

### F-1 積層型三角格子反強磁性体の秩序相

九大院工<sup>A</sup>, 広大ナノデバイス<sup>B</sup> 三原拓也<sup>A</sup>, 笠間敏博<sup>B</sup>, 井戸垣俊弘<sup>A</sup>

相互作用のフラストレーションにより, 2次元三角格子反強磁性体は有限温度で秩序化しない。一方 3次元では秩序化が起こる。そこで我々は格子次元が2次元から3次元へ変化する過程で磁気秩序がどのように形成されているかを, 次の  $S = 1/2$  の積層型 Ising モデルを用いて解析した。

$$\mathcal{H} = J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j \quad (1)$$

ここで  $J_1$  は面内の相互作用で  $J_1 > 0$ ,  $J_2$  は面間相互作用で  $J_2 > 0$  とした。我々は以前この系について, ピンダーパラメータを用いたモンテカルロシミュレーション (MCS) によって相転移の解析を行った。その計算の結果, 積層数が8枚のあたりで相転移らしき現象を確認できたが, 相転移の性格について詳しく議論するには至らなかった。その原因として, スピン構造がMCSの中で絶えず変化していることが考えられる。そこで今回我々は, 3つの副格子  $\alpha, \beta, \gamma$  から構成される各三角格子について定義される以下の2次元ベクトル  $\vec{\sigma}$  を用いて解析を行った。この2次元ベクトルを  $z$  軸方向に積層した  $i$  番目の層内の  $\mu$  番目の三角形について  $\vec{\sigma}_{i,\mu}$  と書くことにすると, その成分は以下で定義される。

$$\langle \sigma_{i,\mu}^x \rangle = \langle \sigma_{i,\mu} \rangle_\alpha - (\langle \sigma_{i,\mu} \rangle_\beta + \langle \sigma_{i,\mu} \rangle_\gamma) / 2 \quad (2)$$

$$\langle \sigma_{i,\mu}^y \rangle = \sqrt{3} (\langle \sigma_{i,\mu} \rangle_\gamma - \langle \sigma_{i,\mu} \rangle_\beta) / 2 \quad (3)$$

ここで  $\langle \sigma_{i,\mu} \rangle_\eta$  は,  $\mu$  番目の三角形における  $\eta (= \alpha, \beta, \gamma)$  副格子の  $i$  層内のスピンの熱平均値を意味する。講演では, この2次元ベクトルによる解析結果を用いて, 積層数を変化させた際のスピンの配列に関して検討する。

## F-2 長距離相互作用をもつ 1 次元 X Y モデルの臨界現象

有明高専一般教育<sup>A</sup>, 九大院工<sup>B</sup> 高本雅裕<sup>A,B</sup>, 村岡良紀<sup>B</sup>, 井戸垣俊弘<sup>B</sup>

無限長距離のべき乗減衰相互作用を持つ 1 次元 XY モデル :

$$H = -J \sum_{\langle i,n=1,2,\dots \rangle} f(n) \vec{S}_i \vec{S}_{i+n}, \quad f(n) = n^{-\sigma}$$

を考える。このモデルはべき乗減衰の指数  $\sigma$  が  $1 < \sigma < 2$  の場合に長距離秩序を持つが、その臨界現象は  $\sigma$  の変化に応じて大きく変化する。Fisher らの繰り込み群を用いた計算によると、 $1 < \sigma < 1.5$  では臨界指数が一定の分子場近似的な古典領域となり、 $1.5 < \sigma < 2$  では臨界指数が  $\sigma$  に依存して変化する非古典領域となることが知られている。一方  $\sigma = 2$  のとき長距離秩序の存在は否定されているが、低温領域における相関のべき乗減衰と帯磁率の発散を伴う何らかの相転移 (BKT ライク相転移) の存在がスピン波近似によって示唆されている。

これまで無限長距離型の相互作用を持つモデルに対するモンテカルロシミュレーションは膨大な計算時間を必要とするために困難であったが、近年、高速フーリエ変換と離散的なエネルギー計算を伴用したアルゴリズム (DUDMC 法) が開発され、次第に大規模な計算が可能となりつつある。

今回我々はこのモデルに対して DUDMC 法を用いたシミュレーションを行い、臨界現象の  $\sigma$  依存性と DUDMC 法の有効性を確認するとともに、あわせて  $\sigma = 2$  における系の臨界的性質を評価した。現在予備的な計算として、BKT ライク相転移が予想されている  $\sigma = 2$  における臨界指数  $\eta$  について  $\eta = 1$  となる結果を得た。発表ではより詳細な解析を行い、その結果を報告する。

## F-3 双二次交換相互作用と 4 サイト 4 スピン相互作用が存在するイジングスピン系

東海大学教養教育センター<sup>A</sup>, 九州大学大学院工学府<sup>B</sup> 岩下孝<sup>A</sup>, 永木藍<sup>A</sup>, 浦上賀久子<sup>A</sup>, 井戸垣俊弘<sup>B</sup>

