会場 E

領域 3, 5, 6, 11

E-1 超伝導 NbN/高スピン分極ホイスラー合金 $Co_2Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si$ 多層膜における平行磁場下での対破壊効果

鹿児島大理 [A], 鹿児島大院理工 [B], 東北大院工 [C], 東北大金研 [D], 九大院理 [E] 青木響[A], 重田出 [B], 窪田崇秀 [C], 木村尚次郎 [D], 関剛斎 [D], 篠崎文重 [E], 淡路智 [D], 廣井政彦 [B]

超伝導体 (S)/強磁性体 (F) ヘテロ構造における超伝導と磁性の相互作用は、様々な非従来型の超伝導現象やスピントロニクスにおける機能性に対して重要な役割を果たす。ハーフメタルと予想されているホイスラー合金 $Co_2Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si$ (CFMS) および超伝導体 NbN は MgO 基板と格子整合性が良く、エピタキシャル成長が可能である。そこで、NbN($d_S = 15$ nm)/CFMS(0 nm $\leq d_F \leq$ 10 nm) 構造の多層膜について、超伝導揺らぎ効果が顕著な超伝導転移温度 T_c 近傍で電気抵抗の測定を行った。加えて、揺らぎ伝導度 σ' の解析を行い、超伝導近接効果を介した CFMS 層によるクーパー対の対破壊効果を調べた。

揺らぎ伝導度 σ' の主要項は、Aslamazov-Larkin 項 σ'_{AL} と、対破壊パラメータ δ を含む Maki-Thompson 項 σ'_{MT} である。本研究では、①超伝導近接効果による超伝導強度 $|\psi|^2$ の減少を表す係数 $\alpha(\leq 1)$ を新たに導入した揺らぎ伝導度 $\sigma' = \alpha(\sigma'_{AL} + \sigma'_{MT})$ および② $\delta = \delta_{int} + \delta_{ext}$ と定義した解析から係数 $\alpha(d_F)$ を求めた。ここで、δ_{int} は S 層で生じる内因性対破壊パラメータであり、δ_{ext} は F 層の影響で T_c が抑制される外因性対破壊パラメータである。σ' の解析から見積もられた α と T_c/T_{c0} の磁性膜厚 d_F に対する依存性を図 1 に示す。図 1 からわかるように、α は $d_F \approx 1$ nm で、また、T_c/T_{c0} は $d_F \approx 3$ nm で最小値をとることが明らかになった。

発表当日は、解析結果の詳細について議論する予定である。

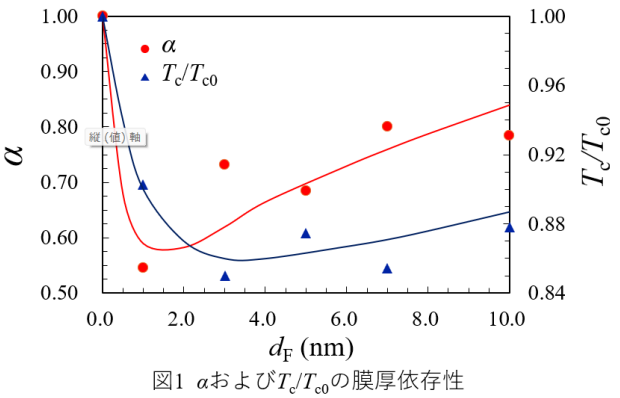


図1 αおよびT_c/T_{c0}の膜厚依存性

E-2 Bi 系高温超伝導体へのスピン注入

福工大院工 [A], 福工大工 [B] 安枝章[A], 岩崎巧生 [B], 中村壮智 [A]

