会場 G

領域1,11

G-1 量子ウォークの周波数変調モデル

佐賀大学大学院工学系研究科 ^A <u>當間光</u>^A, 草場祥 ^A, 香月健一郎 ^A, 豊島耕一 ^A, 平良豊 ^A, 遠藤隆 ^A

近年量子ウォークは、量子情報への応用が期待されており、関心が高まっている。始めに、1次元(x軸)上に並んだ一定間隔 Δx の格子点の間を拡散する量子ウォーク(QW)を考える。ここで \hat{z}^{-1} は、k番目の格子点 |k〉から隣接点 |k+1〉に移す演算子である。この場合、変位 x'の移動は、ユニタリー変換 $\hat{U} = \exp(x'(\hat{z}^{-1} - \hat{z})/2\Delta x)$ で与えられる。この変換に対する厳密解は既に知られているが、両側 z 変換を用いると、簡単に計算できる。すなわち、|k〉を z^{-k} に対応させると、 \hat{z}^{-1} は単に複素数(スカラ) z^{-1} をかけ算することになり、ベッセル関数の公式 $\exp(m(z^{-1} - z)/2) = \sum J_k(m)z^{-k}$ を用いて波動関数の時間変化が求まる。(単純な量子ウォークはベッセル関数で表すことができる。)さらに z を単位円上に制限すると ($z = \exp i\Delta\omega t$)、 \hat{U} が周波数変調(FM)に一致する。この対応関係により、量子ウォークと周波数変調の間に等価性があることがわかった。従って、量子ウォークを応用した量子計算に周波数変調を利用できる。さらに、周波数スペクトルを量子状態に対応させることで、様々な量子力学のシュミレーションを容易に実行できる可能性がある。講演では、量子ウォークの周波数変調モデルとして2つの例を示す。

G-2 位相変調による量子ウォークの制御

佐賀大学大学院工学系研究科 ^A <u>草場祥</u>^A, 當間光 ^A, 香月健一郎 ^A, 豊島耕一 ^A, 平良豊 ^A, 遠藤隆 ^A

1 次元空間(x 軸)に一定の間隔 Δx の格子点から成る系を考え、隣接格子点間のみが結合しているとする。時刻 t = 0 で、原点(k = 0)に置かれた粒子の確率分布は、時間に比例して拡散する。これを量子ウォークと呼ぶ。この解は、ベッセル関数の公式 $\exp(\frac{m}{2}(z^{-1}-z)) = \sum J_k(m)z^{-k}$ を用いて表すことができることが知られている。我々は、これ以外の様々な初期状態に対して、数値解析によってシミュレーションを行った。

シミュレーションでは、ハミルトニアンを 100 × 100 の行列で表し、一定の幅を持つ広がった初 期状態がどのように運動するかを調べた。その結果、左右に広がる解ではなく、波束が一定の速度 で運動する解が得られた。これは、初期状態の各点から広がった解が干渉した結果であり、量子 ウォークが位相に対して敏感に変化することを示している。また、端点があると、そこで波束が反 射することもわかった。

この他に、ある1点の初期状態から拡散した波束を、ある時刻に一斉に位相シフトすることで、 元の状態へと戻すことができると予想されるので、この現象を数値計算によって確認した。

G-3 CNT からの電界放出に伴う光の特性

佐大院 工学系研究科 ^A 岩松亮^A, 帆足亮太^A, 豊島耕一^A, 遠藤隆^A, 平良豊^A

近年、次世代の材料として期待されている carbon nanotube (CNT) の物理特性の研究が 飛躍的に進んでいる。CNT とは、グラフェン シートを円筒状に丸めたものであり、単層のも の(SWCNT)と多層のもの(MWCNT)が存 在する。今回、私たちは SWCNT の電界放出 における発光現象に着目し、その偏光特性な どを調べた。SWCNT を真空中に設置し、-800-1500Vの電圧をかけ、電界放出に伴う発 光を観測し、冷却 CCD カメラを用いて、偏光 の測定・解析を行った。Fig.1は、今回用いた 実験装置の略図である。偏光板とウェッジプリ ズムとを組み合わせ、それらを一体として回転 し、偏光と全光量とを同時に測定した。Fig.2 は、今回得られた偏光データである。偏光板 の角度に対する相対光量を示す。相対光量は全 光量で規格化している。このデータより電界 放出に伴う発光に偏光があることが確認できた。



