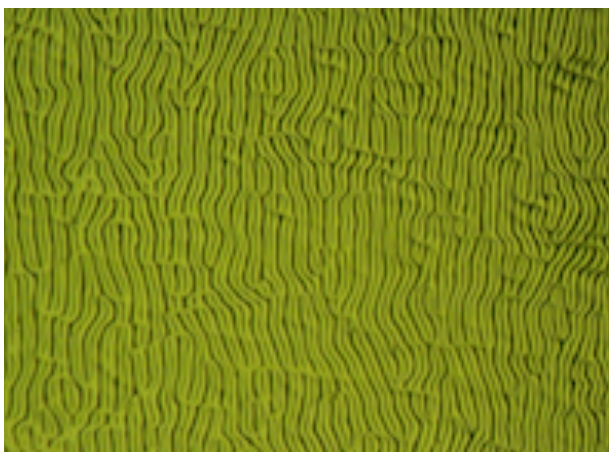


D-12

液晶電気対流の欠陥乱流における異常拡散

九大工^A 山中一真^A, 岡部弘高^A, 河野真也^A, 原一広^A, 日高芳樹^A

乱流は、時間空間的に不規則な流れであり、拡散に影響を与える。局所的に秩序構造が残る弱い乱流による拡散については、秩序と無秩序の共存による困難さがあるため、これまであまり研究されてこなかった。そこで本研究では、弱い乱流の恰好の研究対象である液晶電気対流に現れる「欠陥乱流」による乱流拡散について調べる。乱流拡散の研究方法は、液晶サンプルセル内に混入した微粒子の観測面内の運動の測定によって行なう。欠陥乱流では対流ストライプパターンの長波長の揺らぎが生じる (図)。これまで、この揺らぎに伴って対流ロール間のホッピング拡散が起こることが明らかとなっている。今回は、この拡散をさらに詳しく調べるために、拡散係数の粗視化時間依存性を用いる。



D-13

プランク関係式中のエネルギーと振動数について

日本文理大学^A, 日本文理大学 機械電気工学科^B 竹本義夫^A, 島元世秀^B

(1) プランク関係式

$$\begin{aligned} \Delta E_{[kgm^2/s^2]} &= h_{[kgm^2/s]} \nu_{[1/s]}, h = 6.62607 \times 10^{-34}_{[kgm^2/s]} \text{ (を变形すると)} \\ &= h_s_{[kgm^2/s^2]} \nu^s_{[-]}, h_s = \frac{\Delta E}{\nu^s}_{[kgm^2/s^2]}, \nu^s \text{ は 1 秒間の振動数の数 (個) であり、} \\ &h_s \text{ は 1 振動 (周期 } T_{[s]} = \frac{1}{\nu} \text{) に要するエネルギー } h_s = 6.62607 \times 10^{-34}_{[kgm^2/s^2]} \text{ である (一定)。} \end{aligned}$$

(2) エネルギー $h_s = 6.62607 \times 10^{-34}_{[kgm^2/s^2]}$ をもつ単振動 (振動数 ν)

$$\begin{aligned} \omega (= 2\pi\nu) &= \sqrt{\frac{k}{m_e}} \text{ より } k = m_e \omega^2 = m_e (2\pi\nu)^2, \text{ 復元力 } f = kx, \text{ 最大変位 } a = \sqrt{\frac{2h_s}{k}} = \frac{1}{2\pi\nu} \sqrt{\frac{2h_s}{m_e}} \\ \text{このとき、最大速度は } v_0 &= 2\pi a \nu = \sqrt{\frac{2h_s}{m}} = 0.0381416_{[m/s]} \text{ (振動数 } \nu \text{ に依らない)。} \\ \text{また、エネルギーは } h_s &= \frac{1}{2} m_e v_0^2 = \frac{1}{2} m_e (2\pi a \nu)^2_{[kgm^2/s^2]} \text{ である。} \end{aligned}$$