これまで超伝導とスピントロニクスは排他的であると考えられてきたが，超伝導体中のスピンホール効果やスピン伝導，スピン三重項などの新奇超伝導の研究が進んだことから，超伝導体中のスピン輸送現象が注目されるようになった．しかし，実験の多くは BCS 超伝導体を用いたものが主で，ギャップに異方性のある非従来型超伝導とスピン輸送の関係は未解明な点が多い．そこで我々は機械剥離した非従来型伝導体 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ に Py の強磁性電極を接合して横型スピンバルブ素子を作製し (図 1)，その超伝導状態におけるスピン輸送特性を調べてきた．ゼロ抵抗となった約 55 K 前後の温度域で非局所抵抗の磁場依存性を測定したところ，再現性のあるスピンバルブ信号を観測した（図 2)．この信号の温度依存性を調べたところ，超伝導転移に伴いスピンバルブ信号が大きく変化する他，非局所電圧のバックグラウンドの大きな変化も確認した．講演では温度依存性やマイナーループでの測定結果を踏まえた上で，スピン輸送特性について議論する．

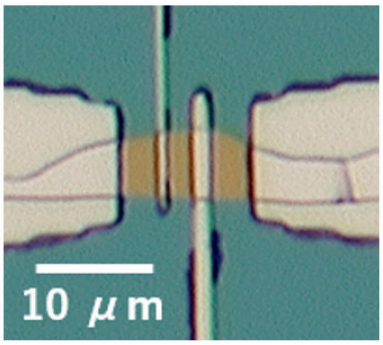


図 1 作製した横型スピンバルブ素子の光学顕微鏡写真.

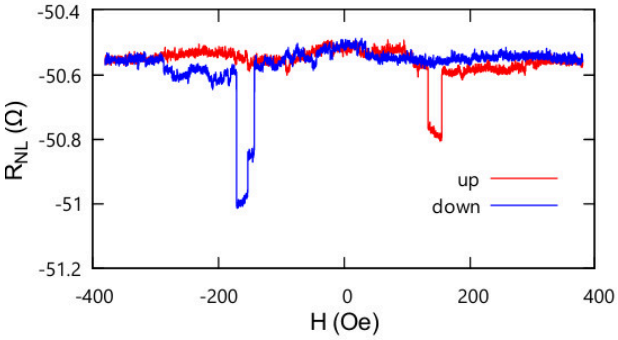


図 2 49.4 K における非局所抵抗の磁場依存性.

E-3 $Fe_{1.3}Mn_{1.7}Si_{1-x}Al_x$ の物性

鹿大院理工 [A], 鹿大先端科学 [B] 中村晴稀[A], 廣井政彦 [A], 重田出 [A], 尾上昌平 [B]

背景

$Fe_{3-y}Mn_ySi$ は、X_2YZ の化学組成で $L2_1$ 型構造を持つホイスラー化合物である（X、Y が遷移金属、Z がⅢ-Ⅴ族の元素)。この化合物は広い組成範囲で研究されており、複雑な磁性を示すことが分かっている [1]。$y = 1.7$ の近傍では、すでに知られている強磁性転移（転移温度 T_C）及び反強磁性と強磁性成分を持つ相（AF 相）への転移（転移温度 T_A）に加え、反強磁性相（AF2 相）へ転移（転移温度 T_{A2}）することが報告された [2]。したがって、$y = 1.7$ 付近で Si の一部を Al に置換した $Fe_{1.3}Mn_{1.7}Si_{1-x}Al_x$ の磁性は興味深いため、$Fe_{1.3}Mn_{1.7}Si_{1-x}Al_x$ を作製し、粉末 X 線解析や磁化測定、電気・磁気抵抗測定を行い、Si の Al 置換によって及ぼされる物性や磁気転移の変化を調べた。特に、$x = 0.2$ 付近で磁性に大きな変化が確認されたことから、その近傍の組成における結晶構造や磁性についてより詳細な調査を行なった。

結果

X 線回折結果より、$x \sim 0.25$ 付近で $L2_1$ 型構造の単相から、$L2_1$ 型構造と β-Mn 構造の 2 相へと構造の変化が見られ、$x = 1.0$ 付近で β-Mn のほぼ単相であることが分かった。磁化測定より、$x = 0.2$ 付近まで AF2 相への転移と見られる変化が観測された。また、$x = 0.2$ 付近を境に強磁性が失われていることが分かった。磁気抵抗測定では、$x = 0.1$ において磁気抵抗効果の正から負への変化が見られ、その温度は T_{A2}（AF2-AF 転移）と一致していた。