(G-4 電子衝突によるナトリウム様イオンの角運動量移行

宮崎大学 農学工学総合研究科 A, 宮崎大学 工学部 B 秋田健一A, 五十嵐明則 B

角運動量移行 (L_{\perp}) は散乱面に垂直な角運動量成分の期待値で定義される。この L_{\perp} は原子や イオンから放出された円偏光した光を散乱電子と同時に検出することで得られるので、散乱角 θ の 関数である。電子衝突による原子やイオンの S \rightarrow P 遷移に注目した場合、この $L_{\perp}(\theta)$ は P 状態の 磁気副準位 $M = \pm 1$ への遷移強度の比を表し、次式のように与えられる。

$$L_{\perp}(\theta) = \frac{|f_{\pm 1}(\theta)|^2 - |f_{\pm 1}(\theta)|^2}{|f_{\pm 1}(\theta)|^2 + |f_{\pm 1}(\theta)|^2} \tag{1}$$

ここで、 $f_M(\theta)$ は散乱振幅を表し、 $-1 \leq L_{\perp}(\theta) \leq 1$ の値をもつ。

入射電子のエネルギーが低い領域で且つ散乱角 θ が小さいところでの $L_{\perp}(\theta)$ は原子とイオン で様子が異なる。原子については、さまざまな理論及び実験的研究がなされており、その全てで $L_{\perp}(\theta)$ は正の値を示している。これは S \rightarrow P_{M=+1} 遷移が支配的であることを表している。しかし イオンについては、 $L_{\perp}(\theta)$ は正の値だけでなく負の値もとるという理論的な報告しかない。

秋田らは、電子衝突によるリチウム様原子系列(Li, Be⁺, B²⁺, C³⁺)の $L_{\perp}(\theta)$ を緊密結合法 及び摂動論を用いて計算した。その結果、散乱電子と標的イオン間にはたらく static-exchange ポ テンシャルが $L_{\perp}(\theta)$ の符号を決めているという報告をしている。他のイオンでもこのような傾向 が見られるのか調べるため、同様の計算手法を用いて、ナトリウム様原子系列について計算を行っ た。計算の詳細や結果は当日に発表する。

G-5 レーザー場におけるポジトロニウムの長寿命化

宮崎大学 工学部 A 脇本裕章 A, 五十嵐明則 A, 大崎明彦 A

ポジトロニウムは電子と陽電子からなる水素様の原子である。ポジトロニウムはガンマ線を出して 対消滅する。その寿命は、パラ-ポジトロニウム(スピン 0)については 10⁻¹⁰ s, オルソ-ポジトロ ニウム (スピン 1) については 10⁻⁷ s 程度である。消滅速度は陽電子と電子の接触確率で決まる。一 方、高周波数で高強度の単色レーザー場中の原子の電子分布は、2 原子分子のように 2 つに分かれ て局在するようになり、レーザーによるイオン化速度が小さくなることが知られている。ポジトロ ニウムの場合には波動関数が分裂することで、電子と陽電子の接触確率(消滅速度)が小さくなり、 レーザーを利用することで寿命を延ばすことが期待できる。Lima 等 (J. Phys. B42, 055601,2009) は、普段に使われるレーザーでさえ4ケタも寿命が延びると報告している。しかし、彼らの見積も りにはいくつかの近似が用いられているため、実際に時間依存のシュレディンガー方程式を解くこ とにより彼らの結果について検討した。結果として、普段に使われているレーザーでは、ほとんど 寿命が伸びないことがわかった。しかし、レーザーが高周波数、高強度になれば長寿命化は起こる はずなので、どんな周波数と強度でどれほどの長寿命化が起こるのかをシミューレーションで調 べる。