(3) 放物軌道から円軌道 (半径 r_n, r_1 はボーア半径) へのシフト・電子の 1 加速に一つの波 (光) が対応

$$\begin{aligned} \Delta E_{n[kgm^2/s^2]} (= h_s \nu_n^s) &= m_e c^2 - \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - (\frac{v_n}{c})^2}} e^{-\frac{R_0}{r_n}} \doteq \frac{1}{2} m_e v_n^2 \text{ より、} \nu_n^s \text{ は波の大きさを表わし、} \\ 1 \text{ 振動 (周期 } T_{[s]} = \frac{1}{\nu_n} \text{) に要する光のエネルギーは } h_s &= 6.62607 \times 10^{-34}_{[kgm^2/s^2]} \text{ (一定) の } \nu_n^s \text{ 倍である。} \\ \text{また、} \Delta E_n = h_s \nu_n^s &= \frac{1}{2} m_e (2\pi a_1 \nu_1)^2 \nu_n^s = \frac{1}{2} m_e (2\pi (2r_1) \nu_1)^2 \cdot (\frac{a_1}{2r_1})^2 \nu_n^s = \frac{2\pi m_e r_1 v_1}{h} \nu_n^s \text{ が成り立つ。} \end{aligned}$$

*詳しくは <http://www.nbu.ac.jp/~shimamoto/genko.html>

D-14

1次元量子スピン系における磁化率の異常

九州大学理学府物理学専攻^A 相場信孝^A, 野村清英^A

量子スピン系における磁化率ではエネルギーギャップの有無が重要な要素となっている。その先行研究として、2次元量子スピン系ではエネルギーギャップの有無に関わらず、磁化0における磁化率に異常が報告されている [1]。しかし、その異常の研究が不十分のため、調べる価値がある。本発表では1次元系の磁化率を数値的に調べた。ハミルトニアンは以下で与えられる。

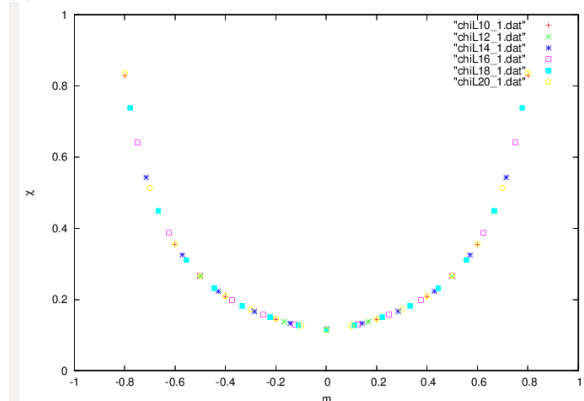
$$\hat{H} = J \sum_j \hat{S}_j \cdot \hat{S}_{j+1} - H \sum_j \hat{S}_j^z$$

1次元かつエネルギーギャップがない場合について、追い詰めた研究は未だない。(エネルギーギャップがある場合は先行研究が存在する [2])。また、図における磁化率は磁化0で尖ったように見えるため、磁化率とエネルギー、非線形磁化率の関係性から、エネルギーの3,4階微分と非線形磁化率に

ついて数値的に調べた。その結果、1次元での磁化0近傍での振る舞いは異常が確認された。

[1] T.Sakai and H.Nakano, at STATPHYS(2016)

[2] M.Takahashi and T.Sakai, J.Phys.Soc.Jpn.60,pp.760-763(1991)



D-15

バクテリアに駆動されるコロイド分散系 –外部ポテンシャルの影響–

九大理^A 佐藤俊之^A, 坂上貴洋^A, 中西秀^A

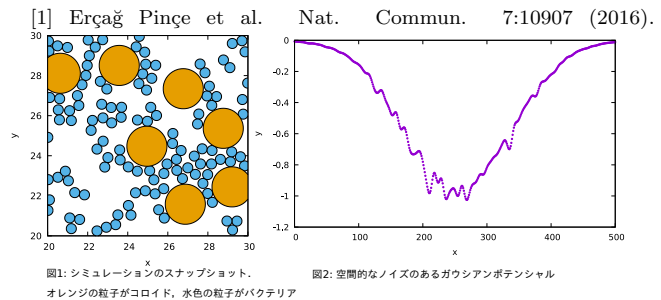
バクテリア (*E.coli*) に駆動されるコロイド分散系の 2 次元の MD シミュレーションを行った.