複数の相互作用が共存するスピン系の相転移を調べてみることは興味深く、意義のある課題である。また、それらの相互作用が競合する場合、相転移近傍の磁氣的諸性質を調べてみると、独特の振舞が発見されることが多い。

モンテカルロ・シミュレーションを用いて、通常の交換相互作用  $J_1 S_{iZ} S_{jZ}$  の他に双二次交換相互作用  $J_2 S_{iZ}^2 S_{jZ}^2$  とフォースイト・フォースピン相互作用  $J_4 S_{iZ} S_{jZ} S_{kZ} S_{lZ}$  が共存する  $S = 1$  のイジングスピン系の相転移を調べ、相図を確定した。パラメーターとして  $J_2/J_1$  を  $x$  軸とし、 $J_4/J_1$  を  $y$  軸として磁気相図が得られた。

シミュレーションから得られた磁気相図は直線  $J_4/J_1 = -1/2$  に関して対称になることが明らかにされた。また、3 個の  $S_z = 1$  と 1 個の  $S_z = 0$  からなる新しい磁気相の存在が確認された。さらに、3 個の  $S_z = 1$  と 1 個の  $S_z = -1$  からなる磁気相が 2 種類存在することも明らかにされた。

相転移近傍における磁化や磁気比熱の温度依存性も計算され、その独特の振舞いが調べられた。また、それぞれの相のスピン構造の温度変化も調べられた。

## F-4 積層型 3 状態 Potts model のヒストグラム法による研究

九大院工<sup>A</sup> 太田 穰<sup>A</sup>, 木下岳大<sup>A</sup>, 井戸垣俊弘<sup>A</sup>

相互作用のある 2 準位系を記述するための統計力学的な model として、

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} \delta_{\sigma_i \sigma_j} \quad (\sigma_i = 1, 2, \dots, q)$$

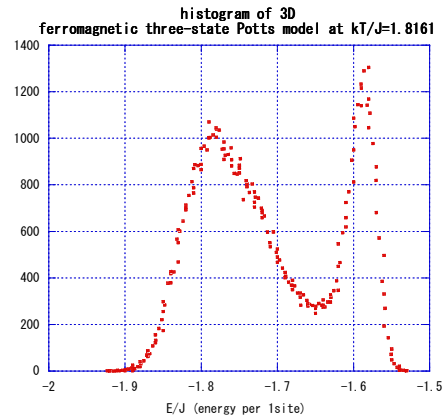
で与えられる  $q$  状態 Potts model があり、特に  $q = 3$  の場合は

$$H = -\frac{1}{2}J \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j - \frac{3}{2}J \sum_{\langle ij \rangle} S_i^2 S_j^2 + zJ \sum_i S_i^2$$

( $S_i = 1, 0, -1$ )

で与えられる高次の Spin 項を含む Spin1 の Ising model に等価である。この model は  $J > 0$  の強磁性の場合には 2 次元格子で 2 次相転移、3 次元格子で 1 次相転移を示すと予想されているが、今回はモンテカルロ・シミュレーションによってこれらの予想を確認し、更に 2 次元格子を積層させていく過程における相転移の様相の変化を調べた。尚、転移次数の判別には相転移点で磁化や系のエネルギーといった 1 つの物理量を繰り返し計算し、得られた値の分布に生

じるピークが 1 本 (2 次相転移) であるか 2 本 (1 次相転移) であるかを見るヒストグラム法を用いた。以下にヒストグラム法の結果の例を示す。



## F-5 Potts 模型における動的相転移

九大院工<sup>A</sup> 木下岳大<sup>A</sup>, 太田穰<sup>A</sup>, 井戸垣俊弘<sup>A</sup>

強磁性体に強い振動磁界を印可すると、磁界強度や周波数の変化に伴い、対称性のある振動とそれが破れた振動との間に転移が起こる。これを動的相転移と呼び、近年、種々の手法に基づき解析が試みられている。動的相転移は磁化の時間平均が秩序変数であり、対称性のある振動では、これが有限値であり、一方、非対称的な振動の場合、零となる。スピン模型に対しては通常の変一次型の Ising 模型のみならず、Blume-Emery-Griffiths(BEG) 模型、Blume-Capel(BC) 模型などに対し解析が行われ、多様な相図が得られている。上記の Ising 型のスピン模型を拡張したものに以下の Potts 模型がある。

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} q(\delta_{\sigma_i \sigma_j} - 1)$$

ここで  $J(> 0)$  はスピン変数  $\sigma_i$  ( $\sigma_i = 1, 2, \dots, q$ ) の結合エネルギー、 $q$  は状態数を表す。Potts 模型は格子次元と状態数  $q$  により (静的な) 相転移の次数が変化することが解析的に示されている。ところが Potts 模型に対しては動的相転移は従来全く議論されていない。従って本研究では振動磁界中の Potts 模型についてマスター方程式を導出し、これを数値的に解くことにより、磁界振幅 - 温度から成る相図を得るとともに動的相転移の状態数依存性を解析し、静的相転移との比較検討を行った。状態数  $q = 2$  の場合、すなわち変一次型の Ising 模型に等価な場合、秩序相、無秩序相、及びそれらが混在した相から成る相図を得た。講演では  $q \geq 2$  の場合の Potts 模型の動的相転移の詳細について報告する予定である。