G-6 変形 S=1BLBQ 鎖における相転移と SU(3) 対称性

九州大院理 А 輿石健二А,野村清英 А

VBS 状態を固有状態にもつ次近接相互作用ハミルトニアン [1]

【このハミルトニアンを、変形 S=1 bilinear-biquadratic(BLBQ) 鎖と呼ぶ】

$$H_p = \sum_{i} \frac{1}{2} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \mathbf{S}_{i+1} \cdot \mathbf{S}_{i+2}) + \frac{1 - 4p}{6} [(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1})^2 + (\mathbf{S}_{i+1} \cdot \mathbf{S}_{i+2})^2] + p[\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+2} - (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+2})^2]$$
(1)

に対して、次の $\beta \sum_{i} 1/2(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1})$ の項を付け加えたハミルトニアン

$$H_p + \beta \sum_{i} \frac{1}{2} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}) \tag{2}$$

を $p \ge \beta$ をパラメタとして数値解析を行った。

このモデルでは、p=0、 $\beta=-2/3$ で SU(3) 対称性 [2] を持ち Uimin-Lai-Sutherland(ULS)[3] による厳密解がある。さらに、糸井ら [4] は繰り込み群を使い p=0、 $\beta=-2/3$ (ULS 点) 付近の相転移を調べ、この ULS 点で Berezinskii-Kosterlitz-Thouless(BKT) 的転移が起こることを示した。

我々は、ULS 点周辺の p≠0 の領域でも相転移が起こると考えた。現在、SU(3) 対称性に着目して数値解析を行い、massless 相と Haldane 相の相転移について調べ, その解析結果について議論する予定である。

[1] H.Nakano, and M.Takahashi : Phys.Rev.B 54,9000 (1996)

- $[2]\ I.Affleck$: Nucl.Phys.B 265,409 (1986); 305,582 (1988)
- [3] G.V.Uimin : JETP Lett. 12, 225 (1970); C.K.Lai : J.Math.Phys. 15,1675 (1974);

G-7 Duffing 振動子系の時間相関関数とパワースペクトル

佐大医^A, 九大応力研^B, 福岡県立大^C, 九州看護福祉大^D, 福岡女子大^E 森肇^B, 石崎龍二^C, 森信之^D, 黒木昌一^E

カオスカ学系は、短時間スケールでは決定論的で予測可能だが長時間スケールでは確率論的で random な運動を行う。長時間スケールの random な軌道がカオス軌道の混合性や粘性などのカオス 輸送現象を生み出す。我々は、それらを捉える中心的な物理量として時間相関関数を採用し、そこ に表れる二つの時間スケールによる二重構造を射影演算子の手法を用い解明することなどで、カオ ス輸送現象の理論構築を目指している。

今回、**散逸系カオス**を示す最も簡単な力学系である Duffing 振動子において、典型的なカオス運動を示すパラメータで、軌道変数の時間相関関数やパワースペクトルの詳細な数値実験を行った結果、上述した二重構造は時間相関関数において異なった減衰形を持った初期レジームと終期レジームと呼ぶ 2 つの領域として現われることがわかってきた。実は、論文 [2] で、Duffing 振動子系では終期レジームはパワースペクトルで見れば Lorentzian で表現される指数関数型減衰の形を取ると主張したのであるが、最近のより詳細な数値計算により実際は stretched exponential 型減衰であることを見出した。また、初期レジームは代数型減衰であることもわかってきたので、ご報告させていただく。

- [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.

G-8 ローレンツ系の非双曲性と拡大率スペクトル

京都大学情報学研究科 A 宫崎修次A,松井克仁 A

少数自由度カオスカ学系において、軌道不安定性を測る局所軌道拡大率は相空間内の不変集合の複 雑な構造を反映して時間的に大きく揺らぐ、その長時間平均はリヤプノフ指数と呼ばれ、その符号 が正であることが、実用的なカオスの判定条件となっている。局所軌道拡大率を時間的に粗視化し たもの(有限時間リヤプノフ指数)の分布を中心とする大偏差統計に基づいた研究が数多くなさ れ、非双曲性や分岐点近傍の長時間相関による大きな揺らぎを捉えてきた [1]. 最近、共変リヤプ ノフベクトル [2] を用いて、ローレンツ系 [3] に双曲領域と非双曲領域があることが示された [4]. ローレンツプロットは双曲性と非双曲性の差を反映するが、局所軌道拡大率のレート関数(拡大率 スペクトル)にも両者の違いが現れることを示す.