参考文献

[1] S. Yoon, J.G. Booth, J. Phys. F Metal. Phys. 7, 1079 (1977)

[2] M. Hiroi, T. Nonoyama, G. Adachi, I. Shigeta, H. Manaka and N. Terada, J.Phys. Conf. Ser. 969, 012098 (2018)

E-4 高スピン分極ホイスラー合金 $CoFeTiAl_{1-x}Sn_x$ ($x = 0.7 \sim 1.0$) の磁気特性

鹿児島大理 A, 鹿児島大院理工 B, 東北大金研 C, 東大物性研 D, 東北学院大院工 E　和田凜太郎A, 木村晴矢 A, 重田出 B, 山内徹 D, 鹿又武 E, 梅津理恵 C, 廣井政彦 B

4 元系ホイスラー合金 CoFeTiSn は、第一原理バンド計算によりスピン分極率 100% のハーフメタルであると予想されているため、スピントロニクス素子の電極材料として期待される機能性材料である。一方、Sn を Al に置換した CoFeTiAl は非磁性半導体であることが報告されている。ハーフメタル特性を有するホイスラー合金は、これまで局在磁性体として理解されてきたため、弱い遍歴磁性体のスピンゆらぎ理論による解析例はほとんどない。そこで本研究では、混晶系ホイスラー合金 $CoFeTiAl_{1-x}Sn_x$ の磁気特性を調べて、スピンゆらぎ理論の観点から議論する。

具体的には、各組成の磁化曲線から Arrott プロットを作成して、磁気自由エネルギーの 4 次の展開係数 F_1、動的スピンゆらぎスペクトルのエネルギー幅 T_0、静的磁化率の波数空間における分散を特徴づける T_A を見積もった。また、キュリー温度 T_C と T_0 を用いて、スピンゆらぎの大きさの指標である無次元パラメータ η を導出した。その解析結果を表 1 に示す。T_0 と T_A は組成変化に対して非単調な振る舞いを示して、Al 置換率 30% で T_0 が最大となった。一方、η は CoFeTiSn で最大となり、Al 置換に伴って単調に減少した。また、CoFeTiSn の η は他のホイスラー合金と同程度の値であったが、$CoFeTiAl_{0.3}Sn_{0.7}$ では典型的な弱い遍歴磁性体である Ni_3Al に近い値を示した。

発表当日は、得られた解析結果の詳細について議論する。

表 1　各材料におけるスピンゆらぎパラメータ

材料	T_0 (K)	T_A (K)	η
CoFeTiSn	1.40×10^3	8.97×10^3	0.527
$CoFeTiAl_{0.1}Sn_{0.9}$	2.02×10^3	9.49×10^3	0.471
$CoFeTiAl_{0.2}Sn_{0.8}$	1.59×10^3	1.14×10^4	0.456
$CoFeTiAl_{0.3}Sn_{0.7}$	4.49×10^3	7.39×10^3	0.294
Ni_3Al	3.59×10^3	3.09×10^4	0.230
Co_2TiGa	8.34×10^2	8.00×10^3	0.530
Co_2NbGa	2.10×10^3	4.70×10^3	0.550
$ZrZn_2$	3.21×10^2	8.83×10^3	0.380

E-5 非線形テラヘルツ分光のための高強度テラヘルツ光源の開発とその応用

九大院理 A, NICTB　小澤悟朗A, 田中海輝 A, 清水颯健 A, 寺井弘高 B, 中村祥子 A

近年、超伝導状態を探る手法として、 テラヘルツ帯の非線形応答が注目されている。これは、多くの超伝導体において、対破壊やヒッグスモードをはじめとした超伝導体内部の素励起のエネルギースケールがテラヘルツ帯に位置するからである。我々は、非線形応答の一つである第二高調波発生を通じて、磁束量子の運動をピコ秒の時間スケールで捉える研究を進めている [1]。