## F-6 結合写像格子における不純物効果

熊本大教育<sup>A</sup> 緒方友紀<sup>A</sup>, 福島和洋<sup>A</sup>

ロジスティック写像を用いた結合写像格子系における、不純物効果について、数値計算による研究を行っている。系の方程式は

$$x_i^{(t+1)} = f_k(x_i^{(t)}) + \varepsilon \left\{ f_{k+}(x_{i-1}^{(t)}) - 2f_k(x_i^{(t)}) + f_{k-}(x_{i+1}^{(t)}) \right\}$$

と表される。ここで、写像関数は

$$f_k(x^{(t+1)}) = a_k x^{(t)} (1 - x^{(t)})$$

である。 $a_k$  の分布を Gaussian とした振動子を不純物として置き換え、系の振動状態を調べた。

不純物を入れる割合  $\rho$  を大きくしていくと、周期振動を示すサイトの数  $N(\rho)$  が増加し、さらに  $\rho$  を大きくすると、 $N(\rho)$  が減少する。 $N(\rho)$  は確率共鳴における  $SNR$ (signal to noise ratio) を表す式

$$N(\rho) \sim \log \left[ \frac{A}{\rho^2} \exp \frac{B}{\rho} \right]$$

で示することができる。この結果、不純物効果による確率共鳴現象が、空間的にも現れていると考えられる。

## F-7 Hopf 分岐の時間遅れフィードバック制御

熊本大教育<sup>A</sup>, 愛媛大教育<sup>B</sup> 橋口愛<sup>A</sup>, 大村詠一<sup>A</sup>, 白濱弘幸<sup>B</sup>, 福島和洋<sup>A</sup>

本研究では Hopf 分岐を示す Van der Pol 方程式において、Hopf 分岐での不安定定常状態（不安定固定点、不安定周期軌道）の安定化を行った。Van der Pol 方程式

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -y \pm \left( \varepsilon_0 - \frac{1}{3} x^2 \right) x + w \cdot \text{sgn}(x) \\ \dot{y} &= x \end{aligned}$$

を不安定コントローラ

$$\dot{w} = \varepsilon_c w - K(x - x_\tau) \cdot \text{sgn}(x)$$

を用い、時間遅れ結合（結合定数  $K$ ）をさせることによって、制御を行った。ここで、Van der Pol 方程式中の符号はプラスが supercritical Hopf 分岐、マイナスが subcritical Hopf 分岐を示している。また、

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} -1 & (x < 0) \\ 1 & (x \geq 0) \end{cases}$$
$$x_\tau = x(t - \tau)$$

である。

数値計算の結果、遅れ時間  $\tau$  を 1 周期とすると、Hopf 分岐近傍で周期軌道を安定固定点へ、また安定固定点を周期軌道へ転換させることができた。これにより、supercritical Hopf 分岐と subcritical Hopf 分岐の逆転が示されたことになる。

さらに、上記の系を電子回路を用いて実験を行い、同様の結果を得ることができた。

## F-8 ポーズ・アインシュタイン凝縮における量子渦格子の形成に関する数値的研究

九州大学大学院総合理工学府<sup>A</sup> 竹下寛伸<sup>A</sup>, 坂口英継<sup>A</sup>

1995年に希薄原子気体のポーズ・アインシュタイン凝縮(BEC)が初めて実現されて以来、BECに関する様々な研究が盛んに行われている。その中の興味深いトピックスの一つに、BECを回転させたときに生成される量子渦格子に関する研究がある。この系は、Tsubotaらによってモデル方程式が提案され、それにより量子渦格子が形成するダイナミクスについて活発に研究されている[1]。

BECは回転周波数を大きくすると凝縮体外から渦が多数侵入し、侵入した渦同士の相互作用により渦格子が形成される。この渦格子は回転周波数の大きさにより、様々な渦格子パターンが見られることがわかっている。そこで、本研究では渦格子パターンの安定性を調べるために、粒子数を一定にしてエネルギーを下げるGinzburg-Landau型のモデル方程式を用いて数値シミュレーションを行った。

その結果、渦格子パターンの対称性が壊れると不安定になり、新たな安定な渦格子パターンに変化するということがわかった。また、渦が2個、4個、7個の格子を形成した場合の、安定なパラメータ領域を見つけることができた[2]。講演では、その詳細について報告する。

[1] M.Tsubota, K.Kasamatsu and M.Ueda, Phys. Rev. A. 65, 023603 (2002)

[2] H.Sakaguchi and H. Takeshita, J. Phys. Soc. Jpn. 77, 054003 (2008)