参考文献

- [1] H. Mori and Y. Kuramoto, Dissipative Structures and Chaos, Springer, Berlin (1998).
- [2] F. Ginelli et al., Phys. Rev. Lett. 99, 130601 (2007) [4 pages].
- [3] E. N. Lorenz, Journal of the Atmospheric Sciences, 20 (1963) pp. 130-141.
- [4] Y. Saiki and M. U. Kobayashi, JSIAM Letters 2 (2010) pp. 107-110

G-9 チャネル内の2次元非線形シュレディンガー方程式のソリトンの数 値計算

九州大学^A,総合理工学府^B,量子プロセス^C影山祐介^{A,B,C},坂口英継^{A,B,C}

ボーズ凝縮体や光ファイバ内のソリトンの振る舞いは非線形シュレディンガー方程式で記述でき ることが知られている。本研究では、様々なポテンシャル内のソリトンの運動を数値計算を用い調 べる。非線形シュレディンガー方程式のソリトンの研究は1次元で研究されていることが多いが、 本研究では2次元性を考慮し幅のあるチャネル内に閉じ込められたソリトンの運動を考えていく。

初期条件としてギンツブルランダウ方程式より2次元ソリトンの定常解を数値計算より求め、非 線形シュレディンガー方程式よりソリトンを動かす。ここではポテンシャルを溝形ポテンシャル (チャネルポテンシャル)を考える。幅をだんだん狭めていくようなポテンシャルにおいてソリト ンが反射することが確認できた。またソリトンに与える運動エネルギーによって反射するか透過す るかが変わる。またその臨界エネルギーはポテンシャルの大きさによって変わることがわかった。

また非線形シュレディンガー方程式に対するラグランジアンを考えると、有効ポテンシャル中の ニュートン方程式が求まる。またポテンシャルの幅が狭くなると有効ポテンシャルが大きくなるこ とがわかる。初期波数 k が小さいと運動エネルギーが高地と低地のポテンシャル差より小さいと反 射される。初期波数が大きいと高地まで乗り上げるがその分速度が小さくなる。

数値計算による結果とラグランジアンより求められる臨界エネルギーやソリトンの高さを比較す ることにより近似計算の妥当性について考えた。

G-10 半導体レーザーと Rb 原子の結合系におけるカオスおよびノイズに よる制御 II

福岡大理^A 中島涉^A, 御園雅俊^A, 宮川賢治^A

半導体レーザー(LD)の出力光強度をそのバイアス電流に帰還すると、LD 周波数がカオス的な振る舞いを示すことが知られている。我々は、これまでに、LD 出力光を Rb 原子セルに通して LD に帰還すると、Rb 原子セル透過光強度がカオス的に変動することを示した。今回、我々は LD 周 波数変動を直接的に計測するため、Mach-Zehnder 型光干渉計(M-Z 干渉計)を使用した実験を 行った。

実験に用いた LD の波長は約 780.2 nm であり、Rb 原子の D2 線に同調させた。ND フィルター で光強度を下げ、アヴァランシェ・フォトダイオード (APD) で Rb セルの透過光強度を測定した。 この APD 出力を 1.1 ms 遅延させ、LD のバイアス電流に帰還した。

また、LD 出力光の一部を分岐し、M-Z 干渉計に入射させた。M-Z 干渉計は、光路差の異なる 2 つの光路に光を通して干渉させるものである。M-Z 干渉計の出力光強度は光周波数に依存して変 化するので、これを利用すれば LD 光周波数を測定することができる。