本研究では、こうした非線形応答の測定に適した周波数帯域 (0.1〜数 THz 程度) と十分な電場強度 (数十〜100 kV/cm 程度) を備えたテラヘルツ光源を開発した。図に、発生させたテラヘルツ波の時間波形の一例を示す。講演では、テラヘルツ波の特性評価と、超伝導 NbN 薄膜に対する予備測定の結果を紹介する。

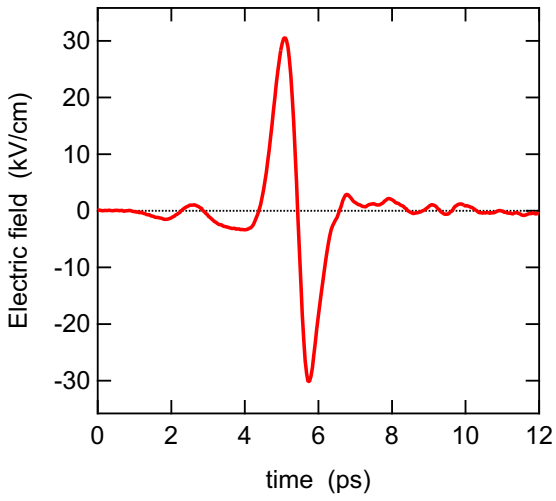


図 1：テフロンレンズで集光した際のテラヘルツ波形

[参考文献]
[1] S. Nakamura et al., PRL. **125**, 097004 (2020).
[2] H. Hirori et al., Appl. Phys. Lett. **98**, 091106 (2011).
[3] G. Ozawa et al., JPS Conf. Proc., accepted.

E-6 近赤外パルス励起による CoFeB/W および Ni/W 二層薄膜におけるテラヘルツ放射の比較

九大院理 [A], 阪大基礎工 [B] 田中海輝[A], 李柏論 [A], 小澤悟朗 [A], 澤田祐衣 [A], 木村崇 [B], 中村祥子 [A]

磁場中の強磁性体／重金属二層膜にフェムト秒レーザーパルスを照射すると、超高速消磁に伴って角運動量流が生成され、重金属層で面内パルス電流に変換されることでテラヘルツ波が放射される。この現象は、角運動量流の生成・変換に関する超高速ダイナミクスの解明に利用できると期待される。

角運動量流がスピン流の場合、面内電流の極性は重金属層のスピンホール係数に依存するため、プラチナ（Pt）とタングステン（W）では逆符号になると期待される。しかし、強磁性ニッケル（Ni）を用いた二層膜では同符号となることが報告された [1]。そこで、我々も同様の測定を行ったところ、先行研究とは異なり、Ni/W 二層膜の過渡電流に正負の成分が観測された [2]。特に、20 nm の W 層を用いた場合、Ni/Pt と同じ極性を持つ成分が Ni 膜厚とともに増大したので、この成分は界面ではなく Ni 層内での角運動量流生成に由来する可能性が示唆される。

本研究では、この成分が Ni 特有の効果に由来するかを検証するため、異なる強磁性体である CoFeB（CFB）を用いた CFB/W 二層膜を測定した。その結果、Ni/W と同様に正負の電流成分が観測された。一方、CFB 膜厚に対する依存性には、強磁性層内での角運動量流生成を示唆する振る舞いは確認されなかった。発表では、測定結果の詳細を報告する。