## F-9 液晶対流系におけるChevronパターンの数値シミュレーション

九州大学<sup>A</sup> 松田 暁<sup>A</sup>, 坂口 英継<sup>A</sup>

ガラスプレートに挟んだネマチック液晶に、ある一定以上の交流電圧を印加すると電気対流が起こる。電気対流が起こると配向ベクトルの向きが空間的に変化する。そのため、それとともに屈折率が空間的に変化するので、空間パターンを光学的に観測することができる。液晶分子は、ディレクターによって特徴づけられる異方性がある。この異方性は対流と相互作用し複雑なパターンをつくりだす。この系を記述する方程式として、対流パターンの複素振幅とディレクターの角度に関する連立方程式が提案されている[1]。

[1]で提案されている連立方程式は、ディレクターをガラスプレートに対して垂直に配向させたホメオトロピック系で成り立つ。ディレクターをガラスプレートと平行に配向させたプレナー系では、パターン形成の起こる平面上でディレクターの回転自由度が抑えられているため、対流パターンの複素振幅のみ方程式となる。磁場をホメオトロピック系に加えると、回転自由度が抑えられる。磁場 $h=0$ の時、実験で観測されるようなシェブロンパターンを定性的に再現することができる。磁場 $h$ を変化させることにより、異なる周期のシェブロンパターンが現れた。このシェブロンパターンの安定性を調べると、多安定であることが分かった。また、シェブロンパターンを定性的に理解するために、一次元モデルを研究した。このモデルは、二次元モデルで得られるパターンと類似性が高い結果が得られた。

[1]S.Komine, H.Zhao, L.Kramer, Phys.Rev.E 67 (2003)031701

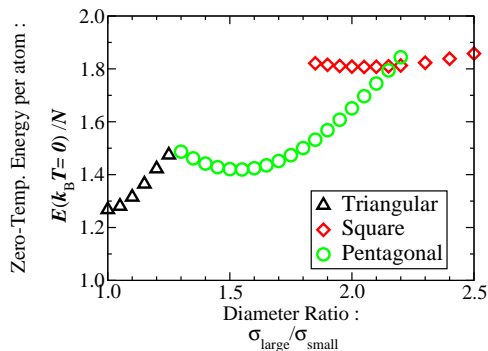
## F-10 2成分ソフトコア系のサイズ比と結晶構造

九大理<sup>A</sup> 松井淳<sup>A</sup>

多くのガラス形成物質は、多成分で構成されている。理論モデルにおいても同様である。ソフトコアやレナード・ジョーンズ系のように、等方的で単純なポテンシャルの場合、単成分のガラス状態は不安定で、すぐに結晶化してしまう。一方、粒径比が1.2~1.4の2成分系では、結晶化は起こらず、過冷却やガラス状態が長時間にわたって安定であることが経験的に知られている。なぜ、特定の粒径比の場合に、安定なガラス状態になるのだろうか？

粒径比を変化させ、温度ゼロにおける安定な固溶構造とその融点を分子動力学シミュレーションを用いて計算した。2次元ソフトコア系では、粒径比1.3付近で融点が最

小になる。融点降下によって結晶化が抑制され、安定なガラスが形成されることわかった。最隣接数5の局所構造が三角や四角構造に比べて脆いため、融点降下が顕著になる。



## F-11 Bonabeauの階級形成モデルの再検討と一般化モデルの構築

九大院理<sup>A</sup> 藤江 遼<sup>A</sup>, 小田垣 孝<sup>A</sup>

階級構造の自己組織化は、動物社会、人間社会において数多く見られる普遍的な現象である。Bonabeauらにより、単純なランダム過程の帰結として階級社会の出現が示されて以来、階級社会の構造、発生のメカニズムを物理的視点から理解する研究が行われている [1]。

Bonabeauらは、内部自由度として「力」 $F$ を持つ個体の拡散、二個体間の戦いによる力の増減、各個体の力の緩和という3つのプロセスよりなる階級形成モデルを提案し、個体の数密度の増加に伴い、平等社会から階級社会へ転移が起こることを示した。

しかし、空間的な拡散とは無関係な系 (e.g. 経済的な競争、科学者間の競争) においても、階級社会の自己組織化が起こることが知られている。つまり、拡散の過程に依存しない、普遍的な階級構造の自己組織化メカニズムを考える必要がある。

講演では、戦いと力の緩和という2つのプロセスからなる階級形成モデルを導入し、モンテカルロ・シミュレーション、平均場解析による結果について報告する。このモデルにより、戦いの頻度の増加に伴う平等社会から階級社会への転移を示し、拡散は階級構造の自己組織化において普遍的なプロセスでないことを示した。

さらに、二個体間の戦いだけでなく、 $n$  個体間の戦いを扱えるように、また、コストという概念を導入することで、ゼロサムゲームだけでなく、分配の問題についても扱えるようにモデルの一般化を行った。講演では、一般化モデルにおける簡単なケースの結果についても報告する。

[1] E. Bonabeau, G. Theraulaz and J.-L. Deneubourg, Physica A 217, 373 (1995)