G-11 アルミニウムの陽極酸化における細孔形成のモデル

九州大学^A,総合理工学府^B 趙潔^{A,B},坂口英継^{A,B}

アルミニウム陽極酸化における細孔形成モデルアルミニウムを陽極酸化すると表面 に酸化アルミニウムの緻密な保護膜ができ、これ以上錆びにくいアルミニウム材料になる。これは アルマイトと呼ばれ、アルミのやかんなどのアルミ容器に古くから利用されている。この陽極酸化 で作ったアルマイトの表面にはナノ程度の孔が生じることが電子顕微鏡の観察からわかっている。 この現象は古くから知られているが、その原因などは必ずしもよく分かっていない。 この研究で は結晶成長の簡便な数理モデルとして結合写像格子モデルの一種を提案し、デンドライトなどの拡 散律速成長を定性的に再現できることを示した。 界面成長現象としてこの問題の新しい点は、ア ルミニウムと酸化アルミニウムの間の界面と酸化アルミニウムと電解液の界面の2つの界面があ る点である。アルミニウム電極は一定の正の電位 V、電解液は0電位に維持されているとすると、 誘電体である酸化アルミニウム中で電位はラプラス場を満たすと考えられる。2つの界面の成長速 度が界面の電位勾配の増加関数とすると、酸化アルミニウムと電解液の電位勾配の方向に成長する 界面なので、界面不安定性が生じ、凸凹が増大し、細孔に発展する。一方、アルミニウムと酸化ア ルミニウムの界面は、電位勾配と逆方向に成長する界面なので平らな界面は本来安定と考えられる が、酸化アルミニウムと電解液の界面が接近してくるとその影響で変形する。逆に、不安定な酸化 アルミニウムと電解液の界面は、本来安定なアルミニウムと酸化アルミニウムの界面に接近するこ とで、不安定化が止まる。

G-12 沿面放電パターンのシミュレーション

九州大学^A,総合理工学府^B,量子プロセス理工学^C <u>Kourkouss Mohamed Sahim^{A,B,C}</u>,坂口英継^{A,B,C}

気体(液体)中の放電ギャップの間に絶縁体が存在する場合、中心部に高電圧をかけると、絶縁体 の表面に沿って樹枝状の放電路が形成される。この現象は沿面放電と呼ばれている。放電パターン に対しては DLA を拡張した Niemever 等の確率モデルも提案されているが、ここではパターンの ダイナミクスも調べるために、電気容量 C のコンデンサと電圧依存性を持つ抵抗の決定論的(力 学)モデルを考える。抵抗のコンダクタンスσは電圧とともに2段の階段状に変化すると仮定す る。すなわち、絶縁状態、弱い放電(コロナ放電)、強い放電(沿面リーダー)の間の遷移を念頭 において、2つのしきい値により、2段階にコンダクタンスσが変化すると仮定する。このコン デンサ-抵抗モデルを三角格子の上におくと、放電パターンの時間変動のシミュレーションができ る。初期条件には少しランダム性を入れるが、系は空間的には一様となっている。閾値などにラン ダム性はない。中心の六角形部分の電位を V0 とし、+電極とする。そして、周囲の六角形 (辺長 L) を-電極とし、そこの電位を0に保つ。中心電位と電気容量を変更し、シミュレーションを行っ た。雷放電では、雷雲と地面との間に放電路が形成されると、一瞬の間に大電流が流れるが、放電 路の形成過程は比較的ゆっくりと間欠的に起こる。即ち、放電路先端部 (リーダー) は数十メートル 進んでは数十ミリ秒止まり、また数十メートル進んでという過程を繰り返し、最終的に地面に到達 する。この現象はステップトリーダーと呼ばれて古くから観察されているがその原因は十分に理解 されていない。我々の簡単な2次元モデルでも、放電路の先端の時間変化を調べると、リーダーが ステップ的に成長していることがわかった。これは弱い放電(コロナ放電)と強い放電(沿面リー ダー)の相互作用が原因ではないかと考えられるが、より詳しい理論的解析は今後の課題である。