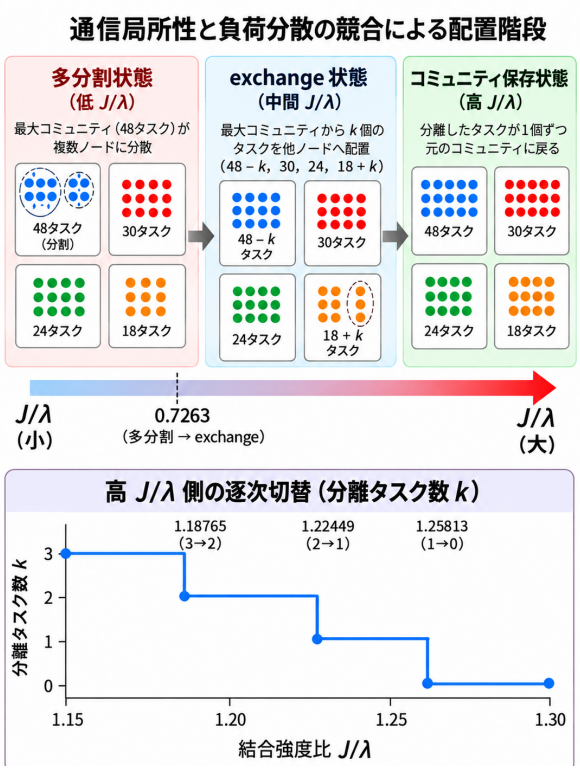
[1] T. S. Seifert *et al.*, Nature Nanotechnology **18**, 1132–1138 (2023).
[2] リハクユ 他，第 130 回日本物理学会九州支部例会（2024 年 11 月 16 日）.

E-7 有限 Potts 模型における通信局所性と負荷分散の競合による逐次配置切替

九州工業大学情報工学部 [A] 大澤智興[A]

[序論] 複数の計算資源へのタスク配置では，通信局所性と負荷均等化が競合する。

[モデル] 配置先を q 状態 Potts 変数 σ_i で表し [1]，通信局所性を強磁性的相互作用，負荷分散を二次ペナルティとして記述した [2]。[方法] 異なる大きさの通信コミュニティをもつ有限系について数値探索を行い，小規模系では厳密列挙した。各配置を $H = \lambda L - JA$ で比較した。[結果] J/λ の増加に伴い，最大コミュニティは多分割状態から exchange 状態へ移行し，さらにコミュニティ保存状態へ至った（図 1）。多分割から exchange 状態への切替点は解析的に $J/\lambda = 0.7263$ と求まり，数値的 onset 0.73 と一致した。高 J/λ 側では分離タスク数が $k = 3 \to 2 \to 1 \to 0$ と逐次的に減少した。[考察] この逐次切替は，通信局所性と負荷均等化の競合による有限 Potts 系の最低エネルギー配置間の準位交差，すなわち有限配置階段として理解できる。



参考文献 [1] F. Y. Wu, Rev. Mod. Phys. 54, 235 (1982). [2] K. Callahan-Coray et al., npj Unconv. Comput. 3, 50 (2026).

E-8 時間依存二次元流におけるラグランジュ粒子運動

福岡県立大人社 [A] 石崎龍二[A]

時間依存二次元流では、カオス的な粒子運動に伴って異常拡散が生じること [1] や、適切な摂動によってカオス輸送を制御できること [2] が報告されている。しかし、粒子軌道のカオス性と粒子拡散の統計的性質との関係については、なお検討すべき点が残されている。

本研究では、時間依存する二次元非圧縮流を考える。流れ関数 $\psi(x, y, t)$ を用いると、ラグランジュ粒子の運動は

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \tag{1}$$

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{2}$$

と表される。この粒子運動は (x, y) 平面上の面積を保存する力学系であり、規則的な運動とカオス的な運動が共存する場合がある。これまでの数値計算では、カオス的な領域において、粒子集団の広がりに通常拡散とは異なる振る舞いがみられ、長距離移動を伴う間欠的な粒子運動も確認された。

本発表では、Lyapunov 指数によって軌道の不安定性を調べるとともに、粒子の平均二乗変位の時間依存性を調べ、粒子軌道のカオス性と拡散との関係について報告する。

参考文献

[1] W. L. Vargas, L. E. Palacio and D. M. Dominguez: Anomalous Transport of Particle Tracers in Multidimensional Cellular Flows, Phys. Rev. E, Vol. 67, 026314 (2003).