## F-12 Belousov-Zhabotinsky 反応における溶液粘度-密度のダイナミクス

鹿児島大学大学院理工学研究科生体工学専攻<sup>A</sup>, 鹿児島大学工学部生体工学科<sup>B</sup>  
増田将太<sup>A</sup>, 吉本 稔<sup>B</sup>

非線形化学振動反応である Belousov-Zhabotinsky(BZ) 反応は、自ら時空間的パターンを生み出すことから、生物のリズムモデルとして利用されている。この BZ 反応の振動現象はこれまで酸化還元電位や吸光度の変化によってのみ測定されてきた。そのような状況で、我々は水晶振動子を用いて溶液の粘度-密度が直接測定できることを明らかにした。しかしながら、溶液粘度-密度が振動するメカニズムはいまだに明らかになっていない。そこで、本研究では BZ 反応における初期反応の過程を検討し溶液粘度-密度の振動のメカニズムを明らかにすることを目的とした。

BZ 反応における溶液粘度-密度は、時間経過とともにその振幅が増大することを本研究で明らかにした。この変化は BZ 反応の最終生成物の 1 つである臭化マロン酸 (BrMA) が原因であることが示唆される。このことを明らかにするために、まず BZ 反応溶液に系統的に濃度を变化させた KBr を付加して BrMA を生成させ、振動現象を調べた。次に、溶液における金属触媒の変化 ( $[\text{Fe}(\text{phen})_3]^{2+}$   $[\text{Fe}(\text{phen})_3]^{3+}$ ) に対する粘度-密度変化を調べた。

実験結果に対して、振動の振幅は KBr 濃度増加に伴って増加する傾向が見られた。その一方で  $[\text{Fe}(\text{phen})_3]^{2+}$   $[\text{Fe}(\text{phen})_3]^{3+}$  の触媒の変化に対する粘度-密度の変化はほとんど見られなかった。これらにより BZ 反応溶液の粘度-密度が振動するためには BrMA の生成が非常に重要な要素であることが明らかになった。

## F-13 AC および DC 電場中の荷電微粒子系のカオスの統計的性質

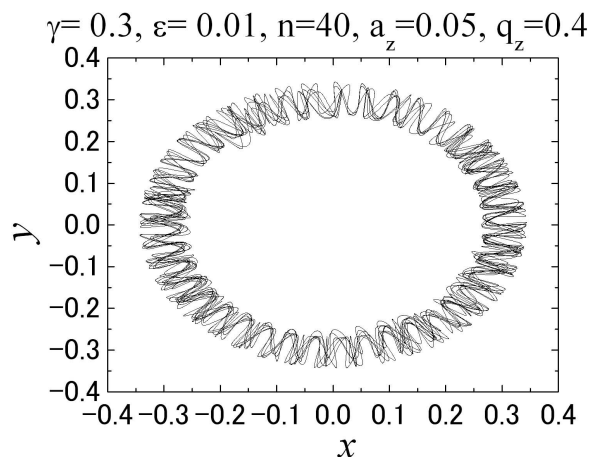
福岡県立大人社<sup>A</sup>, 鹿児島大学理学部<sup>B</sup>, 名古屋大学工学研究科<sup>C</sup> 石崎 龍二<sup>A</sup>,  
秦 浩起<sup>B</sup>, 庄司 多津男<sup>C</sup>, 清水 大輔<sup>C</sup>

最近、荷電微粒子を交流電場によって閉じ込めると、コントロールパラメータにより、固定点だけでなくリミットサイクルやカオス運動を示すことを実験で確認した。

交流電場による荷電粒子 (1 粒子) の閉じ込め、つまり固定点の安定性は、Mathieu 方程式によって説明されるが、リミットサイクルやカオスは説明できない。そこで、散逸のある Mathieu 方程式を拡張した数理モデルを導入する。

講演では、荷電粒子の交流電場による閉じ込めの実験について紹介する。続いて、散逸のある Mathieu 方程式を拡張した数理モデルについて説明し、固定点不安定化するとリミットサイクルを、更に、リミットサイクルからカオスが生じることを示す。特に、カオスが発生するパラメータ領域で、1 粒子の回転運動の揺らぎ

の統計性を、数理モデルにより数値的に調べた結果について報告したい (下図は、カオスが発生しているパラメータでの  $xy$  平面内の軌道)。



## F-14 Duffing 振動子系におけるパワースペクトル構造

佐大医<sup>A</sup>, 九大応力研<sup>B</sup>, 福岡県大<sup>C</sup>, 九州看護福祉大<sup>D</sup>, 福岡女子大<sup>E</sup> 富永広貴<sup>A</sup>,  
森 肇<sup>B</sup>, 石崎 龍二<sup>C</sup>, 森 信之<sup>D</sup>, 黒木 昌一<sup>E</sup>

力学系のカオス軌道は短い timescale では決定論的で予測可能であるが、長い timescale ではカオスの軌道不安定性のため stochastic で random になる (カオスの 2 重性)。このカオス軌道の random 化は散逸力学系の場合は外力から供給されたマクロな運動エネルギーのカオスによる random な運動エネルギーへの散逸を生み出し、強制振子や Duffing 振動子のカオス誘導摩擦や乱流における乱流粘性など、様々な輸送現象を示すことが予測される。