G-13 壺モデルでの線形応答におけるサンプル依存性

九大理 A, 東電大理工 B 野口慎平A, 吉森明 A, 小田垣孝 B

Polya の壺モデルは確率過程を表現する 一つのモデルである。統計物理で用いられるだ けでなく、接触感染の拡大や経済成長率の分布 を説明するのに用いられるなど、社会現象や経 済現象に広く用いられている。このモデルの 特徴は、現在の壺の状態が過去の状態に強く 依存していることである。本発表では、壺モデ ルを特徴づけるパラメタa に摂動 $\delta a \cos \omega t$ を加 えた壺モデルの線形応答を調べる。解析する 手段として、壺の状態を記述するマスター方 程式に連続近似を導入した。こうすることに よって、壺の状態を容易に計算することができ る。摂動を加えた壺のアンサンブル平均から 、複素アドミッタンス $\chi(t,\omega)$ を定義した。一 方、平均をとらないことで、一つの壺のサン プルに対して複素アドミッタンス $\chi_{sam}(t,\omega)$ を

定義することができる。この両者を比較して 、平均とサンプルでの振る舞いがどのように 異なるのかを調べた。*Cole – Cole* プロット すると、χは中心に対してらせん状に落ちてい くのに対して、χ_{sam}は複雑な回転を示した。



九大院理^A 才木将史^A,松井淳^A

等方的な二体間ポテンシャルを持つような 単純系で単成分の過冷却液体やガラスが安定 に存在できるのだろうか?ガラスを形成するに は多成分系を用いることが経験的に知られてい る。長時間安定な単成分のガラスが実現できる 候補として、二つの極小を持つ等方的なモデル ポテンシャルが考案されている。そのモデルの あるパラメーター領域において、圧力0下の冷 却過程で結晶化せず、過冷却液体やガラス状態 (Tg=0.69/k_B)が安定であることがわかってい る。一方、初期状態をFCC結晶にとった場合 、FCC構造は融点 ($Tm = 1.43/k_B$)以下で保 持される。ガラス状態とFCC結晶のどちらが 熱力学的に安定であるかが問題である。

低温のガラス状態から昇温させて液体状態

を作り、さらに加圧すると FCC 結晶が形成 されることを見出した。この操作によってガ ラス状態と FCC 結晶の安定性を議論する。



G-15 重力下での熱浴で駆動する粉体の非弾性コラプス

九大院理^A 北岸宏之^A,中西秀^A,坂上貴洋^A

粉体系の最も単純で比較的数値シミュレーショ ンの容易なモデルは非弾性剛体粒子系である。 しかし、この系においては有限時間内に無限回 の衝突が見られる"非弾性コラプス"という現 象が起きることが知られている。本研究では、 重力下で床から熱浴によって励起された非弾性 系の振る舞いに対して、非弾性コラプスがどの ような影響を及ぼしているかについて、粉体粒 子の剛体極限をとる事によって調べる。

考える系は N 粒子の 1 次元非弾性軟体粒子系 であり、 1 番下の粒子は温度 T の熱浴により励 起されている。粒子間に働く力は粒子の表面間 距離 x、相対速度 v を用いて、接触中では $F = -kx - \gamma v$ 、非接触状態では F = 0 で与えられる。 その結果、反発係数 r は弾性定数 k および散逸 係数 γ を用いて $r = \exp(-\gamma \pi / \sqrt{(2k/m) - \gamma^2})$ と表される。このようなモデルで反発係数 r、 弾性定数 k、粒子数 N を変えながら、単位粒子 あたりの衝突頻度を、数値シミュレーションに よって調べる。 シミュレーションは準備中であるが、図のように有限の弾性定数では衝突頻度が反発係数の 関数として、非弾性コラプスに対応する値近傍 で最大値をとると予想している。この関数は弾 性定数 k を大きくするとピークが鋭くなって いくと考えているが、剛体極限でこのピークが 発散するか有限に留まるかどうかや、非弾性 コラプスに対応する値への近づき方に注目し て、数値シミュレーションを進める予定である。