バクテリアに駆動される準 2 次元コロイド分散系にレーザーによるガウシアンビームを照射する実験で, ビームの空間的なノイズによってコロイドの凝集から分散へ変化するという実験結果が報告されている [1]. ビームを照射すると系に温度勾配が生じ, 温度走性によってバクテリアがビーム中心に集まる. またビームによるポテンシャルによってコロイドがビーム中心に凝集する. しかしポテンシャルに空間的なノイズを加えるとコロイドの凝集は起きず, 分散するという結果が得られている. これはノイズによるコロイドのトラップとビーム中心に凝集するバクテリアの効果によるものだと考えられている.

我々はビーム強度の空間ノイズによってコロイドの凝集から分散へ変化する現象に注目した. この現象とノイズとバクテリアによるコロイドの運動の変化との関係を理解すること

を目的として, バクテリアに駆動される 2 次元コロイド分散系の MD シミュレーションを行った.

コロイドは半径 R の粒子, バクテリアは半径 $R/8$ の 2 つの粒子で表し (図 1), 粒子間相互作用は近距離斥力を与えた. バクテリアの運動は run-and-tumble でモデル化し, 温度走性を取り入れた. 外場として温度場とポテンシャルをガウシアンで与えた (図 2). ポテンシャルの空間的なノイズの強さを変化させ, コロイドのダイナミクスを観察した. その結果について報告する.



D-16

円形井戸中の棒状自己駆動粒子の MD シミュレーション

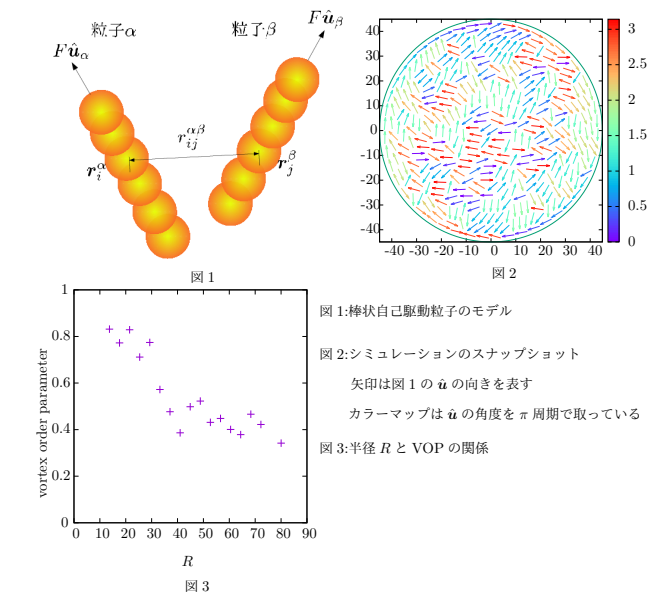
九大理^A 金子甲二郎^A, 坂上貴洋^A, 中西秀^A

円形井戸中では *B.subtilis* や *E.coli* が集団で渦を形成することが実験で確認されている [1][2]. 本研究では円形井戸中の棒状自己駆動粒子の集団運動を MD シミュレーションを用いて調べた. MD で渦運動を再現し, 渦の形成に重要な要素を明らかにすることを目的としている.

シミュレーションのモデルでは棒状自己駆動粒子を複数の球が連なったもので表し (図 1), 粒子間相互作用としては排除体積相互作用のみを考え, 流体力学的相互作用は考慮していない. 系を特徴づけるパラメータとして棒状自己駆動粒子のアスペクト比 a , 面積分率 ϕ , 円形井戸の半径 R などがある.

棒状自己駆動粒子の重心の運動から流速場を計算し, それを用いて渦の生成を特徴づける渦オーダーパラメータ (VOP) $\frac{1}{1-2/\pi} \left(\frac{\sum_i |\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{t}_i|}{\sum_i \|\mathbf{v}_i\|} - \frac{2}{\pi} \right)$ と R の関係を調べた. 特に $a = 5, \phi = 0.30$ の時 R 小では渦が形成し R 大で形成が弱まるという結果を得た (図 3). この結果は実験 [2] の結果と対応があると考えている.