最近の研究で、カオス力学系に射影演算子法を適用することにより揺動力と記憶関数を使ったマクロな変数に対する非マルコフな確率発展方程式を得ることでカオス軌道の random 化を定式化できる事がわかってきた。

我々は、散逸系カオスを示す最も簡単な力学系である Duffing 振動子に対して、森の射影演算子法に従い、集団振動数  $\Omega_0$  と記憶関数  $\gamma(t)$  を導入して非マルコフ確率発展方程式を導いた。

記憶関数の特性時間がマクロな変数の特性時間に対して急速に減衰する場合は、カオスによるランダムネスをマルコフ過程とみなし、マクロ変数の時間相関関数は指数減衰型、パワースペクトルは Lorentzian になることが予測できるが、我々が扱っている系と選択したパラメータでは、記憶関数とマクロ変数の特性時間は同程度になることが示された。これにより、指数減衰型からずれた時間相関関数が見られることが分かってきたのでご報告させていただきます。

[1] H.Mori et al.,Prog.Theor.Phys.**109**(2003),333.,**111**(2004),635.

[2] H.Tominaga et al.,Prog.Theor.Phys.**109**(2003),575.,**120**(2008),635. (e-mail:hirotaka@cc.saga-u.ac.jp)

[3] R.Ishizaki et al.,Prog.Theor.Phys.**109**(2003),169.,**116**(2006),1051.

## F-15 フラクタル構造体による音波の散乱について

九大院芸術工<sup>A</sup> 檜谷 篤史<sup>A</sup>, 河辺 哲次<sup>A</sup>

フラクタル構造体と音波の相互作用による音響特性を調べることは、数理的な観点のみならず工学的・実用的観点からも興味深い問題である。本研究では、フラクタル境界に音波が入射してから外部に散乱されるまでの音響特性を調べるために、幾何音響理論の音線法を用いて“再帰時間分布”を調べる。

先行研究により、第 3 段階の Koch 曲線型プレフラクタル境界 (fig.1) で散乱される音線の再帰時間分布は、べき減衰することが知られている [1]。一方、過渡カオスを示すような系 (fig.2) では、音線軌道の再帰時間分布は指数減衰することが知られている [2]。

本研究では、厳密なフラクタル境界である Koch 曲線の長さや角度にランダム性を仮定して、より一般的なフラクタル境界での再帰時間分布を調べた。

シミュレーションの結果、角度のランダム性は再帰時間分布に影響を及ぼさないが、長さのランダム性は再帰時間分布の性質をべきから指数に変化させることがわかった。

1) O.LYUBOMUDROV M.EDELMAN and G.M.ZASLAVSKY:International Journal of Modern Physics B Vol.17,No.22,23,24(2003) 4149-4167

2) Edward Otto:”Chaos in Dynamical Systems”Cambridge University Press 1993

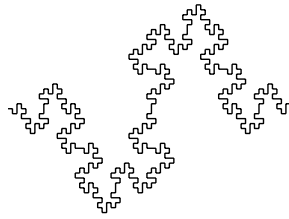


fig.1 第三段階コッホ曲線

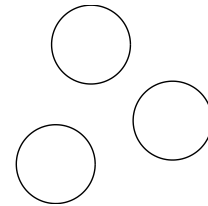


fig.2過渡カオスを示す散乱体の例



## F-16 分散性と非線形性を考慮した弦振動方程式について

九州大学大学院芸術工学府<sup>A</sup> 瀬崎章太郎<sup>A</sup>, 河辺哲次<sup>A</sup>

ピアノ線のような弦の振動を記述する波動方程式は、分散項 ( $\alpha$  は定数) を含む次式で表されることが知られている<sup>[1]</sup>( $c_0$  は波動の伝播速度)。

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \alpha \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} \quad (1)$$

しかし、より現実的な弦の振動を考えると、当然、非線形効果も取り込む必要がある。

そこで、本研究では、弦の波動方程式に非線形項を自然に導入する試みとして、ティモシェンコ (Timoshenko) の梁の横振動方程式<sup>[2]</sup> に張力成分を取り入れたものを考える。梁の振動には“ 回転運動 ”と“ 横振動 ”が働くが、弦では回転運動の寄与が相対的に小さいので第 1 近似として、回転を無視する仮定のもとで

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \alpha \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} - \beta \left( \frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (2)$$

という弦の波動方程式を導いた ( $\beta$  は非線形項の係数)。

この弦の波動方程式の特徴として次の 2 点がわかった：

- (1) 発生機構が謎とされる現実のピアノ音に現れる“ ファントム音 ”が説明できる。
- (2) 適切なスケール変換を施すと Modified KdV 方程式になる。

今回の導出過程で無視した回転の寄与とその効果については、今後の検討課題である。

[ 1 ] Iain G Main, "Vibrations and Waves in Physics", Cambridge University Press (1978).