G-16 同一音高の相関を利用した楽曲の1/f型スペクトル解析

福教大 物理^A, 九大 芸工院^B 三谷尚^A, 井手詩織^B

楽曲の音圧関数 X(t) のフーリエ変換によって、低周波数に"1/f型" $(S(\omega) \sim \omega^{-\beta})$ の減衰型ス ペクトルが持たれることが知られている。以前の支部例会では、1つの音高を中心に振動数がゆっ くり揺らぐ場合に低周波域のスペクトルが得られるが、指数型減衰等であることを示した。それ以 降の研究では、各音が exp(-t) 型の減衰パルスを持つ場合、中間的周波数域においてスペクトルが 1/f型になるという結論を得た。

今回は、楽曲における楽譜を忠実に見る。楽譜の音符は振動数を表している。ここで同一音 高を有する音のペアが音の相関関数を決め、次いで、相関関数から Wiener-Khintchin の定理によ りスペクトル関数を導出できることを示す。以降、次の相関関数導出の式を中心に考えてゆく: < $(X(t + \tau) - X(t))^2 >= 2 < X(t)^2 > -2 < X(t)X(t + \tau) >$. ここに <> は時間 についての 平均。

ここで、< $(X(t + \tau) - X(t))^2 \ge D(\tau)$ (変化関数),< $X(t)X(t + \tau) \ge C(\tau)$ (相関関数)と定義。< $D(\tau) > 0$ <> では曲全体にわたる平均を取ってもよいが、まず、音高が一致する音どうしで取られた場合 $D_c(\tau)$ 、一致しないどうしでの場合 $D_{non-c}((\tau)$ とする。これらと曲全体の平均との関係は、 $D(\tau) = \alpha(\tau)D_c((\tau) + (1 - \alpha(\tau))D_{non-c}(\tau)$. ここで、 $\alpha(\tau)$ は、ある時間間隔 τ に関して、同一音高を有する音のペアの割合。 $D_c(\tau) \equiv 0$ であること、および、すべての音符の振幅が同じ場合は、 $C(\tau) = ((C_0)^2/2) \times \alpha(\tau)$ を得る

次いで、Wiener-Khintchin の定理により相関関数 $C(\tau)$ から楽曲のスペクトル関数 S(f) が求められる。特に相関関数がべき関数の場合 $C(\tau) \propto 1/\tau^{\gamma}, (0 < \gamma < 1) \rightarrow S(f) \propto 1/f^{1-\gamma}$ が得られる。現時点では、べき性が最も良いバッハ作曲の小品を中心に解析する。

G-17 カオス時系列のパターン・エントロピーとリアプノフ指数

福岡県立大人社^A, 鹿大名誉教授^B石崎龍二^A, 井上政義^B

私たちは、ラットの脳波や円ドル為替レートのような非定常時系列を対象にパターン・エントロ ピー時系列解析による特徴づけを行ってきた [1][2]。

パターン・エントロピー時系列解析法は、時系列を記号化し、ある時間内にあらわれる異なるパターン数をエントロピー値として、時系列の複雑性を特徴づける手法である。パターン・エントロピー値は、3 つのパラメータ (n_c :チャンネル数, n_w :ウィンドウ幅, θ :2 値化するときの閾値) により決定される。

今回、私たちは、カオス時系列のパターン・エントロピー時系列による解析の例を報告する。

ロジスティック写像の時系列の特徴づけを行うと、安定周期軌道があらわれるパラメータでは、 チャンネル数 n_c が周期と一致すると、パターン・エントロピー S_{pat} はゼロとなり、チャンネル数 n_c が周期より少ない場合は、パターン・エントロピー時系列は振動する。一方、カオスが発生す るパラメータでは、パターン・エントロピー値は揺らぐ。

講演では、パターン・エントロピー S_{pat} のパラメータ (n_c :チャンネル数、 n_w :ウィンドウ幅、 θ : 2 値化するときの閾値) 依存性等を調べた結果を報告し、従来のエントロピーとの違いについて考察する。

[1] R. Ishizaki, T. Shinba, G. Mugishima, H. Haraguchi, and M. Inoue, "Time-series analysis of sleep-wake stage of rat EEG using time-dependent pattern entropy", Physica A, Vol.387 No.13, pp.3145-3154, 2008.