[2] T. Benzekri, C. Chandre, X. Leoncini, R. Lima and M. Vittot: Chaotic Advection and Targeted Mixing, Phys. Rev. Lett., Vol. 96, 124503 (2006).

E-9 加振下におけるナットの回転方向と軸方向振動 —三軸加速度センサーによる計測—

佐賀大医 [A] 富永広貴[A]

振動から回転への変換は種々の系で研究されている [1, 2]。加振されたボルトに緩く取り付けたナットは，加振体との接続条件に応じて回転方向が反転する [3]。本研究では，ゴムチューブによる直線接続と屈曲接続について，ボルトに固定した三軸加速度センサーと sensor-bridge[4] を用いて振動を計測した。図は上から x, y, z 成分の Scalogram (共通色尺度) で，y はボルト軸方向に近い。S は直線，B は屈曲接続，破線は条件の切替を示す。屈曲接続では直線接続に比べ，軸方向の加速度変動が大きく，約 130 Hz 付近の成分が強まった。今回の計測結果は，前回報告した超高速カメラ映像から得られた運動の描像と定性的に矛盾しない。Petri の転がりを基礎とするモデルでは，本系で想定するねじ面の離間と衝突を伴う運動を十分に表現できないと考える。そこで，締付け予圧のないナットがねじの遊びの範囲を自由に運動し，ねじ面への衝突・反発時に回転が変化する衝突モデルを構築する予定である。非対称なボルトの往復回転に軸方向振動が加わることで，ナットの回転方向が逆転する機構の解明を目指す。

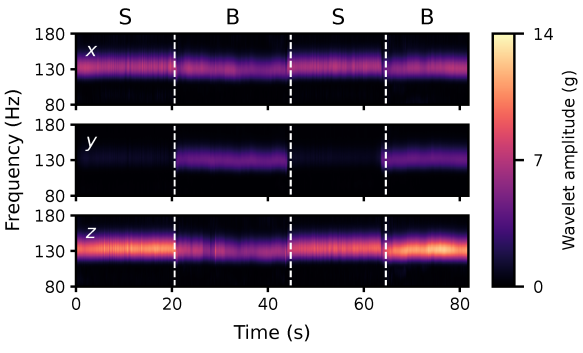
参考文献

[1] P. A. Petri, *Vibration-induced rotation*, S.B. thesis, MIT (2001).

[2] M. Broseghini et al., *PLoS ONE* **14**, e0218666 (2019).

[3] 富永ほか，信学技報 NLP2013-17 (2013); NLP2015-127 (2016); NLP2023-103 (2024).

[4] H. Tominaga, `sensor-bridge`, v1.3.0, Zenodo (2026), DOI: `10.5281/zenodo.23331863`.



E-10 Watts–Strogatz 型ニューラルネットワークにおけるカオス発生の配線依存性

大分大理工 [A], 東大 IRCN[B] 川原口蒼太[A], 末谷大道 [A,B]

多数の飽和型非線形素子が結合した自律ネットワークでは、結合強度の増加に伴い固定点からカオスへの転移が生じる。結合が密でランダムな場合、この転移は結合行列のスペクトル半径で定まる結合強度で起こるとされ、有限サイズでは転移の経路が回路の実現ごとに異なることが知られている。しかし、各素子が少数の素子とだけ結合する疎な回路では、結合の仕方がカオスの発生にどう影響するかは明らかでない。Watts – Strogatz 型ネットワークでは、再配線確率 p を増やすと、まず平均経路長（系全体のつながりの近さ）が短くなり、より大きな p でクラスタリング係数（近傍どうしの結合の密さ）が減少する。本研究ではこの性質を利用し、カオスの発生がどちらの変化に対応するかを調べた。各素子の次数 K、結合重みの分布、結合行列のスペクトル半径を揃えたうえで、近傍への結合を遠距離の結合に張り替える割合（再配線確率）p を変え、多数の回路実現について最大リアプノフ指数を計算し、カオスとなる回路の割合から、カオスが生じる結合強度を求めた。その結果、スペクトル半径の規格化によりどの回路も結合強度 g=1 で原点の固定点が不安定化するにもかかわらず、カオスの発生は $g \approx 2$ まで遅れた。この遅れは、平均経路長が大きく短縮する小さな p ではほとんど変化せず、クラスタリング係数が減少し始める p の範囲で小さくなり、クラスタリングがほぼ失われる $p \gtrsim 0.5$ でふたたび大きくなった。以上の結果は、カオスの発生のしやすさが、系全体のつながりの近さ（スモールワールド性）と言うよりも、近傍の結合構造の変化と対応して変わることを示唆する。この対応を生む機構の解明は今後の課題である。