[ 2 ] S.P.Timoshenko, D.H.Young, and W.Weaver, "VIBRATION PROBLEMS IN ENGINEERING", John Wiley Sons, Inc. (1974).

## F-17 楽音の周波数変調および振幅変調による $1/f$ 型スペクトル

福岡教育大学 物理教室<sup>A</sup> 井手 詩織<sup>A</sup>, 三谷 尚<sup>A</sup>

音楽等の  $1/f^\alpha$  型 (べき則) スペクトルの原因が、音高の上下 (周波数変調) あるいは音の強さの変動 (振幅変調) に起因するとの予想が、武者利光氏の著作において見られるが、厳密な議論には至っていない。鳥や虫の声や音楽などでは、主として基本的な周波数が数 100 Hz 程度の「搬送波」を有する “楽音” の上に、ゆらぎによる  $1/f$  型スペクトルが存在している。今、支部会の予稿を打っている間も虫の声が聞こえ、それはほぼ一定の時間周期で繰り返されている。本研究では、まず、ゆらぎはあるが一定の周期を持つ楽音を考察する。

固体物理学の話題で、原子列が一定の原子列間隔から、超周期  $L$  で疎密波が形成されると、回折像の主ピーク、 $k = (2\pi/b)m$ , ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) のまわりにサテライト ( $k = 2\pi m/b \pm 2\pi l/L$ ),  $l = 0, 1, 2, \dots$  が生まれる。特に、原点  $k = 0$ , ( $m = 0$ ) のまわりのサテライトが  $1/f^\alpha$  型スペクトルに対応すると予想される。ここでは時間を空間に読み替える。次の研究を順次行っていく。

(I) 指数関数に乗った「単一の変調関数」を含む次の 2 つの関数を提案し、そのフーリエ空間の原点まわりのサテライト強度を調べる。(関数 A) 搬送波を 関数とし、その周期  $b$  の並びが、超周期  $L$  で変調させ疎密波を作る場合:  $f(x) = \sum_n \delta(x - nb - \Delta b \cos(2\pi nb/L))$ 。(関数 B) 種々の関数を選択できる搬送波に、変調関数を乗じたもの:  $f(x) = (c_0 + c_1 \cos(Gx) + c_2 \cos(2Gx) + \dots) \times \exp(-iG\Delta b \cos(2\pi x/L))$ ;  $G = 2\pi/b$ ; 上記の (A),(B) の Fourier 像の  $k = 0$  のまわりのサテライトたちの強度を見たが、 $l$  を指数とする因子は登場するが、 $l$  に対するべき則は現れなかった。

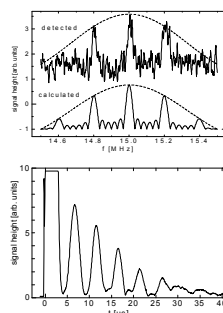
さらに、(II) 搬送波に乗じるゆらぎ関数において  $1/f$  型スペクトルを入れた際の、実空間の関数の性質を見る。逆に、(III) 簡単な音列 (初歩的な音楽や虫の声) から得られるフーリエスペクトルを調べ、音列とフーリエスペクトルの関係を見てゆく。

## F-18 ホールバーニングとスペクトルの読み出し

久留米大・医・物理<sup>A</sup> 鶴岡富士雄<sup>A</sup>

吸収周波数が少しずつ異なった光吸収体の集合した系では、全体としての吸収スペクトルは広く分布する。強い光の照射では、吸収の飽和等によって吸収スペクトル上にその痕跡が残る。ホールバーニング現象と呼ばれる。大きさの少しずつ異なる圧電体粉末群では、共鳴振動スペクトルは広く分布する。強い電場パルスの印加で、粉末に塑性変形が導入されると、その痕跡がスペクトル上にホールバーニング現象様に残る。印加するパルス列が規則性の高いとき、その反映されるフーリエ成分はスペクトル上の単純な形状の痕跡となる（上図）。このスペクトルはあらたな振動励起の強弱に反映され

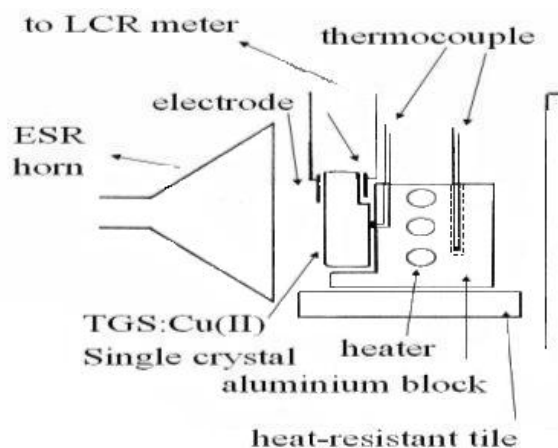
るので、周波数成分の広い、時間的に短いパルスの印加では、スペクトルの周波数成分が時間的フーリエ変換された形で観測される（下図）。