[2]「脳波パターンのエントロピー時系列解析」, 津田康民, 白水重憲, 菅野久信, 井上政義, 臨床神経生理学 30(4), 307-314, 2002.

G-18 デントライト界面における成長速度のマルチフラクタル解析

九州大学大学院 ^A, 総合理工学府 ^B, 量子プロセス理工学 ^C 坂田道太^{A,B,C}, 高田 綾介 ^{A,B,C}, 本庄春雄 ^{A,B,C}

【目的】非平衡・開放系としての拡散場は様々 な形態を形成する。一般的には、形態の異方性 の強さ ϵ がゼロの場合は、ランダムに分析した フラクタル形態としての DLA となる。 ϵ が有 限の場合は、その異方性に従った横枝群が成長 して、比較的、規則的な形態であるデンドライ トとなるが、DLA と同様にフラクタル性を示 す。一方、DLA は界面の成長速度を確率速度 とするとマルチフラクタル性を示すことが知ら れているため、デンドライトのマルチフラクタ ル性を解析することは興味深い。

【結果】図1に準2次元的なセル内の過飽和 のNH₄Cl水溶液から成長させたデンドライト を示す。NH₄Cl分子は4回対称性を示すため、 横枝は主幹から垂直に4方向に成長する。界面 の成長速度を画像解析から求める場合、一般的 には、成長速度の小さい界面からの検出は非常 に困難である。そのため、実験で得られたデン ドライトをラプラス場に置き、場をシミュレー ションから求めて界面成長速度を求めた。界面 での境界条件は曲率を考慮したギブス・トムソ ンの境界条件を用いた。得られたマルチスペク トルを図2に示す。図2では、界面曲率を無視 した場合も示している。スペクトルのピークは 約 1.25 でこのデンドライトの界面が造るフラ クタル次元 1.22 にほぼ一致している。

講演では、表面張力の異方性を考慮し た場合も含めて、より詳細な報告を行う。







G-20 セル・オートマトン法による音場の解析

九州大学大学院芸術工学府 A 儀保伸吾A, 河辺哲次 A

音場 (おんば) とは音波の存在する空間のことである。これまで、音場の解析法は様々な音響問題 を解くために、いろいろと工夫がされてきた。本研究では、セル・オートマトン (Cellular Automata, CA) 法を適用して、従来とは異なる新しい音場解析法の可能性を探る。CA 法とは、解析対象をセ ル (cell) と称する区分領域に分割し、近接したセル間の相互作用に一定のルールを与えて、現象の 時間発展を計算する手法である。このとき、独立変数と従属変数は離散的な値で定義される。CA 法を用いると、簡単なモデルから複雑な現象が再現されるので、幅広い分野に応用されている。

音圧 p に対する波動方程式は (1) である。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \tag{1}$$

これに超離散化を施せば、音場解析の CA モデルが構築できるが、そのまま実行すると「負の問題」に遭遇する。そのため、(1) が *x* 軸の正方向と負方向に伝播する波を含むことに着目し、それ ぞれの波に超離散化を行い、それらの重ね合わせで解を記述する。その結果、次式を得る。

 $F_i^{t+1} = \max\left(F_i^t - D, F_{i-1}^t - C\right) \quad (正方向の進行波) \tag{2}$

$$G_{i}^{t+1} = \max\left(G_{i+1}^{t} - C, G_{i}^{t} - D\right)$$
 (負方向の進行波) (3)

$$P_j^t = \max\left(F_j^t + A, G_j^t + B\right)$$
 (重ね合わせの式) (4)

ここで、C、Dは音速に対応するパラメーターである。これらの解は、パラメーターCやDのとり方に依存し、パラメーターの値によって、unphysical な振る舞いも現れる。

現段階では、波動方程式 (1) に等価な CA モデルをまだ見つけていないが、今回の発表では、モデル (2)-(4) の数値シミュレーション結果、および、モデルの有する問題点などを報告したい。