E-11 高次元データによるカオス力学系の予測と解析

鹿児島大 理工学研究科 [A] 秦 浩起[A], 柳川 和希 [A], 秦 重史 [A]

高次元の非線形散逸力学系 $\mathbf{X}(t+1) = \mathbf{F}(\mathbf{X}(t))$ の時間発展について，高次元観測と予測という視点から考察する。なお，ここでは写像系で議論する。

散逸力学系では，初期状態からの過渡的過程を除くと，軌道は（力学系の次元に対し）低次元のアトラクター上にある。また，一般に低次元の力学系 $\mathbf{Y}(t+1) = \mathbf{G}(\mathbf{Y}(t))$ を持つと考えられる。[*1]その例は，ローレンツカオス，B-Z カオス，水滴系カオスなどあるが，$\mathbf{G}$ が高次元の場合，それを見出すことは容易ではない。[*2]

そこで，ここでは視点を変えて，高次元カオス力学系の高次元観測データ

$$\mathbf{Z}(t) = (z_1(t), z_2(t), \ldots, z_m(t)$$

から，系の主要な（知りたい）量 $z_1(t)$ の時間変化を線形和

$$z_1(t+1) = \sum_{i=1}^{m} a_i z_i(t)$$

の形で予測することを紹介する。これが有効となるのは，z_i が $\mathbf{Y}$ の非線形関数で，m がアトラクターの次元より十分大きいことに由来する。また，そこから実効的な時間発展を見出すことについても検討したい。

[*1] ダイナミクスの変数 $\mathbf{X}$ と観測量 $\mathbf{Y}$ は同じではない。もちろん，$\mathbf{G}$ は非線形である。

[*2] 「水滴系のカオス」Robert Shaw，岩波書店 (2006)

E-12 乱流の散逸領域計測を目指した定温度型熱線流速計回路製作の試み

長崎大学大学院 [A], 三重大学大学院 [B] 山田紘大[A], 前田翔斗 [A], 高橋護 [B], 園部陽平 [A], 北村拓也 [A]

乱流は Navier–Stokes 方程式に支配される非線形な流体現象であり、大きなスケールから小さなスケールへ輸送されたエネルギーが、最終的に粘性によって散逸する。このエネルギー散逸過程を実験的に捉えることは、乱流の小スケール構造を理解する上で重要である。一方、散逸領域まで速度変動を計測するためには、十分な時空間分解能を有する計測系が必要となる。特に高周波数領域では、観測された速度スペクトルの減衰が乱流本来の物理現象によるものか、熱線や計測回路の応答特性によるものかを区別することが重要となる。そこで本研究では、散逸領域までの乱流計測を目指し、熱線および定温度型熱線流速計（CTA）回路を含む計測系の構築を試みた。熱線には直径 5 μm のタングステン線に加え、より小さなスケールの速度変動を捉えることを目的として、直径 1 μm の白金線を用いた。これらを自作の CTA 回路と組み合わせて格子乱流の速度変動を計測し、得られた速度スペクトルの高周波数領域について検討した。本発表では、散逸領域までの乱流計測に向けた計測系の構築と、その格子乱流への適用について報告する。