[2] K. Beppu, Z. Izri, J. Gohya, K. Eto, M. Ichikawa, and Y. T. Maeda. Soft Matter, 13:5038-5043, 2017.



[1] H. Wioiland, F. G. Woodhouse, J. Dunkel, J. O. Kessler, and R. E. Goldstein. Phys. Rev. Lett., 110:268102, Jun 2013.

D-17 複数外国為替レート時系列に対するエントロピーによる分析

福岡県立大学人間社会学部^A, 鹿児島大学名誉教授^B 石崎龍二^A, 井上政義^B

外国為替レートは、一般に平均や分散等の長時間平均で特徴づけることが困難な非定常な時系列である。そこで、外国為替レートの時系列の時間的に局所的な変動に着目した分析を進めてきた。具体的には、パターン・エントロピーを使って、時系列の局所的な変動の複雑さを特徴づけてきた [1]。

複数の外国為替レートの時系列からパターン・エントロピーを構成すると、大域的な変動の複雑さを見ることができる [2]。パターン・エントロピーが高い期間では、複数の為替レートの変動が大域的に不安定になっており、パターン・エントロピーが低い期間では、複数の為替レートの変動が大域的に安定であると考えられる。

今回の講演では、複数外国為替レートの大域的な変動の複雑さや外国為替レート間の相関について、エントロピー、相関係数等により分析した結果を報告する。

参考文献

[1]R. Ishizaki, M. Inoue, Time-series analysis of foreign exchange rates using time-dependent pattern entropy, Physica A, 392, 2013, pp.3344-3350.

[2]R. Ishizaki, M. Inoue, Time-series analysis of multiple foreign exchange rates using time-dependent pattern entropy, Physica A, 490, 2018, pp.967-974.

D-18 粉粒体のサイズ分離現象についてのセルオートマトン

九大理^A, 九大院理^B 岩崎大喜^A, 稲垣紫緒^B

サイズ、密度などが異なる粉粒体は分離しやすい傾向があることが知られている。粉粒体の分離現象でよく研究されている実験系の1つとして層分離 stratification がある [1]。鉛直に立てた透明な二枚の亚克力板の間に、2つの異なるサイズの粒子を流し入れると、パラメータによって様々な分離構造をもつ擬二次元的な砂山を形成することが知られている。大きな粒子と小さな粒子が交互に層を形成する層状状態 (stratification) (図 1a,b)、大きな粒子と小さな粒子が上下に分離する状態 (図 1c)、さらに大きな粒子と小さな粒子が均一に混在している状態 (図 1d) である。この分離現象について、これまでいくつかの数値的な手法で研究が行われてきた。本発表では、そのうちの1つであるセル・オートマトンモデルを用いて、粒子のサイズの効果を考慮したモデルを提案しシミュレーションで示す。 [1] H. Makse et al., Nature 386, 379-382 (1997)

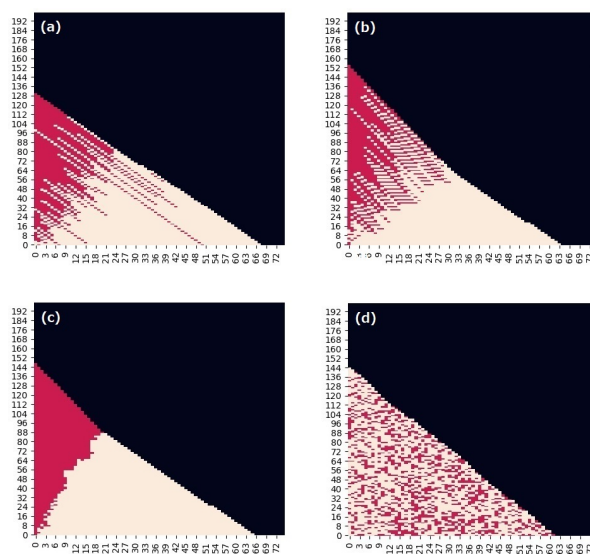


図1:セル・オートマトンによる分離現象の例