## F-19 電磁ホーン型 ESR を用いた ESR 定量計測性の検証と試料温度可変装置の開発

大分大学 工学部 電気電子工学専攻<sup>A</sup> 池上卓也<sup>A</sup>, 小野澤晃<sup>A</sup>, 小林正<sup>A</sup>

K-band 電磁ホーン型 ESR 装置は従来の X-band 共振器型 ESR 装置と異なり、共振器を用いず、送信ホーンと受信ホーン間の開放空間に試料を置く方式である。また、マイクロ波透過型であった電磁ホーンを反射型に改良し、感度を上げ、種々の ESR 計測に応用した。その一つとして、試料用空間が開放されている利点を利用し、誘電率と ESR スペクトルの温度を変化させた同時測定を行った。そこで使用する電磁ホーン型 ESR 装置用の温度可変ヒーター等を作製し、これを用いて、TGS:Cu(II) などの結晶の誘電率と ESR 測定の同時測定を行った。さらに高温の ESR 測定に対処するために、温度可変装置の改良を行い、BaTiO<sub>3</sub> の 120 キュリー温度近傍の ESR 測定を行っている。



## F-20 強誘電体 $\text{BaTiO}_3$ セラミックスの電磁ホーン型 ESR による計測と物性評価

大分大学工学部電気電子工学科<sup>A</sup>, 大分大学工学部応用化学科<sup>B</sup> 小林正<sup>A</sup>, 小野澤晃<sup>A</sup>, 豊田昌宏<sup>B</sup>

電子スピン共鳴 (ESR) 装置が開発されて 60 年余が経過した。その間 ESR 用試料設置部分は主に共振器 (空洞共振器・誘電体共振器・ループ-ギャップ共振器等) が採用されてきた。共振器を使用しているために ESR 計測時に高い Q 値の維持が必要で、また試料サイズも少量・小型でかつ誘電ロスの小さな試料でしか計測できなかった。この問題を我々は新規な電磁ホーン型 ESR を開発することで悉く解決することができた。この電磁ホーン型 ESR を開発する前に我々は、ESR 用共振器に小穴をあけ、そこより外部に漏れ出るマイクロ波に試料を曝すことにより、B16 メラノーマ (腫瘍) 産生のメラニンラジカルの ESR イメージング (1990 年)、アラニンイメージングプレートを用いた 3 次元放射線線量計測システム、YIG 薄膜結晶の強磁性共鳴等の ESR と ESR イメージングを行った。このマイクロ波走査型 ESR イメージング装置と今回のマイクロ波透過方式及びマイクロ波反射方式電磁ホーン型 ESR の特徴について言及し、さらに極端条件下での ESR 応用計測法の開発の一環として Gd(III)、Mn(II)、Fe(II)、Fe(III) イオンを添加したチタン酸バリウムセラミックスの 120 ° のキュリー温度近傍での ESR 計測を、さらには誘電率と ESR 同時計測を計画して装置の改造と温度可変装置の開発を行っている。これらの ESR 極端条件下での ESR 応用計測の詳細は講演時に言及する。

## F-21 強誘電体 $\text{BaTi}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3$ セラミックスの電磁ホーン型 ESR による計測

大分大学 工学部 電気電子工学専攻<sup>A</sup> 山口良太<sup>A</sup>, 小野澤晃<sup>A</sup>, 小林正<sup>A</sup>

新規な K-band マイクロ波反射方式電磁ホーン型 ESR 装置を用い、ジルコニウム (Zr) を 2 割含有した  $\text{BaTi}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3$  セラミックス試料の ESR と誘電率計測を行った。チタンをイオン半径の大きな 4 価イオン Zr で置換することで、ピンチング効果のため、(1) 立方晶、正方晶間の相転移温度は 100 ° 以上も低下し、(2) 低温側の 2 つのキュリー温度での誘電異常と一緒に、(3) その結果、非常にブロードで巨大なリラクサー的誘電異常を示す。今回は、 $\text{BaTi}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3:\text{Mn(II)}$  セラミックスの誘電率の温度変化と、誘電異常のピーク値近傍での Mn(II) の ESR スペクトルについて報告する。



## F-22 強誘電体硫酸グリシン単結晶の電磁ホーン型 ESR による ESR と誘電率同時計測の開発

大分大学 工学部 電子電子工学科<sup>A</sup> 田中智洋<sup>A</sup>, 小野澤晃<sup>A</sup>, 小林正<sup>A</sup>

従来の空洞共振器型 ESR に変え、新規な電磁ホーン型 ESR を用い、さらに温度可変装置を試作して、強誘電体硫酸三グリシン (TGS) 単結晶の ESR と誘電率の同時計測を行った。電磁ホーン型 ESR の改良を行い、マイクロ波透過型から反射型へ仕様を変更した装置を用い、測定感度を向上させた。図に電磁ホーン型 ESR で測定した室温 (26 °C, 強誘電相) での ESR スペクトルを示す。Cu(II) イオンの 4 本の超微細構造を反映したスペクトルは近くの H イオンのためにさらに超超微細構造を示している。詳細は発表時に報告する。

